



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA MECÂNICA**

MATEUS GRASSANO LATTARI

**CARACTERIZAÇÃO DOS MECANISMOS DAS FONTES
SONORAS DE HÉLICES DUPLAS EM CO-ROTAÇÃO**

**Avaliação numérica do efeito da distância axial entre as
hélices em interposição parcial na geração de fontes sonoras**

FLORIANÓPOLIS

2025

Mateus Grassano Lattari

**CARACTERIZAÇÃO DOS MECANISMOS DAS FONTES SONORAS
DE HÉLICES DUPLAS EM CO-ROTAÇÃO**

**Avaliação numérica do efeito da distância axial entre as
hélices em interposição parcial na geração de fontes sonoras**

Tese submetida ao programa de pós graduação de engenharia mecânica como requisito para a obtenção do título de doutor em engenharia mecânica.

Orientador: Prof. César J. Deschamps, PhD.

Coorientador: Prof. Júlio A. Cordioli, Dr.

Florianópolis

2025

Ficha catalográfica gerada por meio de sistema automatizado gerenciado pela BU/UFSC.
Dados inseridos pelo próprio autor.

Lattari, Mateus Grassano

CARACTERIZAÇÃO DOS MECANISMOS DAS FONTES SONORAS DE
HÉLICES DUPLAS EM CO-ROTAÇÃO : Avaliação numérica do efeito
da distância axial entre as hélices em interposição parcial
/ Mateus Grassano Lattari ; orientador, César José
Deschamps, coorientador, Júlio Apolinário Cordioli, 2025.
202 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2025.

Inclui referências.

1. Engenharia Mecânica. 2. Distância axial entre hélices
duplas. 3. Ruído de hélices. 4. DEP aircraft. 5. eVTOL,. I.
Deschamps, César José. II. Cordioli, Júlio Apolinário.
III. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

Mateus Grassano Lattari

Caracterização dos Mecanismos das Fontes Sonoras de Hélices Duplas em Co-rotação: Avaliação numérica do efeito da distância axial entre as hélices em interposição parcial na geração de fontes sonoras

O presente trabalho em nível de doutorado foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. William Roberto Wolf, Ph.D. (Relator)
Universidade Estadual de Campinas

Prof. Lourenço Tércio Lima Pereira, Ph.D.
TU DELFT

Prof. Andrey Ricardo da Silva, Ph.D.
Univesidade Federal de Santa Catarina

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de doutor em Engenharia Mecânica.



Documento assinado digitalmente
Henrique Simas
Data: 23/12/2025 08:25:20-0300
CPF: ***.194.639-**
Verifique as assinaturas em <https://v.ufsc.br>

Prof. Henrique Simas, Dr. (Coordenador)



Documento assinado digitalmente
Cesar Jose Deschamps
Data: 22/12/2025 16:28:27-0300
CPF: ***.377.159-**
Verifique as assinaturas em <https://v.ufsc.br>

Prof. César J. Deschamps, PhD. (Orientador)

Prof. Júlio A. Cordioli, Dr. (Coorientador)

Florianópolis, 2025.

Este trabalho é dedicado aos meus colegas de classe
e aos meus queridos pais.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, não posso deixar de agradecer aos meus orientadores, professores César José Deschamps e Júlio Apolinário Cordioli, por todos os conhecimentos, empenho e foco com que sempre me orientaram neste trabalho e em todas as situações. Muito obrigado por suas correções sem nunca me sentir desmotivado. Agradeço à Embraer, ao CNPq e à FEESC por toda a ajuda financeira e técnica. Também gostaria de agradecer, especialmente, ao Leandro, João, André e Ian e todos os outros da equipe da Embraer, por todas as reuniões, que foram imprescindíveis. Agradeço, também, aos funcionários da UFSC que, foram sempre prestativos. Em especial ao João por toda a sua ajuda e empenho em T.I, que colaboraram com este trabalho.

*“Uma imagem vale mil palavras,
mas um som vale mil imagens.”
(Krause Bernie , 2013.)*

RESUMO

Sistemas de Propulsão Elétrica Distribuída, particularmente para aeronaves eVTOL, frequentemente utilizam múltiplas hélices próximas, operando sob condições complexas de interação. Embora os efeitos de espaçamento lateral e sobreposição sejam bem documentados, a influência da distância axial entre hélices permanece menos explorada, apesar de sua importância para projetos de aeronaves compactas. Este estudo investiga numericamente os efeitos aerodinâmicos e aeroacústicos da variação da distância axial (l_{axial}) entre duas hélices idênticas, parcialmente interpostas e co-rotativas com sobreposição fixa de 25% do diâmetro em condição de voo pairado ($J=0$). Utilizando o Método de Redes de Boltzmann dentro de um modelo de Simulação de Grandes Escalas Aumentadas implementado no PowerFLOW, esta tese analisa carregamentos aerodinâmicos, características do campo de escoamento e características de ruído de campo distante através de três valores de l_{axial} (10%, 20% e 30% do diâmetro da hélice). Os resultados indicam que a redução de l_{axial} de 30% para 10% impacta significativamente a hélice a montante (Hélice 1), aumentando suas flutuações de torque e de tração e amplificando os níveis de ruído nos picos de alta frequência, especificamente aqueles acima do quinto múltiplo da frequência de passagem de pá. A análise da derivada da pressão na superfície revela magnitudes de flutuação maiores nas pontas das pás da Hélice 1 com a redução de l_{axial} . A hélice a jusante (Hélice 2) exibe flutuações inerentemente maiores devido à ingestão da esteira, mas mostra menor sensibilidade às mudanças de distância axial, com variações de ruído inferiores a 5 dB de OASPL (*Overall Acoustics Sound Pressure Level*) para o ruído tonal, em comparação com um aumento de quase 10 dB para a Hélice 1. A visualização do escoamento através do critério Lambda-2 revela interações de vórtices intensificadas principalmente na esteira, conforme a distância axial diminui; no entanto, o efeito mais relevante está no desempenho e nos níveis de ruído da Hélice 1. A análise de correlação cruzada dos sinais individuais de ruído de cada hélice indica que a assinatura de ruído da Hélice 1 se assemelha cada vez mais à da Hélice 2 conforme l_{axial} diminui, atingindo valores unitários para os picos de altas frequências. Este comportamento está diretamente relacionado com o padrão observado para a componente de ruído de carregamento das hélices. O padrão observado também corrobora o aumento da intensidade da derivada temporal da pressão ao redor das hélices, o que indica que, com a redução de l_{axial} , as ondas emitidas pela Hélice 2 passam a impactar a Hélice 1, aumentando a intensidade do ruído de carregamento.

Palavras-chave: Distância axial entre hélices duplas, Ruído de hélices, DEP aircraft, eVTOL, Lattice-Boltzmann

ABSTRACT

Distributed Electric Propulsion systems, particularly for eVTOL aircraft, often utilize multiple closely spaced propellers operating under complex interaction conditions. While lateral spacing and overlap effects are well-documented, the influence of axial distance between propellers is less explored despite its importance for compact aircraft designs. This thesis numerically investigates the aerodynamic and aeroacoustic effects of varying the axial distance between two identical, partially interposed, co-rotating propellers with fixed 25% diameter overlap in hover condition ($J=0$). Using high-fidelity Lattice Boltzmann Method within a Very Large Eddy Simulation model implemented in PowerFLOW, aerodynamic loads, flow field characteristics, and far-field noise across three axial separations (10%, 20%, and 30% of propeller diameter) are analyzed. Reducing the axial distance between the propellers significantly impacts the system's aerodynamic and aeroacoustic performance, affecting the upstream propeller (Prop. 1) the most, approximating its behavior to the downstream propeller (Prop. 2). This closer proximity leads to increased thrust and torque on Prop. 1, along with a notable amplification of high-frequency harmonics (up to the fifth multiple of the Blade Passing Frequency). This conclusion is supported by an analysis of the generated noise spectrum and its higher-order peaks, supported by physical analysis of the propeller surface pressure time derivative ($\partial p / \partial t$), vortex visualization using the Lambda-2 criterion, and finally a cross-correlation of the propellers' noise signatures. This effect is potentially caused by the acoustic pressures waves radiated from Prop. 2 and the increased interaction on Prop. 1 as the axial distance is reduced, revealed by the time derivative magnitude around the propellers.

Keywords: Dual propeller axial distance, Propeller noise, DEP aircraft, eVTOL, Lattice-Boltzmann.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1.1 – (a) Aeronave conceitual (Keller, 2021) e (b) Airbus A3 Vahana (A ³ , 2019).	26
Figura 1.2 – Tipos de hélices em conjunto.	27
Figura 3.1 – Geometria da hélice utilizada na investigação: (a) vista lateral da hélice com duas pás, (b) distribuição geométrica da torção e da corda ao longo do raio da hélice.	70
Figura 3.2 – Configurações de hélices propostas para a investigação.	71
Figura 3.3 – Domínio da simulação.	71
Figura 3.4 – Malha dinâmica.	72
Figura 3.5 – Regimes de escoamento na superfície da hélice.	73
Figura 3.6 – Superfície de medição para a formulação porosa de propagação de ruído.	74
Figura 3.7 – Descrição das regiões de refino: (a) esferas circunscritas externas, (b) esferas circunscritas internas.	75
Figura 3.8 – Refinos de malha: a) Superfície de FWH, b) Esteira; c) Refino ortogonal interno, d) Detalhe do refino na superfície da hélice.	75
Figura 3.9 – Refinos nas seções ortogonais ao longo do raio da pá da hélice: a) 99%, b) 75%, c) 50%.	76
Figura 3.10–Divisão da esfera de medição.	83
Figura 3.11–Posicionamento dos microfones para avaliação da sensibilidade da malha, não representando a escala real.	84
Figura 3.12–Coeficiente de empuxo e torque para cada uma das hélices.	86
Figura 3.13–Espectros de banda estreita para todos os refinamentos de malha para os espectros totais (coluna da esquerda) e decompostos em tonal e de banda larga (segunda coluna) para os microfones a -45 (a-b), 0 (c-d) e 45 (e-f) graus.	88
Figura 3.14–Níveis sonoros de OASPL (a), OASPL-tonal (b), OASPL-tonal para picos altos (c) e OASPL-BB (d) para os refinamentos de malha.	89
Figura 3.15–Configuração experimental com hélice e microfones.	91
Figura 3.16–Comparação do empuxo (a) e do torque (b) entre as configurações.	92

Figura 3.17–Desenvolvimento temporal do empuxo e do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para a distância axial de 30 mm.	93
Figura 3.18–Desenvolvimento temporal do empuxo e do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para a distância axial de 90 mm.	94
Figura 3.19–Espectro do empuxo para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 (a) e 2 (b) , para as distâncias axiais de 30 mm 60 mm e 90 mm (experimentais apenas).	95
Figura 3.20–Espectro do empuxo para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para as distâncias axiais de 30 mm e 90 mm. . . .	96
Figura 3.21–Espectro do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 (a) e 2 (b), para as distâncias axiais de 30 mm 60 mm e 90 mm (experimentais apenas).	96
Figura 3.22–Espectro do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para as distâncias axiais de 30 mm e 90 mm.	97
Figura 3.23–Resultados dos espectros de banda estreita para $l_{axial} = 30$ mm (a-b-c), $l_{axial} = 60$ mm (d-e-f) e $l_{axial} = 90$ mm (g-h-i) para os microfones a -45° (a-d-g), 0° (b-e-h) e 45° (c-f-i).	102
Figura 3.24–Resultados dos espectros de banda estreita para $l_{axial} = 30$ mm (a-b-c), $l_{axial} = 60$ mm (d-e-f) e $l_{axial} = 90$ mm (g-h-i) para os microfones a -45° (a-d-g), 0° (b-e-h) e 45° (c-f-i).	103
Figura 3.25–OASPL para resultados numéricos e experimentais.	104
Figura 3.26–Resultados do OASPL-tonal para resultados numéricos e experimentais.	105
Figura 3.27–Resultados dos OASPL-tonal para picos altos para resultados numéricos e experimentais.	106
Figura 3.28–OASPL-BB para resultados numéricos e experimentais.	107
Figura 4.1 – Nomenclaturas utilizadas nas pás (a) e nas superfícies das hélices (b).	109
Figura 4.2 – Nomenclatura utilizada para as análises no volume.	110

Figura 4.3 – Cargas aerodinâmicas nas superfícies das pás em Pa com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	113
Figura 4.4 – Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	114
Figura 4.5 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 500 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	116
Figura 4.6 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 1000 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	117
Figura 4.7 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 1500 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	118
Figura 4.8 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 2000 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	119
Figura 4.9 – Contorno de magnitude de velocidade para diferentes posições axiais.	121
Figura 4.10–Análise de vorticidade e critério Lambda 2 para diferentes posições axiais.	123
Figura 4.11–Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{axial} = 30,60,90$ mm (a,b,c).	124
Figura 5.1 – Empuxo e torque instantâneos para as hélices 1 e 2 para diferentes valores de l_{axial}	129

Figura 5.2 – PSD para o empuxo e torque para apenas para as hélices 1 e 2 para diferentes valores de l_{axial}	130
Figura 5.3 – Contornos de OASPL para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.	132
Figura 5.4 – Contornos de OASPL-tonal para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.	133
Figura 5.5 – Contornos de OASPL-tonal para picos altos para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.	134
Figura 5.6 – Contornos de OASPL-BB para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.	135
Figura 5.7 – Posições dos microfones de interesse.	137
Figura 5.8 – OASPL para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices	139
Figura 5.9 – OASPL-tonal para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices	140
Figura 5.10–OASPL-tonal para picos altos para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices	141
Figura 5.11–OASPL-BB para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices	142
Figura 5.12–Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e di- ferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento.	143
Figura 5.13–PSD da coerência entre os sinais das hélices no microfone de <i>Downstream</i>	145
Figura B.1–Posições dos microfones de interesse.	171
Figura B.2–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e di- ferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal Microfone <i>Upstream</i> , 90°	172
Figura B.3–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e di- ferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone 45°	173

Figura B.4–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone centro-neuto, 0°	174
Figura B.5–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone -45°	175
Figura B.6–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone <i>Downstream</i> , -90° . . .	176
Figura B.7–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano de elevação, Microfone 45°	177
Figura B.8–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano de elevação, centro-superior 90°	178
Figura B.9–Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano de elevação, Microfone -45°	179
Figura B.10–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 0.	180
Figura B.11–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 1.	181
Figura B.12–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 2.	182
Figura B.13–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 3.	183
Figura B.14–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 4.	184
Figura B.15–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 5.	185
Figura B.16–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 6.	186

Figura B.17–Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 7.	187
Figura C.1–Espectro de banda estreita (a) e espectros decompostos (b). . . .	188
Figura C.2–OASPL total (a) OASPL-total (b), OASPL-tonal para picos altos (c) e OASPL-BB (d).	189
Figura D.1–Espectro de banda estreita (a) e espectros decompostos (b). . . .	190
Figura D.2–OASPL total (a) OASPL-total (b), OASPL-tonal para picos altos (c) e OASPL-BB (d).	190
Figura E.1–Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	192
Figura E.2–Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{axial}=30,60,90$ mm (a,b,c).	193
Figura E.3–Espectro sonoro da Hélice 1 (a) e Hélice 2 (b) para o microfone centro-superior, ...	194
Figura E.4–Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	195
Figura E.5–Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{axial}=30,60,90$ mm (a,b,c).	196
Figura E.6–Espectro sonoro da hélice 1 para o microfone centro-superior. .	197
Figura E.7–Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{axial} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.	198
Figura E.8–Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{axial} = 150$ mm e 90 mm (a) e (b) e hélice isolada (c).	199

Figura E.9 – Espectro sonoro da Hélice 1 (a) e Hélice 2 (b) para o microfone
centro-superior, comparado com a hélice isolada. 200

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Bolha de Separação Laminar (LSB) e Transição de Escoamento.	51
Tabela 2.2 – Hélices Múltiplas - Configurações Lado a Lado (Sem Interposição)	53
Tabela 2.3 – Hélices Múltiplas - Configurações com Interposição Parcial . . .	54
Tabela 2.4 – Configurações Especiais e Contra-Rotação	55
Tabela 3.1 – Coeficientes aerodinâmicos para os diferentes graus de refin de malha.	85
Tabela 5.1 – Valores de OAPWL, OAPWL-tonal, OAPWL-tonal para picos altos e OAPWL-BB para diferentes distâncias axiais.	136

LISTA DE SÍMBOLOS

Termodinâmica e Teoria Cinética (Modelo VLES)

$(f(\xi, \mathbf{x}, t))$	Função de distribuição de partículas, que representa a probabilidade de encontrar uma partícula na posição $\mathbf{x}$ com velocidade ξ no instante t .
$(\mathbf{x})$	Vetor de posição no espaço.
(ξ)	Vetor de velocidade das partículas.
(t)	Tempo.
(ρ)	Densidade do fluido.
(m)	Massa molar do gás.
$(\mathbf{u})$	Vetor de velocidade macroscópica do fluido.
(g)	Aceleração devido a forças externas ou de campo.
(∇_ξ)	Operador gradiente no espaço de velocidades das partículas.
$(f^{(0)})$	Função de distribuição de partículas em equilíbrio local (contínua).
(θ)	Temperatura; Ângulo dos mapas omnidirecionais.
$(\mathbf{c})$	Velocidade intrínseca (peculiar) das partículas, definida como $\xi - \mathbf{u}$.
(c)	Magnitude da velocidade intrínseca $ \mathbf{c} $; Velocidade do som no meio.
(c_o)	Velocidade do som de referência.

Método de Lattice Boltzmann (LBM)

(τ)	Tempo de relaxação na equação de Boltzmann-BGK; Tempo da fonte (emissão) na formulação de Farassat para propagação acústica.
(ω)	Vorticidade, definida como o rotacional do campo de velocidade $(\nabla \times \mathbf{u})$; $\omega(\boldsymbol{\xi})$ é a função peso (Gaussiana) na expansão em séries de polinômios de Hermite.
$(\mathbf{a}^{(n)})$	Coeficientes da expansão em série de Hermite, que representam os momentos da função de distribuição.
$(\mathcal{H}^{(n)}(\boldsymbol{\xi}))$	Polinômios de Hermite de ordem n .

$(\mathcal{H}^{(0)}, \mathcal{H}_i^{(1)}, \dots)$	Polinômios de Hermite específicos de ordens 0, 1, 2 e 3.
(δ_{ij})	Delta de Kronecker.
(f'_a)	Componente de não-equilíbrio da função de distribuição discreta.
(ξ_a)	Vetores de velocidade discretos em uma rede de LBM.
(d)	Número de velocidades discretas na rede de LBM.
$(\mathbf{P})$	Tensor de fluxo de quantidade de movimento.
(δ)	Tensor identidade.
(f_a)	Função de distribuição de partículas discreta para a velocidade ξ_a .
$(f_a^{(0)})$	Função de equilíbrio local discreta.
(F_a)	Força externa discreta aplicada na direção a .
$(\widehat{f'_a})$	Componente de não-equilíbrio regularizada da função de distribuição.
(w_a)	Pesos da quadratura associados às velocidades discretas ξ_a .
$(f_i, f_i^{eq}, f_i^{neq})$	Função de distribuição na interface de malhas dinâmicas e suas componentes em equilíbrio e fora do equilíbrio, respectivamente.
$(\mathbf{u}_{\text{rot}}, \mathbf{X}_{\text{rot}})$	Vetores de velocidade e posição no referencial rotacional.
$(\mathbf{u}_{\text{st}}, \mathbf{X}_{\text{st}})$	Vetores de velocidade e posição no referencial estático.
(Ω)	Vetor de velocidade angular de rotação.
$(\mathbf{r}_{\text{st}})$	Vetor posição do centro de rotação no referencial estático.
(Δt)	Passo de tempo discreto da simulação.

Modelagem de Turbulência

(ϵ)	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta; Energia interna específica.
$(\bar{\tau})$	Tempo de relaxação efetivo em LBM com modelo de turbulência.
(ν)	Viscosidade cinemática molecular.
(ν_t)	Viscosidade cinemática turbulenta.
$(l_{\text{DES}}, l_{\text{uRANS}}, l_{\text{LES}})$	Escalas de comprimento nos modelos de turbulência DES, uRANS e LES, respectivamente.

(f_d)	Função de troca entre os modelos uRANS e LES (turbulência modelada e escalada no PowerFLOW).
(k)	Energia cinética turbulenta; Índice de segmento no método de Welch; Índice de rotação na análise TSA.
(P_k)	Termo de produção de energia cinética turbulenta.
$(\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_\mu)$	Constantes do modelo de turbulência $k - \epsilon$.

Aeroacústica e Pós-Processamento

(D)	Diâmetro da hélice; Dimensão do espaço; Deslocamento (<i>shift</i>) de amostras no método de Welch.
(n)	Frequência de rotação das hélices (em Hz); Número molecular; Índice genérico.
(f)	Frequência em análises espectrais; Função que define a superfície da fonte de ruído na equação FWH ($f = 0$).
(C_T)	Coeficiente de empuxo.
(C_Q)	Coeficiente de torque.
(F_T)	Força de empuxo.
(Q)	Torque aerodinâmico.
(Q_n, L_i, T_{ij})	Termos fonte de espessura (monopolo), carregamento (dipolo) e quadrupolo na equação de FWH.
$(M_r, \dot{M}_r)$	Componente radial do Mach e sua derivada.
(L_r, L_M)	Projeções do termo de carregamento.
$(M_r, \dot{M}_r)$	Componente radial do Mach e sua derivada.
$(\hat{n}_i, \hat{r}_i)$	Vetores unitários superficiais e radiais.
$(H(f))$	Função de Heaviside.
$(\delta(f))$	Função delta de Dirac.
(τ_{ret})	Tempo retardado na formulação FWH/Farassat.
(p', p'_T, p'_L)	Pressão acústica e suas componentes de espessura e carregamento, respectivamente.
$(\mathbf{M})$	Vetor do número de Mach da fonte.
(r)	Distância entre a fonte e o observador no tempo de emissão.
$(L_p(f_i))$	nível de pressão sonora da banda.
$(OASPL)$	Nível global de pressão sonora.

$(OASPL_{tonal})$	Nível tonal global.
$(OASPL_{BB})$	Nível de banda larga.
$(OAPWL)$	Nível global de potência sonora.
(p_{ref})	Pressão de referência ($20\mu\text{Pa}$).
$(p(t))$	Sinal de pressão sonora no tempo.
$(X(j))$	Amostra do sinal no método de Welch.
$(X_k(j))$	Segmento janelado do sinal.
$(A_k(n))$	FFT de cada segmento janelado.
$(I_k(f_n))$	Periodograma modificado.
(f_n)	Frequência discreta (FFT).
(U)	Fator de normalização na PSD de Welch.
(K)	Número de rotações na TSA.
(N_r)	Amostras por rotação (TSA).
(T_r)	Período fundamental de rotação.
(f_r)	Frequência fundamental de rotação.
$(p_{TSA}(n))$	Sinal tonal obtido pela análise síncrona no tempo (TSA).
(I)	Intensidade sonora.
$(\square^2)$	Operador de onda de d'Alembert.
(p_{BB})	Sinal de ruído de banda larga (<i>broadband</i>).
$(C_{xy}(f))$	Função de coerência entre dois sinais em frequência.
$(P_{xx}(f), P_{yy}(f))$	Densidade espectral de potência (<i>autopower spectral density</i>) dos sinais $x(t)$ e $y(t)$.
$(P_{xy}(f))$	Densidade espectral cruzada (<i>cross-power spectral density</i>) entre $x(t)$ e $y(t)$.
$(\hat{P}(f_n))$	Estimativa da densidade espectral de potência pelo método de Welch.
$(P_{acoustic})$	Potência acústica total.
$(\mathbf{S}, \mathbf{O})$	Decomposição do tensor gradiente de velocidade em partes simétricas e assimétricas, respectivamente.

LISTA DE SIGLA E ABREVIACES

LES Large Eddy Simulation

VLES Very Large Eddy Simulation

uRANS Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes

DES Delayed Eddy Simulation

NS Navier-Stokes

LBM Lattice Boltzmann Method

PIV Particle Image Velocimetry

UAM Urban Air Mobility

DEP Distributed Electric Propulsion

BGK Bhatnagar-Gross-Krook

FWH Ffowcs Williams-Hawkings

CFD Computational Fluid Dynamics

CAA Computational Aeroacoustics

eVTOL electric Vertical Take-Off and Landing

BPF Blade Passing Frequency

OASPL Overall Sound Pressure Level

OAPWL Overall Acoustic Power Level

PSD Power Spectral Density

SPL Sound Pressure Level

UAV Unmanned Aerial Vehicle

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	RUÍDO GERADO POR HÉLICES EM CONJUNTO .	27
1.1.1	Método de análise do presente estudo	30
1.2	MOTIVAÇÃO E OBJETIVOS	32
2	PRINCÍPIOS BÁSICOS E REVISÃO DA LITERATURA	34
2.1	RUÍDO EM HÉLICES ISOLADAS	34
2.2	INTERAÇÕES AERODINÂMICAS E ACÚSTICAS ENTRE MÚLTIPLAS HÉLICES	41
2.3	SÍNTESE DO ESTADO DA ARTE	49
2.4	CONTRIBUIÇÕES	55
3	DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO DE PRE- DIÇÃO DO RUÍDO DE HÉLICES DUPLAS EM CO- ROTAÇÃO	57
3.1	MODELOS MATEMÁTICOS	57
3.1.1	Método de VLES	58
3.1.2	Modelo de propagação de ruído para o campo distante	66
3.2	MODELAGEM COMPUTACIONAL	69
3.2.1	Geometrias de hélice e condições de operação	69
3.2.2	Condições de contorno aplicadas na simulação e princi- pais medições	70
3.2.3	Discretização do domínio computacional	73
3.2.4	Métodos de Pós processamento	76
3.3	TESTE DE SENSIBILIDADE DA MALHA	84
3.4	VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL	89
3.4.1	Previsão de grandezas aerodinâmicas	90
3.4.2	Previsão de níveis sonoros	97
4	MECANISMOS DE GERAÇÃO DE FONTES SONORAS	108
4.1	ANÁLISE DO CARREGAMENTO DE PRESSÃO NA SUPERFÍCIE DAS HÉLICES	110

4.2	CAMPOS DE VELOCIDADE E DE PRESSÃO	120
4.3	SÍNTESE DOS RESULTADOS	122
5	ANÁLISE AERODINÂMICA INTEGRAL E ESPEC- TRAL	127
5.1	ANÁLISE AERODINÂMICA	127
5.2	ANÁLISE ACÚSTICA	128
5.2.1	Análise na esfera de microfones	130
5.2.2	OAPWL	131
5.2.3	Análise em microfones axiais e longitudinais	136
5.3	PRINCIPAIS RESULTADOS	144
6	CONCLUSÕES	147
6.1	CONSIDERAÇÕES INICIAIS	147
6.2	PRINCIPAIS CONCLUSÕES	149
6.3	SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	151
	Referências	152
	Apêndice A – RESULTADOS DE VALIDAÇÃO . . .	162
	Apêndice B – MICROFONES DE INTERESSE	171
	Apêndice C – COMPARAÇÃO DA CONVERGÊNCIA DA SUPERFÍCIE DE FFWCS WIL- LIAMS POROSA	188
	Apêndice D – COMPARAÇÃO ENTRE A SUPERFÍ- CIE DE FFWCS WILLIAMS SÓLIDA E POROSA	190
	Apêndice E – RESULTADOS COMPLEMENTARES	191
E.1	HÉLICE EM CONTRA-ROTAÇÃO COM VELOCIDA- DES DE ROTAÇÃO DISTINTAS.	191

E.2	HÉLICE EM CO-ROTAÇÃO COM VELOCIDADES DE ROTAÇÃO SIMILARES E $l_{\text{over}}=50\%D$	194
E.3	HÉLICE EM CO-ROTAÇÃO COM VELOCIDADES DE ROTAÇÃO SIMILARES COMPARADOS COM A HÉLICE ISOLADA INCLUINDO $l_{\text{axial}}=150$ MM VS $l_{\text{axial}}=30$ MM.	194
E.4	SÍNTESE DO APÊNDICE	200

1 INTRODUÇÃO

O setor aeronáutico tem passado por transformações significativas, com a crescente importância das aeronaves de propulsão distribuída motorizadas por hélices. Aeronaves com motorização elétrica, híbrida ou até mesmo com propulsão convencional estão sendo constantemente desenvolvidas com o objetivo de atender a novos mercados, desde o transporte urbano e voos curtos, até mesmo linhas aéreas regionais convencionais que necessitam cada vez mais de escala, eficiência e menor impacto ambiental. Alguns projetos que indicam essas transformações são o NASA X-57 Maxwell, a Ascendance Flight Technologies ATEA e a Sterna (Ascendance, 2024a, 2024b; NASA, 2024).

