UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

LEANDRO GUILHERME CRENITE SIMÕES

Estudo da geração de som em um eslate utilizando código comercial

São Carlos

2011

LEANDRO GUILHERME CRENITE SIMÕES

Estudo da geração de som em um eslate utilizando código comercial

Dissertação apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências. Versão corrigida após aprovação da banca.

Área de Concentração: Aeronaves

Orientador: Prof. Dr. Marcello Augusto Faraco de Medeiros

São Carlos

2011

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

S584e	<p>Simões, Leandro Guilherme Crenite. Estudo da geração de som em um eslate utilizando código comercial. / Leandro Guilherme Crenite Simões ; orientador Marcello Augusto Faraco de Medeiros. São Carlos, 2011.</p> <p>Dissertação (Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica Área de Concentração em Aeronaves)-- Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2011.</p> <p>1. Aerodinâmica. 2. Ruído de eslate. 3. Dispositivos híper-sustentadores. 4. Método de Lattice-Boltzmann. 5. Analogia de Ffowcs-Williams e Hawkins. I. Título.</p>
-------	---

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **LEANDRO GUILHERME CRENITE SIMÕES**

Título da dissertação: “Estudo da geração de som em um eslate utilizando código comercial”.

Data da defesa: 14/10/2011:

Comissão Julgadora:

Resultado:

Prof. Associado **Marcello Augusto Faraco de Medeiros (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/EESC)

Aprovado

Prof. Titular **João Luiz Filgueiras de Azevedo**
(Instituto Tecnológico de Aeronáutica/ITA)

Aprovado

Dr. **Mário Triches Junior**
(Empresa Brasileira de Aeronáutica/EMBRAER)

Aprovado

Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica:
Prof. Associado **Marcelo Areias Trindade**

Presidente da Comissão de Pós-Graduação:
Prof. Associado **Paulo Cesar Lima Segantine**

Aos meus pais e à minha namorada,
com Amor e Gratidão.

AGRADECIMENTOS

A Deus, por me conceder inúmeras bençãos, permitindo e facilitando a realização deste trabalho.

Aos meus pais, Ademar e Ana Maria, pelo carinho, amor e educação dedicados a mim em toda a minha vida.

Ao Professor Marcello Augusto Faraco de Medeiros, pela amizade, compreensão e orientação essenciais à realização deste trabalho e à minha formação profissional.

À minha namorada Elizabeth, pelo amor, carinho, compreensão e apoio em momentos de dificuldade.

Aos amigos Alysson, André, Bernardo, Carlos, Daniel, Eduardo, Francisco, Jocicley, Paupitz, Rudner e Thiago, pela amizade e pelo apoio, tanto técnico quanto pessoal.

Aos amigos da EESC, Embraer e Poli, pela amizade e apoio neste desafio.

À Embraer, por meio de André Gasparotti e Micael do Carmo, pela viabilização e apoio por dois anos e meio para a realização deste trabalho.

À Escola de Engenharia de São Carlos, pela infra-estrutura concedida para a realização deste trabalho.

RESUMO

SIMÕES, L. G. C. **Estudo da geração de som em um eslate utilizando código comercial.** 2011. Dissertação (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

Esta dissertação apresenta o desenvolvimento e otimização de uma metodologia baseada em código comercial para previsão de ruído em um eslate, além do estudo da dependência do ruído ao variar a camada limite do aerofólio. Com a contínua redução do ruído produzido por motores em aeronaves e as sucessivas restrições nos níveis de certificação, o ruído produzido por dispositivos aerodinâmicos tem ganhado importância no projeto de uma aeronave. Durante o pouso, o ruído gerado pelos dispositivos hiper-sustentadores é classificado dentre os mais relevantes, sendo o eslate um de seus componentes. Este trabalho busca criar e otimizar uma metodologia baseada no código PowerFLOW, assim como estudar a influência das camadas limite do aerofólio na geração de ruído. Tal código é baseado na formulação de Lattice-Boltzmann. As fontes acústicas simuladas são propagadas utilizando uma analogia acústica de Ffowcs-Williams e Hawkings e, então, analisadas utilizando métodos estatísticos de análise de sinais. Estudos de validação e verificação do código baseados em soluções analíticas são apresentados, tais como uma camada de mistura periódica no espaço e a solução dos vórtices de Taylor-Green. A seguir, o aerofólio 30P30N é utilizado em todo o estudo relacionado a eslates, analisando primeiramente a independência da solução em relação ao nível de refinamento da malha e do tamanho do domínio empregados. Baseado nas recomendações de tal estudo, o resultado é comparado com simulações disponíveis na literatura. Com uma maior confiança na metodologia, o trabalho então apresenta estudos variando a camada limite em regiões do eslate, assim como removendo-a completamente em certas regiões do aerofólio ao empregar condições de contorno de livre-escorregamento. O trabalho mostra que a influência das camadas limite do aerofólio é desprezível em relação ao erro do método. Isso é causado pela aparente independência do ruído do eslate em relação ao escoamento perto de sua cúspide. Tal independência permite que a malha computacional seja otimizada, reduzindo o custo da simulação em até 60%.

Palavras-chave: *Ruído de eslate, Dispositivos híper-sustentadores, Método de Lattice-Boltzmann, Analogia de Ffowcs-Williams e Hawkings*

ABSTRACT

SIMÕES, L. G. C. **Study on sound generation by a slat employing a commercial software.** 2011. Dissertation (Master's degree) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.

This dissertation presents the development and optimization of a methodology based on a commercial software to predict slat noise, also studying noise dependency when varying airfoil boundary layers. Due to continuous reduction on aircraft engine noise and successive restrictions on noise certification levels, airframe noise has been gaining importance on aircraft design. During landing, high-lift noise is ranked as one of the most relevant ones, being slat noise one of its components. This work focuses on creating and optimizing a noise prediction methodology based on the software PowerFLOW, and also on studying the influence of airfoil boundary layers on noise generation. Such software is based on Lattice-Boltzmann formulation. The simulated sound sources are propagated using Ffowcs-Williams and Hawkings acoustic analogy and then analyzed by signal analysis methods. Code validation and verification studies based on analytical solutions are presented, such as the spacially-periodic mixing layer and the Taylor-Green vortices solutions. Following, the 30P30N airfoil is employed through the rest of this work, firstly studying the solution independency related to mesh refinement level and computational domain size. Based on recommendations from this study, the results are compared to simulations from the literature. With higher confidence levels on this methodology, the work then presents studies varying the slat boundary layer and also removing it completely by employing free-slip boundary conditions on certain airfoil regions. This work presents that the airfoil boundary layer influence is neglectable when compared to the method error. This is caused by the apparent slat noise independency related to the flowfield near the slat cusp. Such independency allows the computational mesh to be optimized, reducing the simulation cost by up to 60%.

Keywords: *Slat noise, High-lift systems, Lattice-Boltzmann method, Ffowcs-Williams and Hawkings analogy*

SUMÁRIO

Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	xi
Lista de Siglas	xii
Lista de Símbolos	xiv
1 Introdução	1
1.1 Motivação	2
1.2 Caracterização do ruído de eslate	6
1.3 Ferramentas computacionais	10
2 Revisão bibliográfica	13
3 Metodologia	21
3.1 Descrição do PowerFLOW	21
3.1.1 Método de Lattice-Boltzmann	21
3.1.2 Ffowcs-Williams e Hawkings	22
3.2 Ferramentas de análise espectral	24
3.2.1 Densidade de Potência Espectral (PSD)	25
3.2.2 Correlação espacial entre dois sinais	29
3.2.3 Coerência entre sinais	30
4 Testes de verificação e validação	33
4.1 Simulações de uma camada de mistura 2D	33

4.1.1	Teoria de instabilidade temporal	34
4.1.2	Descrição do caso	36
4.1.3	Resultados obtidos	38
4.1.4	Conclusões	44
4.2	Simulações dos vórtices de Taylor-Green 2D	45
4.2.1	Descrição do caso	46
4.2.2	Resultados obtidos	47
4.2.3	Conclusões	52
5	Testes de independência de malha e domínio	53
5.1	Descrição do caso 30P30N	53
5.2	Estudo de independência de malha	56
5.2.1	Descrição das malhas	56
5.2.2	Convergência das forças aerodinâmicas	58
5.2.3	Convergência das variáveis de escoamento médio	59
5.2.4	Convergência dos espectros de ruído	62
5.2.5	Convergência dos cálculos de coerência	67
5.2.6	Conclusão da análise de convergência	68
5.3	Estudo de independência de domínio	70
5.3.1	Região anecóica em simulações 2D	70
5.3.2	Região anecóica em simulações 3D	73
6	Resultados.....	76
6.1	Ruído gerado com camada limite turbulenta	76
6.1.1	Comparação das forças aerodinâmicas	79
6.1.2	Comparação das variáveis de campo do escoamento	79
6.1.3	Comparação dos espectros de ruído	82

6.1.4	Comparação dos cálculos de correlação e coerência	85
6.1.5	Discussão da comparação	87
6.2	Influência da camada limite laminar no ruído	89
6.2.1	Descrição dos casos analisados	90
6.2.2	Comparação das forças aerodinâmicas	90
6.2.3	Comparação das variáveis de campo do escoamento médio.....	91
6.2.4	Comparação dos espectros de ruído	94
6.2.5	Discussão da comparação	96
6.3	Influência da existência da camada limite no ruído de eslate	97
6.3.1	Descrição dos casos analisados	98
6.3.2	Comparação das forças aerodinâmicas	100
6.3.3	Comparação das variáveis de campo do escoamento	100
6.3.4	Comparação dos espectros de ruído	103
6.3.5	Discussão da comparação	105
7	Considerações finais	108
	Referências Bibliográficas	114
	Apêndice A – Descrição das formulações utilizadas	119
A.1	Equação de Lattice-Boltzmann	119
A.1.1	Teoria cinética	119
A.1.2	Equação de Boltzmann	120
A.1.3	Termo de colisão Bhatnagar-Gross-Krook	120
A.1.4	Equação de Lattice-Boltzmann	121
A.1.5	Modelo de turbulência	122
A.1.6	Discretização espacial e temporal	123
A.1.7	Condições de contorno e camada limite	125

A.1.8	Regiões anecóicas	126
A.2	Equação de Ffowcs-Williams e Hawking	128
A.2.1	Analogia de Lighthill	128
A.2.2	Descrição da formulação matemática de FW-H	130

LISTA DE FIGURAS

Figura - 1.1	Definição do posicionamento de microfones para certificação de ruído aeronáutico. Extraído de Triches Jr et al. (2010).	3
Figura - 1.2	Evolução do ruído gerado por aeronaves ao longo do tempo, assim como dos níveis máximos para certificação. Adaptado de Santos (2006).	4
Figura - 1.3	Separação de fontes sonoras durante o pouso e a decolagem. Adaptado de Santos (2006).	5
Figura - 1.4	Indicação da localização de eslates e flapes em uma aeronave. Extraído de Wikipedia (2011).	6
Figura - 1.5	Esquematização do escoamento na cova do eslate e seus modos de geração de ruído. Adaptado de Choudhari e Khorrami (2007).	7
Figura - 1.6	Vorticidade instantânea em z na cova do eslate, obtida experimentalmente por PIV. Extraído de Jenkins, Khorrami e Choudhari (2004).	8
Figura - 1.7	Influência da transição da camada limite na remoção dos tons de baixa frequência no eslate. Adaptado de Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001).	9
Figura - 1.8	Esquematização da fonte dipolo atribuída ao ruído de eslate. Adaptado de Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001).	10
Figura - 2.1	Esquema indicando a definição dos ângulos de deflexão do eslate (δ_s) e flape (δ_f). Extraído de Khorrami, Berkman e Choudhari (2000).	14
Figura - 2.2	Espectro de 1/12-oitava integrado no eslate, $\alpha = 10^\circ$, $Re = 7,2 \times 10^6$, $M = 0,2$. Extraído de Choudhari et al. (2002).	15
Figura - 2.3	Iso-superfícies da componente de vorticidade na direção da envergadura. Em amarelo, $\omega_z c_{stow}/U_o = 265$, e em azul, $\omega_z c_{stow}/U_o = -265$. Extraída de Choudhari e Khorrami (2007).	17
Figura - 2.4	Superfícies sólida (preta) e porosa (vermelha) utilizadas nas análises de FW-H de Lockard e Choudhari (2009). Extraída do mesmo trabalho.	18
Figura - 2.5	Presença de tons de baixa frequência no ruído do eslate. Extraído de Kolb et al. (2007).	19

Figura - 2.6	Presença de tons de baixa frequência no ruído do eslate. $U = 50m/s$, $\alpha = 14^\circ$, $\Delta f = 6,1Hz$. A linha tracejada indica o espectro desejado após a remoção dos tons. Adaptado de Imamura et al. (2009).	19
Figura - 4.1	Exemplo do campo de velocidade médio na região de um eslate, com destaque para a linha de corrente central da camada de mistura.	34
Figura - 4.2	Exemplo do perfil de velocidade média ortogonal à linha de corrente central da camada de mistura em uma cova de um eslate, próximo a sua cúspide.	35
Figura - 4.3	Perfil de velocidade tangente hiperbólica utilizado no presente trabalho. Retirado de Colaciti (2009).	37
Figura - 4.4	Variação da taxa de amplificação ω_i em função do número de onda. Retirado de Colaciti (2009).	38
Figura - 4.5	Resultados obtidos com PowerFLOW para $M = 0,4$ variando o número de pontos por vórtice, comparados com Sandham e Reynolds (1990).	39
Figura - 4.6	Evolução do perfil de velocidade em x ao longo do tempo, comparado com um perfil da forma $U(y) = \tanh(2y)$.	40
Figura - 4.7	Evolução da vorticidade em uma camada de mistura para diversos instantes de tempo.	40
Figura - 4.8	Resultados obtidos com PowerFLOW para $M = 0,4$ variando o número de onda, comparados com Sandham e Reynolds (1990).	41
Figura - 4.9	Comparação do transiente inicial para os dois métodos de perturbação inicial empregados.	42
Figura - 4.10	Contornos do termo T_{xx} do tensor de Lighthill calculado a partir da simulação da camada de mistura, no instante $t = 25$.	43
Figura - 4.11	Contornos dos termos T_{xy} e T_{yy} do tensor de Lighthill calculado a partir da simulação da camada de mistura, no instante $t = 25$.	44
Figura - 4.12	Análise do erro do tensor de Lighthill calculando ρ a partir de relações de escoamento isotérmico, utilizando p obtido da simulação.	45
Figura - 4.13	Evolução da componente y de velocidade e de seu erro relativo para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x,y) = (\pi/2, \pi)$.	48
Figura - 4.14	Evolução da pressão e de seu erro relativo para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x,y) = (\pi/2, \pi/2)$.	49

Figura - 4.15 Evolução da pressão para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x,y) = (\pi,\pi)$	49
Figura - 4.16 Evolução da densidade e de seu erro relativo para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x,y) = (\pi/2,\pi/2)$	50
Figura - 4.17 Variação do valor máximo do erro absoluto de v com o refinamento de malha para a solução dos vórtices de Taylor-Green, para o instante $t = 0,045s$. . .	50
Figura - 4.18 Variação do erro absoluto de v com o refinamento de malha para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x,y) = (\pi/2,\pi)$	51
Figura - 5.1 Aerofólio MDA 30P30N utilizado no presente trabalho.	54
Figura - 5.2 Esquematização das definições de <i>gap</i> e <i>overlap</i> de um eslate. Adaptado de Hein et al. (2007).	54
Figura - 5.3 Posição dos pontos ao redor do eslate analisados no presente trabalho, juntamente com um exemplo de linha média temporal central da camada de mistura.	56
Figura - 5.4 Definição das zonas de refinamento para o estudo de convergência de malha. . .	57
Figura - 5.5 Definição das zonas de refinamento para o estudo de convergência de malha. Detalhe na região próxima ao aerofólio.	57
Figura - 5.6 Resultados do erro no C_L e C_D para o estudo de malha, ambos em relação aos resultados de $\Delta_{min} = 0,08mm$	59
Figura - 5.7 Análise de convergência de malha para o C_P	61
Figura - 5.8 Análise de convergência de malha para o campo médio do módulo do vetor velocidade, em m/s	62
Figura - 5.9 Análise de convergência de malha para o campo médio da componente de vorticidade ao longo da envergadura, adimensionalizada pela velocidade do escoamento e pela corda do perfil recolhido.	63
Figura - 5.10 Análise de convergência de malha para o campo médio de energia cinética turbulenta total (modelada + resolvida).	64
Figura - 5.11 Análise de convergência de malha através de PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície.	65
Figura - 5.12 Análise de convergência de malha através de PSD da flutuação de velocidade em x ao longo da linha central da camada de mistura.	65

Figura - 5.13 Valores máximos e mínimos de níveis da PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície ao utilizar diferentes trechos do histórico temporal na análise.	66
Figura - 5.14 Análise de convergência de malha através de PSD de sinais obtidos com FW-H para observadores no intradorso do aerofólio.	66
Figura - 5.15 Análise de convergência de malha através do comprimento de correlação da flutuação de pressão na superfície da cova do eslate.	68
Figura - 5.16 Análise de convergência de malha através do comprimento de correlação da flutuação de velocidade u ao longo da linha central da camada de mistura. .	68
Figura - 5.17 Influência do uso de regiões anecóicas na taxa de queda do transiente inicial do C_D	72
Figura - 5.18 Influência do uso de regiões anecóicas na PSD da flutuação de pressão sobre o aerofólio.	74
Figura - 5.19 Influência do uso de regiões anecóicas na PSD de sinais obtidos com FW-H para observadores no intradorso do aerofólio.	74
Figura - 5.20 Decaimento do pico de 500Hz ao longo do tempo devido ao uso de regiões anecóicas.	75
Figura - 6.1 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) do campo médio da componente de vorticidade na direção da envergadura, adimensionalizada por U_o e c_{stow}	80
Figura - 6.2 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) do campo instantâneo da componente de vorticidade em z , adimensionalizada por U_o e c_{stow} . A mesma escala é utilizada em ambas figuras.	81
Figura - 6.3 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2011) do campo médio de energia cinética turbulenta (TKE) resolvida, adimensionalizada por U_o^2	81
Figura - 6.4 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) da PSD de p' em pontos da superfície.	82
Figura - 6.5 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) da PSD de u' e v' ao longo da linha central da camada de mistura.	83
Figura - 6.6 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2011) da PSD da flutuação de pressão propagada por FW-H a $10c_{stow}$, no intradorso do ae-	

rofólio.	84
Figura - 6.7 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2011) do RMS da flutuação de pressão propagada por FW-H a 10c do aerofólio, adimensionalizado por ρa^2	85
Figura - 6.8 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) da correlação de u' (R_{uu}) e v' (R_{vv}) ao longo da linha central da camada de mistura.	86
Figura - 6.9 Correlação de p' (R_{pp}) obtida em pontos sobre a superfície do aerofólio.	87
Figura - 6.10 Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) do comprimento de coerência de p' em pontos da superfície.	88
Figura - 6.11 Análise da influência de regiões laminares de camada limite no C_p	92
Figura - 6.12 Análise da influência de regiões laminares de camada limite no perfil de velocidade na cúspide e na esteira do bordo de fuga do eslate.	93
Figura - 6.13 Análise da influência de regiões laminares de camada limite no campo médio do módulo do vetor velocidade, em m/s	93
Figura - 6.14 Análise da influência de regiões laminares de camada limite no campo médio da componente de vorticidade ao longo da envergadura, adimensionalizada por U_o e c_{stow}	94
Figura - 6.15 Análise da influência de regiões de camada limite laminar na PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície.	95
Figura - 6.16 Análise da influência de regiões laminares de camada limite na PSD da flutuação de velocidade em x ao longo da linha central da camada de mistura.	95
Figura - 6.17 Comparação das zonas de refinamento entre as malhas original e otimizada.	99
Figura - 6.18 Influência da condição de escorregamento e otimização de malha no C_p	101
Figura - 6.19 Influência da condição de escorregamento e otimização de malha no campo médio de energia cinética turbulenta (TKE) modelada, em m^2/s^2	102
Figura - 6.20 Análise da influência da condição de escorregamento e otimização de malha no campo médio do módulo do vetor velocidade, em m/s	103
Figura - 6.21 Análise da influência da otimização de malha no campo instantâneo da componente de vorticidade em z . Apenas um a cada dois pontos da malha são mostrados.	104
Figura - 6.22 Influência da condição de escorregamento e otimização de malha na PSD de p' em pontos da superfície do aerofólio.	104

Figura - 6.23 Influência da condição de escorregamento e otimização de malha na PSD de u' ao longo da linha central da camada de mistura.	105
Figura - 6.24 Influência da condição de escorregamento e otimização de malha na PSD de p' propagada por FW-H a $10c_{stow}$, no intradorso do aerofólio.	106
Figura - A.1 Esquema de <i>lattice</i> D3Q19. Extraído de Satti et al. (2008).	121
Figura - A.2 Corte no plano x-y de uma malha do PowerFLOW, onde o sólido está representado em branco e o fluido em amarelo.	124
Figura - A.3 Esquematização da relação entre os <i>voxels</i> (linhas contínuas simples) e os <i>surfels</i> (linhas contínuas grossas). Linha traço-ponto representa a geometria não-discretizada, e linhas tracejadas representam os volumes de influência para interação partícula-superfície. Extraído de Li et al. (2004).	125
Figura - A.4 Ilustração das duas condições de contorno de parede do PowerFLOW: sem escorregamento (esq.) e com escorregamento (dir.). Extraído de Li et al. (2004).	126
Figura - A.5 Influência do uso de regiões anecóicas na taxa de queda do transiente inicial do C_D . Frequência característica do túnel é evidenciada pelas flutuações de alta frequência.	127

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Dados geométricos do aerofólio 30P30N, com porcentagens em relação à corda recolhida c_{stow} do aerofólio.	55
Tabela 5.2	Descrição das malhas utilizadas para a análise de convergência.	58
Tabela 5.3	Valores absolutos de C_L e C_D para o aerofólio completo e eslate.	60
Tabela 5.4	Influência dos limites da região anecóica e do domínio computacional na direção x a montante.	71
Tabela 5.5	Influência dos limites da região anecóica e do domínio computacional na direção x a jusante.	71
Tabela 5.6	Influência dos limites da região anecóica na direção y	71
Tabela 6.1	Comparação entre o presente trabalho e Lockard e Choudhari (2009), em relação aos parâmetros de simulação e pós-processamento dos resultados.	78
Tabela 6.2	Valores absolutos de C_L e C_D para o aerofólio completo e eslate, visando analisar influência da camada limite laminar no ruído do eslate.	91
Tabela 6.3	Comparação de malhas no estudo de redução de custo computacional	100
Tabela 6.4	Valores absolutos de C_L e C_D para o aerofólio completo e eslate, visando analisar influência da condição de escorregamento e da malha otimizada.	100

LISTA DE SIGLAS

BGK	Bhatnagar-Gross-Krook
CFL	Número de Courant-Friedrichs-Lewy
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
CPU	Unidade Central de Processamento (<i>Central Processing Unit</i>)
DLR	Centro Aeroespacial Alemão (<i>Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.</i>)
DNS	Simulação Numérica Direta (<i>Direct Numerical Simulation</i>)
DFT	Transformada Discreta de Fourier (<i>Discrete Fourier Transform</i>)
EET	Aerofólio <i>Energy Efficient Transport</i>
EPNL	Nível Efetivo de Ruído Percebido (<i>Effective Perceived Noise Level</i>)
EUA	Estados Unidos da América
FAR	Regulamento Federal de Aviação (<i>Federal Aviation Regulation</i>)
FeV	Número de <i>Voxels</i> Equivalentes (<i>Fine Equivalent Voxels</i>)
FFT	Transformada Rápida de Fourier (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FW-H	Ffowcs-Williams e Hawkings
ICAO	Organização Internacional de Aviação Civil (<i>International Civil Aviation Organization</i>)
LBM	Método de Lattice-Boltzmann (<i>Lattice-Boltzmann Method</i>)
LES	Simulação de Grandes Escalas (<i>Large Eddy Simulation</i>)
LTPT	Túnel Pressurizado de Baixa Turbulência (<i>Low Turbulence Pressure Tunnel</i>)
MTOW	Peso Máximo de Decolagem (<i>Maximum Take-Off Weight</i>)
NASA	Administração Nacional de Aeronáutica e Espaço (<i>National Aeronautics and Space Administration</i>)
PIV	Velocimetria por Imagem de Partículas (<i>Particle Image Velocimetry</i>)
PSD	Densidade de Potência Espectral (<i>Power Spectral Density</i>)

RANS	Navier-Stokes com Média de Reynolds (<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>)
RMS	Raiz Média Quadrática (<i>Root Mean Square</i>)
RNG	<i>Re-Normalization Group</i>
SST	Transporte de tensores de cisalhamento (<i>Shear Stress Transport</i>)
TKE	Energia Cinética Turbulenta (<i>Turbulent Kinetic Energy</i>)
URANS	Navier-Stokes Transiente com Média de Reynolds (<i>Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>)
VLES	Simulação de Escalas Muito Grandes (<i>Very Large Eddy Simulation</i>)
VR	Região de Refinamento Variável (<i>Variable Refinement</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

$_{ij}$	Notação tensorial
'	Flutuação temporal da variável precedente
Δf	Resolução espectral de frequência
Δ_{min}	Tamanho do elemento na VR mais refinada
Δt	Passo no tempo
Δt_{min}	Passo no tempo na VR mais refinada
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Variação espacial nas direções coordenadas
γ_{xy}^2	Coerência entre dois sinais x e y
α	Ângulo de ataque do aerofólio
α	Número de onda da perturbação da camada de mistura, $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$
α_i	Taxa de amplificação espacial da camada de mistura
α_r	Número de onda da perturbação da camada de mistura
δ_f	Ângulo de deflexão do flape
δ_{ij}	Delta de Kronecker
δ_s	Ângulo de deflexão do eslate
δ_w	Espessura de vorticidade da camada de mistura
ε	Dissipação turbulenta
ε	Erro temporal absoluto
η	Erro temporal relativo
ν	Viscosidade cinemática
ρ	Densidade do fluido
σ	Curvatura Gaussiana
τ	Parâmetro de relaxação temporal
τ_{ij}	Tensor de tensões viscosas

ω	Dissipação específica
ω_z	Componente de vorticidade na direção da envergadura
ω_i	Taxa de amplificação temporal da camada de mistura
ω_r	Frequência angular de oscilação da perturbação da camada de mistura
C_D	Coefficiente de arrasto
C_L	Coefficiente de sustentação
C_P	Coefficiente de pressão
G_{xx}	Densidade de Potência Espectral (PSD)
$G_{xx,dB}$	Densidade de Potência Espectral (PSD), em dB/Hz
L_c	Comprimento de correlação
M	Número de Mach, $M = U_o/c_o$
N_b	Correção devido ao uso de janelamento
Re	Número de Reynolds, $Re = U_o c_{stow}/\nu$
R_{qq}	Correlação espaço-temporal para uma variável qualquer $q(x, t)$
S	Coordenada de deslocamento ao longo da linha média da camada de mistura do eslate
S_{max}	Valor de S no ponto de recolamento da camada de mistura do eslate
St	Número de Strouhal, $St = f c_s/U_o$
T	Temperatura do fluido
T_{ij}	Tensor de Lighthill
U_o	Velocidade do escoamento ao longe
b	Envergadura da simulação/aerofólio
c_f	Corda do flape
c_o	Velocidade do som
c_s	Corda do eslate
c_{stow}	Corda recolhida do aerofólio híper-sustentador (em cruzeiro)
df	Resolução espectral de frequência

f	Frequência de um sinal
f_i	Função distribuição
f^e	Função distribuição de equilíbrio
g_f	<i>Gap</i> do flape
g_s	<i>Gap</i> do eslate
k	Energia cinética turbulenta
o_f	<i>Overlap</i> do flape
o_s	<i>Overlap</i> do eslate
p	Pressão
p_{ref}	Pressão de referência para conversão em dB, $p_{ref} = 20\mu Pa$
t	Tempo (referencial no observador)
t_{ret}	Tempo (referencial na fonte acústica)
u,v,w	Componentes de velocidade em coordenadas cartesianas
$u_\star$	Velocidade de fricção na parede
v_{ref}	Velocidade de partícula de referência para conversão em dB, $v_{ref} = 5 \cdot 10^{-8} m/s$
x,y,z	Coordenadas cartesianas
y^+	Distância adimensional até a parede, $y^+ = u_\star y / \nu$

1 INTRODUÇÃO

O presente trabalho possui como objetivos desenvolver uma metodologia para previsão de som gerado por eslates através de um código de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD, do inglês *Computational Fluid Dynamics*), além de estudar a influência da camada limite do eslate no ruído produzido por ele. O estudo é dividido em três partes, focando no uso do código PowerFLOW para estimar o ruído gerado pelo perfil hiper-sustentador MDA 30P30N. Em uma primeira etapa, testes serão feitos para verificar o código e também para analisar a convergência de malha das simulações. Em seguida, uma simulação será analisada criteriosamente, onde comparações de características sonoras e fluido-dinâmicas serão feitas com a literatura. Para tal, todas as camadas limites serão consideradas turbulentas. Por fim, testes serão realizados de modo a alterar a camada limite do eslate, verificando o seu efeito na geração de ruído.

Em relação à organização da tese, este capítulo apresenta uma introdução geral ao presente trabalho, expondo a motivação deste estudo na seção 1.1. Uma caracterização mais detalhada dos fenômenos envolvidos na geração de ruído pelo eslate é feita na seção 1.2, enquanto a seção 1.3 lida com os meios de se estimar computacionalmente o ruído do eslate.

O capítulo 2 compreende uma revisão bibliográfica sobre ruído de eslate, cobrindo a evolução na literatura das simulações numéricas realizadas, assim como os estudos experimentais focados nas características de geração de ruído e na influência do baixo número de Reynolds nos resultados acústicos. Em seguida, o capítulo 3 apresenta brevemente as formulações numéricas presentes no código PowerFLOW, assim como a metodologia utilizada nas análises estatísticas das propriedades aeroacústicas e fluido-dinâmicas do escoamento. Mais detalhes sobre a formulação utilizada no código PowerFLOW podem ser vistos no apêndice A.

Iniciando o estudo computacional, o capítulo 4 realiza testes numéricos rigorosos em geometrias simplificadas com soluções analíticas, através de simulações de uma camada de mistura e do vórtice de Taylor-Green, para verificar a presença de possíveis erros no código ou em seu uso. Logo após, o capítulo 5 apresenta testes de convergência de malha e de uso de regiões anecóicas nas simulações, buscando ajustes recomendados para o estudo final.

No capítulo 6, os principais resultados do presente trabalho são mostrados, onde é analisado o ruído para um perfil hiper-sustentador totalmente turbulento, onde alterações são feitas nas camadas limite do eslate, de modo a estudar o seu efeito no ruído produzido. Finalmente, as conclusões são apresentadas no capítulo 7.

1.1 Motivação

Em 1952, a entrada em serviço do avião De Havilland Comet revolucionou o transporte aéreo em muitos fatores. Por se tratar do primeiro avião a jato para serviço regular de transporte de passageiros, tal tecnologia propulsiva permitia que uma velocidade de cruzeiro muito maior fosse empregada, reduzindo significativamente o tempo de voo. No entanto, esse benefício tinha uma grande inconveniência, tanto para os passageiros quanto para pessoas em solo próximas a aeroportos. Por utilizar motores turbojato, o nível de ruído gerado por eles era muito acima dos demais aviões da época, os quais eram propulsionados a hélices movidas a motores a pistão.

Mesmo assim, suas vantagens na agilidade do transporte de passageiros fez com que várias outras fabricantes de aeronaves lançassem novos modelos movidos a motores turbojato. Além do Comet, o Boeing 707 e o Douglas DC-8 eram empregados principalmente em rotas de longa duração. Em meados da década de 1960, o ruído aeronáutico sentido pelas comunidades vizinhas aos aeroportos se intensificou, com a popularização de novas aeronaves turbojato também para rotas curtas. Entre elas, as mais importantes foram o Sud Aviation Caravelle, Boeing 737, Douglas DC-9 e BAC 1-11.

Motivadas por um problema crescente que afetava uma parcela cada vez maior da população, a Administração Federal de Aviação (FAA, do inglês *Federal Aviation Administration*), setor regulador da aviação dos Estados Unidos da América (EUA), criou em 1971 o primeiro requisito de limite de ruído acústico na certificação de aeronaves. Tais requisitos eram definidos no Regulamento Federal de Aviação (FAR, do inglês *Federal Aviation Regulation*) FAR Parte 36. Também em 1971, a Organização Internacional de Aviação Civil (ICAO, do inglês *International Civil Aviation Organization*) lançou o documento ICAO Anexo 16, que traz recomendações para a regulamentação de ruído aeronáutico.

Ambos os documentos expunham métodos similares para medição de ruído gerado por aeronaves, assim como limites de ruído durante a operação. Baseando nas características de operação de uma aeronave nos contornos de um aeroporto, tais documentos definiam três locais para medição do ruído de uma aeronave. Uma representação gráfica desses pontos pode ser vista na figura 1.1, sendo eles definidos como:

EPNL são obtidos, um para cada microfone, e para cada um deles os requisitos de certificação estabelecem limites máximos, os quais variam com o peso máximo de decolagem (MTOW, do inglês *Maximum Take-Off Weight*) da aeronave. Devido à grande faixa de escalas da percepção humana da pressão sonora, o EPNL é representado em uma unidade logarítmica chamada EPNdB.

Tais níveis dessa primeira norma de ruído aeronáutico representavam uma redução de cerca de 10 EPNdB de EPNL para as aeronaves da época. Essa substancial redução incentivou pesquisas para o projeto de motores *turbofan*, consideravelmente mais silenciosos do que os turbojato, e base da tecnologia atual de motores.

