

FABIO EDUARDO FERRAZ DE CARVALHO

Estudo de escoamentos turbulentos em torno de corpos rombudos e esbeltos de superfície hidraulicamente lisa ou rugosa utilizando o método de vórtices discretos

Guaratinguetá-SP

2023

FABIO EDUARDO FERRAZ DE CARVALHO

Estudo de escoamentos turbulentos em torno de corpos rombudos e esbeltos de superfície hidraulicamente lisa ou rugosa utilizando o método de vórtices discretos

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia e Ciências do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica na área de Transmissão e Conversão de Energia.

Orientador: Prof. Dr. Alex Mendonça Bimbato

Guaratinguetá-SP

2023

C331e	Carvalho, Fabio Eduardo Ferraz de Estudo de escoamentos turbulentos em torno de corpos rombudos e esbeltos de superfície hidraulicamente lisa ou rugosa utilizando o método de vórtices discretos / Fabio Eduardo Ferraz de Carvalho - Guaratinguetá, 2023. 99 f : il. Bibliografia: f. 91-99 Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia e Ciências de Guaratinguetá, 2023. Orientador: Prof. Dr. Alex Mendonça Bimbato 1. Aerodinâmica. 2. Escoamento instável (Aerodinâmica). 3. Métodos de simulação. I. Título. CDU 533.6
-------	---

Luciana Máximo
Bibliotecária/CRB-8 3595



FABIO EDUARDO FERRAZ DE CARVALHO

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA”

PROGRAMA: ENGENHARIA MECÂNICA
CURSO: MESTRADO

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Manoel Cleber de Sampaio Alves
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:

ALEX
MENDONCA
BIMBATO:95108
874120

Assinado de forma
digital por ALEX
MENDONCA
BIMBATO:95108874120
Dados: 2023.03.06
17:42:30 -03'00'

Prof. Dr. ALEX MENDONÇA BIMBATO
Orientador - UNESP

participou por videoconferência

ALEX MENDONCA
BIMBATO:95108874
120

Assinado de forma digital por ALEX
MENDONCA
BIMBATO:95108874120
Dados: 2023.03.06 17:42:48 -03'00'

Prof. Dr. LUIZ ANTONIO ALCÂNTARA PEREIRA
UNIFEI

participou por videoconferência

ALEX MENDONCA
BIMBATO:95108874120

Assinado de forma digital por ALEX
MENDONCA BIMBATO:95108874120
Dados: 2023.03.06 17:43:34 -03'00'

Prof. Dr. JOSE ANTONIO PERRELLA BALESTIERI
UNESP

participou por videoconferência

MARÇO de 2023

DADOS CURRICULARES

FABIO EDUARDO FERRAZ DE CARVALHO

NASCIMENTO	09.08.1988 – Guaratinguetá / SP
FILIAÇÃO	Carlos Aguiar de Carvalho Maria José Lina Ferraz de Carvalho
2003/2005	Curso Técnico em Mecânica Faculdade Colégio Técnico Industrial de Guaratinguetá
2007/2012	Graduação em Engenharia Mecânica Faculdade de Engenharia e Ciências - Câmpus de Guaratinguetá
2020/2023	Mestrado em Engenharia Mecânica Faculdade de Engenharia e Ciências - Câmpus de Guaratinguetá

AGRADECIMENTOS

Agradeço a minha amada esposa Carolina Muniz, pelo exemplo de ser humano e profissional. Sem o seu apoio e paciência este trabalho não seria possível.

Agradeço aos meus pais pela forma genuína e autêntica de amor que experimentei durante minha infância e adolescência;

aos meus filhos Eduardo e Joaquim, pelo tempo cedido para que eu pudesse me dedicar a este trabalho, pela compreensão e acima de tudo por me lembrarem da grandeza da vida;

ao meu orientador, *Prof. Dr. Alex Mendonça Bimbato*, que durante todo esse período de trabalho me ensinou mais que a técnica e o método. Sua dedicação, compromisso e empatia me ensinaram muito além do que está registrado neste documento

aos funcionários do CCI, Centro de Convivência Infantil, em especial a professora Camila e a supervisora Luiza Diniz, pela dedicação e amor com que cuidaram do meu filho Eduardo durante o ano de 2022.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior- Brasil (CAPES) - código de financiamento 001.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) - número do processo 2022/03630-4.

“Aprendi muito com a velhice. Acho que fiquei um pouco mais sábio. Sábio não é quem sabe mais que os outros. O Tao-Te-Ching faz uma distinção entre o erudito e o sábio. O erudito é aquele que ajuntou muitos saberes. O sábio é aquele que, saboreando os saberes ajuntados, se dá conta de que muitos deles não têm gosto, ou que têm um gosto que não lhe agrada. O sábio – degustador – se livra deles. O erudito soma saberes. O sábio diminui saberes. Ele escolhe o que é essencial. Os saberes essenciais são aqueles que nos ajudam a viver.”

Rubem Alves

RESUMO

Diversos fenômenos na natureza e inúmeras aplicações tecnológicas estão baseados na interação fluido-estrutura, a qual ocorre quando o escoamento de um fluido incide sobre um corpo sólido. Um melhor entendimento da física que rege a interação fluido-estrutura permite avanços na elucidação de questões científicas que ainda estão em aberto e no desenvolvimento de novas aplicações de engenharia. O objetivo deste trabalho é o de estudar os fenômenos relacionados à interação fluido-estrutura a partir do problema do escoamento não permanente, bidimensional, incompressível, de um fluido newtoniano com propriedades constantes, que incide sobre um perfil NACA 0012 de superfície lisa ou rugosa, submetido a diversos ângulos de ataque. As análises são conduzidas a partir de simulações numéricas que utilizam o Método de Vórtices Discretos (MVD). O MVD aproxima o campo de vorticidades através de vórtices discretos de Lamb, os quais são distribuídos nas vizinhanças de fronteiras sólidas para garantir a condição de contorno de não deslizamento, necessária ao modelo viscoso Newtoniano. Os vórtices discretos de Lamb são acompanhados durante todo o tempo da simulação numérica, o que caracteriza uma descrição lagrangiana do problema. O método é adaptado para a inclusão dos efeitos de turbulência e de rugosidade superficial do corpo. Verifica-se a capacidade do código adaptado em reproduzir os fenômenos observados em situações experimentais, como a oscilação periódica das cargas fluidodinâmicas no escoamento ao redor do cilindro e o fenômeno de estol no escoamento ao redor do aerofólio. Nas simulações envolvendo efeitos de rugosidade superficial, o código computacional desenvolvido é capaz de simular a crise do arrasto, típica dos escoamentos ao redor do cilindro a altos valores de número de Reynolds, e o atraso no fenômeno de estol, que ocorre em aerofólios. Verifica-se, também, a proximidade dos valores médios dos coeficientes de arrasto e de sustentação obtidos numericamente, com os resultados experimentais disponíveis na literatura.

PALAVRAS-CHAVES

Corpos Esbeltos; Aerodinâmica; Rugosidade superficial; Estol; Método de Vórtices Discretos; Método de Painéis.

ABSTRACT

Several phenomena in nature and countless technological applications are based on the fluid-structure interaction, which occurs when a fluid flow interacts with a solid body. A better understanding of the physics that governs the fluid-structure interaction allows advances in the elucidation of scientific questions that are still open and in the development of new engineering applications. The objective of this work is to study the phenomena related to the fluid-structure interaction by studying the problem of the non-permanent, two-dimensional, incompressible flow of a Newtonian fluid with constant properties, which interacts with a NACA 0012 profile with a smooth or rough surface, subjected to different angles of attack. The analyzes are conducted from numerical simulations using the Discrete Vortex Method (DVM). The DVM approximates the vorticity field through discrete Lamb vortices, which are distributed in the vicinity of solid boundaries to guarantee the non-slip boundary condition, necessary for the viscous Newtonian model. Lamb's discrete vortices are followed throughout the numerical simulation, which characterizes a Lagrangian description of the problem. The method is adapted to include the effects of turbulence and body surface roughness. The ability of the adapted code to reproduce the phenomena observed in experimental situations, such as the periodic oscillation of fluid dynamic loads in the flow around the cylinder and the stall phenomenon in the flow around the airfoil, is verified. In simulations involving surface roughness effects, the developed computational code is capable of simulating a drag crisis, typical of flows around the cylinder at high Reynolds number values, and the delay in the stall phenomenon, which occurs in airfoils. It is also verified the proximity of the average values of the drag and lift coefficients obtained numerically, with the experimental results available in the literature.

KEYWORDS

Slender Bodies; Aerodynamics; Surface Roughness; Stall; Discrete Vortex Method; Panel Method.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Recentes pesquisas relacionadas à interação fluido-estrutura	23
Figura 2 – Esquema do descolamento da camada limite no escoamento ao redor de um cilindro circular.....	26
Figura 3 – Variação dos componentes de pressão e de atrito do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds.....	27
Figura 4 – Esquema do comportamento do coeficiente de sustentação (C_L) com o aumento do ângulo de ataque (α).....	28
Figura 5 – Variação dos coeficientes (a) de sustentação e (b) de arrasto e (c) da razão destes coeficientes com o aumento do ângulo de ataque para o aerofólio NACA 0012.....	29
Figura 6 – Variação dos coeficientes de sustentação e de arrasto com o aumento do ângulo de ataque para o aerofólio NACA 0012 com superfície lisa e rugosa.....	31
Figura 7 – Componente horizontal de perfis longitudinais de velocidade média para ângulo de ataque nulo, em quatro comprimentos x/c , para superfícies lisas e rugosas.....	32
Figura 8 – Geometria do problema.....	35
Figura 9 – Energia cinética da turbulência para diferentes escalas de movimento (k).....	38
Figura 10 – Simulação numérica de um escoamento turbulento a) DNS; b) LES e c) RAN...39	
Figura 11 – (a) Distribuição de singularidades sobre um painel plano, (b) Orientação de um ponto (x,y) do domínio em relação ao painel plano.....	52
Figura 12 – Esquema de discretização de uma fronteira sólida em M painéis planos utilizando-se de uma distribuição linear de vórtices.....	53
Figura 13 – Esquema do processo de geração de vórtices discretos de Lamb nas vizinhanças da superfície discretizada de um corpo hidraulicamente liso.....	56
Figura 14 – Características do escoamento no interior da camada limite que se desenvolve ao redor de superfícies hidraulicamente lisas e de superfícies hidraulicamente rugosas.....	57
Figura 15 – Parâmetros utilizados na descrição da rugosidade superficial.....	58
Figura 16 – Computação das atividades turbulentas nas vizinhanças do ponto de desprendimento de vórtices discretos associado ao painel p devido à rugosidade superficial do corpo.....	61
Figura 17 – Posição dos pontos rugosos utilizados para o cálculo da função estrutura de velocidade de segunda ordem modificada no modelo anterior e no proposto.....	61
Figura 18 – Comparação entre o comportamento da velocidade tangencial induzida pelo modelo do vórtice discreto de Lamb e pelo modelo do vórtice potencial.....	63
Figura 19 – Definição da coroa circular utilizada no modelo de turbulência proposto por Alcântara Pereira <i>et al.</i> (2002) e modificado por Bimbato <i>et al.</i> (2012).....	67

Figura 20 – Algoritmo do Método de Vórtices Discretos.....	70
Figura 21 – Organização do programa computacional.....	71
Figura 22 – Partículas de vórtices no instante de tempo $t = 60$ da simulação do escoamento ao redor de um cilindro liso (Euler; $M = 30$; $\Delta t = 0,05$; $NR = n.a$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,0 \times 10^5$).....	74
Figura 23 – Histórico das cargas fluidodinâmicas exercidas sobre um cilindro liso e detalhes do desprendimento das estruturas vorticosas ($t_A = 52,5$, $t_B = 55,0$, $t_C = 57,5$). (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = n.a$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,0 \times 10^5$)	74
Figura 24 – Análise do coeficiente de pressão ($\bar{C}_p$) médio ao longo da superfície discretizada do cilindro e do perfil da velocidade tangencial a esta superfície em 4 pontos ($\theta_A = 76^\circ$, $\theta_B = 88^\circ$, $\theta_C = 97^\circ$, $\theta_D = 108^\circ$). (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = n.a$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,0 \times 10^5$).....	76
Figura 25 – Variações do coeficiente de arrasto médio ($\bar{C}_D$) e do número de Strouhal (St) do cilindro circular devido a variações na rugosidade superficial (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = 21$; $Re = 1,0 \times 10^5$).....	77
Figura 26 – Variação no coeficiente de arrasto médio ($\bar{C}_D$) devido a variações na rugosidade superficial, de um cilindro circular discretizado através de painéis com distribuição constante de singularidades do tipo fontes. (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = 21$; $Re = 1,0 \times 10^5$)....	77
Figura 27 – Esteira de vórtices no instante de tempo $t = 60$ da simulação do escoamento ao redor de um aerofólio liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=n.a.$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).....	78
Figura 28 – Histórico das cargas fluidodinâmicas exercidas sobre a superfície do aerofólio liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR = n.a.$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$)	79
Figura 29 – Análise do coeficiente de pressão ($\bar{C}_p$) médio ao longo da superfície discretizada do aerofólio liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=n.a.$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).....	80
Figura 30 – Variação nos coeficientes médios de sustentação ($\bar{C}_L$) e de arrasto ($\bar{C}_D$) no escoamento ao redor do aerofólio liso devido a variações no ângulo de ataque (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=n.a.$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).....	81
Figura 31 – Comportamento da esteira e do coeficiente médio de pressão para variações no ângulo de ataque do aerofólio NACA 0012 liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=n.a.$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).....	82
Figura 32 – Variações nos coeficientes médios de sustentação ($\bar{C}_L$) e de arrasto ($\bar{C}_D$) com o ângulo de ataque e com a rugosidade superficial do aerofólio NACA 0012 (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=21$; $Re = 1,7 \times 10^5$).....	85
Figura 33 – Variações da razão da sustentação pelo arrasto ($\bar{C}_L/\bar{C}_D$) em função do ângulo de ataque e da rugosidade superficial do aerofólio NACA 0012 (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=21$; $Re = 1,7 \times 10^5$).....	86

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Parâmetros numéricos utilizados nas simulações computacionais.....	73
Tabela 2 – Coeficientes de arrasto e de sustentação médios e número de Strouhal referentes ao escoamento ao redor do cilindro circular.....	75

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (do inglês, <i>Computational Fluid Dynamics</i>)
COUP	Matriz de influência
COUPP	Matriz de influência de pressão
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MVD	Método de Vórtices Discretos
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
N-S	Equações de Navier-Stokes
P.C.M	Princípio de Conservação da Massa
P.C.Q.M.L.	Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear
RANS	<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
RHS	Vetor coluna lado direito
RHSP	Vetor coluna lado direito de pressão

LISTA DE SÍMBOLOS

$\vec{b}$	Raio da semicircunferência utilizada no modelo de rugosidade
c	Corda do aerofólio
C_D	Coeficiente de arrasto em um instante de tempo da simulação numérica
$\bar{C}_D$	Coeficiente de arrasto médio
C_{ij}	Tensor Cruzado
C_k	Constante de <i>Kolmogorov</i>
C_L	Coeficiente de sustentação em um instante de tempo da simulação numérica
$\bar{C}_L$	Coeficiente de sustentação médio
C_p	Coeficiente de pressão
CO	Ponto de controle de um painel
D	Diâmetro do cilindro circular
E	Espectro de energia cinética local
eps	Distância para a geração de vórtices discretos medida a partir do ponto de controle de um painel que discretiza um corpo
$\bar{F}_2$	Função estrutura de velocidade de segunda ordem
M	Número total de painéis que discretizam a superfície do corpo
Ma	Número de Mach
L_{ij}	Tensor de Leonard
N	Número de vórtices discretos no interior da coroa circular
NR	Número de pontos rugosos
$\vec{n}$	Vetor unitário
n_x	Componente na direção x do vetor unitário, $\vec{n}$
n_y	Componente na direção y do vetor unitário, $\vec{n}$
p	Campo de pressões
P	Número aleatório entre 0 e 1
pshed	Ponto de desprendimento de vórtices discretos
Q	Número aleatório entre 0 e 1
r	Distância do ponto extremo de um painel até um ponto arbitrário do domínio fluido
Re	Número de Reynolds

Re_c	Número de Reynolds modificado
r_{ext}	Raio externo da coroa circular
r_{int}	Raio interno da coroa circular
r_{kj}	Distância entre um vórtice discreto k e um vórtice discreto j
r_{km}	Distância entre um vórtice discreto k e o painel m
S	Referente à superfície do corpo sólido
St	Número de Strouhal
t	Instante de tempo da simulação numérica
U_∞	Velocidade do escoamento incidente
$\vec{u}$	Campo de velocidades
u	Componente da velocidade na direção horizontal
v	Componente da velocidade na direção vertical
$\tilde{Y}$	Trabalho específico total
α	Ângulo de ataque
β_p	Ângulo de orientação de um painel genérico p
Γ	Intensidade de um vórtice discreto de Lamb
γ	Densidade de vórtice distribuída sobre um painel
$\Delta\theta$	Avanço de um vórtice discreto no intervalo $(0-2\pi)$ para o cálculo da difusão da vorticidade
Δr	Avanço de um vórtice discreto na direção radial para o cálculo da difusão da vorticidade
ΔS	Comprimento de um painel plano
Δt	Incremento de tempo da simulação numérica
Δx_{adv}	Deslocamento de um vórtice discreto na direção x pelo processo de advecção
Δx_{dif}	Deslocamento de um vórtice discreto na direção x pelo processo de difusão da vorticidade
Δy_{adv}	Deslocamento de um vórtice discreto na direção y pelo processo de advecção
Δy_{dif}	Deslocamento de um vórtice discreto na direção y pelo processo de difusão da vorticidade
ε	Rugosidade superficial
θ	Ângulo de orientação de r

μ	Coeficiente de viscosidade dinâmica
ν	Coeficiente de viscosidade cinemática (molecular)
ν_t	Coeficiente de viscosidade cinemática turbulento
ϑ	Distribuição gaussiana usada no método de avanço randômico
$\gamma(x)$	Distribuição linear de vórtices sobre um painel
ρ	Massa específica
ξ	Deslocamento difusivo
ζ	Função de corte do campo de vorticidades discretizado
σ_0	Parâmetro da função de corte: raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb
τ_{ij}	Tensor de Reynolds sub-malha
σ_{0c}	Raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb modificado
χ	Fator de controle que atua no processo de geração de vórtices discretos devido ao modelo de rugosidade
Ω	Domínio fluido
ω	Componente do campo de vorticidades normal ao plano do escoamento
$\vec{\omega}$	Campo de vorticidades

LISTA DE SUBSCRITOS

∞	Referente ao valor da grandeza infinitamente distante do corpo
x	Designa a direção x
y	Designa a direção y

SUMÁRIO

1.	INTRODUÇÃO	19
2.	EXPOSIÇÃO DO ESTADO ATUAL DO PROBLEMA.....	23
2.1.	SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO AO REDOR DE UM SÓLIDO.....	23
2.2.	AERODINÂMICA DO ESCOAMENTO AO REDOR DE CORPOS ROMBUDOS E ESBELTOS	25
2.3.	O EFEITO DA RUGOSIDADE SUPERFICIAL NA AERODINÂMICA DE CORPOS ROMBUDOS E ESBELTOS.....	29
3.	FORMULAÇÃO GERAL DO PROBLEMA	34
3.1.	GEOMETRIA E DEFINIÇÕES	34
3.2.	HIPÓTESES ASSUMIDAS	35
3.3.	OBTENÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES E CONDIÇÕES DE CONTORNO	35
3.4.	FILTRAGEM DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES: ESCALAS DA TURBULÊNCIA	37
3.4.1.	Modelo de Turbulência do tipo LES	39
3.4.2.	Simulação da turbulência	41
3.5.	ADIMENSIONALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES E DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO.....	42
3.6.	A EQUAÇÃO DO TRANSPORTE DA VORTICIDADE	45
3.7.	LEI DE BIOT-SAVART	46
3.8.	CARGAS FLUIDODINÂMICAS	47
4.	O MÉTODO DE SOLUÇÃO: MÉTODO DE VÓRTICES DISCRETOS	48
4.1.	MÉTODO DE VÓRTICES DISCRETOS.....	48
4.2.	FUNÇÃO DE CORTE.....	50
4.3.	IMPLEMENTAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO	51
4.3.1.	A condição de impenetrabilidade: O Método de Painéis e a escolha do tipo de singularidade	51
4.3.2.	A condição de não deslizamento: geração de vórtices discretos de Lamb	56
4.4.	A MARCHA NO TEMPO DOS VÓRTICES DISCRETOS GERADOS	61
4.4.1.	A Advecção dos vórtices discretos	62
4.4.2.	A Difusão da vorticidade	65
4.5.	CÁLCULO DAS CARGAS FLUIDODINÂMICAS	68
4.6.	O ALGORITMO DO MÉTODO DE VÓRTICES DISCRETOS	69
5.	RESULTADOS.....	72
5.1.	ESTUDO DO ESCOAMENTO AO REDOR DO CILINDRO DE SEÇÃO CIRCULAR.....	73
5.2.	ESTUDO DO ESCOAMENTO AO REDOR DO AEROFÓLIO NACA 0012	78

6.	CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTURAS PESQUISAS.....	87
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	91

1. INTRODUÇÃO

Um corpo sólido imerso em um escoamento encontra-se submetido a forças causadas pela ação do fluido em movimento. O sólido impõe mudanças na direção e na magnitude da velocidade do escoamento, uma vez que este não pode simplesmente atravessar o corpo sólido, mas, apenas, contorná-lo. Dessa maneira, a geometria do corpo influencia no desenvolvimento do escoamento e o fluido em movimento exerce uma força na superfície do sólido; esta interação fluido-estrutura (no inglês, *Fluid Structure Interaction*, FSI) pode ser observada em diversas situações na natureza e em aplicações de engenharia

Na natureza, animais utilizam o mecanismo de interação fluido-estrutura para se deslocarem; por exemplo, insetos e pássaros movimentam as asas para adquirir propulsão e sustentação durante o voo, enquanto peixes e outros animais aquáticos deformam o próprio corpo para se autopropulsionar dentro de um meio fluido. Incontáveis máquinas, sistemas e mecanismos são baseados na interação de um escoamento com um corpo sólido, tais como aeronaves, sistemas de bombeamento, turbinas eólicas etc.

Ao longo dos anos, a análise dos fenômenos envolvidos na interação fluido-estrutura tem sido realizada principalmente por meio de técnicas de experimentação e análise de similaridade apoiadas por diversas simplificações do problema original. O desafio da análise experimental é que a não linearidade da relação entre os parâmetros e as propriedades que descrevem o problema faz com que pequenas alterações na geometria e/ou propriedades do fluido altere por completo a solução final, exigindo novos experimentos. Por outro lado, o estudo analítico do problema exige a solução das equações de Navier Stokes (N-S), que são equações diferenciais parciais que permitem determinar os campos de velocidade e de pressão num escoamento, porém sua não linearidade faz com que a maioria dos problemas sejam complexos ou impossíveis de resolver de maneira analítica.

A utilização de métodos numéricos permite que soluções aproximadas para a equação de N-S sejam encontradas. Diversos métodos numéricos são capazes de obter soluções muito próximas a resultados observados experimentalmente e têm se tornado importantes ferramentas de engenharia. O desenvolvimento de novos métodos numéricos e o aprimoramento dos métodos existentes têm como objetivo principal o aumento da capacidade de simular com maior precisão situações complexas com um menor custo computacional.

Dentre os métodos numéricos mais estudados pode-se destacar o método de volumes finitos, o método de diferenças finitas e o método de elementos finitos. Esses métodos utilizam uma descrição euleriana do escoamento, o que implica na necessidade de construção

de uma malha computacional no domínio fluido, etapa que pode representar grande complexidade, principalmente em condições de escoamento não permanente (GRIGOR'EV et al., 2018). Uma alternativa para contornar essa complexidade é a utilização de métodos que utilizam uma descrição lagrangiana do escoamento e que, portanto, não necessitam da construção de malhas. Nessa classe de métodos numéricos encontram-se os Métodos de Partículas que, ao invés de discretizarem o domínio fluido (como fazem os métodos eulerianos clássicos), discretizam uma propriedade do escoamento. O principal representante dos Métodos de Partículas é o Método de Vórtices Discretos.

O Método de Vórtices Discretos (MVD) é baseado em uma descrição lagrangiana do problema, o que elimina a necessidade do uso de malhas de computação. Com o referencial seguindo a partícula de fluido ao longo do seu deslocamento, a simulação de escoamentos vorticosos é feita de maneira mais apropriada, e mesmo com números de Reynolds (Re) elevados, bons resultados são possíveis a custos apropriados. O MVD utiliza a equação de Navier Stokes (N-S) formulada em termos da vorticidade e aproxima o campo de vorticidades por meio de uma distribuição de vórtices discretos. Os vórtices discretos são distribuídos em pontos do domínio fluido e avançam no tempo e no espaço conforme a equação de transporte da vorticidade (VERMA et al., 2016).

Recentes desenvolvimentos no MVD têm permitido a simulação de diferentes problemas relacionados à interação fluido-estrutura; esses problemas são experimentalmente complexos de analisar e, numericamente, utilizando malhas de cálculo, são difíceis de modelar. A simulação da rugosidade superficial é um exemplo desse tipo de problema. Uma superfície perfeitamente lisa é uma idealização; em situações práticas, qualquer objeto tem uma superfície áspera.

Em problemas de interação fluido-estrutura, a hipótese de superfície hidraulicamente lisa é aceitável quando as dimensões da rugosidade são menores do que a espessura da subcamada viscosa (CHUNG et al., 2021). No entanto, em muitos casos, o desgaste operacional (DALILI et al., 2009), a ação de agentes externos, como colisão de partículas sólidas (FIORE, G., e SELIG, M. S., 2015), incrustação de organismos marinhos (HAN et al., 2022), formação de gelo na superfície sólida (TOBA et al., 2020), e mesmo o processo de fabricação (POUR, 2018), resultam em deformações nas superfícies, tornando o efeito de rugosidade superficial não desprezível.

O efeito da rugosidade pode ser observado principalmente em situações limites de mecanismos que são baseados na interação fluido-estrutura. Em um aerofólio, a presença de rugosidade em sua superfície pode atrasar o ângulo de inclinação no qual o fenômeno de estol ocorre; na ocorrência do estol o aerofólio passa por uma repentina perda de sustentação. Assim, na presença de rugosidade o aerofólio possui uma maior sustentação após o fenômeno de estol. Estas alterações na aerodinâmica do aerofólio devido aos efeitos de rugosidade superficial acarretam implicações no funcionamento de sistemas como a alteração na navegabilidade de aeronaves e a perda de desempenho em turbomáquinas.

A simulação do efeito da rugosidade na solução de problemas de interação fluido-estrutura, tal como o problema do aerofólio submetido a elevados ângulos de incidência, é complexa devido à natureza da rugosidade; a altura média das protuberâncias e saliências que formam a superfície sólida, bem como a forma como tais protuberâncias e saliências estão dispostas na superfície (textura), causam perturbações que ocorrem nas escalas menores do escoamento e são propagadas para as escalas maiores. Análises experimentais normalmente são limitadas a uma faixa estreita de rugosidade e, mesmo dentro de uma estreita faixa, ainda apresentam resultados dispersos, devido à dificuldade em reproduzir, de maneira controlada, uma superfície rugosa (especialmente sua textura). As análises numéricas de rugosidade, normalmente, requerem malhas de cálculo muito finas para garantir que a rugosidade seja simulada, tornando o custo computacional inviável.

A utilização do MVD para estudar problemas de interação fluido-estrutura sujeitos a efeitos de rugosidade superficial é uma alternativa à dificuldade experimental de reproduzir superfícies rugosas e à complexidade numérica de trabalhar com malhas de cálculo refinadas o suficiente para capturar os efeitos causados no escoamento pela rugosidade da superfície. No trabalho de Bimbato (2012), importantes resultados foram obtidos a partir da utilização do MVD na simulação do escoamento ao redor de um cilindro de superfície rugosa. Porém, o modelo de rugosidade proposto por Bimbato (2012) foi utilizado, apenas, na simulação de escoamentos ao redor de corpos rombudos.

No desenvolvimento dessa dissertação de mestrado é demonstrado que o modelo de rugosidade concebido por Bimbato (2012) necessita de adaptações para ser capaz de simular o escoamento ao redor de corpos esbeltos rugosos. Assim, o objetivo principal deste trabalho consiste em desenvolver e implementar uma adaptação à formulação matemática do modelo de rugosidade de Bimbato (2012) a fim de utilizá-lo em simulações numéricas de escoamentos que incidem sobre corpos, sejam eles rombudos ou esbeltos. O objeto principal das simulações deste trabalho é o escoamento bidimensional, não permanente, incompressível

e isotérmico de um fluido newtoniano com propriedades constantes que incide sobre um sólido rígido de forma geométrica esbelta, representada pelo aerofólio de perfil NACA 0012.

A primeira etapa do trabalho consiste em realizar uma revisão bibliográfica, com o objetivo de entender como recentes publicações abordaram a questão da interação fluido-estrutura, principalmente quando consideraram a influência de parâmetros como a rugosidade superficial de corpos. Os principais resultados da revisão bibliográfica são discutidos e analisados na Capítulo 2. Posterior à revisão bibliográfica, no Capítulo 3, a formulação geral do problema é detalhada, com a apresentação da geometria estudada, das hipóteses assumidas e das equações que governam o fenômeno físico investigado com as condições de contorno apropriadas. No Capítulo 4 o Método de Vórtices Discreto é apresentado, e utilizado na solução numérica do problema formulado no Capítulo 3. Ainda no Capítulo 4, o algoritmo da solução numérica é apresentado. Por fim, no Capítulo 5 os resultados obtidos com o uso do algoritmo desenvolvido no Capítulo 4 são apresentados e discutidos e, no Capítulo 6, as principais conclusões são apresentadas.