A propulsão distribuída é uma estratégia que vem sendo empregada desde os primórdios da aviação (Gohardani et al., 2011), e a evolução tecnológica tem permitido aeronaves com configurações mais complexas e eficientes. Aeronaves com múltiplos rotores, distribuídos ao longo de sua fuselagem central (Figura 1.1a), são exemplos de aeronaves em desenvolvimento para atender a esses novos desafios. Essas configurações permitem a redução da velocidade de ponta de pá de cada uma das hélices, melhorando o seu controle em baixas velocidades e a sua performance aerodinâmica em geral (Patterson et al., 2016). A modificação teórica de uma aeronave conceitual de duas para doze hélices, por exemplo, demonstrou uma redução de até 3,3% no consumo de energia, após diversas otimizações aerodinâmicas (Keller, 2021). Isso também pode promover maior segurança de voo e menores níveis de ruído (Biser et al., 2020), uma vez que a velocidade de ponta de pá é um dos principais fatores que afetam o ruído gerado por hélices (Glegg & Devenport, 2017).

Os eVTOLs (*electric Vertical Take-Off and Landing - eVTOL*) têm se destacado dentre essas novas aeronaves, sendo normalmente projetados para o transporte de poucos passageiros. Além disso, eVTOLs são muitas vezes capazes de voo pairado (*hover*), exigindo altos torques para se movimentarem em cidades congestionadas e com pouco espaço para manobras. Esse tipo de operação exige alta eficiência energética e versatilidade para pouso e decolagem em locais não convencionais. Por esse motivo, a propulsão distribuída é uma estratégia que tem sido bastante

utilizada nesse tipo de aeronave, com diversas hélices operando em conjunto e muito próximas entre si.

Em situações extremas, um conjunto de hélices pode apresentar um distanciamento tão reduzido a ponto de uma hélice interagir com a esteira da outra. Essa configuração é conhecida como interposição, com uma hélice se posicionando fisicamente a montante de outra, de forma parcial ou total. Um exemplo de conceito de aeronave em que tal situação é bastante explorada é o Airbus A3 Vahana (A³, 2019), mostrado na Figura 1.1b.

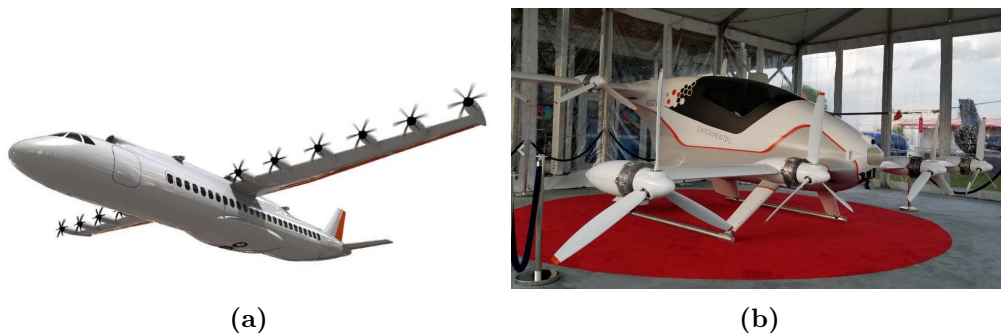


Figura 1.1 – (a) Aeronave conceitual (Keller, 2021) e (b) Airbus A3 Vahana (A³, 2019).

Outros exemplos de eVTOLs com hélices em conjunto são o Joby Aviation S4 (Aviation, 2023) e o Volocopter 2X (GmbH, 2017). De acordo com a configuração dessas aeronaves, conjuntos de hélices podem ser classificados em três configurações principais: (i) sem interposição, quando as hélices estão próximas, mas estão no mesmo plano latitudinalmente; (ii) interposição parcial, quando uma hélice está parcialmente inserida na esteira da outra hélice; (iii) interposição total, quando as hélices estão completamente inseridas uma na esteira da outra. A Figura 1.2 apresenta um esquema dessas configurações. As principais variáveis de posicionamento em cada uma dessas configurações são a distância entre as pontas das pás das hélices l_t , a distância axial entre os eixos das hélices l_{axial} e a distância interposta entre as hélices para a configuração de interposição parcial l_{over} . Essa distância é constante para a interposição total, na qual essa distância é igual ao próprio diâmetro da hélice.

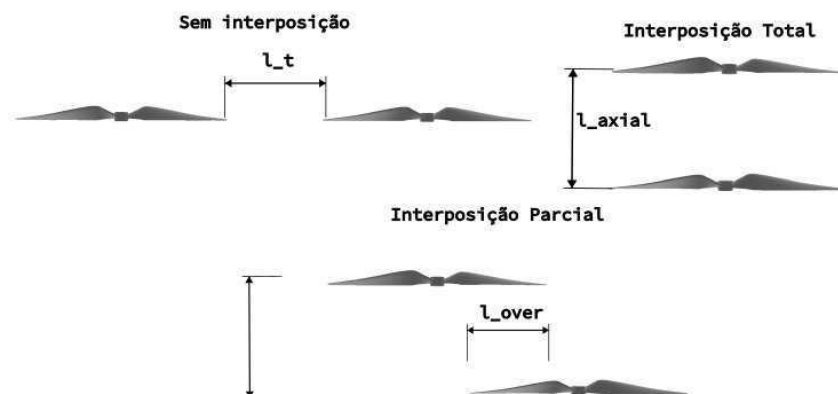


Figura 1.2 – Tipos de hélices em conjunto.

1.1 Ruído gerado por hélices em conjunto

As características aerodinâmicas e os mecanismos de geração de ruído de um conjunto de hélices representam um tema bastante complexo e, apesar da geração de ruído ser prejudicial ao ambiente e à saúde humana, o tema possui diversas lacunas de conhecimento. Diversos estudos, revisados na Seção 2.2, demonstram que hélices próximas são capazes de aumentar significativamente o ruído em relação ao ruído combinado de hélices isoladas. Isso ocorre devido às estruturas complexas formadas pela interação entre as esteiras das hélices. A operação dessas configurações de hélices em áreas urbanas densamente povoadas origina diversas preocupações acerca da viabilidade dos seus empregos em projetos de novos conceitos de aeronaves e, particularmente, eVTOLs, frente ao forte regramento do ruído urbano proveniente da aviação (ICAO, 2024). A Abordagem Balanceada para a Administração do Ruído Aeronáutico determinada pela Organização da Aviação Civil Internacional (Organization, 2008), estabelece quatro principais pilares:

- Redução de ruído na fonte: desenvolvimento de tecnologias de aeronaves mais silenciosas.
- Planejamento de uso de terra e restrições de operação: Limitação de operações em determinadas localidades.
- Planejamento de rotas: Rotas de voo que minimizem o impacto do ruído.

- Restrições operacionais de aeronaves: Limitações de operação de aeronaves mais ruidosas, especialmente em períodos noturnos.

Com o objetivo de atender a novos nichos de mercado, e considerando os quatro pilares supracitados, a única alternativa que não envolve a limitação de operações é a redução do ruído na fonte. Assim, o conhecimento das fontes de ruído e das dinâmicas que envolvem sua geração é um passo crucial para o desenvolvimento dessas tecnologias, permitindo que decisões de projeto possam ser tomadas em estágios iniciais. O maior conhecimento acerca das fontes de ruído pode também permitir economizar recursos em testes com a aeronave em escala real. Níveis elevados de ruído podem limitar a operação e a viabilidade econômica de aeronaves em um mercado competitivo ou, até mesmo, inviabilizar o projeto de um novo modelo.

Os principais desafios acerca dos tipos de fontes de ruído presentes em conjuntos de hélices são a interação entre as hélices, a interação entre elas e a fuselagem e, em cada um deles, a dinâmica do ruído tonal e de banda larga. O ruído tonal consiste em harmônicos em tons bem definidos, enquanto o ruído de banda larga é distribuído em uma larga faixa de frequências (Glegg & Devenport, 2017). A relação entre eles e a física da aerodinâmica da hélice será apresentada em detalhes no próximo capítulo. Um importante aspecto que pode influenciar a interação entre hélices é a sua configuração geométrica como, por exemplo, a distância entre elas.

Diversos esforços de pesquisa buscam investigar as fontes de ruído em aeronaves que adotam conjuntos de hélices, tais como no projeto europeu Clean Sky (Sky, 2025), SilentProp (Project, 2025) e no projeto americano NASA X-57 Maxwell (NASA, 2024). Resumidamente, esses projetos adotam testes em túneis de vento e simulações numéricas para investigar o impacto de diversos componentes das aeronaves com propulsão distribuída sobre o ruído gerado.

Experimentos em túneis de vento são uma ferramenta essencialmente empírica para a investigação das fontes de ruído. Sua principal vantagem reside na capacidade de fornecer dados físicos em um ambiente altamente controlado, permitindo a repetibilidade dos testes e a validação de modelos numéricos. Contudo, apresentam desvantagens consideráveis, como os altos custos operacionais, a complexidade na

instrumentação e o ruído de fundo gerado pelo próprio túnel, que pode mascarar as fontes sonoras de interesse. Efeitos de escala e a interferência das paredes do túnel também podem limitar a aplicabilidade direta dos resultados a condições reais.

Medições de ruído e de parâmetros aerodinâmicos para relacionar fontes de ruído com os sinais dos microfones são desafios consideráveis. Entre as técnicas mais avançadas estão o PIV (*Particle Image Velocimetry*), câmeras de alta velocidade com métodos de correlação de imagens das superfícies das hélices, microfones de alta sensibilidade e processamento de sinais (Grande, Ragni et al., 2022; Grande, Romani et al., 2022; H. Wu et al., 2022). No entanto, mesmo com essas tecnologias, a principal questão que motiva as simulações é o acesso aos dados que não podem ser medidos em experimentos. Simulações numéricas, por exemplo, permitem uma análise completa e não intrusiva do campo de escoamento e das flutuações de pressão em todos os pontos, fornecendo uma visão detalhada das fontes de ruído que é impossível de se obter apenas com medições físicas.

A simulação numérica permite a solução de sistemas de equações de modelos físicos teóricos para escoamentos. A acurácia dessas simulações numéricas depende dos métodos de solução e de hipóteses simplificadoras adotadas e pode não ser capaz de capturar todos os fenômenos físicos presentes em um escoamento real. A vantagem das simulações é que elas podem ser realizadas em diversas condições de operação e geometrias, permitindo uma análise mais abrangente do problema. A disponibilidade dos campos de propriedades do escoamento considerado permite que técnicas refinadas possam, progressivamente, relacioná-los com fontes de ruído. A complexidade de simulações pode até mesmo se equiparar ou até exceder o custo de experimentos em túneis de vento, mas os mecanismos físicos do escoamento podem ser explorados de forma bem mais detalhada. Por outro lado, deve ser mencionado que soluções numéricas necessitam muitas vezes de validação através da comparação com dados experimentais. Considerando as limitações e vantagens de medições e simulações numéricas, o uso combinado de ambas permite maior confiabilidade na predição e análise do ruído e de suas fontes.

1.1.1 Método de análise do presente estudo

A presente investigação da aeroacústica de hélices é apoiada em simulações numéricas e, por esse motivo, maior destaque e detalhamento serão dados a essa técnica. Apresenta-se a seguir um breve resumo acerca das principais ferramentas numéricas para a previsão do ruído e identificação das fontes de ruído em conjuntos de hélices.

As técnicas numéricas podem ser categorizadas progressivamente de acordo com a ordem dos métodos. Métodos com ordem mais baixa adotam hipóteses simplificadas, tais como escoamento invíscido, ou se propõem a isolar efeitos físicos específicos e, conseqüentemente, o tipo de fonte sonora. Os principais modelos de ordem mais baixa são os baseados na teoria do momento de elemento de pá, ou de forma mais geral, disco atuador, como apresentado em Ledoux et al. (2021). Os modelos baseados na teoria do momento de elemento de pá permitem que o ruído seja calculado com base em uma distribuição de forças ao longo da pá (Hanson, 1980), limitando-se ao ruído tonal. Esses modelos podem ser estendidos para capturar parte do ruído de banda larga, permitindo capturar interações mais complexas a partir da inclusão de modelos semi-empíricos e aprimoramentos matemáticos (Casalino & Barbarino, 2011; Goody, 2004; Kamruzzaman et al., 2015; S. Lee, 2018; Roger & Moreau, 2005; Rozenberg, 2007; Rozenberg et al., 2012). Outro tipo de modelo de ordem mais baixa se baseia em redes de vórtices (Cottet, Koumoutsakos et al., 2000; Leishman et al., 2002) para a simulação de escoamentos tridimensionais e a interação entre as hélices. Entretanto, esses modelos são normalmente deficientes na captura de efeitos turbulentos complexos e da separação do escoamento.

Modelos de ordem mais alta adotam hipóteses mais abrangentes para o escoamento, podendo ser aplicados, além da aeroacústica, em uma vasta gama de problemas, tais como escoamentos multifásicos, combustão etc. Esses modelos podem descrever o escoamento de fluidos com o emprego da equação de Navier-Stokes ou através de modelos ainda mais abrangentes baseados na Equação de Boltzmann, capazes de modelar o movimento de gases e líquidos a partir de efeitos intermoleculares. Os modelos de ordem mais elevada são adequados para capturar fenômenos complexos como a separação de escoamentos, o desenvolvimento de camadas limites, a transição de escoamento laminar para turbulento etc. Um modelo de ordem mais

elevada que se baseia na Equação de Boltzmann é conhecido como Método de Redes de Boltzmann (*Lattice Boltzmann Method* - LBM). Entretanto, a complexidade e o custo computacional desses modelos são muito maiores quando comparados com modelos de ordem mais baixa. Esses modelos necessitam da discretização do domínio em uma malha computacional, sendo um desafio considerável para geometrias complexas. Outra importante questão é a necessidade do emprego de modelos de turbulência, uma vez que a solução direta de todas as escalas turbulentas tornaria o custo computacional proibitivo. Além disso, efeitos de compressibilidade do fluido podem implicar também no custo computacional.

Quando aplicados à aeroacústica, a capacidade dos modelos em capturar efeitos de compressibilidade do fluido é bastante crítica devido à relação entre as fontes sonoras e a propagação de ondas de pressão no campo. É importante ressaltar que modelos baseados nas equações de Navier-Stokes, mesmo com formulação de escoamento incompressível, podem incluir modelos de compressibilidade especiais, muitas vezes limitados a baixos números de Mach. Exemplos são o modelo de compressibilidade artificial (Jiang & Zhang, 2022) e o método de onda acústica convectiva perturbada (Hüppe et al., 2014), que, em linhas gerais, adicionam mais equações ou uma etapa de solução com o objetivo de modelar a propagação acústica em cada iteração do procedimento de solução do modelo incompressível.

Os modelos baseados em LBM – puramente compressíveis – ainda são capazes de superar modelos baseados em Navier-Stokes em termos de custo computacional em aplicações para hélices isoladas (Casalino et al., 2021; Gonzalez-Martino et al., 2018). O modelo LBM disponível no código comercial PowerFLOW (Systèmes, 2023) é de ordem mais elevada, sendo capaz de capturar efeitos de compressibilidade e aeroacústicos em hélices isoladas. Entretanto, a aplicação de tais modelos para hélices em conjunto é um desafio considerável, considerando que a interação entre as hélices pode gerar efeitos compressíveis e aeroacústicos complexos. Isso será discutido nesta tese, durante a investigação das fontes de ruído em hélices em conjunto aplicando os modelos em questão.

1.2 Motivação e Objetivos

A interação entre as hélices é um fenômeno complexo, capaz de afetar de forma significativa o seu desempenho aerodinâmico e aumentar o ruído em novas concepções de aeronaves que adotam conjuntos de hélices com reduzido distanciamento entre si. De fato, a necessidade de níveis baixos de ruído na operação desse tipo de aeronave em áreas urbanas é crucial para a sua viabilidade. O conhecimento acerca dos mecanismos que afetam a geração de fontes sonoras em conjuntos de hélices pode permitir a redução do ruído gerado em estágios iniciais do projeto de novas aeronaves, como eVTOLs. Nesse sentido, a identificação das variáveis críticas de distanciamento entre hélices que afetam o ruído e desempenho aerodinâmico é de grande importância.

Dentre as ferramentas utilizadas para promover um melhor entendimento da interação entre hélices, destacam-se as simulações numéricas e os experimentos. As simulações numéricas podem ser utilizadas para investigar o impacto da interação entre hélices e o processo de geração de fontes sonoras, considerando as potencialidades de processamento das variáveis do escoamento e a possibilidade de relacioná-las com o ruído final produzido pelas hélices. Um método que apresenta um grande potencial em aeroacústica é o LBM, considerando a possibilidade de solução de escoamentos compressíveis com alta performance computacional.

Frente à necessidade de avaliar o efeito de variáveis geométricas na geração de fontes sonoras e na performance aerodinâmica de conjuntos de hélices, o objetivo principal desta tese é investigar numericamente o efeito da distância axial entre duas hélices em interposição parcial. A fim de alcançar esse objetivo, um modelo baseado no Método de Redes de Boltzmann (LBM) será adotado, em função da sua capacidade de resolver escoamentos compressíveis com maior acurácia e menor custo computacional, quando comparado com modelos de simulação que resolvem, numericamente, as equações de Navier-Stokes. O modelo LBM será validado através da comparação de seus resultados com dados experimentais, e então usado na investigação dos mecanismos de geração de fontes de ruído, com destaque na região entre as pás das hélices, as pontas das pás e as esteiras.

A investigação é estruturada no seguinte conjunto de objetivos específicos:

- Validação do modelo numérico e definição dos seus limites de aplicação.
- Implementação de técnicas de processamento de sinais para a análise de cada um dos componentes tonal e de banda larga do ruído gerado pelo par de hélices.
- Avaliação do efeito da distância axial entre duas hélices co-rotativas sobre o desempenho aerodinâmico e geração de fontes de ruído, através de resultados dos campos de pressão, velocidades e de vorticidade.
- Relacionar o ruído em campo distante, bem como o empuxo e o torque, produzidos pelas hélices de acordo com as variáveis geométricas.
- Investigar a influência da esteira de cada uma das hélices no processo de geração de fontes sonoras.
- Fornecer, com base na análise, a relação entre as fontes sonoras identificadas e a distância axial entre as hélices.

2 PRINCÍPIOS BÁSICOS E REVISÃO DA LITERATURA

O presente capítulo apresenta os fundamentos teóricos para a compreensão dos fenômenos que afetam o ruído de hélices, bem como uma revisão da literatura sobre o tema. Inicialmente, aborda-se a teoria básica sobre o ruído e o desempenho aerodinâmico de hélices isoladas, indicando também alguns estudos que fornecem subsídios para a melhor compreensão acerca das fontes sonoras. Alguns desses trabalhos utilizam modelos de simulação, por exemplo baseados em LBM (*Lattice Boltzmann Method*), permitindo processar as variáveis do escoamento e relacioná-las com as fontes sonoras. Na sequência, a revisão se concentra em investigações acerca de múltiplas hélices, com foco em hélices co-rotativas. Esses trabalhos demonstram a importância do posicionamento entre as hélices sobre a geração de ruído e a performance aerodinâmica. O capítulo é finalizado com uma síntese dos trabalhos revisados de forma a contextualizar as contribuições desta tese.

2.1 Ruído em hélices isoladas

Com a introdução de conceitos básicos do ruído de hélice e a revisão da literatura, esta seção visa apresentar os aspectos mais significativos das fontes sonoras em hélices isoladas e as técnicas existentes para a sua identificação.

O princípio do empuxo gerado por hélices está no movimento das suas seções transversais, com a velocidade angular de cada posição radial da pá induzindo uma velocidade tangencial relativa em cada uma de suas seções. Para que esse movimento possa extrair empuxo do escoamento, as seções são projetadas em aerofólios. Essas estruturas de formato aerodinâmico em contato com um escoamento passam a experimentar uma força de sustentação positiva devido ao diferencial de pressão entre as suas superfícies inferiores e superiores (intradorso e extradorso). A contribuição dessa força em cada uma dessas seções resulta em uma força no eixo da hélice, denominada empuxo. Entretanto, o arrasto aerodinâmico gerado pelo movimento da hélice no fluido resulta em um torque transmitido ao eixo. A natureza dessa dinâmica implica que o ruído em hélices esteja associado a efeitos periódicos e não periódicos, o primeiro ligado ao movimento de rotação da hélice e o segundo similar ao que ocorre para aerofólios bidimensionais. O ruído periódico é caracterizado por tons definidos nas frequências de passagem (*Blade Passing*

Frequency - BPF) de cada uma das pás e o restante do ruído é classificado como ruído de banda larga, caracterizado por não possuir tons bem definidos, sendo distribuído em uma ampla faixa de frequências.

Kurtz e Marte (1970) atribui o ruído periódico a oscilações periódicas de carregamentos de torque e de empuxo (ruído de carregamento) e ao deslocamento de massa (ou de volume) do fluido pelas seções das pás, devido à sua espessura (ruído de espessura). Existem também efeitos periódicos de natureza não determinística, associados a interações e distorções geradas pelas pás das hélices, assim como a interação entre esteiras e o campo acústico. Um desses efeitos é conhecido como *Haystacking*, em que tons são emitidos em frequências próximas à BPF. Esse efeito é associado à não simetria do carregamento entre as pás de hélice, é gerado por interferências acústicas construtivas e destrutivas sucessivas e se torna mais relevante em hélices com número elevado de pás ou durante a ingestão de camadas limite turbulentas (Zhou et al., 2024).

Ainda segundo Kurtz e Marte (1970), o ruído de banda larga possui fontes de natureza não determinística, formadas pela ingestão de camadas limite turbulentas ou de turbulência do escoamento incidente. O ruído de banda larga pode também estar relacionado com fontes provenientes da transição da camada limite induzida na própria superfície da pá da hélice. Outros mecanismos de geração de ruído podem estar associados ao desprendimento de vórtices, o qual é mais intenso nas pontas de pás e nas esteiras induzidas por sua passagem. Devido à forte relação do ruído de banda larga em uma hélice com o escoamento bidimensional ao redor de um aerofólio isolado, esta tese aborda os mecanismos de geração de ruído de banda larga nessas estruturas, conforme exposto por Brooks et al. (1989). De acordo com o autor, o ruído próprio do aerofólio (*airfoil self-noise*) tem sua origem em cinco mecanismos:

- Camada limite turbulenta no bordo de fuga, devido ao encontro das camadas limites de ambos os lados do aerofólio que formam uma esteira turbulenta (ruído de banda larga de menor intensidade).
- Ruído da camada limite transicional com espalhamento de vórtices, associado à transição da camada limite do regime laminar para o turbulento. Camadas limite transicionais podem gerar estruturas coerentes ao longo da envergadura,

resultando em maior ruído. Esse fenômeno está associado à formação de uma bolha de separação laminar (LSB), que atua como amplificador de instabilidades lineares (Grande, Romani et al., 2022). Um mecanismo de *feedback* positivo em que instabilidades da camada limite são alimentadas por ondas de pressão sonora emitidas do bordo de fuga.

- Separação da camada limite do aerofólio, formando vórtices na superfície de pressão, com redução parcial ou completa da sustentação.
- Camada limite turbulenta em aerofólio com bordo de fuga espesso (ruído de banda larga de menor intensidade).
- Ruído de vórtices de ponta de aerofólio.

Considerando sua importância no ruído de hélices, trabalhos recentes exploraram os cinco mecanismos supracitados através de experimentos e simulações numéricas.

Jiang, Wu et al. (2022), com o objetivo de melhorar o desempenho acústico de hélices, avaliou os níveis de ruído e as diferenças entre os mecanismos de geração de fontes sonoras introduzindo alterações geométricas, a partir de variações sutis nas pontas de pás das hélices avaliadas. A investigação foi realizada com um modelo numérico baseado em *Delayed Detached Eddy Simulation* (DDES) com o uso do método da compressibilidade artificial (Jiang & Zhang, 2022) para números de Mach inferiores a 0,4, a fim de prever efeitos de propagação de ondas acústicas. Diferenças de até 2 dB foram observadas entre os resultados do modelo e medições dos níveis de ruído das BPFs. A partir de analogias fundamentadas na equação de Ffowcs-Williams e Hawkings (FWH) (Ffowcs Williams et al., 1969), os autores analisaram a diretividade para os níveis globais de pressão sonora (*Overall Acoustic Sound Pressure Level* - OASPL) em bandas de 1 kHz até 10 kHz, com o nível das BPFs sendo diretamente extraídos dos espectros. As simulações e as medições indicaram uma redução do ruído de banda larga para as hélices otimizadas. A análise da assinatura de pressão nas pás revelou magnitudes elevadas, principalmente nas pontas das pás. Considerando sua relação com o ruído de carregamento, o cálculo da derivada da pressão na superfície das hélices revelou importantes mecanismos de geração de fontes sonoras, também perceptíveis nas pontas das pás junto ao bordo

de fuga das pás. O cálculo da magnitude e da derivada temporal da pressão em torno da hélice revelou dinâmicas complexas de esteira, incluindo desprendimento de vórtices nas pontas das pás e a separação da camada limite que pode afetar o desempenho e o ruído da hélice.

O estudo de Casalino et al. (2021) avaliou as fontes de ruído de uma hélice, com geometria similar àquela usada por Jiang, Wu et al. (2022), sob condições de escoamento livre (fator de avanço não-nulo), a fim de avaliar métodos numéricos de baixa e alta fidelidade na previsão do ruído em hélices. O método de ordem mais alta consistiu em um modelo de Simulações de Grandes Escalas Aumentadas (*Very Large Eddy Simulation* - VLES) em que a solução nas escalas da malha é obtida com o método de Lattice Boltzmann do código PowerFLOW (H. Chen et al., 2003, 2008, 2020; Chen et al., 2004; Shan et al., 2006; Systèmes, 2023; Yakhot & Orszag, 1986; Yakhot et al., 1992). O método de baixa fidelidade foi uma implementação baseada no método de painéis (Casalino & Barbarino, 2011; Goody, 2004; Kamruzzaman et al., 2015; S. Lee, 2018; Rozenberg, 2007; Rozenberg et al., 2012), com o objetivo de auxiliar a análise e a validação do modelo de alta fidelidade.

O modelo VLES necessita da definição do regime de escoamento na superfície das pás e da definição do ponto de transição do regime laminar para o turbulento, calculado pelo método de ordem mais baixa. Isso é necessário para que os níveis de turbulência sejam corretamente previstos na região próxima da superfície da hélice, uma vez que afetam o escoamento. A partir do conhecimento dessas regiões são selecionadas funções de parede, uma para regime laminar e outra para regime turbulento. Na região de transição entre os dois regimes é inserida uma protuberância em *zig-zag*, denominada *tripping*. A principal função desta protuberância é adicionar mais instabilidade na camada limite da hélice, o que forçará o modelo a transicionar de turbulência modelada para resolvida em escalas. Essa mudança possui similaridades com uma transição de RANS para LES na solução do escoamento, conforme detalhado na Seção 3.1.1.

As diferenças entre as previsões do modelo VLES e as medições dos níveis das BPFs ficaram em torno de 1 dB para todos os fatores de avanço J considerados entre 0 e 0,8. Todavia, o modelo demonstrou dificuldade em prever o ruído de banda larga, especialmente entre 4 kHz até 20 kHz para um fator de avanço $J = 0,6$, apresentando diferenças de até 10 dB em relação às medições. O autor atribuiu essa

discrepância a uma bolha de separação laminar presente nas hélices para J próximo a 0,6. As fontes de ruído foram também analisadas a partir da comparação de resultados obtidos por *beamforming* (Sijtsma, 2007) e pela magnitude da densidade de potência espectral (*Power Spectrum Density* - *PSD*) da pressão. Uma conclusão importante foi que a inclusão do *tripping* não favoreceu a geração de fontes espúrias, uma vez que as fontes de ruído de banda larga se mantiveram concentradas no bordo de fuga da hélice, principalmente nas pontas das pás.