Mesmo com a redução de ruído das aeronaves, o desconforto nas regiões próximas a aeroportos permanece, pois o número de operações aéreas no mundo tem crescido até hoje a uma taxa significativa, forçando as agências reguladoras a reduzir constantemente os níveis aceitáveis de ruído gerado por aeronaves. Duas reduções já foram realizadas, chamadas de estágios 3 e 4, a última sendo a mais recente e atualmente em vigor. A redução do ruído das aeronaves ao longo dos anos, assim como os limites de cada estágio, podem ser vistos na figura 1.2.

Figura 1.2: Evolução do ruído gerado por aeronaves ao longo do tempo, assim como dos níveis máximos para certificação. Adaptado de Santos (2006).

É importante notar que boa parte da redução de ruído, mostrada na figura 1.2, deve-se a constantes melhorias no projeto de motores *emph*turbofan. O uso de redutores passivos

de ruído, tais como *chevrons* e revestimentos acústicos, assim como o projeto de motores com *fans* cada vez maiores, contribuem para essa redução. Além disso, projetos futuros de motores *turbofan* de três eixos ou com caixa de redução para o *fan* prometem reduzir os níveis de ruído gerados pelos motores ainda mais. A figura 1.3 evidencia o fato de que, principalmente nas operações de pouso, o ruído dos motores foi reduzido a níveis próximos do ruído produzido pela interação entre o fluido e a estrutura da aeronave.

Figura 1.3: Separação de fontes sonoras durante o pouso e a decolagem. Adaptado de Santos (2006).

Devido ao uso de motores cada vez mais eficientes e silenciosos, é esperado que o ruído produzido pelo conjunto aerodinâmico possa ser maior do que o proveniente dos motores, tornando irrelevante toda a melhoria obtida pelo sistema propulsivo. Por isso, pesquisas sobre ruído aerodinâmico têm se tornado cada vez mais importantes em todo o mundo.

Dentre as principais fontes de ruído aerodinâmico de uma aeronave, estão o trem de pouso e os dispositivos híper-sustentadores, estes últimos classificados principalmente entre flapes e eslates. Enquanto os flapes produzem ruído principalmente em suas pontas, a fonte de ruído do eslate é distribuída ao longo de toda sua envergadura, resultando em um nível considerável de ruído. A localização de tais dispositivos em uma aeronave pode ser vista na figura 1.4.

Figura 1.4: Indicação da localização de eslates e flaps em uma aeronave. Extraído de Wikipédia (2011).

1.2 Caracterização do ruído de eslate

Conforme mostrado na figura 1.4, o eslate é um dispositivo colocado no bordo de ataque da asa, e possui uma cavidade delimitada pelo espaço entre ele e o elemento principal da asa. Além disso, para permitir uma configuração aerodinamicamente suave quando recolhido, na sua parte inferior existe uma cúspide. Nesta cúspide ocorre separação da camada limite. Em geral, a camada limite recola em algum ponto na superfície da cova do eslate. Na linha de corrente média entre os pontos de separação e recolamento, forma-se uma camada de mistura. A figura 1.5 esquematiza a geometria do eslate, assim como suas estruturas fluido-dinâmicas e respectivas fontes de geração de ruído.

Por se tratar de uma cova, a velocidade do escoamento em seu interior é muito menor do que a velocidade fora dela. Isso gera uma camada de mistura na região da abertura da cova. Esta camada cisalhante é instável e, tal como mostrada na figura 1.5, forma vórtices logo

por Imagem de Partículas, do inglês *Particle Image Velocimetry*). Apesar da baixa resolução do PIV utilizado, é evidente que os vórtices possuem tamanhos semelhantes ao longo da camada de mistura.

Figura 1.6: Vorticidade instantânea em z na cova do eslate, obtida experimentalmente por PIV. Extraído de Jenkins, Khorrami e Choudhari (2004).

Todas as fontes sonoras descritas até então estão presentes em aeronaves reais. No entanto, modelos em escala real são muito grandes para serem utilizados em experimentos em túneis de vento. Ao utilizar modelos em escala, efeitos associados com a redução do número de Reynolds podem aparecer. Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) apresentam um interessante efeito do baixo número de Reynolds, uma das causas atribuídas ao surgimento de tons no espectro banda larga, tal como na figura 1.7. Apesar de ainda não totalmente compreendido, tais tons podem ser removidos forçando a transição da camada limite a montante da cúspide do eslate. Além disso, sua remoção também é facilitada caso a asa seja enflechada, existindo a presença de componentes de velocidade na direção da envergadura.

De modo a realizar comparações de espectros sonoros gerados por eslates em diferentes condições de voo, diversos estudos já foram realizados sobre leis de escalonamento de ruído de eslate ao variar a velocidade do escoamento. O ruído de bordo de fuga de um aerofólio é conhecido por escalonar com a velocidade do escoamento livre na forma

$$L_{norm} = L - 10 \log(v/v_0)^n, \quad (1.1)$$

onde L é o nível original, L_{norm} é o nível normalizado, v é a velocidade do escoamento livre e v_0 é uma velocidade qualquer de referência. Em relação ao fator de escalonamento n exato do ruído de eslate, não existe um consenso sobre seu valor correto. Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) mostram leis de escalonamento para a velocidade elevada a 4,5, enquanto Guo e Joshi

Figura 1.7: Influência da transição da camada limite na remoção dos tons de baixa frequência no eslate. Adaptado de Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001).

(2003) assumem uma potência de 5. Isso sugere um esquema de geração de ruído complexo, que provavelmente é composto por diferentes fontes, cada uma com diferentes leis de normalização.

Além de ser possível escalonar o nível de ruído de eslate para diferentes velocidades, também é possível comparar espectros entre eslates de diferentes tamanhos. Para tal, a frequência f do espectro é adimensionalizada por uma velocidade e um comprimento característicos, obtendo-se o número de Strouhal. Para o eslate, um bom colapso de espectros é obtido se a velocidade característica for dada pela velocidade no escoamento livre U_o , enquanto o seu comprimento característico for a corda do eslate c_s , a qual é uma estimativa razoável do tamanho do núcleo vortical em sua cova. Com isso, o número de Strouhal St é dado por

$$St = \frac{f c_s}{U_o}. \quad (1.2)$$

Em relação a diretividade da fonte sonora, Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) representam o ruído gerado pelo eslate como uma fonte dipolo compacta, com o eixo do dipolo perpendicular ao bordo de fuga do eslate, conforme mostrado na figura 1.8. Portanto, o ruído em solo do eslate concentra sua energia principalmente na região traseira da aeronave.

Figura 1.8: Esquemática da fonte dipolo atribuída ao ruído de eslate. Adaptado de Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001).

1.3 Ferramentas computacionais

Existem diversos tipos de ferramentas computacionais para estimar o ruído produzido pelo eslate em uma aeronave. Elas podem ser divididas entre baixa, média e alta fidelidade, e possuem particularidades descritas a seguir. Uma ferramenta de baixa fidelidade (FINK, 1979) em geral envolve um custo computacional muito baixo, referente a equações analíticas simples. Elas geralmente necessitam de parâmetros básicos, tais como peso e área de asa, e tem como principal tarefa estimar o nível de ruído para um certo tipo de aeronave. Por isso, essa ferramenta impossibilita qualquer estudo de projeto de um eslate para redução de ruído.

Por outro lado, existem métodos de média fidelidade (GUO; JOSHI, 2003), chamados de semi-empíricos, que também se baseiam em equações analíticas simples, porém que utilizam dados de entrada mais complexos, tais como velocidade do fluido em determinadas posições. Para obter tais dados, pode ser necessário efetuar simulações aerodinâmicas estacionárias, o que acaba justificando o médio custo do método. Porém, ao contrario dos métodos de baixa fidelidade, os semi-empíricos possuem sensibilidade quanto a certas variações no projeto, sendo geralmente o núcleo de um projeto aeroacústico de um eslate. Mesmo assim, a qualidade desses métodos depende da qualidade e diversidade da base de dados sobre a qual eles foram construídos, o que significa que, em geral, as melhores bases de dados não são de domínio público. Tal base pode ser alimentada tanto com dados experimentais quanto com dados computacionais de alta fidelidade.

Finalmente, os métodos de alta fidelidade constituem todos os demais métodos que utilizem simulações transientes para resolver as estruturas fluido-dinâmicas de interesse para a aeroacústica. Tais simulações têm alto custo computacional, impossibilitando o seu emprego massivo no projeto aeroacústico de um eslate, porém permitem uma análise mais criteriosa de sensibilidade de parâmetros, além de fornecer dados para a geração de métodos semi-empíricos.

O presente trabalho tem como objetivo desenvolver uma metodologia de predição de ruído utilizando-se um método de alta fidelidade, necessitando então fazer a escolha do código a ser utilizado. Dentro do âmbito do projeto Aeronave Silenciosa, em que este trabalho se enquadra, diferentes códigos foram analisados, sendo alguns deles mostrados em Aflalo et al. (2010). Por ter a aplicação na indústria como objetivo final, os códigos foram analisados com base em seu custo computacional, viabilidade e suporte técnico para uso comercial, e principalmente demonstrar capacidade de simular os mecanismos de geração de som e sua propagação ao campo distante.

A partir de tal estudo do projeto, optou-se por utilizar o código PowerFLOW, capaz de realizar simulações transientes através da solução das equações de Lattice-Boltzmann. Baseando-se na equação de Boltzmann, que rege a dinâmica dos gases, após discretizá-la no espaço e no tempo, é possível obter uma solução computacional para um escoamento ao redor de um corpo. Para tornar o custo computacional aceitável, equações de modelagem de turbulência podem ser usadas para modelar as menores escalas de turbulência que não são resolvidas pelo código, alterando a viscosidade efetiva do escoamento turbulento.

Apesar da redução do custo computacional, o uso de modelos de turbulência acarreta no aumento da dissipação do escoamento. Para um escoamento transiente, tal aumento pode ser o suficiente para suprimir as instabilidades do escoamento e, assim, evitar que ruído seja produzido. Com vista nisso, o código PowerFLOW contorna esse problema através do método VLES (Simulação de Escalas Muito Grandes, do inglês *Very Large Eddy Simulation*). O método VLES faz com que o modelo de turbulência seja desligado automaticamente em determinadas regiões do domínio suficientemente refinadas para se resolver as maiores estruturas turbulentas do escoamento. Esse chaveamento é feito com base na vorticidade local, e permite que os vórtices não sejam dissipados. Isso permite que, para um domínio adequadamente discretizado, as fontes sonoras sejam devidamente resolvidas para as frequências de interesse.

Mesmo resolvendo as fontes sonoras corretamente, é preciso encontrar meios de se propagar tais ondas sonoras para os observadores desejados. O método mais intuitivo seria utilizar o mesmo código transiente para realizar a propagação direta. No entanto, a dissipação presente nos métodos numéricos e o alto custo computacional para tal simulação fazem com que a propagação direta seja inviável, exceto para distâncias muito pequenas.

Como solução a esse problema, existem analogias acústicas que, dentro de certas limitações, conseguem resolver o problema de propagação acústica de fontes de modo eficiente e preciso. Dentre elas, existe a analogia de Ffowcs-Williams e Hawkins (FW-H) que, baseada na analogia de Lighthill, utiliza dados temporais coletados em uma superfície de controle para

propagá-los a observadores tão distantes quanto se queira, a um custo muito reduzido.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Este capítulo apresenta uma revisão bibliográfica das pesquisas focadas no fenômeno de geração de ruído de um eslate. São apresentados estudos gerais sobre meios de prever os níveis de ruído de eslate, tanto com trabalhos experimentais quanto numéricos.

Os primeiros trabalhos focados em quantificar o ruído gerado pelo eslate datam da década de 1970 (FINK, 1979) e buscavam apenas fornecer estimativas sobre sua contribuição comparada com o ruído total da aeronave. Tais métodos eram muito genéricos para permitir seu uso eficiente em qualquer tipo de projeto de eslate visando a redução de ruído. Apenas por volta do ano 2000 que a comunidade científica retomou investigações buscando entender as causas da geração de ruído em um eslate. O principal motivador desse estudo foi a contínua redução de ruído dos motores desde a década de 1960, despontando, por volta do ano 2000, o eslate como uma importante fonte sonora no ruído de aeronaves. Outro fator importante para a retomada desse estudo foi o aumento do poder computacional, permitindo a cada ano que simulações cada vez mais complexas fossem realizadas. Apesar de ter sido um esforço mundial, parte significativa dos estudos pioneiros foram realizados pelas agências governamentais NASA (Administração Nacional de Aeronáutica e Espaço, do inglês *National Aeronautics and Space Administration*), dos Estados Unidos da América (EUA), e DLR (Centro Aeroespacial Alemão, do alemão *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.*), da Alemanha. Enquanto a última delas focou principalmente em estudos experimentais, a NASA focou em estudos aeroacústicos computacionais.

Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) comparam resultados aeroacústicos de quatro experimentos distintos, analisando desde perfis 2D e asas 3D em escala até asas em tamanho real. Tal trabalho possibilitou diversas conclusões, entre elas que a formação de picos de baixa frequência em uma asa enflechada e afilada pode ser inibida ao se forçar a transição a montante da cúspide do eslate, tal como mostrado na figura 1.7. Esse estudo leva a crer que, mesmo presente em experimentos, a componente sonora do eslate formada por tais picos de baixa frequência não afeta o ruído de aeronaves reais, dado o alto número de Reynolds em voo. Outra conclusão importante foi o efeito da velocidade do escoamento no ruído do eslate. Para nú-

meros de Strouhal tais que $2 < St < 10$, o nível de ruído parece escalonar com a velocidade elevada a 4,5. Realizando medidas de ruído para diversos ângulos polares ao redor do aerofólio, Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001) conseguiu representar o ruído de eslate como um dipolo compacto, com o eixo do dipolo perpendicular ao bordo de fuga do eslate, conforme a figura 1.8.

Dobrzynski (2010) apresenta uma extensa revisão bibliográfica de vários estudos realizados sobre o ruído de eslate desde a década de 1970, quando o primeiro método empírico de ruído surgiu (FINK, 1979). Além de uma revisão dos mecanismos de geração de ruído por um eslate, Dobrzynski (2010) também apresenta diversos métodos existentes para previsão e redução de ruído. Ele conclui um interessante fato sobre os tons de baixa frequência, notando que esse efeito ainda não foi observado em perfis hiper-sustentadores dos EUA, podendo estar relacionado a diferenças sutis no projeto de *gap/overlap* de tais perfis entre os EUA e a Europa (DOBRZYNSKI, 2010).

Os primeiros estudos sobre ruído de eslate que buscavam comparar experimentos e simulações ocorreram em torno do ano 2000. Ao realizar experimentos com o perfil hiper-sustentador EET (*Energy Efficient Transport*) no túnel de vento LTPT (Túnel Pressurizado de Baixa Turbulência, do inglês *Low Turbulence Pressure Tunnel*), Choudhari et al. (2002) obtiveram um tom proeminente no espectro de alta frequência. Esse tom, presente para uma deflexão do eslate $\delta_s = 30^\circ$ (figura 2.1), desaparecia para $\delta_s = 20^\circ$, conforme pode ser visto na figura 2.2. Os resultados experimentais de Choudhari et al. (2002) indicavam que esse tom era proveniente do bordo de fuga do eslate, daí a hipótese de se tratar de um ruído de desprendimento de vórtices.

Figura 2.1: Esquema indicando a definição dos ângulos de deflexão do eslate (δ_s) e flape (δ_f). Extraído de Khorrami, Berkman e Choudhari (2000).

Khorrami, Berkman e Choudhari (2000) buscaram simular computacionalmente tal problema, utilizando o código CFL3D, e obtiveram o mesmo resultado. A conclusão obtida é que o perfil da camada limite no bordo de fuga do eslate era diferente entre as duas deflexões. Para $\delta_s = 30^\circ$, o perfil de velocidade era razoavelmente simétrico em relação ao bordo de fuga do eslate, enquanto $\delta_s = 20^\circ$ resultava em um perfil muito assimétrico. Esse aumento na assimetria faz com que o perfil perca suas características de instabilidade absoluta, passando a

Figura 2.2: Espectro de 1/12-oitava integrado no eslate, $\alpha = 10^\circ$, $Re = 7,2 \times 10^6$, $M = 0,2$. Extraído de Choudhari et al. (2002).

instabilidade convectiva a dominar o efeito de geração de vórtices no bordo de fuga. Tal fenômeno de geração de ruído em alta frequência é presente apenas em modelos em escala, devido à inviabilidade de se construir modelos em escala com espessura relativa do bordo de fuga tão pequena quanto em aeronaves reais. Portanto, esse estudo não é importante para o ruído de eslate produzido por aeronaves em escala real.

Focando finalmente na dinâmica de ruído proveniente das estruturas vorticais na cova do eslate, Khorrami, Singer e Berkman (2002) utilizaram o código CFL3D para tentar simular tal dinâmica, através de simulações 2D. Mesmo utilizando diversas formas de excitação do escoamento na região da cúspide, não se conseguiu manter as perturbações no escoamento transiente após o término da excitação inicial.

Foi então que Khorrami, Singer e Lockard (2002) desligaram os termos de produção de turbulência das equações de seu modelo de turbulência SST, sob a justificativa de que a viscosidade turbulenta suprimia tais instabilidades, além do fato do escoamento da cova ser razoavelmente laminar. Tal trabalho foi continuado por Choudhari et al. (2002), porém nenhum dos trabalhos conseguiu boas comparações com os experimentos.

Seguindo os estudos anteriores, a NASA iniciou uma nova frente de estudos, desta vez baseado em experimentos com o perfil hiper-sustentador MDA 30P30N no túnel de vento BART (Túnel Aerodinâmico de Pesquisas Básicas, do inglês *Basic Aerodynamics Research Tunnel*). Conforme descrito por Jenkins, Khorrami e Choudhari (2004), o principal foco desse estudo

não era realizar medidas de ruído, mas sim entender melhor a fluido-dinâmica do escoamento ao redor do eslate. Para tal, extensas análises de PIV foram realizadas, as quais permitiram que muitos estudos subsequentes fossem melhor embasados.

Dentro do mesmo projeto, Khorrami, Choudhari e Jenkins (2004) apresentam um trabalho paralelo que buscava reproduzir os dados de Jenkins, Khorrami e Choudhari (2004) através de simulações 2D com efeito das paredes do túnel. Em tais simulações, os termos de produção das equações de turbulência também foram desligados. Apesar de obter uma boa concordância experimental em relação à distribuição de pressão sobre o aerofólio, os campos de velocidade e vorticidade na região da cova do eslate eram muito discrepantes. Enquanto os resultados de PIV mostravam pouca recirculação de vórtices na cova, Khorrami, Choudhari e Jenkins (2004) observaram um grande aprisionamento de vórtices na cova. Esse fato foi atribuído à bi-dimensionalidade da simulação, que impedia a quebra dos vórtices devido a instabilidades tri-dimensionais. No entanto, as limitações computacionais da época inviabilizavam quaisquer simulações tri-dimensionais.

Através de simulações 3D com condições de contorno periódicas na direção da envergadura, Choudhari e Khorrami (2007) buscam confirmar os fatos sugeridos anteriormente sobre as limitações de simulações 2D para a estimativa do ruído de eslate. Conforme visto na figura 2.3, as simulações 3D permitem reproduzir corretamente a física do escoamento, fazendo com que os vórtices percam a sua estrutura 2D e evitando a formação de vórtices muito grandes. Isso possibilita que a recirculação de vórtices na cova seja reduzida a níveis parecidos com os obtidos no PIV. Além disso, os níveis de TKE (Energia Cinética Turbulenta, do inglês *Turbulent Kinetic Energy*) também estavam próximos do experimental. A análise de contornos instantâneos de flutuação de pressão revela uma diretividade de ruído de eslate na forma de um dipolo perpendicular ao bordo de fuga do eslate. Análise da raiz média quadrática (RMS) da pressão na superfície do eslate indica uma maior geração de ruído na região de recolamento da camada de mistura no eslate.

Ura, Yokokawa e Ito (2006) realizaram experimentos com um modelo de semi-envergadura de aeronave com dispositivos híper-sustentadores, em um túnel de vento de seção fechada com dimensões de $6,5m \times 5,5m$. Devido às reflexões acústicas em um túnel não-anecóico, utilizou-se uma antena de *beamforming* com 48 microfones. O método de *beamforming* permite que um plano no espaço seja mapeado, estimando a localização e o nível de fontes sonoras presentes em tal plano. Cada uma das fontes sonoras em uma asa real foram estudadas, investigando sua variação em relação ao ângulo de ataque e ao número de Reynolds. Por ter utilizado algoritmos de *beamforming* clássicos, o estudo da geração de ruído dos eslates foi comprometida,

Figura 2.3: Iso-superfícies da componente de vorticidade na direção da envergadura. Em amarelo, $\omega_z c_{stow}/U_o = 265$, e em azul, $\omega_z c_{stow}/U_o = -265$. Extraída de Choudhari e Khorrami (2007).

focando-se no ruído gerado pela ponta dos eslates e pelas suas suportagens, além de outras regiões como ponta da asa e dos flapes.

Imamura, Enomoto e Yamamoto (2006) realizam simulações baseadas em metodologias LES/RANS de uma seção 2D extrudada. Tal seção foi extraída do experimento de Ura, Yokokawa e Ito (2006), e resultados de transdutores de pressão posicionados na superfície do eslate e elemento principal são comparados com as simulações. Apesar da geometria de túnel conter efeitos de afilamento e enflechamento da asa, ao contrário da simulação realizada, a comparação entre os resultados foi boa. Um estudo de malha e de escolha de métodos numéricos foi feito, mostrando boa independência dos resultados quanto a esses parâmetros. As simulações capturaram os efeitos 3D da formação de vórtices na cova do eslate, onde o eixo de rotação dos vórtices desprendidos da cúspide do slat abacam sendo rotacionados antes do ponto de recolamento da camada de mistura. Tal estudo corrobora as conclusões de Choudhari e Khorrami (2007), que mostram a importância de uma simulação 3D para capturar corretamente a dinâmica de vórtices na cova do eslate.

Buscando obter resultados aeroacústicos, Lockard e Choudhari (2009) continuaram o estudo de Choudhari e Khorrami (2007), porém simulando uma envergadura seis vezes maior (aproximadamente $2,2c_s$). Extensivas análises de correlação e coerência ao longo da envergadura indicaram valores mínimos, do domínio computacional nessa direção, necessários para uma boa decorrelação das fontes acústicas. Para decorrelacionar as flutuações de velocidade, o trabalho mostra que uma envergadura de 80% da corda do eslate é suficiente, porém um domínio de até duas cordas de eslate é preciso para o mesmo efeito sobre as flutuações de pressão no eslate. Análises aeroacústicas utilizando a equação de FW-H possibilitaram obter espectros de

ruído no campo distante, além de confirmar a diretividade na forma de dipolo alinhado no bordo de fuga do eslate. Tanto superfícies sólidas quanto porosas foram utilizadas como entrada na equação de FW-H, conforme mostradas na figura 2.4. Mesmo assim, a principal diferença entre elas deve ser atribuída ao ruído espúrio da esteira do aerofólio cruzando a superfície porosa.

Figura 2.4: Superfícies sólida (preta) e porosa (vermelha) utilizadas nas análises de FW-H de Lockard e Choudhari (2009). Extraída do mesmo trabalho.

Kolb et al. (2007) mostram resultados experimentais com um modelo 2D em escala composto apenas de eslate e elemento principal. Os resultados acústicos são obtidos por meio de transdutores de pressão na superfície do aerofólio e também com microfones no campo distante, uma vez que um túnel de vento anecóico foi utilizado. O máximo número de Reynolds (baseado na corda recolhida do aerofólio) obtido nos ensaios foi de $Re = 1,4 \times 10^6$ e os picos de baixa frequência também estão presentes, conforme mostrado na figura 2.5. Ao forçar a transição a montante da cúspide, não foi observado um impacto significativo na remoção dos tons de baixa frequência. Modelos semi-empíricos de cavidade (ROSSITER; BRITAIN, 1967) foram utilizados para tentar prever as frequências de tais picos. O comprimento da linha de corrente média da camada de mistura foi utilizado como dimensão característica, indo da cúspide até o ponto de recolamento no eslate. Isso possibilitou uma boa concordância com as frequências para um ângulo de ataque específico. No entanto, ao realizar a mesma análise para outros ângulos de ataque, a mesma concordância entre o modelo e o experimento não foi mais obtida.

Imamura et al. (2009) utilizam uma metodologia experimental parecida com Kolb et al. (2007), porém empregando técnicas de *beamforming* para obter o ruído do eslate. Experimentos com um modelo 2D contendo apenas eslate e elemento principal possibilitaram um número de Reynolds máximo $Re = 2 \times 10^6$, baseado na corda recolhida do aerofólio. Múltiplos tons foram obtidos para frequências entre 800Hz e 3kHz, tal como mostrado na figura 2.6. Tentativas de forçar a transição a montante da cúspide do eslate não surtiram o efeito desejado na remoção dos tons de baixa frequência. Assim como Kolb et al. (2007), Imamura et al. (2009) também concluem que o fenômeno de geração de tons é altamente estável para uma asa sem afilamento

Figura 2.5: Presença de tons de baixa frequência no ruído do eslate. Extraído de Kolb et al. (2007).

ou enflechamento, impossibilitando sua remoção apenas forçando a transição da camada limite.

Figura 2.6: Presença de tons de baixa frequência no ruído do eslate. $U = 50m/s$, $\alpha = 14^\circ$, $\Delta f = 6,1Hz$. A linha tracejada indica o espectro desejado após a remoção dos tons. Adaptado de Imamura et al. (2009).

Aflalo et al. (2010) buscaram reproduzir os resultados de Lockard e Choudhari (2009), porém utilizando o código PowerFLOW, baseado na formulação de Lattice-Boltzmann, e simulando apenas um terço da envergadura de Lockard e Choudhari (2009). Com exceção de algumas limitações já esperadas para a flutuação de pressão devido ao tamanho do domínio, a concordância entre os dois resultados foi boa. Esse fato indica que tal formulação consegue ser utilizada em uma análise aeroacústica de um perfil hiper-sustentador. O mesmo trabalho também buscou resultados similares utilizando o código CFD++, porém o alto custo computacional das simulações desse código possibilitou apenas a simulação de casos 2D. Tais resultados 2D apresentaram os mesmos problemas encontrados por Khorrami, Choudhari e Jenkins (2004).

Lockard e Choudhari (2010) realizaram simulações que buscavam analisar o efeito do enflechamento no ruído do eslate. Através de uma simulação similar a Lockard e Choudhari (2009), o enflechamento era levado em conta ao adicionar uma componente de velocidade no escoamento ao longo da envergadura. Conclusões do estudo são difíceis de serem traçadas, uma vez que os números de Reynolds e de Mach foram alterados simultaneamente, dificultando o entendimento da influência de cada um deles. Apesar de possível perceber que existe certa influência do enflechamento nos tons de baixa frequência, simulações adicionais seriam necessárias para um estudo mais conclusivo.

3 METODOLOGIA

Neste capítulo são apresentadas as formulações utilizadas e as metodologias empregadas ao longo dessa dissertação. A seção 3.1 apresenta uma breve descrição da formulação disponível na versão 4.3a do PowerFLOW, utilizada ao longo de todo o presente trabalho. Por fim, a seção 3.2 trata de todas as ferramentas estatísticas utilizadas ao longo desse estudo.

3.1 Descrição do PowerFLOW

Essa seção busca apenas dar uma visão geral da formulação disponível no código PowerFLOW, versão 4.3a. Enquanto a seção 3.1.1 trata do método de Lattice-Boltzmann utilizado, a seção 3.1.2 mostra particularidades das analogias acústicas utilizadas no código, assim como o modo como elas foram utilizadas. Uma descrição mais aprofundada desses tópicos pode ser vista no apêndice A.

3.1.1 Método de Lattice-Boltzmann

A formulação disponível no PowerFLOW é baseada em um código explícito no tempo que resolve as equações de Lattice-Boltzmann, com o domínio computacional na forma de um *lattice* (ou retículo, em português). Ele é discretizado em uma malha cartesiana uniforme, permitindo alterações de refinamento com fator volumétrico de oito elementos refinados para um elemento grosseiro. O espaço de vetores de quantidade de movimento das partículas de cada *lattice* também é discretizado, conforme explicado em mais detalhes na seção A.1. Na versão 4.3a, esse espaço tri-dimensional é dividido em 19 vetores.

Um modelo de turbulência de duas equações, do tipo $k-\epsilon$ RNG modificado, também é utilizado. Sua função é modelar escalas de turbulência sub-malha, além de permitir que regiões refinadas da malha possam ter seu escoamento turbulento resolvido através das equações de Lattice-Boltzmann. Uma descrição completa de sua formulação pode ser vista no apêndice A.1.

Tal formulação permite que as equações de Navier-Stokes sejam obtidas corretamente, desde que um certo limite de número de Mach seja respeitado (SHAN; YUAN; CHEN, 2006). Na versão 4.3a do código, é recomendável que o número de Mach seja menor que 0,6 em regiões de interesse. Além disso, caso tal valor seja excedido, o código impõe um limite superior para $M = 1$. Tal limite de número de Mach existe pois a equação de Lattice-Boltzmann pode ser derivada das equações de Navier-Stokes através de uma expansão em função do número de Mach (SHAN; YUAN; CHEN, 2006). Dados o espaço de vetores e a função distribuição de equilíbrio assumidas no código PowerFLOW, obtém-se tais limites de número de Mach.

A equação de energia não é resolvida, sendo o escoamento assumido como isotérmico. Apesar dessa limitação, a discretização do espaço de vetores é feita de modo que a correta velocidade do som seja obtida, mesmo com tal escoamento isotérmico. Como o código apenas vale para baixos números de Mach, a influência da temperatura constante no som acaba sendo desprezível para a faixa permitida.

Dentre alguns termos específicos do código PowerFLOW e de análises aeroacústicas, temos:

- *Surfel*: elemento superficial de malha que representa os sólidos imersos no escoamento.
- *Voxel*: elemento volumétrico, de formato cartesiano, que discretiza o fluido a ser simulado.
- VR: região que define um certo nível de refinamento de malha no domínio computacional.
- Região anecóica: região com viscosidade 100 vezes maior que o fluido desejado, utilizada para amortecer ondas acústicas formadas durante o transiente inicial.
- Tempo retardado (ou da fonte): tempo em que uma onda acústica foi emitida.
- Tempo de recepção (ou do observador): tempo em que uma onda acústica foi recebida por um ouvinte.

3.1.2 Ffowcs-Williams e Hawkings

Ao estudar a geração de som por um corpo aerodinâmico, o principal parâmetro a ser analisado é o nível sonoro percebido por um microfone posicionado a uma dada distância da fonte acústica. Realizar tal propagação pelo mesmo código utilizado para gerar a fonte sonora possui um alto custo computacional, além de estar propensa à dissipação numérica excessiva. Portanto, a equação de FW-H permite que o histórico de pressão acústica sobre um dado corpo

seja utilizado para obter o histórico de pressão acústica em um microfone, de modo simples e computacionalmente barato.

No código PowerFLOW, a formulação de FW-H utilizada é descrita com mais detalhes na seção A.2. Os dados de entrada para a equação de FW-H são baseados na solução obtida utilizando-se o código de Lattice-Boltzmann, com dados fornecidos para o centro das faces dos *surfels*. A integração espacial na superfície é feita utilizando-se um método de primeira ordem, enquanto as derivadas temporais utilizam esquemas centrados de quarta ordem.

Para resolver as integrações no tempo retardado, é preciso resolver a equação A.29, sendo possível, de uma forma geral, utilizar como entrada o tempo t no observador ou o tempo retardado t_{ret} na fonte. Caso o tempo de recepção t seja escolhido, o tempo t_{ret} deve ser obtido em um método iterativo. O método tem um elevado custo computacional, já que também necessita que a solução em vários passos no tempo esteja carregada na memória.

Por outro lado, utilizar o tempo retardado t_{ret} como entrada para o cálculo do tempo de recepção t permite que essa solução seja obtida analiticamente. Além disso, apenas um instante de tempo da solução transiente precisa ser lido por vez. Apesar desse método não precisar de interpolação nos dados de entrada, duas fontes emitindo no tempo retardado t_{ret} corresponderão a diferentes instantes de tempo t em um observador x_i . Portanto, a interpolação de dados é necessária para que os tempos de observador sejam igualmente espaçados também.

No PowerFLOW, o segundo método é utilizado, e a pressão acústica p' é interpolada na mesma frequência de amostragem dos dados de entrada, utilizando-se uma interpolação linear. A presente versão do código de FW-H utilizada não é multi-processada.

Em relação à verificação e validação da equação de FW-H implementada no PowerFLOW, Bres, Pérot e Freed (2010) apresentam análises feitas com uma fonte monopolo comparada com resultados analíticos, além de simulações de cilindros em *tandem* comparadas com experimentos. Os resultados indicaram uma boa consistência na comparação.

Ao utilizar a analogia de FW-H, pode-se utilizar uma superfície de FW-H sólida ou porosa. No primeiro caso, a superfície corresponde ao próprio aerofólio, e geralmente é uma boa aproximação caso as fontes sonoras de tipo quadrupolo não sejam predominantes. No caso da superfície porosa, ela nada mais é do que uma superfície que engloba o aerofólio e todas as demais fontes que se deseja levar em conta durante a propagação. Além disso, deve-se evitar que flutuações hidrodinâmicas relativas a vórtices cheguem até tal superfície, o que pode causar o surgimento de pseudo-ruído. Por isso, o uso de superfícies porosas de FW-H necessita de um estudo preliminar relativo à escolha e posicionamento de tal superfície.

Lockard e Choudhari (2009) comparam espectros de ruído propagado obtidos a partir do histórico proveniente de superfícies de FW-H sólidas e porosas, referentes ao ruído de eslate do perfil 30P30N. Observou-se uma boa similaridade nos espectros das duas superfícies, com exceção da baixa frequência, onde a superfície porosa apresenta níveis de energia mais altos. Tal acréscimo pode ser atribuído ao cruzamento de vórtices da esteira pela superfície porosa, principalmente por tal aumento de nível ser mais proeminente para ângulos de diretividade a jusante.