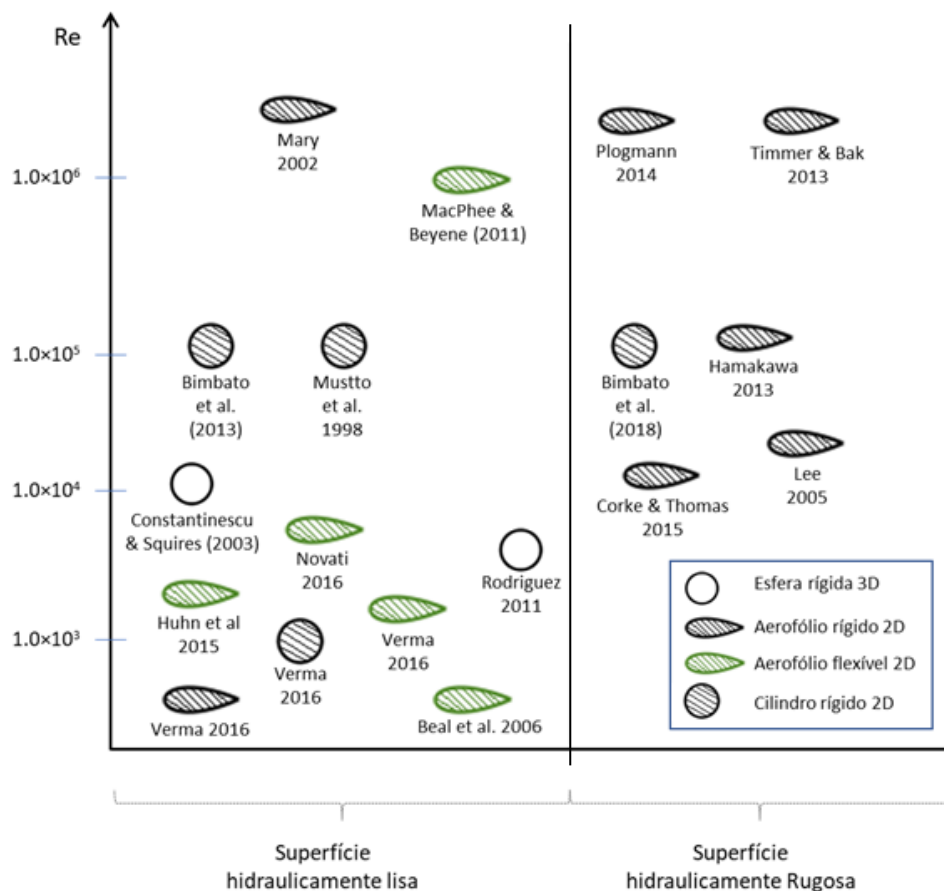
2. EXPOSIÇÃO DO ESTADO ATUAL DO PROBLEMA

Uma breve análise da literatura recente é feita para entender como outros pesquisadores abordaram a simulação da interação fluido-estrutura, tal como apresentado na seção anterior. O objetivo da primeira parte da revisão é entender qual foi o objetivo de cada estudo, a técnica utilizada e os principais resultados. Posteriormente foram revisados especificamente os fenômenos fluidodinâmicos descritos na literatura para o escoamento ao redor de corpos rombudos e esbeltos de superfície lisa e rugosa.

2.1. SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO AO REDOR DE UM SÓLIDO

Na Figura 1 estão dispostos os principais trabalhos consultados que investigaram diversos parâmetros do escoamento ao redor de um sólido, como o efeito da rugosidade superficial, efeito de interferência entre fronteiras sólidas, efeito de movimento relativo entre fronteiras sólidas, bem como o efeito da rigidez do corpo.

Figura 1- Recentes pesquisas relacionadas à interação fluido-estrutura.



Fonte: Autoria Própria

A utilização de mecanismos de interação fluido-estrutura para extração de energia do escoamento foi objeto de estudo de muitos trabalhos analisados. Beal et al. (2006) constataram, por meio de análises experimentais, que em condições adequadas, um corpo de geometria esbelta pode extrair energia da esteira de vórtices gerada por um outro corpo a montante. Huhn et al. (2015) constataram numericamente que deformações específicas do corpo sólido reduzem o gasto do corpo para se locomover no meio fluido. Novati et al. (2016) utilizaram simulações com o Método de Vórtices Discretos para destacar que o movimento sincronizado de dois corpos pode ser energeticamente benéfico para o sistema. MacPhee e Beyene (2011) simularam numericamente o impacto da deformação elástica de um aerofólio NACA0012, devido à ação do vento, na performance aerodinâmica do perfil; o resultado dos estudos indica que o uso de pás flexíveis permite atrasar o fenômeno de estol.

Na maioria dos estudos relacionados à interação fluido-estrutura, devido à complexidade dos parâmetros envolvidos, foram empregados métodos experimentais e/ou numéricos. Os estudos que utilizaram simulações numéricas permitiram uma maior compreensão da física envolvida nos problemas analisados e a possibilidade de generalização da solução para outras configurações.

Constantinescu et al. (2003) utilizaram simulações de turbulência do tipo LES (do inglês, *Larve Eddy Simulation*) e DES (do inglês, *Detached Eddy Simulation*) para reproduzir o escoamento ao redor de uma esfera a $Re = 10^4$. Mary e Sagaut (2002) utilizaram um modelo de turbulência do tipo LES em um método de volumes finitos para reproduzir os fenômenos observados ao redor de um aerofólio a elevados números de Reynolds, como a separação próxima à borda posterior do corpo, bolhas laminares e o recolamento da camada limite turbulenta. Bimbato et al. (2011) mostraram que o Método de Vórtices Discretos é capaz de analisar o comportamento aerodinâmico de um cilindro circular hidraulicamente liso submetido ao efeito solo. Verma et al. (2016) analisaram as distribuições de forças induzidas pelo escoamento ao redor de corpos rígidos e deformáveis utilizando o Método de Vórtices Discretos; as simulações foram realizadas em cilindros, corpos esbeltos que simulam a geometria de um peixe e corpos esbeltos em situação de autopropulsão.

Os efeitos da rugosidade superficial foram avaliados principalmente por técnicas experimentais e diversos estudos detalham a influência da rugosidade nas características fluidodinâmicas do corpo. Lee e Jang (2005) utilizaram um filme *micro-riblet* em forma de “V” para simular a rugosidade sobre um aerofólio NACA 0012; os experimentos foram feitos a valores de número de Reynolds ao redor de 3×10^4 e evidenciaram a redução do coeficiente de arrasto devido a presença de rugosidade. Plogmann et al. (2014) utilizaram um túnel de

vento e um aerofólio com o perfil próximo ao NACA 64-418 para registrar que variações nas dimensões da rugosidade afetam as condições aerodinâmicas do corpo. Hamakawa et al. (2013) demonstraram experimentalmente como a rugosidade pode influenciar no nível de ruído gerado pelo escoamento de ar ao redor de um aerofólio de perfil NACA0012. Corke e Thomas (2015) destacaram, por meio de experimentos, o potencial da rugosidade para retardar o fenômeno de estol mesmo em condições de alto ângulo de incidência.

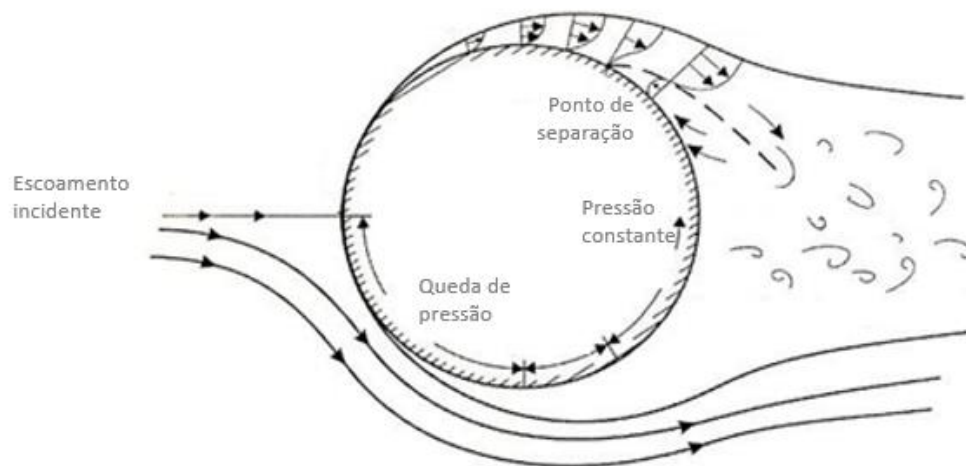
Estudos recentes propuseram formulações numéricas para a simulação da rugosidade superficial. Bimbato (2012) propôs um modelo de rugosidade para ser utilizado em métodos lagrangianos. O modelo de rugosidade desenvolvido foi capaz de simular a transição da camada limite laminar para a camada limite turbulenta capturando, inclusive, a crise do arrasto. Bimbato et al. (2020) verificaram a capacidade de análise do Método de Vórtices Discretos na simulação de um escoamento a $Re = 1 \times 10^5$ ao redor de um cilindro de superfície rugosa. As simulações realizadas pelos autores foram capazes de capturar os principais fenômenos observados experimentalmente: a ocorrência de geração de bolhas de separação assimétricas, a crise do arrasto e a força de sustentação não nula, apesar da simetria axial do cilindro. A simulação dos efeitos da rugosidade é feita por meio de um modelo aplicado por Bimbato et al. (2018), o qual associa o modelo de rugosidade proposto por Bimbato (2012) com o modelo de turbulência do tipo LES originalmente desenvolvido por Alcântara Pereira (2002) e, posteriormente, modificado por Bimbato (2012). A grande vantagem da técnica utilizada é que a discretização da superfície original do corpo é mantida (como se este fosse liso), porém, a camada limite é modificada pela injeção de quantidade de movimento, o que estimula o desenvolvimento de uma camada limite turbulenta ao redor do corpo, característica típica dos efeitos causados pela rugosidade superficial em escoamentos externos. Alcântara Pereira et al. (2020) utilizaram o mesmo modelo para obter a supressão do desprendimento de vórtices em um cilindro submetido à condição de efeito solo.

2.2. AERODINÂMICA DO ESCOAMENTO AO REDOR DE CORPOS ROMBUDOS E ESBELTOS

Num escoamento em torno de um sólido, as mudanças de direção são impostas ao escoamento pela condição de impenetrabilidade da superfície sólida, o que cria um gradiente de pressão adverso. Em escoamentos viscosos, a condição de não escorregamento impõe velocidade relativa zero na camada de fluido em contato com a superfície do sólido. As baixas velocidades nas vizinhanças da parede e o gradiente de pressão adverso podem resultar na

separação da camada limite. No ponto de separação, um escoamento em sentido oposto é estabelecido e a descontinuidade entre o escoamento principal e o de sentido oposto leva à formação de vórtices. Esses vórtices são lançados no escoamento e sofrem coalescência, convecção (advecção e difusão) e alongamento dos tubos de vorticidade (3D), formando assim a esteira vorticiosa a jusante do sólido (veja Figura 2).

Figura 2- Esquema do descolamento da camada limite no escoamento ao redor de um cilindro circular.



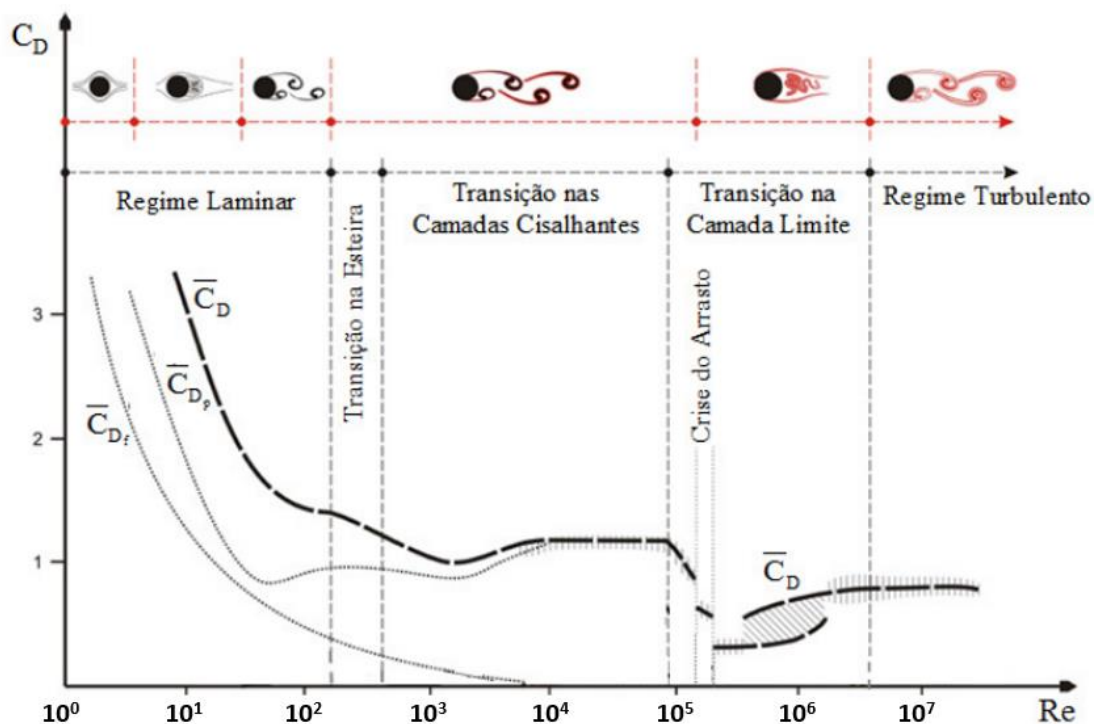
Fonte: Autoria Própria

O comportamento da esteira de vórtices formada pelo escoamento ao redor do cilindro é alterado com o número de Reynolds, com impacto direto nos valores das cargas fluidodinâmicas, como pode ser observado na Figura 3. Na Figura 3 é possível verificar a redução do coeficiente de arrasto (C_D) com a transição nas camadas cisalhantes devido ao aumento do número de Reynolds; a queda do coeficiente de arrasto é observada até o fenômeno da crise do arrasto, após o qual o arrasto tem ligeiro aumento.

Williamson (1996) estudou, experimentalmente, o escoamento em torno de um cilindro hidraulicamente liso e observou que, para números de Reynolds de $1,0 \times 10^3$ a $2,0 \times 10^5$, o negativo do coeficiente de pressão na parte de trás do cilindro (coeficiente de sucção de base) aumenta, o número de Strouhal (St) diminui gradualmente e o comprimento de formação da região de recirculação diminui, resultando em uma região mais estreita e curta para a formação de vórtices. Acima do número de Reynolds de $2,0 \times 10^5$, em valores críticos de número de Reynolds, o autor notou que o coeficiente de sucção de base diminuiu e uma bolha de separação-recolamento foi formada em um lado do cilindro. Em números de Reynolds supercríticos ($Re < 2,0 \times 10^5 - 5,0 \times 10^5$), o autor registrou a formação da segunda bolha de

separação-religação, do outro lado do cilindro, e, como consequência, um número de Strouhal maior foi detectado com uma esteira de vórtices mais estreita. Essa dependência dos fenômenos da esteira vorticosa com o número de Reynolds foi registrada por vários artigos: Achenbach e Heinecke (1981), Slaouti e Gerrard (1981), Unal e Rockwell (1988), Roshko (1993), Norberg (1994), Henderson (1995), Williamson (1996) e Han *et al.* (2022).

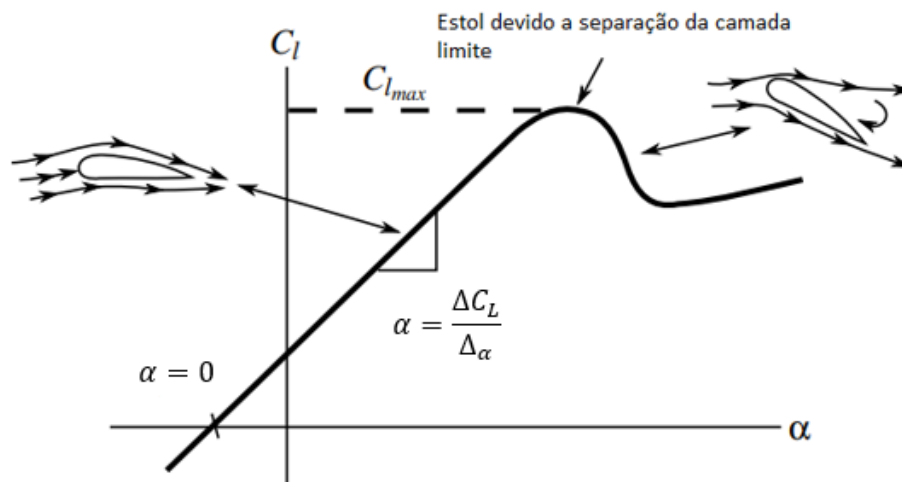
Figura 3- Variação dos componentes de pressão e de atrito do coeficiente de arrasto em função do número de Reynolds



Fonte: Adaptada de Assi (2012)

No aerofólio, para ângulos de ataque (α) moderados ($-10^\circ < \alpha < 10^\circ$), o coeficiente de sustentação (C_L) varia linearmente com α (LEWIS, 1991). Nesta faixa de α , o escoamento se move suavemente sobre o aerofólio e a camada limite contorna toda a superfície do corpo. À medida que o ângulo de ataque atinge valores elevados, o gradiente de pressão adverso aumenta na direção do bordo de fuga. As partículas de fluido que foram desaceleradas pelas forças viscosas não conseguem superar o gradiente de pressão adverso e a camada limite se separa, atingindo o ponto de $C_{L_{max}}$, o que caracteriza o fenômeno de estol (veja Figura 4). A localização da separação depende do número de Reynolds do escoamento e do ângulo de ataque do perfil aerodinâmico. O ponto de separação move-se continuamente a montante com o aumento do ângulo de ataque e do número de Reynolds.

Figura 4- Esquema do comportamento do coeficiente de sustentação (C_L) com o aumento do ângulo de ataque (α)

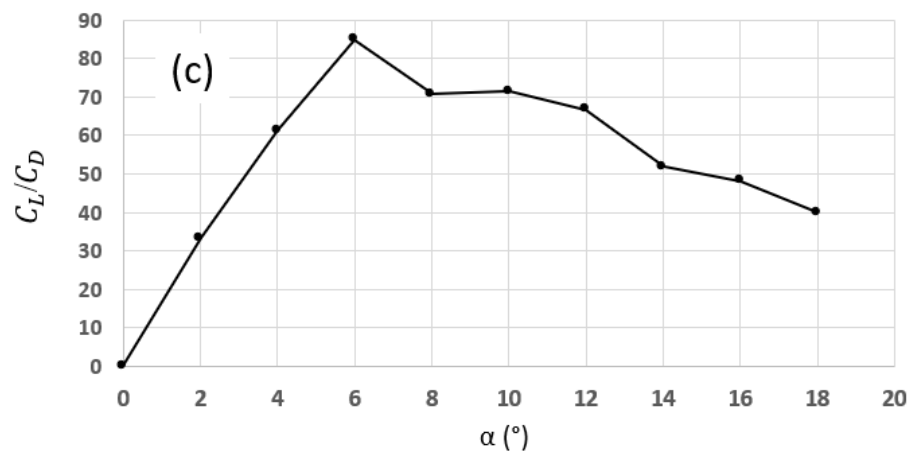
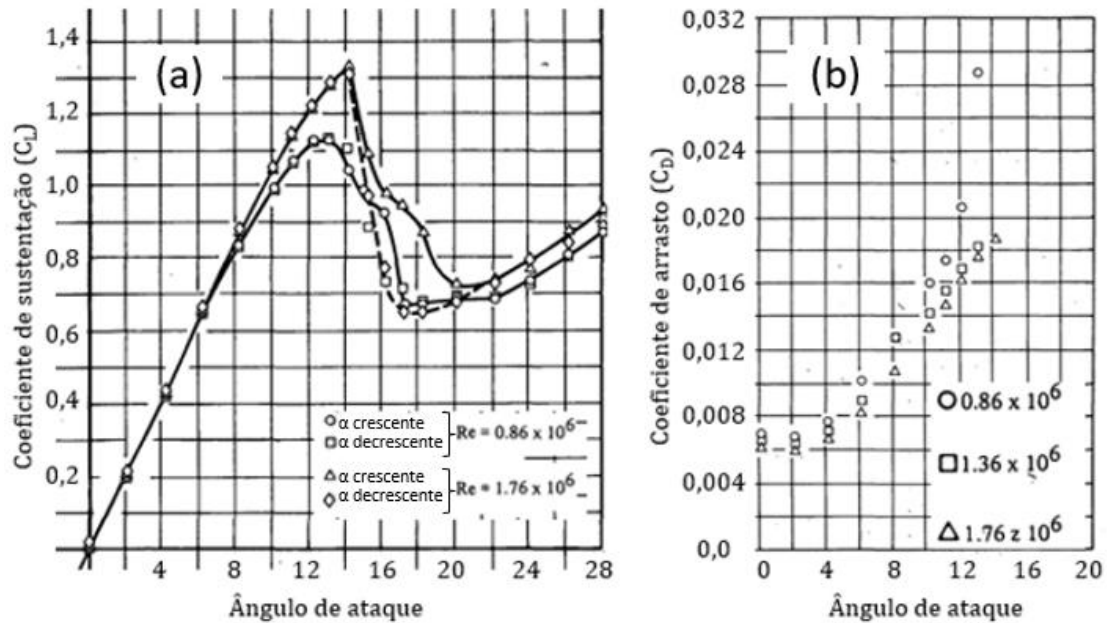


Fonte: Adaptada de Lewis (1991)

A relação dos coeficientes de arrasto (C_D) e sustentação (C_L) com o número de Reynolds pode ser verificada nas Figuras 5(a) e 5(b) adaptadas do trabalho de Sheldahl e Klimas (1981). Como a seção do aerofólio NACA 0012 é simétrica em relação à na direção da corda, a sustentação é gerada apenas a partir de ângulos de ataque diferentes de zero. À medida que o ângulo de ataque aumenta, o coeficiente de sustentação (C_L) aumenta de maneira linear e, acima de 8° , o aumento de C_L com o ângulo de ataque não é mais linear. Além disso, para ângulos de ataque superiores a 8° , C_L passa a depender do número de Reynolds. Para números de Reynolds superiores (da ordem de $Re = 1,0 \times 10^5$), é verificado que o ângulo de incidência do estol é atrasado em relação a Reynolds inferiores, ou seja, o estol ocorre para valores mais elevados de α . Assim, para $Re = 0,86 \times 10^6$ o estol ocorre ao redor de $\alpha = 13^\circ$, enquanto, com o aumento do número de Reynolds para $Re = 1,76 \times 10^6$, o estol ocorre ao redor de $\alpha = 14^\circ$. Após o estol, pequenos aumentos no ângulo de ataque provocam grandes reduções do C_L , até que o aumento da energia cinética leva a camada cisalhante turbulenta separada a atingir mais uma vez a superfície do aerofólio, gerando o fenômeno denominado recolamento e o coeficiente de sustentação volta a aumentar. Para $Re = 0,86 \times 10^6$ o recolamento ocorre ao redor de $\alpha = 18^\circ$; com o aumento do número de Reynolds para $Re = 1,76 \times 10^6$, Sheldahl e Klimas (1981) observaram o recolamento ao redor de $\alpha = 22^\circ$. Na Figura 5(c) é possível observar a razão do coeficiente de sustentação pelo coeficiente de arrasto (*lift-to-drag ratio*); esta razão descreve a eficiência aerodinâmica do aerofólio em condições de uso, durante variações do ângulo de ataque. Valores superiores

de C_L/C_D indicam uma maior eficiência do aerofólio, o que, em aplicações práticas, resulta em maior economia de combustível de aeronaves e maior extração de energia em turbinas eólicas (GIGUERE e SELIG, 2000)

Figura 5- Variação dos coeficientes (a) de sustentação e (b) de arrasto e (c) da razão destes coeficientes com o aumento do ângulo de ataque para o aerofólio NACA 0012.



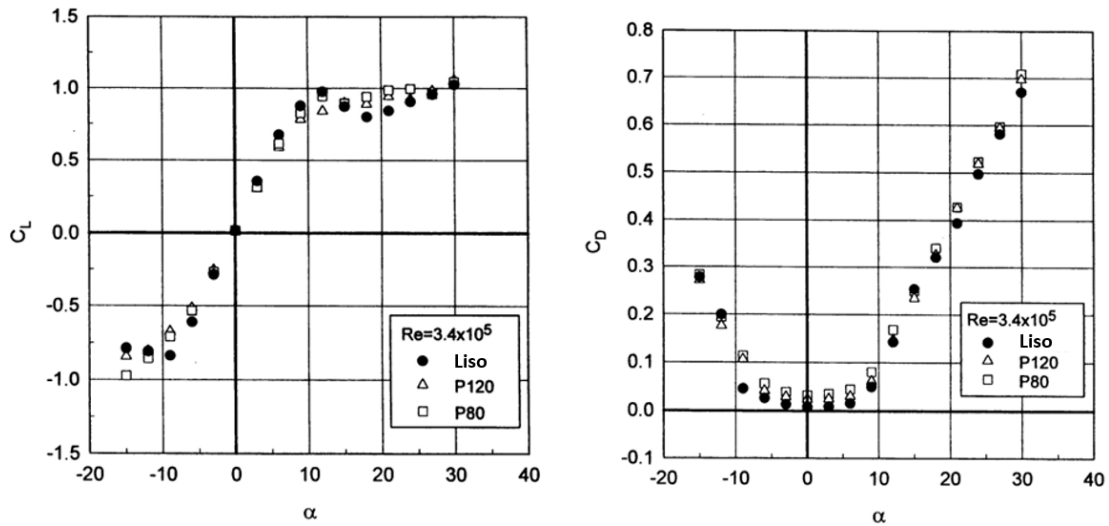
Fonte: Relação calculada a partir dos valores das figuras (a) e (b) para $Re = 0,86 \times 10^6$

2.3. O EFEITO DA RUGOSIDADE SUPERFICIAL NA AERODINÂMICA DE CORPOS ROMBUDOS E ESBELTOS

O efeito de rugosidade modifica a relação dos fenômenos da esteira de vórtices com o número de Reynolds. Inúmeros trabalhos observaram que a presença de rugosidade superficial provoca uma transição precoce da camada limite e fenômenos típicos de escoamentos a altos números de Reynolds ocorrem em números de Reynolds fisicamente mais baixos e, como consequência, as cargas fluidodinâmicas sofrem alterações. A análise experimental conduzida por Van Hinsberg (2015) permite identificar que, em números de Reynolds de $Re \sim 1,6 \times 10^5$, os valores do coeficiente de arrasto de um cilindro com uma pequena rugosidade superficial ($\varepsilon \sim 1,2 \times 10^{-3}$) cai bruscamente de aproximadamente 1,2 para aproximadamente 0,4. Em um cilindro liso ($\varepsilon \sim 1 \times 10^{-5}$), Schewe (1983) observou que a crise do coeficiente de arrasto ocorre apenas em números de Reynolds de $Re \sim 2,6 \times 10^5$. Com rugosidade superficial elevada ($k_s/D \sim 30 \times 10^{-3}$), em um experimento em túnel de vento de um escoamento ao redor de um cilindro, Achenbach e Heinecke (1981) registraram a crise de arrasto em valores de Reynolds ainda mais baixos ($Re \sim 2,0 \times 10^4$) do que os de Van Hinsberg (2015). Em corpos esbeltos, como aerofólios, a rugosidade superficial afeta a geração de sustentação. Chakroun *et al.* (2004) investigaram o efeito da rugosidade em um aerofólio NACA0012 e verificaram que o coeficiente de sustentação máximo, de 0,9315, ocorre no ângulo de ataque de $\alpha = 10^\circ$ para um aerofólio liso, enquanto, em um aerofólio rugoso, o coeficiente de sustentação máximo atinge o valor de 0,9626 no ângulo de ataque de $\alpha = 14^\circ$.

Abdel-Rahman e Chakroun (1997) estudaram experimentalmente, por meio de um túnel de vento, o efeito da rugosidade superficial no escoamento ao redor do aerofólio NACA 0012. Para simular a rugosidade foram utilizadas duas lixas de texturas diferentes, coladas sobre a superfície do aerofólio. As rugosidades relativas (altura média das partículas da lixa dividida pela corda do aerofólio) testadas foram de 0,0033 e 0,0026 identificadas no trabalho por P80 e P120, respectivamente. Abdel-Rahman e Chakroun (1997) constataram que a presença da rugosidade pode atrasar o fenômeno do estol dinâmico, para o mesmo número de Reynolds do escoamento; na Figura 6 constata-se que o estol para o aerofólio liso ocorre para ângulo $\alpha = 12^\circ$, enquanto para o aerofólio rugoso o estol ocorre em ângulos de ataque superiores a $\alpha = 15^\circ$. Na Figura 6 é possível verificar a influência da rugosidade no coeficiente de arrasto do NACA0012 para diferentes ângulos α , com o aumento da rugosidade ouve um ligeiro aumento no coeficiente de atrito para ângulos de ataques entre a $\pm 10^\circ$, ângulos de ataque superiores a variação é reduzida. Abdel-Rahman e Chakroun (1997) ainda destacaram que as variações nas cargas fluidodinâmicas ocorrem devido às perturbações causadas pela rugosidade na camada limite do escoamento; estas perturbações são intensificadas com o aumento do ângulo de ataque.

Figura 6- Variação dos coeficientes de sustentação e de arrasto com o aumento do ângulo de ataque para o aerofólio NACA 0012 com superfície lisa e rugosa (P120 e P80).



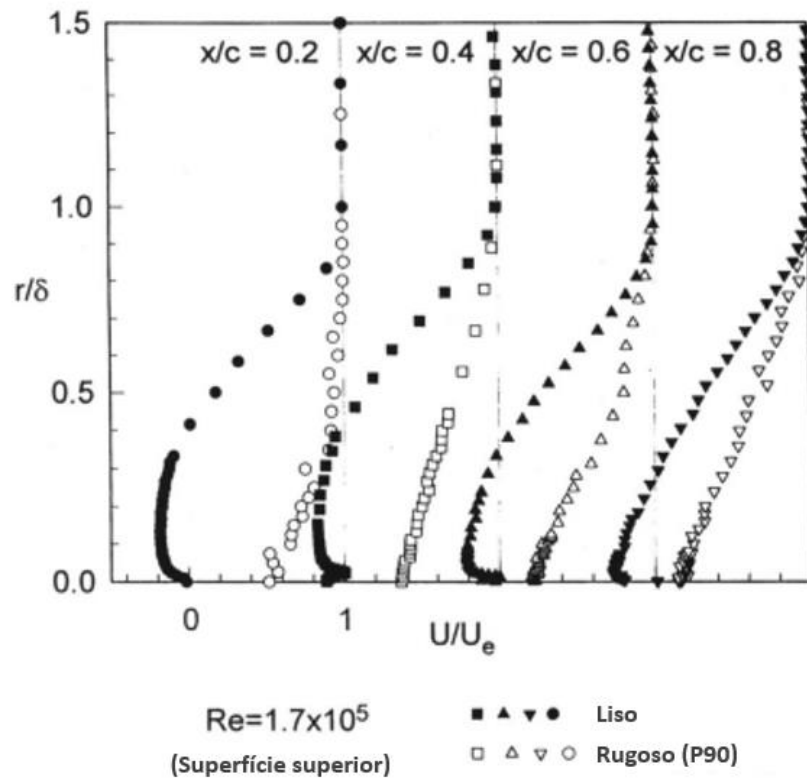
Fonte: Adaptada de Abdel-Rahman & Chakroun (1997)

Na Figura 7 é possível observar a velocidade (U) do escoamento perturbado pela superfície do corpo em relação a velocidade do escoamento não perturbado (U_e) para diferentes pontos distantes r da superfície do corpo na direção normal, sendo que r é no máximo 1,5 vezes a espessura δ da camada limite. A razão x/c é a posição relativa à corda (c) do aerofólio na direção x ; a partir de uma posição definida x/c é medida a velocidade do escoamento em pontos que estão na direção normal à superfície do corpo. Observando a Figura 7 é possível constatar a alteração causada pela rugosidade da superfície do corpo no perfil de velocidade média do escoamento na camada limite que se desenvolve ao redor do aerofólio com ângulo de ataque nulo.