Um estudo sobre o uso de *tripping* para forçar a transição das camadas limites no modelo LBM do código PowerFLOW foi realizado por Romani et al. (2022). O autor utilizou o mesmo modelo de simulação de Casalino et al. (2021) e uma hélice de geometria semelhante. O estudo se concentrou no efeito do *tripping* em diferentes localizações sobre a superfície da hélice (uma delas prescrita em 25% da corda e as outras determinadas com o modelo de ordem mais baixa) e variando sua espessura (de 0,06 mm a 0,17 mm). Em termos de aerodinâmica, Casalino et al. (2021) e Romani et al. (2022) observaram que a posição da estrutura não exerce impacto significativo sobre empuxo e torque. Por outro lado, uma análise de *Root Mean Square* (RMS) revelou tendências contrastantes. O *tripping* posicionado a 25% da corda, por exemplo, gerou grandes flutuações de pressão no bordo de fuga, o que promoveu um aumento de empuxo e resultou em uma camada limite mais espessa. Entretanto, esse efeito também esteve associado à redução da sucção na pá, reduzindo o empuxo. No fim, os dois efeitos se contrabalancearam. O *tripping* posicionado em relação ao modelo de ordem mais baixa, não apresentou uma camada limite mais espessa, mas favoreceu maior pressão na superfície de pressão da hélice, o que também preservou o nível de empuxo.

A espessura e a localização do *tripping* tiveram efeitos variados nos níveis de ruído. De maneira geral, observou-se que *trippings* mais finos permitem maior acurácia nas previsões de empuxo – em concordância com medições – e que a localização não teve impacto significativo no ruído tonal. No entanto, no que diz respeito ao ruído de banda larga para diferentes J , as previsões tenderam a superestimar o ruído para $J < 0,24$ e subestimá-lo para $J > 0,6$. Em baixos valores de J , os vórtices nas pontas das hélices e a interação com a esteira (*Blade Vortex Interaction* - BVI) tendem a ser dominantes, enquanto o ruído de bordo de fuga predomina no caso de altos valores de J . As previsões mais discrepantes em

relação às medições foram observadas em valores intermediários de J (0,24 a 0,6), provavelmente devido à presença da bolha de separação laminar também observada por Casalino et al. (2021).

Uma análise de *beamforming* também confirmou que a localização do *tripping* indicada pelo modelo de ordem mais baixa não gerou fontes espúrias e que o mecanismo de ruído de bordo de fuga nas pontas das pás é dominante. No entanto, quando o *tripping* foi posicionado a 25% da corda, as fontes de ruído tornaram-se mais incoerentemente distribuídas ao longo da pá, especialmente em altos valores de J . O estudo revelou que o *tripping* menos espesso resultou nos maiores níveis de ruído de banda larga. Esse fenômeno, de acordo com os autores do trabalho, ocorreu porque estruturas menores excitaram escalas turbulentas menores, desencadeando um efeito em cascata propiciando uma maior intensidade turbulenta geral e, conseqüentemente, gerando maiores níveis de ruído de banda larga.

O fenômeno da bolha de recirculação laminar (*Laminar Separation Bubble* - LSB) foi investigado com o auxílio da Velocimetria por Imagem de Partículas (*Particle Image Velocimetry* - PIV) por Grande, Romani et al. (2022). A técnica foi combinada com a visualização de óleo aplicado na superfície das pás – permitindo observar a assinatura do escoamento na superfície – e também o cálculo da *Root Mean Square* (RMS) da velocidade e das distribuições de vorticidade ao redor da hélice. O óleo na superfície demonstrou claramente a presença da LSB em valores de J entre 0,24 e 0,4 na superfície de sucção da pá. O aumento do escoamento de óleo em regiões com gradiente de pressão nulo indicou a presença de regiões de recirculação e descolamento da camada limite, sendo possível determinar os pontos onde a camada limite se descola da superfície da hélice.

À medida que o fator de avanço aumenta, o ângulo de ataque efetivo da hélice diminui e, de acordo com resultados em perfis aerodinâmicos (Desquesnes et al., 2007), espera-se o aumento da LSB. No entanto, esse fenômeno é limitado em seções mais internas das pás, devido ao escoamento fracamente tridimensional propiciado por sua menor velocidade tangencial, não afetando a seção adjacente da pá. Os resultados também revelaram que o desprendimento de vórtices nas pontas das pás (BVI), associado à interação com a esteira em condições de J nulo, pode interferir nas LSBs. Uma vez que esses vórtices diminuem conforme J aumenta, há uma expansão da LSB. Uma análise espectral mostrou ainda uma elevação de

ruído de banda larga nessas condições, mas isso pode não ser totalmente atribuído à LSB, uma vez que grande parte da hélice ainda pode estar sendo sensibilizada por desprendimento de vórtices. O aumento de ruído de banda larga foi evidente para $J = 0,6$. À medida que a expansão da LSB aumenta também foi constatado o aumento do comprimento e da coerência dos vórtices por ela gerados.

Grande, Ragni et al. (2022) aprofundou a sua investigação com a introdução de uma estrutura protuberante ao longo da envergadura da hélice, semelhante a um *tripping* com padrão linear, que inibiu a formação de LSB em todos os valores de J . Essa protuberância alterou de forma eficaz as variáveis aerodinâmicas e reduziu drasticamente o ruído de banda larga, com o ruído gerado pelo bordo de fuga sendo novamente a principal fonte de ruído de hélices. A análise espectral e o posicionamento da protuberância ao longo da envergadura demonstraram também que a LSB se forma primariamente na superfície de sucção da pá.

Seguindo a investigação de *tripping* e da LSB, Thurman (2022) analisou os efeitos de variações da malha computacional e de funções de parede sobre resultados obtidos com VLES do código PowerFLOW. Nesse sentido, três funções de parede disponíveis no código foram testadas: (i) função de transição natural; (ii) função de escoamento inteiramente turbulento e (iii) função de escoamento turbulento com rugosidade obtida dos experimentos de Thurman et al. (2022). Os resultados confirmaram a necessidade da inclusão do *tripping* na região de transição do escoamento, cuja localização deve ser conhecida previamente. Isso foi observado pela análise de estruturas turbulentas, por meio da magnitude de vorticidade, e do coeficiente de fricção ao longo da corda das seções das pás. As simulações sem *tripping* apresentaram dificuldades em prever corretamente a formação de vórtices e o coeficiente de atrito, quando comparados aos resultados esperados para a aerodinâmica de hélices. Por fim, Thurman (2022) reporta que a função de parede de camada limite inteiramente turbulenta prevê com maior acurácia o empuxo e o torque obtidos de medições, embora isso não ocorra para o ruído. Com referência a dados experimentais das BPFs extraídas por um filtro digital de banda estreita (*Butterworth* de segunda ordem), todas as funções conseguiram prever as duas primeiras BPFs. Por outro lado, nenhum dos modelos se mostrou adequado para prever o ruído de banda larga, extraído ao se desconsiderar o sinal tonal, filtrado, do ruído total. O modelo que apresentou menores desvios na previsão do ruído

de banda larga foi aquele que adotou a função de transição natural com *tripping*, enquanto o modelo sem *tripping* e com funções de parede turbulenta produziu os resultados com as maiores diferenças.

Por fim, uma versão modificada do método LBM VLES no PowerFLOW foi empregada por Casalino et al. (2022) para simular os fenômenos observados em Grande, Romani et al. (2022) e Grande, Ragni et al. (2022). Essa abordagem computacional difere de implementações anteriores devido a requisitos mais rigorosos de malha, garantindo um valor médio de y^+ próximo a 10 junto às superfícies das pás. Especialmente para valores intermediários de J , a versão modificada do VLES foi capaz de capturar a LSB, apesar de algumas dificuldades observadas em condições de J nulo. A nova versão do VLES também eliminou a necessidade de transição forçada com o uso de *tripping*, pois foi capaz de prever com algumas melhorias o escoamento turbulento na superfície da hélice, confirmado pela comparação dos resultados numéricos com as medições de PIV e da visualização do óleo na superfície realizadas por Grande, Romani et al. (2022).

Outros efeitos de relevância para o escopo desta tese, como aqueles produzidos por vórtices de ponta de pá (BVI), foram investigados por Yang et al. (2016) e J. Wu et al. (2022). Yang et al. (2016) mostrou a dinâmica entre os vórtices e a esteira produzida por hélices, enquanto J. Wu et al. (2022) detalhou as principais estruturas geradas pelos vórtices a partir de isosuperfícies de magnitude de vórtices. Outros efeitos, tais como a ingestão de camadas limites turbulentas, são abordados por Moirou et al. (2023), Zaman et al. (2024), Zhou et al. (2024), Alexander et al. (2017), Jamaluddin et al. (2023b) e Jamaluddin et al. (2023a). Esses trabalhos analisam como a ingestão de uma camada limite com espessura prescrita pode influenciar o desempenho aerodinâmico de hélices, aumentando o empuxo às custas de maior ruído de banda larga e alterações no ruído tonal, principalmente em relação à diretividade.

2.2 Interações Aerodinâmicas e Acústicas entre Múltiplas Hélices

Os principais trabalhos que investigam efeitos aerodinâmicos e acústicos originados pela interação entre múltiplas hélices de pequena escala são apresentados nesta seção. A discussão se inicia com uma análise dos efeitos aerodinâmicos e acús-

ticos de hélices com interposição parcial ou dispostas lado a lado (sem interposição), porém próximas o suficiente para estabelecer um limiar de interação significativa entre elas. Uma relação entre a distância de separação entre as hélices e a degradação do desempenho aerodinâmico e o aumento dos níveis de ruído produzidos pelo sistema é reportada na literatura. A partir de ferramentas numéricas e experimentais, estudos fornecem uma discussão acerca dos mecanismos aerodinâmicos e, principalmente, das fontes sonoras que surgem a partir das interações entre as hélices.

Zanotti (2021), Zanotti e Algarotti (2022) investigaram as interações aerodinâmicas entre hélices dispostas lado a lado ou com interposição parcial. Zanotti (2021) usou PIV para analisar hélices duplas em um túnel de vento, fornecendo dados para o refino de métodos computacionais, particularmente aqueles baseados em métodos de partículas de vórtice (VPM) (Cottet, Koumoutsakos et al., 2000) em Zanotti e Algarotti (2022). A análise da magnitude de vorticidade demonstrou que a inclusão de uma segunda hélice sem interposição é capaz de aumentar o diâmetro da esteira produzida pela dupla em até 8%, considerando $J = 0,4$. Os vórtices desprendidos pelas pontas de pás se tornaram mais difusos, com uma pequena diminuição nos níveis de vorticidade devido à interação com a hélice adjacente. Em contrapartida, em altas razões de avanço ($J = 0,8$), as interações aerodinâmicas entre as hélices foram mínimas, com perfis de esteira e níveis de vorticidade se assemelhando àqueles da hélice isolada.

Zanotti e Algarotti (2022) investigaram a interação entre hélices com interposição parcial para diferentes comprimentos de interposição, l_{over} , combinando PIV com simulações numéricas baseadas em VPM. Os resultados indicaram que a interposição das hélices reduz de forma significativa o empuxo da hélice que aspira a esteira da adjacente, resultando em diminuições nos coeficientes de empuxo e potência de até 30% e 20%, respectivamente. O fenômeno não demonstrou uma relação linear com l_{over} , com a redução de empuxo sendo mais acentuada para valores de l_{over} maiores que 50% do raio da hélice. A análise espectral do empuxo também demonstrou o surgimento de picos decorrentes do aumento de l_{over} , ocasionados por um fator de avanço induzido na hélice que aspira a esteira da adjacente. No recente trabalho de Zanotti et al. (2024), utilizando métodos similares aos de Zanotti e Algarotti (2022), observou-se que pequenas diminuições de l_{over} podem

mitigar alguns efeitos da ingestão de esteiras e evitar a degradação do desempenho aerodinâmico da hélice a jusante.

Em um contexto mais amplo, H. Lee e Lee (2020) investigaram a influência da distância de separação entre hélices em configurações lado a lado (sem interposição) no desempenho aerodinâmico e nos níveis de ruído gerados. Os autores utilizaram métodos numéricos baseados em redes de vórtices (*Vortex Lattice Method* - VLM) e rede de partículas de vórtices (*Vortex Particle Method* - VPM) para analisar a interação entre hélices em diferentes distâncias de separação entre as pás (l_t), com foco na influência sobre a aerodinâmica e no ruído produzido pelas hélices. Uma redução de até 8% no empuxo total foi constatada com a diminuição de l_t para 20% do diâmetro da hélice. Entretanto, os autores observaram que existe um limiar dimensional em que as interações entre as hélices são negligenciáveis para o empuxo, para l_t em torno de 75% do diâmetro da hélice. A natureza da interação foi constatada a partir de uma análise da estrutura de vórtices, revelando a presença de vórtices complexos e esteiras vorticais que induzem um campo de escoamento capaz de alterar o ângulo de ataque efetivo das hélices (*upwash*), com efeitos significativos no empuxo. As esteiras produzidas com as hélices duplas diferem das hélices isoladas em termos de estrutura e transição para a turbulência, com a presença de um *upwash* em direção ao eixo central de cada uma das hélices e um possível efeito Coanda que acelera a transição para a turbulência. A análise acústica também revelou diferenças significativas na diretividade e nos padrões espectrais produzidos pelas hélices duplas para l_t menores, com picos de ruído em frequências estreitas e padrão de diretividade alterado, o que pode ser atribuído aos efeitos aerodinâmicos não-estacionários observados.

Bu et al. (2021) e Bu et al. (2022) investigaram numericamente com VPM e VLM a interação entre uma dupla de hélices em configurações lado a lado e com interposição parcial, validando os resultados com medições em câmaras anecoicas. Bu et al. (2021) não consideram a interposição entre a dupla, variando l_t em fatores de 0,05 até 0,6 em relação ao diâmetro das hélices. Os resultados indicaram que a interação entre as duas hélices gerou uma diminuição de empuxo de aproximadamente 4% em 100 RPS, devido à recirculação do escoamento. Enquanto o empuxo médio permaneceu praticamente inalterado, as flutuações de empuxo das hélices aumentaram em torno de 30%, devido às cargas aerodinâmicas instáveis.

Em relação ao ruído, os autores observaram variação mínima dos níveis de ruído da BPF em diferentes l_t e velocidades de rotação, mantendo consistência dentro de uma faixa de ± 3 dB na diretividade das posições de microfones consideradas. Além disso, o OASPL não foi significativamente afetado pelas interações de hélices para a diretividade em ângulos mais altos ($> 20^\circ$, relativo ao eixo de rotação da hélice), com diferenças permanecendo abaixo de 3 dB ao comparar o ruído produzido pela dupla de hélices com uma sobreposição simples do ruído gerado por duas hélices isoladas. No entanto, os harmônicos mais altos das BPFs, ou seja, picos em altas frequências, apresentaram amplificação significativa (5-10 dB) quando as hélices estavam próximas.

Por sua vez, Bu et al. (2022) investigaram a interação entre hélices com interposição parcial em diferentes configurações, variando l_{over} e a distância axial entre as hélices (l_{axial}). Os resultados indicaram que a sobreposição reduz de forma significativa o empuxo médio, com a hélice a jusante experimentando uma redução de até 8,2%. A diretividade do ruído tonal mostrou um aumento de até 10 dB em baixos ângulos de diretividade quando as hélices foram sobrepostas, com uma amplificação particularmente pronunciada nos harmônicos de alta frequência. Para o ruído de banda larga, os níveis de ruído mostraram mudanças sutis, com variações geralmente dentro de 3 dB. Uma análise da localização das fontes sonoras na hélice, usando *beamforming* (Stokkermans et al., 2021), demonstrou que as fontes de ruído de banda larga se mantiveram inalteradas para diferentes configurações. Isso foi atribuído a baixos níveis de turbulência desenvolvidos na esteira, considerando a proximidade axial entre a dupla de hélices. Os autores identificaram que a distância interposta l_{over} e axial l_{axial} foram, respectivamente, os principais fatores que afetaram as características de ruído. O aumento de l_{over} produziu redução no empuxo e amplificação do ruído tonal, enquanto o espaçamento axial aumentou a extensão da esteira. As implicações dos resultados sugerem que a sobreposição moderada, por exemplo $l_{\text{over}}/D = 0,1$ (sendo D o diâmetro da hélice), ocasiona níveis aceitáveis de perda de empuxo ($\leq 3,5\%$) e aumento não significativo de ruído. O estudo também destaca a presença de múltiplos máximos elevados das BPFs para as hélices com interposição parcial.

Afari e Mankbadi (2023) analisaram numericamente os mecanismos de geração de fontes sonoras em uma dupla de hélices com fator de avanço nulo e em voo. Essa

condição de voo foi reproduzida submetendo o par de hélices a um escoamento com direção oblíqua ao eixo de rotação das hélices. No trabalho de Afari e Mankbadi (2023) simulações de alta fidelidade baseadas em *Delayed Detached Eddy Simulation* (DDES) foram escolhidas para a análise. Assim como nos trabalhos anteriores, os níveis de ruído produzidos pelas hélices foram obtidos a partir de modelos baseados na equação de FWH. A interação entre as hélices gerou um aumento de 3 dB na primeira BPF, consistente com dados experimentais para J nulo. A decomposição em modos ortogonais do campo de pressão (Towne et al., 2018) revelou que a primeira BPF é responsável por 98% da energia acústica em frequências tonais, com a presença de vórtices de ponta e interações de esteira como principais fontes de ruído. Para o ruído de banda larga foi constatado um aumento de 8 dB no ruído produzido, devido ao aumento da energia cinética turbulenta na região entre as hélices. Em condição de voo, os autores observaram um aumento de até 15 dB no ruído de banda larga, atribuído a interações entre a esteira e as pás, com a presença de bolhas de separação e interações de vórtices. A análise espectral revelou a presença de múltiplos picos tonais correspondentes a BPFs mais altas.

A investigação de Ko e Lee (2023) se concentrou no desempenho aerodinâmico e acústico de configurações de múltiplas hélices, especificamente quadrotores, durante o voo. O foco do estudo está nas interações das esteira entre múltiplas hélices. Duas configurações de quadrotores foram estabelecidas de acordo com o arranjo espacial dos rotores em relação à direção de voo. A primeira, denominada “cruz”, alinha a direção do voo diagonalmente entre os rotores. A segunda, “*plus*”, alinha a direção do voo com o eixo que conecta os rotores opostos. A fim de examinar como essas configurações afetam a circulação induzida e, consequentemente, o desempenho da hélice, os autores empregaram simulações numéricas e validações experimentais. A análise numérica foi realizada utilizando VLM para analisar a dinâmica da esteira e as interações aerodinâmicas entre as hélices.

O modelo levou em consideração interações complexas, como rotor-rotor, rotor-esteira, esteira-rotor e esteira-esteira. Medições aeroacústicas foram realizadas em uma câmara anecoica para validar as previsões de OASPL, indicando erros abaixo de 3 dB, exceto em microfones mais próximos de posições a jusante da hélice. As medições de empuxo foram realizadas para configurações de hélices duplas, com as previsões do modelo mostrando diferenças variando de 2,4% a 6,2% em

comparação com os dados experimentais. O estudo destacou que as interações de esteira e a dominância da circulação induzida das esteiras são os fatores primários na produção de empuxo e no ruído de carregamento, especificamente para fatores de avanço reduzidos, próximos de 0,2.

Ko e Lee (2023) também analisaram separadamente o OASPL corrigido por regressão polinomial para obter um parâmetro do ruído de carregamento, demonstrando que as interações das esteiras entre as hélices geram ruído de carregamento instável. Padrões distintos na geração de ruído de carregamento instável foram observados, com a configuração de voo de “cruz” exibindo um aumento de 5 dB em comparação com a configuração de voo de “*plus*”. Uma análise de correlação mostrou que a circulação induzida pela esteira é o principal fator de influência no ruído de carga instável, destacando a importância do mecanismo entre a esteira e a circulação induzida nas hélices nas cargas aerodinâmicas instáveis em configurações de múltiplas hélices.

Celik et al. (2024) investigaram experimentalmente o ruído produzido por uma dupla de hélices com diferentes separações entre as suas pontas de pá, variando de um fator de 0,2 até uma unidade de raio. Os experimentos em um túnel de vento foram conduzidos com e sem um fator de avanço de 0,3. Os maiores níveis de OASPL foram observados para a menor distância de separação entre as hélices, mas a configuração com 0,6R de separação mostrou os menores níveis de ruído, indicando uma distância ótima para a sua mitigação. Em relação à diretividade do ruído, os padrões permaneceram predominantemente dipolares em todas as configurações, com o pico de radiação de ruído aumentado em direção a jusante para maiores fatores de avanço, especialmente na configuração com 0,2R de separação.

Analisando as características espectrais, Celik et al. (2024) indicaram um aumento significativo no ruído tonal na primeira BPF e seus harmônicos, particularmente na configuração com l_{tip} de 0,2R, com aumentos de até 6 dB/Hz em comparação a hélices isoladas. O ruído de banda larga foi significativamente maior para toda a faixa espectral, com aumentos de aproximadamente 4-6 dB/Hz para a configuração com 0,2R. A análise de *wavelet* (Camussi & Meloni, 2021) revelou que o ruído na primeira BPF e seus harmônicos exibiram características intermitentes e modulação de amplitude, fatores críticos que podem influenciar a percepção sonora, o que não foi observado para a configuração com l_{tip} de 0,6R, coerente com os

menores níveis obtidos para o OASPL. Os resultados destacam a importância do espaçamento entre as hélices e das condições operacionais na redução do ruído.

Também investigando diferentes valores de l_{tip} para uma dupla de hélices sem interposição, Oo et al. (2023) analisaram o efeito da intensidade da turbulência do escoamento sobre o desempenho de uma dupla de hélices com valores de l_{tip} de 0,02D, 0,8D e 1,6D, além de hélices isoladas. Os experimentos foram conduzidos em um túnel de vento de camada limite em circuito aberto, com a turbulência sendo gerada por duas grades passivas, com razões de bloqueio de 29% e 49%, resultando em intensidades de turbulência de 2,9%, 7,6%, 10% e 15% com a velocidade do escoamento sendo mantida fixa em 5 m/s. As medições incluíram o desempenho aerodinâmico, interações de esteira, análises espectrais e visualização do escoamento por névoa.

Os resultados para a hélice isolada indicaram que a turbulência influencia significativamente os coeficientes de empuxo e de potência em rotações mais baixas, com aumentos de até 1 N de empuxo para 15% de intensidade turbulenta. No entanto, em rotações mais altas, o efeito da turbulência diminuiu, e as variações de empuxo estabilizaram em torno de 0,75 N. Para configurações de hélices duplas, interações significativas de esteira foram observadas entre 0,5D e 1,25D a jusante na esteira. Os espectros das esteiras revelaram que para J nulo, com espaçamento de rotor próximo ($l_{tip}/D = 0,02$), há uma energia significativa em baixas frequências (aproximadamente 100 Hz), indicando interações de esteira fortes e coerentes. Com o aumento do espaçamento entre as hélices, os padrões de PSD se alinharam mais com o comportamento de hélices isoladas, mostrando uma redução na energia das baixas frequências.

A investigação de de Vries et al. (2021) se concentrou nas interações aerodinâmicas entre múltiplas hélices operando próximas, sem interposição, com J positivo variando entre 0,8 e 1,35. O estudo experimental foi conduzido em um túnel de vento onde três hélices de seis pás foram instaladas com l_{tip}/R variando entre fatores de 0,04 até 1,0. Os testes também incluíram ângulos de fase relativa e direções de rotação. Uma redução de 1,5% na eficiência aerodinâmica para a hélice central foi reportada, juntamente com um aumento da instabilidade do escoamento na esteira, conforme constatado por PIV. Além disso, sensores de pressão total registraram distribuições não uniformes na esteira. Isso ocorreu de forma mais

intensa para variações do ângulo de fase entre as hélices. Um aumento de 1 dB nos níveis de ruído foi observado para hélices próximas, com picos tonais e harmônicos adicionais no espectro, especialmente para os menores valores de l_{tip} . O controle dos ângulos de fase relativa alterou significativamente os padrões de diretividade do ruído, demonstrando potencial para modular efetivamente a diretividade.

Poggi et al. (2022) implementou uma formulação integral para um modelo baseado em escoamento potencial para simular interações entre a esteira e o corpo, a fim de analisar o efeito do número de Mach da ponta de pá em uma dupla de hélices sobre o ruído produzido. O estudo incluiu parâmetros como sentido de rotação das hélices, l_{tip} e a fase entre as hélices. O campo de velocidade foi decomposto em potenciais incidentes e espalhados, com topologias das esteiras calculadas por um modelo de esteiras livres (Gennaretti & Bernardini, 2007). Efeitos de compressibilidade foram incorporados usando a transformação de Prandtl-Glauert. A avaliação aeroacústica foi realizada utilizando a equação de FWH para propagar a pressão nas superfícies das hélices em uma esfera ao redor do sistema. A simulação foi realizada em dois números de Mach da ponta da pá: 0,52 e 0,7.

Os resultados indicaram um aumento de aproximadamente 10 dB nos níveis de pressão sonora global (OASPL) para o maior número de Mach. Apesar das diferenças de magnitude, os padrões de diretividade se mostraram pouco sensíveis ao número de Mach, especialmente nas posições mais próximas do plano de giro das hélices. O aumento da distância entre as pontas da pá aumentou as diferenças entre as magnitudes da diretividade do ruído para ambas as configurações de rotação. As diferenças de magnitude do ruído entre as configurações de distância entre as hélices foram mais pronunciadas perto do disco do rotor e menos a montante. O ajuste do ângulo de fase entre as pás levou a reduções de até 25 dB no ruído do OASPL em configurações em contra-rotação, especialmente em números de Mach mais baixos. Configurações de rotação co-rotativas mostraram reduções de ruído menos pronunciadas por meio de ajustes de fase, alcançando cerca de 10 dB em condições ideais. Para hélices contra rotativas, os padrões de ruído de campo próximo coincidiram estreitamente com as previsões de campo distante, indicando contribuições de ruído de dipolo negligenciáveis devido ao cancelamento de fase entre as hélices.

W. Chen et al. (2023) investigaram experimentalmente os mecanismos de geração de ruído em hélices duplas em contra-rotação, a partir de experimentos em uma câmara semi-anecóica. Para as hélices, l_{tip} se manteve fixo em 0,02 m. A análise espectral revelou que a dupla de hélices aumentou os níveis de ruído tonal e de banda larga em mais de 20 dB em comparação a hélices isoladas. Especificamente, o ruído tonal apresentou um aumento de 40 dB entre 1 kHz até 3 kHz, enquanto o ruído de banda larga viu um aumento de 20 dB entre 1 kHz até 8 kHz.

W. Chen et al. (2023) utilizando *Wavelet Beamforming* (W. Chen & Huang, 2018) mostrou que as fontes de ruído podem variar entre 75 dB a 113 dB em diferentes frequências e velocidades de rotação. A análise espectral identificou que as BPFs pares são as principais contribuições de ruído, consistentemente 10 dB mais altas que as BPFs ímpares, com picos significativos em 3 kHz. O padrão discrepante entre as BPFs pode ser explicado por desequilíbrios dinâmicos no sistema rotativo (desbalanceamento), segundo W. Chen et al. (2023). As fontes de ruído são mais intensas após a sobreposição das pás, principalmente para a pá em recuo e em altas frequências e baixas velocidades de rotação. Em rotações mais altas (próximas de 6000 RPM), as fontes de ruído foram localizadas perto do bordo de fuga próximo ao eixo das hélices, indicando interações complexas influenciadas pela geometria da pá.