Nos casos do presente trabalho, flutuações hidrodinâmicas foram obtidas tanto no eslate quanto no flape, gerando som nas duas regiões do aerofólio. Por isso, é fundamental que apenas a região influenciada pelo eslate seja considerada como superfície de FW-H, caso contrário o ruído gerado pelo flape também seria levado em conta. Tal isolamento é fácil de ser realizado para uma superfície sólida, ao contrário do que acontece com o tipo poroso. Isso é crítico principalmente quanto a restrição de evitar que vórtices da esteira cruzem a superfície.

Levantados esses pontos, todos os estudos realizados no presente trabalho utilizaram apenas a região frontal do aerofólio como superfície sólida de FW-H, englobando todo o eslate e a metade frontal do elemento principal.

3.2 Ferramentas de análise espectral

Nessa seção, são apresentadas as ferramentas de análise espectral utilizadas no presente trabalho. Em um estudo de aeroacústica, os dados a serem analisados são amostrados ao longo de um determinado período de tempo simulado. Utilizando-se ferramentas baseadas na transformada de Fourier, é possível saber quais frequências desse sinal amostrado são as mais energéticas. Esse conjunto de frequências forma o espectro de um sinal temporal, possibilitando então que seja feito um estudo sobre como reduzir os níveis energéticos para as frequências mais importantes. Uma vez que o dado de entrada para essa análise é obtido computacionalmente e o custo de uma simulação torna inviável obter históricos temporais tão longos quanto experimentalmente, é fundamental utilizar métodos que reduzam o desvio padrão do resultado espectral.

Na seção 3.2.1, é apresentada a teoria da Densidade de Potência Espectral (PSD, do inglês *Power Spectral Density*), principal ferramenta de análise espectral do presente trabalho. Em seguida, o conceito de correlação é mostrado na seção 3.2.2, e finalmente os conceitos de coerência e comprimento de coerência são mostrados na seção 3.2.3.

3.2.1 Densidade de Potência Espectral (PSD)

O principal modo de análise de dados na frequência utilizado nesse trabalho se baseia no uso de espectros de PSD. Além disso, a análise de coerência também utiliza diretamente um conceito baseado no PSD. Para entender o seu significado, antes é necessário entender as simplificações e artifícios utilizados para definir tais conceitos.

O conceito que possibilita a análise da frequência de um sinal discreto no tempo é a Transformada Discreta de Fourier (DFT, do inglês *Discrete Fourier Transform*). Ele prova que, para qualquer sinal discreto no tempo, existe a opção de escrevê-lo através de uma soma infinita de senos e cossenos. Baseada nela, a Transformada Discreta de Fourier permite que uma função no domínio discreto do tempo seja transformada para o domínio discreto da frequência, e vice-versa. A transformada é dada por

$$X(\omega_k) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x[n] e^{-i\omega_k n}, \quad (3.1)$$

onde $x[n]$ é um sinal no tempo discreto n , ω_k é a frequência escolhida para a análise e $X(\omega_k)$ é a transformada do sinal $x[n]$ para o domínio da frequência. Para se obter o espectro do sinal $x[n]$, seria necessário resolver a equação 3.1 para cada uma das frequências de interesse.

No entanto, a equação 3.1 depende de um sinal infinito no tempo, o que obviamente é impossível. Para tal, considera-se que o sinal $x[n]$, com M amostras, seja periódico com período $M\Delta t$, onde Δt é o intervalo no tempo entre amostras. O fato de se forçar a periodicidade do sinal pode acarretar erros, como a própria descontinuidade entre os extremos do sinal. No entanto, o desenvolvimento ao longo dessa seção mostrará como é possível contornar esses problemas. Com isso, é obtida uma DFT para um sinal em um intervalo finito (OPPENHEIM; SCHAFER, 1999), tal como

$$X(\omega_k) = \sum_{n=0}^{M-1} x[n] e^{-i\omega_k n}, \quad (3.2)$$

a qual é resolvida para M frequências ω_k igualmente espaçadas, da forma

$$\omega_k = \frac{2\pi k}{M}, \quad (3.3)$$

onde $k = 0, 1, \dots, M-1$. Enquanto ω_k representa as frequências da transformada discreta de Fourier, a frequência correspondente para a transformada contínua de Fourier é dada por $\Omega_k = \omega_k/T$, onde $T = 1/f_s$ é o período entre amostras e f_s é a frequência de aquisição do sinal $x[n]$.

De modo a estimar a potência espectral de um sinal, Schuster (1898) definiu uma

função chamada periodograma, baseada na equação 3.2, dada por

$$P_{x,M}(\omega_k) \triangleq \frac{1}{M} |DFT(x)|^2 = \frac{1}{M} \left| \sum_{n=0}^{M-1} x[n] e^{-i\omega_k n} \right|^2, \quad (3.4)$$

onde um gráfico de $P_{x,M}(\omega_k)$ em função de ω_k representaria a distribuição de energia para cada frequência. No entanto, a utilização de periodogramas para a análise de sinais de ruído é comprometida devido à aleatoriedade do sinal $x[n]$. Além disso, pode ser provado (KAY, 1988) que o desvio padrão de $P_{x,M}(\omega_k)$ é comparável com sua média.

Baseado nisso, é preciso achar um modo de serem feitas médias de diferentes periodogramas, obtendo uma melhor estatística do espectro de ruído e reduzindo a aleatoriedade do sinal. Portanto, foi desenvolvido o método de Bartlett (PROAKIS et al., 1996), que divide o sinal original $x[n]$ com M amostras em L segmentos com N amostras cada. Em seguida, o periodograma de cada um dos L segmentos é calculado e então feita a média entre eles. Essa média de periodogramas é um dos modos mais eficientes de reduzir o efeito da aleatoriedade dos sinais. Apesar desse fato interessante, o método traz uma desvantagem, que é a perda de resolução na frequência, também chamada de Δf . Diretamente ligada com o tamanho do sinal amostrado, a resolução na frequência de um sinal utilizando o método de Bartlett para L segmentos terá um Δf L vezes maior. Mesmo assim, caso seja bem planejado, essa perda de resolução não afeta significativamente o resultado.

Apesar dessa melhoria na solução espectral obtida pelo método de Bartlett, Welch (1967) apresentou melhorias ao método. Ao assumir a periodicidade do sinal, muito provavelmente os valores dos extremos do intervalo do sinal não serão iguais, desrespeitando a condição de periodicidade. Por isso, Welch (1967) sugere que um sinal $x[n]$, com N amostras, seja alterado da forma

$$x_w[n] = w[n] x[n], \quad (3.5)$$

onde $w[n]$ é chamado de função de janelamento (ou simplesmente janela), a qual pode ser qualquer função suave que $w[1] = w[N+1] = 0$, forçando a condição de periodicidade do sinal. O tipo de janelamento utilizado em todo o presente trabalho é a janela Hanning, dada por

$$w[n] = \frac{1}{2} \left[1 - \cos \left(2\pi \frac{n}{N+1} \right) \right], \quad (3.6)$$

onde $0 \leq n \leq N+1$. A janela Hanning é amplamente utilizada para aplicações com sinais aleatórios compostos principalmente por componentes espectrais de banda larga, devido a sua boa precisão na frequência e baixo nível de vazamento de energia (WICKRAMARACHI, 2003).

Ao utilizar o janelamento, é importante notar que o sinal amostrado foi multiplicado

por outro sinal, o que acaba modificando o periodograma; portanto o método de Welch também pode ser chamado de *periodograma modificado*. Por isso, o cálculo do periodograma da janela l é modificado para a forma

$$P_{x,l}(\omega_k) = \frac{1}{N_b N} \left| \sum_{n=1}^N w[n] x[n] e^{-i\omega_k n} \right|^2, \quad (3.7)$$

onde $N_b = \frac{1}{N} \left| \sum_{n=1}^N w[n] \right|^2$ é uma métrica de largura de bloco equivalente e é um valor característico de cada tipo de janela. Para o caso da janela Hanning, temos que $N_b = 2/3$. Devido ao uso de múltiplas janelas, a equação 3.7 deve ser resolvida individualmente para cada janela, e então feita a média entre elas. Para L janelas, cada uma com periodogramas $P_{x,l}(\omega)$, a média dos periodogramas de diferentes janelas é dada por

$$P_x(\omega_k) = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L P_{x,l}(\omega_k) \quad (3.8)$$

Mesmo resolvendo o problema da periodicidade do sinal, o uso de janelamento tem uma desvantagem, pois, a exemplo da janela Hanning, uma parte significativa do sinal original é multiplicada por valores próximos a zero. Isso significa que parte do sinal obtido computacionalmente está sendo descartado na análise espectral por conta do janelamento. Para evitar esse desperdício de amostragem, Welch (1967) sugere o uso de janelas sobrepostas. Para isso, o sinal original $x[n]$ é dividido em L janelas de N amostras cada, sobrepostas entre si por D elementos. Caso $D = 0$, retornamos ao caso do método de Bartlett, enquanto $D = N/2$ representa uma sobreposição de 50%.

Ao utilizar a equação 3.8 do periodograma modificado, é importante notar que o nível de energia depende da menor frequência Ω_{min} a ser resolvida,

$$\Omega_{k=1} = \Omega_{min} = \frac{2\pi}{N T}, \quad (3.9)$$

a qual também é chamada de resolução de frequência e denominada por Δf . Essa diferença de nível ocorre pois, ao aumentar o número L de blocos, fixando a sobreposição D e o número de amostras M do sinal original, o número de bandas de frequência será reduzido junto com o número de amostras N por bloco. Como a energia sonora do espectro é finita, o nível de energia integrado em cada banda aumentará ao reduzir o número de amostras N .

Além disso, uma transformada de Fourier calcula coeficientes como uma função par na frequência, ou seja, ela obtém resultados tanto para frequências positivas quanto negativas. Apesar de haver sentido matemático, para aplicações físicas deve-se considerar apenas a parte

positiva, utilizando a propriedade de uma função par para alterar os limites de integração. No entanto, ao considerar apenas as frequências positivas, a equação 3.3 pode ser resolvida apenas para $0 \leq k \leq N/2$.

Com todos esses pontos levantados, pode-se finalmente definir a ferramenta de Densidade de Potência Espectral (PSD) como

$$G_{xx}(\omega_k) = \frac{2}{N T L} \sum_{l=1}^L P_{x,l}(\omega_k), \quad (3.10)$$

onde $P_{x,l}$ é resolvida pela equação 3.7 para cada uma de suas L janelas com N amostras cada, separadas por um período de amostragem T (BENDAT; PIERSON, 1980). A equação 3.10 deve ser resolvida para cada frequência ω_k , conforme a equação 3.3, para $0 \leq k \leq N/2$. Com isso, a equação 3.10 calcula resultados de potência espectral, normalizados para bandas de frequência de 1 Hz. Tomando o exemplo de um sinal $x[n]$ de pressão em Pascal, a unidade da equação 3.10 será de Pa^2/Hz .

O uso da normalização apresentada na equação 3.10 é útil pois permite que níveis de espectro sejam comparados para sinais e janelas com diferentes comprimentos. No entanto, essa comparação é válida apenas quando a energia varia pouco em função da frequência. Para os casos onde picos de energia estão presentes no espectro, a maior parte da energia presente em uma banda de frequência ao redor do pico é proveniente apenas do pico em si. Isso é reforçado pela natureza logarítmica dos níveis de energia sonora. Portanto, o aumento do tamanho da banda de frequência ao redor de um pico de energia não aumentará o seu nível de forma significativa, ao contrário do obtido em um espectro sem picos. Por isso, utilizar a equação 3.10 na presença de picos de energia irá reduzi-los de amplitude quanto maior for o Δf empregado. Por outro lado, um espectro PSD de um sinal banda larga, sem picos, proporciona níveis energéticos independentes do Δf utilizado.

Para comparação de sinais com presença de tons, ou seja, picos de energia, é fundamental que todas as análises sejam feitas com o mesmo valor de Δf , caso contrário não será possível realizar comparações entre os níveis tonais.

É importante notar (OPPENHEIM; SCHAFER, 1999) que, para qualquer análise espectral de um sinal $x[n]$, a média do sinal deve ser removida antes de ser calculada a PSD. O PSD de um sinal $x[n]$ com média diferente de zero fornecerá um nível de energia não-nulo para a frequência $f = 0$. Isso pode não ser um problema, porém, caso o nível em $f = 0$ seja alto, ele pode contaminar as demais frequências do espectro. Para um sinal $x[n]$ com N amostras, sua

média estimada pode ser calculada como

$$\hat{m}_x = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x[n]. \quad (3.11)$$

No presente trabalho, todas as referências ao uso de PSD seguem o método de Welch, resolvendo a equação 3.10, utilizando-se de janelamento Hanning (equação 3.6) e sobreposição de blocos de 50%. Tal valor de sobreposição é escolhido por se tratar do nível de sobreposição mais eficiente para a redução da variância do sinal utilizando a janela Hanning (WELCH, 1967). Para o caso particular de PSD onde $\Delta f = 1\text{Hz}$, a PSD pode ser chamada de autoespectro.

Uma vez que os níveis de pressão sonora variam em uma escala muito grande, é fundamental que os valores obtidos pela análise PSD sejam apresentados em escala logarítmica. Por conveniência, é utilizada a escala Decibel (dB), a qual pode ser utilizada para converter qualquer quantia em uma escala logarítmica, após normalizá-la por um valor de referência. No caso do PSD, seu valor em dB pode ser calculado como

$$G_{xx,dB}(\omega) = 10 \log \left[\frac{G_{xx}(\omega)}{G_{ref}^2} \right], \quad (3.12)$$

onde G_{ref} é um valor de referência que depende da natureza física do sinal $x[n]$. Caso $x[n]$ seja uma medida de pressão, é tomado $p_{ref} = 20 \mu Pa$; caso $x[n]$ seja valores de velocidade do fluido, $v_{ref} = 5 \cdot 10^{-8} m/s$.

Parte das análises de PSD do presente trabalho foram feitas para pontos no fluido ou na superfície. Como as condições de contorno ao longo da envergadura são periódicas, pode-se assumir uma condição de homogeneidade nessa direção. Portanto, calcula-se várias PSD, variando apenas sua posição ao longo da envergadura, e então faz-se a média dos espectros. Essa média acaba reduzindo a variância do espectro e, tal qual o uso de blocos, ajuda a remover a parcela randômica do espectro.

3.2.2 Correlação espacial entre dois sinais

Outro importante parâmetro em uma análise de geração de ruído sonoro é a correlação entre dois sinais no espaço. Ao analisar o nível de correlação entre dois sinais próximos no espaço, é possível estimar qual o tamanho de uma certa estrutura coerente. Esta estrutura pode ser, por exemplo, um vórtice, uma região de separação, ou qualquer outra fonte sonora.

A equação para o cálculo da correlação espaço-temporal de um sinal é dada por (AN-

DERSSON; ERIKSSON; DAVIDSON, 2005)

$$R_{qq}(z, \xi, \tau) = \frac{\langle q'(z, t) q'(z + \xi, t + \tau) \rangle_t}{\sqrt{\langle q'^2(z) \rangle_t} \sqrt{\langle q'^2(z + \xi) \rangle_t}}, \quad (3.13)$$

onde $q'(z, t)$ é a flutuação de uma variável $q(z, t)$ qualquer, com sua correlação espaço-temporal sendo calculada ao longo da direção z , com incremento ξ , e no tempo t com incremento τ . O operador $\langle \rangle_t$ é definido como a média no tempo da variável operada.

Calculando o valor de correlação R_{qq} para diversos valores de ξ e τ , é possível verificar padrões de periodicidade, tanto no tempo quanto no espaço, para todo um campo. Para um sinal totalmente correlacionado, temos que $R_{qq} = 1$, enquanto $R_{qq} = 0$ representa um sinal decorrelacionado. Além disso, por se tratar da média de sinal, ele indica relações de correlação gerais, independentes da frequência.

Para os casos estudados nesse presente trabalho, a direção z de análise de correlação corresponde à direção ao longo da envergadura, e foi considerado $\tau = 0$. Com isso, a equação 3.13 é simplificada para

$$R_{qq}(z, \Delta z) = \frac{\langle q'(z) q'(z + \Delta z) \rangle_t}{\sqrt{\langle q'^2(z) \rangle_t} \sqrt{\langle q'^2(z + \Delta z) \rangle_t}}, \quad (3.14)$$

permitindo que se obtenha um valor de Δz indicativo do tamanho das estruturas correlacionadas para uma determinada região do escoamento, analisando tanto a velocidade do fluido quanto a pressão.

Particularmente para o tipo de simulação feito nesse trabalho, a análise de correlação tem outra importância fundamental. Uma vez que as presentes simulações possuem condições de contorno periódicas ao longo da envergadura, é primordial analisar se essa dimensão é suficiente para resolver corretamente as estruturas desejadas. Para uma envergadura simulada de dimensão b , caso o $\Delta z < b/2$ não seja suficiente para se obter $R_{qq} \approx 0$, é evidente que as condições de contorno periódicas podem acabar forçando efeitos não-realistas. Tal correlação forçada pode amplificar estruturas, ou então impedi-las de serem corretamente formadas. Também é importante notar que, para qualquer análise de correlação ao longo da envergadura, devido aos efeitos de periodicidade, apenas metade da envergadura pode ser considerada.

3.2.3 Coerência entre sinais

Além da correlação entre dois sinais, mostrada na seção 3.2.2, existe uma ferramenta chamada coerência. Ela é baseada na transformada de Fourier da equação 3.13, definindo o conceito de *PSD cruzada*. Por isso, ela permite que seja obtido o nível de coerência entre dois sinais

para cada banda de frequência analisada, fornecendo mais informações do que o cálculo de correlação.

O entendimento da diferença entre a PSD normal e a cruzada é facilitado ao rearranjar a PSD (equação 3.10) para a forma

$$\begin{aligned}
 G_{xx}(\omega_k) &= \frac{2}{N_b N T L} \sum_{l=1}^L \left| \sum_{n=1}^N w[n] x[n] e^{-i\omega_k n} \right|^2 \\
 &= \frac{2}{N_b N T L} \sum_{l=1}^L |X_l(\omega_k)|^2 \\
 &= \frac{2}{N_b N T L} \sum_{l=1}^L X_l^*(\omega_k) X_l(\omega_k),
 \end{aligned} \tag{3.15}$$

onde $T = 1/f_s$ é o intervalo entre amostras, L é o número de janelas, cada uma com N amostras, e N_b é o fator de correção do janelamento. $X_l(\omega_k)$ é o coeficiente complexo proveniente da análise discreta de Fourier e $X_l^*(\omega_k)$ é seu conjugado complexo.

Com isso, é possível mostrar (BENDAT; PIERSOL, 1980) que a equação 3.15 se trata de um caso particular da PSD cruzada, a qual pode ser escrita da forma

$$G_{xy}(\omega_k) = \frac{2}{N_b N T L} \sum_{l=1}^L X_l^*(\omega_k) Y_l(\omega_k), \tag{3.16}$$

onde G_{xy} representa a PSD cruzada entre os sinais $x[n]$ e $y[n]$, e $Y_l(\omega_k)$ corresponde à análise discreta de Fourier do sinal $y[n]$.

Baseado na equação 3.15, pode-se definir também o autoespectro do sinal $y[n]$, G_{yy} . Com isso, finalmente a coerência $\gamma_{xy}^2(\omega_k)$ é definida como

$$\gamma_{xy}^2(\omega_k) = \frac{|G_{xy}(\omega_k)|^2}{G_{xx}(\omega_k) G_{yy}(\omega_k)}. \tag{3.17}$$

Conforme ressaltado por Bendat e Piersol (1980), é fundamental no cálculo de coerência que sejam utilizadas múltiplas janelas. Caso apenas uma janela seja usada, será obtido $\gamma_{xy}^2(\omega_k) = 1$ para todas as frequências ω_k , mesmo considerando dois sinais totalmente aleatórios.

Um importante uso do resultado de coerência no presente trabalho é o cálculo do comprimento de coerência de estruturas ao longo da envergadura (eixo z no sistema de coordenadas utilizado). Essa análise é similar à realizada na seção 3.2.2, porém o comprimento de coerência é obtido para cada frequência, conseguindo diferenciar o tamanho de estruturas correlacionadas para cada faixa de frequência. Para tal, é definida uma nova função $\gamma^2(f, \Delta z)$, que resolve a média da coerência entre todas as possibilidades de sinais $x[n]$ e $y[n]$ que estejam espaçados de

Δz entre si ao longo da envergadura, para uma mesma posição no plano x-y.

Com base na solução de $\gamma^2(f, \Delta z)$, para vários valores de Δz , o comprimento de correlação $L_c(f)$ é definido a partir de

$$\gamma^2(f, L_c(f)) = \frac{1}{2}, \quad (3.18)$$

tal como dado por Kato et al. (1993). Assumindo que $\gamma^2(f, L_c(f))$ pode ser aproximada por uma Gaussiana, esta definição possibilita utilizar um método de regressão numérica para obter uma equação Gaussiana que aproxime $\gamma^2(f, \Delta z)$, dada uma frequência f . Com isso, a regressão será da forma

$$\gamma_{reg}^2(f, L_c(f)) = e^{-\left[\frac{\Delta z}{L_c(f)}\right]}. \quad (3.19)$$

4 TESTES DE VERIFICAÇÃO E VALIDAÇÃO

Em qualquer estudo envolvendo ferramentas computacionais, é fundamental que testes sejam realizados no código para verificar possíveis erros de implementação. Tais testes também são importantes quando um código comercial é utilizado, tal como no presente trabalho. Por se tratar de um código fechado, tais testes são difíceis de se realizar. Estas dificuldades decorrem do fato de não se saber exatamente quais equações foram implementadas, além de não ser possível alterar o código fonte. Esse processo é chamado de verificação de código e testa apenas se ele está resolvendo corretamente as equações implementadas. Durante a verificação, em nenhum momento é testado se as equações escolhidas representam corretamente a física do problema real.

Foram escolhidos dois testes de verificação de código: a seção 4.1 trata da simulação de uma camada de mistura bi-dimensional, enquanto a seção 4.2 mostra testes realizados com os vórtices 2D de Taylor-Green. A escolha destes testes foi um compromisso entre as limitações impostas pela falta de acesso ao código fonte e as características do problema que se quer estudar, no caso, a geração de ruído sonoro em um dispositivo híper-sustentador.

4.1 Simulações de uma camada de mistura 2D

No escoamento ao redor de um eslate, existe uma camada de mistura formada em sua cova. Iniciando na sua cúspide e terminando no ponto de recolamento do escoamento no eslate, a camada de mistura separa uma região de baixa velocidade na cova de uma região de alta velocidade, próxima ao elemento principal. A figura 4.1 indica a linha de corrente central da camada de mistura, assim como a cúspide e o seu ponto de recolamento no eslate. Ao obter-se o perfil de velocidade média em uma linha ortogonal a essa linha de corrente, é obtida uma distribuição de velocidade da forma mostrada na figura 4.2.

No estudo de uma camada de mistura simplificada, existem formas semi-analíticas de se determinar a taxa inicial de amplificação com que as perturbações crescem, onde o cresci-

Figura 4.1: Exemplo do campo de velocidade médio na região de um eslate, com destaque para a linha de corrente central da camada de mistura.

mento ainda é linear. Existem duas formas de analisar esse crescimento. Uma delas é verificar a taxa de amplificação temporal, onde é considerada uma camada de mistura periódica no espaço, na qual as perturbações se amplificam ao longo do tempo. Enquanto essa é chamada de camada de mistura temporal, existe outro tipo classificado como espacial. Este último representa a evolução das perturbações da camada de mistura no espaço, a partir de condições de contorno de entrada impondo um perfil de velocidade similar ao da figura 4.2. Essa análise espacial é a mais fiel em relação aos fenômenos físicos em um eslate, onde a camada de mistura é desenvolvida a partir da cúspide do eslate e, ao longo do espaço, instabilidades e vórtices são gerados. No entanto, ela também representa uma simulação mais complexa de ser feita e mais difícil de comparar com soluções analíticas. Por isso as seguintes seções tratam apenas do caso de instabilidade temporal.

4.1.1 Teoria de instabilidade temporal

Dentre os primeiros estudos focados em compreender a física de uma camada de mistura e suas características de instabilidade, está o trabalho de Kelvin (1871). Tal teoria era aplicável apenas

Figura 4.2: Exemplo do perfil de velocidade média ortogonal à linha de corrente central da camada de mistura em uma cova de um eslate, próximo a sua cúspide.

a um escoamento muito simplificado, onde a velocidade U do perfil de camada de mistura vale $U(y) = U_{max}$ para $y > 0$ e $U(y) = 0$ para $y < 0$. Apesar de tais simplificações drásticas, a teoria tornou possível o estudo de fenômenos importantes relacionados às instabilidades presentes em uma camada de mistura.

Um segundo passo importante nesse estudo foi dado por Rayleigh (1879), onde é desenvolvida uma teoria para análise de instabilidade de um perfil contínuo qualquer, assumindo-se um escoamento não-viscoso. Desse estudo foi formulado o teorema de Rayleigh, provando que, para que um perfil de velocidade $U(y)$ seja inviscidamente instável, tem que haver algum ponto do perfil onde $\frac{d^2U}{dy^2} = 0$. Essa é uma condição necessária porém não suficiente para a instabilidade não-viscosa do escoamento. No caso de uma camada de mistura, ela cumpre com o requisito de existir um ponto de inflexão.

Para um perfil de velocidade $U(y)$, uma perturbação bidimensional pode ser escrita como

$$u'(x, y, t) = [U(y) \exp(-\alpha_i x + \omega_i t)] \exp(i\alpha_r x - i\omega_r t), \quad (4.1)$$

onde o termo entre colchetes representa a amplitude da perturbação e a segunda exponencial representa sua oscilação. Dentre os termos acima, α_i e ω_i representam as taxas de amplificação espacial e temporal, respectivamente, enquanto α_r é o número de onda da perturbação e ω_r é sua frequência angular de oscilação. Para um caso de instabilidade temporal, tópico do presente teste, a periodicidade espacial do domínio faz com que $\alpha_i = 0$.

Michalke (1964) deu continuidade aos estudos de Rayleigh (1879), estudando a instabilidade temporal de uma camada de mistura formada por um perfil tangente hiperbólica. Considerando um escoamento incompressível, resultados para diversos números de onda são apresentados.

O código PowerFLOW possui limitações ao simular escoamentos quase incompressíveis, além de não existir nenhum modo totalmente incompressível disponível. Seguindo o trabalho de Michalke (1964), Sandham e Reynolds (1990) apresentam resultados de instabilidade temporal para escoamentos compressíveis. Vários resultados são apresentados para $M = 0,4$, possibilitando que resultados do PowerFLOW sejam comparados com tal referência.

4.1.2 Descrição do caso

O presente teste busca verificar a capacidade do código PowerFLOW em prever corretamente a taxa de amplificação temporal ω_i de uma camada de mistura periódica na direção x . Como referência, serão utilizados dados publicados na literatura (SANDHAM; REYNOLDS, 1990).

Tal como Colaciti (2009), o presente trabalho utiliza um perfil de velocidade dado por uma tangente hiperbólica, da forma $U(y) = \tanh(2y)$, conforme exemplificado na figura 4.3. A partir do seu perfil de velocidade, é possível definir um parâmetro δ_w chamado “espessura de vorticidade”, da forma

$$\delta_w = \Delta U \left[\frac{dU}{dy} \right]_{y=0}, \quad (4.2)$$

sendo que o perfil utilizado resulta em $\delta_w = 1$.

Apesar do PowerFLOW rodar tal caso com unidades dimensionais, as referências de Colaciti (2009) e Sandham e Reynolds (1990) apresentam resultados adimensionais. Para tal, as variáveis são adimensionalizadas pela velocidade máxima, que vale $U_{max} = 1m/s$ para tal perfil, pela espessura de vorticidade, valendo $\delta_w = 1m$, e por uma densidade de referência $\rho_{ref} = 1kg/m^3$. A pressão é adimensionalizada pela pressão dinâmica $P_{ref} = \rho_{ref} U_{max}^2 = 1Pa$ e o tempo por $\frac{\delta_w}{U_{max}} = 1s$. Portanto, nota-se que a adimensionalização do presente caso não altera a magnitude das variáveis de interesse.

O código PowerFLOW apresenta algumas limitações para simulações a números de Mach menores que 0,1. Além de um alto custo computacional, alguns erros numéricos podem surgir na solução. Por isso, escolheu-se utilizar um número de Mach $M = 0,4$, tal como apresentado em Colaciti (2009). A figura 4.4 mostra a variação da taxa de amplificação ω_i em função do número de onda α . Os triângulos representam dados de Colaciti (2009), enquanto a linha reproduz os resultados de Sandham e Reynolds (1990).

Figura 4.3: Perfil de velocidade tangente hiperbólica utilizado no presente trabalho. Retirado de Colaciti (2009).

O número de Mach é definido como $M = \frac{U_{max}}{\sqrt{\gamma RT}}$, onde $\gamma = 1,4$ é a razão de calores específicos, $R = 286,9 J/kg.K$ é a constante específica dos gases para o ar, e T é a temperatura de referência do escoamento. Para que a velocidade $U_{max} = 1 m/s$ resulte em um número de Mach $M = 0,4$, a temperatura do fluido nas simulações com o PowerFLOW foi de $T = 0,0156 K$. É importante notar que, apesar do código PowerFLOW ser para escoamentos compressíveis, a formulação não é completa, uma vez que a equação de energia não é resolvida, sendo a temperatura tomada como constante por todo o domínio. Para casos de número de Mach reduzidos, essa aproximação não prejudica a solução.

Outro parâmetro importante da simulação é o número de Reynolds, definido como $Re = \frac{U_{max} \delta_w}{\nu}$, onde $\nu = 10^{-5} m^2/s$ é a viscosidade cinemática do ar utilizada nas simulações de camada de mistura. A presente simulação apresenta um número de Reynolds igual a $Re = \times 10^5$. Tal número de Reynolds foi escolhido grande o suficiente para que o perfil de velocidade em x não se alterasse significativamente durante o período ainda linear de crescimento das perturbações.

Em relação às condições de contorno utilizadas, as fronteiras em x apresentam condições periódicas, enquanto os limites em y apresentam condições de parede de livre escoamento. No que diz respeito ao domínio computacional, seu tamanho ao longo da direção periódica (x) corresponde ao comprimento de onda do modo que se quer excitar. Portanto, para um número de onda α desejado, o tamanho do domínio em x será $L_x = \frac{2\pi}{\alpha}$. Em relação ao ta-

Figura 4.4: Variação da taxa de amplificação ω_i em função do número de onda. Retirado de Colaciti (2009).

manho em y , foi utilizado um tamanho de $L_y = 170\delta_w$, de modo a evitar que as paredes superior e inferior influenciem no resultado obtido. Tal tamanho foi obtido na realização de testes de independência de domínio, comparando a taxa de amplificação das perturbações.

Pequenas perturbações foram adicionadas apenas na componente vertical de velocidade no domínio. Enquanto a componente horizontal de velocidade foi inicializada como $U(y) = \tanh(2y)$ para todo o domínio, a componente vertical de velocidade, em m/s, foi dada por

$$v'(x, y) = 10^{-4} \sin(\alpha x) \operatorname{sech}(y/2), \quad (4.3)$$

onde α é o número de onda para uma dada simulação. Isso resulta em uma função senóide aplicada na linha de $y = 0$, com amplitude de 10^{-4} m/s . Tal senóide é multiplicada pela secante hiperbólica, de modo que apenas a região em torno de $y = 0$ sofra tal perturbação. Quanto às demais variáveis, todo o domínio é inicializado com um campo de pressão valendo $P = \frac{1}{\gamma M^2} \text{ Pa}$ e um campo de densidade de $\rho = 1 \text{ kg/m}^3$.

4.1.3 Resultados obtidos

As análises realizadas com as simulações de camada de mistura deste trabalho podem ser divididas em uma série de etapas. Em uma primeira etapa, foi escolhido o número de onda $\alpha = 0,8892$, o mais instável para o caso incompressível. Tal simulação foi rodada para diversos níveis de refinamento de malha, de modo a buscar qual o número mínimo de elementos por

vórtice necessário para obter uma taxa de amplificação ω_i independente da malha.

De modo a analisar a amplificação das instabilidades em cada simulação, o histórico temporal da velocidade em y no ponto $(x, y) = (2, 0)$ foi analisado para cada caso. Dado seu crescimento exponencial, a velocidade v de cada instante de tempo foi dividida por uma velocidade inicial de referência e obtido o logaritmo dessa razão. Tal resultado pode ser observado na figura 4.5, mostrando a evolução temporal da amplificação para diferentes níveis de refinamento de malha. Nesta figura, o transiente inicial foi removido, mostrando apenas a partir do instante de tempo em que a taxa de amplificação se estabilizou.

Figura 4.5: Resultados obtidos com PowerFLOW para $M = 0,4$ variando o número de pontos por vórtice, comparados com Sandham e Reynolds (1990).

Analisando a figura 4.5, nota-se que as taxas de amplificação para malhas com 48 ou mais pontos ao longo da direção x são praticamente idênticas. Mesmo assim, variações consideráveis são observadas apenas para malhas com 24 ou menos pontos por vórtice. A baixa resolução necessária para tal convergência é notável, principalmente levando-se em conta o fato do PowerFLOW ser um código de baixa ordem.

No entanto, apesar da convergência de resultados para uma malha pouco refinada, a comparação dos resultados convergidos do PowerFLOW com os obtidos por Sandham e Reynolds (1990) deixa muito a desejar. Conforme visto na figura 4.5, a taxa de amplificação obtida neste trabalho é aproximadamente metade do valor de referência. A evolução temporal do perfil de velocidade em x é mostrada na figura 4.6, concluindo que diferenças significativas em relação ao perfil $U(y) = \tanh(2y)$ aparecem apenas após o instante $t = 15$, quando as não-linearidades na taxa de crescimento das perturbações começam a ficar evidentes na figura 4.5. A evolução da

vorticidade ao longo do tempo para o caso com 128 pontos de resolução pode ser vista na figura 4.7. Resultados similares foram obtidos para as demais resoluções. Apesar do caso apresentado levar em conta as equações do modelo de turbulência, testes também foram realizados para um caso sem modelo de turbulência, e as curvas de crescimento temporal também foram idênticas.