As modificações na fluidodinâmica de corpos sólidos devido ao efeito da rugosidade superficial estão relacionadas a muitos problemas e oportunidades para aplicações de engenharia. Dalili *et al.* (2009) constataram que o aumento da rugosidade superficial nas pás de um aerogerador devido ao acúmulo de insetos pode resultar em perdas de desempenho que podem chegar a 50% em casos mais severos. O trabalho de Han *et al.* (2021), sobre a deposição de organismos em *risers* marinhos verificou que, conforme a rugosidade da superfície é alterada pelo acúmulo de organismos, a resposta da estrutura ao escoamento torna-se mais caótica, aumentando a frequência de excitação e diminuindo a vida útil da estrutura. Por outro lado, o trabalho de Kodancha e Salunkhe (2021) permitiu verificar que é possível usar a rugosidade superficial no bordo de ataque das pás de um compressor axial para

controle do fenômeno *Tip Leakage Flow* (ZHANG *et al.*, 2021) e aumentar o desempenho da máquina. O trabalho de Wang *et al.* (2021) demonstrou que, com a adição de rugosidade superficial, de forma controlada, pode-se reduzir a pressão sobre o teto de trens de alta velocidade e controlar os esforços sofridos pela estrutura devido a rajadas de vento. Uma melhor compreensão de como a rugosidade da superfície de corpos perturba a dinâmica do escoamento pode ajudar a gerenciar os problemas e aproveitar as oportunidades dos efeitos causados pela rugosidade.

Figura 7- Componente horizontal de perfis longitudinais de velocidade média para ângulo de ataque nulo, em quatro comprimentos x/c , para superfícies lisas e rugosas.



Fonte: Adaptada de Abdel-Rahman e Chakroun (1997)

Uma característica importante dos estudos experimentais que tratam da análise dos efeitos de rugosidade superficial é a dificuldade de comparar resultados de diferentes trabalhos. Dados de experimentos com o mesmo número de Reynolds e com a mesma rugosidade relativa são muito dispersos, conforme registrado por Güven *et al.* (1980). A complexidade para reproduzir a mesma topografia de superfície rugosa, o efeito de bloqueio de túneis de vento e as perturbações na turbulência do escoamento livre são as principais razões para a dispersão dos resultados de trabalhos experimentais. Embora algumas técnicas para correção de bloqueios estejam disponíveis na literatura e muitos trabalhos tenham

estudado como comparar duas topografias de superfície rugosa por suas rugosidades equivalente a grãos de areia (ADAMS *et al.*, 2012), comparar dados de diferentes estudos experimentais referentes a efeitos de rugosidade ainda é uma tarefa desafiadora.

Por outro lado, os estudos numéricos de escoamento ao redor de um corpo rugoso ainda são limitados a números de Reynolds baixos (VAN HINSBERG, 2015); e dados numéricos de cargas aerodinâmicas para o escoamento passando por um cilindro rugoso com número de Reynolds subcrítico superior de $Re = 5 \times 10^4$ são muito raros (BIMBATO *et al.*, 2020). Em números de Reynolds baixos, as simulações do tipo *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS) são aplicadas em um esquema Euliano com o modelo de turbulência $k-\omega$ de transporte de tensão de cisalhamento (SST) para analisar o escoamento em torno de cilindros rugosos (GAO *et al.*, (2018) e CHEN *et al.*, (2022)). Em altos números de Reynolds, estudos recentes foram bem-sucedidos na aplicação de um método de vórtices lagrangiano associado à simulação de grandes turbilhões (LES) para examinar a influência da rugosidade na aerodinâmica de um corpo rombudo.

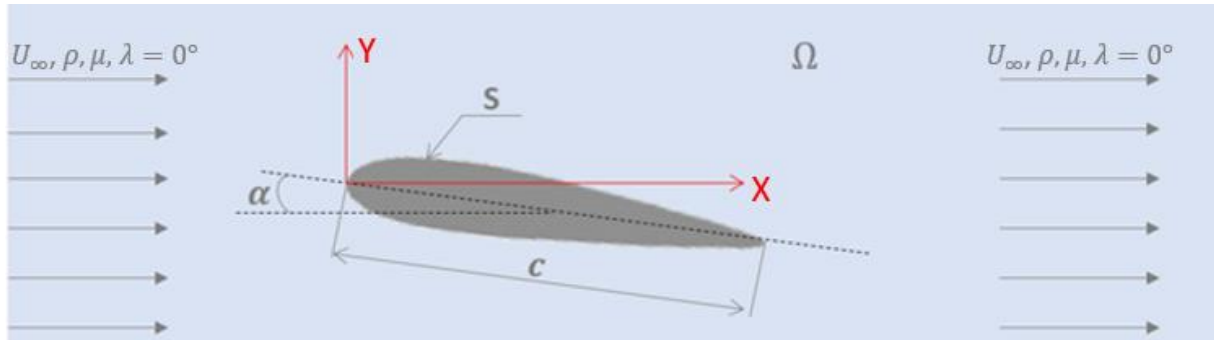
3. FORMULAÇÃO GERAL DO PROBLEMA

No capítulo 3 apresenta-se a formulação matemática geral referente ao estudo do escoamento bidimensional, incompressível, turbulento e não permanente, de um fluido newtoniano com propriedades constantes, que incide sobre um sólido. A geometria do problema é definida, as hipóteses assumidas são analisadas, as equações governantes e as condições de contorno são apresentadas, a modelagem de turbulência é discutida em conjunto com um modelo de efeitos de rugosidade superficial e o problema proposto é adimensionalizado.

3.1. GEOMETRIA E DEFINIÇÕES

O sólido estudado neste trabalho é o aerofólio NACA 0012. O aerofólio NACA0012 define-se por um perfil sem abaulamento, com máxima espessura de 12% da corda. É um perfil que, devido a sua simetria, possui um número significativo de estudos e experimentos discutidos na literatura, facilitando a comparação com os resultados encontrados no presente trabalho. O aerofólio, inclinado de um ângulo α , possui como medida de comprimento característica a corda, c , e está imerso em um domínio fluido infinito Ω . A velocidade do escoamento infinitamente a jusante e a montante é U_∞ e possui ângulo de incidência λ em relação à direção x . O fluido em escoamento possui massa específica ρ e viscosidade dinâmica μ . Na Figura 8 ilustram-se a geometria e as principais definições do problema. Para as aferições iniciais do código computacional foi também utilizado um cilindro cujo comprimento característico é o diâmetro, D , sendo mantidas todas as demais características mencionadas. O número de Reynolds considerado para o escoamento ao redor do aerofólio foi de $Re_{aero} = 1,7 \times 10^5$ e, para o cilindro, o valor é de $Re_{cilindro} = 1,0 \times 10^5$. Nesses valores de número de Reynolds os principais fenômenos fluidodinâmicos são reproduzidos. Além disso, existem diversos experimentos na literatura que utilizaram esses valores, o que permite a comparação com os resultados numéricos obtidos.

Figura 8- Geometria do problema.



Fonte: Autoria Própria

3.2. HIPÓTESES ASSUMIDAS

Para a solução do problema são assumidas hipóteses relativas à geometria, relativas ao escoamento e às propriedades do fluido. As hipóteses assumidas permitem a obtenção de uma solução numérica para o problema proposto sem comprometer a reprodução da física dos fenômenos que devem ser observados em situações semelhantes à estudada.

As hipóteses relativas à geometria são duas: (i) o sólido está imerso em uma região fluida, Ω , que é infinita e bidimensional e (ii) o ângulo entre o escoamento incidente e a dimensão característica do sólido, α , varia no intervalo $]-\pi/2, +\pi/2[$. As hipóteses relacionadas ao escoamento são três: (i) escoamento isotérmico, pois não há gradientes de temperatura no domínio fluido; (ii) escoamento incompressível, pois os efeitos de compressibilidade podem ser desprezados, já que $Ma < 0,3$ (sendo Ma o número de Mach do escoamento) e (iii) o escoamento incidente é irrotacional e permanente. Por fim, as hipóteses relacionadas às propriedades do fluido são duas: (i) fluido newtoniano, ou seja, a viscosidade é constante e (ii) propriedades do fluido são constantes ao longo de todo o domínio fluido.

3.3. OBTENÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES E CONDIÇÕES DE CONTORNO

As equações governantes são obtidas por meio dos princípios de conservação de massa e de quantidade de movimento linear (segunda lei de Newton), aplicados a uma partícula de fluido. As condições de contorno são impostas às equações governantes para garantir unicidade da solução obtida para o problema.

Princípio de Conservação da Massa (P.C.M.)

Para um escoamento incompressível, o balanço de massa em um volume de controle infinitesimal dá origem à equação da continuidade:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

Princípio de Conservação da Quantidade de Movimento Linear (P.C.Q.M.L.)

Para um fluido newtoniano com propriedades constantes em um escoamento incompressível e desprezando-se os efeitos de força de campo, o balanço das forças que atuam em um volume de controle infinitesimal é dado pela equação (2):

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = -\vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (2)$$

A equação (2) é a equação de Navier-Stokes, na qual $\vec{u}$ é o vetor velocidade do fluido, ρ é o campo de massas específicas, p é o campo de pressões e μ é o coeficiente de viscosidade dinâmica do fluido.

Condição de contorno de impenetrabilidade

A fronteira do corpo sólido não poroso é modelada por meio da condição de impenetrabilidade. A velocidade do fluido em contato com a superfície do corpo, e normal a esta, $(\vec{u} \cdot \vec{n})$, é imposta igual à velocidade do corpo na mesma direção $(\vec{u}_c \cdot \vec{n})$. Esta condição garante que não haja um fluxo de massa do domínio fluido para dentro do sólido e/ou do sólido para o domínio fluido. A condição de impenetrabilidade é descrita pela equação (3), na qual $\vec{n}$ é o vetor unitário normal à superfície S (veja a Figura 8) e $\vec{u}_c$ é a velocidade do corpo.

$$\vec{u} \cdot \vec{n} - \vec{u}_c \cdot \vec{n} = 0 \quad (3)$$

Condição de contorno de não deslizamento

Em escoamento viscosos, na interface fluido-sólido, a força de atração entre as partículas fluidas e as partículas sólidas é tal que a velocidade do fluido relativa à superfície é zero. A condição de não escorregamento é resultado da ação molecular da viscosidade no

escoamento e é definida pela equação (4), na qual $\vec{\tau}$ é o vetor unitário tangente à superfície S (veja a Figura 8).

$$\vec{u} \cdot \vec{\tau} - \vec{u}_c \cdot \vec{\tau} = 0 \quad (4)$$

Condição de escoamento não perturbado a longas distâncias

A perturbação causada pelo sólido no escoamento a jusante deve-se reduzir à medida que a distância r da superfície do corpo aumenta. Regiões muito distantes do corpo, $r \rightarrow \infty$, devem ser dominadas pela velocidade do escoamento incidente (U_∞); esta condição é imposta pela equação (5).

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (\vec{u} - \vec{U}_\infty) = 0 \quad (5)$$

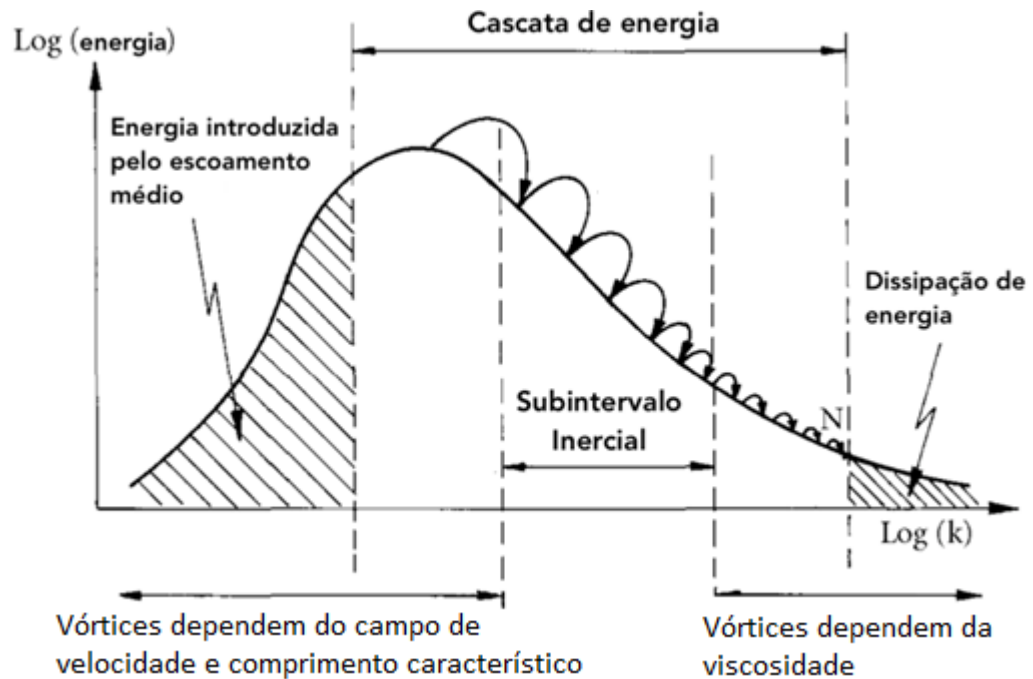
3.4. FILTRAGEM DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES: ESCALAS DA TURBULÊNCIA

A solução numérica das equações que governam o escoamento de um fluido requer uma discretização espacial e temporal do problema. Uma simulação numérica que seja capaz de considerar as várias escalas da turbulência requer demasiado custo computacional e implica, muitas vezes, em inviabilidade numérica, devido à magnitude dos gradientes de velocidade que são encontrados nessas escalas, dificultando a convergência e a instabilidade dos principais métodos disponíveis. Para muitas situações de engenharia uma solução que aproxime os efeitos de turbulência em escalas menores é suficiente para o entendimento e solução do problema. Desta forma, uma alternativa para o problema da simulação da multiplicidade de escalas da turbulência é considerar uma filtragem das equações governantes, separando as diferentes escalas de interesse (COLLIS, 2001).

Um escoamento turbulento é composto por estruturas vorticosas de diferentes tamanhos e escalas, sendo a variedade de escalas limitada superiormente pelas dimensões do campo de velocidades e inferiormente pela ação difusiva da viscosidade molecular. Vórtices maiores drenam energia do escoamento médio para os vórtices menores e, estes, para outros ainda menores e, por fim, as menores escalas dissipam a energia pelas tensões viscosas (SMAGORINSKY *et al.*, 1963). A dissipação de energia entre as escalas pode ser analisada

pela relação entre a energia cinética e o tamanho das escalas presentes no escoamento, k (Figura 9).

Figura 9- Energia cinética da turbulência para diferentes escalas de movimento (k).

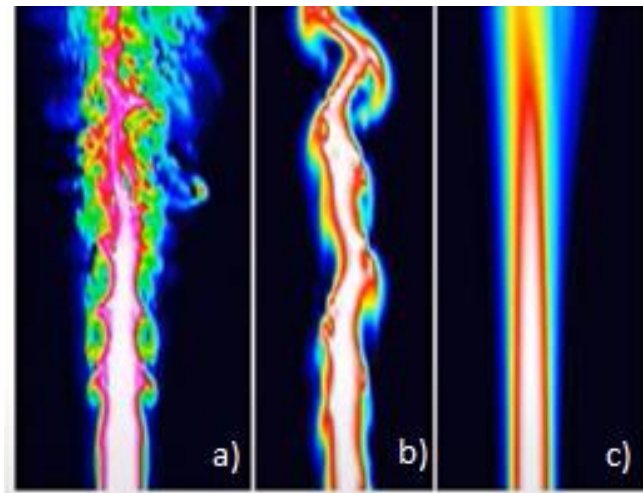


Fonte: Adaptada de Tamás e Dezső (2001)

A consideração dos efeitos causados pela atividade turbulenta que ocorre nas escalas menores do escoamento pode ser feita por meio de três métodos principais, que diferem entre si pelo tamanho das escalas que são consideradas: (i) na simulação numérica direta (DNS, do inglês, *Direct Numerical Simulation*), todas as escalas são resolvidas, o que representa um grande custo computacional; este método é empregado em situações de pesquisa científica e com valores de número de Reynolds baixos (tipicamente $Re < 10^3$); (ii) na simulação de grandes escalas, grandes escalas do escoamento são resolvidas e as pequenas escalas são modeladas; as grandes escalas são separadas por meio de um filtro de frequência e resolvidas explicitamente, enquanto os efeitos das pequenas escalas são considerados via modelagem de um tensor de Reynolds submalha; (iii) por fim, na simulação das equações médias de Reynolds, RANS (do inglês, *Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations*), modelam-se todas as escalas do escoamento por meio de modelos estatísticos que consideram as médias temporais das equações de Navier-Stokes. A Figura 10 é a comparação qualitativa entre o resultado de três diferentes simulações do mesmo escoamento, cada qual utilizando um dos três métodos apresentados. Na simulação numérica direta, Figura 10(a), todos os detalhes do

escoamento são reproduzidos, uma vez que todas as escalas são resolvidas; com a simulação de grandes escalas, Figura 10.b, alguns detalhes presentes na simulação numérica direta, não são reproduzidos, mas ainda é possível identificar as principais estruturas vorticosas; por fim, na simulação com modelagem do tipo RANS apenas o comportamento médio do escoamento é reproduzido.

Figura 10- Simulação numérica de um escoamento turbulento a) DNS; b) LES e c) RANS



Fonte: Adaptado de Cuenot (2005)

3.4.1. Modelo de Turbulência do tipo LES

No presente trabalho, os efeitos da turbulência são considerados por meio de simulações do tipo LES. Além de representarem uma alternativa entre as grandes aproximações das simulações RANS e o alto custo computacional das simulações do tipo DNS, as simulações do tipo LES permitem que os efeitos de turbulência sejam considerados em simulações que utilizam o Método de Vórtices Discretos, tal como apresentado por Alcântara Pereira (2002).

A separação das escalas das equações de Navier-Stokes, equação (2), no método LES, é feita por meio de um processo de filtragem, de acordo com as equações (6) e (7). Nestas equações, a parcela relativa às grandes escalas é representada por $\bar{f}(\vec{x}, t)$ e a parcela das pequenas escalas por $f'(\vec{x}, t)$. A função $\bar{G}$ atua com um filtro passa-baixa, separando as menores frequências (maiores estruturas turbulentas) das maiores frequências (SMAGORINSKY, 1963).

$$f(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}, t) + f'(\vec{x}, t) \quad (6)$$

$$\bar{f}(\vec{x}, t) = \int_{\forall} \bar{G}(\vec{x} - \vec{y}) f(\vec{y}, t) d\vec{y} \quad (7)$$

A equação da continuidade, equação (1), e a equação de Navier-Stokes, equação (2), filtradas e escritas em notação indicial, assumem o formato descrito nas equações (8) e (9), respectivamente.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial (\bar{u}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{u}_j)}{\partial x_i} \right) \right] \quad (9)$$

Nas equações (8) e (9), u_i é o componente i do vetor velocidade do fluido e, para o problema bidimensional, têm-se $i = 1, 2$, ou seja, u_1 é o componente do vetor $\vec{u}$ na direção x e u_2 é o componente do vetor $\vec{u}$ na direção y .

O termo não linear $\bar{u}_i \bar{u}_j$ pode ser decomposto de acordo com a equação (10).

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{u'_i u'_j} \quad (10)$$

Definindo os tensores de Leonard (L_{ij}), cruzado (C_{ij}) e de Reynolds submalha (τ_{ij}) conforme as equações (11), (12) e (13), respectivamente, a equação (10) pode ser reescrita para assumir a forma da equação (14).

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (11)$$

$$C_{ij} = \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{u'_i \bar{u}_j} \quad (12)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad (13)$$

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = \bar{u}_i \bar{u}_j + L_{ij} + C_{ij} + \tau_{ij} \quad (14)$$

Segundo Silveira Neto (1993), os tensores de Leonard (L_{ij}) e cruzado (C_{ij}) são desprezíveis quando comparados com o tensor de Reynolds submalha (τ_{ij}), para esquemas de

avanço advectivo de até terceira ordem, como é o caso deste trabalho. Desta forma, considerando apenas o tensor de Reynolds submalha na equação (14), a equação (9) pode ser reescrita de acordo com a equação (15):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial (\bar{u}_i)}{\partial x_j} + \frac{\partial (\bar{u}_j)}{\partial x_i} \right) - \tau_{ij} \right] \quad (15)$$

A solução da equação de Navier-Stokes filtrada, equação (15), depende da modelagem do tensor de Reynolds submalha (τ_{ij}).

3.4.2. Simulação da turbulência

A equação de Navier-Stokes filtrada, equação (15), permite considerar os efeitos da turbulência em simulações cuja discretização espacial não é detalhada o suficiente para representar as menores escalas da turbulência, porém, depende da modelagem do tensor de Reynolds submalha (τ_{ij}), que representa o transporte turbulento de quantidade de movimento entre as escalas resolvidas através do método numérico e as escalas não resolvidas e que, portanto, devem ser modeladas; de acordo com Boussinesq (1877), o tensor τ_{ij} pode ser modelado pelo coeficiente de viscosidade turbulenta, ν_t , equação (16).

$$\tau_{ij} = -2\nu_t \bar{S}_{ij} \quad (16)$$

O termo $\bar{S}_{ij}$ é o tensor taxa de deformação do campo filtrado e, seguindo o método proposto por Smagorinsky (1963), este pode ser definido como:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (17)$$

Chollet e Lesieur (1981) propõem utilizar o espectro de energia cinética local para definir o coeficiente de viscosidade turbulenta:

$$\nu_t(k_c, t) = \frac{2}{3} C_k^{-3/2} \sqrt{\frac{E(k_c, t)}{k_c}} \quad (18)$$

O termo C_k é a constante de Kolmogorov e tem o valor de 1,4, enquanto k_c é o número de onda de corte, o qual define quais escalas serão resolvidas pelo método numérico (no caso, o método de vórtices discretos) e quais escalas serão modeladas com o uso de um modelo de turbulência específico. Dada a facilidade de implementação em conjunto com o método de vórtices discretos, no presente trabalho utiliza-se, para a modelagem das menores escalas do escoamento, o modelo da função estrutura de velocidade de segunda ordem ($\bar{F}_2$) proposto por Métais e Lesieur (1992), o qual calcula o espectro de energia cinética local através da Equação (19):

$$\bar{F}_2(\vec{x}, \Delta, t) = \left\| \overline{\vec{u}(\vec{x}, t) - \vec{u}(\vec{x} + \vec{r}, t)} \right\|_{\|\vec{r}\|=\Delta}^2 \quad (19)$$

A função $\bar{F}_2$ é um operador de média aplicado entre a velocidade no ponto $\vec{x}$, no tempo t , e a velocidade no ponto $\vec{x} + \vec{r}$, no mesmo instante t . O ponto $\vec{x} + \vec{r}$ está sobre uma esfera com centro em $\vec{x}$ e raio $\|\vec{r}\| = \Delta$. Utilizando a função estrutura de velocidade da equação (19), o coeficiente de viscosidade turbulenta pode ser escrito em função da posição no domínio fluido ($\vec{x}$), do raio da esfera na qual a função estrutura de velocidade é avaliada (Δ) e do instante de tempo (t):

$$\nu_t(\vec{x}, \Delta, t) = 0,105 C_k^{-3/2} \Delta \sqrt{\bar{F}_2(\vec{x}, \Delta, t)} \quad (20)$$

A dissipação de energia que ocorre nas escalas menores, não resolvidas, são modeladas por meio do coeficiente de viscosidade turbulenta, calculado através da equação (20). A função estrutura de velocidade de segunda ordem ($\bar{F}_2$), da equação (19), é obtida numericamente segundo uma modelagem adaptada ao Método de Vórtices Discretos por Alcântara Pereira (2002) e modificado por Bimbato (2012); tal modelagem é discutida no Capítulo 4.

3.5. ADIMENSIONALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES E DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO

As equações governantes e as condições de contorno devem ser adimensionalizadas. A adimensionalização permite que os resultados obtidos em diferentes experimentos, que tenham dimensões distintas, mas que possuam semelhança dimensional medida por números adimensionais, como o número de Reynolds (Re), possam ser comparados com os resultados obtidos pelas simulações numéricas realizadas no presente trabalho. A adimensionalização é realizada a partir da definição de três escalas representativas do problema (uma escala de comprimento, uma escala de tempo e uma escala de velocidade). A escala de comprimento representa uma medida característica do sólido; no caso do aerofólio, a corda, c , e, para o cilindro, o diâmetro, D . A escala de velocidade é representada pela velocidade do escoamento incidente, U_∞ , e a escala de tempo é definida pela relação entre a escala de velocidade e a escala de comprimento, c/U_∞ . Desta maneira, as grandezas de comprimento são adimensionalizadas dividindo o seu valor pela corda c do aerofólio e o mesmo procedimento é tomado para as outras grandezas e suas respectivas escalas, tal como:

$$x^* = \frac{x}{c}: \text{medida da abscissa, } x$$

$$y^* = \frac{y}{c}: \text{medida da ordenada, } y$$

$$\bar{u}^* = \frac{\bar{u}}{U_\infty}: \text{componente filtrada da velocidade do escoamento na direção } x$$

$$\bar{v}^* = \frac{\bar{v}}{U_\infty}: \text{componente filtrada da velocidade do escoamento na direção } y$$

$$\nabla^* = c\nabla: \text{operador Gradiente}$$

$$\nabla^{2*} = c^2\nabla^2: \text{operador Laplaciano}$$

$$\Delta s^* = \frac{\Delta s}{c}: \text{comprimento de cada painel plano que discretiza a superfície do corpo}$$

$$\sigma_0^* = \frac{\sigma_0}{c}: \text{raio do núcleo de um vórtice discreto de Lamb}$$

$eps^* = \frac{eps}{c}$: distância de geração dos vórtices discretos de Lamb

$\varepsilon^* = \frac{\varepsilon}{c}$: rugosidade relativa da superfície do corpo

$\gamma^* = \frac{\gamma}{U_\infty}$: densidade da distribuição de vórtices

$\bar{p}^* = \frac{\bar{p}}{\rho U_\infty^2}$: campo de pressões filtrado

$t^* = \frac{t U_\infty}{c}$: medida de tempo

$\Gamma^* = \frac{\Gamma}{c U_\infty}$: intensidade de um vórtice discreto de Lamb

$\omega^* = \frac{\omega c}{U_\infty}$: componente não nulo do vetor vorticidade no plano

$St = \frac{fD}{U_\infty}$: número de Strouhal, o qual indica a frequência de desprendimento de vórtices

$Re = \frac{\rho U_\infty c}{\mu} = \frac{U_\infty c}{\nu}$: número de Reynolds do escoamento

Algumas grandezas mencionadas na presente seção ficarão mais bem compreendidas na sequência do texto.

As equações governantes do problema, a equação da continuidade, equação (8), e a equação de Navier-Stokes, equação (15), têm a forma adimensional dada pelas equações (21) e (22):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \frac{1}{Re_c} \nabla^2 \vec{u} \quad (22)$$

Nas equações (21) e (22) as “barras” que designam os campos de velocidades e pressões filtrados e o “*”, que identifica a adimensionalização foram omitidas por conveniência, e assim é feito no decorrer deste texto. O termo Re_c representa o número de Reynolds modificado pela modelagem da turbulência, discutida na seção 3.4. Para considerar os efeitos da turbulência em escalas menores, que não são resolvidas pelo método numérico, o coeficiente de viscosidade turbulenta, definido na equação (20), é somado ao coeficiente de viscosidade molecular, de modo que:

$$Re_c = \frac{U_\infty c}{\nu + \nu_t} \quad (23)$$

Procedendo da mesma maneira para as condições de contorno expressas pelas Equações (3), (4) e (5), obtêm-se as equações adimensionais (24 a 26):

$$\vec{u} \cdot \vec{n} - \vec{u}_c \cdot \vec{n} = 0 \quad (24)$$

$$\vec{u} \cdot \vec{\tau} - \vec{u}_c \cdot \vec{\tau} = 0 \quad (25)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (|\vec{u}|) = 1 \quad (26)$$

3.6. A EQUAÇÃO DO TRANSPORTE DA VORTICIDADE

Diferentemente dos métodos eulorianos que discretizam o domínio fluido, os métodos numéricos lagrangianos discretizam uma propriedade do escoamento. No caso do método de vórtices discretos, a propriedade discretizada é a vorticidade. A vorticidade, ω , é definida pelo rotacional do campo de velocidades e tem a dinâmica descrita pela equação do transporte da vorticidade (ETV). A ETV pode ser obtida aplicando-se o operador rotacional em ambos os membros da equação (22), equação de Navier-Stokes adimensionalizada e filtrada; desta forma, é possível eliminar o termo da pressão (p) e obter a equação de transporte da vorticidade considerando a modelagem da turbulência (correção do número de Reynolds local):

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} = (\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + \frac{1}{Re_c} \nabla^2 \vec{\omega} \quad (27)$$

Sendo:

$$\vec{\omega} = \vec{\nabla} \times \vec{u} \quad (28)$$

A equação (27) descreve a dinâmica do campo de vorticidades. O primeiro termo do membro da direita descreve o fenômeno de rotação e alongamento/encolhimento dos tubos de vórtices; este termo está presente apenas na descrição tridimensional do escoamento. O segundo termo do lado direito da equação descreve a difusão da vorticidade devido à viscosidade do fluido. Para um escoamento bidimensional, caso deste trabalho, a grandeza vorticidade, ω , é escalar e o termo $(\vec{\omega} \cdot \vec{\nabla})\vec{u}$ é nulo. Desta forma, neste trabalho, a equação que governa o transporte de vorticidade pode ser simplificada pela hipótese de escoamento bidimensional e assume a forma:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\omega = \frac{1}{Re_c} \nabla^2 \omega \quad (29)$$

sendo $\partial \omega / \partial t$ a taxa de variação local da vorticidade e $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\omega$ a taxa de variação advectiva da vorticidade.