2.3 Síntese do estado da arte

No presente capítulo foram abordados inicialmente os fundamentos sobre ruído e desempenho aerodinâmico de hélices isoladas, descrevendo os principais métodos usados para analisar os mecanismos de geração de fontes sonoras. Além disso, a revisão da literatura apresentou investigações para múltiplas hélices focando na dependência entre as fontes sonoras e a sua performance aerodinâmica em relação ao distanciamento entre as hélices. As tabelas 2.1 até 2.3 foram construídas para uma visão global do escopo desses trabalhos, destacando a seguir as principais conclusões desses estudos, de forma a evidenciar as contribuições desta tese.

As análises numéricas de Jiang, Wu et al. (2022) e Casalino et al. (2021) mostraram que as principais fontes de ruído de banda larga em hélices se concentram nas pontas de pás e bordos de fuga, nas quais as seções transversais da hélice

possuem maior velocidade tangencial. Os principais métodos utilizados para essa conclusão incluem o processamento da assinatura de pressão na superfície da hélice, como a análise de seus espectros e da magnitude da derivada da pressão no tempo. O modelo VLES implementado por (Casalino et al., 2021) no código PowerFLOW necessitou da inclusão de uma protuberância na forma de um zig-zag *tripping* para forçar a transição da camada limite na hélice e permitir o cálculo da turbulência via LES.

Romani et al. (2022) apresentou evidências de que um *tripping* não gera fontes de ruído espúrias ou deterioração do desempenho aerodinâmico de hélices, desde que as suas dimensões sejam otimizadas. Além disso, Casalino et al. (2021) também reportou a existência de uma LSB para J médios, o que sensibilizou o ruído de banda larga. A existência desse fenômeno foi indicada nos experimentos de Grande, Romani et al. (2022) e Grande, Ragni et al. (2022) para J entre 0,24 e 0,6, enquanto para J nulos o fenômeno dominante na hélice é a BVI.

O código PowerFLOW muitas vezes depende de funções de parede que possibilitam a transição natural da camada limite do regime laminar para o regime turbulento ao longo das pás, com a inclusão de um *tripping* (Thurman, 2022). Nesse sentido, Casalino et al. (2022) apresentou uma versão modificada do PowerFLOW a fim de eliminar a necessidade de *tripping* para estabelecer a transição, capturando as bolhas de separação de forma mais precisa. A modificação foi validada com os dados experimentais de Grande, Romani et al. (2022) e Grande, Ragni et al. (2022), apesar de exigir malhas mais refinadas, aumentando o custo computacional e apresentando resultados com menor fidelidade em relação ao modelo anterior para J nulo.

Considerando múltiplas hélices, Zanotti (2021), Zanotti e Algarotti (2022) reportaram que a diminuição da distância entre uma dupla de hélices era capaz de deteriorar significativamente a sua performance aerodinâmica. H. Lee e Lee (2020), Bu et al. (2021) mostraram que a distância entre hélices lado a lado é crítica para a geração de ruído, sensibilizando as BPFs de alta ordem. Entretanto, existe um limiar de 75% do diâmetro das hélices em que a redução da distância entre as pontas de pás de uma dupla de hélices promove interações significativas, impactando a performance aerodinâmica e os níveis de ruído produzidos. Bu et al. (2022) mostrou que hélices com interposição parcial são uma situação crítica, em

que a aspiração da esteira gerada pela hélice adjacente afeta o ruído, principalmente com a geração de picos em altas frequências. Constatou-se um forte incremento no ruído de banda larga, em até 15 dB, propiciado por vórtices de ponta de pá e interações de esteira. Ko e Lee (2023), Celik et al. (2024) mostraram que parâmetros geométricos do distanciamento entre hélices duplas são críticos para a geração de ruído, confirmando aumentos de OASPL originados pelo aumento de cargas aerodinâmicas instáveis. De acordo com Oo et al. (2023), foram identificadas interações de esteira significativas na região entre $0,5D$ e $1,25D$ a jusante das hélices, em comparação com a hélices isoladas. O estudo também constatou a presença de energia nos espectros das esteiras em bandas de frequência mais baixas (≈ 100 Hz) quando o espaçamento era reduzido. Outros trabalhos (W. Chen et al., 2023; de Vries et al., 2021; Poggi et al., 2022) mostraram que a direcionalidade do ruído gerado por hélices duplas é sensível ao número de Mach e ao ângulo de incidência do escoamento. Finalmente, (W. Chen et al., 2023) mostrou que, para hélices em contra-rotação, as BPFs pares são as principais contribuidoras do ruído total do sistema, efeito possivelmente gerado por desbalanceamento do sistema rotativo. Além disso, a análise de fontes sonoras por *Wavelet Beamforming* (W. Chen & Huang, 2018) revelou interações complexas.

Tabela 2.1 – Bolha de Separação Laminar (LSB) e Transição de Escoamento.

Autores	Principais Resultados
Casalino et al. (2021)	Validou o LMB-VLES alcançando precisão de 1 dB para níveis de BPF; Necessitou de uma estrutura protuberante (<i>tripping</i>) para a correta transição entre turbulência escalada e modelada; Encontrou erros de previsão de 10 dB para ruído de banda larga em $J=0,6$ devido à LSB.

Tabela 2.1 – Bolha de Separação Laminar (LSB) e Transição de Escoamento (continuação).

Coluna 1	Coluna 2
Romani et al. (2022)	Testou diferentes localizações de <i>tripping</i> (25% da corda vs. automático) e espessuras (0,06-0,17 mm); Constatou que <i>trippings</i> mais finos forneceram previsões de empuxo mais precisas; Demonstrou piores previsões de ruído de banda larga em valores de J entre 0,24 - 0,6 com <i>trippings</i> mais finos
Grande, Romani et al. (2022)	Utilizou PIV e visualização de fluxo de óleo para identificar claramente LSBs em valores de J entre 0,24 - 0,4; Observou expansão da LSB com aumento do fator de avanço; Demonstrou correlação entre expansão da LSB e do ruído de banda larga.
Grande, Ragni et al. (2022)	Introduziu uma protuberância linear ao longo do raio da hélice que eliminou a formação de LSB; Reduziu o ruído de banda larga, retornando o ruído de bordo de fuga à predominância; Confirmou que a LSB se forma principalmente no lado de sucção da pá.
Thurman (2022)	Testou três variações de funções de parede: transição natural, totalmente turbulento e rugosidade prescrita; Revelou que a função parede “totalmente turbulenta” melhor previu empuxo/torque enquanto a função parede com transição natural e <i>tripping</i> melhor previu o ruído de banda larga; Confirmou necessidade do <i>tripping</i> para modelagem precisa da transição do escoamento.
Casalino et al. (2022)	Apresentou um método LBM VLES modificado com requisitos de malha mais rigorosos ($y^+ \approx 10$); Eliminou a necessidade de transição forçada por <i>tripping</i> ; Capturou a LSB efetivamente em valores intermediários de J mas teve dificuldades em J=0.

Tabela 2.2 – Hélices Múltiplas - Configurações Lado a Lado (Sem Interposição)

Autores	Principais Resultados
Zanotti (2021)	Encontrou aumento de 8% no diâmetro da esteira em $J=0,4$ com hélices lado a lado; Observou vórtices de ponta mais difusos devido à interação com hélice adjacente; Constatou interações aerodinâmicas mínimas para $J=0,8$.
H. Lee e Lee (2020)	Identificou redução de 8% no empuxo com separação de ponta de $0,2D$; Encontrou limiar de interação negligenciável para um l_t de $0,75D$.
Bu et al. (2021)	Encontrou impacto mínimo no empuxo médio para a interação entre um par de hélices, mas 30% de aumento nas flutuações de empuxo; OASPL consistente dentro de ± 3 dB em diferentes distâncias entre pontas; Detectou amplificação de 5-10 dB nos harmônicos mais altos das BPFs nas hélices mais próximas.
Celik et al. (2024)	Mitigação ótima de ruído em separação moderada ($0,6R$); Encontrou maior OASPL na menor separação ($0,2R$); Mediu aumento de 4-6 dB/Hz no ruído de banda larga no espaçamento mais próximo.
de Vries et al. (2021)	Para um trio de hélices, foi constatada uma redução de 1,5% na eficiência para hélice central em separação de $0,04R$ com as demais; Demonstrou que controle de ângulo de fase poderia alterar significativamente a diretividade do ruído.
Oo et al. (2023)	Identificou interações significativas de esteira entre $0,5D$ - $1,25D$ à jusante das hélices comparado com hélices isoladas; Encontrou energia nas esteiras em faixas de frequência mais baixas (≈ 100 Hz) em espaçamento próximo; Recomendou espaçamento mínimo de l_{tip} de $0,5D$ para evitar interações relevantes.

Tabela 2.3 – Hélices Múltiplas - Configurações com Interposição Parcial

Autores	Principais Resultados
Zanotti e Algarotti (2022) e Zanotti et al. (2024)	Observou redução de até 30% no empuxo da hélice à jusante devido à interposição; Encontrou relação não-linear com comprimento de interposição tornando-se mais significativa acima de 50% do raio; Demonstrou que pequenas reduções na interposição poderiam mitigar efeitos de ingestão de esteira.
Bu et al. (2022)	Mediu redução de até 8,2% no empuxo médio para hélice à jusante; Encontrou aumento de 10 dB no ruído tonal em ângulos de diretividade baixos; Determinou que interposição moderada (0,1D) poderia manter a redução de empuxo em valores moderados ($\leq 3,5\%$); Revelou que l_{axial} afeta a extensão da esteira entre hélices; Observou impacto mínimo no ruído de banda larga (dentro de 3 dB) com variação axial.
Afari e Mankbadi (2023)	Aumento de 3 dB na primeira BPF e 8 dB no ruído de banda larga com fator de avanço nulo; Encontrou aumento de até 15 dB no ruído de banda larga em voo; Identificou LSB e interações de vórtice como principais contribuintes.

Tabela 2.4 – Configurações Especiais e Contra-Rotação

Autores	Principais Resultados
W. Chen et al. (2023)	Encontrou aumento de 40 dB no ruído tonal (1-3 kHz) e 20 dB no ruído de banda larga (1-8 kHz); Observou BPFs pares consistentemente 10 dB mais altas que BPFs ímpares, possivelmente devido ao desbalanceamento do sistema; Detectou fontes de ruído principalmente no bordo de fuga próximo ao eixo em rotações mais altas e padrões complexos de fontes.
Ko e Lee (2023)	Encontrou ruído 5 dB mais alto na configuração “cruz” vs. “ <i>plus</i> ”; Demonstrou forte correlação entre circulação induzida e ruído de carga instável; Mostrou interação de esteira como fator primário na produção de empuxo.
Poggi et al. (2022)	Aumento de 10 dB no OASPL com número de Mach de ponta de pá mais alto (0,7 vs 0,52); Obteve redução de até 25 dB no ruído em configurações contra-rotativas com ajuste de fase; Demonstrou que hélices corrotativas obtiveram menor redução de ruído (≈ 10 dB) com ajustes de fase.

2.4 Contribuições

O desempenho aerodinâmico e os níveis de ruído produzidos por hélices em conjunto com interposição parcial apresentam uma forte influência de suas variáveis geométricas de posicionamento. Uma variável pouco explorada é a distância axial entre duas hélices em interposição parcial, que é bastante importante em aeronaves, conforme discutido no capítulo 1. A presente tese visa preencher essa lacuna, investigando a influência da distância axial entre o par de hélices sobre o desempenho aerodinâmico e os níveis de ruído produzidos. Alguns trabalhos também demonstram a relevância do modelo de Lattice Boltzmann VLES implementado no código PowerFLOW para explorar numericamente mecanismos complexos de fontes sonoras, o que motivou a escolha dessa ferramenta nesta tese.

A partir da revisão da literatura, as seguintes contribuições são propostas para a tese:

- Relacionar fontes sonoras geradas pela interação de hélices em interposição parcial com a distância axial entre elas.
- Evidenciar mecanismos associados ao desprendimento de vórtices entre as hélices, à interação de suas esteiras e à assinatura de pressão em suas superfícies para cada tipo de ruído gerado.
- Analisar a dependência entre a performance aerodinâmica e a distância axial entre as hélices, verificando o carregamento em cada uma das hélices e a influência exercida pela interação entre as esteiras das hélices.
- Identificar tendências de aumento ou redução do ruído (OASPL, ruído tonal e de banda larga, ruído de espessura e de carregamento) com a variação da distância axial.

3 DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO DE PREDIÇÃO DO RUÍDO DE HÉLICES DUPLAS EM CO-ROTAÇÃO

O objetivo deste capítulo é a apresentação dos fundamentos do modelo desenvolvido para a predição do ruído de hélices em co-rotação. O capítulo é dividido em três seções.

A Seção 3.1 apresenta uma descrição matemática sucinta dos modelos empregados para o cálculo do campo fluidodinâmico e, conseqüentemente, para a obtenção do campo acústico. O modelo principal, VLES, é baseado no método de redes de Boltzmann (LBM) e aplicado para simulações de grandes escalas. Para completar a seção, os modelos matemáticos para o cálculo da propagação do ruído para o campo distante são também apresentados.

Na Seção 3.2, descreve-se a modelagem computacional, com detalhes das geometrias de hélice, condições de operação, condições de contorno, refinamentos de malha e passos de tempo. Além disso, detalham-se o pós-processamento dos sinais de ruído e os métodos para identificação de fontes sonoras. O teste de sensibilidade de malha, onde é definida o grau de refino utilizado para os demais resultados nesta tese é apresentado na Seção 3.3.

Finalmente, na Seção 3.4, descrevem-se os experimentos (Beck, 2025), métodos de validação e comparação entre resultados numéricos e experimentais.

3.1 Modelos Matemáticos

O modelo de VLES implementado no código PowerFLOW possui similaridades com uma hibridização uRANS/LES e é usado nesta tese para a previsão do escoamento e do ruído. O modelo é análogo a uma implementação especial de *Delayed Eddy Detached Simulation* (DDES), na qual as maiores escalas do escoamento são resolvidas pelo método de Lattice Boltzmann.

Esta seção explica os pontos principais do modelo de VLES e, em seguida, apresenta a descrição do modelo matemático da equação de Ffowcs Williams-Hawkings (Ffowcs Williams et al., 1969), que permite a propagação das fontes de ruído no escoamento para pontos distantes. Isso evita a necessidade de estender a solução do escoamento para um observador afastado da fonte, aumentando a acurácia e reduzindo o custo do cálculo.

3.1.1 Método de VLES

O método VLES implementado no código PowerFLOW resolve o escoamento por meio do método de Lattice Boltzmann (LBM). A natureza comercial desse código impede a descrição completa dos métodos numéricos usados na simulação, limitando a discussão a conceitos gerais da metodologia. Ainda assim, a partir de estudos publicados pelos desenvolvedores do código (Chen et al., 2004; Shan et al., 2006), foi possível estabelecer um diálogo com a literatura existente, permitindo a apresentação de métodos gerais e de outros métodos análogos ao PowerFLOW.

A seguir, detalham-se as principais hipóteses adotadas pelo modelo LBM para a solução do escoamento, assim como algumas extensões da formulação para incluir efeitos de não equilíbrio por meio da adição de momentos extras no operador de colisão (Zhang et al., 2006). Embora esses efeitos sejam mais representativos de fluidos não-contínuos com números de Knudsen elevados, a inclusão deles pode ser útil para a captura de efeitos de não equilíbrio em escoamentos turbulentos. De fato, essa é uma das razões pelas quais o modelo se sobressai em relação a formulações padrão de LES (*Large Eddy Simulation*), que resolvem o escoamento considerando modelos baseados nas Equações de Navier-Stokes, tanto em custo computacional quanto em acurácia dos resultados, como reportado em Gonzalez-Martino et al. (2018).

Esse modelo numérico inclui uma função análoga àquelas que permitem alternar entre o cálculo das maiores escalas da turbulência, sendo o restante da turbulência obtida via modelagem de submalha (modelo LES), e simulação via uRANS (*unsteady Reynolds Navier-Stokes Simulation*) em que a turbulência é inteiramente modelada, conforme proposta de Spalart et al. (1997). Esse método de simulação permite resolver as camadas limites sobre superfícies sólidas de forma simplificada, reduzindo o custo computacional.

A seguir, detalham-se os seguintes tópicos que compõem o modelo de simulação VLES: (i) Teoria cinética de Boltzmann e obtenção das variáveis macroscópicas; (ii) Séries de polinômios de Hermite e obtenção das velocidades discretas; (iii) Equação de Lattice Boltzmann-BGK; (iv) Procedimento de Regularização; (v) Paredes sólidas e malhas dinâmicas; (vi) uRANS/LES híbrido em Lattice Boltzmann.

i. Teoria cinética de Boltzmann e obtenção das variáveis macroscópicas

A teoria cinética de Boltzmann – conforme apresentada por Shan et al. (2006) – define a evolução de uma função de distribuição de partículas, $f(\xi, \mathbf{x}, t)$, a partir de sua posição no espaço, $\mathbf{x}$, e velocidade, ξ , em um instante de tempo t , ou seja, $f(\xi, \mathbf{x}, t)$ é a probabilidade de encontrar uma partícula em $\mathbf{x}$ com velocidade ξ no instante t . A quantidade total de partículas em um espaço de fase, $f(\xi, \mathbf{x}, t) d\xi d\mathbf{x}$, carrega informações detalhadas acerca das variáveis macroscópicas do fluido, como densidade, ρ , velocidade, $\mathbf{u}$, e energia, ϵ . Essas variáveis são obtidas a partir da integração da função de distribuição de partículas, $f(\xi, \mathbf{x}, t)$, sobre o espaço de velocidades, ξ , ou seja

$$\rho(\mathbf{x}, t) \equiv mn(\mathbf{x}, t) = m \int f d\xi, \quad (3.1)$$

$$\rho \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = m \int f \xi d\xi, \quad (3.2)$$

$$\rho \epsilon(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} m \int f |\xi - \mathbf{u}|^2 d\xi, \quad (3.3)$$

onde m é a massa molecular do gás e n o número molecular (moléculas por volume).

A evolução de $f(\xi, \mathbf{x}, t)$ é regida pela equação de Boltzmann, com o modelo BGK (Bhatnagar et al., 1954), da seguinte forma:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi \cdot \nabla f + g \cdot \nabla_\xi f = -\frac{1}{\tau} [f - f^{(0)}], \quad (3.4)$$

onde $f^{(0)}$ é a função de equilíbrio local, τ é o tempo de relaxação, g é a aceleração externa ou autogerada por uma força de campo e ∇_ξ é gradiente no espaço de velocidades.

O equilíbrio local é dado por

$$f^{(0)} = \frac{\rho}{(2\pi\theta)^{D/2}} \exp \left[-\frac{c^2}{2\theta} \right], \quad (3.5)$$

onde θ é a temperatura, D é a dimensão do espaço e c é a velocidade intrínseca, $\mathbf{c} = \xi - \mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$. As variáveis ξ , u e c são medidas em unidades adimensionais de c_o , escolhida convenientemente como a velocidade do som para uma temperatura constante.

ii. Séries de polinômios de Hermite e obtenção das velocidades discretas

Uma forma concisa de se expressar a função de distribuição de partículas é por meio de uma expansão em séries de polinômios de Hermite. Esses polinômios são utilizados para obter as velocidades discretas que são utilizadas no método de LBM em bases orto-normais. Os polinômios são utilizados para aproximar funções que envolvem distribuições de probabilidade, como a função de distribuição de partículas (Grad, 1949). Uma importante propriedade desses polinômios é seu peso, $\omega(\xi)$, definidos a partir de uma exponencial, e^{-x^2} , permitindo aproximar curvas como a quadratura de Gauss e outras funções de distribuição de probabilidade usualmente utilizadas.

A expansão de $f(\xi, \mathbf{x}, t)$ em séries de polinômios de Hermite é dada por

$$f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = \omega(\boldsymbol{\xi}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \mathbf{a}^{(n)}(\mathbf{x}, t) \mathcal{H}^{(n)}(\boldsymbol{\xi}), \quad (3.6)$$

onde os primeiros polinômios, exemplificados a seguir, são

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(0)}(\boldsymbol{\xi}) &= 1, \\ \mathcal{H}_i^{(1)}(\boldsymbol{\xi}) &= \xi_i, \\ \mathcal{H}_{ij}^{(2)}(\boldsymbol{\xi}) &= \xi_i \xi_j - \delta_{ij}, \\ \mathcal{H}_{ijk}^{(3)}(\boldsymbol{\xi}) &= \xi_i \xi_j \xi_k - \xi_i \delta_{jk} - \xi_j \delta_{ik} - \xi_k \delta_{ij}, \end{aligned} \quad (3.7)$$

onde δ_{ik} é o delta de Kronecker. A partir deste ponto a notação de Einstein se torna implícita, e vetores e tensores são definidos em negrito. Os coeficientes da expansão são combinações lineares dos momentos da velocidade de f , dados a partir de

$$\mathbf{a}^{(n)} = \sum_{a=1}^d f'_a \mathcal{H}^{(n)}(\boldsymbol{\xi}_a), \quad n = 0, \dots, 3, \quad (3.8)$$

permitindo a recuperação das variáveis macroscópicas do fluido por

$$\rho = \mathbf{a}^{(0)} \quad (3.9)$$

$$\rho \mathbf{u} = \mathbf{a}^{(1)} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{P} = \mathbf{a}^{(2)} - \rho (\mathbf{u}^2 - \boldsymbol{\delta}), \quad (3.11)$$

onde $\mathbf{P}$ é o tensor de fluxo de quantidade de movimento e $\boldsymbol{\delta}$ é o tensor identidade. Para descrições equivalentes à equação de Navier-Stokes, um truncamento em n

$= 3$ é suficiente. Tais polinômios foram selecionados de forma que w_a e ξ_a sejam, respectivamente, os pesos e a abscissa de uma quadratura de Gauss-Hermite, permitindo a sua integração direta.

iii. Equação de Lattice Boltzmann BGK

A equação de Lattice Boltzmann BGK é obtida pela substituição das variáveis contínuas da equação de Boltzmann-BGK (Equação 3.4) pelas variáveis discretas obtidas a partir da expansão em séries de polinômios de Hermite. Esse método numérico iterativo consiste em duas etapas principais: colisão e propagação.

As velocidades das funções de distribuição de partículas discretas expandidas em bases ortonormais de polinômios de Hermite (subscrito a), ξ_a , permitem que um determinado domínio seja constituído através de uma rede (*Lattice*), cujos nós são conectados a partir das direções discretas dessas velocidades. Essas partículas, então, colidem com as vizinhas, propagando a informação pela rede. A etapa de colisão é dada pela solução da própria equação de Lattice Boltzmann BGK (Equação (3.4)), que também inclui o relaxamento do sistema em torno do equilíbrio discreto $f_a^{(0)}$. Após esse processo, a informação é propagada pelo *Lattice*, de acordo com

$$f_a(\mathbf{x} + \xi_a, t + 1) = f_a(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} [f_a(\mathbf{x}, t) - f_a^{(0)}(\mathbf{x}, t)]. \quad (3.12)$$

iv. Procedimento de Regularização

Uma especificidade do método aplicado no presente trabalho é o procedimento de regularização. Quando o sistema se encontra em uma situação deslocada do equilíbrio local, como em situações de gradiente adverso de pressão ou um escoamento com turbulência elevada, a equação de Lattice Boltzmann BGK (Equação 3.4) pode não ser suficiente para aplicar eficientemente o relaxamento do sistema. Para contornar essa limitação, Zhang et al. (2006) propôs um procedimento de regularização, realizado como uma etapa posterior à propagação no Lattice. Para definir tal procedimento a função de equilíbrio local é dividida em duas partes, por

$$f_a = f'_a + f_a^{(0)}, \quad (3.13)$$

onde f'_a é o desvio da função de equilíbrio local, uma vez que $f_a^{(0)}$ é a função de equilíbrio local, que já estaria ajustada para o domínio de aplicação. Para definir

f'_a , deve-se projetar f_a em um espaço de momentos de Hermite, truncando a série em $n = 3$, resultando em

$$\widehat{f'_a} = w_a \sum_{n=0}^3 \frac{1}{n!} \mathbf{a}^{(n)} \mathcal{H}^{(n)}(\boldsymbol{\xi}_a), \quad a = 1, \dots, d, \quad (3.14)$$

$$\mathbf{a}^{(n)} = \sum_{a=1}^d f'_a \mathcal{H}^{(n)}(\boldsymbol{\xi}_a), \quad n = 0, \dots, 3, \quad (3.15)$$

onde d é o número de velocidades discretas no modelo de redes utilizado. Truncando as séries, a projeção passa a ser definida como:

$$\widehat{f'_a} = w_a \left[\frac{\mathcal{H}^{(2)}(\boldsymbol{\xi}_a)}{2} \sum_{b=1}^d f'_b \boldsymbol{\xi}_b \boldsymbol{\xi}_b + \frac{\mathcal{H}^{(3)}(\boldsymbol{\xi}_a)}{6} \sum_{b=1}^d f'_b \boldsymbol{\xi}_b \boldsymbol{\xi}_b \boldsymbol{\xi}_b \right]. \quad (3.16)$$

Por fim, o procedimento de regularização modifica o valor do equilíbrio local da seguinte forma:

$$f_a(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}_a, t + 1) = f_a^{(0)} + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) \widehat{f'_a} + F_a, \quad (3.17)$$

onde F_a é uma força externa.

v. Paredes sólidas e malhas dinâmicas

Em modelos de LBM que utilizam VLES, como por exemplo em Mozaffari et al. (2024), é desejável que as malhas cartesianas não sejam conformadas ao redor dos objetos, como a hélice, por exemplo. Isso representaria grande custo computacional com a inclusão de diversos elementos para que a curvatura dos aerofólios tivesse uma resolução suficiente. Por esse motivo é importante incluir o efeito das paredes a partir de pesos nos elementos que contêm as fronteiras da malha. O método presente no PowerFLOW (Systèmes, 2023), baseado na abordagem de *Imersed Boundary* (IBM), como também implementado em Cai et al. (2021), utiliza pontos de referência ao longo da direção normal às paredes sólidas. O principal objetivo é definir a parcela de volume de cada elemento em contato com o sólido que se encontra imersa. Nesse sentido, a região interna do sólido é definida justamente a partir das normais da sua superfície. Essa parcela permite que sejam definidos pesos em cada elemento. Esses pesos são interpolados entre cada elemento vizinho ao redor do sólido e a resultante é uma condição de contorno na malha que representa justamente as paredes do sólido. Essas condições de contorno

macroscópicas são incluídas nas funções de distribuição a partir do termo g . Deve-se ressaltar que existem mais detalhes desse procedimento na literatura especializada, mas o procedimento implementado no código PowerFLOW não está disponível publicamente.

O modelo de malhas dinâmicas é o responsável por incluir a rotação das hélices, com a malha em uma região delimitada sendo rotacionada em torno de um eixo em relação aos elementos externos. Naturalmente, essa região deve englobar o sólido a ser rotacionado, no caso a hélice, e que o eixo de rotação dessa região seja o mesmo da hélice, por exemplo.

Em aplicações típicas de LBM (Lyu et al., 2022), a região de contato entre a malha dinâmica e a estática é tratada como uma região de interface. Para cada um dos elementos nesta interface são definidas duas classes de funções de distribuição de partículas:

- Componente em equilíbrio f_i^{eq} , reconstruída de maneira similar aos demais pontos da malha sem rotação.
- Componente fora do equilíbrio f_i^{neq} , derivado de um nó vizinho na malha com rotação.

Dessa forma em cada nó dos elementos na interface, a função de distribuição de partículas é dada por

$$f_i = f_i^{eq} + f_i^{neq}. \quad (3.18)$$

Para incluir o efeito da malha dinâmica, as variáveis macroscópicas precisam ser trocadas entre os nós da interface. Para isso, deve-se interpolar as variáveis macroscópicas da malha estática para a malha rotacional e vice-versa, da seguinte forma:

a) Transferência de estática para rotacional: i) Localizar os nós da interface na malha rotacional; ii) Interpolar a velocidade e a densidade da malha estática para a interface rotacional; iii) Ajustar a velocidade para o referencial rotacional:

$$\mathbf{u}_{rot}(\mathbf{X}_{rot}, t) = \mathbf{u}_{st}(\mathbf{X}_{st}, t) - \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_{st}(\mathbf{X}_{st}, t). \quad (3.19)$$

De tal modo que $\boldsymbol{\Omega}$ é a velocidade de rotação e $\mathbf{r}_{st}$ é o vetor posição do centro de rotação.