Figura 4.6: Evolução do perfil de velocidade em x ao longo do tempo, comparado com um perfil da forma $U(y) = \tanh(2y)$.

Em uma nova etapa, utiliza-se o caso com 76 pontos por vórtice, já convergido na malha, para calcular a taxa de amplificação para diversos números de onda α . Os casos rodados consideram $M = 0,4$ e serão comparados com resultados de Sandham e Reynolds (1990), para o mesmo número de Mach. Apesar dos testes não obterem corretamente a taxa de amplificação da camada de mistura, uma segunda etapa de testes buscou verificar a capacidade do PowerFLOW

Figura 4.7: Evolução da vorticidade em uma camada de mistura para diversos instantes de tempo.

de estimar qual o número de onda α mais instável. Para isso, uma sequência de simulações foram comparadas, variando-se o tamanho do domínio em x e excitando-se um novo α para as perturbações. O número de pontos no domínio ao longo de x foi fixado em 76, e o resultado pode ser visto na figura 4.8, comparando-se com resultados de Sandham e Reynolds (1990). O comportamento da taxa de amplificação ao variar-se o número de onda é muito similar entre os presentes resultados e Sandham e Reynolds (1990). Para facilitar a visualização, a curva em amarelo representa metade do ω_i obtido de Sandham e Reynolds (1990). Pode-se ver que, ao considerar metade do valor de referência, todos os pontos estão próximos dos resultados do PowerFLOW.

Figura 4.8: Resultados obtidos com PowerFLOW para $M = 0,4$ variando o número de onda, comparados com Sandham e Reynolds (1990).

Uma desvantagem de se inicializar o domínio com perturbações apenas na componente vertical de velocidade, conforme a equação 4.3, é o aumento do transiente inicial da simulação. Isso acontece pois o campo inicial não satisfaz a equação de conservação de massa. Buscando estudar o efeito do transiente inicial na solução temporal da camada de mistura, testes também foram realizados com perturbações iniciais na forma de uma gaussiana, aplicadas em ambas componentes de velocidade (COLACITI, 2009). A nova perturbação é dada por

$$u'(x,y) = \frac{2A\sigma y}{\alpha} e^{-\sigma y^2} \sin(\alpha x), \quad (4.4)$$

$$v'(x,y) = A e^{-\sigma y^2} \cos(\alpha x), \quad (4.5)$$

onde $A = 10^{-4} m/s$ é a amplitude das perturbações e $\sigma = 2$ é a curvatura gaussiana utilizada. Tal comparação pode ser vista na figura 4.9. Observa-se que o transiente inicial ao perturbar apenas u' é muito mais brusco do que ao alterar ambas componentes de velocidade, além de durar um tempo maior até a estabilização da taxa de crescimento. Mesmo assim, nota-se que as taxas de

amplificação após o transiente inicial são similares para ambos os casos. Isso representa que o transiente inicial não chegou a alterar o perfil de velocidade em x de forma significativa para os casos anteriores.

Figura 4.9: Comparação do transiente inicial para os dois métodos de perturbação inicial empregados.

A partir da simulação da camada de mistura, também foi analisado o tensor de Lighthill para o instante $t = 25$, momento em que o vórtice já estava bem desenvolvido. Em $t = 25$, a velocidade máxima em y vale $v_{max} \approx 0,5U_{max}$. Informações mais detalhadas sobre o tensor de Lighthill e sua analogia podem ser vistas na seção A.2.1. A principal motivação para tal estudo deve-se ao fato do PowerFLOW assumir temperatura constante em todo o domínio e, ao mesmo tempo, alegar reproduzir corretamente a velocidade do som, tal como um escoamento isentrópico.

Desconsiderando a contribuição das tensões viscosas na geração de ruído, o tensor de Lighthill é dado por

$$T_{ij} = \rho_o u_i u_j + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}, \quad (4.6)$$

onde as variáveis u_i , u_j , p e ρ representam as flutuações em torno de um campo médio, indicado pelo subscrito $_o$. Portanto, temos que $u_{xo} = \tanh(y)$ e $u_{yo} = 0$.

Lighthill (1952) mostra que o termo $(p - c_0^2 \rho)$ está relacionado com a condução de calor, podendo ser desprezado assumindo um escoamento isentrópico. Isso resulta na simplificação da forma do tensor, resumindo a

$$T_{ij} = \rho_o u_i u_j. \quad (4.7)$$

De modo a estudar a hipótese de escoamento isentrópico em uma simulação com tem-

Figura 4.10: Contornos do termo T_{xx} do tensor de Lighthill calculado a partir da simulação da camada de mistura, no instante $t = 25$.

peratura constante, calculou-se o tensor de Lighthill no instante $t = 25$, utilizando tanto a equação 4.7 quanto sua forma completa, porém sem considerar o efeito das tensões viscosas (equação 4.6). Em relação à equação 4.7, ela é uma forma aproximada para os termos T_{xx} e T_{yy} , porém desconsidera apenas as tensões viscosas em T_{xy} . Ou seja, para T_{xy} , a equação 4.7 é idêntica à equação 4.6.

A figura 4.10 mostra essa comparação para o termo T_{xx} do tensor de Lighthill, assim como o resultado do erro entre os dois termos, representado pelo valor de $(p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$. O eixo de cada legenda representa os limites de solução encontrados para cada termo. Observa-se que o erro é até cinco ordens de magnitude menor do que o termo T_{xx} aproximado.

No caso do termo T_{xy} , a equação 4.7 desconsidera apenas as tensões viscosas, e seu resultado pode ser visto na figura 4.11. A mesma figura também mostra resultados para o termo T_{yy} , os quais apresentam a mesma relação entre os termos completo e aproximado vistos para T_{xx} .

Analisando a diferença de pressão e densidade entre os instantes $t_1 = 0$ e $t_2 = 25$ e aplicando as relações isentrópicas de um escoamento, obtém-se que a razão de temperatura entre tais instantes vale $T_2/T_1 = 1,0266$. Apesar da variação de temperatura obtida, foi feito um novo teste, desta vez considerando as relações isotérmicas de um escoamento. Utilizando-se o campo de pressão obtido com o PowerFLOW em $t = 25$, calculou-se um novo campo de

Figura 4.11: Contornos dos termos T_{xy} e T_{yy} do tensor de Lighthill calculado a partir da simulação da camada de mistura, no instante $t = 25$.

densidade para escoamento isotérmico da forma

$$\rho_{isoterm} = p_{t=25} \frac{\rho_o}{p_o}, \quad (4.8)$$

e seu resultado pode ser visto na figura 4.12. Ao contrário do obtido para o termo $(p - c_0^2 \rho) \delta_{ij}$ quando ambos ρ e p são obtidos diretamente da simulação, esse novo valor de erro é maior do que os próprios termos T_{xx} e T_{yy} do tensor de Lighthill.

4.1.4 Conclusões

O estudo de refinamento de malha da simulação de uma camada de mistura indicou um bom nível de convergência, onde os resultados convergem para malhas com cerca de 30 pontos por período ou mais. Tal convergência é notável, uma vez que o PowerFLOW se trata de um código de baixa ordem. Apesar disso, a taxa de amplificação ω_i simulada é aproximadamente metade do valor encontrado na literatura. Tal efeito é observado em uma ampla faixa de números de onda analisados. Apesar do código não conseguir obter corretamente o ω_i , ele provou reproduzir fielmente a tendência de variação de ω_i em função do número de onda. A possível influência do erro da taxa de amplificação nos resultados aeroacústicos será discutida nos capítulos seguintes.

Testes verificando possíveis alterações no perfil de velocidade em x durante o intervalo de amplificação linear foram feitos, assim como análises variando a perturbação inicial da simulação. Após tais verificações, a obtenção de metade da taxa de amplificação desejada aparenta ser simplesmente uma coincidência, e não um erro de adimensionalização. Tal diferença pode

Figura 4.12: Análise do erro do tensor de Lighthill calculando ρ a partir de relações de escoamento isotérmico, utilizando p obtido da simulação.

ser atribuída a erros do código, ou até mesmo possíveis erros em seu uso, causados por não compreender exatamente as implementações e limitações de um código fechado.

Finalmente, o tensor de Lighthill (LIGHTHILL, 1952) foi calculado para tal caso, buscando estudar se as hipóteses de escoamento isentrópico são válidas na simulação da camada de mistura com o PowerFLOW. Mesmo assumindo temperatura constante ao apresentar seus resultados, o código aparentemente calcula o escoamento de modo que a razão entre pressão e densidade respeite as relações isentrópicas de um fluido. Isso é fundamental para uma análise aeroacústica, pois permite que a velocidade do som seja fielmente reproduzida.

Dada a semelhança do caso de camada de mistura com o escoamento em um eslate, e também o número de Mach utilizado nesse estudo, as limitações encontradas no presente teste não são justificáveis. Portanto, buscando novas tentativas de validar o código PowerFLOW, a seção 4.2 apresenta testes que tentam simular o escoamento incompressível dos vórtices de Taylor-Green.

4.2 Simulações dos vórtices de Taylor-Green 2D

Outro teste de verificação interessante é baseado nos vórtices de Taylor-Green bi-dimensional. Apresentado primeiramente por Taylor e Green (1937), possui solução analítica das equações

de Navier-Stokes para os primeiros instantes de tempo considerando um fluido incompressível. Por isso, é um caso teste utilizado na literatura (CHORIN, 1968; KIM; MOIN, 1985) para verificar o correto cálculo das equações governantes do fluido. Nas seções seguintes, o método é apresentado com mais detalhes, assim como os resultados obtidos no presente trabalho.

4.2.1 Descrição do caso

Conforme Kim e Moin (1985), a solução dos vórtices de Taylor-Green 2D para um escoamento incompressível é dado por

$$\begin{aligned} u^*(x, y, t) &= \sin x \cos y e^{-2\nu t} \\ v^*(x, y, t) &= -\cos x \sin y e^{-2\nu t} \\ p^*(x, y, t) &= -\frac{1}{4}(\cos 2x + \cos 2y) e^{-4\nu t} \end{aligned} \quad (4.9)$$

onde u^* e v^* são as velocidades nas coordenadas x e y , respectivamente, e p^* é a pressão relativa do fluido, todas em função do tempo t e adimensionalizadas pela velocidade U_0 e pressão dinâmica $\frac{1}{2}\rho U_0^2$, respectivamente. A viscosidade cinemática é representada por ν . Pelo formato da solução, é evidente que o domínio computacional é periódico para $0 \leq x, y \leq 2\pi$, em metros, sendo esse o tamanho de domínio utilizado no presente trabalho.

No entanto, as equações 4.9 estão na forma adimensional, necessitando dimensioná-las para ser possível a simulação no PowerFLOW. Portanto, a nova solução analítica, considerando unidades dimensionais, pode ser escrita como

$$\begin{aligned} u(x, y, t) &= U_0 \sin x \cos y e^{-2t} \\ v(x, y, t) &= -U_0 \cos x \sin y e^{-2t} \\ p(x, y, t) &= P_{atm} - \frac{1}{2}\rho U_0^2 \frac{1}{4}(\cos 2x + \cos 2y) e^{-4t} \end{aligned} \quad (4.10)$$

onde as variáveis sem sobrescrito $*$ são dimensionais, $U_0 = 10 \text{ m/s}$, $\rho = 1,225 \text{ kg/m}^3$ e uma pressão atmosférica valendo $P_{atm} = 101325 \text{ Pa}$. O domínio é o mesmo do utilizado acima, porém com unidades em metros. A solução acima assume que a viscosidade cinemática vale $\nu = 1 \text{ m}^2/\text{s}$.

Como condição de contorno, foi utilizada periodicidade em todas as direções do domínio bi-dimensional. A condição inicial utilizada foi a das equações 4.10 para $t = 0$. Apesar da solução ser válida para a forma incompressível das equações de Navier-Stokes, o PowerFLOW apresenta dificuldades em resolver problemas com $M < 0,1$, conforme já explicado na seção anterior. Pra isso, a temperatura do caso foi reduzida para que o número de Mach utilizado nos

presentes testes fosse igual a $M = 0,2$, considerando U_o . Por não ser uma simulação incompressível, possíveis diferenças entre a simulação e a solução analítica são esperadas. Mesmo assim, espera-se que conclusões possam ser obtidas mesmo com tais diferenças na formulação.

4.2.2 Resultados obtidos

Essa seção apresenta os resultados obtidos com simulações dos vórtices de Taylor-Green, as quais podem ser divididas em duas etapas. Na primeira, uma simulação base foi comparada com os resultados analíticos, buscando verificar a capacidade do código em reproduzir corretamente a solução dos vórtices de Taylor-Green. A segunda metade da seção analisa o erro absoluto obtido para diversos níveis de refinamento de malha utilizados para resolver o mesmo problema de Taylor-Green. Isso possibilita estudar a ordem de precisão do código PowerFLOW de forma sistêmica.

Na primeira etapa, utilizou-se um domínio discretizado uniformemente em 128×128 pontos, com o caso seguindo as diretrizes apresentadas na seção anterior. Isso resultou em um tamanho de elemento valendo $\Delta = \pi/64 \approx 0,05m$, juntamente com um $\Delta t = 5,55 \times 10^{-4}s$. A comparação foi feita calculando-se o erro relativo $\eta(t)$ para cada instante de tempo, da forma

$$\eta(t) = \frac{|q(t) - q_{aprox}(t)|}{|q(t)|}, \quad (4.11)$$

onde $q(t)$ é a solução analítica de uma variável qualquer do escoamento para um dado instante de tempo, conforme as equações 4.10, e $q_{aprox}(t)$ é a solução obtida para essa mesma variável utilizando o PowerFLOW. É fundamental também descrever os três tipos de erro que são estudados nesta seção:

- Erro de modelo: engloba as diferenças entre o resultado verdadeiro e o modelado, causadas apenas por limitações e problemas na hipótese do modelo. Parte dos resultados mostrados na primeira etapa dessa seção busca tratar apenas desse tipo de erro.
- Erro de truncamento: é a diferença entre o resultado verdadeiro e o produzido por um dado algoritmo utilizando aritmética exata. No entanto, tal algoritmo geralmente depende de um método iterativo ou de uma série infinita, os quais são truncados e geram o erro de truncamento. Tal erro pode ser sub-dividido em erro de processo iterativo e de truncamento de discretização.
- Erro de arredondamento: é a diferença entre o resultado produzido por um algoritmo utilizando aritmética exata e o resultado do mesmo algoritmo utilizando aritmética com

precisão limitada. Esse limite na precisão depende da máquina utilizada para rodar o código, assim como do tipo de variável empregada durante sua programação. Particularmente, o PowerFLOW é baseado em variáveis *single precision*, de 16 bits (EXA, 2010).

A figura 4.13 apresenta a velocidade v obtida em $(x, y) = (\pi/2, \pi)$, o ponto de máximo v no domínio, comparada com a solução analítica. Da figura, pode-se verificar uma aparente boa concordância entre os dois valores. De modo a visualizar as diferenças mais facilmente, a figura 4.13 também mostra o seu erro relativo para o mesmo ponto. Observa-se uma oscilação considerável do erro, chegando a até 0,7% nos instantes iniciais da simulação. O erro diminui com o tempo, porém só se estabiliza a níveis inferiores a 0,2% quando $v < U_o/3$.

Figura 4.13: Evolução da componente y de velocidade e de seu erro relativo para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x, y) = (\pi/2, \pi)$.

A evolução temporal da pressão no ponto $(x, y) = (\pi/2, \pi/2)$ é mostrada na figura 4.14, onde tal ponto apresenta o valor máximo de p no domínio. É evidente o aumento considerável da oscilação de p ao comparar com a oscilação observada para v . A figura também mostra o erro relativo de p , normalizado pela pressão dinâmica $\frac{1}{2}\rho U_o^2$, indicando que a oscilação nos instantes iniciais chega a ser da ordem de magnitude da própria pressão dinâmica. Assim como ocorre para a velocidade, o erro relativo diminui para valores aceitáveis apenas quando o escoamento já se aproxima do regime em repouso. Complementando a figura 4.14, o histórico temporal de pressão no ponto $(x, y) = (\pi, \pi)$ é visto na figura 4.15. Tal ponto apresenta o valor mínimo de pressão em todo o domínio. Enquanto o valor médio de p em $(\pi/2, \pi/2)$ era maior do que a solução analítica, o oposto ocorre para o ponto (π, π) . Com isso, aparenta-se que o valor médio de p ao longo do domínio esteja próximo da solução analítica, mesmo com as grandes divergências observadas em pontos específicos do domínio.

Efeito similar ao da pressão pode ser visto para a densidade, conforme figura 4.16. Por

Figura 4.14: Evolução da pressão e de seu erro relativo para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x, y) = (\pi/2, \pi/2)$.

Figura 4.15: Evolução da pressão para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x, y) = (\pi, \pi)$.

se tratar de um caso incompressível, a solução analítica de p é constante no tempo, enquanto a solução obtida com o PowerFLOW segue um padrão similar ao da pressão. Em relação ao erro relativo, ele se estabiliza em cerca de 0,1% para $t > 1s$, assim como observado na evolução temporal de v .

Após a análise do erro relativo entre a solução do PowerFLOW para uma dada malha e a solução analítica, esta segunda etapa do estudo de vórtices de Taylor-Green busca caracterizar os erros de truncamento e arredondamento, variando o refinamento do domínio computacional. Nove níveis de refinamento foram testados, onde o nível 1 é o mais refinado, e a malha utilizada anteriormente, com 128×128 pontos no domínio, corresponde ao nível 6. Entre cada índice de refinamento, o número de pontos por período do domínio varia em um fator de 2. Neste estudo, o erro absoluto é estudado, dado por $\varepsilon(t) = |q(t) - q_{aprox}(t)|$.

Figura 4.16: Evolução da densidade e de seu erro relativo para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x, y) = (\pi/2, \pi/2)$.

Nos estudos de quantificação de erro a seguir, será calculado o erro global do código, considerando todas as operações no tempo e espaço computacionais, por ser difícil fazer tais distinções se tratando de um código fechado. Erros devidos a possíveis interpolações espaciais para obter os resultados da solução também estão inclusos na análise. Analisando o erro absoluto máximo de v para o instante $t = 0,045s$, observa-se na figura 4.17 que seu valor aumenta com o engrossamento de malha. No entanto, o padrão de tal crescimento impossibilita realizar qualquer estimativa da ordem do erro em função do tamanho da malha. Assume-se que tal inconsistência se deva aos grandes erros de modelo encontrados na simulação, tal como mostrado na primeira parte dessa seção.

Figura 4.17: Variação do valor máximo do erro absoluto de v com o refinamento de malha para a solução dos vórtices de Taylor-Green, para o instante $t = 0,045s$.

A figura 4.18 mostra o erro absoluto de v em dois instantes, e pode-se observar uma

dependência clara da amplitude do erro em função do refinamento. A diferença para a figura 4.17 é que agora considera-se o erro absoluto de v apenas para o ponto $(x, y) = (\pi/2, \pi)$, correspondente à posição de máxima amplitude de v no campo inicial. Aparentemente, o erro de modelo até então dominante no erro máximo foi reduzido nesse ponto do domínio a níveis abaixo dos erros de truncamento e arredondamento. Para o instante $t = 0$, é mostrada também uma reta com inclinação de ordem 2 em relação à malha, aumentando seu nível com o engrossamento da malha, tal como ocorre no erro de truncamento. Para a malha 4 ou mais grossas, observa-se uma ótima concordância entre o erro obtido do PowerFLOW, apresentando também um pequeno desvio da reta de ordem 2 para os casos menos refinados. Em relação às três malhas mais refinadas, variações no erro são observadas, porém elas oscilam em torno da estimativa de ordem do erro de truncamento. Por se tratar do erro em $t = 0$, nenhum cálculo foi realizado pelo código ainda, com exceção de possíveis interpolações ao salvar o resultado do domínio. Portanto, nenhuma ordem de erro de arredondamento seria esperada. A oscilação do erro observada nas malhas mais refinadas é atribuída a erros de arredondamento de operações aritméticas.

Figura 4.18: Variação do erro absoluto de v com o refinamento de malha para a solução dos vórtices de Taylor-Green. Dados para o ponto $(x, y) = (\pi/2, \pi)$.

Ainda na figura 4.18, um estudo similar foi realizado, dessa vez para o instante $t = 0,045s$. Enquanto o erro de truncamento continua aparentando ter ordem 2, as malhas mais refinadas mostram claramente o padrão de variação do erro de arredondamento com a malha. Conforme esperado, esse erro aumenta para malhas mais refinadas, sendo mostrada também na figura uma reta cujo valor aumenta com ordem 2 conforme a malha é refinada. Apesar de não seguir uma reta, os valores de erro de arredondamento para as malhas de 1 a 6 apresentam uma tendência bem definida, correspondendo com a ordem 2 indicada na figura.

4.2.3 Conclusões

Observando todos os resultados obtidos para a solução dos vórtices de Taylor-Green utilizando o PowerFLOW, nota-se que a inadequação do modelo limitou a comparação de uma solução analítica incompressível com um código compressível. Tal comparação foi inevitável, uma vez que não existe solução analítica para os vórtices de Taylor-Green considerando um escoamento compressível. Por outro lado, o PowerFLOW não permite soluções para números de Mach extremamente baixos, onde a hipótese de incompressibilidade seja realmente adequada. Desta forma, as conclusões deste teste foram limitadas. Na simulação, a solução incompressível analítica foi utilizada como condição inicial do cálculo numérico.

Devido a esta inadequação da condição inicial, a solução numérica parece incluir uma componente de onda estacionária. Portanto, a comparação entre solução analítica e numérica ficou excessivamente contaminada por este problema, principalmente em relação ao campo de pressão. Entretanto, nos pontos em que tal onda estacionária apresenta nós no campo de velocidade, houve uma razoável concordância entre a solução analítica incompressível e a numérica. Para estes pontos, foi possível verificar que o PowerFLOW apresenta uma solução que possui uma convergência assintótica do erro de truncamento para malhas suficientemente refinadas. Além disso, verificou-se que esta convergência era de segunda ordem, conforme Exa (2010).

Para malhas ainda mais refinadas, o erro numérico aumentou, conforme esperado, devido ao erro de arredondamento. Este erro possui um comportamento irregular, porém corresponde, em média, a uma ordem de aproximadamente 2, também de acordo com o esperado. Esta variação de ordem 2 é devida à existência de derivadas de segunda ordem.

5 TESTES DE INDEPENDÊNCIA DE MALHA E DOMÍNIO

Após o capítulo 4 tratar de dois testes para verificar a existência de possíveis erros no uso do código, este capítulo apresenta testes de validação mais realistas, aplicados ao problema de ruído do eslate. A seção 5.1 traz informações sobre o perfil híper-sustentador MDA 30P30N, utilizado em todo o resto do presente trabalho. A seção 5.2 trata do estudo de independência de malha realizado para a simulação baseada no perfil 30P30N. Por fim, na seção 5.3 é apresentado um estudo da independência do tamanho do domínio e da região anecóica perto do aerofólio. Eles podem afetar tanto as forças aerodinâmicas quanto o ruído, caso posicionados muito perto do aerofólio.

5.1 Descrição do caso 30P30N

Todas as simulações realizadas nesse trabalho envolvendo dispositivos híper-sustentadores se referem a uma asa retangular baseada no perfil MDA 30P30N, o qual será descrito detalhadamente nessa seção. As simulações aqui realizadas utilizam tanto a escala do modelo quanto as condições do ensaio de Jenkins, Khorrami e Choudhari (2004), realizado no túnel de vento *Basic Aerodynamics Research Tunnel* (BART), do instituto NASA Langley.

Representado na figura 5.1, o perfil 30P30N é composto por três elementos, sendo um flape e um eslate, cada um defletido 30° em relação ao elemento principal. A corda recolhida c_{stow} do aerofólio vale $0,457m$, enquanto seus demais parâmetros podem ser vistos na tabela 5.1. Nenhum dos suportes conectando os eslates e flapes ao elemento principal foi considerado nas simulações. A definição dos parâmetros de *gap* e *overlap* pode ser vista na figura 5.2.

Todas as simulações deste trabalho reproduzem o efeito de restrição de túnel na direção normal ao plano do modelo, de acordo com as dimensões do túnel de vento BART (JENKINS; KHORRAMI; CHOUDHARI, 2004). Com isso, as paredes verticais estão distantes $0,711m$ entre si, em relação a um modelo posicionado na horizontal. Dado que o modelo de Jenkins,

Figura 5.1: Aerofólio MDA 30P30N utilizado no presente trabalho.

Figura 5.2: Esquematização das definições de *gap* e *overlap* de um eslate. Adaptado de Hein et al. (2007).

Khorrami e Choudhari (2004) possui uma envergadura de $3,048m$ e que uma simulação de eslate possui um alto custo computacional, simplificações foram feitas para torná-la viável. A principal delas diz respeito ao uso de condições de contorno periódicas ao longo da envergadura. A não ser quando especificado, a envergadura simulada no presente trabalho é de $50,78mm$ (75% da corda do eslate), permitindo que o domínio computacional seja reduzido para um tamanho aceitável.

Sabe-se que tal condição de contorno não representa exatamente o experimento de Jenkins, Khorrami e Choudhari (2004), portanto cuidado deve ser tomado nas análises para separar os efeitos físicos dos causados pelo tamanho do domínio, principalmente ao longo da envergadura. Essa análise pode ser feita através do cálculo de coerência e comprimento de correlação, tal como mostrado na seção 3.2. Além disso, estudos realizados por Lockard e Choudhari (2009) indicam que simulações com envergadura de 80% da corda do eslate e condições de contorno periódicas são suficientes para capturar adequadamente as principais estruturas do escoamento na cova do eslate. Por outro lado, os efeitos de radiação acústica das fontes da cova do eslate necessitam de um domínio de duas a três vezes maior nessa direção. Mesmo assim, Lockard e Choudhari (2010) mostram que, apesar da maior restrição para resolver a radiação acústica apropriadamente, o uso de um domínio maior ou igual a aproximadamente 80% da

	Eslate	Flape
Corda	$c_s = 15\%$	$c_f = 30\%$
Gap	$g_s = 2,95\%$	$g_f = 1,27\%$
Overlap	$o_s = -2,5\%$	$o_f = 0,25\%$

Tabela 5.1: Dados geométricos do aerofólio 30P30N, com porcentagens em relação à corda recolhida c_{stow} do aerofólio.

corda do eslate já oferece resultados praticamente independentes do comprimento da envergadura.

Em relação às condições do escoamento, a velocidade na seção de teste do túnel de vento foi de $U_0 = 56m/s$, para pressão e temperatura ambientes de $P = 1 atm$ e $T = 270K$. Isso resulta em um número de Mach $M = 0,17$, além de um número de Reynolds de $Re = 1,71 \times 10^6$, baseado na corda recolhida do aerofólio. O ângulo de ataque do perfil foi fixado em 4° , equivalente a um ângulo de $5,5^\circ$ sem os efeitos da parede do túnel (CHOUDHARI; KHORRAMI, 2007). Tal ângulo também é representativo da condição de vôo de uma aeronave durante a aproximação ao pouso. Todas as camadas limite simuladas no presente trabalho são consideradas turbulentas, exceto quando especificado o contrário.

Em todo o presente trabalho, diversos pontos são analisados ao redor do eslate, tanto para análises de PSD quanto coerência. Dentre os posicionados sobre a superfície, a figura 5.3 os numera de 1 a 6. A figura 5.3 também indica 4 pontos posicionados aproximadamente ao longo da linha média central da camada de mistura do eslate. Considerando a coordenada S ao longo dessa linha, valendo $S = 0$ na cúspide e $S = S_{max}$ no ponto de recolamento do eslate, os pontos estão posicionados a 20, 45, 60 e 81% de S/S_{max} .

Na figura 5.3 é exemplificada uma linha média temporal central da camada de mistura do eslate. É evidente que os pontos definidos acima não estão posicionados exatamente sobre tal linha, os quais seguem exatamente as coordenadas de Lockard e Choudhari (2009). Uma vez que leves alterações na sustentação do aerofólio podem causar variações na posição da linha central da camada de mistura, decidiu-se fixar tais pontos para todas as simulações deste trabalho.

Além desses pontos, análises utilizando propagação através da equação de FW-H também são apresentadas neste trabalho. Para definir a posição desses ouvintes, foi utilizado um sistema de coordenadas polar, centrado no bordo de ataque do perfil recolhido, com o ângulo zero alinhado com o eixo x a jusante, sendo 90° diretamente acima do aerofólio e 270° diretamente abaixo. A não ser que especificado o contrário, todos os ouvintes estão distantes $10c_{stow}$ do aerofólio.

Figura 5.3: Posição dos pontos ao redor do eslate analisados no presente trabalho, juntamente com um exemplo de linha média temporal central da camada de mistura.

5.2 Estudo de independência de malha

O primeiro estudo aqui apresentado sobre o modelo 30P30N buscou analisar a convergência de malha das simulações realizadas. Uma vez que o código PowerFLOW utiliza o tamanho da malha para calcular o passo no tempo da simulação, cada uma das simulações do presente teste de convergência também possui um passo no tempo diferente. Portanto, a presente seção trata não apenas de uma análise de convergência da discretização espacial, mas também temporal. A seção 5.2.1 descreve as malhas utilizadas nessa análise, com os resultados apresentados nas seções seguintes, e, finalmente, a conclusão na seção 5.2.6.

5.2.1 Descrição das malhas

Para a presente análise, foram simulados três casos com diferentes tamanhos de elementos. As zonas de refinamento de tais casos são idênticas, variando apenas o tamanho dos elementos em cada zona. Foram utilizados $N = 8$ níveis de VRs e, devido à topologia da malha empregada no PowerFLOW, isso limita o tamanho do domínio ao longo da envergadura. Considerando Δ_{min} o tamanho do elemento na VR mais refinada e N o número de VRs, o domínio ao longo da envergadura deve ser múltiplo de $2^{N-1}\Delta_{min}$. Esse fato prova ser inviável manter o mesmo tamanho de domínio computacional entre as diferentes malhas, necessitando uma envergadura muito grande. Por outro lado, o número de pontos ao longo da envergadura será mantido, correspondendo a 512 pontos no domínio para a VR mais refinada. Mesmo assim, a análise de

independência de malha não será afetada pelo tamanho do domínio, considerando dois casos onde os resultados convergiram.

A distribuição geral das zonas de refinamento ao longo do domínio pode ser vista na figura 5.4, enquanto um detalhe do refinamento na região próxima ao aerofólio pode ser vista na figura 5.5. Cada uma das zonas de refinamento está indicada nas figuras, onde “VR 8” representa a zona com elementos mais refinados e “VR 1” a zona menos refinada. Vale lembrar que o tamanho linear dos elementos entre zonas varia sempre em um fator de dois. É interessante notar o alto nível de refinamento na região do eslate, principalmente perto de sua cúspide. Para redução do custo computacional, o refinamento empregado na região do flape foi dimensionado apenas para garantir a aerodinâmica correta do escoamento, não sendo feito nenhum estudo sobre sua capacidade de gerar resultados aeroacústicos confiáveis.

Figura 5.4: Definição das zonas de refinamento para o estudo de convergência de malha.

Figura 5.5: Definição das zonas de refinamento para o estudo de convergência de malha. Detalhe na região próxima ao aerofólio.

A região anecóica do escoamento é definida como o fluido externo à região “VR 4”, o qual terá uma viscosidade 100 vezes maior do que a definida para o resto do fluido. Estudos posteriores mostrados na seção 5.3 indicam que tal região anecóica está muito próxima do aerofólio, podendo causar efeitos indesejáveis nos resultados. Apesar da dúvida sobre estudar primeiro a independência da malha ou do tamanho da região anecóica, escolheu-se por estudá-las nessa ordem. Mesmo podendo influenciar os resultados, a proximidade da região anecóica

não criará nenhum efeito novo no escoamento, não invalidando os resultados obtidos nessa seção.

A tabela 5.2 lista o tamanho Δ_{min} do elemento mais refinado para cada uma das três malhas analisadas. Satti et al. (2008) mostram resultados de aerodinâmica para o perfil 30P30N utilizando-se elementos de 0,14mm na região da cúspide do eslate e de 0,28mm no resto da cova. Por isso, foram escolhidos os valores da tabela 5.2 com base em Satti et al. (2008), já levando em conta um possível refinamento para a devida captura dos efeitos aeroacústicos do escoamento. Pode-se ver também na tabela que o fator de refinamento entre as malhas foi mantido constante. A tabela também mostra o valor do passo no tempo empregado para cada nível de refinamento, uma vez que ele é definido automaticamente pelo código. Seus valores são dados tanto em segundos quanto adimensionalizados pela velocidade do escoamento livre e pela corda recolhida do aerofólio. Em seu cálculo, o PowerFLOW calcula um número de CFL equivalente, considerando Δ_{min} , Δt_{min} e a velocidade de referência dada pelo usuário. Isso resulta em um CFL equivalente de 0,096 ao utilizar U_o , enquanto o uso da velocidade do som fornece um $CFL = 0,6$.

Δ_{min} (mm)	Δt_{min} (s)	$\Delta t_{min} U_o / c_{stow}$	<i>Voxels</i> equiv.	Envergadura
0,08	$1,374 \times 10^{-7}$	$1,684 \times 10^{-5}$	33,9M	40,9mm (0,59 c_s)
0,10	$1,704 \times 10^{-7}$	$2,088 \times 10^{-5}$	22,4M	50,8mm (0,74 c_s)
0,125	$2,147 \times 10^{-7}$	$2,631 \times 10^{-5}$	14,4M	64,0mm (0,93 c_s)

Tabela 5.2: Descrição das malhas utilizadas para a análise de convergência.

De modo a ilustrar a variação do custo computacional de cada malha, é também mostrado na tabela 5.2 o seu número de *voxels* equivalentes, em milhões de elementos. Tal fator é útil ao se comparar diferentes malhas, pois considera o número de voxels que a simulação teria caso existisse apenas um nível de VR. Por fim, a tabela 5.2 apresenta também a envergadura do domínio computacional simulado, com dimensões tanto em milímetros quanto em função da corda do eslate c_s . Uma vez que o número de elementos ao longo da envergadura foi fixado em 512 para todos os casos, quanto mais refinado o caso analisado, menor será sua envergadura.