3.7. LEI DE BIOT-SAVART

Para os métodos numéricos lagrangianos que utilizam a equação de transporte da vorticidade, o campo de velocidades, $\vec{u}$, pode ser determinado a partir do campo de vorticidades, $\vec{\omega}$, por meio da lei de Biot-Savart. Aplicando o operador rotacional em ambos os membros da equação (28) e considerando a identidade vetorial da equação (30), a equação (31) é obtida.

$$\Delta \vec{u} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) - \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{u}) \quad (30)$$

$$\Delta \vec{u} = -\vec{\nabla} \times (\vec{\omega}) \quad (31)$$

A equação (31) admite, para escoamentos bidimensionais, a solução dada pela equação (32) (BATCHELOR, 1967):

$$\vec{u} = -\frac{1}{2\pi} \int_{\Omega} \frac{\vec{\omega} \times (\vec{r}_0 - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|^2} d\Omega \quad (32)$$

A equação (32) é a lei de Biot-Savart para escoamentos bidimensionais, que relaciona a velocidade induzida no ponto i pela vorticidade concentrada no ponto 0; a distância entre os pontos é dada por $|\vec{r}_0 - \vec{r}_i|$.

3.8. CARGAS FLUIDODINÂMICAS

Na obtenção da equação de transporte da vorticidade, equação (29), o termo de pressão é eliminado, o que simplifica a solução do problema, mas requer um cálculo posterior para a obtenção dos esforços fluidodinâmicos no sólido. O carregamento fluidodinâmico é calculado conforme o método proposto por Shintani e Akamatsu (1994), a qual considera a vorticidade presente no domínio fluido para a obtenção do campo de pressões. Segundo detalhamento de Ricci (2002), o campo de pressões pode ser determinado pela equação integral:

$$\begin{aligned} \xi \tilde{Y}_i + \int_S \frac{1}{2\pi} \frac{n_x(x - x_i) + n_y(y - y_i)}{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} \tilde{Y} dS = \\ - \int_{\Omega} \frac{1}{2\pi} \frac{v(x - x_i) + u(y - y_i)}{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} \omega d\Omega \\ - \frac{1}{Re} \int_S \frac{1}{2\pi} \frac{n_y(x - x_i) - n_x(y - y_i)}{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2} \omega dS \end{aligned} \quad (33)$$

Na equação (33), ξ é uma constante que tem o valor de 0,5 nas fronteiras sólidas e de 1,0 no domínio fluido. As grandezas n_x e n_y são as componentes em x e em y , respectivamente, do vetor unitário, $\vec{n}$, $\tilde{Y}_i$ é a energia de estagnação induzida no ponto x_i, y_i (incógnita do problema) e dS é uma coordenada que percorre o perímetro do corpo. Uma vez obtida a energia de estagnação presente no ponto de controle de cada painel i , obtém-se o coeficiente de pressão associado a este painel:

$$C_{p_i} = 2\tilde{Y}_i + 1 \quad (34)$$

4. O MÉTODO DE SOLUÇÃO: MÉTODO DE VÓRTICES DISCRETOS

O Método de Vórtices Discretos aproxima o campo de vorticidades do escoamento utilizando partículas pontuais, os vórtices discretos de Lamb (PANTON, 1984). A formulação matemática desta discretização é apresentada nas seções 4.1 e 4.2; a vorticidade inicial é determinada pelas condições de contorno do problema, cuja formulação é apresentada na seção 4.3. Uma vez discretizado o campo de vorticidades inicial, a sua atualização temporal ao longo da simulação é dada pelo deslocamento das partículas de vórtices utilizadas na discretização. As partículas deslocam-se de acordo com a equação do transporte da vorticidade; a equação de transporte da vorticidade é resolvida na seção 4.4, através do algoritmo proposto por Chorin (1973) e adaptado por Alcântara Pereira (2002) para considerar a modelagem da turbulência. A simulação dos efeitos da rugosidade superficial é feita por meio de uma injeção de quantidade de momento na camada limite do escoamento na etapa de geração dos vórtices discretos; a modelagem desta estratégia de simulação é discutida na seção 4.5. Por fim, o método de cálculo das cargas fluidodinâmicas que agem no sólido é detalhado na seção 4.5 e, na seção 4.6, apresenta-se um esquema do algoritmo implementado para a simulação.

4.1. MÉTODO DE VÓRTICES DISCRETOS

Os códigos comerciais e os mais conhecidos algoritmos destinados à simulação de escoamentos resolvem a equação de Navier Stokes (N-S) em pontos fixos do domínio, aproximando a variação de uma grandeza pela diferença do valor entre os pontos do domínio e pelo intervalo de tempo utilizado na simulação. A utilização de uma malha de pontos fixos permite obter as informações nas regiões de maior interesse do escoamento, facilita a consideração de fronteiras sólidas e auxilia na modelagem dos efeitos viscosos. Por outro lado, escoamentos mais complexos, vorticosos, com altos valores do número de Reynolds e diferentes perturbações, exigem um maior número de pontos da malha e intervalos de tempo de simulação menores, o que torna o custo computacional e o esforço laboral para a geração da malha onerosos para a aplicação destes métodos eulerianos, dos quais o Método de Volumes Finitos é o principal representante.

O Método de Vórtices Discretos (MVD) propõe utilizar uma descrição lagrangiana do problema, eliminando a necessidade do uso de malhas de cálculo. Com o referencial seguindo a partícula que discretiza a propriedade do escoamento que se deseja estudar, a simulação de

escoamentos vorticosos é feita de maneira mais apropriada, e, mesmo com altos números de Reynolds, bons resultados são possíveis a custos apropriados. O Método de Vórtices Discretos utiliza a equação de Navier-Stokes, equação (22), formulada em termos da vorticidade, cuja equação de transporte, para o caso do presente trabalho, é dada pela equação (29). O método aproxima o campo de vorticidades pela soma das intensidades de vórtices discretos distribuídos em pontos do domínio computacional e que avançam no tempo e no espaço de acordo com a equação de transporte da vorticidade, satisfazendo-se as condições de contorno e as condições iniciais do problema.

A proposta do método de vórtices é aproximar o campo de vorticidades inicial, ω_0 , em partículas distribuídas ao longo do domínio computacional nas posições $\vec{x}_j$, entre as quais a circulação inicial, Γ , está dividida, equação (35). A vorticidade em um determinado ponto, $\vec{x}$, do domínio computacional, é obtida pela soma da circulação, Γ_j , de cada partícula, ponderada pela distância entre a partícula e o ponto analisado (COTTET e KOUMOUTSAKOS, 2000)

$$\omega_0 \approx \sum_{j=1}^Z \Gamma_j \cdot \delta(\vec{x} - \vec{x}_j) \quad (35)$$

Na equação (35), Z é o número de partículas utilizadas para discretizar o campo de vorticidades inicial.

A evolução temporal do campo de vorticidades, discretizado em partículas, é então computado pela evolução espacial das partículas numéricas conforme a equação (36).

$$\omega(\vec{x}, t) \approx \sum_{j=1}^Z \Gamma_j \cdot \delta(\vec{x} - \vec{x}_j(t)) \quad (36)$$

A evolução das partículas de vorticidade é governada pela equação de transporte da vorticidade, equação (29). Chorin (1973) propôs um método de resolução desta equação a partir da separação do termo advectivo e do termo da difusão viscosa, conforme as equações (37) e (38). Resolvendo estas duas equações no mesmo intervalo de tempo infinitesimal, a solução combinada aproxima-se da solução da equação de transporte da vorticidade original, equação (29).

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\omega = \frac{D\omega}{Dt} = 0 \quad (37)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{Re_c} \nabla^2 \omega \quad (38)$$

Segundo a proposta de Chorin (1973), o avanço das partículas em cada etapa de tempo é dividido em duas subetapas: (i) na primeira, os vórtices discretos se movem com a velocidade local do fluido para satisfazer a parte não viscosa, de acordo com a versão lagrangiana (derivada material) da equação (37); (ii) na segunda etapa, os efeitos de difusão são computados conforme a equação (38).

A grande vantagem do MVD, a ausência de malhas, também é responsável pelas maiores dificuldades na elaboração de um código computacional empregável em situações próximas às condições reais de escoamento. A tratativa numérica da singularidade da equação (36), a consideração das condições de contorno e a modelagem do termo viscoso da equação (38) são os principais desafios na construção de um código numérico funcional; por essa razão, estas questões serão analisadas nas seções subsequentes.

4.2. FUNÇÃO DE CORTE

A singularidade da equação (36), verificada quando $\vec{x} \rightarrow \vec{x}_j$, pode levar a grandes divergências e instabilidades numéricas. Um procedimento comumente adotado (COTTET e KOUMOUTSAKOS, 2000) é alterar a função δ para que esta não seja nula; para tanto, é adotada uma função de corte, ζ , que aproxima a variação $\delta(\vec{x} - \vec{x}_j)$ e depende do parâmetro σ_0 tal que $\int \zeta(\vec{x}) d\vec{x} = 1$:

$$\delta \approx \zeta_{\sigma_0}(\vec{x}) = \sigma_0^{-2} \zeta\left(\frac{\vec{x}}{\sigma_0}\right) \quad (39)$$

As características desejáveis para funções de corte são suavidade e precisão. Estas características são obtidas quando o campo de velocidades calculado não apresenta elevados gradientes e, também, quando as trajetórias das partículas não sofrem espalhamentos fisicamente inconsistentes. Com o propósito de obter precisão e suavidade utiliza-se, no presente trabalho, o modelo do vórtice discreto de Lamb-Oseen (PANTON, 1984), o qual

possui um núcleo de raio σ_0 , com distribuição de vorticidade ω em seu interior, e de que induz uma velocidade tangencial, u_θ , contínua em todo o domínio, uma vez que este modelo é solução da equação da difusão da vorticidade (KUNDU, 1990).

$$\omega(\vec{x}, t) = \sum_{j=1}^Z \Gamma_j \cdot \zeta_{\sigma_0}(\vec{x} - \vec{x}_j(t)) \quad (40)$$

$$\zeta_\sigma = \frac{1}{k\pi\sigma_0^2} \exp\left(\frac{-|\vec{x} - \vec{x}_j|^2}{k\sigma_0^2}\right) \quad (41)$$

Na Equação (41), a constante k indica a forma (suavidade) como a vorticidade está distribuída no interior do núcleo do vórtice discreto de Lamb, e pode assumir os valores de 1, 2 ou 4. No presente trabalho, utiliza-se, tal como em Leonard (1980), Beale e Majda (1985) e Clarke e Tutty (1994), o valor de $k = 1$.

4.3. IMPLEMENTAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE CONTORNO

A consideração da superfície do sólido que está imerso no escoamento analisado requer a imposição das condições de impenetrabilidade e de não deslizamento (equações 24 e 25), ao campo de velocidades. A condição de impenetrabilidade, imposta pela presença do sólido, modifica o campo de velocidades gerado pelo escoamento incidente, alterando o deslocamento das partículas de vorticidade e, conseqüentemente, modifica a distribuição da vorticidade no domínio fluido. A condição de não deslizamento na superfície do sólido é consequência da ação da viscosidade do fluido e é responsável pela geração da vorticidade inicial no domínio computacional e pela difusão da energia cinética do escoamento.

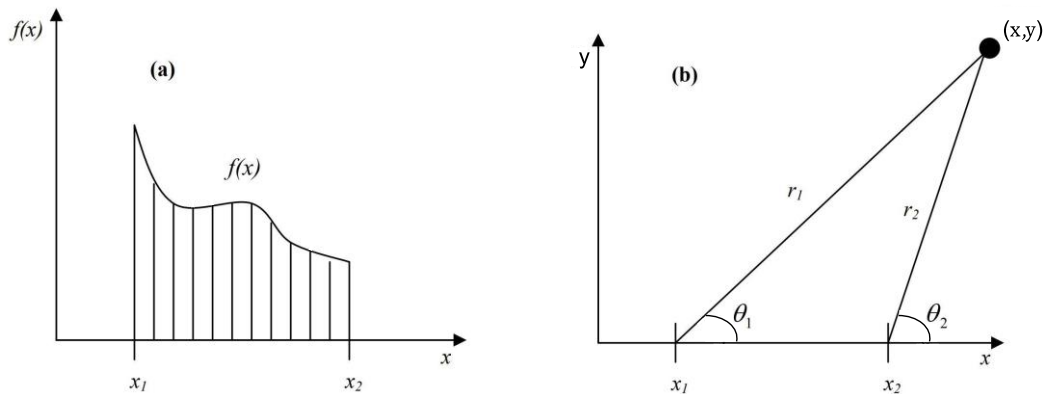
4.3.1. A condição de impenetrabilidade: O Método de Painéis e a escolha do tipo de singularidade

A imposição da condição de impenetrabilidade é realizada com a utilização do Método de Painéis. O método de painéis (KATZ e PLOTKIN, 1991) é um caso particular do Método de Elementos de Contorno, por meio do qual as fronteiras sólidas são discretizadas utilizando segmentos planos (painéis planos) ou segmentos curvos (painéis curvos). Sobre estes segmentos, ou painéis, são distribuídas singularidades (fontes, vórtices ou dipolos) que

induzem velocidade a partir da fronteira sólida; as intensidades das singularidades são calculadas para anular um dos componentes da velocidade induzida em um ponto específico de cada painel (o componente normal ou o componente tangencial da velocidade), satisfazendo-se, assim, uma condição de contorno.

A definição do tipo de singularidade é a principal escolha a ser feita no método de painéis e depende de fatores como: tipo de escoamento estudado, geometria do corpo, condição de contorno a ser imposta, nível de precisão para a aproximação numérica, estabilidade numérica, dentre outros fatores. A fonte é o tipo de singularidade que, a partir de seu ponto de origem, induz velocidade radial no escoamento, enquanto a singularidade do tipo vórtice induz velocidade tangencial. Quando as singularidades são distribuídas sobre um painel, a velocidade induzida por este dependerá do tipo de singularidade escolhida, da função de distribuição da singularidade ($f(x)$, Figura 11 (a)) e dos parâmetros geométricos do problema (Figura 11 (b)).

Figura 11- (a) Distribuição de singularidades sobre um painel plano, (b) Orientação de um ponto (x,y) do domínio em relação ao painel plano.



Fonte: Adaptada de Lewis (1991)

A representação de fronteiras sólidas usando-se fontes ($f(x) = \sigma(x)$) não permite a modelagem de situações em que forças de sustentação estejam presentes, como ocorre, por exemplo, em corpos esbeltos. Além disso, a utilização de singularidades do tipo vórtices ($f(x) = \gamma(x)$) é mais apropriada para modelar o fenômeno de formação de camada limite. Ainda no que concerne à escolha das singularidades, pode-se optar por uma distribuição concentrada, constante ou linear ao longo de cada painel. Esta última tem a vantagem de manter a continuidade da função nos pontos nodais (pontos extremos dos painéis que

discretizam o corpo), exceto no bordo de fuga, conforme ilustrado na Figura 12; nesta figura, γ é o valor da singularidade no ponto nodal do painel, CO é o ponto de controle do painel (ponto central) e β é o ângulo de orientação do painel.

As componentes em x e em y da velocidade induzida por uma distribuição constante de fontes ($\sigma(x) = \text{constante}$) sobre um painel plano, no ponto $P(x, y)$, são dadas pelas equações (42) e (43), respectivamente. As equações (44) e (45) expressam os componentes da velocidade induzida, no mesmo ponto $P(x, y)$, por singularidades do tipo vórtice distribuídas linearmente sobre um painel plano (KATZ e PLOTKIN, 1991):

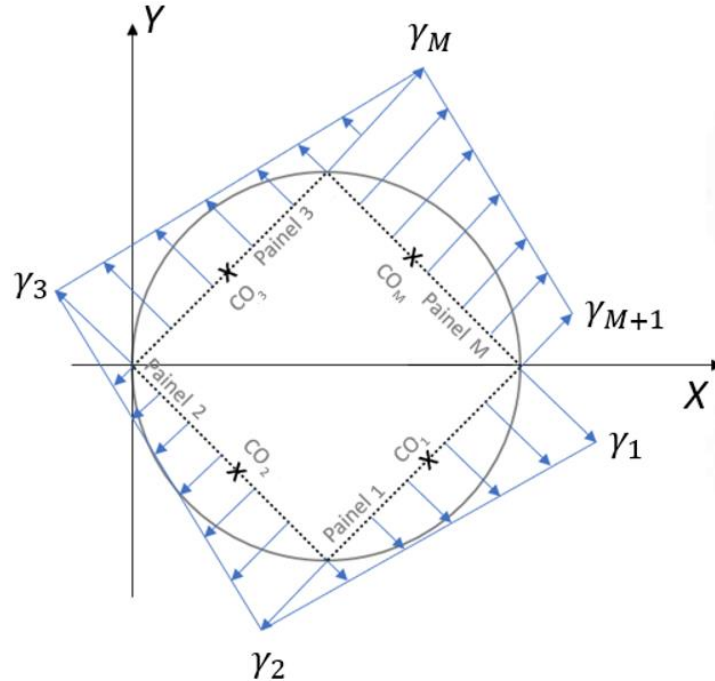
$$u_{\text{fonte}} = \frac{\sigma(x)}{2\pi} \ln \frac{r_1}{r_2} \quad (42)$$

$$v_{\text{fonte}} = \frac{\sigma(x)}{2\pi} (\theta_2 - \theta_1) \quad (43)$$

$$u_{\text{vortice}} = \frac{\gamma_1}{2\pi(x_2 - x_1)} \left[(x_2 - x)(\theta_2 - \theta_1) - y \ln \frac{r_2}{r_1} \right] + \frac{\gamma_2}{2\pi(x_2 - x_1)} \left[x(\theta_2 - \theta_1) + y \ln \frac{r_2}{r_1} \right] \quad (44)$$

$$v_{\text{vortice}} = \frac{\gamma_1}{2\pi(x_2 - x_1)} \left[(x_2 - x) \ln \frac{r_2}{r_1} - x_2 + y(\theta_2 - \theta_1) \right] + \frac{\gamma_2}{2\pi(x_2 - x_1)} \left[(x_2 - x_1) - y(\theta_2 - \theta_1) + x \ln \frac{r_2}{r_1} \right] \quad (45)$$

Figura 12- Esquema de discretização de uma fronteira sólida em M painéis planos utilizando-se de uma distribuição linear de vórtices.



Fonte: Autoria Própria

No presente trabalho são utilizados painéis planos, sobre os quais se distribuem singularidades do tipo vórtices com densidade de distribuição linear, a fim de garantir maior

precisão aos resultados. Desta maneira, a imposição da condição de impenetrabilidade consiste na determinação da densidade de singularidades do tipo vórtices (γ_n) que deve ser distribuída sobre cada painel plano que discretiza o corpo, em cada instante de tempo da simulação numérica, para anular o componente normal da velocidade, $\vec{u}$, sobre o ponto de controle de cada painel. Tal problema pode ser escrito como um sistema de equações formado pela somatória das velocidades normais induzidas no ponto de controle de cada painel, conforme equação (46). Sobre cada painel tem-se a incidência da velocidade induzida pelo escoamento incidente (se $t \geq 0$), pelas singularidades distribuídas sobre os painéis (se $t \geq 0$) e pela nuvem de vórtices discretos de Lamb (se $t > 0$).

$$\begin{bmatrix} COUP_{1,1} & COUP_{1,2} & \cdots & COUP_{1,M+1} \\ COUP_{2,1} & COUP_{2,2} & \cdots & COUP_{2,M+1} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ COUP_{M,1} & COUP_{M,2} & \cdots & COUP_{M,M+1} \\ 1 & 0 & \cdots & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \gamma_1 \\ \gamma_2 \\ \cdots \\ \gamma_M \\ \gamma_{M+1} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} RHS_1 \\ RHS_2 \\ \cdots \\ RHS_M \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (46)$$

No sistema da equação 46, $COUP_{qp}$ é um elemento da matriz de influência de singularidades do tipo vórtice, que representa a velocidade normal induzida pelo painel p no ponto de controle do painel q ; $COUP_{qp}$ é denominado coeficiente de acoplamento e depende, apenas, da geometria do problema e do tipo de singularidade escolhida para discretizar a fronteira sólida. O valor da diagonal da matriz $COUP$ é definido pela constante $-1/2$ (problema da autoindução – ver Katz e Plotkin (1991)) e γ_p é a incógnita do problema, a qual representa o valor da singularidade do tipo vórtice no primeiro ponto extremo do painel p . RHS_q é um elemento do vetor que representa a velocidade normal total induzida no ponto de controle do painel q , devido às contribuições do escoamento incidente e da nuvem de vórtices discretos de Lamb; o termo RHS (do inglês, *right hand side*) é composto, inicialmente ($step=0$ da simulação numérica), pela velocidade do escoamento incidente, pois, na solução do problema potencial, o campo de vorticidades é nulo, ou seja, $\omega(t) = 0$, para $t = 0$. Nesta condição o vetor RHS_q é expresso pela equação (47):

$$RHS_q = u_\infty \sin \beta_q - v_\infty \cos \beta_q \quad (47)$$

sendo u_∞ e v_∞ os componentes da velocidade do escoamento incidente (nas direções x e y , respectivamente) e β_q o ângulo de orientação do painel q . Posteriormente, a cada passo de

tempo da simulação numérica (quando $t > 0$), os coeficientes do vetor *RHS* devem ser atualizados para contabilizar, além da velocidade induzida pelo escoamento incidente, a velocidade induzida pela nuvem de vórtices discretos no ponto de controle de cada painel, também decomposta na direção normal ao seu ponto de controle (a indução de velocidade pela nuvem de vórtices discretos de Lamb, quando $t > 0$, é detalhada na seção 4.4.1).

A última linha do sistema de equações refere-se à imposição da condição de Kutta, a qual é necessária à solução potencial do escoamento ao redor de perfis aerodinâmicos, enquanto o regime de escoamento ainda é permanente, ou seja, para $t = 0$. Segundo a condição de Kutta, as velocidades do escoamento no extradorso (superfície superior) do corpo e no intradorso (superfície inferior) devem ser iguais à medida que se encontram e deixam o perfil aerodinâmico, garantindo que o escoamento deixe o bordo de fuga de maneira suave (COTTET e KOUMOUTSAKOS, 2000). Quando $t > 0$, a condição de Kutta é substituída pela condição de conservação da circulação (a qual estabelece que o somatório das intensidades dos vórtices discretos nascentes deve ser nulo), ou seja, $\sum_{j=1}^Z \Gamma_j = 0$, sendo Γ_j a intensidade do vórtice discreto j (Seção 4.3.2) e Z o número total de vórtices discretos presentes no domínio computacional no instante de tempo t .

Nos trabalhos recentes com o método de vórtices discretos, Alcântara Pereira (2002), Bimbato (2012), Bimbato *et al.* (2018), Bimbato *et al.* (2020), Alcântara Pereira *et al.* (2020), que foram apresentados no Capítulo 2, a condição de impenetrabilidade foi imposta pelo método de painéis utilizando como tipo de singularidade as fontes distribuídas de forma constante sobre os painéis, $\sigma(x) = \text{constante}$. Naqueles trabalhos, as componentes da velocidade induzida por um painel foram determinadas pelas equações (42) e (43), e as simulações numéricas estavam limitadas a escoamentos ao redor de corpos cilíndricos (rombudos), uma vez que singularidades do tipo fontes não são apropriadas para representar corpos sujeitos a uma força de sustentação.

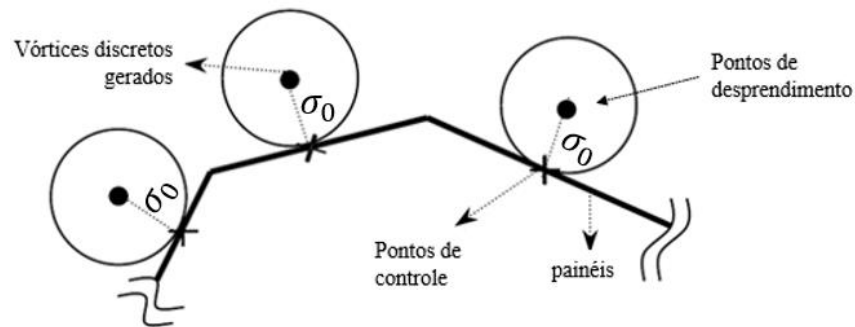
Do ponto de vista físico, a principal contribuição do presente trabalho consiste em investigar os efeitos causados pela rugosidade da superfície de corpos esbeltos no comportamento aerodinâmico destes. Do ponto de vista numérico, a principal contribuição consiste em adaptar o modelo de rugosidade originalmente proposto por Bimbato (2012), e utilizado com sucesso em corpos rombudos nos trabalhos anteriormente mencionados, para se estudar escoamentos sujeitos a efeitos de rugosidade superficial em corpos de forma qualquer, rombudos ou esbeltos. Para tanto, a utilização de distribuições de ordem superior de singularidades do tipo vórtice, como a linear utilizada neste trabalho, é imprescindível. Esta é

a razão de se utilizar as Equações (44) e (45), em detrimento das Equações (42) e (43), para representar a fronteira sólida.

4.3.2. A condição de não deslizamento: geração de vórtices discretos de Lamb

Em um escoamento viscoso ao redor de um sólido, a vorticidade é introduzida no domínio fluido pela condição de não deslizamento verificada na superfície do sólido (BATCHELOR, 1967). A condição de não deslizamento deve ser tal que anule o componente tangencial da velocidade da partícula de fluido que está em contato com a fronteira sólida. Assim, no método de vórtices discretos, a referida condição de contorno é satisfeita no ponto de controle de cada painel utilizado para discretizar a superfície do corpo, a partir da geração de vórtices discretos de Lamb. Tais vórtices discretos são posicionados de forma a tangenciar o ponto de controle do painel que lhe dá origem. No modelo de camada limite utilizado no presente trabalho, o centro do vórtice discreto é posicionado no chamado ponto de desprendimento, tal como ilustrado na Figura 13.

Figura 13- Esquema do processo de geração de vórtices discretos de Lamb nas vizinhanças da superfície discretizada de um corpo hidraulicamente liso.



Fonte: Adaptada de Lewis (1991)

Para um dado painel p , de comprimento ΔS_p , a condição de não deslizamento é obtida em seu ponto de controle posicionando-se um vórtice discreto de Lamb de intensidade dada pela solução do sistema de equações (46) (LEWIS, 1991), sendo:

$$\Gamma_p = \frac{(\gamma_p + \gamma_{p+1})}{2} \cdot \Delta S_p \quad (48)$$

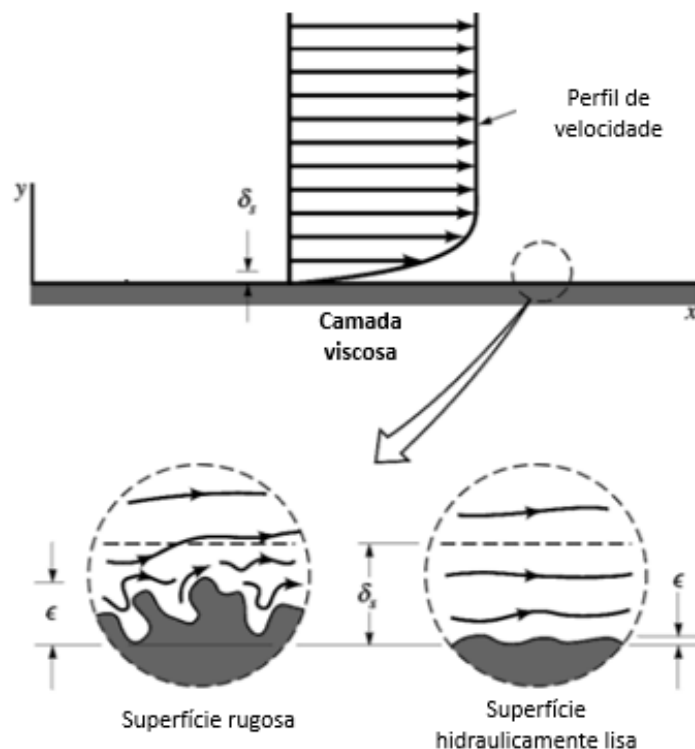
Desta maneira, a cada instante de tempo da simulação são criados M novos vórtices discretos de intensidade Γ e raio σ_0 , distantes σ_0 do ponto de controle os quais garantem a

condição de não deslizamento no ponto de controle dos painéis, que discretizam uma fronteira sólida hidraulicamente lisa.

4.3.2.1. Modelagem dos efeitos da rugosidade superficial de corpos

Uma superfície perfeitamente lisa é uma idealização; em situações práticas, qualquer objeto tem uma superfície rugosa. Em problemas de interação fluido-estrutura, a hipótese de superfície idealmente lisa é aceitável quando as dimensões de rugosidade (ϵ – na Figura 14 e na Figura 15) são muito menores do que a espessura da subcamada viscosa (δ_s – Figura 14). Nas situações em que o efeito de rugosidade não é desprezível, as camadas de fluido mais próximas do sólido são perturbadas pela topografia superficial rugosa, criando instabilidades na camada limite do escoamento (Figura 14b).

Figura 14- Características do escoamento no interior da camada limite que se desenvolve ao redor de superfícies hidraulicamente lisas e de superfícies hidraulicamente rugosas.

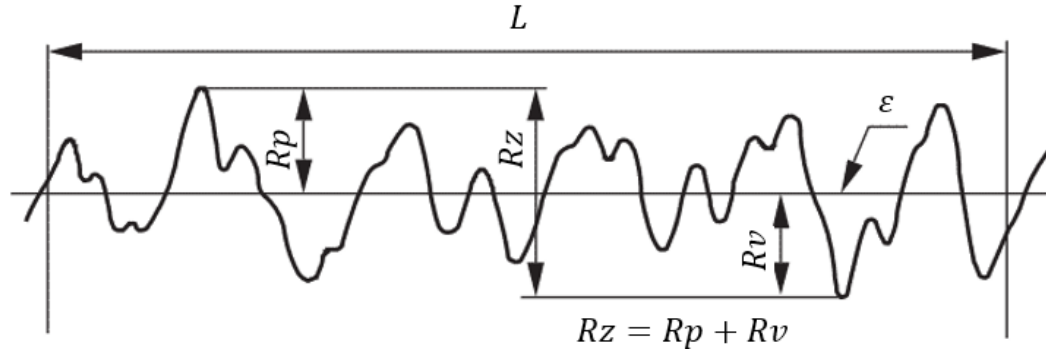


Fonte: Adaptada de Munson et al. (2013)

A medida da rugosidade em uma superfície depende de parâmetros que sejam capazes de descrever características como textura, amplitude, cobertura e formato da rugosidade. A Figura 15 descreve os principais parâmetros utilizados para descrever a rugosidade superficial. O parâmetro ϵ representa a altura média das protuberâncias rugosas, R_p e R_v

representam a distância do máximo pico e do mínimo vale em relação à média, respectivamente; Rz é a distância entre o maior pico e o menor vale e, por fim, L é a extensão da superfície rugosidade (TONIETTO *et al.*, 2019).