A velocidade $\mathbf{u}_{rot}$ pode ser obtida projetando a velocidade do referencial estático, $\mathbf{u}_{st}$, no referencial rotacional.

b) Transferência de rotacional para estática: i) Localizar os nós da interface na malha estática; ii) Interpolar a velocidade e a densidade da malha rotacional para a interface estática; iii) Ajustar a velocidade para o referencial estático a partir de

$$\mathbf{u}_{st}(\mathbf{X}_{st}, t) = \mathbf{u}_{rot}(\mathbf{X}_{rot}, t) + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}_{st}(\mathbf{X}_{st}, t). \quad (3.20)$$

De forma similar, a velocidade $\mathbf{u}_{st}$ no referencial estático pode ser obtida projetando $\mathbf{u}_{rot}$ no referencial estático.

vi. uRANS/LES híbrido em Lattice Boltzmann

A incorporação de estratégias de solução de escoamentos turbulentos de modelos baseados em Navier-Stokes em modelos de LBM pode trazer diversas vantagens em termos de eficiência computacional, como é realizado de maneira análoga no modelo presente no PowerFLOW. A modelagem de submalha presente em simulações de grandes escalas e os modelos de viscosidade turbulenta baseados em uRANS (*unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*) são excelentes candidatos para serem incluídos no modelo de LBM.

Em simulações de hélices é comum que se utilizem modelos híbridos entre uRANS e LES, propostos originalmente por Spalart et al. (1997) e Desquesnes et al. (2007), com as implementações mais comuns usando modelos DES e DDES (*Delayed Eddy Simulations* - DES e *Delayed Detached Eddy Simulations* DDES). Esses métodos são capazes de definir regiões do escoamento onde cada um dos modelos é mais adequado.

O modelo uRANS é tipicamente aplicado em regiões mais próximas de parede a partir da modelagem de camadas limites com o emprego de funções de parede. Por sua vez, os modelos de LES são aplicados em regiões mais distantes das paredes a fim de resolver diretamente as grandes escalas da turbulência, com modelos de submalha para avaliar o efeito das pequenas escalas, com dimensões menores que a discretização da malha computacional.

A inclusão dos efeitos da turbulência no método de LBM é realizada a partir de um tempo de relaxação efetivo,

$$\bar{\tau} = \frac{\Delta t}{2} + \frac{v + v_t}{c_o^2}, \quad (3.21)$$

onde a viscosidade turbulenta cinemática, ν_t , é calculada de acordo com o modelo de turbulência, de forma similar a aplicações clássica de modelos baseados nas equações de Navier-Stokes.

O método DES utiliza uma função de troca entre o modelo uRANS e LES, garantindo que o modelo uRANS seja utilizado em camadas limites evitando a separação do escoamento induzida pela malha (Desquesnes et al., 2007) e garantindo que a transição para o modelo LES seja realizada de forma suave para regiões com separação e, conseqüentemente, maior vorticidade.

Essas considerações permitem que sejam definidas escalas turbulentas que são resolvidas diretamente por LES (l_{LES}), e escalas que são modeladas por uRANS (l_{uRANS}), através da função de troca f_d , definindo assim as escalas da turbulência como:

$$l_{DES} = l_{uRANS} - f_d \max [0, (l_{RANS} - l_{LES})]. \quad (3.22)$$

Considerando a natureza fechada do código PowerFLOW não é possível precisar a função de troca utilizada no modelo implementado, sendo assim a presente descrição apenas genérica. No entanto, sabe-se que essa função de troca no código PowerFLOW é sensível a obstáculos físicos no escoamento sobre paredes sólidas, podendo induzir a separação do escoamento e, conseqüentemente, a transição análoga para o modelo LES (Thurman, 2022).

A modelagem do escoamento turbulento por uRANS utiliza o modelo clássico $k-\epsilon$ (Wilcox, 1998), cujas equações de transporte para a energia cinética turbulenta, k , e a dissipação da turbulência, ϵ , são dadas por

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u \cdot \nabla k = \nabla \cdot \left\{ \left[\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right] \nabla k \right\} + \frac{P_k}{\rho} - \epsilon \quad (3.23)$$

e

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + u \cdot \nabla \epsilon = \nabla \cdot \left\{ \left[\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right] \nabla \epsilon \right\} + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{\rho k} P_k - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k}. \quad (3.24)$$

O termo de produção, P_k , de turbulência é definido por

$$P_k = \rho \nu_t \left\{ \nabla u : [\nabla u + (\nabla u)^T] - \frac{2}{3}(\nabla \cdot u)^2 \right\} - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot u, \quad (3.25)$$

onde σ_k , σ_ϵ , $C_{\epsilon 1}$ e $C_{\epsilon 2}$ são constantes do modelo. A viscosidade turbulenta cinemática é calculada a partir do modelo de turbulência $k - \epsilon$ como:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (3.26)$$

onde C_μ é uma constante do modelo. Outra consideração importante é o uso de funções de parede junto a superfícies sólidas com o objetivo de modelar o escoamento nas regiões mais internas da camada limite. Existem três funções de parede disponíveis no código PowerFLOW (Systèmes, 2023): (i) função parede laminar; (ii) função parede turbulenta; (iii) função parede automática. As duas primeiras funções impõem conhecimento prévio do escoamento, enquanto a terceira função é capaz de identificar regiões de transição de forma automática e aplicar um modelo laminar ou turbulento. Como será discutido posteriormente, neste trabalho foram utilizadas as funções de parede laminar e turbulenta, graças ao conhecimento prévio da região de transição ao longo das hélices.

3.1.2 Modelo de propagação de ruído para o campo distante

Uma etapa crucial em simulações de aeroacústica é a propagação do ruído para um observador no campo distante. A propagação do ruído é uma etapa de pós-processamento das simulações. No entanto, ela exige que sejam fornecidos dados de pressão e velocidade em uma região que represente as fontes de ruído principais das hélices, como uma região que as envolva ou as superfícies das hélices. Por esse motivo, toda a simulação é construída de forma a fornecer as informações necessárias para a propagação do ruído. Um benefício dessa técnica consiste em permitir à simulação utilizar maiores refinamentos de malha apenas na região delimitada pelas fontes de ruído. Isso reduz o custo computacional da simulação, já que esses modelos são capazes de propagar o ruído para o campo distante com acurácia. De fato, não há a necessidade de que a solução numérica tenha uma malha com resolução suficiente para capturar as ondas acústicas até o ponto onde se deseja obter o ruído.

Esta seção apresenta o modelo de propagação de ruído para o campo distante, baseado na equação de Ffowcs Williams-Hawkings (FWH) (Ffowcs Williams et al., 1969) e no modelo de Farassat 1A (Farassat, 2007), seguindo os detalhes apresentados em Brès et al. (2010).

i. Equação de Ffowcs Williams-Hawkings

Ffowcs Williams e Hawkings (FWH) propuseram uma equação integral para descrever a propagação de ondas acústicas em um meio quiescente (ou um meio em repouso). Isso permite que a pressão acústica seja propagada para qualquer ponto do campo acústico. As ondas de pressão acústica são propagadas a partir de uma região finita do fluido onde se encontram as principais fontes sonoras do escoamento. Essa região é, de forma simplificada, a região onde o fluido não se encontra em repouso.

A equação de FWH, na sua forma diferencial, é dada por

$$\square^2 (\rho - \rho_0) = \frac{\partial}{\partial t} [Q_n \delta(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} [L_i \delta(f)] + \frac{\partial}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H(f)], \quad (3.27)$$

com o operador $\square^2$ sendo

$$\square^2 = \frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2. \quad (3.28)$$

Os termos Q_n e L_i são definidos por

$$\begin{aligned} Q_n &= Q_i \hat{n}_i = [\rho_0 v_i + \rho (u_i - v_i)] \hat{n}_i \\ L_i &= L_{ij} \hat{n}_j = [P_{ij} + \rho u_i (u_j - v_j)] \hat{n}_j, \end{aligned} \quad (3.29)$$

ρ é a densidade, ρ_0 é a densidade ambiente, c é a velocidade do som, e Q_n , L_i e T_{ij} são os termos fonte de FWH que representam ruído de espessura, ruído de carregamento e o ruído de quadrupolo, respectivamente. A função delta, $\delta(f)$, confina os termos fonte de monopolo e dipolo à superfície fonte, definida por $f = 0$, enquanto a função de Heaviside, $H(f)$, confina o termo fonte de quadrupolo à região fora desta superfície $f > 0$.

As fontes de ruído nas Equações 3.29, monopolo e dipolo, constituem o ruído de espessura e de carregamento, respectivamente, sendo as principais fontes em hélices subsônicas e com baixo número de Reynolds.

ii. Modelo de Farassat 1A

A formulação de Farassat 1A é obtida a partir da Equação (3.27) para propagar o ruído gerado por uma fonte acústica, em movimento em um fluido em repouso, até um observador estacionário no campo distante. Essa formulação é utilizada para geometrias rotativas, e o ruído calculado é a soma do ruído de espessura e de carregamento:

$$p'(\mathbf{x}, t) = p'_T(\mathbf{x}, t) + p'_L(\mathbf{x}, t), \quad (3.30)$$

de forma que os subscritos T e L denotam as componentes de espessura e carregamento, definidas, respectivamente, por

$$4\pi p'_T(\mathbf{x}, t) = \int_{f=0} \left[\frac{\dot{Q}_n + Q_{\dot{n}}}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS + \int_{f=0} \left[\frac{Q_n (r\dot{M}_r + c_0(M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS, \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} 4\pi p'_L(\mathbf{x}, t) = & \frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{r(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS + \int_{f=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2(1 - M_r)^2} \right]_{ret} dS \\ & + \frac{1}{c_0} \int_{f=0} \left[\frac{L_r (r\dot{M}_r + c_0(M_r - M^2))}{r^2(1 - M_r)^3} \right]_{ret} dS, \end{aligned} \quad (3.32)$$

onde

$$\begin{aligned} M_r &= M_i \hat{r}_i, & \dot{M}_r &= \frac{\partial M_i}{\partial \tau} \hat{r}_i, \\ Q_n &= Q_i \hat{n}_i, & \dot{Q}_n &= \frac{\partial Q_i}{\partial \tau} \hat{n}_i, & Q_{\dot{n}} &= Q_i \frac{\partial \hat{n}_i}{\partial \tau}, \\ L_i &= L_{ij} \hat{n}_j, & \dot{L}_r &= \frac{\partial L_i}{\partial \tau} \hat{r}_i, & L_r &= L_i \hat{r}_i, & L_M &= L_i M_i. \end{aligned} \quad (3.33)$$

Nas equações anteriores, $\mathbf{M}$ é o vetor do número de Mach da fonte, com componente $M_i = v_i/c_0$. O emprego do sobrescrito $\dot{}$ denota a derivada em relação ao tempo da fonte τ . O subscrito ret denota a avaliação do integrando no tempo da fonte, ou seja, a solução τ_{ret} da equação do tempo retardado, dado por:

$$g = \tau_{ret} - t + \frac{r}{c_0} = 0, \quad (3.34)$$

onde $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}(\tau_{\text{ret}})|$ é a distância entre o observador e a fonte no tempo de emissão.

Neste trabalho utiliza-se o campo de pressões p sobre a superfície das hélices, assim como campos de pressão e velocidade u avaliados na superfície de um cilindro que circunda a região próxima à hélice. Essas formulações são referenciadas aqui como formulação sólida e formulação porosa, respectivamente. Quando não especificado o contrário, os resultados são obtidos pela formulação porosa. Por exemplo, formulações sólidas e porosas são usadas em trabalhos, como Casalino et al. (2021) e Afari e Mankbadi (2023), respectivamente.

3.2 Modelagem Computacional

Nesta seção são discutidos os principais conceitos relacionados à modelagem computacional dos métodos matemáticos discutidos na seção anterior. Considerando o modelo VLES usado nesta tese, diversas hipóteses em relação à discretização do domínio, da geometria utilizada e das condições de contorno devem ser feitas.

Inicialmente, apresenta-se a geometria de hélice e sua construção no modelo, juntamente com as condições de operação, definidas de acordo com experimentos realizados no LVA-UFSC (Beck, 2025). Na sequência, discutem-se a discretização do domínio de solução numérica, as condições de contorno e as regiões de interesse para análise dos resultados. Por fim, apresentam-se os métodos de pós processamento utilizados para a identificação dos mecanismos de geração de fontes sonoras, a seleção de pontos a partir dos quais o ruído é propagado e a aplicação de técnicas de análise de sinal para o processamento dos dados.

3.2.1 Geometrias de hélice e condições de operação

Uma hélice com duas pás e aproximadamente 300 mm de diâmetro, desenvolvida a partir de uma hélice APC-96 (“APC Propeller Database”, 2024) com aerofólio NACA 4412 constante foi selecionada para análise nesta tese. A geometria foi originalmente construída e investigada experimentalmente por Casalino et al. (2021). A Figura 3.1 ilustra a geometria dessa hélice, juntamente com a distribuição geométrica da torção e da corda ao longo do seu raio.

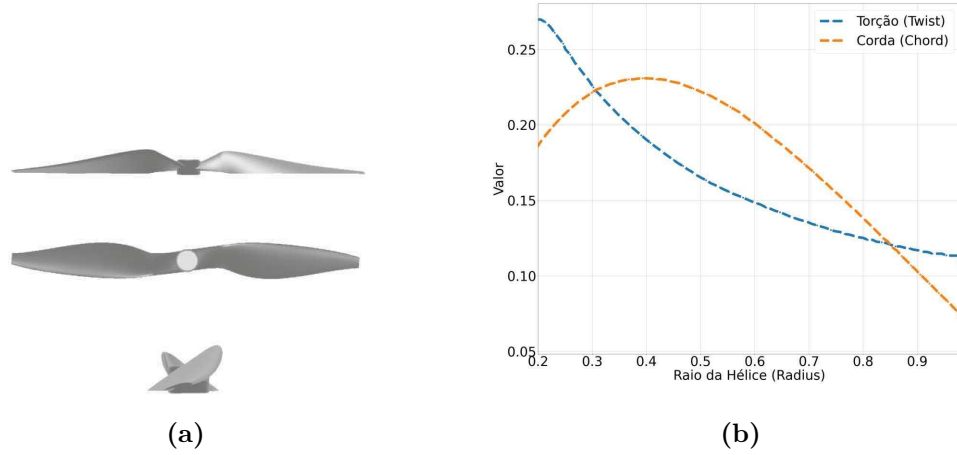


Figura 3.1 – Geometria da hélice utilizada na investigação: (a) vista lateral da hélice com duas pás, (b) distribuição geométrica da torção e da corda ao longo do raio da hélice.

Para analisar a influência da distância de separação axial (l_{axial}) entre um par de hélices, foram testados quatro valores: 30, 60, 90 e 150 mm, correspondentes a 10%, 20%, 30% e 50% do diâmetro da hélice. Os ensaios consideraram rotações de 5000 RPM (co-rotação) e de 3000 e 6000 RPM (contra-rotação). A sobreposição (l_{over}) entre as hélices foi avaliada em 75 mm (25%) e 150 mm (50% do diâmetro). Devido à similaridade dos resultados, esta tese foca na configuração com 25% de sobreposição ($l_{\text{over}} = 75$ mm), em co-rotação de 5000 RPM e com l_{axial} de 30, 60 e 90 mm. Os resultados das demais configurações são apresentados no Apêndice E. Adicionalmente, um caso complementar que explora o efeito de um fator de avanço não nulo e não ortogonal, sem sobreposição, foi publicado pelo autor em Lattari et al. (2024). Observou-se que o escoamento oblíquo levou o par de hélices a uma condição similar à de interposição parcial. A Figura 3.2 ilustra essas três diferentes configurações apresentadas na tese a partir deste ponto.

3.2.2 Condições de contorno aplicadas na simulação e principais medições

O domínio da simulação é dividido em duas regiões, como ilustra a Figura 3.3. A primeira região (Domínio Discretizado) é onde se aplicam os refinamentos progressivos de malha e onde se encontra a hélice e a física principal do problema e possui



Figura 3.2 – Configurações de hélices propostas para a investigação.

um raio de 128 metros, um valor significativamente maior que o diâmetro de 300 mm das hélices. Na fronteira desta região são prescritas condições de contorno de pressão atmosférica ($p = 101,325 \text{ kPa}$), temperatura padrão ($T = 298 \text{ K}$) e velocidade nula ($U=0 \text{ m/s}$). Essas são também as condições iniciais do domínio discretizado. Considerando que na simulação acústica o ruído se propaga em todas as direções, o domínio discretizado é envolvido por uma região de absorção de ondas acústicas (formato cúbico com dimensão de 340 m), evitando reflexões e, conseqüentemente, efeitos de interferência espúrios. Nesse sentido, adota-se a região identificada pela cor laranja (Esponja Acústica) para absorção da velocidade e da pressão. Maiores detalhes sobre a implementação exata dessa região de absorção não estão disponíveis, pois se trata de uma tecnologia proprietária do software PowerFLOW (Systèmes, 2023).

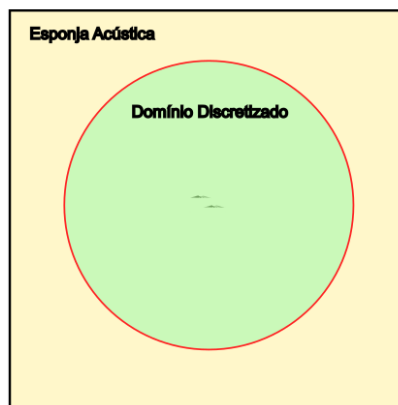


Figura 3.3 – Domínio da simulação.

Para permitir a inclusão da rotação da hélice na simulação, uma região de malha dinâmica é aplicada em um volume que envolve cada uma das hélices. A

malha dinâmica é uma técnica que permite que a malha se movimente, gerando o efeito de rotação das paredes sólidas que compõem as hélices, conforme ilustrado na Figura 3.4. A região da malha dinâmica é definida na forma de um toroide com distanciamento mínimo de 5 mm da superfície da hélice. A malha é refinada em torno da hélice para que a sua resolução seja suficiente para capturar os efeitos de interface entre a região rotativa e a não rotativa, conforme discutido em detalhes na Seção 3.2.3.

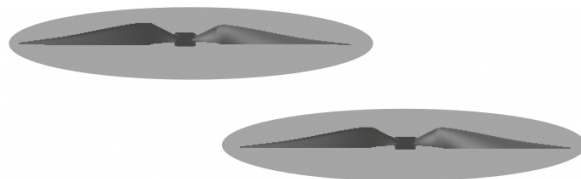


Figura 3.4 – Malha dinâmica.

Com o objetivo de resolver o escoamento nos regimes laminar e turbulento na camada limite, aplica-se funções de parede que são adequadas para cada um desses regimes. A Figura 3.5 identifica os regimes de escoamento laminar (cor verde) e turbulento (amarelo) na camada limite ao longo da superfície da hélice. Essas regiões de escoamento em regimes distintos são identificadas a partir de um modelo baseado no método dos painéis (Casalino et al., 2021).

Com o objetivo de forçar a transição do regime laminar para o regime turbulento de acordo com o resultado do modelo dos painéis, uma protuberância em zig-zag (*tripping*), mostrada em vermelho na Figura 3.5, é aplicada na região de transição ao longo da envergadura das pás na simulação do modelo VLES. O *tripping*, presente na superfície de sucção da hélice, se estende radialmente, cobrindo a maior parte da envergadura da pá, desde 20% até 97% de sua extensão. Todas as suas dimensões geométricas são definidas como uma porcentagem da corda local da pá: o comprimento de onda é de 3%, a espessura na direção da corda é de 1.5% e a amplitude também é de 1.5%. A altura do elemento é uniforme ao longo de sua extensão radial, correspondendo a 1.0% da corda local. Maiores detalhes da estrutura, bem como um estudo de seu posicionamento para a hélice em questão são apresentados em Lattari et al. (2025).

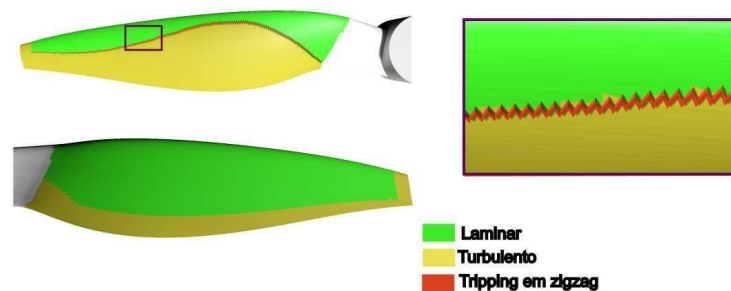


Figura 3.5 – Regimes de escoamento na superfície da hélice.

As principais medições são baseadas em assinaturas dos campos de pressão e de velocidade, permitindo que o pós-processamento possa ser realizado em torno dessas variáveis. Seleccionam-se medições da assinatura de pressão na superfície das hélices e do campo de pressão e de velocidades em um volume próximo que as envolve. Esse volume corresponde a um cubo com dimensões dez vezes maiores que o diâmetro da hélice, permitindo também a obtenção do campo de velocidade correspondente.

Para a propagação do ruído para o campo distante, utilizando a formulação de Farassat 1A (Seção 3.1.2), a assinatura de pressão na superfície das hélices permite também o cálculo da formulação sólida de propagação de ruído. Para a formulação porosa de propagação de ruído, a superfície que envolve o par de hélices deve estar suficientemente distante das principais fontes, mas não tão distante a ponto de que os refinamentos de malha comprometam a correta propagação das fontes até as superfícies. Essa superfície é posicionada com seu centro no centro de massa das duas hélices de acordo com a Figura 3.6, em formato de um cilindro com uma altura de 500 mm e diâmetro de 700 mm. O apêndice C apresenta o resultado de um estudo sobre a sensibilidade do posicionamento dessa superfície.

3.2.3 Discretização do domínio computacional

A discretização do domínio computacional é realizada na região referenciada como Domínio Discretizado, indicada na Figura 3.3. Considerando que *Lattice* é constituído por direções discretas equidistantes, todos os elementos no domínio possuem uma razão de aspecto unitária. Além disso, nesta tese são considerados

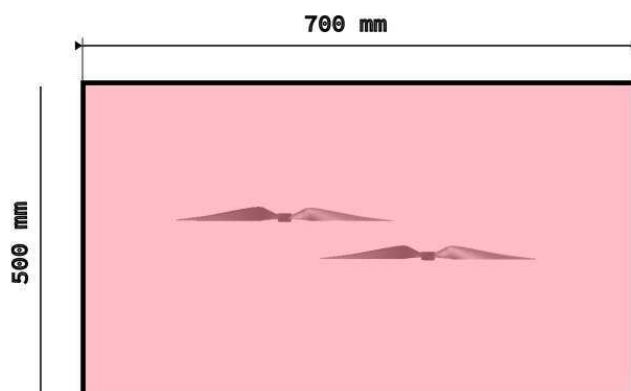


Figura 3.6 – Superfície de medição para a formulação porosa de propagação de ruído.

quatro graus de refino com o objetivo de avaliar a sensibilidade de malha na Seção 3.3.

O primeiro grupo de refinamentos de malha é aplicado em regiões definidas por esferas sucessivamente circunscritas, e a dimensão dos elementos dentro dessas esferas é dividida por uma razão de 2 para cada esfera interior correspondente em relação à esfera circunscrita. Cada esfera em um nível inferior apresenta também a metade do diâmetro da esfera circunscrita, como ilustram as Figuras 3.7a e 3.7b. Por exemplo, para o refino de malha global intermediário, os elementos na esfera de nível mais baixo têm dimensão de 27 mm. Essa dimensão é o resultado de nove reduções sucessivas por um fator de 2, partindo da esfera mais externa. Para os quatro níveis de refino globais (máximo, superior, intermediário e mínimo), a dimensão dos elementos na esfera de nível mais baixo adota os valores de 6,75 mm, 13,5 mm, 27 mm e 54 mm, respectivamente. O número de elementos dobra a cada grau superior de refino.

O segundo grupo de refinamentos é aplicado na região interna à superfície porosa, com destaque para a geometria da hélice, como é ilustrado na Figura 3.8a. No refino intermediário, os elementos no interior dessa região variam de 1,84 mm até 0,115 mm. Esses valores são multiplicados por dois no refino mínimo ou divididos pelo mesmo fator no refino máximo. Uma região de refino foi definida para capturar a interação entre as hélices duplas, como mostra a Figura 3.8b. As Figuras 3.8c até 3.8d apresentam os refinamentos especiais aplicados em volta da superfície da hélice, com destaque para as pontas das pás.

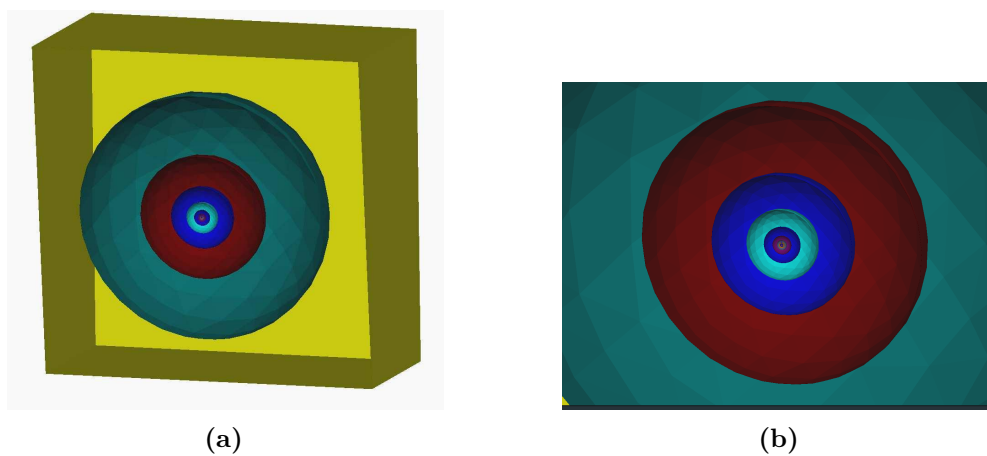


Figura 3.7 – Descrição das regiões de refino: (a) esferas circunscritas externas, (b) esferas circunscritas internas.

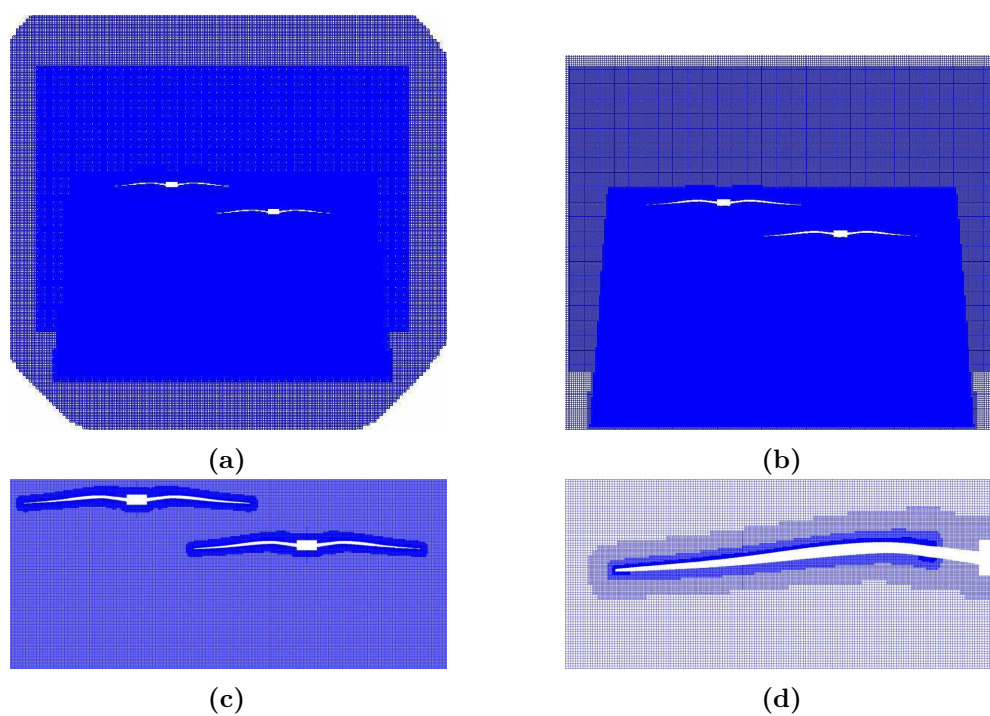


Figura 3.8 – Refinos de malha: a) Superfície de FWH, b) Esteira; c) Refino ortogonal interno, d) Detalhe do refino na superfície da hélice.