5.2.2 Convergência das forças aerodinâmicas

Para analisar a convergência das forças aerodinâmicas para as diferentes malhas, os coeficientes de arrasto e sustentação foram calculados, tanto para o aerofólio completo quanto para cada um de seus elementos separadamente. Para os coeficientes de força de cada elemento, as forças também foram adimensionalizadas pela corda do perfil recolhido. Por se tratar de um código transiente, a média do histórico de forças foi calculada utilizando diversos instantes de tempo

iniciais para a média. A comparação entre tais valores possibilitou a escolha do ponto a partir do qual o escoamento se encontrava convergido estatisticamente, o que corresponde a descartar um intervalo inicial de 0,1s. Essa metodologia foi utilizada em todo esse trabalho, e quaisquer valores de C_L e C_D aqui publicados seguiram esse mesmo método, a não ser que especificado o contrário.

Considerando-se a malha de $\Delta_{min} = 0,08mm$ como a referência para o estudo de convergência, a qual se espera ter os menores erros, a figura 5.6 apresenta o erro relativo para as duas outras malhas, ambos calculados em relação à malha de 0,08mm. Analisando o erro da malha de 0,10mm, a figura 5.6 evidencia que ele está da ordem de 0,5% em relação à malha mais refinada para as forças do aerofólio completo. No entanto, ao comparar a malha mais refinada com a de 0,125mm, erros médios em torno de 3% são encontrados para o aerofólio completo, com a sustentação do eslate sofrendo erros de quase 75%.

Figura 5.6: Resultados do erro no C_L e C_D para o estudo de malha, ambos em relação aos resultados de $\Delta_{min} = 0,08mm$.

Apesar dos erros relativos encontrados nas forças sobre o eslate serem grandes, o seu valor absoluto é pequeno quando comparado com as forças do aerofólio completo. Mesmo assim, como o presente trabalho foca no estudo do ruído do eslate, tal pequena alteração nas forças do eslate poderia acarretar alterações mais drásticas no ruído. A comparação dos valores absolutos das forças do aerofólio completo com o eslate pode ser vista na tabela 5.3.

5.2.3 Convergência das variáveis de escoamento médio

Com base nos instantes de tempo obtidos na seção anterior a partir dos quais é considerado que o histórico de forças atingiu um regime permanente, foi realizada uma média do escoamento

Δ_{min} (mm)	C_L Geral	C_D Geral	C_L Eslate	C_D Eslate
0,08	2,49	0,798	0,015	0,0500
0,10	2,50	0,804	0,015	0,0506
0,125	2,59	0,820	0,027	0,0419

Tabela 5.3: Valores absolutos de C_L e C_D para o aerofólio completo e eslate.

a partir desse instante. Sua análise é então apresentada nessa seção, correspondendo à média realizada ao longo de 0,15s simulados. É importante ressaltar que, devido à perda de parte dos dados simulados, a malha de 0,10mm não pode ter sua média calculada por todo esse intervalo de tempo. Com isso, os resultados para tal malha acabam por apresentar leves flutuações no seu campo médio, porém ainda permitem que análises sejam feitas.

A análise do coeficiente de pressão C_P é apresentada na figura 5.7. Mesmo com o intervalo reduzido da média temporal da malha de 0,10mm, pode ser visto que as distribuições de C_P do eslate e do elemento principal estão muito similares para as duas malhas mais refinadas, enquanto a malha mais grosseira acaba apresentando algumas discrepâncias mais significativas.

Já em relação ao flape, devido às fortes instabilidades observadas em sua esteira e ao problema com a média da malha de 0,10mm, a comparação de tais distribuições ficou prejudicada. Mesmo assim, novamente as duas malhas mais refinadas aparentam maiores similaridades no C_P , especialmente no ponto de separação da camada limite do flape. Tal ponto parece se deslocar a jusante para o caso mais grosseiro.

Uma comparação do campo médio do módulo da velocidade na região do eslate entre as três malhas pode ser vista na figura 5.8. Todos os níveis de refinamento apresentam características muito similares, sendo que a principal discrepância se refere ao leve deslocamento do ponto de estagnação do eslate da malha grosseira em direção à cúspide. Isso resultou em uma leve redução do tamanho da cova do eslate.

Em relação ao campo médio da componente de vorticidade ao longo da envergadura, sua análise é apresentada na figura 5.9. O valor de vorticidade é adimensionalizado pela velocidade do escoamento livre e pela corda do perfil recolhido. A primeira observação é a grande similaridade do campo de vorticidade das duas simulações mais refinadas. A figura 5.9 também mostra um leve aumento na vorticidade do escoamento ao longo da camada de mistura para a malha mais grosseira. Além disso, o fato mais notório é a diminuição da vorticidade em todas as camadas limites para a malha mais grosseira. É importante notar que, nas figuras 5.8 e 5.9, os níveis das escalas de cores foram fixados de modo a facilitar a comparação entre os casos, e não refletem os níveis máximos e mínimos de cada simulação.

Por fim, uma análise do campo médio de energia cinética turbulenta na região do eslate

Figura 5.7: Análise de convergência de malha para o C_p .

é importante para o presente estudo de convergência de malha. É importante notar que, ao utilizar o PowerFLOW, tal parâmetro de energia é obtido separadamente através de dois termos. Um deles se refere à energia cinética turbulenta modelada, a qual sai diretamente do modelo de turbulência utilizado no código. No entanto, o PowerFLOW consegue desligar o modelo de turbulência em regiões refinadas o suficiente para resolver as grandes escalas de turbulência. Com isso, o campo de flutuações de velocidade pode ser utilizado para obter a energia cinética turbulenta resolvida pelo código. Para um dado instante de tempo, a energia turbulenta resolvida é obtida da forma

$$TKE = \frac{1}{2}[(u - \bar{u})^2 + (v - \bar{v})^2 + (w - \bar{w})^2], \quad (5.1)$$

onde u , v e w são as componentes de velocidade e a barra sobrescrita indica sua média temporal. Tal valor é calculado para todos os instantes a partir de 0,1s, e sua média temporal resulta na energia cinética turbulenta resolvida. Ao somar-se o termo modelado ao termo resolvido,

Figura 5.8: Análise de convergência de malha para o campo médio do módulo do vetor velocidade, em m/s .

obtem-se a energia cinética turbulenta total, sendo seu campo médio mostrado na figura 5.10.

Observando a figura 5.10, a principal diferença entre as malhas analisadas é o aumento de energia cinética turbulenta na cova do eslate conforme a malha é refinada. Esse aumento é mais expressivo na região de recolamento da camada de mistura no eslate, mas pode ser observado em toda a extensão de sua cova. Tal região é predominada pela parcela resolvida da energia cinética turbulenta. Em contra-partida, o refinamento da malha causou uma diminuição nos níveis de TKE na região do bordo de ataque do elemento principal, causada principalmente pela parcela modelada do TKE.

5.2.4 Convergência dos espectros de ruído

Para a análise espectral de cada ponto de interesse do escoamento, diversos espectros foram analisados, todos utilizando o mesmo tempo de amostragem porém variando o tempo inicial da amostra. Com isso, variações significativas do espectro para diferentes instantes de tempo iniciais indicam o instante a partir do qual o sinal pode ser considerado como em regime. Mesmo

Figura 5.9: Análise de convergência de malha para o campo médio da componente de vorticidade ao longo da envergadura, adimensionalizada pela velocidade do escoamento e pela corda do perfil recolhido.

assim, nenhuma diferença significativa foi encontrada entre espectros. Isso acarretou que o instante de tempo inicial utilizado para as análises aqui apresentadas foi o mesmo para a análise das forças e campos médios. Todas as amostras possuem 0,15s de duração, com $df = 60Hz$ e janelamento Hanning com 50% de sobreposição. O número de Strouhal aqui apresentado é baseado na corda do eslate e na velocidade do escoamento livre.

A figura 5.11 apresenta dados gerais de PSD de flutuações de pressão em pontos na superfície do aerofólio. No geral, houve uma boa concordância entre os três casos, tal como obtido para o ponto 1, posicionado no bordo de ataque do elemento principal. No entanto, para o ponto 2, localizado no interior da cova, nota-se uma maior diferença no espectro para a malha grosseira. Com exceção do ponto 2, todos os demais pontos apresentaram concordância similar à obtida para o ponto 1, portanto foram omitidos dessa comparação. A não-convergência entre a malha mais grosseira e as demais ocorre apenas para o ponto localizado no interior da bolha de recirculação da cova, o que pode indicar um refinamento insatisfatório da cova do eslate para o caso grosseiro.

Figura 5.10: Análise de convergência de malha para o campo médio de energia cinética turbulenta total (modelada + resolvida).

Análises de PSD das flutuações de velocidade u na linha central da camada de mistura são mostradas na figura 5.12. Para $S/S_{max} = 20\%$, posicionado próximo à cúspide, os espectros são parecidos para $St < 6$, aumentando o nível de energia em altas frequências quanto mais refinada a malha. Uma vez que as flutuações de velocidade dessa região estão sendo resolvidas pelo código, é evidente que, quanto menor o elemento, menores serão as estruturas resolvidas e maior será sua frequência máxima de oscilação. Por outro lado, essa diferença nos espectros observada perto da cúspide diminui consideravelmente conforme o ponto analisado se situa mais próximo ao ponto de recolamento da camada de mistura, tal como em $S/S_{max} = 81\%$. Para esse ponto, observa-se uma relativa independência do espectro de energia das flutuações de velocidade em relação à malha, apesar de ainda seguir sutilmente a mesma tendência para $St > 6$.

Por se tratar de uma análise estatística e o tempo amostrado na simulação ser pequeno, é de se esperar que a amostra não seja completamente estacionária. Isso quer dizer que, dado um sinal amostrado, seus níveis energéticos podem variar caso diferentes trechos de seu histórico temporal sejam analisados. Por não ser exatamente estacionário, existe um nível de erro

Figura 5.11: Análise de convergência de malha através de PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície.

Figura 5.12: Análise de convergência de malha através de PSD da flutuação de velocidade em x ao longo da linha central da camada de mistura.

estatístico atribuído ao espectro de energia obtido. Um exemplo é mostrado na figura 5.13, onde o caso intermediário foi analisado em diversos trechos de seu histórico temporal, todos com um tempo de amostragem de 0,1s de duração. Para cada banda de frequência, foram obtidos níveis mínimos e máximos entre os trechos analisados, cujos níveis são mostrados na figura 5.13. É importante notar que o método utilizado para obter tais bandas de erro é apenas uma estimativa, podendo o erro ser ainda maior do que o apresentado. Apesar da estimativa de erro da figura 5.13 mostrar resultados apenas para alguns pontos, notou-se no geral que tal erro é da ordem de até 3dB, tanto para espectros de p' quanto u' e v' .

Ao utilizar as flutuações de pressão sobre a superfície do aerofólio para propagar o ruído a observadores, utilizando a equação de FW-H, são obtidos espectros tal como mostrados

Figura 5.13: Valores máximos e mínimos de níveis da PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície ao utilizar diferentes trechos do histórico temporal na análise.

na figura 5.14. O observador a 270 graus está situado exatamente sob o aerofólio, enquanto o a 300 graus está sob o aerofólio, no arco traseiro do perfil. Ambos estão posicionados a $10c_{stow}$ do perfil. Devido ao curto sinal de amostragem, a variância do espectro é alta, porém ainda permite que algumas conclusões sejam tiradas. Para valores de $St < 5$, existe uma boa concordância entre os espectros das três malhas, inclusive em relação à frequência e ao nível dos picos. Por outro lado, para $5 < St < 10$ nenhuma das malhas apresenta convergência, sendo os níveis energéticos maiores quanto mais grosseira for a malha. Finalmente, para $St > 10$ as duas malhas mais refinadas apresentam níveis de energia parecidos.

Figura 5.14: Análise de convergência de malha através de PSD de sinais obtidos com FW-H para observadores no intradorso do aerofólio.

5.2.5 Convergência dos cálculos de coerência

A última análise realizada se refere à comparação do comprimento de correlação para cada uma das malhas. Conforme já explicado na seção 5.2.1, quanto mais refinada a malha, menor o tamanho do domínio computacional ao longo da envergadura. Isso pode acarretar problemas na comparação entre as malhas, uma vez que o caso mais grosseiro possui domínio mais de 50% maior do que o caso mais refinado. No entanto, a presente análise permite descobrir se o maior refinamento dos elementos altera as estruturas fluido-dinâmicas ao longo da envergadura e, conseqüentemente, seu comprimento de correlação.

Análises de comprimento de correlação de Lockard e Choudhari (2009) indicam um domínio de pelo menos $1,6c_s$ de envergadura para descorrelacionar as flutuações acústicas do eslate, já levando em conta a condição periódica das laterais. Portanto, tal análise pode ser prejudicada pela curta envergadura utilizada no presente trabalho, de apenas $0,8c_s$. Por outro lado, Lockard e Choudhari (2010) mostram que um domínio de $0,75c_s$ ainda é uma boa aproximação ao caso maior, mesmo com resultados ainda correlacionados pela periodicidade. Conforme mostrado na figura 5.15, para a faixa de frequências de interesse, o comprimento de correlação é de menos de $0,2c_s$, o que corresponde a cerca de $1/4$ do domínio computacional. Excluindo-se os picos, observa-se que a malha grosseira resultou em um comprimento de correlação menor para $0,3 < St < 1$. Isso pode indicar tanto que o refinamento da malha de $0,10mm$ seja o mínimo necessário para a correta resolução das estruturas da cova do eslate, quanto que a maior envergadura do caso de $0,125mm$ tenha permitido essa diminuição de comprimento de correlação. Em relação aos picos de comprimento de correlação, observa-se que eles estão situados nas mesmas frequências tonais das análises de PSD, com todas as malhas apresentando uma boa concordância, em relação a frequência, para a maioria deles. No entanto, o comprimento de correlação de cada um deles parece não seguir nenhuma convergência, dependendo muito do tempo de amostragem utilizado, assim como de qual trecho do sinal está sendo analisado. Devido ao curto tempo de amostragem, o tamanho dos picos acaba se alterando consideravelmente em função do trecho do sinal analisado, tal como também pode ser visto na figura 5.15.

Em relação ao comprimento de correlação das flutuações de velocidade ao longo da camada de mistura, ocorre um efeito similar ao observado na análise de PSD dos mesmos pontos. Tais resultados de correlação são mostrados na figura 5.16. Para $S/S_{max} = 0,20$, localizado próximo à cúspide, existe uma grande dependência da malha no espectro de $St > 6$, porém a independência de malha se estabelece para todo o espectro quanto mais perto do ponto de recolamento da camada de mistura analisa-se, como em $S/S_{max} = 0,81$. Tal como também acontece com a análise de PSD, o comprimento de correlação relacionado às frequências tonais varia

Figura 5.15: Análise de convergência de malha através do comprimento de correlação da flutuação de pressão na superfície da cova do eslate.

consideravelmente entre as diferentes malhas analisadas. No ponto $S/S_{max} = 0,81$ é possível ver um maior comprimento de correlação para a malha mais refinada em $St < 0,5$.

Figura 5.16: Análise de convergência de malha através do comprimento de correlação da flutuação de velocidade u ao longo da linha central da camada de mistura.

5.2.6 Conclusão da análise de convergência

Ao comparar espectros de diferentes sinais, é difícil formular critérios precisos para julgar suas similaridades. A própria natureza complexa de um sinal tal como o ruído gerado pelo eslate dificulta que a simulação de um curto espaço no tempo seja representativa estatisticamente com um alto grau de confiança. Testes explorando a estacionariedade do sinal foram realizados, e

obteve-se que o erro estatístico é de cerca de 3dB para o PSD.

Considerando isso, a análise das forças aerodinâmicas compreende o parâmetro que menos depende dessa convergência estatística. Comparando as suas malhas mais refinadas, encontraram-se erros de no máximo 1,4%, o que levanta a possibilidade de ambos casos estarem convergidos entre si.

Nas análises do campo médio, o refinamento não pareceu influenciar muito o resultado, com exceção da energia cinética turbulenta na região do eslate. O aumento de TKE na cova do eslate com o refino da malha é causado principalmente pela parcela resolvida de TKE. Uma justificativa para isso é que o refino da malha possibilita que mais estruturas sejam resolvidas, aumentando portanto a sua energia cinética turbulenta. Outro efeito importante, chamado de produção excessiva de turbulência, pode ser observado no bordo de ataque do elemento principal. Em modelos de turbulência do tipo $k - \epsilon$, zonas de alta aceleração do escoamento estão sujeitas a esse fenômeno não-físico de produção de turbulência, tal como ocorre no bordo de ataque do elemento principal. Portanto, tal produção de energia turbulenta vista na figura 5.10 é observada principalmente na parcela modelada da energia. Além disso, é interessante notar que, quanto mais refinada é a malha, menor é a produção excessiva de turbulência para tal caso, apesar do motivo para tal não ser compreendido.

Diversas análises estatísticas foram apresentadas, todas visando observar alguma influência da discrepância de C_L e C_D da malha grosseira no ruído gerado pelo aerofólio. Com exceção da PSD da flutuação de pressão sobre a superfície do eslate, dentro da cova, as três malhas apresentaram resultados razoavelmente similares, considerando as limitações relacionadas à natureza turbulenta dos sinais. Uma grande variação foi observada na figura 5.16, em $S/S_{max} = 0,81$, para $St < 0,5$. A origem de tal discrepância não é conhecida, mas aparentemente tal fenômeno não afetou significativamente a geração de som do eslate. Parte dessa discrepância pode ser atribuída à baixa frequência do fenômeno, uma vez que poucos períodos estavam disponíveis para essa análise estatística. Mesmo assim, as variações observadas entre os três casos nas análises de correlação não parecem afetar significativamente o ruído gerado pelo eslate.

Baseado nesta análise, escolheu-se a malha intermediária como um bom compromisso entre qualidade do resultado e o custo computacional.

5.3 Estudo de independência de domínio

O estudo apresentado a seguir foi dividido em duas etapas. Na seção 5.3.1, apenas simulações 2D foram realizadas, de modo a verificar a influência da região anecóica e do domínio computacional nas forças aerodinâmicas. Por fim, casos 3D são apresentados na seção 5.3.2, verificando a influência da região anecóica e do domínio computacional no ruído produzido pelo aerofólio.

5.3.1 Região anecóica em simulações 2D

Para analisar a influência da região anecóica no C_L e no C_D do aerofólio, a região anecóica foi alterada em três etapas distintas, variando-se diretamente a região “VR 4”, indicada na figura 5.4. Primeiramente, apenas o limite da região anecóica a montante foi aumentada, até que o C_L não variasse mais do que 1%. Em seguida, utilizando-se o resultado estabelecido na primeira etapa, o limite da região anecóica a jusante foi aumentado, buscando uma convergência de C_D da ordem de 1%. Caso qualquer limite desses fosse maior do que o próprio domínio computacional, este também foi alterado conforme necessário. Finalmente, utilizando as distâncias estabelecidas em x , alteraram-se os seus limites em y , até o ponto em que nenhuma região anecóica existisse entre as paredes do túnel e o aerofólio.

A tabela 5.4 resume os quatro casos comparados, onde os limites do domínio e da região anecóica são indicados, através de suas coordenadas a montante e a jusante ao longo de x , ambos em relação à corda recolhida do perfil. A origem em x do sistema de coordenadas está localizada no bordo de ataque do perfil recolhido, enquanto y está centrado entre as paredes do túnel. Conforme mostrado na tabela 5.4, ao afastar a região anecóica a montante do aerofólio, existe uma tendência de redução tanto do C_L quanto do C_D . É importante notar que, quanto maior a região não-anecóica de uma simulação, maior será o tempo de transiente inicial até que suas forças aerodinâmicas se estabilizem. Portanto, um compromisso tem que ser estabelecido entre o custo computacional para simular o transiente inicial e a influência do tamanho do domínio nos resultados. A partir da configuração inicial, posicionada a montante a $-0,5c$, observou-se que as forças aerodinâmicas ainda não haviam convergido mesmo ao alterar o limite a montante para $-10c$. Com base no custo computacional para resolver o transiente inicial, considerou-se aceitável o resultado obtido para o limite da região anecóica a montante de $-10c$.

Apesar deste resultado, a análise da região anecóica a jusante foi feita utilizando-se $-5c$ de distância a montante, conforme mostrado na tabela 5.5. Ao alterar sua posição a jusante, o C_L se mantém aproximadamente constante, reduzindo-se o C_D quanto mais afastada a região

Caso	Domínio (mín/máx)	Região anecóica (mín/máx)	C_L	C_D
Inicial	-3,5c/14c	-0,5c/2,5c	2,87	0,0731
xm2	-3,5c/14c	-2c/2,5c	2,86	0,0701
xm5	-6c/14c	-5c/2,5c	2,82	0,0694
xm10	-12c/14c	-10c/2,5c	2,84	0,0647

Tabela 5.4: Influência dos limites da região anecóica e do domínio computacional na direção x a montante.

anecóica estiver do aerofólio. Isso é reflexo da esteira do aerofólio ter mais espaço para se desenvolver, evitando que a alta viscosidade da região anecóica a dissipe prematuramente. Essa redução parece estabilizar a partir de 10c, conforme mostrado na tabela 5.5, sendo escolhido portanto como o valor para posicionar a região anecóica a jusante. É importante notar que, apesar da esteira não ser mais dissipada pela região anecóica da malha “xm5xp10”, é provável que o engrossamento da malha na região da esteira seja o responsável por essa estabilização no C_D . Como o principal foco do presente trabalho é a análise de ruído e o custo computacional é uma importante restrição, considerou-se aceitável uma distância de 10c a jusante para a região anecóica, sem aumentar o refinamento da esteira.

Caso	Domínio (mín/máx)	Região anecóica (mín/máx)	C_L	C_D
xm5	-6c/14c	-5c/2,5c	2,82	0,0694
xm5xp5	-6c/14c	-5c/5c	2,83	0,0687
xm5xp10	-6c/14c	-5c/10c	2,82	0,0678
xm5xp20	-6c/24c	-5c/20c	2,83	0,0682

Tabela 5.5: Influência dos limites da região anecóica e do domínio computacional na direção x a jusante.

Por fim, o caso “xm5xp10” teve a dimensão em y da região anecóica alterada, de modo a se estudar a sua influência no C_L e C_D . Os casos testados e seus resultados estão listados na tabela 5.6. Como a distância entre as paredes do túnel de vento simulado é de 0,711m, esse é o tamanho máximo que a região anecóica pode assumir na direção y . Este é chamado caso “noy”. É evidente pela tabela 5.6 que, ao aumentar a distância em y entre a região anecóica e o aerofólio, o C_L aumenta e o C_D diminui.

Caso	Região anecóica	C_L	C_D
xm5xp10	$\pm 0,2285\text{m}$	2,82	0,0678
y25	$\pm 0,25\text{m}$	2,887	0,0689
y30	$\pm 0,30\text{m}$	2,902	0,0647
y35	$\pm 0,35\text{m}$	2,905	0,0614
noy	$\pm 0,3555\text{m}$	2,891	0,0605

Tabela 5.6: Influência dos limites da região anecóica na direção y .

Além disso, a convergência temporal da simulação é altamente dependente do tamanho

da região anecóica em y , conforme pode ser visto na figura 5.17. A remoção da região anecóica torna evidente uma oscilação nas forças aerodinâmicas. Tal oscilação tem uma frequência aproximada de 500Hz, cujo comprimento de onda acústica, $\approx 0,7m$, corresponde à distância entre as paredes do túnel simulado. Essa oscilação surge na inicialização do caso, onde todo o domínio é assumido com as condições de velocidade e pressão do escoamento livre. Isso gera um pulso inicial que acaba sendo amortecido mais lentamente para algumas frequências características do escoamento, tal como a distância entre paredes do túnel. Ao utilizar-se região anecóica em y , tal como o caso “y30”, o pulso inicial também ocorre, porém as regiões anecóicas conseguiram amortecer essa oscilação característica em um curto espaço de tempo.

Figura 5.17: Influência do uso de regiões anecóicas na taxa de queda do transiente inicial do C_D .

Em um experimento, tal pulso inicial não existe, uma vez que a velocidade do túnel é aumentada gradativamente. Além disso, a velocidade do túnel pode ser mantida constante por vários segundos até que o escoamento se estabilize. Tal artifício é proibitivo em simulações numéricas, devido ao alto custo computacional. Portanto, buscou-se conciliar uma alta taxa de amortecimento de tais oscilações com uma pequena influência nas forças aerodinâmicas do escoamento. Por este critério, adotam-se as condições anecóicas correspondentes ao caso “y30”.

Com todos esses estudos realizados separadamente, foi possível otimizar o posicionamento da região anecóica para ser utilizada nas demais simulações do presente trabalho. Adotou-se que, na direção x , a região anecóica esteja afastada ± 10 cordas do aerofólio, enquanto que na direção y , para o presente túnel, ela esteja afastada $\pm 0,30m$ do centro do aerofólio. Essa configuração é a utilizada em todas as demais simulações aqui apresentadas, exceto

quando especificado o contrário.

5.3.2 Região anecóica em simulações 3D

Por serem simulações 2D, os estudos anteriores não permitem que seja estudada a influência de tal efeito no ruído aerodinâmico, uma vez que o PowerFLOW não possibilita que perturbações sejam geradas em simulações 2D. Portanto, a presente seção buscou comparar simulações 3D de três configurações de região anecóica, com o intuito de comparar o espectro de ruído de cada um deles. Como o custo de uma simulação 3D é muito maior do que de uma 2D, apenas o efeito da região anecóica em y foi estudado nessa seção. Os três casos analisados possuem refinamento máximo de $0,10mm$ com a mesma topologia de refinamento mostrada na seção 5.2, alterando apenas os limites da região anecóica e do domínio computacional. Foram analisados os seguintes casos:

- Caso “inicial” da tabela 5.4, com $0,155m$ de região anecóica em cada parede;
- Caso “y30”, com $0,055m$ de região anecóica em cada parede; e
- Caso sem região anecóica na direção y .

A figura 5.18 apresenta espectros de PSD da flutuação de pressão sobre a superfície do aerofólio, na região do eslate. O efeito da região anecóica parece ser nulo em pontos próximos à cova do eslate, tal como no ponto 1, porém uma grande influência é notada no extradorso do eslate, conforme observado no ponto 6. O caso sem região anecóica apresenta dois picos, um em $St = 0,55$ e outro em $St = 1,1$, aproximadamente, correspondendo à frequência de $500Hz$ e seu primeiro harmônico. Para o caso “y30”, apenas o primeiro pico está presente, com uma amplitude mais modesta, enquanto o caso base não apresenta pico nestas frequências.

Enquanto a maior influência da região anecóica parece ser refletida na superfície do extradorso do eslate, o projeto de um aerofólio visando redução de ruído aeronáutico foca apenas na redução de ruído direcionado ao solo, no intradorso da aeronave. Portanto, a figura 5.19 apresenta a análise de PSD de um sinal obtido ao utilizar a equação de FW-H para propagar o ruído da superfície do eslate até um observador posicionado diretamente sob o aerofólio, a $10c$ de distância. Pode ser visto que o pico de $500Hz$ não está presente nem mesmo para o caso sem região anecóica. Por outro lado, seu primeiro harmônico em $St = 1,1$ se destaca sutilmente para tal caso.

Finalmente, a figura 5.20 busca evidenciar o fato de que tal pico de $500Hz$ decorre da condição inicial, decaindo com o avanço do tempo simulado. O espectro de PSD de um ponto

Figura 5.18: Influência do uso de regiões anecóicas na PSD da flutuação de pressão sobre o aerofólio.

Figura 5.19: Influência do uso de regiões anecóicas na PSD de sinais obtidos com FW-H para observadores no intradorso do aerofólio.

no extradorso do eslate do caso “y30” é mostrado na figura, com o tempo inicial de amostragem variando para cada curva. Nos três casos, o tempo total de amostragem foi de 0, 1s. Consistente com os argumentos semelhantes entre as diferentes simulações acima, quanto maior o tempo inicial da amostra, menor a energia do pico de 500Hz, confirmando o amortecimento causado pela região anecóica. Além disso, todos os demais picos mantêm níveis energéticos constantes, evidenciando serem resultado de algum efeito permanente do escoamento ao redor do eslate.

Figura 5.20: Decaimento do pico de 500Hz ao longo do tempo devido ao uso de regiões anecóicas.

Conclui-se que, em relação à região anecóica em y, o caso “y30” é o que apresenta o melhor compromisso entre a duração do transiente inicial para convergência das forças aerodinâmicas e a influência da condição inicial da simulação no ruído observado.

6 RESULTADOS

Nos capítulos anteriores foi feita uma breve descrição do código PowerFLOW, além da apresentação de testes utilizando tal código. Tais testes tiveram como principais objetivos a verificação do código, comparando com resultados analíticos, e uma análise de independência de malha e de domínio computacional para o escoamento ao redor de sistemas híper-sustentadores.

Portanto, o presente capítulo busca apresentar uma série de estudos baseados nas melhores práticas obtidas com as análises dos capítulos anteriores. Na seção 6.1, uma simulação seguindo as recomendações dos estudos anteriores terá seus resultados comparados com resultados computacionais realizados por Lockard e Choudhari (2009). Para tal, as camadas limite serão consideradas totalmente turbulentas. Em seguida, a seção 6.2 apresentará tentativas de analisar a influência que uma camada limite laminar em determinadas regiões do eslate tem sobre o ruído. Por fim, a seção 6.3 mostra investigações da dependência do ruído gerado pelo eslate em relação à existência de camadas limite. Nesse último estudo, são aplicadas condições de contorno de livre escorregamento em determinadas regiões da superfície do aerofólio.

Todas as simulações e resultados aqui apresentados utilizam o perfil 30P30N e condições de escoamento conforme descritos na seção 5.1, correspondentes ao modelo em um túnel de vento. Baseado nos estudos do capítulo 5, foi adotado o menor *voxel* de tamanho $\Delta_{min} = 0,10mm$, localizado na região da cúspide do eslate, a menos que indicado o contrário.

6.1 Ruído gerado com camada limite turbulenta

Essa seção busca apresentar uma comparação entre Lockard e Choudhari (2009) e os presentes resultados. Após uma breve descrição de Lockard e Choudhari (2009), as subseções seguintes apresentam comparações das forças aerodinâmicas, variáveis de escoamento médio e instantâneo, espectros de ruído e cálculos de coerência e correlação, com a subseção 6.1.5 apresentando discussões de tais análises. Em relação à comparação dos resultados propagados por FW-H com a literatura, utilizaram-se os dados de Lockard e Choudhari (2011), por se tratarem de resultados

atualizados.

A falta de resultados experimentais para validação dos presentes resultados impede que as conclusões obtidas neste trabalho sejam formalmente validadas com experimentos. Mesmo existindo na literatura apenas resultados aeroacústicos obtidos numericamente, Lockard e Choudhari (2009) utilizam um método numérico diferente do aqui utilizado. Portanto, apesar de não ser uma validação, uma boa concordância entre ambos os trabalhos sugere que ambas metodologias sejam equivalentes e que as implementações estejam corretas.

Lockard e Choudhari (2009) utilizam o código CFL3D para obter seus resultados aeroacústicos, resolvendo um modelo URANS baseado no modelo de turbulência de duas equações do tipo SST (de Menter). Lockard e Choudhari (2009) permitem que o modelo de turbulência SST determine os pontos de transição na simulação. Devido à alta dissipação proporcionada por um modelo de turbulência de duas equações, os termos de produção de turbulência foram manualmente desligados na região da cova do eslate. Isso possibilita que perturbações sejam desenvolvidas nessa região, sendo um método parecido com o utilizado pelo código PowerFLOW, o qual busca fazer isso de forma automática.

Uma das diferenças entre Lockard e Choudhari (2009) e o presente trabalho é o efeito de bloqueio do túnel de vento. Enquanto o presente trabalho leva em consideração as paredes verticais do túnel, com um ângulo de ataque de $\alpha = 4^\circ$, Lockard e Choudhari (2009) consideram o perfil em um escoamento livre, com um novo ângulo de ataque de $\alpha = 5,5^\circ$. Essa variação buscou manter o mesmo valor mínimo de C_p no eslate.

Outra diferença expressiva entre ambos os casos diz respeito ao tamanho do domínio computacional simulado na direção da envergadura. Ambos os casos utilizam condições de contorno periódicas na direção da envergadura, porém o presente trabalho possui uma envergadura de $\approx 80\%$ da corda do eslate, enquanto o domínio de Lockard e Choudhari (2009) é de 226% . Segundo Lockard e Choudhari (2009), o domínio do presente trabalho é suficiente para boa parte das análises aqui apresentadas, com exceção de algumas regiões da superfície que necessitam de um domínio maior para descorrelacionar corretamente as flutuações de pressão. Mesmo assim, tal fato não invalida a presente análise, devendo-se apenas atentar para as limitações do menor domínio (LOCKARD; CHOUDHARI, 2010; LOCKARD; CHOUDHARI, 2011).

A tabela 6.1 resume as diferenças em ambos os casos em relação a parâmetros utilizados na simulação e no pós-processamento dos resultados. Dentre os dados, são apresentados o passo no tempo dt , o transiente inicial descartado, o tempo de amostragem utilizado nas análises e a largura de banda df das análises espectrais. Uma vez que Lockard e Choudhari (2009)

utilizaram dois valores de dt , apenas os dados referentes ao menor deles foram aqui mostrado. Ambos casos utilizam uma sobreposição de 50% entre seus blocos de dados temporais, cada um com duração de $1/df$. É importante notar o menor tempo de transiente inicial descartado por Lockard e Choudhari (2009). Enquanto o PowerFLOW necessita de um tempo maior, por inicializar a simulação com parâmetros de escoamento livre em todo o domínio, Lockard e Choudhari (2009) utilizam uma solução estacionária já convergida como condição inicial. Relativo ao tempo de amostragem, testes de convergência de resultados para diferentes tempos mostraram que uma boa independência é obtida ao considerar uma amostragem de duração $6/df$.