Figura 15- Parâmetros utilizados na descrição da rugosidade superficial.



Fonte: Adaptada de Tonietto *et al.* (2019)

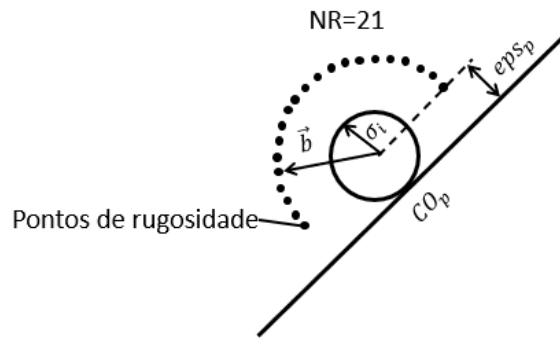
Bimbato (2012) propôs uma modelagem dos efeitos da rugosidade superficial baseada na altura média da rugosidade (ϵ), por meio do cálculo da viscosidade turbulenta (equação (20)) associada aos pontos de desprendimento de vórtices discretos de cada painel utilizado para discretizar um corpo hidraulicamente liso (veja a Figura (13)). Segundo a proposta de Bimbato (2012), a função estrutura de velocidade de segunda ordem do modelo de turbulência, equação (19), deve ser calculada de forma a determinar a flutuação de velocidade existente entre o ponto de desprendimento de vórtices discretos de Lamb e pontos situados sobre uma semicircunferência de raio $\|\vec{b}\| = 2\epsilon - eps$, em que ϵ é a rugosidade média da superfície do corpo (veja a Figura 16). Na Figura 16, eps_p é a posição de geração dos vórtices discretos nascentes no painel p e CO_p é o ponto de controle deste painel. Portanto, a função estrutura de velocidade de segunda ordem associada a um painel p , em que se considera os efeitos da rugosidade superficial do corpo, é dada por:

$$\bar{F}_{2p}(t) = \frac{1}{NR} \sum_{w=1}^{NR} \left\| \vec{u}_{tp}(\vec{x}_p, t) - \vec{u}_{tw}(\vec{x}_p + \vec{b}, t) \right\|_w^2 (1 + \epsilon) \quad (49)$$

Na equação (49), NR é o número de pontos utilizados sobre a semicircunferência de raio $\vec{b}$, $\vec{u}_{tp}(\vec{x}_p, t)$ é o campo de velocidades do escoamento calculado na posição de geração $\vec{x}_p$ e no instante de tempo t , $\vec{u}_{tw}(\vec{x}_p + \vec{b}, t)$ é o campo de velocidades do escoamento calculado na posição ocupada pelos NR pontos situados sobre a semicircunferência no instante de tempo t , e $1 + \epsilon$ é um termo incorporado à expressão original da função estrutura de velocidade por

Bimbato (2012) para amplificar a energia cinética do escoamento devido aos efeitos da rugosidade superficial do corpo, uma vez que, fisicamente, a rugosidade de uma superfície pode estimular o desenvolvimento de uma camada limite turbulenta ao seu redor.

Figura 16- Computação das atividades turbulentas nas vizinhanças do ponto de desprendimento de vórtices discretos associado ao painel p devido à rugosidade superficial do corpo



Fonte: Adaptada de Bimbato *et al.* (2018)

A equação (49) é, então, utilizada para calcular a viscosidade turbulenta no ponto de desprendimento de vórtices discretos de Lamb, a fim de incluir a manifestação dos efeitos da rugosidade superficial do corpo na camada limite do escoamento que se desenvolve ao seu redor.

$$v_{t_p}(t) = 0,105 C_k^{-3/2} \sigma_{0j} \sqrt{\bar{F}_{2p}(t)} \quad (50)$$

O fato de o modelo de rugosidade associar à posição de geração de vórtices discretos de Lamb um coeficiente de viscosidade turbulenta em cada instante de tempo da simulação numérica faz com que o número de Reynolds seja modificado localmente a cada momento e, consequentemente, o raio do núcleo viscoso do vórtice discreto de Lamb também deve ser modificado de acordo com a equação (51) (MUSTTO *et al.*, 1998 e BIMBATO *et al.*, 2018):

$$\sigma_{0j_c}(t) = 4,48364 \sqrt{\frac{\Delta t}{Re} \left(1 + \frac{v_{t_p}(t)}{v} \right)} \chi \quad (51)$$

sendo $\sigma_{0j_c}(t)$ o raio do núcleo do vórtice discreto j , modificado pelos efeitos da rugosidade superficial do corpo, o qual é posicionado, no instante de tempo t , no ponto de desprendimento do painel p . Na Eq. (51), χ é definido de acordo com o exposto por Bimbato (2012).

Portanto, diferentemente do que ocorre em um corpo hidraulicamente liso, quando os efeitos da rugosidade são importantes, ou seja, quando $v_{t_p}(t) \neq 0$, o sistema de equações (46) é resolvido novamente para contemplar a perturbação causada pela rugosidade superficial do corpo no processo de geração de vórtices discretos de Lamb; em tal situação, os vórtices discretos de Lamb são gerados com novas intensidades (Equações (46) e (48)) e com valores de raio do núcleo diferentes a cada instante de tempo da simulação numérica, e não mais conforme ilustrado na Figura (13). Com isso, injeta-se quantidade de movimento na camada limite, promovendo-se um efeito inercial adicional ao escoamento, se comparado à situação em que o corpo é hidraulicamente liso.

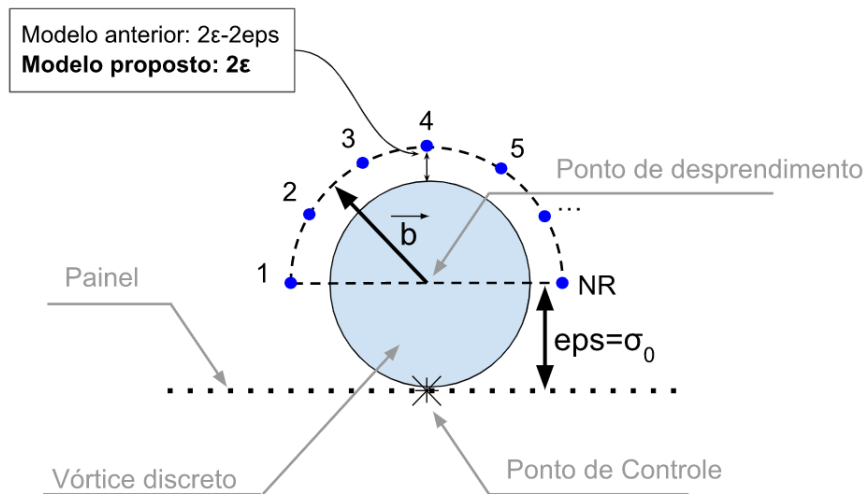
O modelo de rugosidade aqui descrito, originalmente proposto por Bimbato (2012), foi utilizado com sucesso em diversos trabalhos (Bimbato *et al.*, 2019; Bimbato *et al.* 2020; de Oliveira *et al.*, 2020; Alcântara Pereira *et al.*, 2020; de Moraes *et al.*, 2021) utilizando-se um método de painéis de fontes, o qual não serve aos propósitos do presente estudo.

Deste modo, uma das contribuições do presente trabalho consiste em adaptar o modelo de rugosidade desenvolvido por Bimbato (2012) ao método de painéis de vórtices, a fim de observar se os fenômenos da hidrodinâmica não linear também serão capturados com sucesso com as singularidades do tipo vórtices.

No presente trabalho, observa-se que a formulação proposta por Bimbato (2012) não permite simulações do efeito da rugosidade nas situações em que o raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb (σ_0) é superior à rugosidade média (ε) da superfície do corpo; nestas situações, o raio ($\vec{b}$) da semicircunferência da Figura 16 seria negativo, o que é incoerente, ou, na melhor das circunstâncias, a semicircunferência ficaria posicionada no interior do núcleo do vórtice discreto, sendo, portanto, inócua na predição da atividade turbulenta presente no escoamento. No presente trabalho, observa-se que o raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb típico as simulações que utilizam singularidades do tipo vórtices no método de painéis é superior aos utilizados nas discretizações que fazem uso de um método de painéis de fontes (casos de Bimbato (2012); Bimbato *et al.* (2019); Bimbato *et al.* (2020); Oliveira *et al.* (2020); Alcântara Pereira *et al.* (2020) e Moraes *et al.* (2021)), sendo, muitas vezes, muito superior a valores típicos de rugosidade média ($\varepsilon = 0,001$; $\varepsilon = 0,005$; $\varepsilon = 0,007$, etc.).

Como alternativa, é proposta uma adaptação ao modelo de Bimbato (2012), para que simulações do efeito de rugosidade sejam possíveis em simulações numéricas que utilizam singularidades do tipo vórtices na discretização de fronteiras sólidas. A adaptação é feita na posição dos pontos que formam a semicircunferência, sobre os quais as velocidades, utilizadas no cálculo da função estrutura de velocidade, são obtidas. O cálculo do raio da semicircunferência é alterado de $\|\vec{b}\| = 2\varepsilon - \text{eps}$ para $\|\vec{b}\| = 2\varepsilon + \text{eps}$, garantindo que $\|\vec{b}\| \geq \sigma_0$, independentemente do valor do raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb utilizado na simulação numérica (Figura (17)). A adaptação foi testada em diferentes situações e resultados foram fisicamente tão coerentes quanto os encontrados por Bimbato (2012) (veja o Capítulo 5).

Figura 17- Posição dos pontos rugosos utilizados para o cálculo da função estrutura de velocidade de segunda ordem modificada no modelo anterior e no proposto



Fonte: Autoria própria

4.4. A MARCHA NO TEMPO DOS VÓRTICES DISCRETOS GERADOS

A evolução do campo de vorticidades é considerada em passos de tempo discretos. Em cada passo de tempo, Δt , os vórtices discretos de Lamb recém gerados e os já presentes no domínio computacional (caso $t > 1\Delta t$) são deslocados pelos efeitos da advecção e da difusão, segundo a equação de transporte da vorticidade, equação (29). Segundo a proposta de Chorin (1973), discutida na seção 4.1, os efeitos da advecção e da difusão da vorticidade podem ser computados separadamente, mas, em um mesmo instante de tempo discreto.

4.4.1. A Advecção dos vórtices discretos

A advecção da nuvem de vórtices discretos é simulada deslocando-se os vórtices discretos de Lamb no domínio computacional sem alterar a vorticidade, ou seja, como se fossem partículas materiais de fluido, o que caracteriza a descrição puramente lagrangiana (veja a equação (37)). No entanto, para proceder ao deslocamento advectivo dos vórtices discretos, o valor do campo de velocidades do escoamento deve ser determinado. Na sequência, é possível integrar a equação da trajetória de uma partícula de vorticidade (Equação (52)) para realizar a sua advecção.

$$\frac{d\vec{x}_k}{dt} = \vec{u}(\vec{x}_k, t) \quad (52)$$

O campo de velocidades, $\vec{u}$, é obtido considerando-se: (i) a velocidade induzida pela distribuição de singularidades do tipo vórtices dos painéis (equações (44) e (45), trocando x por x_k e y por y_k); (ii) a velocidade induzida pelo escoamento incidente (equação (53)); (iii) a velocidade induzida pela nuvem de vórtices discretos (veja as equações (54), (55), (56), (57), (58) e (59) e a exposição a seguir).

$$u_\infty = U_\infty \cos \lambda = \cos \lambda = 1 \quad (53a)$$

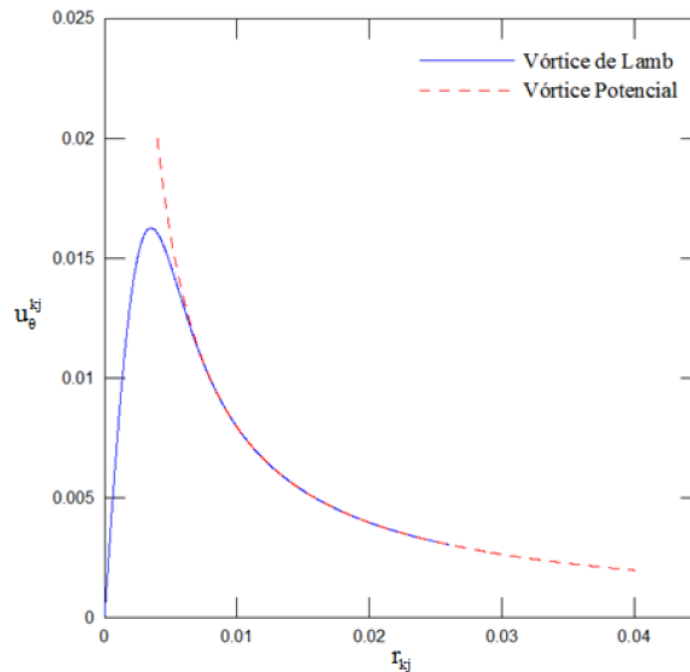
$$v_\infty = U_\infty \sin \lambda = \sin \lambda = 0 \quad (53b)$$

A soma das três parcelas mencionadas, determinada na posição ocupada por cada um dos vórtices discretos, k , que discretizam o campo de vorticidades em um dado instante de tempo, t , define o campo de velocidades do escoamento e, conseqüentemente, possibilita o cálculo da evolução temporal das partículas através da solução numérica da equação (52).

A velocidade induzida pela nuvem de Z vórtices discretos é obtida pela lei de Biot-Savart, equação (32). Esta etapa, a interação vórtice-vórtice, é de alto custo computacional, pois envolve Z^2 operações que contêm o cálculo do exponencial, presente na expressão da função de corte definida pela equação (41). Um artifício numérico para reduzir o custo de calcular uma função exponencial Z^2 vezes foi proposto por Alcântara Pereira (1999) e consiste em utilizar o modelo de vórtice potencial para calcular a interação vórtice-vórtice para partículas cuja distância entre elas seja superior ao valor do raio do núcleo da partícula que induz velocidade.

Destaca-se que todos os vórtices discretos utilizados nas simulações numéricas são vórtices discretos de Lamb, os quais contêm um núcleo viscoso, uma vez que o intuito é modelar a camada limite que se desenvolve ao redor do corpo. Segundo Mustto (1998), quando a distância entre dois vórtices discretos (indutor e induzido) é maior do que o valor do raio do núcleo do vórtice discreto indutor, a diferença entre a velocidade induzida pelo modelo do vórtice potencial e pelo modelo do vórtice de Lamb é de, apenas, cerca de 3% (veja Figura 18).

Figura 18 - Comparação entre o comportamento da velocidade tangencial induzida pelo modelo do vórtice discreto de Lamb e pelo modelo do vórtice potencial.



Fonte: Bimbato (2012)

Na Figura 18, u_{θ}^{kj} é a velocidade tangencial induzida no vórtice discreto $k(x_k; y_k)$ pelo vórtice discreto $j(x_j; y_j)$ e r_{kj} é a distância entre estes vórtices discretos.

Assim, a implementação numérica da lei de Biot-Savart é expressa pelas equações (54) e (55).

$$u_{kz} = \sum_{j=1}^Z \Gamma_j U_{V_{kj}} \quad (54)$$

$$v_{kz} = \sum_{j=1}^Z \Gamma_j V_{V_{kj}} \quad (55)$$

Considerando a análise realizada por Mustto (1998) e a estratégia numérica de Alcântara Pereira (1999), se $r_{kj} \leq \sigma_{0j_c}$, utilizam-se as equações (56) e (57) para calcular os componentes da velocidade induzida no vórtice discreto k pelo vórtice discreto j .

$$U_{V_{kj}} = \frac{1}{2\pi} \frac{(y_k - y_j)}{(x_k - x_j)^2 + (y_k - y_j)^2} \left[1 - \exp\left(-5,02572 \frac{r_{kj}^2}{\sigma_{0j_c}^2}\right) \right] \quad (56)$$

$$V_{V_{kj}} = -\frac{1}{2\pi} \frac{(x_k - x_j)}{(x_k - x_j)^2 + (y_k - y_j)^2} \left[1 - \exp\left(-5,02572 \frac{r_{kj}^2}{\sigma_{0j_c}^2}\right) \right] \quad (57)$$

Por outro lado, se $r_{kj} > \sigma_{0j_c}$, utiliza-se o modelo do vórtice potencial, e aplica-se as equações (58) e (59):

$$U_{V_{kj}} = \frac{1}{2\pi} \frac{(y_k - y_j)}{(x_k - x_j)^2 + (y_k - y_j)^2} \quad (58)$$

$$V_{V_{kj}} = -\frac{1}{2\pi} \frac{(x_k - x_j)}{(x_k - x_j)^2 + (y_k - y_j)^2} \quad (59)$$

Uma vez calculado o campo de velocidades induzido em um vórtice discreto k pelos efeitos da distribuição de vorticidade nos painéis, da nuvem de vórtices discretos e do escoamento incidente, a posição das partículas é determinada pela solução da equação (52). No presente trabalho, a equação (52) é resolvida por dois métodos numéricos de avanço temporal: o método de primeira ordem de Euler, equações (60) e (61) e o método de Adams-Bashforth, equações (62) e (63) (FERZIGER e STREET, 2020).

$$\Delta x_{adv_k} = x_k(t + \Delta t) - x_k(t) = u_{t_k}(t) \Delta t \quad (60)$$

$$\Delta y_{adv_k} = y_k(t + \Delta t) - y_k(t) = v_{t_k}(t) \Delta t \quad (61)$$

$$\Delta x_{adv_k} = x_k(t + \Delta t) - x_k(t) = \left[\frac{3}{2} u_{t_k}(t) - \frac{1}{2} u_{t_k}(t - \Delta t) \right] \Delta t \quad (62)$$

$$\Delta y_{adv_k} = y_k(t + \Delta t) - y_k(t) = \left[\frac{3}{2} v_{t_k}(t) - \frac{1}{2} v_{t_k}(t - \Delta t) \right] \Delta t \quad (63)$$

sendo u_{t_k} e v_{t_k} os componentes da velocidade total induzida no vórtice discreto k (soma das contribuições do escoamento incidente, do corpo e da nuvem de vórtices discretos). A escolha pelo esquema temporal de primeira ou segunda ordem depende das características do escoamento e do corpo sólido que é simulado; a decisão pela utilização de um método ou outro é feita após testes para seleção dos parâmetros numéricos. É importante enfatizar o custo computacional mais elevado ao se utilizar o esquema de avanço de segunda ordem, haja vista que o campo de velocidades do passo de tempo atual e o do passo de tempo anterior devem ser armazenados para o cálculo da posição no passo de tempo futuro.

4.4.2. A Difusão da vorticidade

Para um escoamento viscoso, o termo de difusão viscosa, $(1/Re_c)\nabla^2\omega$, deve ser considerado no deslocamento das partículas e, conseqüentemente, no avanço temporal do campo de vorticidades. Chorin (1973) propôs, para a computação dos efeitos difusivos, o método de avanço aleatório (no inglês, *random walk method*), no qual as partículas sofrem um movimento browniano para simular os efeitos da difusão da vorticidade.

Pelo método de avanço aleatório, a posição dos vórtices discretos estabelecida após a etapa de advecção é usada como uma condição inicial para a solução da equação de difusão. Portanto, ao avanço advectivo é somado um avanço difusivo, dado pela equação (64):

$$\xi_k(t) = \sqrt{\frac{4\Delta t}{Re_{ck}} \ln\left(\frac{1}{P}\right)} [\cos(2\pi Q) + \text{sen}(2\pi Q)] \quad (64)$$

sendo Re_{ck} o número de Reynolds modificado localmente pelo modelo de turbulência (veja a Seção 4.4.2.1), $0 < P < 1$ e $0 < Q < 1$ números randômicos gerados a partir de uma distribuição gaussiana, ϑ , com mediana nula e variância dependente da viscosidade (veja a equação (65)).

$$\vartheta(x, y, t) = \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi\Delta t}{Re_c}}} \exp \left[-\frac{(x - y)^2}{\frac{4\Delta t}{Re_c}} \right] \quad (65)$$

O deslocamento difusivo, ξ_k , de cada vórtice discreto k , decomposto na direção radial e angular, no intervalo $(0 - 2\pi)$, pode ser escrito pelas equações (66) e (67), respectivamente, (ALCÂNTARA PEREIRA, 2002):

$$\Delta r_k = \sqrt{\frac{4\Delta t}{Re_{c_k}} \ln \left(\frac{1}{P} \right)} \quad (66)$$

$$\Delta \theta_k = 2\pi Q \quad (67)$$

Como atesta a presença do número de Reynolds modificado, é nesta etapa do método de vórtices discretos, ou seja, na etapa da difusão viscosa, que os efeitos da turbulência devem ser incorporados à solução do problema (veja a seção 4.4.2.1). Portanto, a difusão de um vórtice discreto k , após um incremento de tempo Δt , possui um deslocamento na direção x e um deslocamento na direção y , dados, respectivamente, pelas equações (68) e (69):

$$\Delta x_{difk} = \Delta r_k \cos \Delta \theta_k \quad (68)$$

$$\Delta y_{difk} = \Delta r_k \sin \Delta \theta_k \quad (69)$$

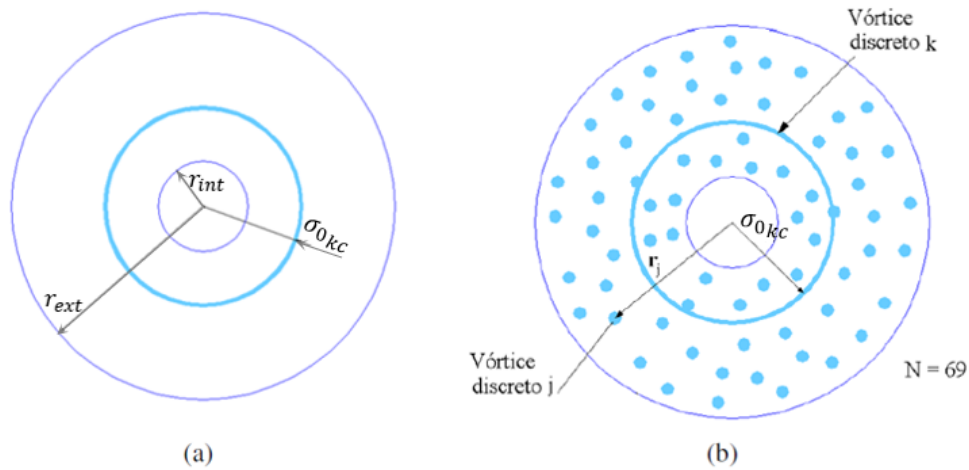
4.4.2.1. Simulação da turbulência no Método de Vórtices Discretos

Alcântara Pereira et al. (2002) propuseram duas adaptações no modelo da função estrutura de velocidade de segunda ordem apresentado na Seção 3.4.2, para incorporar os efeitos da turbulência no Método de Vórtices Discretos: (i) as flutuações de velocidade da equação (19) devem ser calculadas sobre uma coroa circular de raio interno, $r_{int} = 0,1\sigma_{0c}$, e raio externo, $r_{ext} = sm \times \sigma_{0c}$, sendo σ_{0c} o raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb modificado pelo efeito inercial imposto pelo modelo de rugosidade (Figura 19-a) e sm igual à 3, de acordo com uma análise estatística realizada por Bimbato et al. (2012); (ii) no cálculo da

função estrutura de velocidade de segunda ordem, os pontos nos quais as velocidades devem ser calculadas devem coincidir com a posição dos vórtices discretos que se encontram nas vizinhanças do centro da coroa circular (Figura 19-b). Numericamente, a equação (19) pode ser resolvida conforme a equação (70), de forma a determinar a função estrutura de velocidade de segunda ordem na posição ocupada pelo vórtice discreto k , ou seja, no centro da coroa circular.

$$\bar{F}_{2_k}(t) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left\| \vec{u}_{t_k}(\vec{x}_k, t) - \vec{u}_{t_j}(\vec{x}_k + \vec{r}_j, t) \right\|^2 \left(\frac{\sigma_{0kc}}{\vec{r}_j(t)} \right)^{2/3} \quad (70)$$

Figura 19- Definição da coroa circular utilizada no modelo de turbulência proposto por Alcântara Pereira *et al.* (2002) e modificado por Bimbato *et al.* (2012).



Fonte: Adaptada de Bimbato (2012)

Na equação (70), $\vec{u}_t$ é a velocidade total induzida sobre os vórtices discretos, N indica o número de vórtices discretos presentes no interior da coroa circular, $\vec{r}_j$ representa a distância entre o centro da coroa circular (vórtice discreto k) e os pontos da coroa circular onde as velocidades são calculadas (vórtices discretos j). Com o valor de $\bar{F}_{2_k}$ calculado a cada instante de tempo pela equação (70), o coeficiente de viscosidade turbulenta é determinado, numericamente, pela equação (71) - compare com a equação (20) - e o número de Reynolds é localmente alterado pela atividade turbulenta existente em torno da posição ocupada pelo vórtice discreto k , conforme a equação (72).

$$v_{t_k}(t) = 0,105 C_k^{-3/2} \sigma_{0ck} \sqrt{\bar{F}_{2_k}(t)} \quad (71)$$

$$Re_{c_k}(t) = \frac{U_\infty c}{\nu + \nu_{t_k}(t)} \quad (72)$$

4.5. CÁLCULO DAS CARGAS FLUIDODINÂMICAS

Ricci (2002) demonstra que a forma discreta da equação (33), apropriada para calcular a energia de estagnação induzida sobre cada um dos pontos de controle dos M painéis que discretizam o corpo, é dada pela equação (73).

$$\begin{aligned} \xi \tilde{Y}_i + \frac{1}{2\pi} \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq i}}^M \frac{n_{x_p}(x_p - x_i) + n_{y_p}(y_p - y_i)}{(x_p - x_i)^2 + (y_p - y_i)^2} \Delta S_p \tilde{Y}_p \\ = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^Z \frac{v_j(x_j - x_i) - u_j(y_j - y_i)}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \Gamma_j \\ + \frac{1}{2\pi Re} \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq i}}^M \frac{n_{y_p}(x_p - x_i) - n_{x_p}(y_p - y_i)}{(x_p - x_i)^2 + (y_p - y_i)^2} \Delta S_p \left(\frac{\gamma_p + \gamma_{p+1}}{2} \right) \end{aligned} \quad (73)$$

A equação (73) pode ser escrita na forma de um sistema de equações algébricas, representado nas equações (74) a (76), no qual os valores de $COUPP$ e de $RHSP$ são conhecidos e os valores de $\tilde{Y}$ são as incógnitas do sistema:

$$[COUPP]_{M \times M} \{\tilde{Y}\}_M = \{RHSP\}_M \quad (74)$$

sendo:

$$COUPP_{i,p} = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \frac{n_{x_p}(x_p - x_i) + n_{y_p}(y_p - y_i)}{(x_p - x_i)^2 + (y_p - y_i)^2} \Delta S_p & \text{para } p \neq i \\ \xi = 1/2 \text{ (autoindução)} & \text{para } p = i \end{cases} \quad (75)$$

$$RHSP_i = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^Z \frac{v_j(x_j - x_i) - u_j(y_j - y_i)}{(x_j - x_i)^2 + (y_j - y_i)^2} \Gamma_j + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq i}}^M \frac{1}{2\pi Re} \frac{n_{y_p}(x_p - x_i) - n_{x_p}(y_p - y_i)}{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_i)^2} \Delta S_p \left(\frac{\gamma_p + \gamma_{p+1}}{2} \right) \quad (76)$$

Para obter os coeficientes de arrasto, C_D , e de sustentação, C_L , que atuam nos painéis que discretizam o corpo, decompõe-se o coeficiente de pressão, C_p , obtido através da equação (34), nas direções normal e tangencial ao sentido do escoamento incidente, como observado nas equações (77) e (78):

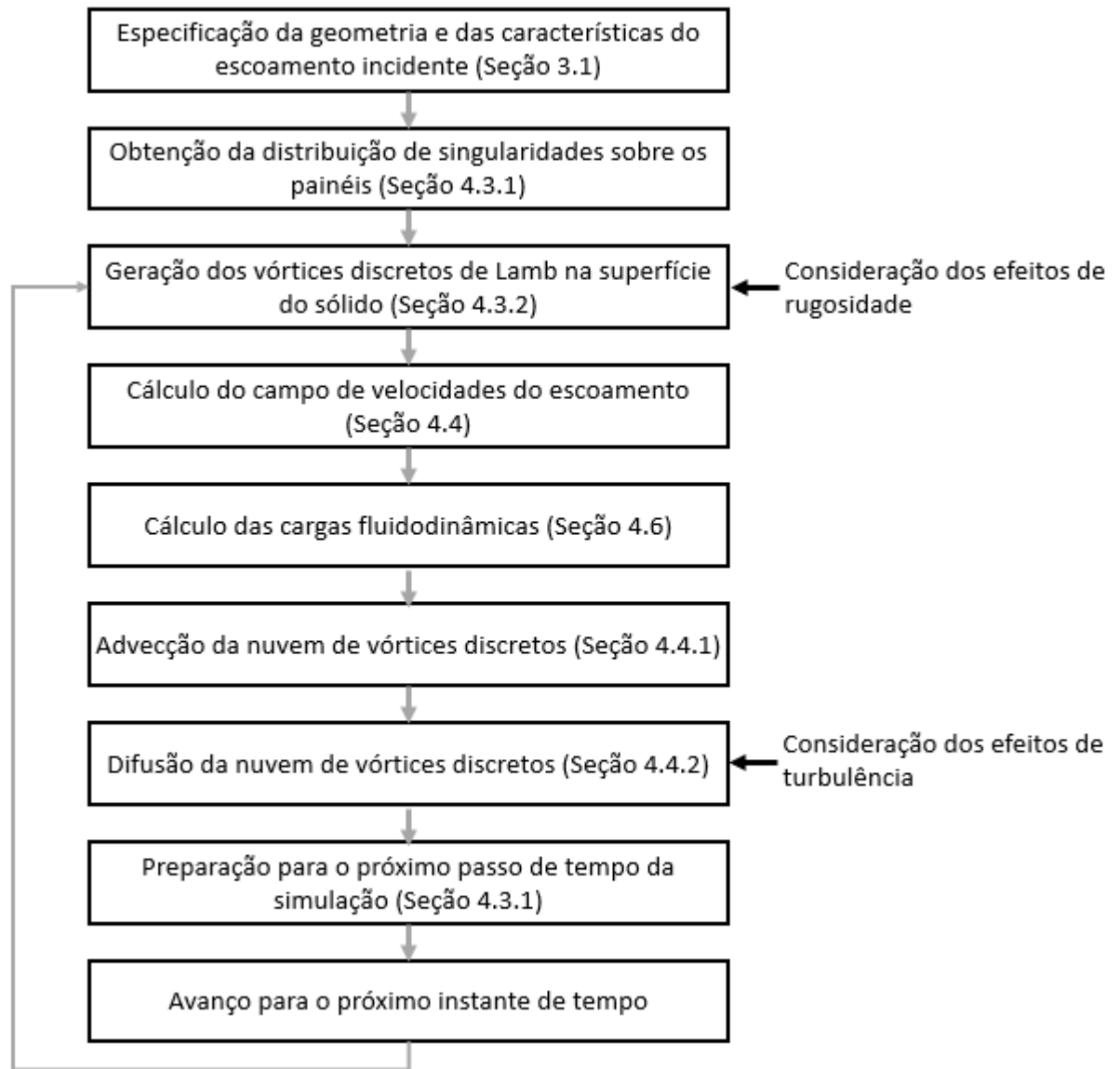
$$C_D = \sum_{i=1}^M C_{p_i} \Delta S_i \sin \beta_i \quad (77)$$

$$C_L = - \sum_{i=1}^M C_{p_i} \Delta S_i \cos \beta_i \quad (78)$$

4.6. O ALGORITMO DO MÉTODO DE VÓRTICES DISCRETOS

As equações algébricas desenvolvidas nas seções anteriores são organizadas em um algoritmo, que possui oito etapas principais, demonstradas no fluxograma da Figura 20. Bimbato (2012), partindo de uma biblioteca inicial de rotinas computacionais elaboradas por Alcântara Pereira (1999) e por Alcântara Pereira (2002), elaborou novas rotinas e desenvolveu um código em linguagem de programação FORTRAN compatível com o algoritmo da Figura 20, utilizando singularidades do tipo fontes com densidade constante para discretizar um corpo rombudo (o cilindro de seção circular). No presente trabalho, cujo principal objetivo é o de estudar o comportamento aerodinâmico de um perfil NACA 0012 de superfície rugosa, utilizam-se singularidades do tipo vórtice pelos motivos expostos na Seção 4.3.1. Portanto, à biblioteca de rotinas computacionais foi acrescentada uma série de rotinas necessárias à adaptação do código numérico original e, em especial, destaca-se a adaptação realizada no modelo de camada limite com efeitos de rugosidade desenvolvido por Bimbato (2012).