As Figuras 3.9a até 3.9c mostram as malhas geradas nas seções ortogonais ao longo do raio das pás, respectivamente, para 99%, 75% e 50% do raio, com refinamentos de 0,9 mm até 0,015 mm sendo aplicados com foco especial nos bordos de ataque e de fuga.

A malha final para o refino intermediário possui um total de 80 milhões de elementos. Nas simulações é considerada um total de 10 rotações físicas da hélice, com aproximadamente 780 milhões de passos de tempo. Além disso, uma simulação excluindo os refinamentos com elementos menores que 1,84 mm é realizada contabilizando um total de 30 rotações físicas, usando então os resultados dessa simulação como campo inicial da simulação principal. Isso garante a convergência mais rápida do procedimento de solução, reduzindo o custo computacional.

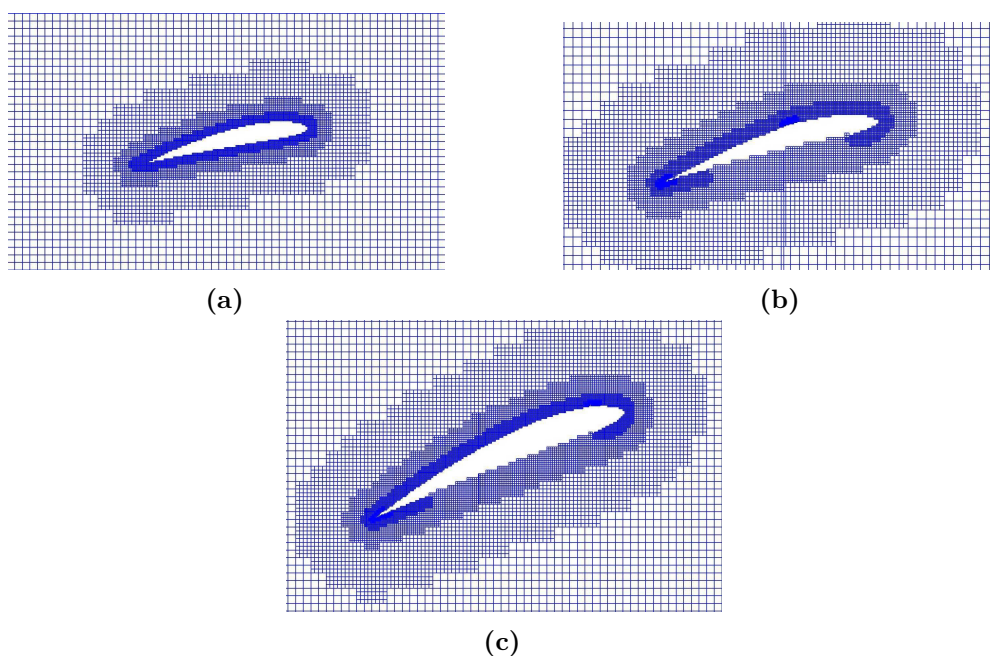


Figura 3.9 – Refinos nas seções ortogonais ao longo do raio da pá da hélice: a) 99%, b) 75%, c) 50%.

3.2.4 Métodos de Pós processamento

As técnicas implementadas para a análise do escoamento e da assinatura da pressão das superfícies, bem como para a análise dos resultados aerodinâmicos

integrais e do sinal de ruído, a ser realizada nos próximos capítulos, são apresentadas nesta seção.

Inicialmente, apresentam-se as técnicas de processamento dos sinais acústicos. Na sequência, detalham-se as técnicas de processamento da assinatura de pressão na superfície das hélices e do escoamento, as quais permitem a visualização de gradientes de pressão que se relacionam com o ruído propagado pelas duas hélices, assim como a visualização do volume ao redor do par de hélices.

O segundo conjunto de análises concentra-se na avaliação do ruído propagado e no desempenho aerodinâmico das hélices, estabelecendo relações entre os mecanismos identificados na análise anterior e as variáveis de desempenho aerodinâmico e de ruído. A análise aerodinâmica tem como foco os coeficientes de empuxo e de torque a partir da avaliação média, temporal e de sua respectiva PSD (*Power Spectrum Density*). Para o sinal de ruído propagado, técnicas de análise espectral e métricas acústicas são empregadas para a avaliação dos níveis de ruído em hemisférios ao redor das hélices. A identificação de pontos críticos que justifiquem uma análise mais aprofundada do ruído propagado para posições específicas também é realizada. A propagação do ruído, desta vez a partir da superfície sólida, também permite uma avaliação do ruído propagado por cada uma das hélices e a análise da coerência entre os sinais.

i. Método de Welch

O método de Welch (Welch, 1967) é uma técnica de análise espectral que consiste na segmentação de uma série temporal em janelas de dados sobrepostas e na aplicação de uma transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* - FFT) aplicada em cada segmento. O resultado final é obtido a partir da média dos periodogramas, conforme nomenclatura original do autor ou também espectros dos segmentos. A implementação utilizada é a função *welch* do pacote *scipy* implementado em *Python* (Virtanen et al., 2020). Essa abordagem é capaz de reduzir a variância da PSD, quando comparada com o cálculo direto da transformada em todo o sinal. As seguintes etapas são realizadas para o cálculo do PSD a partir do método de Welch:

a) Divisão dos dados em segmentos

- Seja $X(j)$, com $j = 0, 1, \dots, N - 1$, uma amostra de um processo estocástico.
- O sinal é dividido em K segmentos $X_k(j)$, cada um com comprimento L . Os segmentos são formados com um deslocamento (*shift*) de D amostras entre eles.
- O k -ésimo segmento é definido como:

$$X_k(j) = X(j + kD), \quad \text{para } j = 0, \dots, L - 1 \text{ e } k = 0, \dots, K - 1. \quad (3.35)$$

b) Janelamento

- Uma função de janela $W(j)$ (para esta tese foi selecionado o janelamento *Hamming* (Hamming, 1983)), de comprimento L é aplicada a cada segmento.
- O segmento janelado, que servirá de entrada para a transformada de Fourier, é o produto ponto a ponto:

$$X_k(j)W(j)$$

c) Periodograma Modificado e Média

- A Transformada de Fourier finita de cada segmento janelado, sendo $\frac{1}{L}$ o fator de normalização, é dada por

$$A_k(n) = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} X_k(j)W(j) e^{-i2\pi jn/L}, \quad \text{para } n = 0, \dots, L - 1. \quad (3.36)$$

- O periodograma para o k -ésimo segmento (chamado de “periodograma modificado”) é:

$$I_k(f_n) = \frac{L}{U} |A_k(n)|^2, \quad (3.37)$$

onde $f_n = \frac{n}{L}$ é a frequência e U é um fator de normalização que garante que a estimativa não seja enviesada pela energia da janela:

$$U = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} W^2(j). \quad (3.38)$$

- A estimativa final da densidade espectral de potência (PSD) pelo método de Welch é a média aritmética dos K periodogramas:

$$\hat{P}(f_n) = \frac{1}{K} \sum_{k=0}^{K-1} I_k(f_n). \quad (3.39)$$

ii. Time Synchronous Analysis (TSA)

A técnica de média de conjuntos ou *Time Synchronous Analysis* (TSA) é comumente utilizada para a análise de máquinas rotativas com o objetivo de separar as componentes harmônicas e de banda larga de sinais (Bonomo et al., s.d.; Randall, 2021), podendo ser útil para a separação do ruído tonal e de banda larga em hélices. A técnica consiste em sincronizar o sinal de ruído com o sinal de rotação da hélice, de forma que as componentes harmônicas do sinal sejam preservadas pela média nos períodos e as componentes de banda larga sejam atenuadas a partir da subtração da média. A técnica é aplicada da seguinte forma:

a) Bloqueio de fase

- Seja $T_r = \frac{1}{f_r}$ o período fundamental de rotação (ou qualquer evento repetitivo relevante), onde f_r é a frequência de rotação.
- O sinal $(x(t))$ é amostrado de forma que cada rotação corresponda a um número inteiro de amostras (N_r). Isso garante o alinhamento de fase (sincronização) entre rotações sucessivas.

b) Média sobre rotações

- Ao longo de K rotações, a média temporal síncrona é calculada por:

$$p_{\text{TSA}}(n) = \frac{1}{K} \sum_{k=0}^{K-1} x(n + kN_r), \quad n = 0, 1, \dots, N_r - 1. \quad (3.40)$$

- O resultado $(p_{\text{TSA}}(n))$ contém principalmente os componentes tonais (periódicos) ligados à frequência de rotação.

c) Separação de banda larga

- O ruído residual (de banda larga ou *broadband* - BB) é isolado subtraindo o sinal TSA do sinal original:

$$p_{BB}(n + kN_r) = x(n + kN_r) - p_{TSA}(n). \quad (3.41)$$

- O espectro de $p_{BB}(n + kN_r)$ captura a parte estocástica ou de banda larga do sinal, enquanto $p_{TSA}(n)$ fornece a parte determinística (tonal).

iii. Cálculo da coerência entre sinais

A coerência($C_{xy}(f)$) é uma métrica que avalia a relação linear entre dois sinais em função da frequência. Ela é calculada pela seguinte expressão:

$$C_{xy}(f) = \frac{|P_{xy}(f)|^2}{P_{xx}(f) P_{yy}(f)}, \quad (3.42)$$

de modo que ($P_{xy}(f)$) é a densidade espectral cruzada entre os sinais ($x(t)$) e ($y(t)$), e ($P_{xx}(f)$) e ($P_{yy}(f)$) são as densidades espectrais dos sinais $x(t)$ e $y(t)$, respectivamente. A coerência varia de 0 a 1, onde 0 indica que os sinais são independentes e 1 indica que os sinais são perfeitamente correlacionados.

iv. Métricas acústicas

O Nível de Pressão Sonora Global, ou *Overall Sound Pressure Level* (OASPL), é uma métrica utilizada para consolidar o nível de ruído de uma ampla faixa de frequências em um único valor. Ele é obtido através da soma energética dos níveis de pressão sonora (L_p) de cada banda de frequência individual que compõe o espectro sonoro.

O cálculo do OASPL é expresso em decibéis (dB) pela seguinte fórmula:

$$OASPL = 10 \log_{10} \left(\sum_{f_i=f_{start}}^{f_{stop}} 10^{\frac{L_p(f_i)}{10}} \right), \quad (3.43)$$

onde $L_p(f_i)$ é o nível de pressão sonora da banda de frequência centrada em f_i , e a soma é realizada sobre o intervalo de frequências de interesse, de f_{start} a f_{stop} .

De forma similar, o OASPL-BB e o OASPL-tonal são obtidos a partir do sinal de banda larga ($p_{BB}(t)$) e do sinal tonal ($p_{TSA}(t)$), respectivamente, e calculados

de forma similar ao OASPL. Também utiliza-se o OASPL-tonal em picos altos, calculado a partir do espectro tonal em bandas delimitadas pelas frequências relativas à segunda e à nona BPF das hélices.

O nível de potência sonora global ou *Overall Acoustic Power Level* (OAPWL) é uma métrica que avalia a potência sonora total emitida por uma fonte sonora. O cálculo de OAPWL é obtido a partir de um sinal sonoro ($p(t)$) com a integração da intensidade sonora ($I(r, \theta, \phi)$) ao longo de uma esfera com raio r e é calculado como

$$P_{\text{acoustic}} = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\phi=0}^{2\pi} I(r, \theta, \phi) r^2 \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (3.44)$$

De modo que ($I = \frac{p_{\text{rms}}^2}{\rho c}$) é a intensidade acústica. O OAPWL é

$$\text{OAPWL} = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{\text{acoustic}}}{P_{\text{ref}}} \right), \quad (3.45)$$

com ($P_{\text{ref}} = 10^{-12} \text{ W}$) como a potência acústica de referência comum no ar.

v. Análise temporal do escoamento e da assinatura de pressão na superfície das hélices

A vorticidade é uma medida local da rotação do fluido e é calculada como o rotacional do campo de velocidade:

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}. \quad (3.46)$$

Regiões de elevada vorticidade podem estar associadas a fontes de ruído de banda larga ou picos de altas frequências graças à BVI, separação ou desprendimento de vórtices. O Lambda 2 é um critério utilizado com o objetivo de identificar núcleos de vórtices em escoamentos tridimensionais, sendo calculado a partir de

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T \right) \quad (3.47)$$

e

$$\mathbf{O} = \frac{1}{2} \left(\nabla \mathbf{u} - (\nabla \mathbf{u})^T \right). \quad (3.48)$$

Esses parâmetros identificam núcleos de vórtices quando o segundo maior autovalor de $\mathbf{S}^2 + \mathbf{O}^2$ é negativo.

A magnitude da velocidade,

$$|\mathbf{u}| = \sqrt{u_x^2 + u_y^2 + u_z^2}, \quad (3.49)$$

permite identificar regiões do escoamento com diferentes níveis de velocidade.

A taxa de variação da pressão é obtida de

$$\frac{\partial p}{\partial t} \approx \frac{p(t + \Delta t) - p(t)}{\Delta t}, \quad (3.50)$$

onde (Δt) é o passo de tempo (*timestep*) da simulação. Magnitudes elevadas de $(\partial p / \partial t)$ indicam campos de pressão altamente flutuantes, que são potenciais fontes de ruído de carregamento podendo impactar tanto o ruído tonal quanto de banda larga.

vi. Análise espectral da assinatura de pressão na superfície das hélices

O PSD é calculado com base no método de Welch e utiliza-se a assinatura de pressão nas superfície das hélices. Para a análise, calculam-se bandas de um terço de oitava para as larguras de bandas de acordo com a Norma IEC 61260 (“Electroacoustics - Octave-band and fractional-octave-band filters”, 2023).

vii. Análise aerodinâmica integral

A análise baseia-se nos coeficientes de empuxo e de torque de cada uma das hélices (Katz & Plotkin, 2001), ou seja,

$$C_T = \frac{F_T}{\rho n^2 D^4}, \quad (3.51)$$

e

$$C_Q = \frac{Q}{\rho n^2 D^5}, \quad (3.52)$$

onde F_T é a força de empuxo, Q é o torque, ρ é a densidade do ar, n é a frequência de rotação, D é o diâmetro da hélice. Essas variáveis são calculadas para cada uma das hélices na forma de valores médios e instantâneos.

viii. Análise espectral do sinal de ruído propagado

A análise se baseia nos sinais obtidos a partir da propagação do ruído das hélices com a formulação de FWH. Na validação do modelo, os pontos utilizados para a propagação foram selecionados com base nos experimentos descritos na Seção 4.1. A partir dos sinais propagados, calculam-se OASPL, OASPL-BB e o PSD em bandas estreitas, bem como a separação de fontes a partir do TSA. Formulações porosas e sólidas são utilizadas para a propagação do ruído. A equivalência entre as duas formulações é explorada no Apêndice D. As formulações porosas são utilizadas para todos os resultados, exceto quando se analisa o ruído propagado por apenas uma das hélices, o que não seria possível com a formulação porosa.

O cálculo do OAPWL foi realizado a partir dos níveis de pressão sonora em 192 pontos distribuídos uniformemente em uma esfera de 2 metros de raio centrada no centro de massa do par de hélices. Os pontos são calculados a partir da propagação do ruído com a formulação porosa de FWH para cada um desses pontos. Esses resultados também permitem o cálculo do OASPL, OASPL-tonal e OASPL-BB nessa esfera de medição. A Figura 3.10 ilustra a esfera para a análise dos níveis de ruído dividida em dois hemisférios, um a montante e outro a jusante das hélices.

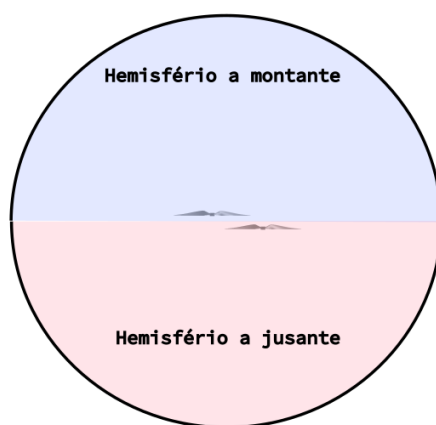


Figura 3.10 – Divisão da esfera de medição.

3.3 Teste de Sensibilidade da Malha

Inicialmente, simulações foram realizadas para selecionar o nível de refino adequado da malha computacional, conforme definido na Seção 3.2.3, de forma a reduzir erros de truncamento. Após essa etapa, comparações entre previsões e medições foram estendidas para todas as condições de distância axial discutidas nesta tese, ou seja, 30, 60 e 90 mm.

Uma série de simulações foi realizada variando o refino global das malhas. Os quatro níveis de refinamentos sucessivos foram denominados mínimo, intermediário, superior e máximo, sendo testados para a condição $l_{\text{axial}} = 60$ mm. Os elementos foram definidos na Seção 3.2.3. A métrica empregada para avaliação do refino da malha são as variáveis integrais aerodinâmicas e o ruído propagado. Os microfones foram posicionados para medir o ruído em ângulos de -45° , 0° e 45° em relação ao eixo da hélice para uma distância de 1,3 m com os microfones dispostos em um padrão linear, conforme ilustra a Figura 3.11. Como é analisada a diretividade, os valores têm as suas intensidades corrigidas para um raio de 1,3 m.

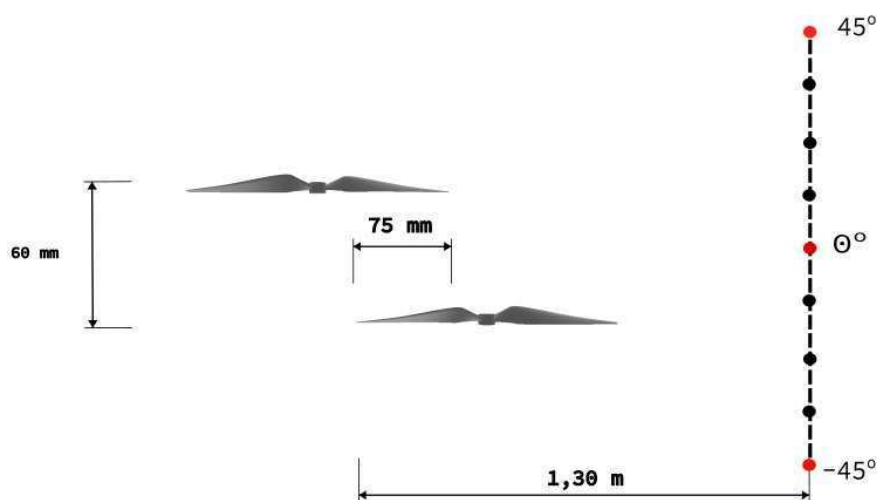


Figura 3.11 – Posicionamento dos microfones para avaliação da sensibilidade da malha, não representando a escala real.

Inicialmente a variação média tanto do empuxo quanto do torque é calculada para todos os quatro refinamentos considerados, conforme a table 3.1. Os erros dos

resultados são calculados em referência ao refino intermediário, o qual foi escolhido no restante desta tese. Observa-se uma tendência de convergência dos coeficientes aerodinâmicos à medida que o nível de refino aumenta. O refino mínimo apresenta as maiores discrepâncias em relação ao intermediário, com variações de -5,21% para o coeficiente de empuxo (C_T) e +5,35% para o coeficiente de torque (C_Q).

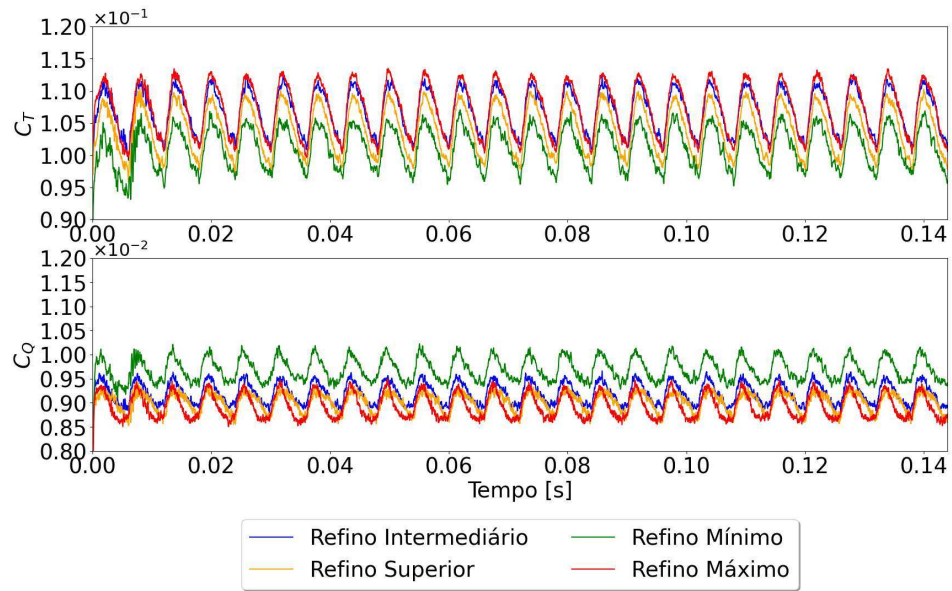
À medida que o refino aumenta para os níveis superior e máximo, as diferenças diminuem significativamente, atingindo variações inferiores a $\pm 2,53\%$ para C_T e $\pm 2,00\%$ para C_Q no refino superior, e praticamente estabilizando no refino máximo com apenas +0,37% para C_T e -1,84% para C_Q . Esta convergência progressiva, dentro da faixa descrita, indica que o refino intermediário (≈ 80 milhões de elementos) já captura adequadamente os fenômenos aerodinâmicos essenciais, apresentando um equilíbrio entre precisão computacional e custo computacional.

Tabela 3.1 – Coeficientes aerodinâmicos para os diferentes graus de refinamentos de malha.

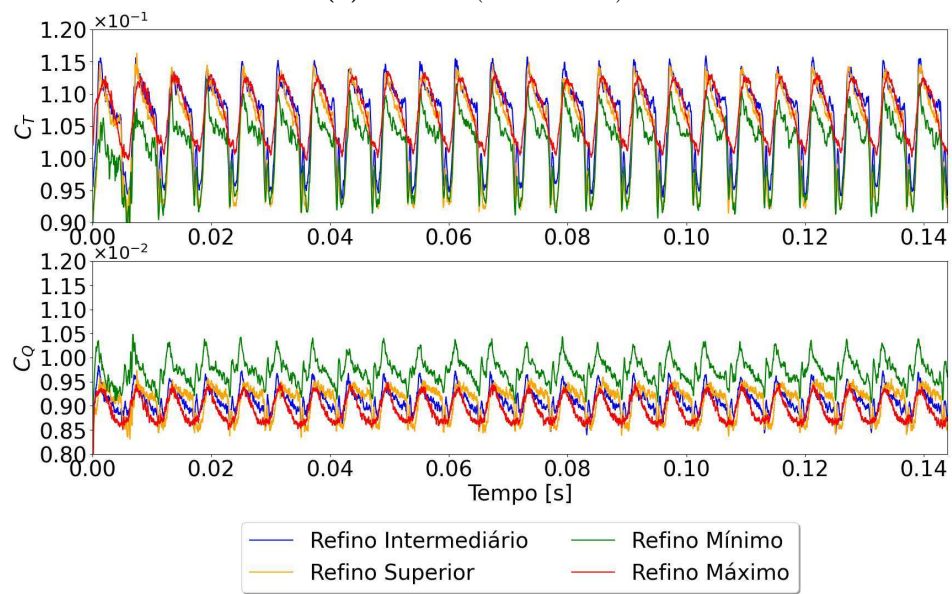
Nível	Elementos	C_T	C_Q	Variação C_T (%)	Variação C_Q (%)
Mínimo	$\sim 40M$	$1,01^{e-1}$	$9,69^{e-3}$	-5,21%	+5,35%
Intermediário	$\sim 80M$	$1,07^{e-1}$	$9,20^{e-3}$	Ref	Ref
Superior	$\sim 160M$	$1,04^{e-1}$	$9,02^{e-3}$	-2,53%	-2,00%
Máximo	$\sim 320M$	$1,07^{e-1}$	$9,03^{e-3}$	+0,37%	-1,84%

A variação temporal do coeficiente de empuxo é ilustrada nas Figuras 3.12a e 3.12b para a hélice a montante e a jusante, referidas a partir deste ponto como Hélice 1 e Hélice 2, respectivamente. Para a Hélice 1, o coeficiente de empuxo e torque apresentam uma tendência de convergência à medida que o grau de refino é aumentado, com o refino máximo apresentando uma diferença inferior a 5 % para o torque e para o empuxo em relação ao nível de refino intermediário, revelando a tendência de convergência da malha. Para a Hélice 2, observa-se novamente a tendência dos resultados, mesmo que o padrão temporal do torque produzido na Hélice 2 tenha apresentado maiores flutuações. Esse aspecto das duas hélices será discutido na validação experimental (Seção 3.4.1).

Os espectros representados na Figura 3.13 revelam uma tendência de convergência entre os níveis de refinamento, especialmente entre o intermediário e o



(a) Hélice 1 (a montante).



(b) Hélice 2 (a jusante).

Figura 3.12 – Coeficiente de empuxo e torque para cada uma das hélices.

máximo. É possível discernir que os picos tendem a destacar diferenças (inferiores a 5 dB/Hz) nos microfones externos (-45° e 45°). No entanto, para a maioria das bandas espectrais, os níveis são semelhantes com uma diferença máxima de 2 dB/Hz, com a exceção mais notável ocorrendo para o nível de refino mais alto, onde são encontrados mais picos de alta frequência (até a 15° BPF) para os microfones externos, o que não ocorre nos demais níveis. Para o ruído de banda larga, principalmente o refino intermediário e o máximo apresentam maior semelhança entre si. Uma análise dos componentes espectrais (picos tonais e de banda larga) também é realizada, tendo em vista os picos tonais extraídos e os espectros de banda larga, o que reforça as constatações anteriores acerca dos picos das BPFs, bem como para o ruído de banda larga entre os níveis de refino. Mais importante, é possível confirmar que o nível de refino intermediário fornece uma tendência adequada dentro de uma margem de 5 dB/Hz até o 9° múltiplo da BPF.

Analisando mais a fundo os espectros, considerando uma abordagem mais quantitativa, as métricas acústicas derivadas tanto do espectro total quanto da decomposição do ruído tonal e de banda larga (OASPL, OASPL-tonal, OASPL-tonal para picos altos, OASPL-BB) também mostraram previsões dentro de uma margem de 5 dB, com padrões de diretividade quase idênticos entre os refinos intermediário superior e máximo para todas as métricas (Figura 3.14). Para a tendência de convergência da malha, essas métricas globais fornecem resultados semelhantes, no entanto, suas diferenças serão importantes ao validar os resultados das simulações em comparação com os experimentos, o que será abordado mais adiante nesta seção. Com base nesses resultados, o nível de refino de malha intermediário (aprox. 80 milhões de células) foi considerado suficiente para as análises subsequentes, equilibrando a acurácia e custo computacional. A partir deste ponto, a análise se concentrará nos picos de alta frequência até a 9° BPF, considerando a tendência do refino intermediário.