A tabela 6.1 re-apresenta o tamanho do domínio ao longo da envergadura, assim como o número de pontos em que ele é discretizado nessa direção. Vale notar que, enquanto tem uma envergadura cerca de três vezes menor, o presente trabalho é duas vezes mais refinado nessa direção do que Lockard e Choudhari (2009).

	Presente trabalho	Lockard e Choudhari (2009)
dt	1,704E-7s	1,1E-6s
Transiente inicial	0,10s	0,045s
Tempo de amostragem	0,15s	0,081s
df	60Hz	55Hz
Envergadura	$0,8c_s$	$2,26c_s$
Pontos por envergadura	256	385

Tabela 6.1: Comparação entre o presente trabalho e Lockard e Choudhari (2009), em relação aos parâmetros de simulação e pós-processamento dos resultados.

De modo a adimensionalizar a frequência, todas as análises utilizam o número de Strouhal $St = f c_s / U_o$, baseado na corda do eslate c_s e na velocidade do escoamento livre U_o . Todos os demais parâmetros relacionados ao escoamento ou ao perfil são mostrados na seção 5.1.

Decidiu-se por utilizar os resultados propagados por FW-H de Lockard e Choudhari (2011) por se tratar de uma atualização dos resultados previamente publicados em Lockard e Choudhari (2009). Os parâmetros de simulação de Lockard e Choudhari (2011) são similares ao trabalho anterior, com exceção da envergadura simulada, a qual foi reduzida para $0,746c_s$. Tal valor é muito próximo do utilizado no presente trabalho ($0,8c_s$), o que facilita uma comparação direta entre os resultados.

Em relação ao pós-processamento, todos os casos aqui apresentados e comparados utilizaram apenas metade do domínio ao longo da envergadura como dados de entrada para as propagações utilizando FW-H. A principal justificativa é a de remover da propagação acústica

os efeitos de periodicidade inseridos pelas condições de contorno. Além disso, assumiu-se um escoamento homogêneo ao longo da envergadura, onde espectros para diferentes pontos ao longo da envergadura podem ser considerados estatisticamente similares. Com isso, todos os espectros de PSD relativos a pontos na superfície ou no fluido foram obtidos através da média de 128 espectros ao longo da envergadura, reduzindo portanto a variância do sinal analisado.

6.1.1 Comparação das forças aerodinâmicas

Ao apresentar resultados relativos às forças aerodinâmicas, Lockard e Choudhari (2009) apresentam apenas os limites de variação da sustentação no tempo, sem nenhuma indicação dos valores de C_D obtidos. Para o passo no tempo maior, o C_L caiu de 2,55 para 2,50 ao longo da simulação, enquanto a variação para o menor passo no tempo foi entre 2,50 para 2,52. Por outro lado, o presente trabalho apresentou um valor médio de $C_L = 2,54$, variando entre 2,45 e 2,70.

Mesmo tendo uma variação muito maior do que os dados da literatura, é importante notar que o código PowerFLOW possibilita que o modelo de turbulência seja desligado automaticamente em diversas regiões do escoamento. Com isso, perturbações podem se desenvolver não só na cova do eslate, mas também na própria esteira do flape, ao contrário do que acontece com Lockard e Choudhari (2009). Portanto, tal variação de sustentação pode estar ligada com flutuações de baixa frequência observadas no flape. Uma vez que os valores médios de C_L estão próximos aos da referência, assumiu-se que as condições de carregamento em ambos estudos possibilitaram que comparações fossem realizadas.

Finalmente, devido às diferenças ao considerar ou não o efeito de bloqueio do túnel, a correção de ângulo de ataque entre os casos não é perfeita. Apesar dos resultados dos dois casos se aproximarem, resultados iguais de C_L são impossíveis de serem obtidos.

6.1.2 Comparação das variáveis de campo do escoamento

Nessa seção, comparações serão feitas entre o presente trabalho e Lockard e Choudhari (2009), das variáveis de campo do escoamento, tanto médio quanto instantâneo. A comparação da componente de vorticidade média ao longo da envergadura pode ser vista na figura 6.1, onde os limites dos contornos não refletem os limites da solução. A vorticidade em ambos casos foi adimensionalizada por U_o e c_{stow} . Ambos os resultados são muito similares entre si, porém o caso de referência parece ter uma camada limite melhor definida na cova do eslate, quando comparado com o presente trabalho. Este fato pode estar relacionado com o fato de a referência resolver as equações de escoamento até $y^+ \approx 1$, ao contrário do PowerFLOW que utiliza funções

de parede. A observação da vorticidade a montante da cúspide do eslate também fornece uma medida visual da espessura da camada limite antes da separação na cúspide. Disso, nota-se que o presente trabalho possui uma camada limite na cúspide mais espessa do que o caso de referência. Além dos diferentes tratamentos de camada limite, tal diferença também pode ser atribuída ao fato de que Lockard e Choudhari (2009) permitem que o modelo de turbulência SST transicione livremente.

Figura 6.1: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) do campo médio da componente de vorticidade na direção da envergadura, adimensionalizada por U_o e c_{stow} .

A figura 6.2 mostra um campo instantâneo da componente de vorticidade ao longo da envergadura para a cova do eslate, também em valores adimensionalizados. Tal como no campo médio, uma boa semelhança é obtida entre os dois casos, onde Lockard e Choudhari (2009) aparentam possuir estruturas vorticais maiores, além de também ter uma camada limite mais nítida na cova do eslate. Tal como observado no campo médio, a camada limite do intradorso da cúspide do eslate é mais espessa no presente trabalho.

Os dados disponíveis na literatura permitem uma comparação direta da energia cinética turbulenta resolvida pelo código, obtida pela equação 5.1, entre o presente trabalho e Lockard e Choudhari (2011), conforme mostrado na figura 6.3. Pode-se observar uma boa semelhança entre os dois casos, com exceção do presente trabalho apresentando níveis de TKE mais altos na região do recolamento da camada de mistura da cova.

Figura 6.2: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) do campo instantâneo da componente de vorticidade em z , adimensionalizada por U_o e c_{stow} . A mesma escala é utilizada em ambas figuras.

Figura 6.3: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2011) do campo médio de energia cinética turbulenta (TKE) resolvida, adimensionalizada por U_o^2 .

6.1.3 Comparação dos espectros de ruído

A figura 6.4 mostra os espectros de PSD da flutuação de pressão em determinados pontos sobre a superfície do aerofólio, numerados de 1 a 6 na figura 5.3. Analisando-se primeiro a banda larga dos espectros, observa-se uma diferença de cerca de 3dB entre os dois trabalhos, na faixa de $0,2 < St < 3$. Para $St > 6$, a referência apresenta um maior decaimento de energia com o aumento da frequência. Já para $St < 0,2$, o presente trabalho apresenta um aumento de energia em quase todos os pontos analisados. Ainda na figura 6.4, existem diversos tons sobrepostos ao ruído de banda larga, os quais são característicos do espectro sonoro de um aerofólio híper-sustentador em baixo número de Reynolds (DOBRZYNSKI; POTT-POLLENSKE, 2001). Uma boa concordância das frequências tonais pode ser vista para todos os espectros, com seus níveis tendo maior amplitude no presente trabalho. O pico de $St \approx 0,7$ do presente trabalho corresponde ao modo acústico do túnel, tal como mostrado na figura 5.20.

Figura 6.4: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) da PSD de p' em pontos da superfície.

A figura 6.5 mostra a comparação de PSD de u' ao longo da camada de mistura do eslate, em pontos mostrados na figura 5.3. Uma diferença de cerca de 3dB é encontrada na comparação ao longo de todo o espectro, com exceção do pico de alta frequência para o ponto $S/S_{max} = 0,20$, o qual ocorre no presente trabalho em uma frequência menor do que em Lockard e Choudhari (2009). Todas as tendências entre os espectros são similares nos dois casos. Assim como na PSD de p' , picos de energia também estão presentes nas mesmas frequências, com níveis maiores do que a referência. Resultados similares são vistos na comparação dos espectros de PSD de v' , também na figura 6.5. Pode-se ver que os picos estão menos visíveis do que nos espectros anteriores, e as demais observações de u' também são aplicáveis para v' .

(a) Presente trabalho

(b) Lockard e Choudhari (2009)

(c) Presente trabalho

(d) Lockard e Choudhari (2009)

Figura 6.5: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) da PSD de u' e v' ao longo da linha central da camada de mistura.

A analogia de FW-H também foi utilizada para propagar as flutuações acústicas do aerofólio a um ponto localizado a $10c_{stow}$ do bordo de ataque do aerofólio, na direção de seu intradorso, tal como explicado na seção 3.1.2. Para comparação, utilizou-se um trabalho com dados acústicos mais recentes (LOCKARD; CHOUDHARI, 2011), mostrando a comparação na figura 6.6. O presente trabalho deve ser comparado com a curva $|V_{inf}| = 0.17$, que corresponde exatamente o caso simulado neste trabalho. A correção de velocidade da referência não precisa ser levada em conta, uma vez que $U_{ref} = U_o$ para este caso. Tal como observado na análise de PSD de p' na superfície, os níveis de banda larga foram capturados com menos de $3dB$ de erro para $St > 1,5$, inclusive comparando bem a taxa de decaimento de energia para altas frequências. Uma boa comparação também é obtida nos valores das frequências tonais, apesar dos níveis dos picos variarem ligeiramente entre os dois casos, e dois novos tons surgirem na presente simulação ($St \approx 0,7$ e $St \approx 1,5$). Desses tons, $St \approx 0,7$ corresponde ao modo acústico do túnel, tal como visto na figura 5.20, enquanto $St \approx 1,5$ representa seu primeiro harmônico.

Figura 6.6: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2011) da PSD da flutuação de pressão propagada por FW-H a $10c_{stow}$, no intradorso do aerofólio.

Utilizou-se a analogia de FW-H para propagar p' para pontos distantes a $10c_{stow}$ do bordo de ataque do aerofólio, de modo a obter-se a diretividade do ruído de eslate. O RMS do p' de cada ponto foi calculado, e sua comparação com Lockard e Choudhari (2011) é mostrada na figura 6.7. Ambos os casos apresentam o alinhamento de diretividade esperado na literatura (DOBRZYNSKI; POTT-POLLENSKE, 2001), onde o ruído de eslate tem a forma de um dipolo alinhado perpendicularmente à direção do bordo de fuga do eslate. Ao se comparar o nível de RMS, é preciso utilizar o mesmo número de amostras para cada conjunto a ser comparado, ou então efetuar as correções devidas. Enquanto foram utilizados 6500 amostras no presente trabalho, Lockard e Choudhari (2011) não explicitam o valor utilizado para o RMS. Caso o

pós-processamento tenha sido similar ao feito para o PSD, a referência deve ter utilizado 6000 amostras para calcular o RMS. Como ambos os valores são muito próximos entre si, a correção é desprezível e a figura 6.7 ainda é válida. Apesar do presente caso ter níveis de RMS maiores que a referência, tal diferença resulta em menos de $3dB$ de erro quando convertidos para uma escala logarítmica.

Figura 6.7: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2011) do RMS da flutuação de pressão propagada por FW-H a 10c do aerofólio, adimensionalizado por ρa^2 .

6.1.4 Comparação dos cálculos de correlação e coerência

Uma vez que o presente trabalho e Lockard e Choudhari (2009) utilizam tamanhos de envergadura diferentes, é muito importante comparar a correlação e a coerência de ambos os casos. Isso verifica se o tamanho de domínio empregado neste trabalho foi suficiente para apresentar resultados suficientemente descorrelacionados ao longo da envergadura. A figura 6.8 apresenta os valores de correlação de u' (R_{uu}) e v' (R_{vv}) na direção da envergadura, para pontos ao longo da linha média da camada de mistura. Ambos os casos são comparados, notando-se que a envergadura de Lockard e Choudhari (2009) é cerca de três vezes maior que o presente caso. Uma boa concordância é obtida para ambas componentes de velocidade, onde a correlação espacial R_{vv} decai a aproximadamente zero para $\Delta z/c_s > 0,2$ em ambos os trabalhos. A comparação de R_{uu} também é boa, porém a menor envergadura aqui empregada resultou em valores de correlação maiores para alguns pontos da camada de mistura, uma vez que Lockard e Choudhari (2009) mostram que $R_{uu} \approx 0$ apenas para $\Delta z/c_s > 0,4$.

(a) Presente trabalho

(b) Lockard e Choudhari (2009)

(c) Presente trabalho

(d) Lockard e Choudhari (2009)

Figura 6.8: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) da correlação de u' (R_{uu}) e v' (R_{vv}) ao longo da linha central da camada de mistura.

A influência da envergadura na correlação de p' em diversos pontos sobre a superfície do aerofólio é analisada, através da análise do comprimento de correlação do sinal. Essa análise mostra quão correlacionado um sinal está para cada faixa de frequência analisada, e mais detalhes sobre tal análise podem ser encontrados na seção 3.2.3. Apenas os pontos de 2 a 5 são analisados aqui, uma vez que os pontos 1 e 6 apresentam comprimentos de correlação consideravelmente maiores do que a envergadura utilizada. Resultados para o ponto 5 também devem ser analisados com cuidado, uma vez que a envergadura simulada não possibilitou que $R_{pp} < 0,5$. Isso pode ser verificado na figura 6.9, onde a correlação de p' é mostrada para diversos pontos da superfície do aerofólio.

Figura 6.9: Correlação de p' (R_{pp}) obtida em pontos sobre a superfície do aerofólio.

Na figura 6.10 observa-se uma boa concordância de L_c/c_s para todos os pontos analisados, com exceção de algumas discrepâncias nos níveis dos picos. É interessante notar que tais picos em L_c/c_s aparecem nas mesmas frequências dos tons observados nas análises de PSD de p' da superfície e do som no campo distante. Em $St \approx 1,8$ e $St \approx 2,2$, o algoritmo de regressão para cálculo de L_c não conseguiu encontrar uma solução para o ponto 5, apresentando um erro no gráfico, na forma de um L_c/c_s negativo.

6.1.5 Discussão da comparação

Apesar de não haver resultados de C_D na literatura, os valores de C_L encontrados para ambos os casos estão próximos, considerando-se as diferenças quanto ao tamanho de domínio e também quanto à captura de flutuações na esteira do flape. Uma boa concordância também foi obtida para a componente de vorticidade na direção da envergadura, com a exceção de que a camada limite obtida por Lockard e Choudhari (2009) no intradorso da cúspide é menor do que no presente trabalho. Uma boa comparação dos resultados de TKE resolvida também é obtida,

Figura 6.10: Comparação do presente trabalho com Lockard e Choudhari (2009) do comprimento de coerência de p' em pontos da superfície.

com exceção da região do recolamento, onde o presente trabalho apresenta valores cerca de 30% maiores.

As pequenas discrepâncias observadas no campo médio do aerofólio não parecem ter afetado significativamente os espectros, uma vez que as PSD de p' sobre a superfície convergiram bem para $0,2 < St < 8$. O aumento de PSD para $St < 0,2$ existe apenas nos resultados do PowerFLOW, e sua causa não foi encontrada. Os tons em $0,2 < St < 8$ são característicos do escoamento de baixo número de Reynolds em um eslate, porém seu fenômeno gerador ainda não é compreendido. Além disso, níveis diferentes dos tons foram obtidos, ao comparar com a literatura. Tais diferenças de nível não podem ser atribuídas à maior correlação causada pela menor envergadura do presente trabalho, pois Lockard e Choudhari (2010) observa que a redução da envergadura não os modifica. Boas comparações foram obtidas para a PSD de u' e v' , divergindo apenas o pico de alta frequência na PSD em $S/S_{max} = 0,20$. Uma vez que a camada limite da cúspide do atual estudo é mais espessa do que a referência, é natural que sua frequência de desprendimento de vórtices diminua.

Nas análises de PSD de p' propagado por FW-H para o intradorso do aerofólio, observa-se uma concordância ainda melhor do que para a PSD de p' sobre a superfície. É interessante notar que a discrepância observada para $St > 6$ na figura 6.4 não existe para o campo distante. Entretanto, o pico de $St \approx 0,7$ referente ao modo acústico do túnel, juntamente com seu primeiro harmônico em $St \approx 1,5$, presente apenas no ponto 6 no campo próximo, acaba por contaminar amplas regiões do campo distante. A análise da diretividade mostra que ambos os casos capturaram corretamente o modelo esperado de diretividade sonora, que consiste de um

dipolo alinhado perpendicularmente à direção do bordo de fuga do eslate. A diferença obtida nos níveis de RMS é pequena ao ser convertida em escala logarítmica, sendo menor que 3dB. Ela pode ser resultado da maior intensidade dos picos obtidos no presente trabalho.

Apesar do presente trabalho empregar uma envergadura menor do que a referência, uma boa concordância foi obtida tanto para a correlação de u' e v' ao longo da camada de mistura quanto para a coerência de p' em alguns pontos sobre a superfície do aerofólio. Apesar da correlação espacial de u' não chegar a zero para alguns pontos, os níveis foram baixos o suficiente para que os sinais sejam considerados como descorrelacionados. Pela comparação com Lockard e Choudhari (2009), a envergadura aqui empregada não é grande o suficiente para calcular a coerência de p' para os pontos 1 e 6, apresentando também alguns problemas para o ponto 5.

Agregando todos esses resultados, é possível concluir que a comparação do atual caso com a literatura gerou poucas discrepâncias, principalmente no que tange o som gerado pelo eslate. Diferenças existem na comparação dos níveis acústicos tonais, porém tal componente sonora está ligada ao escoamento de baixo número de Reynolds. Apesar desse fenômeno ainda não ser compreendido pela comunidade, sua importância é secundária para o ruído de uma aeronave, a qual é caracterizada pelo alto número de Reynolds.

6.2 Influência da camada limite laminar no ruído

Com base nos bons resultados comparativos obtidos na seção anterior, a presente seção busca analisar a influência que camadas limite laminares no eslate exercem no ruído gerado por ele. A transição tem grande influência na aerodinâmica de um eslate, especialmente no seu arrasto, porém é desconhecida a importância do valor absoluto do arrasto na correta obtenção do nível acústico produzido pelo eslate. No entanto, o código PowerFLOW não possui qualquer ferramenta de previsão do ponto de transição, além de não ser possível resolver sua camada limite. Ao simular uma camada limite laminar, apenas a função de parede da condição de contorno é alterada, sem alterar a produção de energia cinética turbulenta na região da camada limite. Apesar de rudimentar, é a única maneira viável de se investigar o efeito de tal fenômeno na geração de ruído, gerando também informações sobre a influência da camada limite na geração de som no eslate.

Seguindo a mesma divisão de outras análises desse trabalho, a seção 6.2.1 apresenta a descrição dos casos analisados para o estudo da influência da camada limite laminar. As seções seguintes apresentam resultados de diversos parâmetros do escoamento, comparando os três

casos analisados, com a seção 6.2.5 finalmente apresentando uma discussão de tal estudo.

6.2.1 Descrição dos casos analisados

Nesta análise, três simulações são comparadas entre si, de modo a obter alguma relação entre o ruído gerado pelo eslate e a presença de camadas limite laminares. A descrição de cada uma dessas simulações pode ser vista abaixo:

- Turbulento: simulação analisada na seção 6.1, possui apenas camadas limite turbulentas e é utilizada como referência durante as comparações.
- Cúspide laminar: apenas a região entre o ponto de estagnação do eslate e a cúspide é considerada laminar, e busca obter a influência do perfil de velocidade na cúspide no ruído gerado. De acordo com Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), um perfil de velocidade laminar na cúspide reforça a presença de tons no ruído do eslate.
- Extradorso laminar: apenas a região do extradorso do eslate é laminar, compreendida entre o ponto de estagnação do eslate e seu bordo de fuga. Tal região provavelmente será laminar em ensaios aeroacústicos em túnel de vento para baixos ângulos de ataque.

Assim como na seção anterior, todas as simulações e resultados aqui apresentados se referem às condições de escoamento descritas na seção 5.1. Além disso, os casos com regiões laminares utilizam exatamente a mesma malha, cuja estratégia de refinamento de malha e ajuste de caso foram apresentadas nas seções 5.2 e 5.3. Em todos os casos foi simulado um tempo computacional de 0,25s, sendo os primeiros 0,10s descartados de quaisquer médias ou análises estatísticas.

6.2.2 Comparação das forças aerodinâmicas

Para iniciar a comparação entre os casos descritos na seção anterior, a tabela 6.2 apresenta os resultados de C_L e C_D para os três casos comparados. Os valores das forças são mostrados tanto para o aerofólio completo quanto para o eslate isolado. Para ambos os casos, as forças são adimensionalizadas pela velocidade do escoamento e pela corda do perfil recolhido. Tais valores são referentes à média do escoamento entre $0,1 < t < 0,25s$.

Conforme evidenciado na tabela 6.2, os casos laminares possuem valores de C_D menores e de C_L maiores quando comparados com o caso turbulento. Tais tendências eram esperadas,

uma vez que a presença de regiões laminares na camada limite de um aerofólio acaba por reduzir o seu arrasto e aumentar a sua sustentação. O aumento de sustentação era esperado, uma vez que a diminuição da espessura da camada limite no elemento principal pode acarretar em um aumento efetivo do arqueamento do aerofólio. Além disso, essa redução é mais expressiva para o caso laminar no extradorso, uma vez que a região laminar nesse caso é maior do que para o caso laminar apenas até a cúspide.

Em relação ao aumento de C_L para os casos laminares, esse fato pode ser explicado pela redução da esteira do elemento principal e do eslate, conforme será discutido a seguir. Essa menor esteira pode favorecer uma leve aceleração do escoamento no bordo de ataque do flape, refletindo no maior C_L para o aerofólio inteiro. Outra hipótese de aumento do C_L é dada pois o arqueamento efetivo do aerofólio é aumentado com a remoção da camada limite do extradorso do elemento principal. Portanto, pode-se concluir que o PowerFLOW conseguiu obter a tendência esperada nas forças aerodinâmicas ao considerar regiões laminares na camada limite do eslate.

Caso	C_L Geral	C_D Geral	C_L Eslate	C_D Eslate
Turbulento	2,54	0,0698	0,028	0,0401
Cúspide laminar	2,56	0,0663	0,029	0,0389
Extradorso laminar	2,58	0,0648	0,032	0,0358

Tabela 6.2: Valores absolutos de C_L e C_D para o aerofólio completo e eslate, visando analisar influência da camada limite laminar no ruído do eslate.

6.2.3 Comparação das variáveis de campo do escoamento médio

A seguir, buscou-se comparar resultados de variáveis de escoamento médio ao redor do aerofólio, com maior ênfase no eslate. Assim como na seção anterior, tais médias compreendem o intervalo de tempo entre $0,1 < t < 0,25s$. Em uma primeira comparação, mostrada na figura 6.11, pode-se observar a variação do coeficiente de pressão sobre cada elemento ao considerar regiões laminares ao redor do eslate. A única tendência observada em tais gráficos é a leve redução do C_p do extradorso de todos elementos para os casos laminares, corroborando o aumento de C_L obtido por eles.

Analisando o campo de velocidade média ao redor do aerofólio, a figura 6.12 apresenta os perfis de velocidade observados na cúspide e na esteira do bordo de fuga do eslate. Analisando primeiro a cúspide, ela está localizada verticalmente a $y = -0,0243m$, sendo que valores maiores de y representam pontos posicionados no interior da cova do eslate. Mesmo com as limitações impostas ao se utilizar função de parede, pode-se notar que houve variação

Figura 6.11: Análise da influência de regiões laminares de camada limite no C_p .

no perfil de velocidade da cúspide ao alterar a condição de contorno nesta região. Ainda na figura 6.12, em relação ao perfil de velocidade na esteira do bordo de fuga do eslate, é evidente o menor déficit de quantidade de movimento para o caso laminar apenas no extradorso. Além disso, é visível que a espessura de sua camada limite no extradorso é consideravelmente menor ao compará-lo com o caso turbulento. Tais fatos eram esperados, uma vez que a região laminar no extradorso favorece a redução da região de baixa velocidade na esteira do perfil.

Ainda analisando o campo médio de velocidade ao redor do eslate, a figura 6.13 apresenta a comparação de tal campo entre o caso turbulento e o caso com extradorso laminar. Enquanto o tamanho da bolha de recirculação se apresenta similar entre os casos, a região de baixa velocidade na esteira do eslate é reduzida levemente para o caso laminar. Essa observação é condizente com as análises feitas anteriormente em relação ao perfil de velocidade na esteira do eslate. Além disso, observa-se uma leve aproximação do ponto de estagnação do eslate em

Figura 6.12: Análise da influência de regiões laminares de camada limite no perfil de velocidade na cúspide e na esteira do bordo de fuga do eslate.

direção a cúspide no caso laminar.

Figura 6.13: Análise da influência de regiões laminares de camada limite no campo médio do módulo do vetor velocidade, em m/s .

A comparação do campo médio da componente de vorticidade ao longo da envergadura pode ser vista na figura 6.14, sendo adimensionalizada pela velocidade do escoamento livre e pela corda do perfil recolhido. Uma vez que o contorno de vorticidade permite uma comparação visual da espessura das camadas limite, tal figura permite comprovar a redução das camadas limite laminares simuladas. Ao comparar os dois casos laminares com o turbulento, as devidas regiões laminares acabam apresentando uma menor vorticidade, tal como esperado.

Com exceção de tais camadas limites, o campo médio de vorticidade na cova do eslate não apresenta quaisquer diferenças visíveis entre os três casos. Tanto o tamanho da cova quanto os níveis de vorticidade encontrados nela são similares para todos os casos analisados.

Figura 6.14: Análise da influência de regiões laminares de camada limite no campo médio da componente de vorticidade ao longo da envergadura, adimensionalizada por U_o e c_{stow} .

6.2.4 Comparação dos espectros de ruído

Iniciando a análise dos resultados acústicos das simulações laminares, a figura 6.15 apresenta espectros de PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície, definidos conforme a seção 5.1. Pode-se verificar uma grande semelhança entre os espectros dos três casos analisados, com leves variações de níveis, principalmente nos picos. Os demais pontos não foram mostrados por apresentarem comparações similares.

Para o caso laminar até a cúspide, segundo Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001), era de se esperar que os picos de seu espectro fossem mais energéticos do que o caso turbulento, porém seus níveis se mantiveram constantes ou ligeiramente menores. Nota-se que a variação de nível presente entre os três casos da figura 6.15 é da ordem de grandeza do erro estatístico do método, conforme definido na seção 5.2. Por isso, observa-se que a presente metodologia de simulação não consegue distinguir o espectro de p' para os três casos aqui analisados.

Finalmente, espectros de PSD da flutuação da componente x de velocidade em pontos

Figura 6.15: Análise da influência de regiões de camada limite laminar na PSD da flutuação de pressão em pontos da superfície.

ao longo da linha central da camada de mistura são mostrados na figura 6.16. Para $S/S_{max} = 0,20$, localizado próximo à cuspide do eslate, os casos turbulento e com o extradoso laminar se apresentam semelhantes conforme esperado, uma vez que o extradoso não deveria alterar significativamente a região da cuspide. Por outro lado, o caso com a cuspide laminar apresenta níveis de PSD de u' cerca de 3 dB acima dos demais casos. É interessante notar ainda para $S/S_{max} = 0,20$ que o pico de energia em alta frequência do caso laminar na cuspide teve sua frequência aumentada. Isso pode ser justificado pela camada de mistura mais fina, resultado da menor espessura de uma camada limite na cuspide, acarretando em uma maior frequência de formação de vórtices.

Figura 6.16: Análise da influência de regiões laminares de camada limite na PSD da flutuação de velocidade em x ao longo da linha central da camada de mistura.

Mais conclusões podem ser tiradas da figura 6.16 ao analisar o ponto $S/S_{max} = 0,81$,

localizado próximo ao ponto de recolamento no eslate da camada de mistura. Assim como obtido para os demais casos desse trabalho, possíveis diferenças de espectro de PSD de u' diminuem ou desaparecem completamente quanto mais próximo da zona de recolamento analisa-se. Enquanto os espectros se aproximam consideravelmente para $St < 5$, ambos os casos laminares apresentam mais energia para $St > 5$.

6.2.5 Discussão da comparação

Resumindo as descobertas encontradas nas análises dessa seção em relação à presença de camadas limite laminares na região do eslate, várias conclusões podem ser obtidas. A mais evidente é que o PowerFLOW consegue reproduzir corretamente a tendência das variações nos resultados de forças aerodinâmicas e no campo médio de velocidade e vorticidade.

Apesar de variações consideráveis do arrasto no eslate e do perfil de velocidade em sua cúspide, seus espectros de energia de p' variam pouco. De acordo com a estimativa do erro estatístico realizada na seção 5.2, observou-se que as variações obtidas entre os casos turbulento e laminares para o PSD de p' estão dentro da incerteza do método. Isso justifica os níveis dos tons do eslate não variarem conforme Dobrzynski e Pott-Pollenske (2001). Os resultados de PSD de u' e v' indicam que, apesar de diferenças consideráveis no espectro em pontos próximos à cúspide, elas diminuem ou até mesmo desaparecem perto do ponto de recolamento da camada de mistura. Nesta região, as variações observadas nos espectros de velocidade situaram-se dentro da faixa de erro intrínseca à análise estatística, ao contrário do observado próximo à cúspide. Apesar de grande, uma incerteza da ordem de 3dB nos resultados é algo comum nos atuais métodos computacionais de previsão de ruído. Reduzir tal erro pode resultar em custos e tempo de simulação muito maiores, chegando a níveis inviáveis para a aplicação do método na indústria.

É relevante a independência do espectro de turbulência próximo ao ponto de recolamento em relação a variações no início da camada de mistura. Isso significa que os vórtices em recirculação na cova do eslate acabam influenciando a dinâmica da cova mais significativamente do que a camada limite do intradorso da cúspide. Como consequência, o ruído gerado pelo eslate parece depender principalmente de tal dinâmica de vórtices da cova, e não do perfil de velocidade em sua cúspide. Essa hipótese também sugere que a influência do valor absoluto do arrasto no nível de ruído gerado pelo eslate seja desprezível, bastando que a distribuição de pressão no aerofólio esteja próxima o suficiente para garantir um escoamento semelhante na cova do eslate. Um uso importante dessa conclusão pode ser aplicado tanto em experimentos quanto em simulações, onde o ruído pode ser corretamente obtido mesmo que o arrasto não seja

bem capturado.

6.3 Influência da existência da camada limite no ruído de eslate

Um uso importante das conclusões da seção 6.2.5 é a possibilidade de se realizar simulações utilizando condições de contorno de livre escorregamento nas superfícies aerodinâmicas. A partir das conclusões da subseção anterior, espera-se que a geração de som de um eslate dependa principalmente de sua circulação, a qual definirá a dinâmica de vórtices em sua cova. Tal efeito pode ser obtido corretamente com uso de condições de livre escorregamento no aerofólio, uma vez que a viscosidade do fluido cumprirá com a condição de Kutta. No entanto, a condição de escorregamento só pode ser aplicada em regiões onde a espessura da camada limite é pequena e também não existem separações, caso contrário a circulação do eslate poderá ser afetada. Portanto, com exceção do flape e da cova do eslate, condições de livre escorregamento foram utilizadas no aerofólio para as simulações desta seção.

Outra vantagem do uso de tal condição de contorno é a possibilidade de engrossar a malha próximo à superfície, uma vez que o conceito de y^+ não se aplica mais. Com isso, a malha computacional em regiões próximas à superfície do elemento principal podem ser engrossadas, focando o refinamento em regiões de interesse acústico, como a cova do eslate, ou regiões com camada limite não-desprezível, como o flape. Ainda focando na redução de custo computacional, a hipótese de que o mecanismo de geração de ruído independa das condições próximas à cúspide pode permitir que a malha seja engrossada nesta região, não necessitando capturar com precisão o perfil de velocidade no intradorso do eslate.

Essa seção busca analisar a influência da condição de escorregamento no ruído gerado pelo eslate, assim como verificar a redução de custo computacional possível ao se engrossar a malha em regiões onde o efeito da camada limite seja secundário no ruído gerado. A seção 6.3.1 apresenta uma descrição detalhada de cada um dos casos analisados. As seções seguintes realizam uma comparação de forças aerodinâmicas, variáveis de campo do escoamento e de espectros de ruído, visando estudar a influência da condição de escorregamento e também da otimização de malha. Finalmente, a seção 6.3.5 apresenta discussões gerais dessa comparação.

6.3.1 Descrição dos casos analisados

Nesta análise, três simulações são comparadas entre si, buscando analisar a influência tanto da condição de escorregamento em certas regiões do aerofólio quanto da otimização de malha empregada no presente caso. Cada uma das simulações é descrita abaixo:

- Sem escorregamento (original): Mesmo caso mostrado na seção 6.1, o qual será utilizado como referência para estudar a influência do escorregamento. Menor elemento de tamanho $\Delta_{min} = 0,1mm$.
- Com escorregamento (original): A mesma malha do caso acima, porém com condição de escorregamento aplicada em todo o elemento principal e na superfície do eslate fora da cova. A região no entorno do bordo de fuga do eslate e da cúspide também foram consideradas como sem escorregamento. A malha é a mesma da utilizada na seção 6.1. Menor elemento de tamanho $\Delta_{min} = 0,1mm$.
- Com escorregamento (otimizada): Similar ao caso acima, porém com mudanças nas zonas de refinamento ao redor do aerofólio. Menor elemento de tamanho $\Delta_{min} = 0,2mm$, uma vez que a VR mais refinada foi removida.