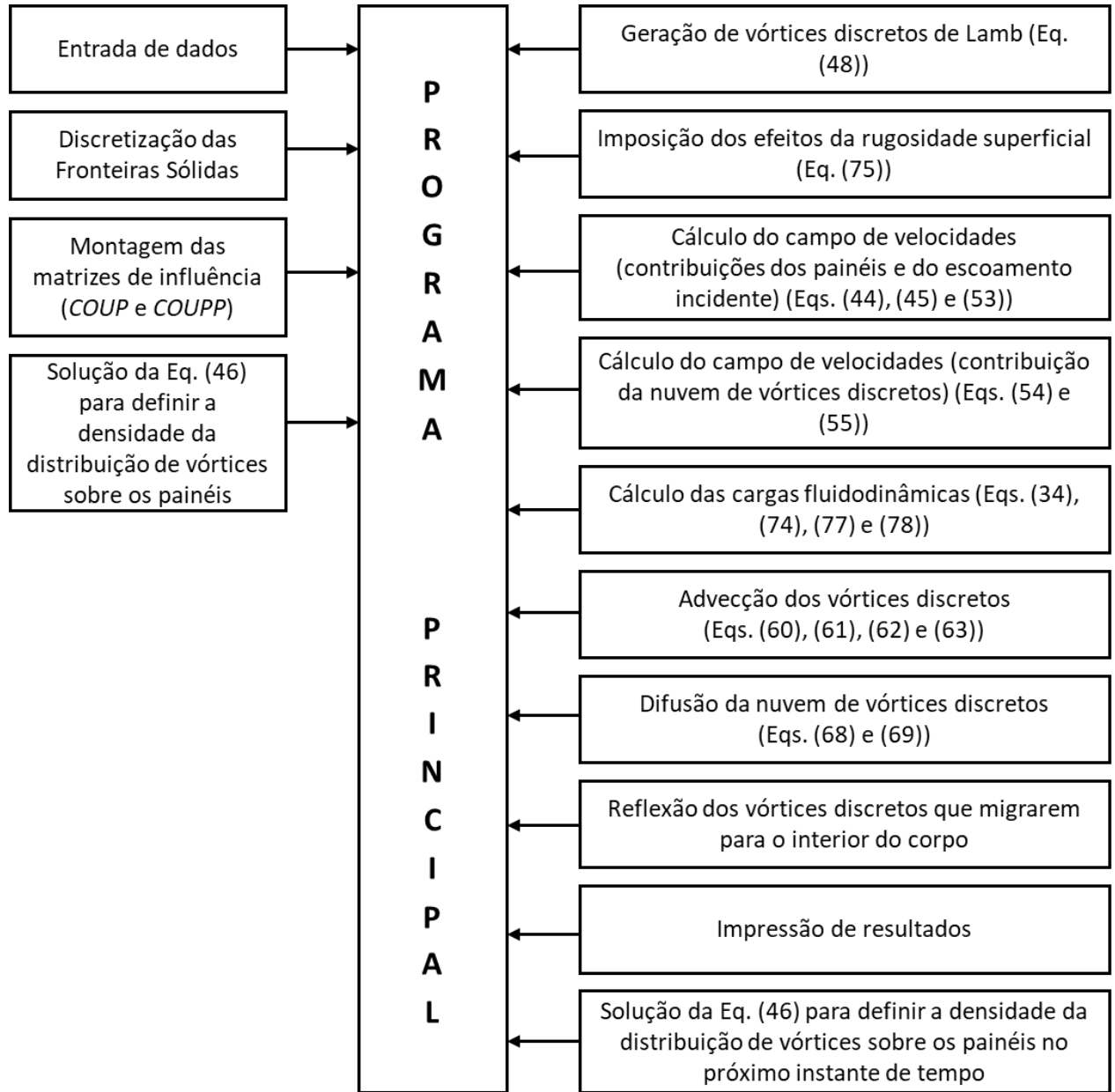
Figura 20- Algoritmo do Método de Vórtices Discretos



Fonte: Autoria Própria

A organização das rotinas, as quais são acionadas por um programa principal, é ilustrada na Figura 21. À esquerda de tal figura apresentam-se as rotinas executadas antes do início do laço temporal, responsáveis pela discretização da geometria e pela solução do problema pontencial, o qual não considera a parcela rotacional do campo de velocidades. As rotinas da direita são executadas repetidas vezes conforme definição do tempo de duração da simulação; em cada passo de tempo os vórtices discretos são gerados, deslocados por advecção e por difusão e as cargas fluidodinâmicas são calculadas.

Figura 21- Organização do programa computacional.



Fonte: Autoria Própria

5. RESULTADOS

A solução numérica do escoamento bidimensional, incompressível, de um fluido newtoniano sujeito a efeitos de turbulência e rugosidade superficial é calculada pelo Método de Vórtices Discretos com a condição de impenetrabilidade imposta via método de painéis, utilizando uma distribuição linear de vórtices para representar a superfície do corpo. O resultado da implementação numérica é o algoritmo da Figura 20 e o código computacional ilustrado na Figura 21. Este código é capaz de calcular o campo de velocidades e de pressão, e por fim, as cargas fluidodinâmicas sobre qualquer sólido imerso em um escoamento que possa ser representado conforme as hipóteses detalhadas na seção 3.2. Os resultados obtidos pela solução numérica são avaliados nesta seção com o objetivo de verificar se a modelagem numérica proposta é capaz de capturar os fenômenos físicos observados em situações experimentais e discutidos no Capítulo 2.

As simulações foram divididas em duas etapas principais: primeiro, foram feitas simulações do escoamento ao redor do cilindro de seção circular com superfície lisa e rugosa. O objetivo desta primeira etapa é verificar se a capacidade do código em simular o escoamento ao redor de corpos rombudos foi mantida com a alteração do tipo de singularidade distribuída sobre os painéis planos utilizados para discretizar a fronteira sólida. A simetria do cilindro também restringe complexidades geométricas do problema e permite que características fundamentais do escoamento sejam analisadas com maior facilidade. A forma rombuda do cilindro intensifica importantes fenômenos da hidrodinâmica como o descolamento da camada limite, que oferece grandes desafios à simulação numérica. Por fim, uma grande variedade de resultados analíticos e experimentais estão disponíveis na literatura para o caso do cilindro. Desta forma, as simulações ao redor do cilindro permitem que o código seja verificado e testado antes que as complicações geométricas e fluidodinâmicas do aerofólio sejam analisadas. Os resultados das simulações ao redor do cilindro circular são discutidos na seção 5.1. Posteriormente à verificação do escoamento ao redor do cilindro, foram conduzidas as simulações do escoamento ao redor do aerofólio NACA0012 com superfície lisa e rugosa.

Antes de realizar as simulações, para cada sólido e número de Reynolds, é necessário definir os parâmetros numéricos que serão utilizados. Conforme discutido no Capítulo 3, o escoamento ao redor do cilindro possui Reynolds de $Re = 1,0 \times 10^5$ e o escoamento ao redor do aerofólio possui número de $Re = 1,7 \times 10^5$; para o escoamento com estes números de Reynolds foram definidos o número de painéis planos (M) para a discretização do corpo, o

valor dos intervalos de tempo (Δt) da simulação numérica e o raio do núcleo do vórtice discreto de Lamb, σ_0 , que melhor representariam as condições esperadas para o escoamento perturbado pelo sólido, além do esquema de avanço temporal para a simulação da advecção das partículas de vórtices (seção 4.4.1). A obtenção destes parâmetros é baseada em resultados de trabalhos prévios (BIMBATO (2012); BIMBATO *et al.* (2019); BIMBATO *et al.* (2020); ALCÂNTARA PEREIRA *et al.* (2020)) e em testes conduzidos com o código numérico desenvolvido; nestes testes busca-se encontrar os parâmetros que possibilitem menor transiente numérico e maior coerência com os resultados experimentais. Os parâmetros utilizados nas simulações são apresentados na Tabela 1.

Tabela 1- Parâmetros numéricos utilizados nas simulações computacionais.

Sólido	Reynolds	Esquema avanço	Número de painéis (M)	Intervalo (Δt)	Raio do núcleo (σ_0)	Duração simulação
Cilindro	$1,0 \times 10^5$	Euler	300	0,05	0,0095	1200 passos
NACA0012	$1,7 \times 10^5$	Adams-Bashforth	200	0,03	0,019	2000 passos

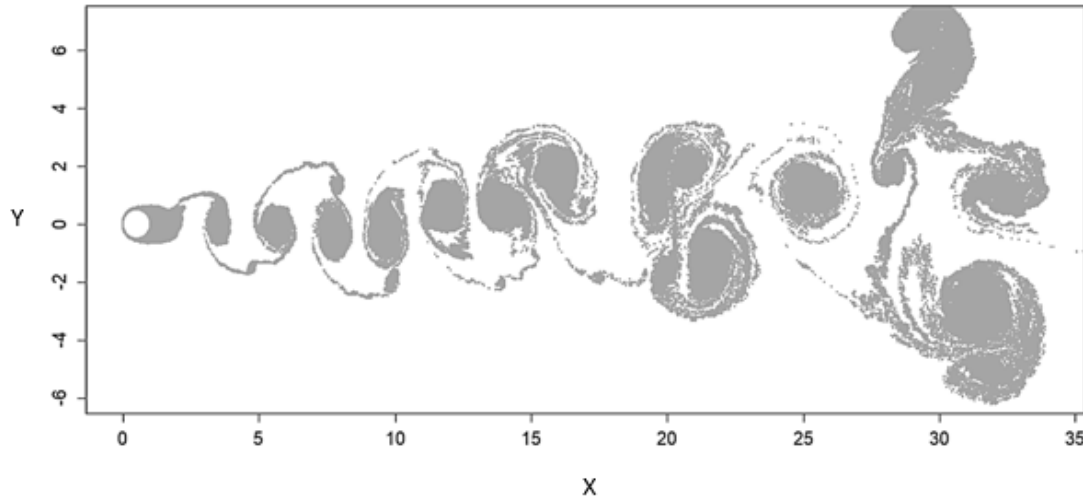
Fonte: Autoria própria

5.1. ESTUDO DO ESCOAMENTO AO REDOR DO CILINDRO DE SEÇÃO CIRCULAR

Utilizando os parâmetros numéricos da Tabela 1 para o cilindro, avalia-se a capacidade do código implementado em simular o escoamento ao redor de um cilindro circular liso. Na Figura 22 apresenta-se a esteira de von Kármán formada a jusante do corpo no instante $t = 60$ da simulação numérica.

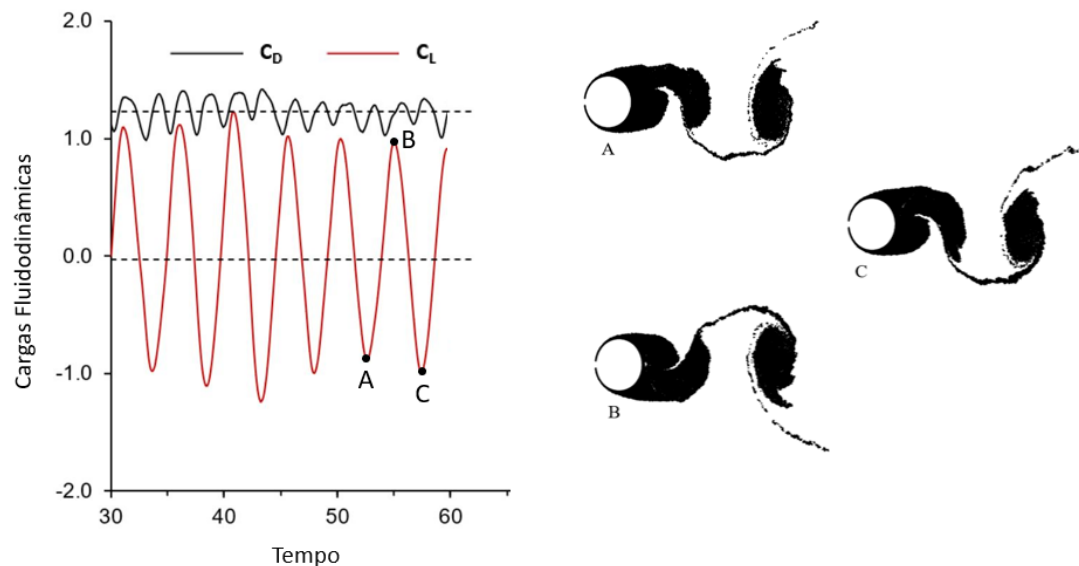
Na Figura 22 é possível observar a característica oscilatória da esteira formada pela fusão e diluição das estruturas vorticosas geradas a partir do deslocamento da camada limite da superfície do cilindro. Este comportamento oscilatório é esperado, conforme discutido na seção 2.2, e pode ser verificado pela frequência de oscilação dos valores do coeficiente de arrasto (C_D) e do coeficiente de sustentação (C_L) calculados durante a simulação, de acordo com a formulação apresentada na seção 4.6 (Figura 23).

Figura 22- Partículas de vórtices no instante de tempo $t = 60$ da simulação do escoamento ao redor de um cilindro liso (*Euler*; $M = 30$; $\Delta t = 0,05$; $NR = n.a$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,0 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

Figura 23- Histórico das cargas fluidodinâmicas exercidas sobre um cilindro liso e detalhes do desprendimento das estruturas vorticosas ($t_A = 52,5$, $t_B = 55,0$, $t_C = 57,5$). (*Euler*; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = n.a$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,0 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

Os valores médios das cargas fluidodinâmicas são obtidos a partir dos dados da Figura 23, calculando-se a média simples de todos os valores no intervalo de tempo formado pelo primeiro pico de C_L após o intervalo $t = 35$ e o último pico antes do instante $t = 60$. O cálculo do número de Strouhal é feito no mesmo intervalo do cálculo das cargas

fluidodinâmicas médias e, para tanto, utiliza-se a técnica da Transformada Rápida de Fourier (do inglês, *Fast Fourier Transform*, FFT). A escolha de um intervalo de tempo menor que a duração da simulação para o cálculo da média tem o objetivo de desconsiderar do valor médio o transiente numérico no início da simulação e segue diretrizes testadas e discutidas por Bimbato (2012). Os valores numéricos obtidos no presente trabalho para a cargas fluidodinâmicas e para o número de Strouhal são muito próximos dos resultados obtidos experimentalmente por Blevins (1984) e numericamente por Bimbato, conforme pode ser visto na Tabela 2.

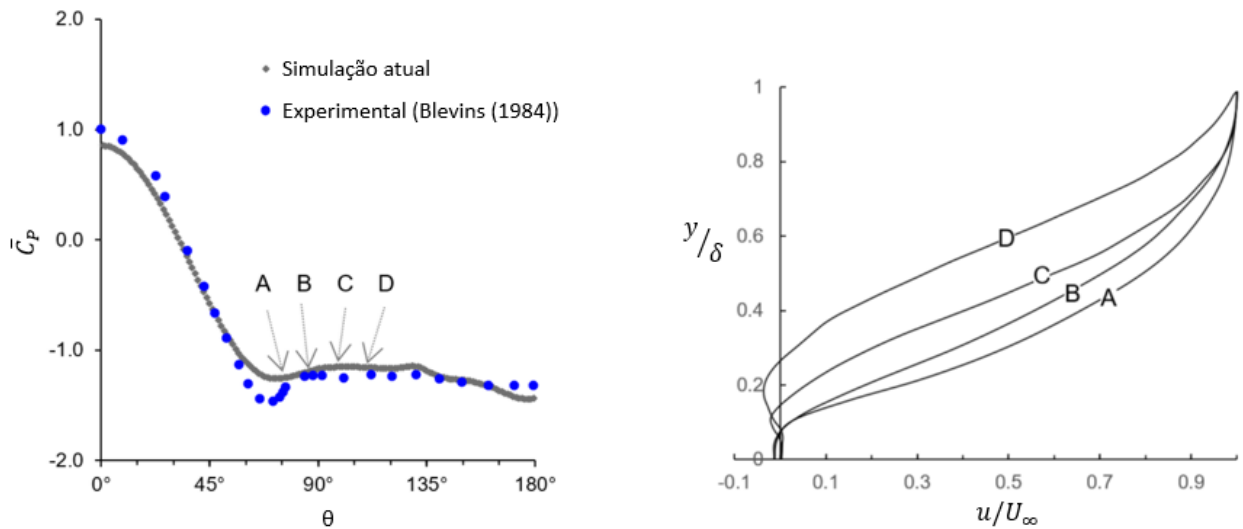
Tabela 2- Coeficientes de arrasto e de sustentação médios e número de Strouhal referentes ao escoamento ao redor do cilindro circular.

Simulação	$\bar{C}_D$	$\bar{C}_L$	St
Blevins (1984)	1,200	-	0,190
Bimbato (2012)	1,223	0,021	0,207
Simulação atual	1,231	-0,006	0,194

Fonte: Autoria própria

O comportamento da distribuição média do coeficiente de pressão sobre a superfície discretizada do cilindro circular é analisado na Figura 24.

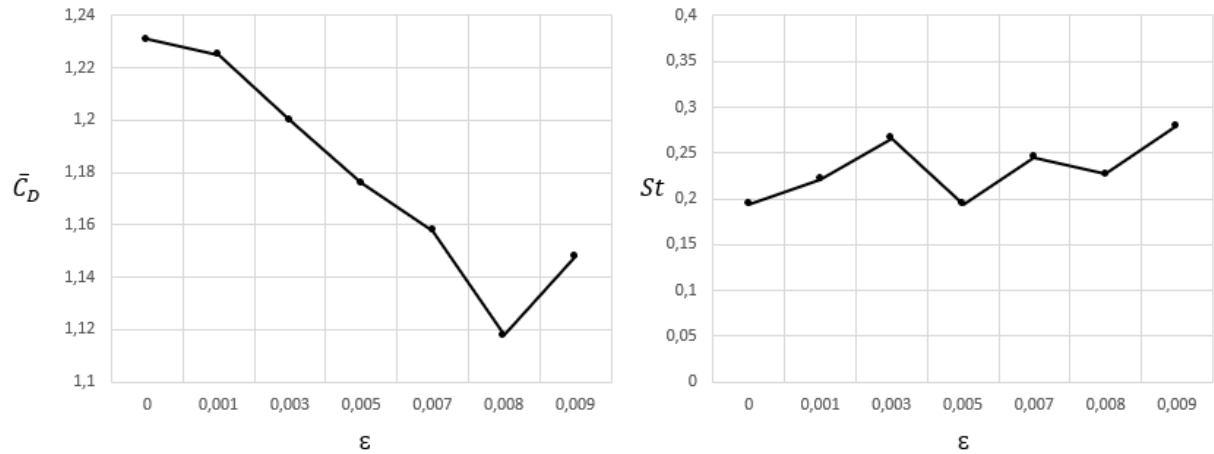
Figura 24- Análise do coeficiente de pressão ($\bar{C}_p$) médio ao longo da superfície discretizada do cilindro e do perfil da velocidade tangencial a esta superfície em 4 pontos ($\theta_A = 76^\circ$, $\theta_B = 88^\circ$, $\theta_C = 97^\circ$, $\theta_D = 108^\circ$). (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,0 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

Após a verificação da capacidade do modelo em simular o escoamento ao redor do cilindro liso, foi testado o modelo de rugosidade de Bimbato (2012) adaptado, conforme discutido na seção 4.3.2.1. Na Figura 25 é apresentada a variação do coeficiente de arrasto médio ($\bar{C}_D$) e do número de Strouhal (St) para valores crescentes de rugosidade média (ε); é possível verificar que as simulações foram capazes de capturar a redução no $\bar{C}_D$ (crise do arrasto) e, na sequência, o seu gradual aumento, características típicas de escoamentos que ocorrem entre. Nota-se, portanto, que a rugosidade antecipa a ocorrência de fenômenos físicos típicos de escoamentos de altos números de Reynolds, conforme discutido na Seção 2.3. No que concerne ao número de Strouhal, nota-se a existência de um comportamento errático (aumentos e diminuições sucessivas), o que indica que o modelo de rugosidade não é capaz de reproduzir as modificações marcantes que ocorrem na frequência de desprendimento de estruturas vorticosas contrarrotativas, especialmente aquelas que ocorrem entre $3,0 \times 10^5 \leq Re \leq 3,0 \times 10^6$. Certamente, esta incapacidade do modelo deve-se à utilização da hipótese de escoamento bidimensional.

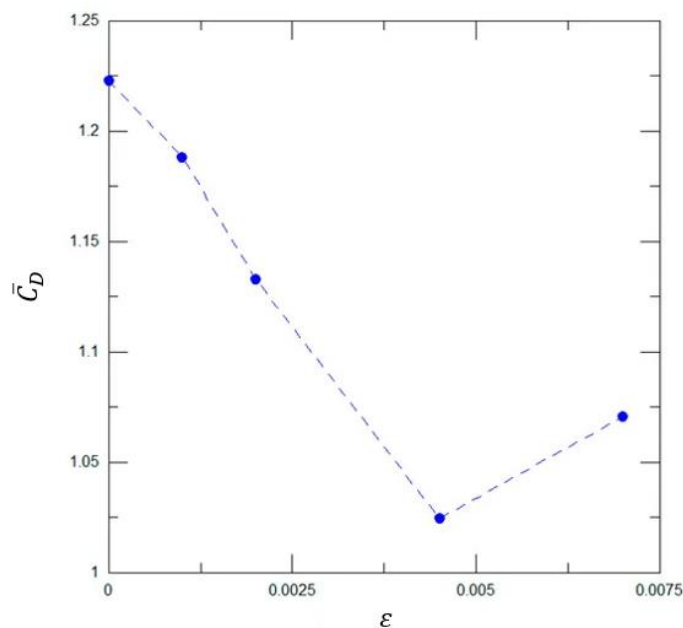
Figura 25- Variações do coeficiente de arrasto médio ($\bar{C}_D$) e do número de Strouhal (St) do cilindro circular devido a variações na rugosidade superficial (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = 21$; $Re = 1,0 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

O comportamento do $\bar{C}_D$ obtido com a simulação do escoamento ao redor de um cilindro circular com valores crescentes de rugosidade superficial, apresentados na Figura 25, é semelhante ao obtido por Bimbato *et al.* (2020), utilizando o mesmo número de Reynolds, mas com a discretização do corpo feita por painéis de fontes (Figura 26).

Figura 26- Variação no coeficiente de arrasto médio ($\bar{C}_D$) devido a variações na rugosidade superficial, de um cilindro circular discretizado através de painéis com distribuição constante de singularidades do tipo fontes. (Euler; $M = 300$; $\Delta t = 0,05$; $NR = 21$; $Re = 1,0 \times 10^5$).



Fonte: Bimbato *et al.* (2020)

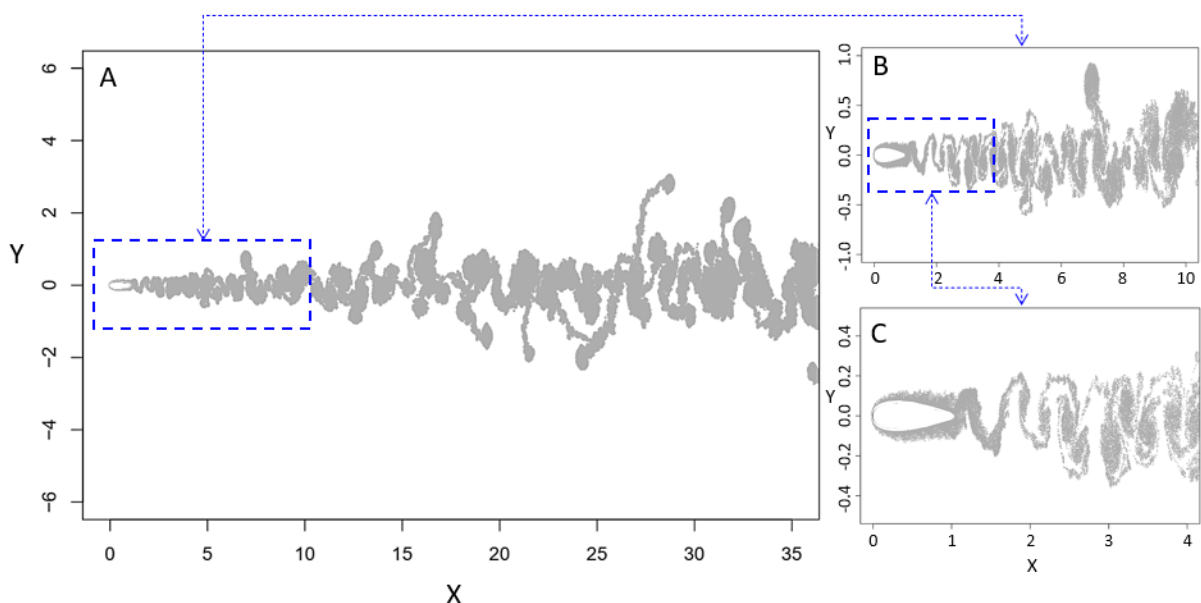
Uma vez que o código computacional revela-se apto a simular fenômenos físicos complexos, que ocorrem nos escoamentos que se desenvolvem ao redor de corpos rombudos, na Seção 5.2 utiliza-se o mesmo modelo para analisar o escoamento ao redor de um corpo esbelto.

5.2. ESTUDO DO ESCOAMENTO AO REDOR DO AEROFÓLIO NACA 0012

O aerofólio NACA 0012 é um perfil aerodinâmico simétrico e com sua maior espessura medindo 12% do valor da corda. Além de ser um perfil presente em muitas aplicações práticas de engenharia, como turbinas eólicas, drones e aeronaves, o perfil NACA 0012 representa um desafio aos principais métodos de simulação numérica. Este aerofólio tem um dos perfis de menor espessura, e a simulação de corpos de razão espessura-comprimento baixa exige a modelagem em escalas espaciais reduzidas, o que acaba por comprometer a convergência e a estabilidade numérica dos principais algoritmos (TIMMER, 2009).

Utilizando os parâmetros numéricos da Tabela 1 para o aerofólio NACA 0012, avalia-se a capacidade do código implementado em simular o escoamento ao redor de um corpo esbelto liso e rugoso, representado aqui pelo perfil NACA0012. Na Figura 27 apresenta-se a posição das partículas de vórtices no instante $t = 60$ da simulação ao redor de um aerofólio de superfície lisa ($\varepsilon = 0,000$).

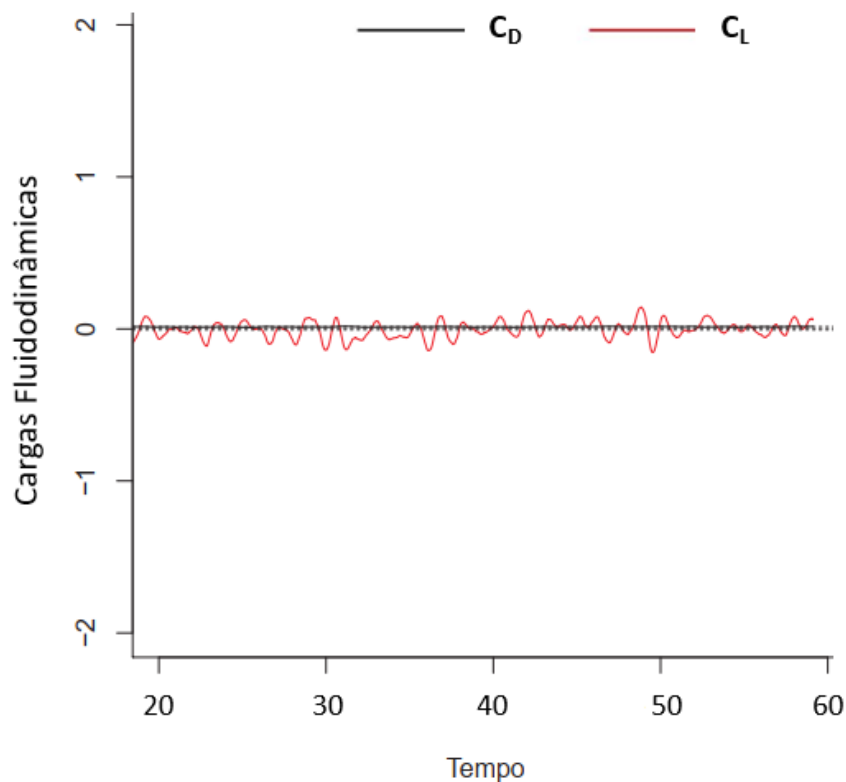
Figura 27- Esteira de vórtices no instante de tempo $t = 60$ da simulação do escoamento ao redor de um aerofólio liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; NR=n.a.; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

A Figura 27 tem as mesmas dimensões da Figura 22 (esteira de Von Kármán formada pelo escoamento ao redor do cilindro liso). Comparando as esteiras, observa-se que a esteira do cilindro apresenta o caráter oscilatório bem definido, além de ser mais larga do que a esteira formada a jusante do aerofólio liso posicionado com a corda paralela ao escoamento ($\alpha = 0^\circ$). A influência das características da esteira vorticosa podem ser observadas na dinâmica das cargas fluidodinâmicas. Na Figura 28 verifica-se que os valores de $\bar{C}_D$ e $\bar{C}_L$ são de 0,02 e de 0,01, respectivamente, para as simulações com oscilações mínimas.