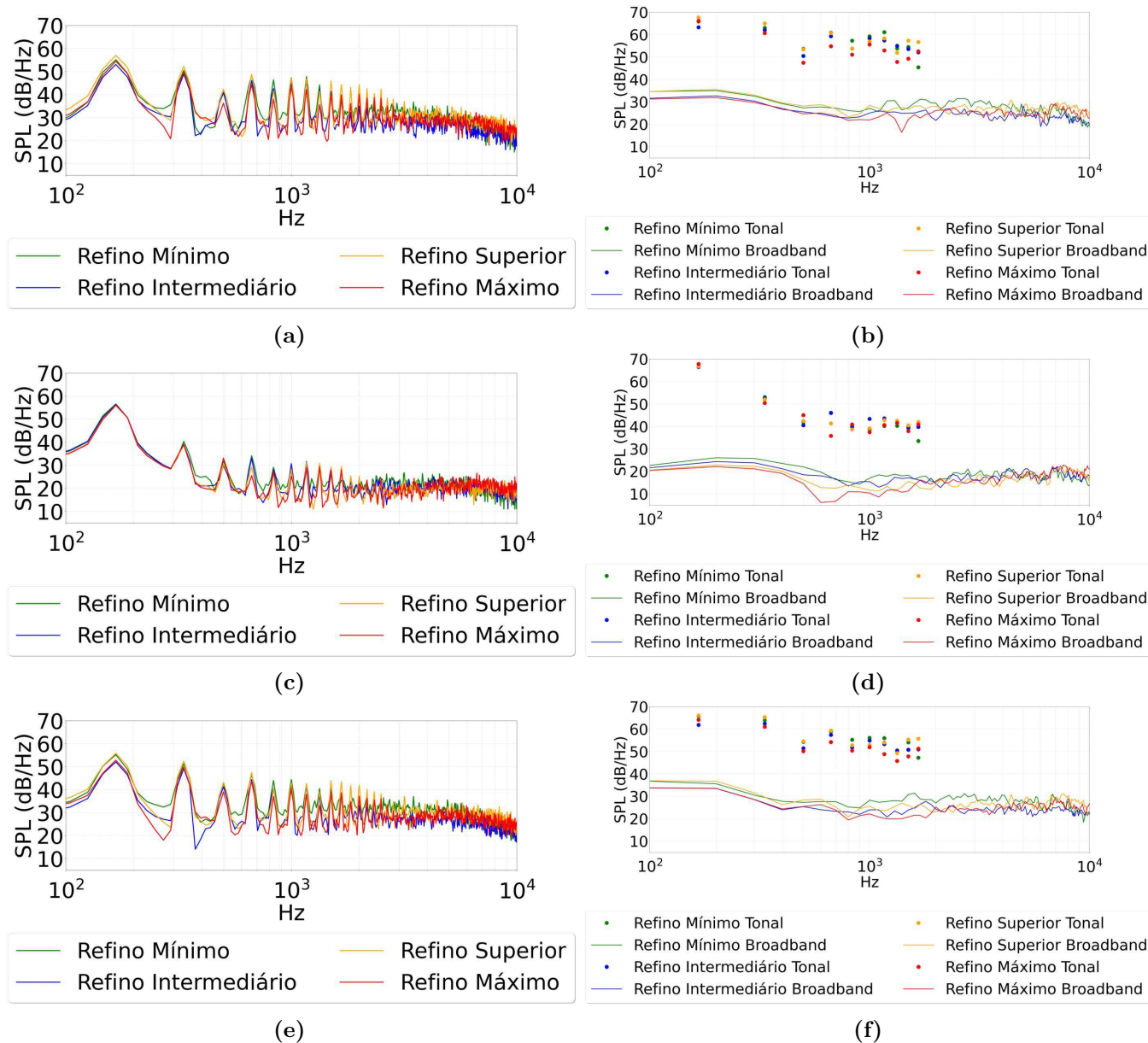


Figura 3.13 – Espectros de banda estreita para todos os refinamentos de malha para os espectros totais (coluna da esquerda) e decompostos em tonal e de banda larga (segunda coluna) para os microfones a -45 (a-b), 0 (c-d) e 45 (e-f) graus.

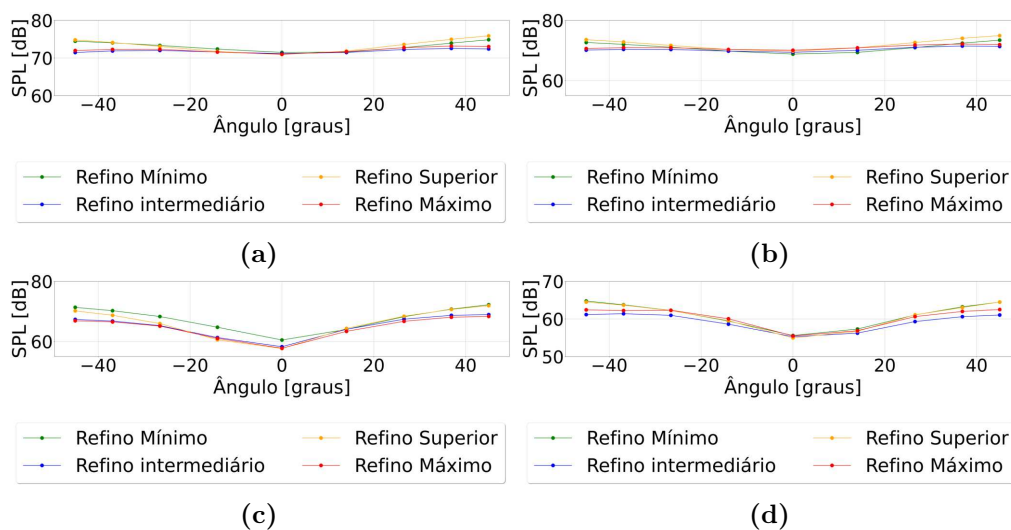


Figura 3.14 – Níveis sonoros de OASPL (a), OASPL-tonal (b), OASPL-tonal para picos altos (c) e OASPL-BB (d) para os refinamentos de malha.

3.4 Validação experimental

Com o objetivo de validar o método VLES descrito nas seções anteriores deste capítulo, os resultados numéricos foram comparados com medições de empuxo, torque e ruído, nas mesmas condições de hélices em co-rotação. Os experimentos realizados por Beck (2025) em uma câmara semi-anecóica, minimizando efeitos de reflexão sonora, de forma análoga às condições de contorno adotadas nas simulações.

A validação experimental foi realizada utilizando dados adquiridos por Beck (2025) em uma câmara semianecoica de $3,5 \times 3,5 \times 2,5$ m no Laboratório de Vibroacústica (LVA) da UFSC. O par de hélices foi montado em uma estrutura de suporte de alumínio, acionado por um motor elétrico de 1,5 kW (T-Motor U3-KV700) controlado por um inversor de frequência para manter a rotação alvo de 5000 RPM. As medições acústicas foram realizadas utilizando um arranjo de nove microfones posicionados abaixo das hélices em um arranjo linear, a uma distância de 1,30 m e 1,51 m em relação ao centro do sistema (Figura 3.15), cujas posições são definidas pelo ângulo azimutal, conforme definido para o teste de refino de malha na Figura 3.11. As forças aerodinâmicas (tração e torque) foram medidas utilizando células de carga apropriadas de 6 eixos (ATI Mini40-E). O fundo de

escala do equipamento é de 20 N para tração e 1 Nm para torque. A incerteza das medições é de 2%. A velocidade de rotação é controlada por um ESC, no entanto, para garantir a precisão, um sensor óptico é adicionado a cada motor (EM1-1-50I). Um sistema de controle Proporcional-Integral-Derivativo (PID) é implementado para manter uma velocidade de hélice constante com uma tolerância de 70 RPM. Este sistema utiliza um hardware ESP32 que controla as entradas de rotação do ESC para o motor elétrico (Beck et al., 2024). O sistema é realimentado em malha fechada pela rotação atual da hélice, utilizando os sensores ópticos como entradas para o algoritmo PID.

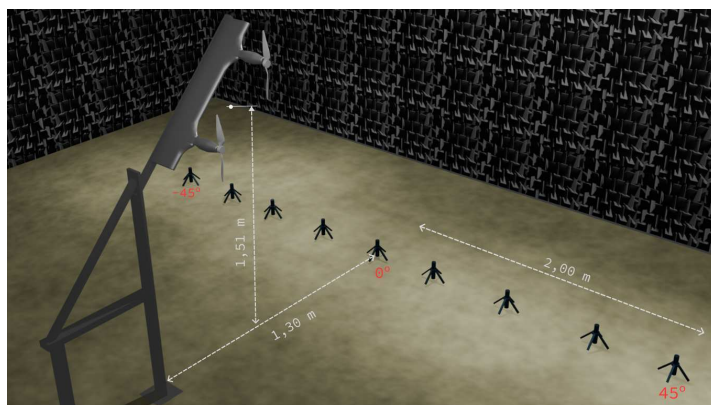
3.4.1 Previsão de grandezas aerodinâmicas

Os resultados médios de torque e de empuxo evidenciam uma diferença em torno de 10-15% em relação aos experimentos para ambas as hélices em todas as distâncias axiais consideradas, como ilustram a Figura 3.16. Observa-se apenas nos experimentos uma tendência de aumento, em torno de 5%, no empuxo da Hélice 2 (hélice a jusante) com o aumento da distância axial (l_{axial}). Por esse motivo, a diferença entre os resultados numéricos e experimentais alcança até 15%.

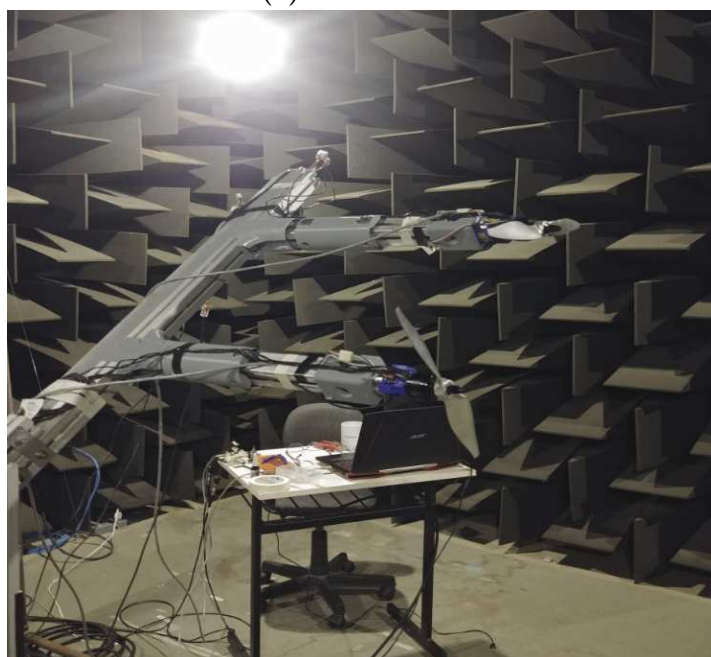
Concordância similar entre previsões (VLES) e medições em função de l_{axial} é observada também para o torque. Para a Hélice 1, localizada a montante, a diferença entre os resultados numéricos e experimentais é próxima de 15%, enquanto uma diferença maior, em torno de 20%, é verificada para a Hélice 2 em todos os l_{axial} considerados. Observa-se que as simulações indicam diferenças desprezíveis entre os resultados de torque e empuxo entre as hélices, mas os experimentos mostram que o torque da Hélice 2 é menor do que o torque da Hélice 1 para todos os valores de l_{axial} . Essas diferenças entre medições e previsões são investigadas a partir da análise temporal e espectral, tanto para torque quanto para empuxo.

A análise temporal do torque e do empuxo está ilustrada nas Figuras 3.17a (Hélice 1) e 3.17b (Hélice 2) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, e na Figura 3.18 para $l_{\text{axial}} = 90$ mm. Os resultados nessas figuras demonstram que as simulações e os experimentos indicam que a distância axial influencia significativamente essas grandezas.

O aspecto mais relevante se refere às diferenças entre os resultados da Hélice 1 e os da Hélice 2. Percebe-se que o empuxo é particularmente afetado com a presença



(a) Renderizado.



(b) Aparato experimental.

Figura 3.15 – Configuração experimental com hélice e microfones.

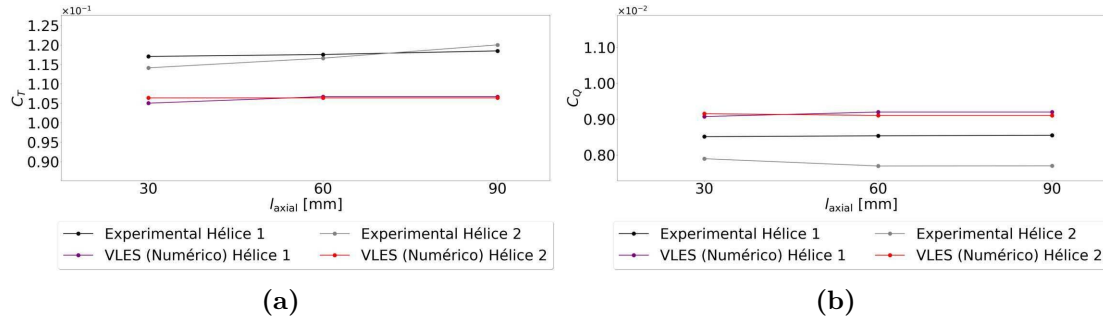


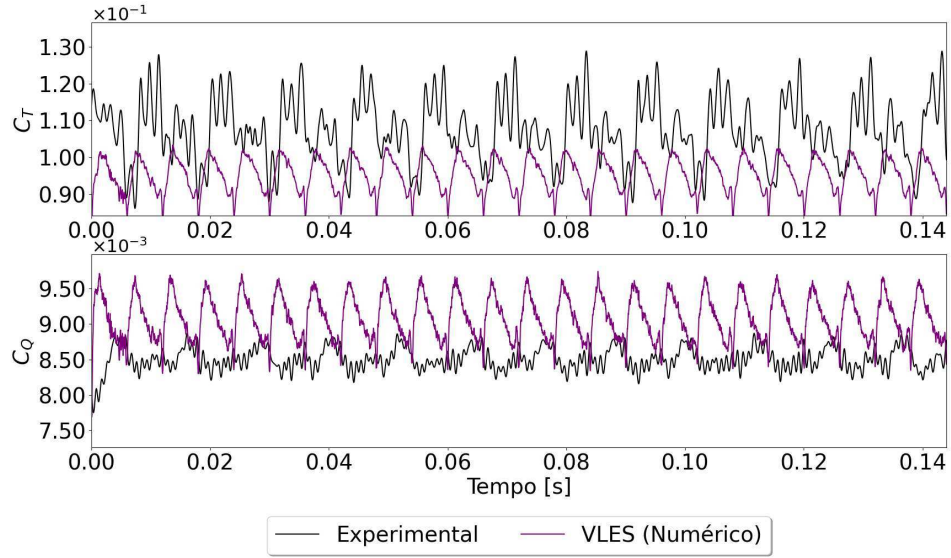
Figura 3.16 – Comparação do empuxo (a) e do torque (b) entre as configurações.

de picos de maior amplitude para a Hélice 2, provavelmente por estar na esteira da Hélice 1. Este efeito é evidente tanto nas simulações quanto nos experimentos, embora as medições indiquem picos de maiores amplitudes.

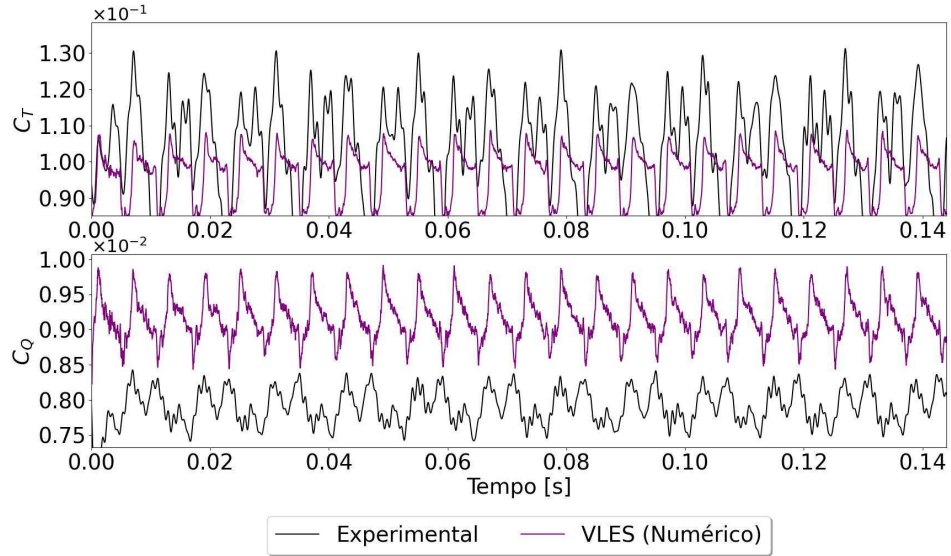
As simulações para $l_{axial} = 90$ mm mostram menores flutuações de empuxo e de torque para a Hélice 1, enquanto a Hélice 2 mantém um padrão similar àquele previsto para $l_{axial} = 30$ mm. Isso evidencia a relação entre as hélices em função da distância axial, o que afeta, principalmente, as flutuações de torque e empuxo da Hélice 1. Esse efeito ocorre com menor intensidade nos experimentos, manifestando-se de forma mais pronunciada apenas no empuxo da Hélice 1.

A Figura 3.20 apresenta a PSD do empuxo para as Hélices 1 e 2, respectivamente, na condição $l_{axial} = 30$ mm e para $l_{axial} = 90$ mm. Com o objetivo de facilitar a visualização dos efeitos, a Figura 3.19 apresenta a variação apenas para os experimentos. Os resultados experimentais são processados com um filtro passa-baixa de 1 kHz. Observa-se que as simulações conseguem prever a amplitude dos picos relativos às primeiras BPFs do empuxo. Por outro lado, o padrão esperado de vários picos nos espectros parece ter sido contaminado nos experimentos por volta de 1 kHz, provavelmente devido a vibrações no sistema de medições, conforme reportado na literatura para hélices isoladas e duplas (Bu et al., 2021; Casalino et al., 2021). Além disso, existe o desbalanceamento das hélices que é capaz de influenciar os picos nos espectros (W. Chen et al., 2023).

Verifica-se que a Hélice 2 apresenta picos nas BPFs superiores à segunda com maior intensidade comparada à Hélice 1, em todas as l_{axial} consideradas. Isso é também observado nos experimentos, destacando-se como o efeito mais evidente

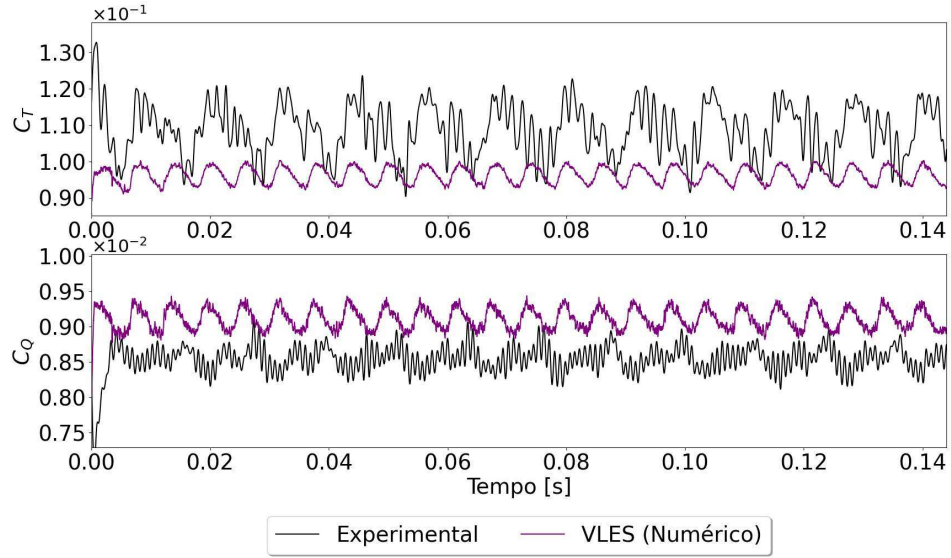


(a) Empuxo e torque para a hélice a montante, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

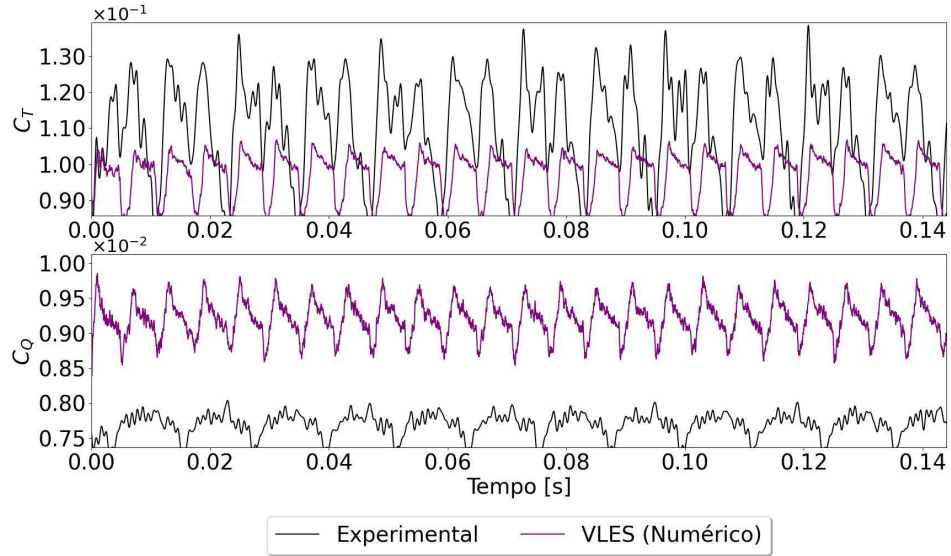


(b) Empuxo e torque para a hélice a jusante, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

Figura 3.17 – Desenvolvimento temporal do empuxo e do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para a distância axial de 30 mm.



(a) Empuxo e torque para a hélice a montante, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



(b) Empuxo e torque para a hélice a jusante, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

Figura 3.18 – Desenvolvimento temporal do empuxo e do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para a distância axial de 90 mm.

da aspiração pela Hélice 2 da esteira gerada pela Hélice 1, resultando em maiores picos para a Hélice 2 conforme mostra a análise temporal.

Outro ponto relevante nos resultados numéricos do modelo VLES é identificar a influência da distância axial no espectro de empuxo. O aumento dessa distância afeta fortemente os picos próximos a 1 kHz, especialmente a partir da segunda BPF para a Hélice 1. Entretanto, esse efeito não é observado nos experimentos, provavelmente devido à contaminação mencionada anteriormente nos resultados experimentais. Isso também explicaria por que o efeito de aumento dos picos no empuxo para a Hélice 1 com a diminuição da distância axial é mais evidente nas simulações do que nos experimentos.

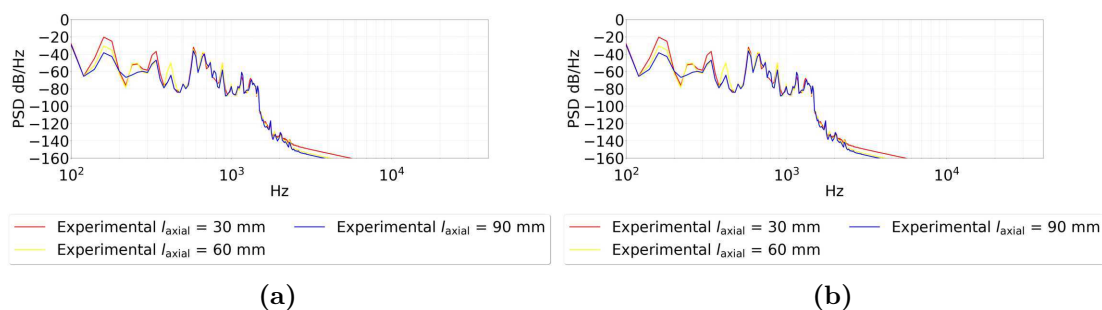


Figura 3.19 – Espectro do empuxo para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 (a) e 2 (b), para as distâncias axiais de 30 mm 60 mm e 90 mm (experimentais apenas).

A Figura 3.22 ilustra a PSD do torque para cada uma das hélices, considerando as distâncias axiais de 30 mm e 90 mm. Da mesma forma, a Figura 3.21 apresenta a variação apenas para os experimentos. Os resultados demonstram que a distância axial entre as Hélices 1 e 2 resulta em uma variação menos significativa em comparação com o empuxo. Observa-se que o efeito de diminuição do torque da Hélice 2 com o aumento da distância axial, percebido nos experimentos, não é evidenciado nas simulações. Nos resultados experimentais, esse efeito é sugerido pela diminuição da intensidade de picos em múltiplos de meia BPF, que se manifestam com maior intensidade para $l_{axial} = 30$ mm. Esses picos podem não estar diretamente relacionados às cargas na Hélice 2, podendo corresponder a modos de vibração do conjunto na bancada experimental, hipótese que requer uma investigação mais aprofundada. Com exceção dos múltiplos em meia BPF,

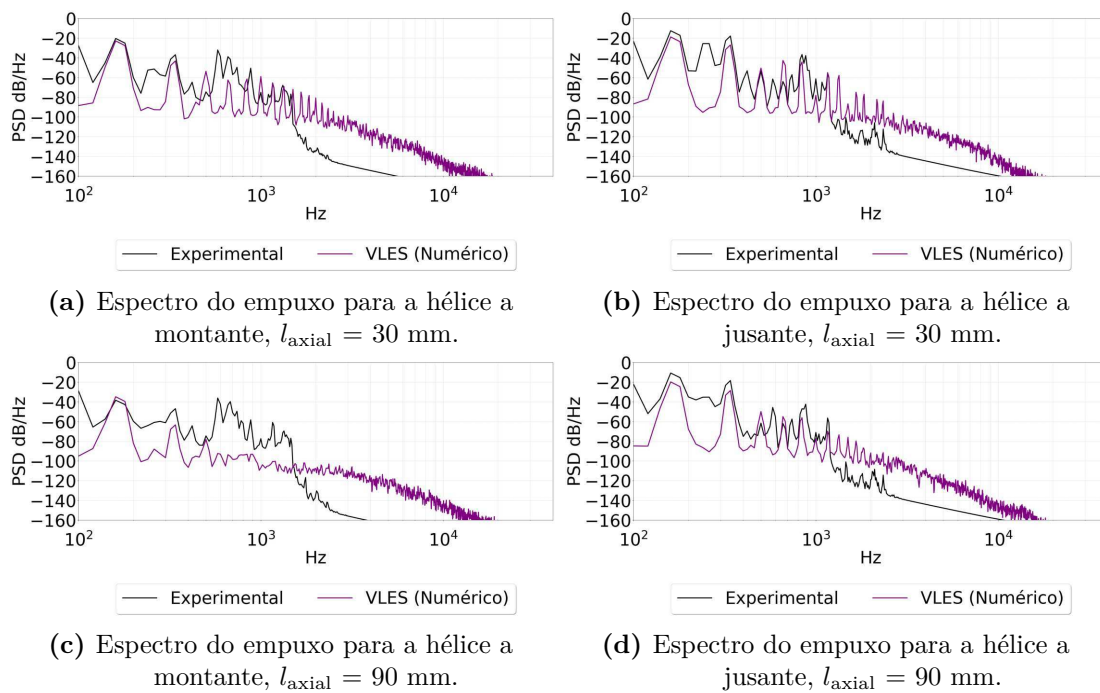


Figura 3.20 – Espectro do empuxo para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2, para as distâncias axiais de 30 mm e 90 mm.

verifica-se dos experimentos e das simulações que os valores da PSD do torque de cada hélice se mantêm relativamente constantes com o aumento da distância axial.

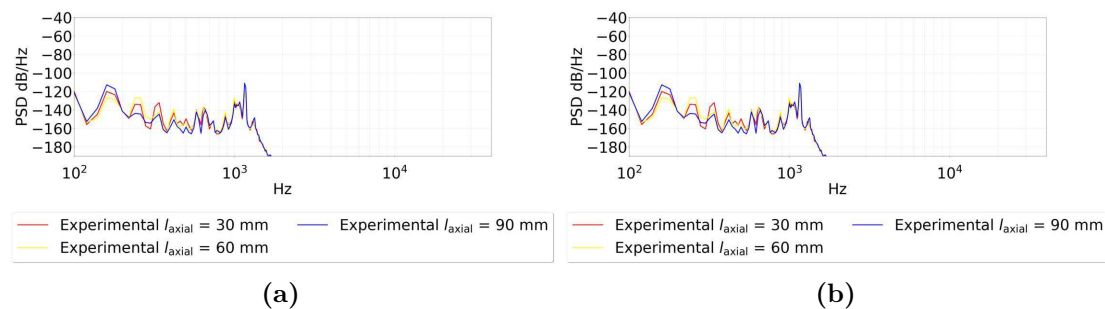


Figura 3.21 – Espectro do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 (a) e 2 (b), para as distâncias axiais de 30 mm 60 mm e 90 mm (experimentais apenas).