A comparação da estratégia de refinamento entre os casos original e otimizado pode ser vista na figura 6.17. A “VR8” foi removida, dobrando-se o tamanho do menor elemento para $\Delta_{min} = 0,2mm$, juntamente com o menor passo no tempo. Além disso, a “VR7” agora limita-se apenas à região da cova do eslate onde oscilações estão presentes. Detalhes do número de *voxels* e o custo computacional de cada malha podem ser vistos na tabela 6.3. Uma vez que o número de *voxels* equivalentes depende do passo no tempo da simulação, e dado que a malha otimizada possui um passo no tempo igual ao dobro do utilizado na original, deve-se utilizar o valor entre parênteses para comparar a malha original com a otimizada. Com isso, observa-se uma queda de 12,5% no número total de *voxels*, juntamente com 44% de queda do número de *voxels* equivalentes. Este último parâmetro é o mais importante para estimar a redução de custo computacional utilizando o PowerFLOW, dado que o código utiliza um esquema de passos no tempo diferentes para cada VR. Finalmente, observa-se uma redução do custo em CPU horas ainda maior, de 59%. Esse acréscimo de eficiência deve-se ao fato de que o caso otimizado utilizou menos processadores, resultando em uma melhor escalabilidade do código.

(a) Malha original

(b) Malha otimizada

Figura 6.17: Comparação das zonas de refinamento entre as malhas original e otimizada.

	<i>Voxels</i> totais	<i>Voxels</i> equivalentes (FeV)	CPU horas
Malha original	119.3M	26.2M (52.4M)	35.3k
Malha otimizada	104.5M (−12.5%)	29.3M (−44%)	14.4k (−59%)

Tabela 6.3: Comparação de malhas no estudo de redução de custo computacional

6.3.2 Comparação das forças aerodinâmicas

Analizando-se primeiro as forças aerodinâmicas exercidas sobre o aerofólio, seus valores são mostrados na figura 6.4, tanto para o aerofólio completo quanto apenas para o eslate. Ao se comparar a mesma malha, alterando-se apenas a condição de escorregamento, observa-se que uma grande redução do C_D é obtida, reflexo da parcela de arrasto que foi desprezada pela utilização da condição de escorregamento. Um aumento de 3,5% no C_L geral também foi obtido, juntamente com um aumento de 70% no C_L do eslate. Apesar de grande em relação ao eslate, tal aumento é muito pequeno em relação ao aerofólio todo. Comparando apenas os casos com escorregamento, nota-se que a malha otimizada apresenta diferenças menores que 0,5% para as forças do aerofólio completo e de 3% para o C_D do eslate, com uma diferença desprezível para o C_L do eslate.

Caso	C_L Geral	C_D Geral	C_L Eslate	C_D Eslate
Sem escorregamento (original)	2,48	0,0719	0,020	0,0468
Com escorregamento (original)	2,57	0,0519	0,034	0,0329
Com escorregamento (otimizada)	2,56	0,0515	0,034	0,0319

Tabela 6.4: Valores absolutos de C_L e C_D para o aerofólio completo e eslate, visando analisar influência da condição de escorregamento e da malha otimizada.

6.3.3 Comparação das variáveis de campo do escoamento

A comparação da distribuição de C_P para os três casos analisados pode ser vista na figura 6.18. Comparando-se somente os casos com malha original, é evidente a redução dos níveis de C_P para todos os elementos para o caso com escorregamento. No entanto, a região da cova apresenta uma distribuição de C_P muito semelhante entre os dois casos analisados, reflexo do campo médio da cova e sua camada de mistura não terem se alterado significativamente.

Um parâmetro importante para se observar em uma simulação que utiliza modelo de turbulência $k - \varepsilon$ é a parcela modelada de TKE. Uma das características desse modelo é gerar TKE em regiões do escoamento com alto gradiente e cujas linhas de corrente possuem alta curvatura. Esse fenômeno nem sempre corresponde à física do escoamento. A figura 6.19 mostra o campo médio de TKE modelada para os três casos analisados nessa seção. Uma vez

Figura 6.18: Influência da condição de escoregamento e otimização de malha no C_p .

que boa parte da TKE da região da cova do eslate é resolvida pelo código, era de se esperar que sua parcela modelada fosse desprezível. Isso é observado para os três casos, com exceção da maior produção de TKE modelada no bordo de ataque do elemento principal. Comparando-se os dois casos com malha original, observou-se um aumento de até 10% na parcela modelada para o caso com escoregamento. Em relação à otimização da malha, um aumento adicional de cerca de 20% no TKE foi observado para a malha otimizada nesta região. Estes dois aumentos de TKE não tem correspondência física, pois não existe camada limite nesta região para os casos com escoregamento. Este comportamento é atribuído à forma como o PowerFLOW utiliza este modelo de turbulência.

A figura 6.20 compara o campo médio da magnitude de velocidade do caso sem escoregamento com o caso otimizado e com deslizamento. Tais casos apresentaram uma grande variação nos resultados de TKE modelada, porém a figura 6.20 mostra apenas um leve aumento

Figura 6.19: Influência da condição de escorregamento e otimização de malha no campo médio de energia cinética turbulenta (TKE) modelada, em m^2/s^2 .

na magnitude da velocidade na região do bordo de ataque do elemento principal. O escoamento na cova do eslate em ambos casos é muito semelhante, e pode-se notar também o desaparecimento das camadas limite para o caso com escorregamento.

Figura 6.20: Análise da influência da condição de escorregamento e otimização de malha no campo médio do módulo do vetor velocidade, em m/s .

Uma comparação entre ambas malhas da resolução dos primeiros vórtices formados na camada de mistura pode ser vista na figura 6.21, mostrando apenas um a cada dois pontos da malha. Para a malha original, a região de refinamento posicionada no início da camada de mistura resulta em cerca de 40 pontos de malha por vórtice. Ao otimizar a malha, uma das alterações foi a remoção de tal zona de refinamento. Por isso, a resolução de pontos de malha por vórtice inicial da camada de mistura foi reduzida para cerca de 20 pontos para a malha otimizada.

6.3.4 Comparação dos espectros de ruído

Buscando comparar os três casos dessa seção no que tange ao ruído gerado pelo eslate, a figura 6.22 apresenta a influência da condição de escorregamento e da otimização de malha no espectro de PSD de p' em diversos pontos da superfície do aerofólio. Para todos os pontos analisados, uma concordância muito boa pode ser vista, com a componente de banda larga variando da ordem de 1dB e as diferenças nos níveis tonais chegando a no máximo 3dB, tal como exemplificado pelo ponto 3. O único ponto que não segue essa concordância é o ponto 1, localizado no bordo de ataque do elemento principal, região de excesso de produção de TKE modelada. Neste ponto, para $3 < St < 20$, observa-se que a malha otimizada provoca um aumento de até 6dB no nível de banda larga do espectro.

Uma análise similar para os três casos é feita com o espectro de PSD de u' ao longo da

Figura 6.21: Análise da influência da otimização de malha no campo instantâneo da componente de vorticidade em z . Apenas um a cada dois pontos da malha são mostrados.

Figura 6.22: Influência da condição de escorregamento e otimização de malha na PSD de p' em pontos da superfície do aerofólio.

camada de mistura do eslate. Similar ao observado na seção 6.2, uma diferença de cerca de 3dB é observada perto da cúspide ao se aplicar a condição de escorregamento, conforme mostrado para $S/S_{max} = 0,20$. Além disso, a condição de deslizamento acaba por aumentar levemente a frequência de desprendimento de vórtices da cúspide. Para $S/S_{max} = 0,81$, as diferenças desaparecem para $St < 10$, se mantendo apenas para $St > 20$. Apesar de não mostrado, conclusões semelhantes foram obtidas para a PSD de v' .

Figura 6.23: Influência da condição de escorregamento e otimização de malha na PSD de u' ao longo da linha central da camada de mistura.

Finalmente, a figura 6.24 mostra o resultado de PSD de p' propagado por FW-H a um observador no intradorso do aerofólio, situado a $10c_{stow}$ do bordo de ataque. Os três casos apresentam-se muito semelhantes entre si, com variações máximas de 3dB apenas em seus níveis tonais. Maiores diferenças são observadas para $St < 0,4$, porém o curto tempo de simulação não permite analisar esta faixa com segurança.

6.3.5 Discussão da comparação

Analisando os resultados dessa seção, onde a condição de contorno do aerofólio foi assumida como de livre escorregamento em algumas regiões e a malha foi otimizada, pode-se notar a boa concordância entre todos os resultados. Na análise das forças aerodinâmicas, o uso do escorregamento causou por exemplo um aumento de apenas 3,5% no C_L do aerofólio. A otimização da malha gerou diferenças desprezíveis nos coeficientes de força e de pressão. Observou-se também que a otimização de malha fez com que a resolução espacial dos vórtices iniciais da camada de mistura caísse de cerca de 40 para 20 pontos por vórtice.

Figura 6.24: Influência da condição de escorregamento e otimização de malha na PSD de p' propagada por FW-H a $10c_{stow}$, no intradorso do aerofólio.

Diferenças também foram observadas no campo médio de TKE modelada, onde é evidente o excesso de produção de TKE. Tal fato é característico de modelos de turbulência $k - \varepsilon$ em regiões próximas à estagnação, e foi intensificado apenas no bordo de ataque do elemento principal pelo engrossamento de malha nesta região. Tal aumento de TKE não parece ter influenciado significativamente o campo de velocidade média na região do eslate. O TKE modelado está diretamente ligado com o parâmetro *swirl*, que é o responsável por diminuir a produção de TKE modelada e permitir que o código resolva parte das flutuações turbulentas do escoamento (seção A.1.5). Em especial para o caso da malha otimizada, o grande aumento na TKE modelada veio associado com perturbações geradas na região do bordo de ataque do elemento principal. Apesar de serem pequenas, é possível observar seu efeito na PSD de p' para o ponto 1, em $3 < St < 20$.

Com exceção do espectro para o ponto 1 (localizado no bordo de ataque do elemento principal), os três casos analisados apresentam uma boa concordância para todos os pontos onde a PSD de p' foi analisada. Em relação ao PSD de u' e v' em pontos ao longo da camada de mistura, o uso da condição de escorregamento gerou resultados semelhantes aos obtidos na seção 6.2: enquanto discrepâncias podem existir na região da cúspide, elas virtualmente desaparecem quanto mais próximo do ponto de recolamento.

A PSD da flutuação de pressão propagada por FW-H para um observador no intradorso do aerofólio gerou resultados muito semelhantes para os três casos analisados, com exceção de pequenas discrepâncias nos picos. Interessante notar também que a produção excessiva de TKE modelada não foi grande o suficiente para causar efeitos no resultado obtido por FW-H, mesmo com os efeitos observados na PSD de p' do ponto 1.

Todos esses pontos levantados reforçam a hipótese inicial de que o escoamento na cova do eslate seja independente do escoamento nas proximidades da cúspide, dependendo pouco dos perfis de camada limite na cúspide e em seu bordo de fuga. Aparentemente, desde que a circulação seja obtida corretamente, as camadas limite não influenciam o som gerado pelo eslate, em especial a componente de banda larga do espectro. Por fim, a otimização da malha permitiu uma redução significativa de custo computacional.

É importante notar que o uso de condições de escorregamento não seriam satisfatórias para prever o ruído tonal de alta frequência causado pelo desprendimento de vórtices no bordo de fuga do eslate. Isso ocorre pois sua frequência é relacionada com a espessura das camadas limite em seu bordo de fuga (KHORRAMI; SINGER; BERKMAN, 2002). De qualquer modo, essa fonte acústica é de pouco interesse, uma vez que ela não está presente em perfis em escala real, devido à menor espessura do bordo de fuga em relação à sua corda.

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O presente trabalho focou na criação de uma metodologia de previsão de som gerado por um eslate, utilizando o código PowerFLOW. Tal componente de ruído de uma aeronave tem se tornado cada vez mais importante para a indústria aeronáutica, com a redução do ruído de motores e as maiores restrições nos níveis acústicos durante a certificação. Por se tratar de um trabalho com foco em aplicações industriais, o custo computacional da análise também foi considerado, estudando meios de reduzi-lo. Para evitar erros de utilização do código, foi feito um estudo abrangente das implementações utilizadas no PowerFLOW, além das ferramentas estatísticas empregadas nas análises. Todos esses assuntos foram devidamente estudados e documentados.

Testes de verificação e validação do código também foram feitos, primeiramente simulando uma camada de mistura com periodicidade espacial, por sua física ser relacionada com o escoamento em um eslate. As condições de simulação de tal caso eram bem cobertas com as implementações do PowerFLOW, considerando as limitações de seu modelo. Em relação à independência de malha, obteve-se uma convergência na malha para resoluções de 30 ou mais pontos por vórtice. Tal resolução é notavelmente baixa, considerando tratar de um código de baixa ordem de precisão. Testes de verificação e validação também foram feitos, comparando a simulação com resultados da literatura. Mesmo garantindo que o perfil de velocidade em x não se alterasse no regime de crescimento linear, a taxa de amplificação convergida na malha é aproximadamente metade do valor analítico. Resultados semelhantes foram obtidos para diversos números de onda. Tal diferença pode vir do nível razoavelmente alto de perturbação inicial necessário, juntamente com o fato do código ser *single precision*. O tensor de Lighthill foi calculado para o vórtice desenvolvido, e aparentemente a hipótese de isentropia é usada para simulação do PowerFLOW, mesmo assumindo temperatura constante nos seus resultados.

Uma vez que a simulação de camada de mistura não comparou bem com a literatura, simulações com os vórtices de Taylor-Green também foram feitas. Por se tratar de uma solução incompressível e o PowerFLOW ser compressível, observaram-se oscilações no campo de pressão durante o escoamento não-estacionário, de modo que a sua correta comparação com o analítico fosse inviabilizada. Erros de arredondamento e de truncamento puderam ser analisa-

dos em um ponto onde a diferença entre simulação e analítico era desprezível. Em tal ponto, obteve-se segunda ordem de precisão em relação ao refino de malha, tanto para o erro de arredondamento quanto de truncamento.

Após testes de código com soluções mais conhecidas, iniciaram-se os estudos de previsão de ruído gerado pelo eslate do aerofólio 30P30N, em condição de túnel de vento. Estudos de independência de malha foram feitos, obtendo boa semelhança entre os dois casos mais refinados, com algumas discrepâncias observadas da malha mais grosseira. Em relação ao erro estatístico, presente devido ao curto tempo de amostragem da simulação, concluiu-se ser da ordem de 3dB para os espectros de PSD. Tal erro é consistente com a literatura e está dentro do aceitável para a indústria, uma vez que sua redução implicará em maior custo e tempo de simulação. O estudo do comprimento de correlação dos dois casos mais refinados é consistente, dentro do erro estatístico relacionado ao curto tempo simulado disponível. Baseado nisso, a malha intermediária foi escolhida para o resto do trabalho, considerando um compromisso entre o custo computacional e a qualidade do resultado.

Simulações 2D foram feitas para estabelecer recomendações de tamanho de domínio (em x) e de região anecóica (em y), buscando reduzir efeitos no histórico de forças aerodinâmicas sem comprometer o custo computacional com o aumento do transiente inicial. Simulações 3D foram feitas para confirmar o efeito do domínio no ruído gerado, já que as simulações 2D não permitem verificar o som. Dois domínios foram comparados e uma boa semelhança entre os dois foi obtida, com o caso recomendado reduzindo efeitos remanescentes do transiente inicial acústico sem afetar o ruído do aerofólio. Um terceiro caso também foi testado, utilizando o tamanho de domínio recomendado porém sem região anecóica em y . Ficou evidente a importância da região anecóica para remover o transiente inicial acústico, presente na forma de tons cujos comprimentos de onda estão relacionados com a altura do túnel de vento simulado.

Utilizando recomendações de domínio e malha obtidas nos estudos anteriores, realizou-se uma comparação dos resultados do 30P30N com dados da literatura. Em geral, obteve-se concordância visual para as variáveis de campo dos casos comparados. Para o campo de vorticidade em z , nota-se que a camada limite do presente trabalho é mais espessa do que a referência. Apesar do campo de TKE resolvida apresentar maiores valores do que Lockard e Choudhari (2011), tais diferenças não afetaram os espectros de PSD de p' na superfície, que variaram dentro de um erro máximo de cerca de 4dB para o ruído banda larga em $0,2 < St < 8$. Para $St > 8$, a literatura apresenta um maior decaimento com a frequência, apesar de tal discrepância ocorrer em níveis de energia cerca de 20dB abaixo dos níveis em $St \approx 1$. Os níveis dos tons em $2 < St < 6$ do presente caso eram até 7dB maiores do que a literatura, apesar de concor-

darem em relação ao número de Strouhal obtido. A causa da discrepância não é totalmente compreendida, porém sabe-se da dificuldade em se obter corretamente níveis acústicos de tons em comparação com níveis de ruído banda larga. De acordo com Lockard e Choudhari (2010), o tamanho da envergadura três vezes menor utilizada no presente caso, quando comparado com Lockard e Choudhari (2009), não deveria afetar o nível dos picos. Espectros de PSD de u' e v' ao longo da camada de mistura comparam com erro máximo de 5dB, principalmente em pontos distantes da cúspide. Comparação com literatura de níveis de PSD de p' obtidos por FW-H foi melhor do que para p' em pontos da superfície, com erro máximo da ordem de 3dB, inclusive para $St > 8$. Níveis de tons em $2 < St < 6$ do resultado FW-H se apresentaram cerca de 3dB maiores do que os resultados de Lockard e Choudhari (2011). Em ambos trabalhos, tais tons ficaram mais pronunciados nos resultados de FW-H do que para os pontos da superfície. Tons devido ao transiente inicial acústico também ficaram mais evidentes nos pontos propagados por FW-H, com níveis de cerca de 7dB. Directividade obtida corresponde com o modelo de directividade esperado, com níveis cerca de 3dB acima da literatura. Essa diferença pode ter sido causada pelos maiores tons do presente trabalho em $2 < St < 6$. Boa concordância obtida na análise de correlação e coerência nos pontos analisados, descartando os pontos 1, 5 e 6 de p' , que necessitam de um domínio com envergadura maior. Resumindo, diferenças foram obtidas ao comparar os tons, porém a tal fenômeno não é observado ao analisar o ruído de aeronaves. Além disso, a causa da geração de tais tons não é compreendida na literatura, e a obtenção correta de níveis tonais é mais difícil do que de um ruído banda larga. Relativo ao ruído de banda larga, erros da ordem de 3dB foram obtidos na comparação, trazendo maior confiança para os estudos seguintes com o aerofólio 30P30N.

Estudos com camada limite laminar no eslate também foram realizados. Ao variar a camada limite na cúspide do eslate, variações da ordem de 2dB nos espectros de PSD de u' e v' na região da cúspide foram obtidas. Tal erro diminui para menos de 1dB para pontos mais próximos à região de recolamento do eslate, principalmente para $St < 7$. Para espectros de PSD de p' na superfície, as variações máximas são da ordem de 2dB. Ao variar a camada limite do extradorso do eslate, notou-se que a variação dos espectros de PSD estava dentro do erro estatístico da análise. Ambas análises indicam uma independência do ruído em relação às camadas limite do eslate, em particular em relação ao escoamento na região da cúspide, levando a crer que a dinâmica de vórtices recirculantes na cova seja a principal responsável pelo ruído gerado pelo eslate. A semelhança dos espectros na região do recolamento da camada de mistura é notável, uma vez que tal região apresenta os maiores níveis de Cp'_{RMS} do eslate (LOCKARD; CHOUDHARI, 2009), levando a crer ser uma das regiões que mais contribuem na geração de ruído.

Por fim, estudos foram feitos utilizando-se de condições de contorno de livre escoamento, buscando analisar a influência da existência de camadas limite no ruído do eslate. Em um primeiro momento, utilizou-se a mesma malha, porém empregando condições de escoamento em todo o aerofólio com exceção do flape e da cova do eslate. Um aumento de 3,5% foi observado no C_L médio do aerofólio, com redução significativa do arrasto, conforme esperado. Campo de variáveis médias comparou visualmente bem entre os casos variando a condição de escoamento para uma mesma malha, com exceção da TKE modelada. No entanto, tal variação não foi suficiente para afetar os espectros de PSD de p' em níveis maiores do que o erro estatístico de cerca de 3dB, mesmo para o ponto 1. Nos espectros de PSD de u' e v' , diferenças da ordem de 3dB existentes para pontos na região da cúspide são reduzidas a níveis abaixo de 2dB em pontos próximos ao recolamento da camada de mistura. A independência do ruído em relação ao escoamento na região da cúspide levou a testar um caso com escoamento empregando uma malha menos refinada em regiões fora da cova e também na cúspide. Variações dentro do erro estatístico foram observadas entre os dois casos com escoamento, com exceção do ponto 1 de p' na superfície, onde observou-se a geração de ruído espúrio devido ao aumento na produção de TKE modelada. Mesmo assim, os resultados de FW-H dos dois casos com escoamento e da simulação de referência sem escoamento comparam muito bem entre si, sem esse ruído espúrio no ponto 1 afetar o FW-H mesmo para o caso com malha otimizada.

Apresentados todos esses resultados, é possível conjecturar que o ruído de eslate não sofra muita influência do escoamento na região da cúspide do eslate. Para o caso estudado do 30P30N, mantendo-se a geometria fixa, possivelmente o ponto de recolamento da camada de mistura do eslate é o principal parâmetro que precisaria ser fixado para que o ruído de banda larga seja corretamente obtido. Isso leva a crer que a dinâmica dos vórtices é determinada pela geometria da cova e pela circulação dos elementos do aerofólio. Isso faria com que a recirculação de vórtices na cova do eslate acabe se sobrepondo à importância da cúspide na dinâmica da cova do eslate.

Dado que a malha original possui cerca de 40 pontos por vórtice na região da cúspide e a malha otimizada possui apenas 20 pontos, tal variação seria suficiente para alterar a taxa de amplificação das perturbações, conforme visto no estudo de camada de mistura. Uma vez que a variação de refinamento na cúspide não alterou o ruído significativamente, esse fato reforça a independência do ruído do eslate em relação ao escoamento na cúspide para o caso estudado.

No entanto, tal independência pode estar presente apenas em aerofólios ou condições de escoamento específicos. Em casos onde a dinâmica de vórtices não seja dominada pela

recirculação, pode ser que o escoamento na cúspide tenha papel relevante na geração de ruído de um eslate. Essa redução na recirculação parece ser a base de alguns métodos de redução de ruído de eslate, tal como o emprego de selos na cúspide. Portanto, é importante notar a possibilidade de que, para casos com dinâmica de vórtices muito diferente do presente caso, a condição de não-escorregamento na superfície do aerofólio e o refinamento da cúspide possam ser fundamentais para a correta previsão do ruído do eslate.

Para casos com menor *gap* do eslate, pode ser que a camada limite do eslate e do elemento principal sejam significantes na geração de ruído de eslate, necessitando utilizar condições de não-escorregamento em certas regiões do aerofólio. Por outro lado, simulações com maior número de Reynolds comparadas com o presente estudo apresentarão camadas limite menos espessas. Com isso, quanto maior o número de Reynolds empregado, maior a chance da hipótese de livre-escorregamento ser válida em certas regiões do aerofólio.

Com base em todas as observações e conclusões acima, nota-se que o presente trabalho cumpriu com os objetivos principais de desenvolver e otimizar uma metodologia de previsão de ruído de eslate baseada em um código comercial, assim como estudar a influência das camadas limite de um aerofólio híper-sustentador. Durante tal estudo, novas oportunidades de estudo foram vislumbradas ou tornadas viáveis, podendo listar a seguir sugestões de novos estudos a serem realizados:

- Estudo do efeito do enflechamento no ruído de eslate, empregando também superfícies com livre-escorregamento. Buscar correlações entre o ângulo de enflechamento e os tons de baixa frequência presentes no espectro de pressão sonora.
- Estudo do ruído gerado por suportagens do eslate e sua dependência com o ângulo de enflechamento da asa.
- Estudo da geração de ruído em pontas de eslate em asas 3D.
- Estudo da influência de *gap* e *overlap* do eslate na sua geração de ruído, e validação das hipóteses de livre-escorregamento em variações extremas desses parâmetros.
- Estudo da variação do número de Reynolds no ruído gerado pelo eslate e seu efeito na geração de tons de baixa frequência.
- Estudos do mecanismo de geração de ruído em um eslate, visando o seu controle e redução.
- Criação de uma nova metodologia de simulação visando a previsão de ruído de eslate que não utilize condições de contorno periódicas na direção da envergadura. Tal fato

permitiria a simulação de seções reais de uma asa, incluindo efeitos de enflechamento e afilamento da asa.

- Elaboração de escoamentos analíticos compressíveis para verificação e validação do código PowerFLOW.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AFLALO, B. S.; SIMOES, L. G. C.; SILVA, R. G.; MEDEIROS, M. A. F. Comparative Analysis of Turbulence Models for Slat Noise Source Calculations Employing Unstructured Meshes. *AIAA Paper*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 3838, 2010.
- ANDERSSON, N.; ERIKSSON, L. E.; DAVIDSON, L. Investigation of an isothermal Mach 0.75 jet and its radiated sound using large-eddy simulation and Kirchhoff surface integration. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Elsevier, v. 26, n. 3, p. 393–410, 2005. ISSN 0142-727X.
- BENDAT, J. S.; PIERSON, A. G. Engineering applications of correlation and spectral analysis. 1980.
- BOLTZMANN, L. Weitere studien über das wärmeleichgewicht unter gasmolekülen. *Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften Wien*, v. 66, p. 275–370, 1872.
- BRES, G. A.; PÉROT, F.; FREED, D. A Ffowcs Williams–Hawkings Solver for Lattice-Boltzmann based Computational Aeroacoustics. *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2010.
- CHEN, H. Volumetric formulation of the lattice Boltzmann method for fluid dynamics: Basic concept. *Physical Review E*, APS, v. 58, n. 3, p. 3955–3963, 1998. ISSN 1550-2376.
- CHEN, H.; KANDASAMY, S.; ORSZAG, S.; SHOCK, R.; SUCCI, S.; YAKHOT, V. Extended Boltzmann kinetic equation for turbulent flows. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 301, n. 5633, p. 633–636, 2003. ISSN 0036-8075.
- CHEN, H.; ORSZAG, S. A.; STAROSELKY, I.; SUCCI, S. Expanded analogy between Boltzmann kinetic theory of fluids and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 519, p. 301–314, 2004. ISSN 0022-1120.
- CHEN, H.; TEIXEIRA, C.; MOLVIG, K. Realization of fluid boundary conditions via discrete Boltzmann dynamics. *International Journal of Modern Physics C*, v. 9, n. 9, p. 1281–1292, 1998.
- CHORIN, A. J. Numerical solution of the Navier-Stokes equations. *Mathematics of Computation*, American Mathematical Society, v. 22, n. 104, p. 745–762, 1968. ISSN 0025-5718.
- CHOUDHARI, M.; KHORRAMI, M. R.; LOCKARD, D.; ATKINS, H.; LILLEY, G. Slat cove noise modeling: a posteriori analysis of unsteady RANS simulations. *AIAA paper*, v. 2468, 2002.
- CHOUDHARI, M. M.; KHORRAMI, M. R. Effect of three-dimensional shear-layer structures on slat cove unsteadiness. *AIAA journal*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 45, n. 9, p. 2174, 2007. ISSN 0001-1452.

CHOUDHARI, M. M.; LOCKARD, D. P.; MACARAEG, M. G.; SINGER, B. A.; STREETT, C. L.; NEUBERT, G. R.; STOKER, R. W.; UNDERBRINK, J. R.; BERKMAN, M. E.; KHORRAMI, M. R. et al. Aeroacoustic experiments in the Langley low-turbulence pressure tunnel. *NASA TM*, Citeseer, v. 211432, 2002.

COLACITI, A. K. *Aeroacústica e instabilidades de uma camada de mistura compressível*. Dissertação (Mestrado) — Escola de Engenharia de São Carlos, São Carlos, SP, Brasil, 2009.

CURLE, N. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, JSTOR, v. 231, n. 1187, p. 505–514, 1955. ISSN 0080-4630.

DOBRZYNSKI, W. Almost 40 Years of Airframe Noise Research—What Did We Achieve? *Journal of aircraft*, v. 47, n. 2, 2010.

DOBRZYNSKI, W.; POTT-POLLENSKE, M. Slat noise source studies for farfield noise prediction. *AIAA Paper*, v. 2158, 2001.

DOWLING, A. P. *Sound and sources of sound*. [S.l.]: Ellis Horwood, 1983. ISBN 0470273712.

EXA. *PowerFLOW 4.3a User Guide*. [S.l.], 2010.

FARASSAT, F.; SUCCI, G. P. The prediction of helicopter rotor discrete frequency noise. In: *In: American Helicopter Society, Annual Forum, 38th, Anaheim, CA, May 4-7, 1982, Proceedings.(A82-40505 20-01) Washington, DC, American Helicopter Society, 1982, p. 497-507*. [S.l.: s.n.], 1982. v. 1, p. 497–507.

FARES, E. Unsteady flow simulation of the Ahmed reference body using a lattice Boltzmann approach. *Computers & Fluids*, Elsevier, v. 35, n. 8-9, p. 940–950, 2006. ISSN 0045-7930.

FFOWCS-WILLIAMS, J. E.; HAWKINGS, D. L. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions for the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, JSTOR, v. 264, n. 1151, p. 321–342, 1969. ISSN 0080-4614.

FINK, M. R. Noise component method for airframe noise. *Journal of Aircraft*, v. 16, n. 10, p. 659–665, 1979.

GARRICK, I. E.; WATKINS, C. E. *A theoretical study of the effect of forward speed on the free-space sound-pressure field around propellers*. [S.l.], 1954.

GUO, Y. P.; JOSHI, M. C. Noise characteristics of aircraft high lift systems. *AIAA journal*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 41, n. 7, p. 1247–1256, 2003. ISSN 0001-1452.

HEIN, S.; HOHAGE, T.; KOCH, W.; SCHOBERL, J. Acoustic resonances in a high-lift configuration. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 582, n. -1, p. 179–202, 2007.

HOWE, M. S. *Acoustics of fluid-structure interactions*. [S.l.]: Cambridge Univ Pr, 1998. ISBN 0521633206.

IMAMURA, T.; ENOMOTO, S.; YAMAMOTO, K. 3D Unsteady Flow Computations in a Slat Cove Using Large Eddy Simulation. *AIAA Paper*, v. 2668, 2006.

IMAMURA, T.; URA, H.; YOKOKAWA, Y.; YAMAMOTO, K. A Far-field Noise and Near-field Unsteadiness of Simplified High-lift-configuration Model(Slat). *AIAA*, v. 1239, 2009.

JENKINS, L. N.; KHORRAMI, M. R.; CHOUDHARI, M. Characterization of Unsteady Flow Structures Near Leading-Edge Slat: Part I. PIV Measurements. *AIAA paper*, v. 2801, 2004.

KATO, C.; IIDA, A.; TAKANO, Y.; FUJITA, H.; IKEGAWA, M. Numerical prediction of aerodynamic noise radiated from low Mach number turbulent wake. In: *AIAA, Aerospace Sciences Meeting*. [S.l.: s.n.], 1993. v. 1.

KAY, S. M. *Modern spectral estimation*. [S.l.]: Prentice-Hall Englewood Cliffs, NJ, 1988. ISBN 013598582X.

KELVIN, L. Hydrokinetic solutions and observations. *Phil. Mag*, v. 42, n. 4, p. 362–377, 1871.

KHORRAMI, M. R.; BERKMAN, M. E.; CHOUDHARI, M. Unsteady flow computations of a slat with a blunt trailing edge. *AIAA journal*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 38, n. 11, p. 2050–2058, 2000. ISSN 0001-1452.

KHORRAMI, M. R.; CHOUDHARI, M.; JENKINS, L. N. Characterization of unsteady flow structures near leading-edge slat: Part II. 2d computations. *AIAA Paper*, v. 2802, 2004.

KHORRAMI, M. R.; SINGER, B. A.; BERKMAN, M. E. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free shear layer. *AIAA journal*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 40, n. 7, p. 1284–1291, 2002. ISSN 0001-1452.

KHORRAMI, M. R.; SINGER, B. A.; LOCKARD, D. P. Time-accurate simulations and acoustic analysis of slat free shear layer: part II. *AIAA paper*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 2579, 2002.

KIM, J.; MOIN, P. Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 59, n. 2, p. 308–323, 1985. ISSN 0021-9991.

KOLB, A.; FAULHABER, P.; DROBIETZ, R.; GR
"UNEWALD, M. Aeroacoustic wind tunnel measurements on a 2d high-lift configuration. *AIAA*, v. 3447, 2007.

LI, Y.; SHOCK, R.; ZHANG, R.; CHEN, H. Numerical study of flow past an impulsively started cylinder by the lattice-Boltzmann method. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 519, p. 273–300, 2004. ISSN 0022-1120.

LIGHTHILL, M. J. On sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, JSTOR, v. 211, n. 1107, p. 564–587, 1952. ISSN 0080-4630.

LOCKARD, D. P.; CHOUDHARI, M. M. Noise Radiation from a Leading-Edge Slat. *AIAA Paper*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 3101, 2009.