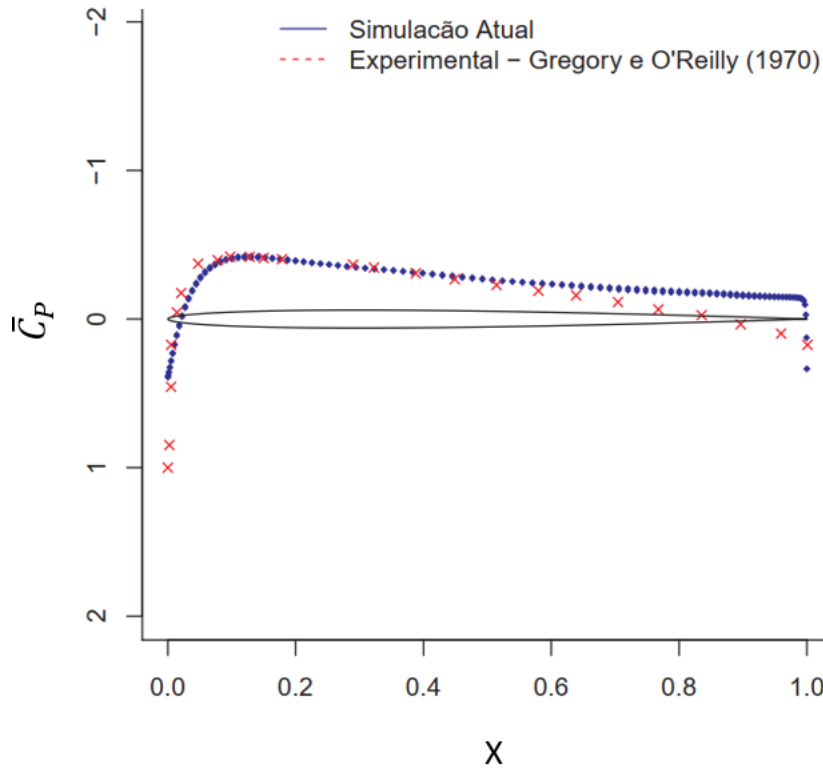
Figura 28- Histórico das cargas fluidodinâmicas exercidas sobre a superfície do aerofólio liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; NR=n.a.; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

A configuração esbelta do aerofólio, somada a sua simetria e alinhamento com a direção do escoamento, além do elevado número de Reynolds, garantem que a perturbação causada pelo sólido não seja suficiente para induzir sustentação e arrasto significativos na superfície do aerofólio. A média do coeficiente de pressão ao longo da superfície do perfil na Figura 29 ilustra o equilíbrio das forças do escoamento sobre a superfície do corpo, resultando em valores aproximadamente nulos de sustentação e de arrasto.

Figura 29- Análise do coeficiente de pressão ($\bar{C}_p$) médio ao longo da superfície discretizada do aerofólio liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; NR=n.a.; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).



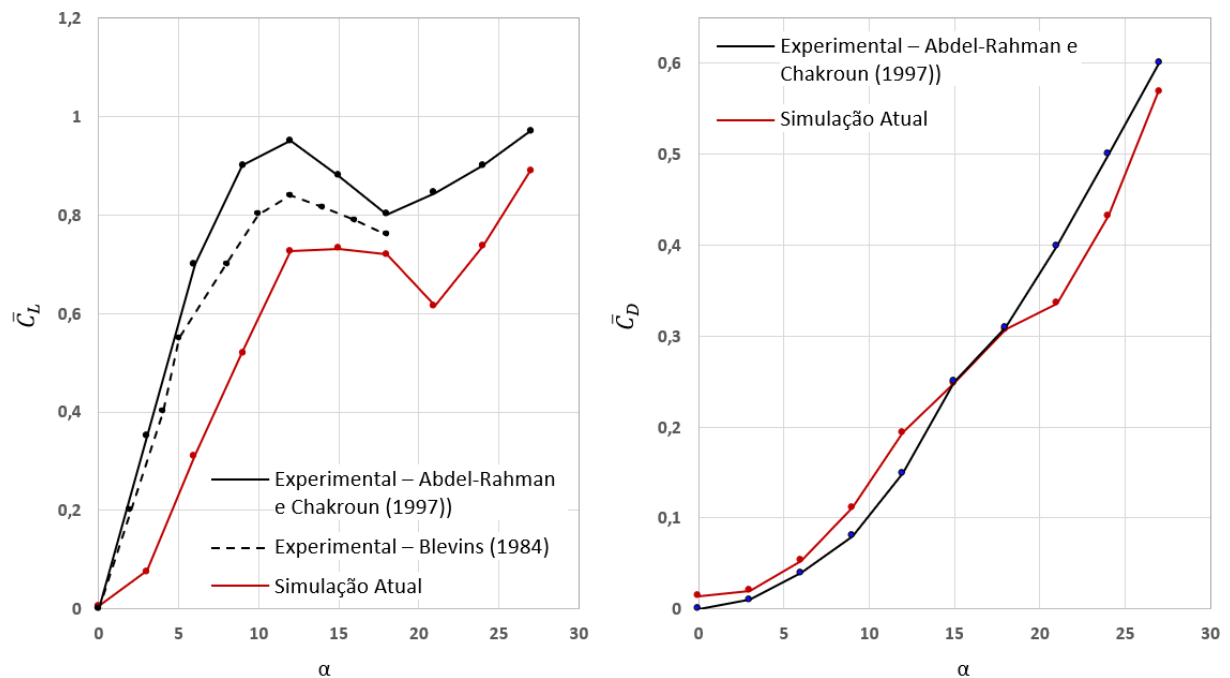
Fonte: Autoria própria

Ainda em relação ao aerofólio NACA 0012 liso, utilizando os parâmetros da Tabela 1, investiga-se a geração de sustentação e de arrasto para diferentes ângulos de ataque. Na Figura 30 apresenta-se o comportamento dos coeficientes médios de sustentação e de arrasto para ângulos de ataque variando de 0° até 27° , em intervalos de 3° . Verifica-se que os principais fenômenos observados no escoamento ao redor do aerofólio, e discutidos na seção 2.3, foram capturados pela simulação utilizando painéis com distribuição linear de singularidades do tipo vórtices, ou seja: a linearidade da variação do $\bar{C}_L$ com a variação de α (para pequenos ângulos), o fenômeno de estol e o ligeiro aumento do $\bar{C}_L$, após o estol, devido ao recolamento da camada limite. Os resultados experimentais de Blevins (1984) e de Abdel-Rahman e Chakroun (1997) apresentam $\alpha = 12^\circ$ como sendo o ângulo de estol do perfil NACA 0012, ou seja, o ângulo em que o perfil atinge um valor máximo para o coeficiente de sustentação e que, a partir do qual, o referido coeficiente sofre uma brusca redução devido à separação do escoamento. Após a ocorrência do estol, e com o aumento do ângulo de ataque,

nota-se a recuperação gradual do coeficiente de sustentação, a qual ocorre devido ao recolamento da camada limite (SHELDAHL e KLIMAS, 1981), quando $\alpha = 18^\circ$.

Os resultados numéricos obtidos com o método de vórtices discretos (Figura 30) capturaram os fenômenos do estol e do recolamento da camada limite, porém, com algum atraso; o início do estol (pico de $\bar{C}_L$) é observado quando $\alpha = 15^\circ$ e o início da recuperação da sustentação ocorre quando $\alpha = 21^\circ$.

Figura 30- Variação nos coeficientes médios de sustentação ($\bar{C}_L$) e de arrasto ($\bar{C}_D$) no escoamento ao redor do aerofólio liso devido a variações no ângulo de ataque (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; NR=n.a.; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).



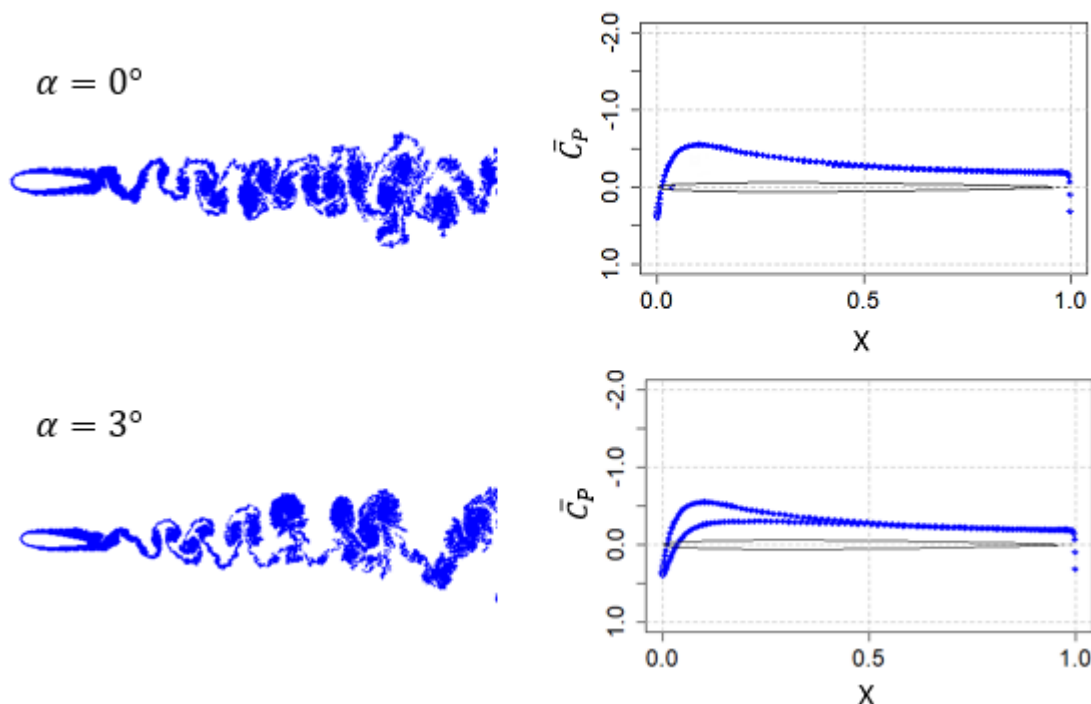
Fonte: Autoria própria

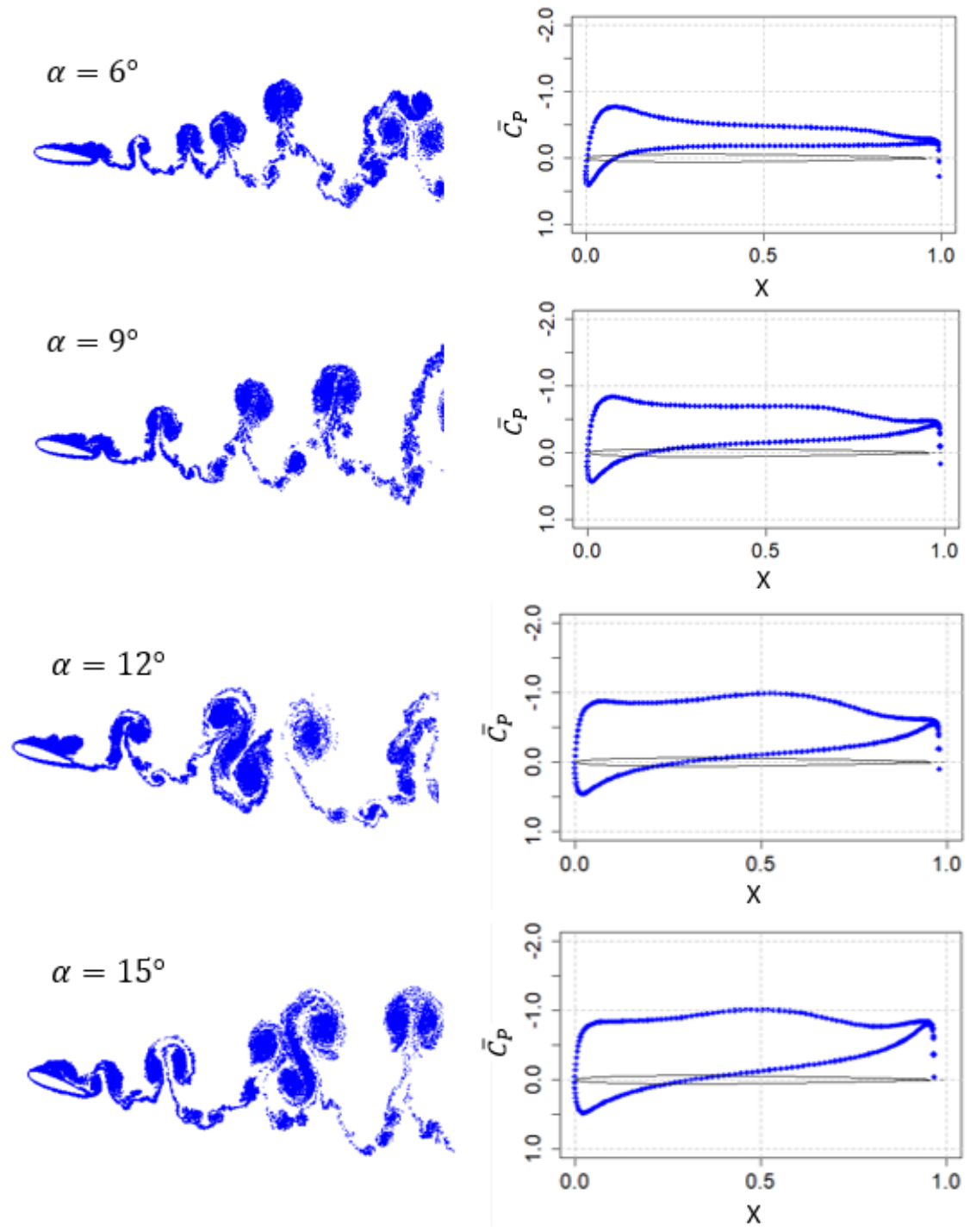
É possível, portanto, dizer que o comportamento dos valores médio de C_L e C_D em função de α é similar ao obtido experimentalmente nos trabalhos de Abdel-Rahman e Chakroun (1997) e de Blevins (1984), porém, os resultados obtidos pela simulação para $\bar{C}_L$ foram inferiores aos experimentais para todos os valores de α . Na Figura 29, embora o comportamento seja similar entre o resultado da simulação e o resultado experimental de referência, também se observa uma diferença entre o valor de $\bar{C}_p$ numérico e o experimental, principalmente nas regiões do bordo de ataque e do bordo de fuga; situação semelhante foi descrita no trabalho de Silva (2005), o qual utilizou o método de vórtices discretos com

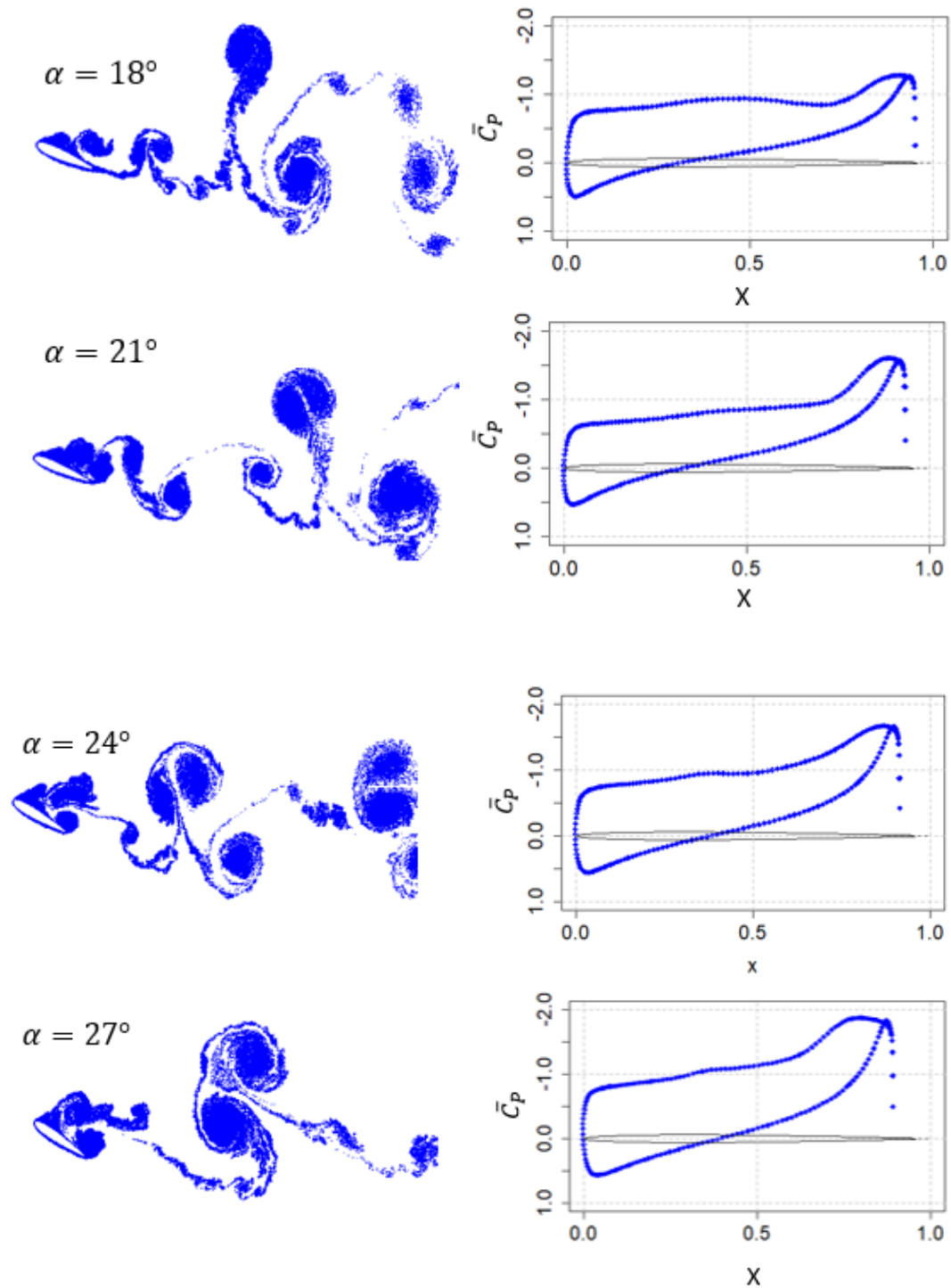
ajustes pontuais nos parâmetros de discretização temporal e no tempo final da para obter resultados numéricos mais próximos dos experimentais, mas com um custo computacional substancialmente maior.

Para as simulações da Figura 30, a esteira próxima do aerofólio e a distribuição de pressão na sua superfície discretizada são detalhadas na Figura 31, na qual é possível verificar a perturbação na esteira causada pela inclinação do aerofólio, bem como a formação de uma estrutura vorticosa no extradorso do perfil aerodinâmico cada vez mais próxima do seu bordo de ataque. À medida que o ângulo de ataque (α) é aumentado, a esteira torna-se mais larga e forma estruturas mais complexas e longas, aproximando-se das características das esteiras observadas em corpos rombudos, como a esteira do cilindro circular, ilustrada na Figura 22. A variação no coeficiente de sustentação médio ($\bar{C}_L$) com a variação do ângulo α pode ser verificada pela alteração no coeficiente de pressão; à medida que o ângulo de ataque é aumentado (antes de o estol ocorrer, ou seja, para $\alpha < 15^\circ$), as distribuições de pressão no extradorso e no intradorso do perfil são tais que a área interna formada por elas aumenta. Na região do estol ($15^\circ \leq \alpha \leq 21^\circ$) a referida área interna diminui, e volta a aumentar com a recuperação gradual do coeficiente de sustentação médio ($21^\circ < \alpha \leq 27^\circ$).

Figura 31- Comportamento da esteira e do coeficiente médio de pressão para variações no ângulo de ataque do aerofólio NACA 0012 liso (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; NR=n.a.; $\varepsilon = 0,000$; $Re = 1,7 \times 10^5$).







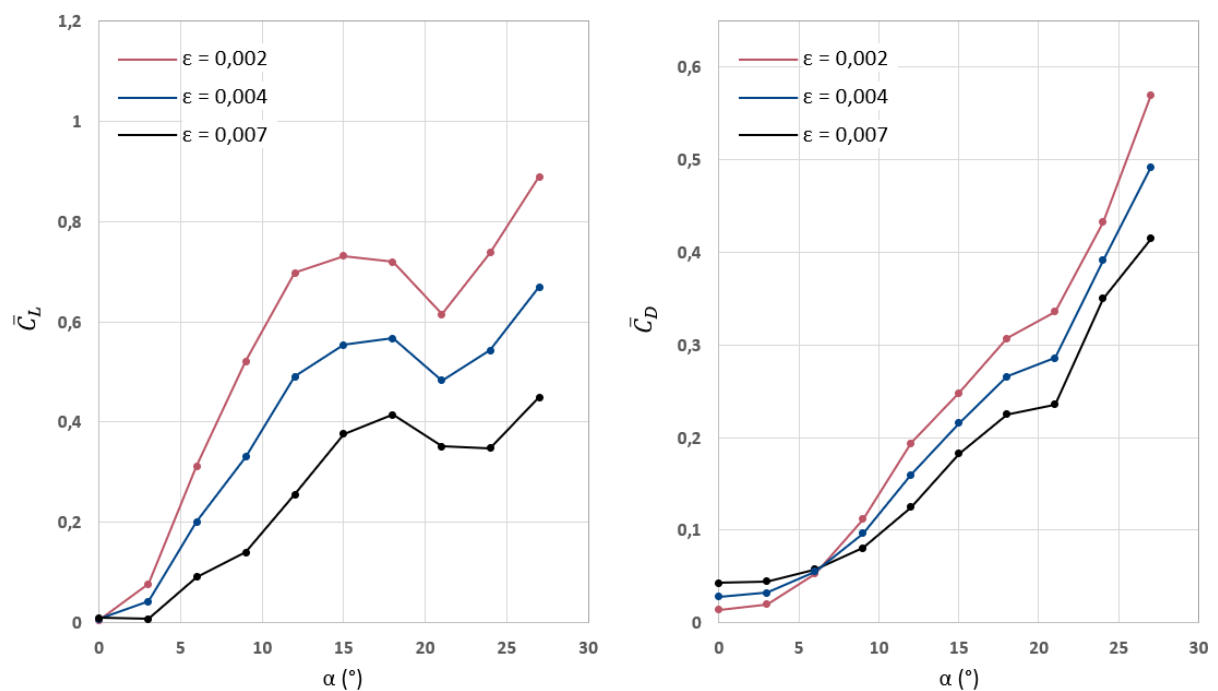
Fonte: Autoria própria

Após a simulação do escoamento ao redor do aerofólio NACA 0012 de superfície lisa, foram realizadas simulações com valores crescentes de rugosidade superficial média (ε), em consonância com o modelo proposto por Bimbato (2012), adaptado no presente trabalho. Os parâmetros numéricos utilizados foram os mesmos das simulações para o aerofólio liso, e estão detalhados na Tabela 1. As variações de $\bar{C}_L$ e de $\bar{C}_D$ com a alteração de α são mostradas

na Figura 32 para três valores diferentes de rugosidade superficial. As simulações foram capazes de reproduzir as principais características desse tipo de escoamento, as quais foram discutidas na seção 2.3. Nota-se que o coeficiente de arrasto é menos sensível aos efeitos da rugosidade superficial do que o coeficiente de sustentação (compare, para cada α , as diferenças existentes nos valores de $\bar{C}_D$ para cada ε e veja que tais diferenças são menores do que aquelas verificadas quando a mesma análise é feita em relação à $\bar{C}_L$). Observa-se, ainda, que a rugosidade $\varepsilon = 0,002$ pouco interfere no comportamento aerodinâmico do perfil NACA 0012 (em certa medida, isso também ocorreu nos resultados de Abdel-Rahman e Chakroun (1997), pois os autores trabalharam com rugosidades de 0,0026 e de 0,0033 – veja a Figura 6).

Entretanto, a rugosidade $\varepsilon = 0,004$ atrasou (para $\alpha = 18^\circ$) o início do fenômeno do estol e, mais rapidamente ($\alpha = 21^\circ$), iniciou a recuperação gradual do coeficiente de sustentação. Por outro lado, a maior rugosidade estudada ($\varepsilon = 0,007$) também atrasou o início do estol para $\alpha = 18^\circ$, porém, a recuperação gradual de $\bar{C}_L$ só ocorreu a partir de $\alpha = 24^\circ$.

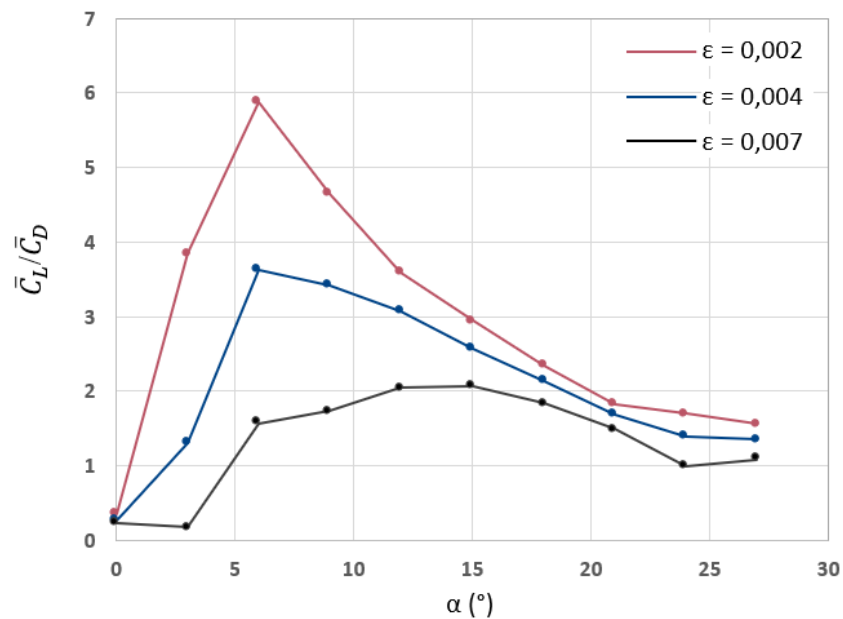
Figura 32- Variações nos coeficientes médios de sustentação ($\bar{C}_L$) e de arrasto ($\bar{C}_D$) com o ângulo de ataque e com a rugosidade superficial do aerofólio NACA 0012 (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=21$; $Re = 1,7 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

Por fim, utilizando os dados das simulações de rugosidade, dispostos na Figura 32, foi calculada a razão $\bar{C}_L/\bar{C}_D$, que indica a eficiência aerodinâmica do aerofólio, conforme discutido na seção 2.2. Na Figura 33 é possível observar o impacto da rugosidade superficial na eficiência aerodinâmica do perfil; o aumento da rugosidade na superfície do aerofólio resulta em significativa perda de eficiência aerodinâmica, com redução expressiva da razão $\bar{C}_L/\bar{C}_D$. Em situações práticas, como no funcionamento de turbinas eólicas, o aumento da rugosidade das pás devido a ações de agentes biológicos, depósitos de insetos e colisão com partículas reduz a capacidade da turbina de extrair energia do escoamento, conforme discutido na seção 2.2. Observa-se, portanto, que o algoritmo do método de vórtices discretos com modelagem de turbulência e de rugosidade superficial é capaz de reproduzir fenômenos físicos complexos da hidrodinâmica não-linear, os quais regem os escoamentos encontrados em aplicações práticas de engenharia.

Figura 33- Variações da razão da sustentação pelo arrasto ($\bar{C}_L/\bar{C}_D$) em função do ângulo de ataque e da rugosidade superficial do aerofólio NACA 0012 (Adams-Bashforth; $M = 200$; $\Delta t = 0,03$; $NR=21$; $Re = 1,7 \times 10^5$).



Fonte: Autoria própria

6. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA FUTURAS PESQUISAS

O presente trabalho implementou uma adaptação no algoritmo do método de vórtices discretos bidimensional com modelagem de rugosidade superficial, desenvolvido por Bimbato (2012). Nas simulações aqui apresentadas, foi utilizado o método dos painéis com distribuição linear de vórtices para viabilizar o estudo de escoamentos em torno de corpos esbeltos.

Além disso, a utilização de singularidades do tipo vórtices requer menor esforço computacional, pois, com a solução de um único sistema de equações, impõe-se a condição de impenetrabilidade (através de uma densidade de singularidades distribuídas sobre os painéis, γ – Equação (46)) e a condição de não deslizamento (posicionando-se vórtices discretos de Lamb de intensidade Γ – Equação (48) – nas vizinhanças da superfície discretizada do corpo).

O código elaborado foi usado, com fins de validação, para estudar o escoamento ao redor do cilindro hidraulicamente liso e rugoso. No Capítulo 5 os valores numéricos obtidos foram comparados com dados experimentais disponíveis na literatura e, também, foram analisadas as configurações das esteiras obtidas pela simulação numérica. Verificou-se a capacidade do código em reproduzir mecanismos descritos por observações experimentais como a frequência de desprendimento dos pares contra rotativos de estruturas vorticosas, dada pelo número de Strouhal. Para o cilindro liso verificou-se também a proximidade dos valores médios dos coeficientes de arrasto e de sustentação obtidos numericamente com resultados disponíveis na literatura, com diferença de, aproximadamente, 2,6% em relação ao coeficiente de arrasto médio obtido pela simulação numérica ($\bar{C}_D = 1,231$) e o resultado obtido experimentalmente por Blevins (1984) ($\bar{C}_D = 1,200$).

Para o cilindro rugoso, o efeito da rugosidade foi capturado pelo modelo adaptado e a redução no coeficiente de arrasto, seguida pelo seu aumento gradual foram obtidas com o aumento da rugosidade. Embora o comportamento obtido seja muito próximo do observado por Bimbato *et al.* (2020) e outros trabalhos (Alcântara Pereira *et al.*, 2020; Moraes e Alcântara Pereira, 2021; Oliveira *et al.*, 2020), a redução no valor de $\bar{C}_D$ foi inferior à observada por Bimbato *et al.* (2020), que utilizou singularidades do tipo fontes de densidade constante para discretizar o corpo. Futuras análises variando parâmetros numéricos importantes, como o intervalo de tempo da simulação, bem como os parâmetros do modelo de rugosidade, como o número de pontos rugosos, devem ser conduzidas para verificar se resultados mais próximos são possíveis pelo ajuste dos parâmetros. Espera-se, ainda, que a utilização de incrementos de tempo menores (da ordem de $\Delta t = 0,01$) possa melhorar os

resultados referentes ao número de Strouhal (Figura 25b), ainda que esta característica do escoamento pareça ser bastante sensível aos efeitos tridimensionais.