- LOCKARD, D. P.; CHOUDHARI, M. M. The Effect of Cross Flow on Slat Noise. *AIAA Paper*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 3835, 2010.
- LOCKARD, D. P.; CHOUDHARI, M. M. The Variation of Slat Noise with Mach and Reynolds Numbers. *AIAA Paper*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, v. 2910, 2011.
- MICHALKE, A. On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 19, n. 04, p. 543–556, 1964. ISSN 0022-1120.
- NAJAFI-YAZDI, A.; BRÈS, G. A.; MONGEAU, L. An acoustic analogy formulation for moving sources in uniformly moving media. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, The Royal Society, 2010. ISSN 1364-5021.
- OPPENHEIM, A. V.; SCHAFER, R. W. *Discrete-Time Signal Processing*. 2nd. ed. Upper Saddle River, NJ, USA: Prentice Hall Press, 1999. ISBN 0131988425, 9780131988422.
- PROAKIS, J. G.; MANOLAKIS, D. G.; MANOLAKIS, D. G.; PROAKIS, J. G. *Digital signal processing: principles, algorithms, and applications*. [S.l.]: Prentice Hall New Jersey, 1996.
- QIAN, Y. H.; D'HUMIERES, D.; LALLEMAND, P. Lattice bgk models for navier-stokes equation. *EPL (Europhysics Letters)*, IOP Publishing, v. 17, p. 479, 1992.
- RAYLEIGH, L. On the stability, or instability, of certain fluid motions. *Proceedings of the London Mathematical Society*, v. 1, n. 1, p. 57, 1879. ISSN 0024-6115.
- ROSSITER, J. E.; BRITAIN, G. *Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds*. [S.l.]: HMSO, 1967.
- SANDHAM, N. D.; REYNOLDS, W. C. Compressible mixing layer- Linear theory and direct simulation. *AIAA journal*, v. 28, n. 4, p. 618–624, 1990. ISSN 0001-1452.
- SANTOS, G. F. *A Methodology for Noise Prediction of Turbofan Engines*. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico da Aeronáutica, São José dos Campos, SP, Brasil, 2006.
- SATTI, R.; LI, Y.; SHOCK, R.; NOELTING, S. Simulation of flow over a 3-element airfoil using a Lattice-Boltzmann method. *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2008.
- SCHUSTER, A. On the investigation of hidden periodicities with application to a supposed 26 day period of meteorological phenomena. *Terrestrial Magnetism*, American Geophysical Union, v. 3, n. 1, p. 13–41, 1898. ISSN 0272-7528.
- SHAN, X.; YUAN, X. F.; CHEN, H. Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the Navier–Stokes equation. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 550, p. 413–441, 2006. ISSN 0022-1120.
- TAYLOR, G. I.; GREEN, A. E. Mechanism of the production of small eddies from large ones. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, JSTOR, v. 158, n. 895, p. 499–521, 1937. ISSN 0080-4630.
- TEIXEIRA, C. M. Incorporating turbulence models into the lattice-Boltzmann method. *International Journal of Modern Physics C-Physics and Computer*, Singapore; Teaneck, NJ: World Scientific, c1990-, v. 9, n. 8, p. 1159–1176, 1998. ISSN 0129-1831.

TRICHES JR, M.; CARMO, M. G. V.; MENDONÇA, C. B.; GOUVEIA, V. L. Importância da Seleção do Local de Ensaio para Certificação de Ruído Externo de Aeronaves a Jato. *1o SETI - Seminário Embraer de Tecnologia e Inovação*, 2010.

URA, H.; YOKOKAWA, Y.; ITO, T. Phased array measurement of high lift devices in low speed wind tunnel. *AIAA Paper*, v. 2565, 2006.

WELCH, P. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, v. 15, n. 2, p. 70–73, 1967. ISSN 0018-9278.

WICKRAMARACHI, P. Effects of windowing on the spectral content of a signal. *Sound and Vibration*, v. 37, n. 1, p. 10–13, 2003.

WIKIPEDIA. Fotografia tirada por Adrian Pingstone. 2011. Disponível em: <<http://en.wikipedia.org/wiki/File:Wing.slat.600pix.jpg>>. Acesso em: 07 fev. 2011.

YAKHOT, V.; ORSZAG, S. A. Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory. *Journal of Scientific Computing*, Springer, v. 1, n. 1, p. 3–51, 1986. ISSN 0885-7474.

APÊNDICE A – DESCRIÇÃO DAS FORMULAÇÕES UTILIZADAS

A.1 Equação de Lattice-Boltzmann

Essa seção busca tratar da formulação básica das equações de Lattice-Boltzmann, baseada na forma disponível no código PowerFLOW. Também são tratados aspectos gerais do código, como métodos de discretização e condições de contorno. O modelo de turbulência utilizado para modelar a energia das estruturas sub-malha também é apresentado.

A.1.1 Teoria cinética

Considerando um conjunto de N moléculas gasosas em uma região de volume V , onde cada molécula possa ser considerada uma partícula pontual, a dinâmica de cada uma delas pode ser descrita pelas equações de Newton,

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \frac{\vec{p}_i}{m}, \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \vec{F}_i, \quad (\text{A.2})$$

onde $i = [1, N]$, $\vec{x}_i$ é a posição da i -ésima partícula de massa m , $\vec{p}_i$ é sua quantidade de movimento linear e $\vec{F}_i$ é a força total exercida sobre ela devido a interações intermoleculares e possíveis campos externos.

Aplicando-se condições inicial e de contorno ao sistema, obtem-se um sistema de $6N$ equações. Tal sistema de equações é inviável de se resolver para qualquer aplicação útil à engenharia. Um dos motivos é a quantidade de informação a ser lidada e armazenada, uma vez que N é da ordem do número de Avogadro, ou seja, $\approx 10^{23}$. Outro motivo é que a incerteza ao especificar a condição inicial faz com que o erro cresça exponencialmente. Isso faz com que qualquer simulação com um domínio computacional e tempo de simulação aceitáveis necessite de um grande número de algoritmos significativos para reduzir a propagação desse erro.

A.1.2 Equação de Boltzmann

Apesar de ser inviável utilizar diretamente as equações A.1 e A.2, as propriedades macroscópicas de um gás, tais como pressão, velocidade e temperatura, podem ser baseadas em uma média estatística das propriedades de todas as moléculas contidas nesse volume de controle. Usando a estatística para evitar a resolução dessas equações, pode-se considerar uma função de distribuição $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$ que representa a probabilidade de se encontrar uma molécula gasosa na posição $\vec{x}$ no tempo t com uma dada quantidade de movimento $\vec{p}$.

Utilizando-se dessa função de distribuição $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$, Boltzmann (1872) derivou uma equação que relaciona a função f com as interações intermoleculares, de acordo com a equação

$$\left[\partial_t + \frac{\vec{p}}{m} \cdot \nabla_{\vec{x}} + \vec{F} \cdot \nabla_{\vec{p}} \right] f(\vec{x}, \vec{p}, t) = C_{12}, \quad (\text{A.3})$$

onde o termo do lado esquerdo representa a movimentação das moléculas relacionadas com um campo de forças $\vec{F}$, enquanto o lado direito da equação representa o efeito das colisões intermoleculares, considerando-se apenas dois corpos, que retiram as moléculas da trajetória estabelecida pelo campo de forças.

Para se calcular o termo de colisão C_{12} , é considerado que a maior parte do tempo de vida de uma molécula é gasto em uma trajetória livre, sofrendo colisões de curta duração. Portanto, o termo de colisão é dividido basicamente em componentes de ganho e perda de energia, tal como

$$C_{12} \equiv G - L \quad (\text{A.4})$$

onde G e L são as componentes de ganho e perda de energia, respectivamente.

A.1.3 Termo de colisão Bhatnagar-Gross-Krook

Apesar da equação A.3 ter resolvido muito dos problemas encontrados ao se resolver as equações A.1 e A.2, o termo de colisão C_{12} é representado por uma integral complexa. Ela é substituída por termos mais simples, tal como o termo de colisão BGK (Bhatnagar-Gross-Krook), dado por

$$C_{BGK}(f) = -\frac{f - f^e}{\tau}, \quad (\text{A.5})$$

onde $f \equiv f_1$, f^e é a função distribuição referente ao equilíbrio local obtido através de propriedades locais, tais como densidade, velocidade e temperatura, e τ é uma escala temporal que também funciona como parâmetro de relaxação. A derivação matemática dos motivos pelos quais tal forma foi escolhida não será tratada nesse trabalho, por ser considerado fora de seu

objetivo.

A.1.4 Equação de Lattice-Boltzmann

Para resolver a equação A.3 juntamente com o termo de colisão da equação A.5, o domínio computacional é dividido em *lattices*, regiões onde considera-se que as moléculas presentes em cada volume de controle podem ser caracterizadas de uma forma uniforme. Além disso, o espaço da variável quantidade de movimento, para o cálculo da função distribuição, também é discretizado. Com isso, a velocidade das moléculas presentes em um *lattice* é representada por uma soma finita de vetores de direção e magnitude definidos previamente. Um exemplo dessa discretização pode ser visto na figura A.1, onde é visto o esquema D3Q19, correspondente a um *lattice* 3D com 19 componentes discretizadas de velocidade.

Figura A.1: Esquema de *lattice* D3Q19. Extraído de Satti et al. (2008).

Finalmente, a equação de Boltzmann é discretizada no tempo por um esquema avançado de Euler explícito, resultando em

$$\frac{f_i(\vec{x} + \vec{c}_i \Delta t, t + \Delta t) - f_i(\vec{x}, t)}{\Delta t} = -\frac{f_i(\vec{x}, t) - f_i^e(\vec{x}, t)}{\tau}, \quad (\text{A.6})$$

onde o índice i representa cada um dos vetores de velocidade no *lattice*, tal como na figura A.1, e c_i é a magnitude de cada um desses vetores. O passo no tempo é assumido $\Delta t = 1$,

indicando que a velocidade c_i de cada partícula é tal que possibilita alcançarem o centro do *lattice* vizinho em um passo. A função distribuição de equilíbrio assume a forma proposta em Qian, d’Humières e Lallemand (1992),

$$f_i^e = \rho w_i \left[1 + \frac{\vec{c}_i \vec{u}}{T} + \frac{(\vec{c}_i \vec{u})^2}{2T^2} - \frac{\vec{u}^2}{2T} + \frac{(\vec{c}_i \vec{u})^3}{6T^3} - \frac{\vec{c}_i \vec{u}}{2T^2} \vec{u}^2 \right], \quad (\text{A.7})$$

onde T é a temperatura no *lattice*, tomada como $T = 1/3$ para simulações isotérmicas. Esse valor é utilizado pois a velocidade do som no *lattice* é fixada em $c_s = 1/\sqrt{3}$ em unidades do *lattice*. O fator ponderativo w_i vale

$$w_i = \begin{cases} 1/18, & \text{para os vetores 0 a 5 da figura A.1;} \\ 1/36, & \text{para os vetores 6 a 17;} \\ 1/3, & \text{para as partículas em repouso (vetor 18).} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

No modelo, a viscosidade cinemática do fluido é relacionada com o parâmetro de relaxação temporal τ da forma $\nu_0 = (\tau - 1/2)T$. É importante notar que τ é diretamente proporcional à viscosidade do escoamento, representando o quão rápido o escoamento atinge o equilíbrio, sendo esse esquema linearmente estável para $0 < 1/\tau < 2$. Dado que a viscosidade é um dado de entrada na simulação e é assumido constante, τ é obtido automaticamente. As variáveis hidrodinâmicas básicas podem ser obtidas a partir da função distribuição f_i , da forma

$$\rho(\vec{x}, t) = \sum_i f_i(\vec{x}, t) \quad e \quad (\text{A.9})$$

$$\rho \vec{u}(\vec{x}, t) = \sum_i \vec{c}_i f_i(\vec{x}, t), \quad (\text{A.10})$$

obtendo a densidade ρ e a velocidade $\vec{u}$ resultantes para o *lattice*. Tais valores são necessários para se calcular a função equilíbrio f_i^e para cada instante de tempo.

A.1.5 Modelo de turbulência

Juntamente com as equações de Lattice-Boltzmann disponíveis no pacote PowerFLOW, pode ser resolvido também um modelo de equação turbulenta baseado no sistema de duas equações k- ϵ RNG. Tal sistema tem como função modelar as escalas de turbulência sub-malha, enquanto as demais escalas são resolvidas pelo próprio LBM. Essas equações são resolvidas também no mesmo *lattice*, porém usando um esquema de marcha de Lax-Wendroff modificado. Conforme Chen et al. (2003) e Yakhot e Orszag (1986), as equações modificadas são descritas como

$$\rho \frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\rho \nu_0}{\sigma_{k_0}} + \frac{\rho \nu_T}{\sigma_{k_T}} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} S_{ij} - \rho \epsilon \quad (\text{A.11})$$

$$\rho \frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\rho v_0}{\sigma_{\varepsilon_0}} + \frac{\rho v_T}{\sigma_{\varepsilon_T}} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} S_{ij} - \left[C_{\varepsilon_2} + C_{\mu} \frac{\tilde{\eta}^3 (1 - \tilde{\eta}/\eta_0)}{1 + \beta \tilde{\eta}^3} \right] \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (\text{A.12})$$

Nas equações acima, a viscosidade turbulenta é dada por $\nu_T = C_\nu k^2/\varepsilon$, e todos os demais coeficientes são os mesmos do modelo RNG original. O parâmetro $\tilde{\eta}$ é chamado de coeficiente de *swirl* e é composto por coeficientes que relacionam a deformação local ($\eta = \frac{k}{\varepsilon} |S|$), a vorticidade local ($\eta_\omega = \frac{k}{\varepsilon} |\vec{\Omega}|$) e a helicidade local ($\eta_{u\Omega} = \frac{k}{\varepsilon} \frac{|\vec{u} \cdot \vec{\Omega}|}{|\vec{u}|}$), onde S é o tensor de deformação e $\vec{\Omega}$ é o vetor de vorticidade do fluido (SATTI et al., 2008). Tal coeficiente de *swirl* tem como função aumentar a dissipação turbulenta em regiões de alta vorticidade do escoamento. Isso acarreta uma diminuição local da energia cinética turbulenta calculada pelo modelo k- ε RNG, possibilitando que o esquema Lattice-Boltzmann resolva as grandes estruturas turbulentas locais.

O fato do refinamento de malha possibilitar que as grandes escalas de estrutura turbulenta sejam resolvidas é uma das principais vantagens do método presente no pacote PowerFLOW. Ao ser resolvido pelo esquema de Lattice-Boltzmann, o escoamento mantém as características anisotrópicas da turbulência e, ao contrário do modelo de duas equações do k- ε RNG, consegue se aproximar melhor das tensões de Reynolds reais (SHAN; YUAN; CHEN, 2006; CHEN et al., 2004).

Para que o modelo de Lattice-Boltzmann utilize as informações de turbulência sub-malha provenientes das equações k- ε RNG, o parâmetro de relaxação temporal τ é substituído por um parâmetro efetivo τ_{ef} . Esse novo parâmetro é dado como função do anterior, conforme

$$\tau_{ef} = \tau + C_\mu \frac{k^2/\varepsilon}{T \sqrt{1 + \tilde{\eta}^2}}. \quad (\text{A.13})$$

É importante notar o fato de que o cálculo do parâmetro de *swirl* não está implementado no PowerFLOW para simulações 2D. Em outras palavras, uma simulação 2D forçaria $\tilde{\eta} = 0$ para todo o domínio, fazendo com que a alta dissipação do modelo de turbulência não permita a ocorrência de instabilidades, como na cova do eslate, por exemplo.

A.1.6 Discretização espacial e temporal

O método de discretização espacial utilizado no PowerFLOW é baseado em uma malha computacional cartesiana. Ela é gerada automaticamente e não tem seus pontos de fronteira conformes aos sólidos a serem simulados, tal como pode ser visto na figura A.2. Além disso, ela pode apresentar diversos níveis de refinamento variável (VR, do inglês *Variable Refinement*). Entre cada VR, o tamanho linear do elemento de malha altera-se sempre por um fator de dois. Portanto,

em uma malha 3D, oito elementos tornam-se um único elemento ao serem transformados em uma VR menos refinada. Nas interfaces entre VRs vizinhas, as distribuições de velocidade f_i garantem a conservação de massa e quantidade de movimento através de uma formulação volumétrica, descrita em Chen (1998). Cada elemento volumétrico é chamado de *voxel*, e os elementos discretizados da superfície são chamados de *surfels*. O ideal é que existam alguns *surfels* dentro de cada *voxel*, de modo a melhor representar a geometria dos sólidos, resultando em uma malha de *surfels* mais refinada do que a mostrada na figura A.3. Da figura, é evidente que não existe nenhuma relação entre os nós dos *voxels* e dos *surfels*.

Figura A.2: Corte no plano x-y de uma malha do PowerFLOW, onde o sólido está representado em branco e o fluido em amarelo.

Outra característica importante do código PowerFLOW é o modo como é feita a discretização temporal. Ela está intrinsecamente ligada à discretização espacial, uma vez que o passo no tempo é calculado assumindo um número de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) constante para uma velocidade de referência e um dado tamanho de malha. Enquanto a velocidade de referência é uma constante durante a simulação, o tamanho de malha varia ao longo do domínio computacional. Portanto, assumindo que o passo de tempo de uma região “VR1” mais refinada seja Δt e tenha um tamanho de malha Δx , a próxima VR menos refinada (chamada de “VR2”) terá um tamanho de malha $2\Delta x$ e um passo de tempo $2\Delta t$. Apesar de passos de tempo diferentes, a cada duas marchas de Δt no tempo, a região “VR1” é avançada duas vezes,

Figura A.3: Esquemática da relação entre os *voxels* (linhas contínuas simples) e os *surfels* (linhas contínuas grossas). Linha traço-ponto representa a geometria não-discretizada, e linhas tracejadas representam os volumes de influência para interação partícula-superfície. Extraído de Li et al. (2004).

enquanto a “VR2” avança apenas uma vez. Com isso, todo o domínio estará sendo resolvido para um mesmo tempo físico, porém as VRs estarão sincronizadas apenas para passos no tempo múltiplos de $N = 2^{(M-1)}$, onde M é o número de níveis de VRs da simulação.

Em suma, as particularidades descritas acima trazem dois grandes benefícios. Um deles é a facilidade na geração de malha, a qual ocorre automaticamente, e outro é que zonas menos refinadas tem menor impacto no custo computacional quanto menos refinadas elas forem. No entanto, é importante verificar-se se as regiões de interesse estão em uma zona de VR com um passo de tempo adequado, uma vez que sempre o maior passo de tempo em uma certa região do domínio é utilizado como tempo mínimo entre armazenagem de dados.

A.1.7 Condições de contorno e camada limite

Em um código Lattice-Boltzmann, as condições de contorno básicas são geralmente simples de serem implementadas. A dificuldade surge apenas em um código como o PowerFLOW, onde as fronteiras do domínio não são necessariamente conformes com a malha. As duas condições de parede existentes, com e sem escorregamento, são implementadas de acordo com Chen (1998) e Chen, Teixeira e Molvig (1998). Na formulação Lattice-Boltzmann, a condição de contorno na parede é feita de modo que o vetor de função probabilidade f seja refletido na parede. A figura A.4 ilustra a diferença entre uma condição de contorno com e sem escorregamento.

Figura A.4: Ilustração das duas condições de contorno de parede do PowerFLOW: sem escorregamento (esq.) e com escorregamento (dir.). Extraído de Li et al. (2004).

As condições de contorno de entrada e saída de fluido no domínio se baseiam em um equilíbrio local, da forma $f_i = f_i^e$. Com isso, as condições de contorno não são impostas explicitamente, possibilitando que regiões da fronteira apresentem resultados diferentes dos desejados, caso perturbações estejam perto o suficiente para influenciá-los. Na condição de entrada, as componentes de velocidade e a energia cinética turbulenta são impostas, enquanto que na saída apenas a pressão estática é fixada. Todas as demais variáveis são extrapoladas do domínio simulado.

Por utilizar uma malha computacional com elementos cúbicos, não é possível refinar a camada limite apenas na direção normal às paredes. Com isso, garantir $y^+ = 1$ com tal malha cúbica teria um custo aproximado a uma simulação DNS, ou seja, proibitivo para aplicações de engenharia. Portanto, o único modo viável é resolver a camada limite usando funções de parede, como descrito em Teixeira (1998) e Fares (2006). Tal modelo de função de parede possui capacidade para lidar com casos de gradiente adverso de pressão, característica fundamental no estudo de dispositivos hiper-sustentadores.

Enquanto o modelo padrão de função de parede é baseado em uma camada limite turbulenta, existe também a opção de simular uma camada limite laminar. Ela utiliza uma nova função de parede, empregando um coeficiente de fricção adequado à camada limite laminar. Mesmo assim, tal implementação ainda permite que as equações do modelo de turbulência produzam energia cinética turbulenta na região da camada limite laminar do mesmo modo que o fariam para uma camada limite turbulenta. Apesar de ser uma implementação ainda rudimentar, ela é o único meio disponível na presente versão do código para analisar a influência de regiões de camada limite laminar na geração de ruído.

A.1.8 Regiões anecóicas

Tratando-se de uma simulação aeroacústica, é imprescindível que o ruído capturado na simulação seja proveniente apenas das fontes de ruído simuladas, e não seja produto de fontes espúrias

ou reflexões numéricas. O modo utilizado no PowerFLOW para evitar essa reflexão é através da criação de uma zona altamente viscosa longe do aerofólio. O padrão do código é que essa região tenha uma viscosidade 100 vezes maior do que a viscosidade de referência. No entanto, alterar a viscosidade do fluido dessa forma pode influenciar diretamente os resultados aerodinâmicos da simulação caso a região anecóica seja mal posicionada. A seção 5.3 apresenta um estudo detalhado sobre essa influência.

Além do fato levantado acima, existe outra justificativa importante para o uso de regiões anecóicas. No PowerFLOW, a solução envolve uma condição inicial fisicamente brusca. Ao inicializar-se uniformemente todo o domínio com valores de referência para velocidade e pressão, o escoamento é excitado como por um impulso. Esse impulso excita uma ampla faixa de frequências e algumas delas podem se destacar devido a alguma característica do escoamento. No caso de uma simulação de um túnel de vento, a frequência mais evidente é a que possui comprimento de onda igual à altura do túnel simulado, ou seja, na direção normal ao plano do aerofólio. Como pode ser visto na figura A.5, sem a utilização de regiões anecóicas perto das paredes do túnel de vento, essa excitação tonal nas componentes de força sobre o aerofólio leva muito tempo para decair a níveis aceitáveis. Essa frequência de oscilação, assim como alguns de seus harmônicos, também são observadas no som gerado, principalmente a parcela irradiada para o extradorso. Por outro lado, ao adicionar-se apenas uma pequena região anecóica próxima às paredes, a taxa de decaimento dessa excitação aumenta consideravelmente, como visto na figura A.5. A seção 5.3 apresenta esses resultados com mais profundidade.

Figura A.5: Influência do uso de regiões anecóicas na taxa de queda do transiente inicial do C_D . Frequência característica do túnel é evidenciada pelas flutuações de alta frequência.

Pode parecer inconsistente retirar da simulação uma reflexão causada pelas paredes do

túnel de vento, um ente geométrico também presente nos experimentos. No entanto, o túnel de vento difere das presentes simulações em dois pontos. Em primeiro lugar, a velocidade do túnel é aumentada gradativamente (algo inviável em tal simulação) evitando fortes excitações bruscas como a causada no início de uma simulação com o PowerFLOW. Outro fator importante é o curto tempo computacional possível de se simular. Enquanto o túnel pode ser rodado por minutos até que a velocidade se estabilize, consegue-se simular apenas uma fração de segundo usando o PowerFLOW. Mesmo sem usar regiões anecóicas, o decaimento de tais excitações está presente, devido à própria viscosidade do fluido, porém é inviável esperar que uma simulação a reduza a níveis satisfatórios.

A.2 Equação de Ffowcs-Williams e Hawkings

Nos primórdios dos estudos da geração de som por um fluido, esse fenômeno era estudado sem o uso de equações de escoamento. Foi então que Lighthill (1952) apresentou um estudo, onde as equações de quantidade de movimento e de conservação de massa eram rearranjadas na forma de uma equação de onda com um termo fonte. Esse termo fonte representava, entre outras coisas, todas as não-linearidades do escoamento, entre elas as fontes acústicas. Tal equação, nomeada de analogia acústica de Lighthill, é apresentada com mais detalhes na seção A.2.1. O estudo de Lighthill (1952) foi tomado como base para outras analogias, entre elas a de Ffowcs-Williams e Hawkings (FW-H), as quais propõem alterações que as tornam aplicáveis para diferentes tipos de problemas.

Uma das ferramentas utilizadas para a análise aeroacústica das simulações do presente trabalho é baseada na equação de FW-H. Utilizando dados de entrada relativos ao histórico temporal no campo próximo ao aerofólio, provenientes de uma simulação, a equação de FW-H é uma analogia acústica utilizada para propagar essa informação para o campo distante. A formulação matemática da equação de FW-H é apresentada na seção A.2.2.

A.2.1 Analogia de Lighthill

Uma vez que o ruído de jato é produzido basicamente devido às flutuações de velocidade e pressão do escoamento turbulento do jato, Lighthill (1952) foi motivado a escrever uma equação que representasse o ruído gerado por tal escoamento. Ao rearranjar as equações de Navier-Stokes e de conservação de massa, ele deduziu uma equação de onda, com um termo fonte que tratava principalmente das fontes acústicas do ruído gerado por um escoamento turbulento.

Entre suas limitações, a teoria de Lighthill (1952) trata apenas do escoamento gerado pelas flutuações turbulentas, desconsiderando quaisquer efeitos sonoros com paredes sólidas, tais como reflexão, difração, absorção e dispersão. Foi também assumido que a região de escoamento turbulento é envolta por fluido em repouso. Apesar de tais fatos serem importantes no estudo de ruído gerado por aerofólios, a analogia apresenta conceitos básicos importantes para o estudo de qualquer analogia acústica.

De modo a obter a equação da analogia de Lighthill, parte-se da equação de conservação de massa, dada por

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (\text{A.14})$$

onde $\rho(x_i, t)$ é a densidade do fluido e $u_i(x_i, t)$ é o vetor velocidade do fluido, além das equações de Navier-Stokes, dadas por

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad (\text{A.15})$$

onde $p(x_i, t)$ é a pressão do fluido e τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas. Ambas equações estão escritas na notação de Einstein, ou seja, a equação A.15 na verdade representa um sistema de três equações, para $i = 1, 2, 3$.

Aplicando-se o operador $\partial/\partial x_i$ na equação A.15, tem-se

$$\frac{\partial^2 \rho u_i}{\partial x_i \partial t} + \frac{\partial^2 \rho u_i u_j}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} - \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = 0, \quad (\text{A.16})$$

enquanto a derivada temporal da equação A.14 resulta em

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \rho u_i}{\partial x_i \partial t} = 0. \quad (\text{A.17})$$

Ao subtrair a equação A.16 da equação A.17, obtem-se

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}). \quad (\text{A.18})$$

Finalmente, adicionando-se o termo $\partial^2 p / \partial x_i^2 - c_0^2 \partial^2 \rho / \partial x_i^2$ em ambos lados da equação A.18, onde c_0 é uma constante que representa a velocidade do som no fluido, chega-se ao resultado obtido por Lighthill (1952), tal qual

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j - \tau_{ij}) + \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} (p - c_0^2 \rho). \quad (\text{A.19})$$

É importante notar que, após todas as operações matemáticas realizadas até esse ponto,

a equação A.19 ainda não sofreu qualquer simplificação. Ou seja, ela ainda representa exatamente o escoamento de um fluido, tal como descrito pelas equações de Navier-Stokes. O lado direito da equação A.19 está associado ao tensor de Lighthill,

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho_0) \delta_{ij}, \quad (\text{A.20})$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker e a equação A.19 pode ser escrita como:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (\text{A.21})$$

Em relação ao tensor de Lighthill, o termo viscoso pode ser desconsiderado como fonte sonora, devido à baixa viscosidade do ar. Além disso, Lighthill (1952) indica que o termo $p - c_0^2 \rho_0 = 0$ para escoamentos com pequenas variações de temperatura. Com as presentes simplificações, o tensor de Lighthill fica

$$T_{ij} \approx \rho u_i u_j. \quad (\text{A.22})$$

A equação de Lighthill (A.21) possui solução na forma

$$\rho'(x_i, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(y_i, t_{ret})}{r} dV(y_i), \quad (\text{A.23})$$

onde ρ' é a flutuação de densidade no instante t para uma dada posição x_i de observador, y_i é a posição da fonte e $r = |x_i - y_i|$ é a distância entre eles. t_{ret} é o tempo atrasado, dado por

$$t_{ret} = t - \frac{r}{c_0}. \quad (\text{A.24})$$

Este termo considera o tempo de propagação de uma onda acústica para que, com base no instante t de chegada de uma onda no observador x_i , obtenha-se o tempo t_{ret} no qual essa onda foi emitida pela fonte em y_i .

A.2.2 Descrição da formulação matemática de FW-H

Proposto por Ffowcs-Williams e Hawkins (1969), a equação de FW-H trata de uma analogia acústica, obtida a partir da analogia de Lighthill, de modo a levar em conta o ruído gerado ao redor de sólidos em movimento. Ffowcs-Williams e Hawkins (1969) definem uma superfície de controle permeável S ao redor do sólido, aplicando a equação de Lighthill apenas no fluido fora dessa superfície. Além disso, a superfície de controle é definida como fixa em relação a um sistema de coordenadas não-estacionário η , possibilitando o estudo de fontes móveis em relação

ao observador (DOWLING, 1983). O escoamento é assumido como estacionário. Através de um desenvolvimento matemático complicado e elegante, Ffowcs-Williams e Hawkings (1969) obtêm a equação (BRES; PÉROT; FREED, 2010)

$$\square^2 c^2 (\rho - \rho_0) = \frac{\partial}{\partial t} [Q_n \delta(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} [L_i \delta(f)] + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)], \quad (\text{A.25})$$

onde $\square^2 = 1/c^2 \partial^2 / \partial t^2 - \nabla^2$, c é a velocidade do som, $\vec{x}$ representa a posição do observador, $f(\vec{x}, t) = 0$ representa a superfície de controle S (ou simplesmente superfície de FW-H), onde $f < 0$ representa o interior da superfície. $\delta(f)$ é o delta de Dirac, o qual vale zero quando $f \neq 0$, e $H(f)$ é a função degrau de Heaviside, valendo zero para $f < 0$. As variáveis Q_n e L_i são dadas por

$$Q_n = Q_i \hat{n}_i = [\rho_0 v_i + \rho (u_i - v_i)] \hat{n}_i, \quad (\text{A.26})$$

$$L_i = L_{ij} \hat{n}_j = [P_{ij} + \rho u_i (u_j - v_j)] \hat{n}_j. \quad (\text{A.27})$$

Nas equações acima, $\hat{n} = \nabla f$ é um versor normal à superfície $f = 0$, v_i representa a velocidade local da superfície, e u_i é a velocidade do fluido para cada ponto de $f = 0$. O tensor das tensões de Lighthill é dado pela equação A.20, a qual pode ser simplificada para a equação A.22.

No lado direito da equação A.25 existem três termos, cada um com um significado físico bem-definido. O primeiro termo representa as fontes monopólo, ou seja, fontes sonoras relacionadas ao deslocamento de fluido através da superfície de FW-H. O segundo corresponde aos dipólos, referentes às fontes formadas pelas forças aplicadas sobre a superfície de FW-H. Conforme explicado acima, a função δf faz com que esses termos sejam calculados apenas para $f = 0$, ou seja, nos pontos sobre a superfície de FW-H. Por sua vez, o último termo corresponde a fontes quadrupólo, calculado através de uma integral volumétrica de todo o volume fora da superfície de controle, ou seja, $f > 0$, referente aos quadrupólos obtidos por Lighthill. Tal termo é caro de ser calculado devido ao grande volume de dados necessário nessa operação, sendo portanto frequentemente descartado. No entanto, caso seja garantido que as fontes sonoras mais importantes foram englobadas pela superfície de FW-H, tal termo geralmente é desprezível em relação aos demais termos da equação A.25. Obviamente, deve-se garantir que suas ondas acústicas alcancem a superfície sem sofrer dissipações ou dispersões numéricas consideráveis. Mesmo respeitando a condição anterior, tal termo apenas é desprezível caso as únicas flutuações hidrodinâmicas presentes na superfície de FW-H sejam associadas a ondas acústicas. Caso vórtices a cruzem, tais flutuações geram níveis de pseudo-ruído muito mais altos do que os níveis das fontes reais.

A formulação original de FW-H permite que uma superfície permeável seja usada, possibilitando que as fontes volumétricas internas à superfície sejam levadas em consideração. Mesmo assim, uma particularidade muito útil é o uso da superfície de controle $f = 0$ como a superfície do aerofólio. Isso traz simplificações, fazendo com que $u_i = v_i$. Caso a superfície de FW-H seja sólida e também estacionária, a equação de FW-H é transformada na equação de Curle (CURLE, 1955; HOWE, 1998).

Para resolver numericamente a equação A.25, pode-se utilizar a formulação 1A, descrita por Farassat e Succi (1982). Essa formulação resolve a pressão acústica p' na forma

$$p'(\vec{x}, t) = p'_T(\vec{x}, t) + p'_L(\vec{x}, t), \quad (\text{A.28})$$

onde p_T corresponde às fontes monopólo e p_L às dipólo, enquanto o termo das fontes quadrupólo é descartado.

Apesar da formulação 1A de FW-H (FARASSAT; SUCCI, 1982) ser abrangente, ela ainda possui a limitação de que o escoamento deve estar em repouso, para uma fonte em movimento. No presente trabalho, deseja-se simular um túnel de vento, onde a superfície e os observadores estejam fixos, imersos em um escoamento uniforme. Para tal, existem duas formas de contornar essa limitação do método original de FW-H. Uma alternativa é resolver explicitamente a influência do escoamento médio utilizando uma equação de onda convectiva na formulação do modelo de FW-H (NAJAFI-YAZDI; BRÈS; MONGEAU, 2010). Outra opção seria fazer com que a fonte e o observador se movessem em um fluido estacionário. Assumindo que o escoamento médio esteja na direção x_1 (sem perda de generalidade), com velocidade $\vec{U}_0 = (U_{01}, 0, 0)$, fonte e observador se movem com velocidade $-\vec{U}_0$ e número de Mach $-\vec{M}_0$.

Essa última hipótese foi apresentada inicialmente por Garrick e Watkins (1954). Ela se baseia em que tanto a fonte quanto o observador se movem juntos e, através do triângulo de Garrick, apresenta uma modificação da equação A.24, obtendo um novo tempo retardado da forma

$$t_{ret} = t - \frac{R}{c_0}, \quad (\text{A.29})$$

onde o vetor R representa a distância efetiva percebida pelas ondas acústicas, uma vez que o observador também se move junto com a fonte.

Como a fonte está se movendo com uma velocidade $v_i = -U_{0i}$, as equações A.26 e A.27 devem ser alteradas de acordo. Além disso, ao contrário da distância física r para uma fonte em movimento, a distância acústica R é constante no tempo, simplificando vários termos das equações originais de Farassat e Succi (1982).