O principal objetivo do trabalho era modificar a formulação do método utilizado em trabalhos anteriores, na simulação do escoamento ao redor de corpos rombudos, para que a simulação do escoamento ao redor de corpos esbeltos também fosse possível. O código adaptado e validado para a simulação do escoamento ao redor do cilindro circular (corpo rombudo) foi testado para o corpo esbelto, utilizando um aerofólio de perfil NACA 0012. O algoritmo adaptado foi capaz de capturar dois fenômenos complexos da aerodinâmica dos corpos esbeltos: a perda de sustentação com o aumento do ângulo de ataque (fenômeno de estol) e o aumento gradual do coeficiente de sustentação após o estol, devido ao recolamento da camada limite. No Capítulo 5, os resultados numéricos obtidos são comparados com alguns dos resultados experimentais presentes na literatura e apresentados na seção 2.3.

Para o aerofólio liso com ângulo de ataque nulo, os valores de C_D e C_L médios obtidos numericamente são muito próximos de zero, como era esperado dado a simetria e dimensões do perfil NACA 0012. As simulações numéricas do perfil aerodinâmico sujeito a ângulos de ataque variando de 3° até 27° foram conduzidas e registraram a ocorrência do estol no ângulo $\alpha = 15^\circ$ e o gradiente positivo do $\bar{C}_L$ após o estol, no ângulo $\alpha = 21^\circ$; estes valores são próximos dos obtidos experimentalmente por Blevins (1984) ($\alpha_{estol} = 12^\circ$) e por Abdel-Rahman e Chakroun (1997) ($\alpha_{estol} = 12^\circ$ e $\alpha_{recolamento} = 18^\circ$). As diferenças observadas entre os valores numéricos e experimentais não afetaram a captura dos principais fenômenos aerodinâmicos e, segundo Silva (2005), essas diferenças devem-se, principalmente, a dois fatores: a seleção dos parâmetros numéricos e a dificuldade de reprodução de resultados experimentais semelhantes. Ainda de acordo com Silva (2005), um aumento no tempo de simulação para atingir maior estabilidade numérica e aerodinâmica, junto com uma redução no intervalo de tempo numérico, aproxima os resultados numéricos dos experimentais. Porém, o custo computacional destes ajustes paramétricos pode ser proibitivo em muitas situações; além disso, há a complexidade de se definir um valor experimental de referência devido à grande variação entre os resultados experimentais disponíveis na literatura.

O modelo de rugosidade adaptado foi testado para corpos esbeltos em simulações do escoamento ao redor do aerofólio NACA 0012 de superfície rugosa. Os resultados destas simulações foram discutidos na seção 5.2, o atraso na ocorrência do fenômeno do estol devido ao efeito da rugosidade foi reproduzido pela simulação numérica, bem como o atraso no início do gradiente positivo de sustentação após o estol. Por meio das simulações do aerofólio com superfícies rugosas também foi possível analisar a perda de eficiência aerodinâmica devido à

ação da rugosidade. Esta perda de eficiência tem grande impacto em situações práticas e sua análise, de maneira experimental apresenta grandes limitações devido ao custo do aparato experimental e à dificuldade na reprodução das condições do escoamento no experimento; desta forma, a possibilidade de estudar numericamente a eficiência aerodinâmica apresenta grandes vantagens práticas.

Em suma, os resultados e as análises apresentados demonstram que o modelo adaptado é capaz de representar consistentemente o escoamento ao redor de corpos rombudos e esbeltos de superfície hidraulicamente lisa ou rugosa. A adaptação da formulação matemática de Bimbato (2012), que permitiu que um modelo lagrangiano e bidimensional fosse capaz de simular o escoamento ao redor corpos rombudos e esbeltos, de superfície lisa ou rugosa, foi a principal contribuição desta dissertação de mestrado.

O desenvolvimento do trabalho apresentado permitiu a constatação de algumas possibilidades de trabalhos futuros; estas possibilidades podem ser dadas em dois grupos principais: melhorias no código atual e aplicações do código desenvolvido em outros estudos.

Como melhorias do código atual é possível destacar a implementação de algoritmos que permitem acelerar a etapa do cálculo do campo de velocidades do escoamento, uma das etapas de maior custo computacional das simulações realizadas neste trabalho. Dentre estes algoritmos de aceleração é possível destacar o Método de Multipolos Rápidos, do inglês *Fast Multipole Method* (FMM). Trabalhos que utilizaram o Método de Multipolos Rápidos em simulações bidimensionais com o Método de Vórtices Discretos registraram expressiva redução no tempo de simulação.

Ainda como melhoria do código atual, além da implementação do Método de Múltiplos Rápidos, ainda é possível a implementação de técnicas para a paralelização da rotina de cálculo da lei de Biot-Savart, reduzindo ainda mais o tempo de simulação. As técnicas de paralelização permitem que o compilador distribua as etapas de cálculo de um determinado algoritmo entre as seções ociosas dos núcleos do servidor. No trabalho de Moraes e Alcântara Pereira (2021), a aplicação da paralelização utilizando o modelo OpenMP em um código de Método de Vórtices Discretos possibilitou grande redução no tempo de simulação.

Como possíveis aplicações do código desenvolvido, pode-se dizer que seria possível utilizá-lo para estudar o fenômeno da histerese no escoamento ao redor de um aerofólio. A histerese ocorre durante a oscilação do aerofólio imerso em um escoamento; verifica-se que a força de sustentação durante o movimento ascendente do aerofólio é maior do que durante o movimento descendente, provocando um ciclo de histerese. Determinar a característica do

fenômeno de histerese de um aerofólio é essencial para garantir segurança em manobras de aeronaves e drones.

REFERÊNCIAS

- ABDEL-RAHMAN A.; CHAKROUN W. Surface roughness effects on flow over aerofoils. **Wind Engineering**, London, v. 21, n. 3, p. 125-137, 1997. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/286978835_Surface_roughness_effects_on_flow_over_aerofoils#fullTextFileContent. Acesso em: 26 maio 2023.
- ACHENBACH, E.; HEINECKE, E. On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 . **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 109, p. 239-251, 1981. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/on-vortex-shedding-from-smooth-and-rough-cylinders-in-the-range-of-reynolds-numbers-6103-to-5106/7BC20C4369CCB9C268BD9C8A903BA0A0>. Acesso em: 26 maio 2023.
- ADAMS, T.; GRANT, C.; WATSON, H. A simple algorithm to relate measured surface roughness to equivalent sand-grain roughness. **International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics**, Orléans, v. 1, p. 66-71, 2012. Disponível em: <https://ijmem.avestia.com/2012/PDF/008.pdf>. Acesso em: 26 maio 2023.
- AKBARI, M. H.; PRICE, S. J. Simulation of dynamic stall for a NACA 0012 airfoil using a vortex method. **Journal of Fluids and Structures**, London, v. 17, p. 855-874, 2003. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0889974603000185?via%3Dihub>. Acesso em: 26 maio 2023.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L. A. **Simulação numérica do escoamento em torno de um corpo de forma arbitrária utilizando o método de vórtices discretos**. 1999. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Energia) – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 1999. Disponível em: <https://repositorio.unifei.edu.br/jspui/handle/123456789/3113>. Acesso em: 26 maio 2023.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L.A. **Simulação numérica do escoamento ao redor de perfis aerodinâmicos montados em grades lineares de turbomáquinas utilizando o método de vórtices discretos**. 2002. Tese (Doutorado em Engenharia de Energia) – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2002. Disponível em: <https://repositorio.unifei.edu.br/jspui/handle/123456789/3113>. Acesso em: 26 maio 2023.
- ALCÂNTARA PEREIRA, L. A. *et al.* Numerical experiments of the flow around a bluff body with and without roughness model near a moving wall. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, Rio de Janeiro, v. 42, p. 3, 2020. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/339311910_Numerical_experiments_of_the_flow_a_round_a_bluff_body_with_and_without_roughness_model_near_a_moving_wall#fullTextFileContent. Acesso em: 26 maio 2023.
- BATCHELOR, G. K. **An introduction to fluid dynamics**. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1967.

BEAL, D. N. *et al.* Passive propulsion in vortex wakes. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 549, p. 385, 2006. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/passive-propulsion-in-vortex-wakes/A431EC18AAEDA78CC6572FB62A249005>. Acesso em: 26 maio 2023.

BEALE, J. T.; MAJDA, A. High-order accurate vortex methods with explicit velocity kernels. **Journal of Computational Physics**, Orlando, v. 58, p. 188-208, 1985. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0021999185901767?via%3Dihub>. Acesso em: 26 maio 2023.

BIMBATO A. M.; ALCÂNTARA PEREIRA L. A.; HIRATA, M. H. Study of the vortex shedding flow around a body near a moving ground. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v. 99, p. 7-17, 2011. Disponível em: <https://wp.kntu.ac.ir/mojra/AFMPro9.pdf>. Acesso em: 26 maio 2023.

BIMBATO, A. M. **Estudo de escoamentos turbulentos em torno de um corpo rombudo de superfície hidraulicamente lisa ou rugosa utilizando o método de vórtices discretos**. 2012. Tese (Doutorado em Engenharia de Energia) – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2012. Disponível em: <https://repositorio.unifei.edu.br/jspui/handle/123456789/1160>. Acesso em: 26 maio 2023.

BIMBATO, A.M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Numerical investigation of the drag crisis in flow past a rough circular cylinder. In: INTERNATIONAL CONGRESS OF MECHANICAL ENGINEERING, 22., 2013, Ribeirão Preto. **Proceedings** [...]. Ribeirão Preto: ABCM, 2013. Disponível em: <https://abcm.org.br/anais/cobem/2013/PDF/439.pdf>. Acesso em 26 maio 2023.

BIMBATO, A.M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L.A.; HIRATA, M.H. Development of a new Lagrangian vortex method for evaluating effects of surfaces roughness. **European Journal of Mechanics B-Fluids**, Paris, v. 74, p. 291-301, 2018. Disponível em: <http://hdl.handle.net/11449/186893>. Acesso em: 26 maio 2023.

BIMBATO, A. M.; ALCÂNTARA PEREIRA, L. A.; HIRATA, M. H. Study of surface roughness effect on a bluff body: the formation of asymmetric separation bubbles. **Energies**, Paris, v. 13, p. 22, 2020. Disponível em: <https://www.mdpi.com/1996-1073/13/22/6094>. Acesso em: 26 maio 2023.

BLEVINS, R. D. **Applied fluid dynamics handbook**. San Diego: San Diego State University, 1984.

BOUSSINESQ, J. Theorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section. **Fautiers-Villars**, Paris, v. 2, p. 74, 1877. Disponível em: <http://hdl.handle.net/1908/3743>. Acesso em: 26 maio 2023.

CHAKROUN, W.; AL-MESRI, I.; AL-FAHAD, S. Effect of surface roughness on the aerodynamic characteristics of a symmetrical airfoil. **Wind Engineering**, London, v. 28, p. 547-564, 2004. Disponível em: <https://journals.sagepub.com/doi/abs/10.1260/0309524043028136>. Acesso em: 26 maio 2023.

CHEN, W. *et al.* Numerical simulation of surface roughness effects on the vortex-induced vibration of a circular cylinder at a subcritical Reynolds number. **International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering**, South Korea, v. 14, p. 100430, 2022. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2092678221000820>. Acesso em: 26 maio 2023.

CHOLLET, J. P.; LESIEUR, M. Parameterization of small scales of three-dimensional isotropic turbulence utilizing spectral closures. **Journal of the Atmospheric Sciences**, Boston, v. 38, p. 2747-2757, 1981. Disponível em: [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1981\)038<2747:POSSOT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1981)038<2747:POSSOT>2.0.CO;2). Acesso em: 26 maio 2023.

CHORIN, A. J. Numerical study of slightly viscous flow. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 57, p. 785-796, 1973. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/numerical-study-of-slightly-viscous-flow/4E4FE6AE32F826FFFD6F46E3E86F330A>. Acesso em: 26 maio 2023.

CHUNG, D. *et al.* Predicting the drag of rough surfaces. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v. 53, p. 439-471, 2021. Disponível em: <https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev-fluid-062520-115127>. Acesso em: 26 maio 2023.

CLARKE, N. R; TUTTY, O. R. Construction and validation of a discrete vortex method for the two-dimensional incompressible Navier-Stokes equations. **Computers & Fluids**, New York, v. 23, p. 751-783, 1994. Disponível em: <https://pascal-francis.inist.fr/vibad/index.php?action=getRecordDetail&idt=4142613>. Acesso em: 26 maio 2023.

COLLIS, S. Monitoring unresolved scales in multiscale turbulence modeling. **Physics of Fluids**, New York, v. 13, p. 1800-1806, 2001. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/2388954_Monitoring_Unresolved_Scales_in_Multi-scale_Turbulence_Modeling. Acesso em: 26 maio 2023.

CONSTANTINESCU, G.; CHAPELET M.; SQUIRES, K. Turbulence modeling applied to flow over a sphere. **AIAA Journal**, New York, v. 41, p. 1733-42, 2003. Disponível em: <https://asu.pure.elsevier.com/en/publications/turbulence-modeling-applied-to-flow-over-a-sphere>. Acesso em: 26 maio 2023.

CORKE, T. C.; THOMAS, F. O. Dynamic stall in pitching airfoils: aerodynamic damping and compressibility effects. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v. 47, p. 479-505, 2015. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/269936032_Dynamic_Stall_in_Pitching_Airfoils_Aerodynamic_Damping_and_Compressibility_Effects. Acesso em: 26 maio 2023.

COTTET, G. H.; KOUMOUTSAKOS, P. D. **Vortex methods: theory and practice**. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000.

DALILI, N.; EDRISY, A.; CARRIVEAU, R. A review of surface engineering issues critical to wind turbine performance. **Renewable and Sustainable Energy Reviews**, Belfast, v. 13, p. 428-438, 2009. Disponível em:

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1364032107001554>. Acesso em: 26 maio 2023.

FERZIGER, J. H.; PERIĆ, M.; STREET, R. L. **Computational methods for fluid dynamics**. 3rd ed. New York: Springer International Publishing, 2020.

FIORE, G.; SELIG, M. S. Simulation of damage for wind turbine blades due to airborne particles. **Wind Engineering**, London, v. 39, p. 399-418, 2015. Disponível em: <https://journals.sagepub.com/doi/10.1260/0309-524X.39.4.399>. Acesso em: 26 maio 2023.

GAO, Y. *et al.* Numerical simulation of vortex-induced vibration of a circular cylinder with different surface roughnesses. **Marine Structures**, Barking, v. 57, p. 165-179, 2018. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/320741168_Numerical_simulation_of_vortex-induced_vibration_of_a_circular_cylinder_with_different_surface_roughnesses. Acesso em: 26 maio 2023.

GERRARD, J. H. The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies, **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 25, p. 401-413, 1966. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/mechanics-of-the-formation-region-of-vortices-behind-bluff-bodies/303C3B8350BEC03B4937D55BD8C10016>. Acesso em: 26 maio 2023.

GIGUERE, P.; SELIG, M. Blade geometry optimization for the design of wind turbine rotors. In: ASME WIND ENERGY SYMPOSIUM, 10., 2000, New Orleans. **Proceedings** [...]. New Orleans: AIAA, 2000. Disponível em: <https://doi.org/10.2514/6.2000-45>. Acesso em: 30 maio 2023.

GREENGARD, L.; ROKHLIN, V. A fast algorithm for particle simulations. **Journal of Computational Physics**, Cambridge, v. 73, p. 325-348, 1987. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/222454147_A_Fast_Algorithm_for_Particle_Simulation. Acesso em: 26 maio 2023.

GREENGARD, C. The core spreading vortex method approximates the wrong equation, **Journal of Computational Physics**, Cambridge, v. 61, p. 345-348, 1985. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0021999185900919?via%3Dihub>. Acesso em: 26 maio 2023.

GRIGOR'EV, B. *et al.* Vortex methods in CFD problems. In: INTERNATIONAL SCIENTIFIC CONFERENCE ON ENERGY, ENVIRONMENTAL AND CONSTRUCTION ENGINEERING, 8., 2018, Moscow. **Proceedings** [...]. Moscow: ECE, 2018. Disponível em: <https://doi.org/10.1051/mateconf/201824509013>. Acesso em: 30 maio 2023.

GÜVEN, O.; FARELL, C.; PATEL, V. C. Surface-roughness effects on the mean flow past circular cylinders. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge, v. 98, p. 673-701, 1980. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/surfacroughness-effects-on-the-mean-flow-past-circular-cylinders/AF276284192D13D10D05014F7DD81EE8>. Acesso em: 26 maio 2023.

HAMAKAWA, H. *et al.* Aerodynamic sound radiated from two-dimensional airfoil with local porous material. **Open Journal of Fluid Dynamics**, London, v. 3, p. 55-60, 2013. Disponível em: <https://www.scirp.org/html/35260.html>. Acesso em: 26 maio 2023.

HAN, X. *et al.* Surface roughness effect on cylinder vortex-induced vibration at moderate Re regimes. **Ocean Engineering**, Elmsford, v. 224, p. 17, 2021. Disponível em: <https://researchnow.flinders.edu.au/en/publications/surface-roughness-effect-on-cylinder-vortex-induced-vibration-at->. Acesso em: 26 maio 2023.

HENDERSON, R. D. Details of the drag curve near the onset of vortex shedding. **Physics of Fluids**, New York, v. 7, p. 2102-2104, 1995. Disponível em: <https://core.ac.uk/download/pdf/84604268.pdf>. Acesso em: 26 maio 2023.

HUHN, F. *et al.* Quantitative flow analysis of swimming dynamics with coherent Lagrangian vortices. **Journal of Nonlinear Science**, New York, v. 25, p. 087405, 2015. Disponível em: <https://vanreeslab.mit.edu/wp-content/papercite-data/pdf/huhn-2015.pdf>. Acesso em: 26 maio 2023.

KATZ, J.; PLOTKIN, A. **Low speed aerodynamics**: from wing theory to panel methods. New York: McGraw-Hill, 1991.

KODANCHA, P.; SALUNKHE, P. B. Influence of blade tip surface roughness on the performance of a single-stage axial flow compressor. **Journal of Fluids Engineering**, New York, v. 143, p. 6, 2021. Disponível em: <https://researcher.manipal.edu/en/publications/influence-of-blade-tip-surface-roughness-on-the-performance-of-a->. Acesso em: 26 maio 2023.

KUNDU, P. K. **Fluid mechanics**. 2nd ed. New York: Academic Press, 1990.

LEE, S. J.; JANG, Y. G. Control of flow around a NACA 0012 airfoil with a micro-riblet film. **Journal of Fluids and Structures**, London, v. 20, p. 659-72, 2005. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/223525918_Control_of_flow_around_a_NACA_0012_airfoil_with_a_micro-riblet_film. Acesso em: 26 maio 2023.

LEONARD, A. Vortex methods for flow simulation. **Journal of Computational Physics**, Orlando, v. 37, p. 289-335, 1980. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0021999180900406?via%3Dihub>. Acesso em: 26 maio 2023.

LEWIS, R. I. **Vortex element method for fluid dynamic analysis of engineering systems**. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991.

MACPHEE, D.; BEYENE, A. A flexible turbine blade for passive blade pitch control in wind turbines. In: IEEE POWER ENGINEERING AND AUTOMATION CONFERENCE, 11., 2011, Vancouver. **Proceedings [...]**. Vancouver: IEEE, 2011. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/search/searchresult.jsp?newsearch=true&queryText=A%20flexible%20turbine%20blade%20for%20passive>. Acesso em 30 maio 2023.

MARY, I.; SAGAUT, P. Large eddy simulation of flow around an airfoil near stall. **AIAA Journal**, New York, v. 40, p. 1139-45, 2002. Disponível em:

https://www.researchgate.net/publication/269207954_Large_Eddy_Simulation_of_Flow_Around_an_Airfoil_Near_Stall. Acesso em: 26 maio 2023.

MÉTAIS, O.; LESIEUR, M. Spectral large-eddy simulations of isotropic and stably-stratified turbulence, **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 239, p. 157-194, 1992. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/spectral-largeeddy-simulation-of-isotropic-and-stably-stratified-turbulence/EF78722DA97C9197C06234B4861E4A48>. Acesso em: 26 maio 2023.

MILNE-THOMPSON, L. M. **Theoretical hydrodynamics**. London: Macmillan & Co, 1955.

MORAES, P. G.; ALCÂNTARA PEREIRA, L. A. Surface roughness effects on flows past two circular cylinders in tandem arrangement at co-shedding regime. **Energies**, Paris, v. 14, p. 8237, 2021. Disponível em: <https://www.mdpi.com/1996-1073/14/24/8237>. Acesso em: 26 maio 2023.

MUSTTO, A. A.; HIRATA, M. H.; BODSTEIN, G. C. R. Discrete vortex method simulation of the flow around a circular cylinder with and without rotation. In: APPLIED AERODYNAMICS CONFERENCE, 16., 1998, Albuquerque. **Proceedings** [...]. Albuquerque: AIAA, 1998. Disponível em: <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/3.51173>. Acesso em 30 maio 2023.

NORBERG, C. An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 258, p. 287-316, 1994. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/231843582_An_experimental_investigation_of_the_flow_around_a_circular_cylinder_influence_of_aspect_ratio. Acesso em: 26 maio 2023.

NOVATI, G. *et al.* Synchronised swimming of two fish. **Journal of Fluid Dynamics**, London, v. 3, p. 58-66, 2016. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/309191798_Synchronised_Swimming_of_Two_Fish. Acesso em: 26 maio 2023.

OLIVEIRA, M. A. *et al.* Control and suppression of vortex shedding from a slightly rough circular cylinder by a discrete vortex method. **Energies**, Paris, v. 13, p. 4481, 2020. Disponível em: <https://www.mdpi.com/1996-1073/13/17/4481>. Acesso em: 26 maio 2023.

PANTON, R. L. **Incompressible flow**. New York: John Wiley & Sons, 1984.

PLOGMANN, B.; WUERZ, W.; KRÄMER, E. On the disturbance evolution downstream of a cylindrical roughness element. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 758, p. 238-86, 2014. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/278117444_On_the_disturbance_evolution_downstream_of_a_cylindrical_roughness_element. Acesso em: 26 maio 2023.

POUR, M. Determining surface roughness of machining process types using a hybrid algorithm based on time series analysis and wavelet transform. **The International Journal of Advanced Manufacturing Technology**, New York, v. 97, p. 2603-2619, 2018. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/s00170-018-2070-2>. Acesso em: 26 maio 2023.

RICCI, J. E. R. **Simulação numérica do escoamento ao redor de um corpo de forma arbitrária, estacionado nas imediações de uma superfície plana, com o emprego do método de vórtices**. 2002. Tese (Doutorado em Engenharia de Energia) – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2002. Disponível em: <https://repositorio.unifei.edu.br/jspui/handle/163456659/1160>. Acesso em: 26 maio 2023.

RICCIARDI, T. R.; WOLF, W.R.; BIMBATO, A. M. A fast algorithm for simulation of periodic flows using discrete vortex particles. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, Rio de Janeiro, v. 39, p. 45-55, 2017a. Disponível em: <https://repositorio.unesp.br/bitstream/handle/11449/159889/WOS000413699400022.pdf?sequence=1>. Acesso em: 26 maio 2023.

RICCIARDI, T. R.; WOLF, W.R.; BIMBATO, A. M. Fast multipole method applied to Lagrangian simulations of vortical flows. **Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation**, Florida, v. 51, p. 180-197, 2017b. Disponível em: <https://repositorio.unesp.br/bitstream/handle/11449/159542/WOS000401085500016.pdf?sequence=1>. Acesso em: 26 maio 2023.

RODRIGUEZ, I. *et al.* Direct numerical simulation of the flow over a sphere at $Re = 3700$. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 679, p. 263-87, 2011. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/231781426_Direct_Numerical_Simulation_of_the_flow_over_a_sphere_at_Re_3700. Acesso em: 26 maio 2023.

ROSHKO, A. Perspectives on bluff body aerodynamics. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, Amsterdam, v. 49, p. 79-100, 1993. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/016761059390007B>. Acesso em: 26 maio 2023.

SCHEWE, G. On the force fluctuations acting on a circular cylinder in crossflow from subcritical up to transcritical Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 133, p. 265-285, 1983. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/231887327_On_the_force_fluctuations_acting_on_a_circular_cylinder_in_crossflow_from_subcritical_up_to_transcritical_Reynolds_number. Acesso em: 26 maio 2023.

SHELDAHL, R. E. KL; IMAS, P. C. Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines. **Office of Scientific and Technical Information (OSTI)**, Oak Ridge, v., p., 1981. Disponível em: <https://www.osti.gov/servlets/purl/6548367>. Acesso em: 26 maio 2023.

SHINTANI, M.; AKAMATSU, T. Investigation of two-dimensional discrete vortex method with viscous diffusion model. **Computational Fluid Dynamics Journal**, Florida, v. 3, p. 237-254, 1994. Disponível em: https://www.jstage.jst.go.jp/article/kikaib1979/60/572/60_572_1110/_article/-char/ja/. Acesso em: 26 maio 2023.

SILVA, D. F. C. **Simulação numérica do escoamento ao redor de aerofólios via método de vórtices associado ao método dos painéis**. 2005. Tese (Doutorado em Engenharia de

Energia) – Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2005. Disponível em: <https://repositorio.unifei.edu.br/jspui/handle/343453489/1160>. Acesso em: 26 maio 2023.

SILVEIRA NETO, A. A numerical investigation of the coherent structures of turbulence behind a backward-facing step, **International Journal of Fluid Mechanics**, New York, v. 256, p. 1-25, 1993. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/numerical-investigation-of-the-coherent-vortices-in-turbulence-behind-a-backwardfacing-step/872B8F0C8ABDD71FD0582113C20FB858>. Acesso em: 26 maio 2023.

SLAOUTI, A.; GERRARD, J. H. An experimental investigation of the end effects on the wake of a circular cylinder towed through water at low Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 112, p. 297, 1981. Disponível em: https://jglobal.jst.go.jp/en/detail?JGLOBAL_ID=200902031872415917. Acesso em: 26 maio 2023.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations. **Monthly Weather Review**, Boston, v. 91, p. 99-164, 1963. Disponível em: https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/91/3/1520-0493_1963_091_0099_gcewtp_2_3_co_2.xml. Acesso em: 26 maio 2023.

SON, J. S.; HANRATTY, T. J. Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at reynolds number from 5×10^3 to 105. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 35, p. 353-368, 1969. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/velocity-gradients-at-the-wall-for-flow-around-a-cylinder-at-reynolds-numbers-from-5-103-to-105/B616EA2A94EB5FC1721025672F467ACC>. Acesso em: 26 maio 2023.

TIMMER, W. An overview of NACA 6-digit airfoil series characteristics with reference to airfoils for large wind turbine blades. In: AIAA SCITECH FORUM, 47., 2009, Orlando. **Proceedings** [...]. Orlando: AIAA, 2009. Disponível em: <https://arc.aiaa.org/doi/book/10.2514/MASM09>. Acesso em 26 maio 2023.

TOBA, D. *et al.* Proposal of novel icing simulation using a hybrid grid- and particle-based method. **Journal of Mechanics**, Paris, v. 36, p. 699-706, 2020. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/343484127_Proposal_of_Novel_Icing_Simulation_Using_a_Hybrid_Grid-_and_Particle-Based_Method. Acesso em: 26 maio 2023.

TONIETTO, L. *et al.* New method for evaluating surface roughness parameters acquired by laser scanning. **Scientific Reports**, London, v. 9, p. 15038, 2019. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41598-019-51545-7>. Acesso em: 26 maio 2023.

UNAL, M. F.; ROCKWELL, D. On vortex formation from a cylinder. The initial instability. **Journal of Fluid Mechanics**, London, v. 190, p. 491-512, 1988. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/on-vortex-formation-from-a-cylinder-part-1-the-initial-instability/157ED3153D30E5C2427442A7434169C2>. Acesso em: 26 maio 2023.

VAN HINSBEVRG, N. P. The Reynolds number dependency of the steady and unsteady loading on a slightly rough circular cylinder: From subcritical up to high transcritical flow

state. **Journal of Fluids and Structures**, London, v. 55, p. 526-539, 2015. Disponível em: <https://daneshyari.com/article/preview/796885.pdf>. Acesso em: 26 maio 2023.

VERMA, S. *et al.* Computing the force distribution on the surface of complex, deforming geometries using vortex methods and brinkman penalization. **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, Chichester, v. 85, p. 484-501, 2016. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/fld.4392>. Acesso em: 26 maio 2023.

VIDILLE, M. *et al.* Use of a fast multipole method to reduce the computational costs of aircraft wakes simulations. In: BRAZILIAN CONGRESS OF THERMAL SCIENCES AND ENGINEERING, 19., 2022, Bento Gonçalves. **Anais [...]**. Bento Gonçalves: ABCM, 2022. Disponível em: 10.26678/ABCM.ENCIT2022.CIT22-0027. Acesso em: 26 maio 2023.

WANG, M. Y. *et al.* Effect of surface roughness on the aerodynamics of a high-speed train subjected to crosswinds. **Acta Mechanica Sinica**, Shanghai, v. 37, p. 1090-1103, 2021. Disponível em: <https://www.springerprofessional.de/en/effect-of-surface-roughness-on-the-aerodynamics-of-a-high-speed-/19327958>. Acesso em: 26 maio 2023.

WILLIAMSON, C. H. K. Vortex dynamics in the cylinder wake. **Annual Review of Fluid Mechanics**, Palo Alto, v. 28, p. 477-539, 1996. Disponível em: <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.fl.28.010196.002401>. Acesso em: 26 maio 2023.

ZDRAVKOVICH, M. M.; BEARMAN, P. W. Flow around circular cylinders. **Journal of Fluids Engineering**, New York, v. 120, p. 216-216, 1998. Disponível em: <https://www.cambridge.org/core/journals/journal-of-fluid-mechanics/article/abs/flow-around-a-circular-cylinder-near-a-plane-boundary/477306B7F49C7D7EB7AE9E2D597C78A6>. Acesso em: 26 maio 2023.

ZHANG, B. *et al.* Effects of tip leakage flow on the aerodynamic performance and stability of an axial-flow transonic compressor stage. **Energies**, Paris, v. 14, p. 4168, 2021. Disponível em: https://mdpi-res.com/d_attachment/energies/energies-14-04168/article_deploy/energies-14-04168.pdf?version=1625904479. Acesso em: 26 maio 2023.