Em síntese, essas análises demonstram a capacidade das simulações em prever as principais características dos espectros de empuxo e de torque das hélices, com uma parcela das diferenças em relação às medições sendo atribuídas

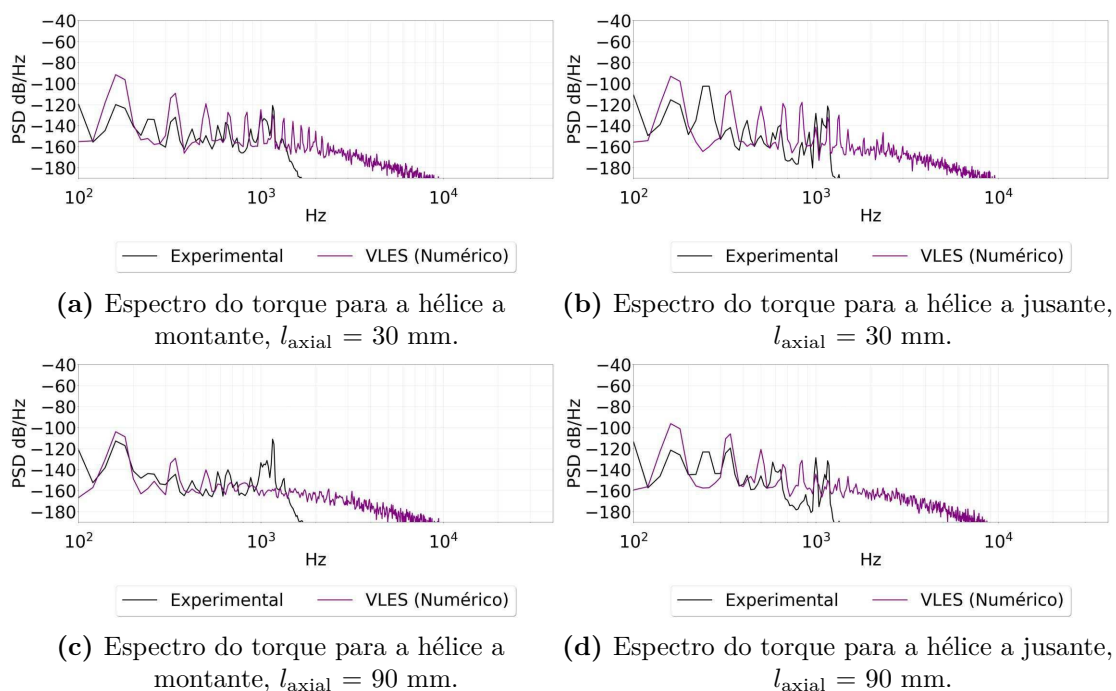


Figura 3.22 – Espectro do torque para as hélices a montante e a jusante, Hélice 1 e 2 , para as distâncias axiais de 30 mm e 90 mm.

a possíveis dificuldades nas medições conforme supracitado. A interação entre as hélices, especialmente o efeito da esteira da hélice a montante sobre a hélice a jusante, se mostra bastante presente tanto nas simulações quanto nos experimentos, sendo também reportado na literatura (Bu et al., 2021; H. Lee & Lee, 2020). Adicionalmente, as simulações foram capazes de capturar o efeito experimental de que a hélice a montante é mais afetada pelo encurtamento da distância axial entre elas. Naturalmente, a captura desse efeito nas simulações reforça a validação do modelo VLES.

3.4.2 Previsão de níveis sonoros

Comparações de espectros de banda estreita são apresentadas na Figura 3.23, nos microfones externos ($-45^\circ, 45^\circ$) e central (0°). As simulações capturaram os principais múltiplos das BPFs, em comparação com os resultados experimentais, geralmente até a nona BPF, mas em alguns casos, as simulações subestimaram os picos com diferenças de até 5 dB/Hz. Uma exceção ocorre para a primeira BPF

para o microfone a -45° , com $l_{\text{axial}} = 30$ mm, pois os dados experimentais aparentam divergir da tendência geral das posições e casos restantes. Isso pode ser devido a pequenas diferenças entre a rotação de cada hélice, por conta da incerteza do sistema de controle de fase entre as hélices. Em termos de ruído de banda larga, há uma diferença consistente entre as simulações e os experimentos em torno de 5-10 dB/Hz, especialmente em bandas próximas a 1 kHz. No entanto, em bandas superiores a 4 kHz, as simulações e os experimentos estão mais próximos, com diferenças menores que 5 dB/Hz. Isso pode ser uma indicação de que os resultados experimentais estão possivelmente contaminados por vibrações, como mencionado anteriormente. Os picos tonais e os espectros de banda larga são apresentados na Figura 3.24. É possível confirmar a diferença consistente do nível de ruído de banda larga, próxima de 10 dB/Hz, entre os resultados experimentais e as simulações em torno de 1 kHz. Além disso, as simulações tendem a subestimar alguns picos em 10 dB/Hz nos microfones externos para $l_{\text{axial}} = 30$ mm. No entanto, as diferenças não são necessariamente alarmantes, pois esses picos são calculados em bandas de 1 Hz, o que pode acentuar as diferenças entre simulações e experimentos, considerando a incerteza no sistema de controle de fase.

Para uma análise quantitativa de cada componente espectral, bem como uma análise da fidelidade das simulações em capturar os deltas dos níveis de ruído em função da distância axial, o OASPL, OASPL-tonal, picos altos de OASPL-tonal e OASPL-BB são apresentados nas Figuras 3.25 a 3.28. Essas métricas são calculadas para cada posição de microfone para todas as distâncias axiais. As figuras estão em gráficos lineares para avaliar os padrões da diretividade, seguidas por um gráfico de barras representando os deltas dos níveis sonoros em função da alteração das distâncias axiais, comparados com suas contrapartes experimentais. Essas últimas são representadas em linhas pretas tracejadas diretamente acima da respectiva barra numérica, permitindo a avaliação da fidelidade do modelo numérico em capturar os deltas nos níveis de ruído. Os níveis de OASPL concordaram com os experimentos dentro de uma faixa de 5-10 dB (Figura 3.25). Ainda assim, os resultados numéricos apontam para um padrão de diretividade plano em todos os microfones, que é reproduzido em todos os valores de l_{axial} . Em contraste com os resultados numéricos, os níveis experimentais apresentam um padrão irregular na curva de diretividade, já que os microfones em *Upstream* geram níveis de OASPL

mais altos (5 dB) em comparação com os em *Downstream*. Os deltas destacados pelos gráficos de barras demonstram fortemente a fidelidade das simulações em capturar os incrementos dos níveis de ruído com a redução da distância axial, que podem atingir incrementos de até 4 dB. O delta numérico corresponde aos experimentais dentro de uma margem inferior a 2 dB. No entanto, o delta numérico ao comparar os microfones em *Upstream* e *Downstream* é similar, o que não ocorre nos experimentos, já que os microfones em *Upstream* apresentam deltas menores que os em *Downstream*, com uma diferença de cerca de 2 dB. Os maiores deltas, tanto nas simulações quanto nos experimentos, ocorrem entre $l_{\text{axial}} = 30$ mm e $l_{\text{axial}} = 90$ mm, resultando em um aumento do OASPL de até 4 dB.

Para o OASPL-tonal na Figura 3.26, as simulações capturaram razoavelmente os padrões de diretividade para todas as distâncias axiais, com diferenças de cerca de 5 dB em comparação com os experimentos. A tendência experimental de níveis de ruído mais altos para os microfones em *Upstream* é mais pronunciada nesta métrica, com diferenças atingindo até 10 dB para o OASPL-tonal. Ainda assim, o gráfico de barras confirma que as simulações capturaram a tendência dos deltas para o OASPL-tonal com a diminuição da distância axial. No entanto, há uma diferença na magnitude para os microfones em *Downstream*, pois para os experimentos os deltas podem chegar a 8 dB, enquanto nas simulações estão em torno de 5 dB. Mais uma vez, os experimentos mostram que os microfones em *Upstream* apresentam níveis de delta mais baixos que os em *Downstream*, com diferenças de cerca de 5 dB entre eles, o que não é capturado nas simulações. Explorando mais esses níveis desiguais entre os microfones em *Upstream* e em *Downstream*, para picos altos de OASPL-tonal (entre a segunda e a nona BPFs), os padrões de diretividade e os níveis absolutos entre simulações e experimentos são mais similares, com exceções para as posições em *Downstream* para $l_{\text{axial}} = 90$ mm e para $l_{\text{axial}} = 60$ mm para o microfone central, cujas diferenças podem chegar a 5-10 dB. No entanto, diferenças menores são geralmente encontradas, sendo inferiores a 2 dB. Adicionalmente, os microfones centrais geram níveis de ruído mais baixos que os microfones externos, o que é capturado tanto nas simulações quanto nos experimentos. Para os deltas, os experimentos fornecem resultados mais simétricos ao comparar os microfones em *Upstream* e em *Downstream*, com diferenças menores que 2 dB. Por outro lado, as simulações apresentam um resultado mais desigual, de forma que quando a

distância axial é reduzida de 60 mm para 30 mm, os níveis dos deltas para os microfones em *Downstream* são maiores do que aqueles para os microfones em *Upstream*, enquanto a situação oposta ocorre quando a distância axial é reduzida de 90 mm para 60 mm. Entretanto, as diferenças são próximas de 3 dB. Os deltas numéricos e experimentais não diferem em mais do que 5 dB, com exceção para os microfones em *Downstream* e central quando a distância axial é reduzida de 90 mm para 60 mm e de 60 mm para 30 mm. Nesta situação, as diferenças podem chegar a 7 dB. Isso não é capturado nas simulações, pois o delta numérico é inferior a 2 dB para esses casos, o que pode ser explicado pela incerteza na rotação das hélices dos experimentos para uma métrica mais sensível como o OASPL-tonal para picos altos. Mais importante, as simulações e os experimentos destacam que o maior delta ocorre entre $l_{\text{axial}} = 30$ mm e $l_{\text{axial}} = 90$ mm, o que pode aumentar o OASPL-tonal para picos altos em até 8 dB. Os deltas numéricos correspondem aos experimentais dentro de uma margem inferior a 3 dB, neste caso, especialmente nos microfones em *Upstream*.

Para o ruído de banda larga (OASPL-BB) na Figura 3.28, os desvios entre as simulações e os experimentos são próximos de 10 dB. Os padrões de diretividade de ambas as simulações e experimentos mostram semelhanças, com o microfone central gerando níveis mais baixos que os microfones externos. Os deltas confirmam a tendência de relativa insensibilidade dos níveis de banda larga à redução da distância axial, pois as variações são inferiores a 3 dB tanto para as simulações quanto para os experimentos. Observa-se também que os deltas numéricos são 1 dB menores que os experimentais, demonstrando que as simulações tendem a subestimar a variação dos níveis de ruído de banda larga por uma pequena margem.

De modo geral, a validação demonstrou que o modelo LBM-VLES foi capaz de capturar os principais mecanismos físicos e as tendências relativas associadas à variação da distância axial entre as hélices co-rotativas e parcialmente interpostas, apesar de exibir desvios nos níveis absolutos, tanto aerodinâmicos quanto acústicos (tipicamente 10-15% para o empuxo e torque e 5-10 dB para o ruído). Tais desvios são majoritariamente justificados por incertezas experimentais na velocidade de rotação das hélices e por possíveis vibrações no sistema de medição e no suporte das hélices nos experimentos. O modelo demonstrou capacidade de reproduzir a sensibilidade do empuxo, torque e ruído tonal da hélice a montante ao espaçamento

axial, bem como a relativa estabilidade da hélice a jusante. Adicionalmente, é importante reforçar a fidelidade da simulação ao reproduzir os deltas nos níveis de ruído experimentais para cada métrica quantitativa aplicada, especialmente na captura dos aumentos nos níveis de OASPL-tonal e na insensibilidade do OASPL de banda larga (OASPL-BB) quando se reduz a distância axial entre as hélices.

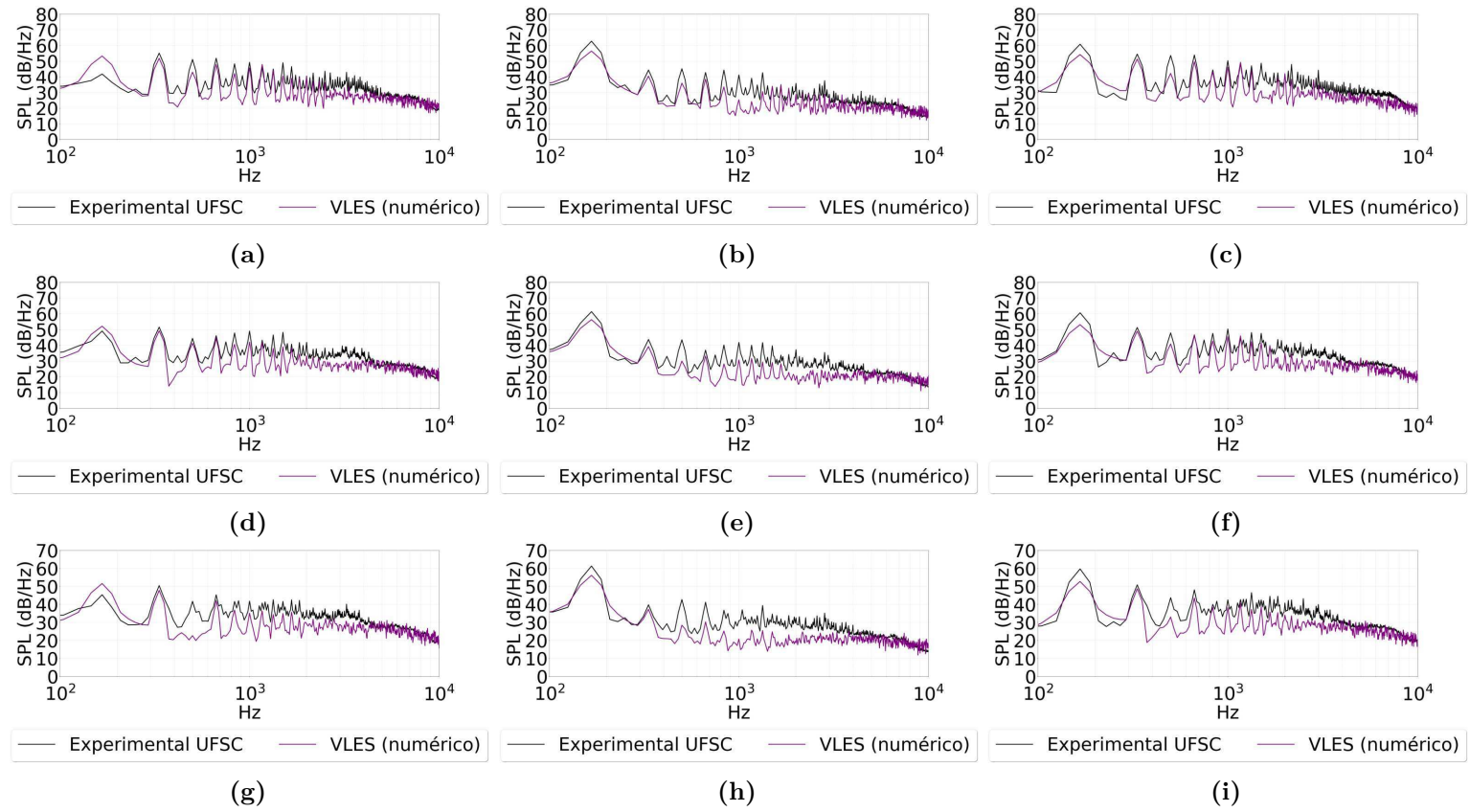


Figura 3.23 – Resultados dos espectros de banda estreita para $l_{\text{axial}} = 30$ mm (a-b-c), $l_{\text{axial}} = 60$ mm (d-e-f) e $l_{\text{axial}} = 90$ mm (g-h-i) para os microfones a -45° (a-d-g), 0° (b-e-h) e 45° (c-f-i).

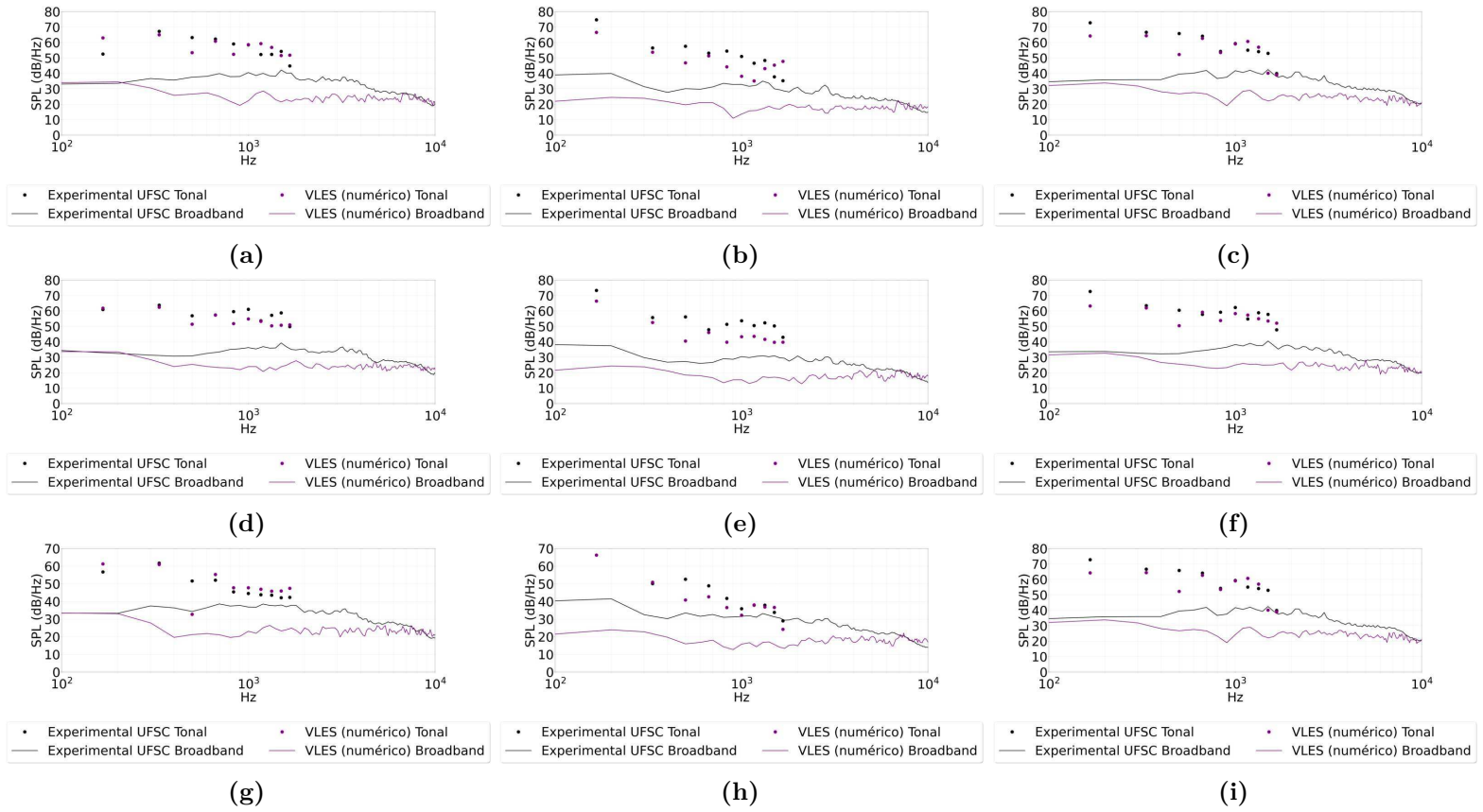


Figura 3.24 – Resultados dos espectros de banda estreita para $l_{\text{axial}} = 30$ mm (a-b-c), $l_{\text{axial}} = 60$ mm (d-e-f) e $l_{\text{axial}} = 90$ mm (g-h-i) para os microfones a -45° (a-d-g), 0° (b-e-h) e 45° (c-f-i).

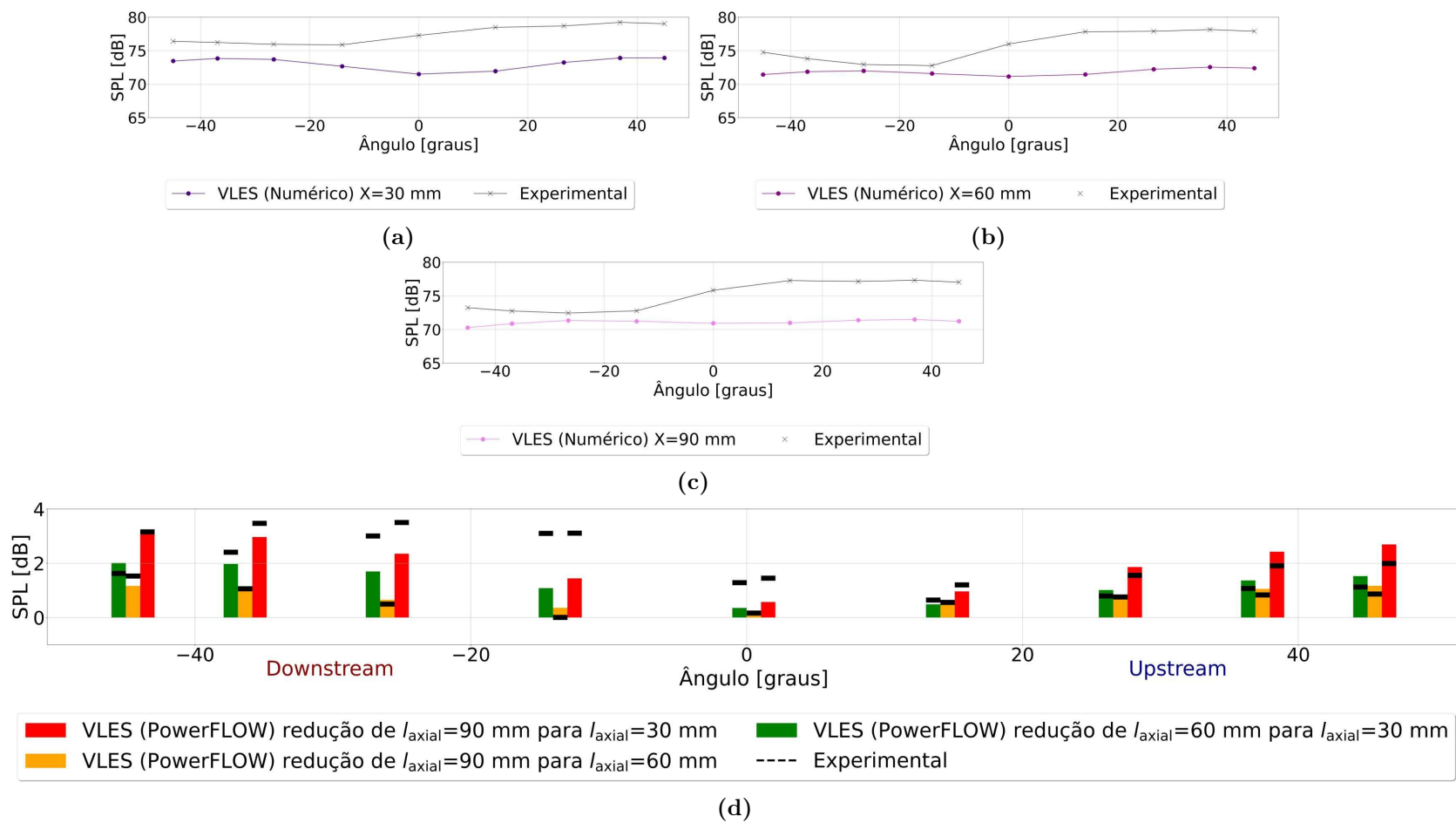


Figura 3.25 – OASPL para resultados numéricos e experimentais.

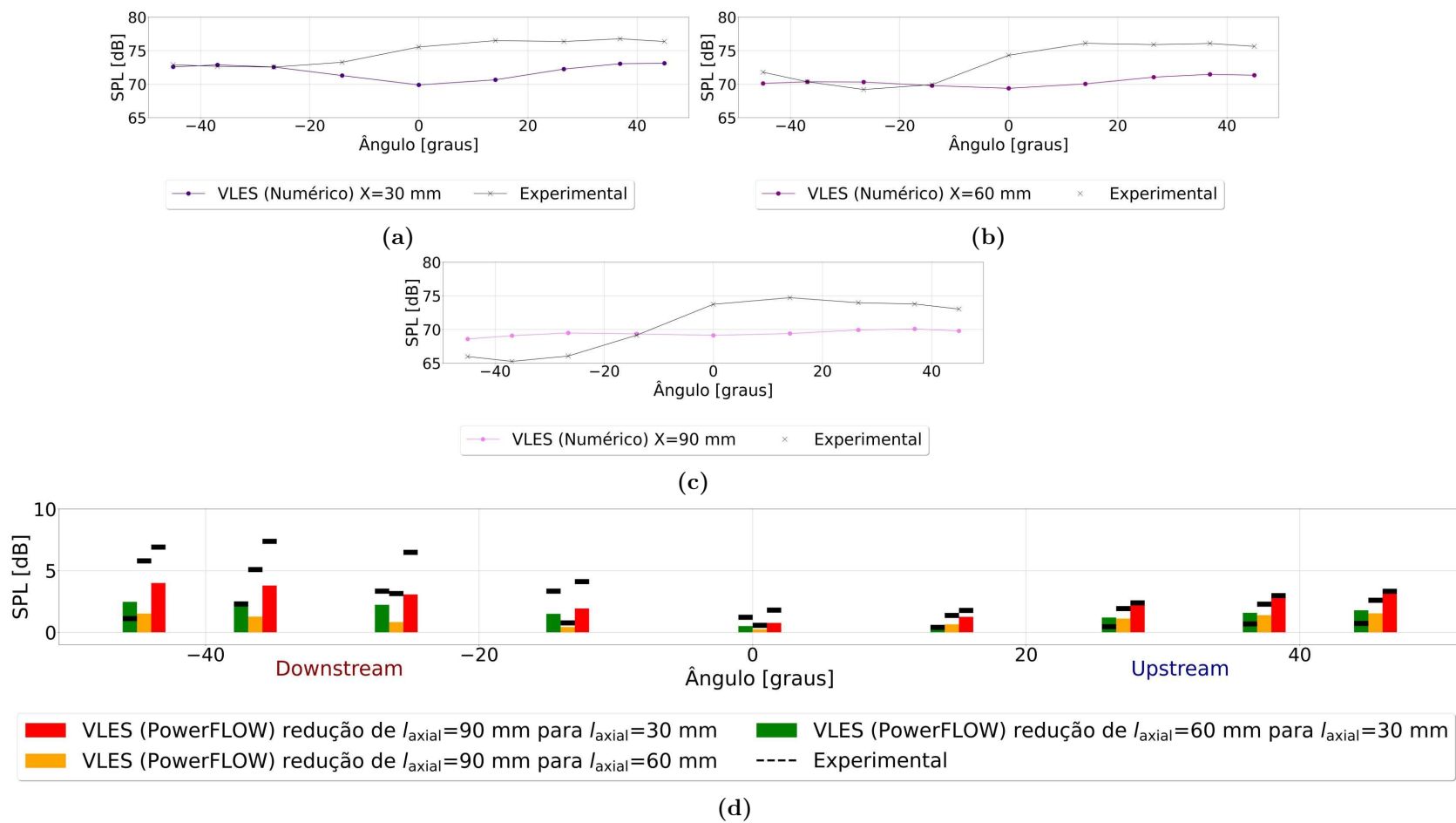


Figura 3.26 – Resultados do OASPL-tonal para resultados numéricos e experimentais.

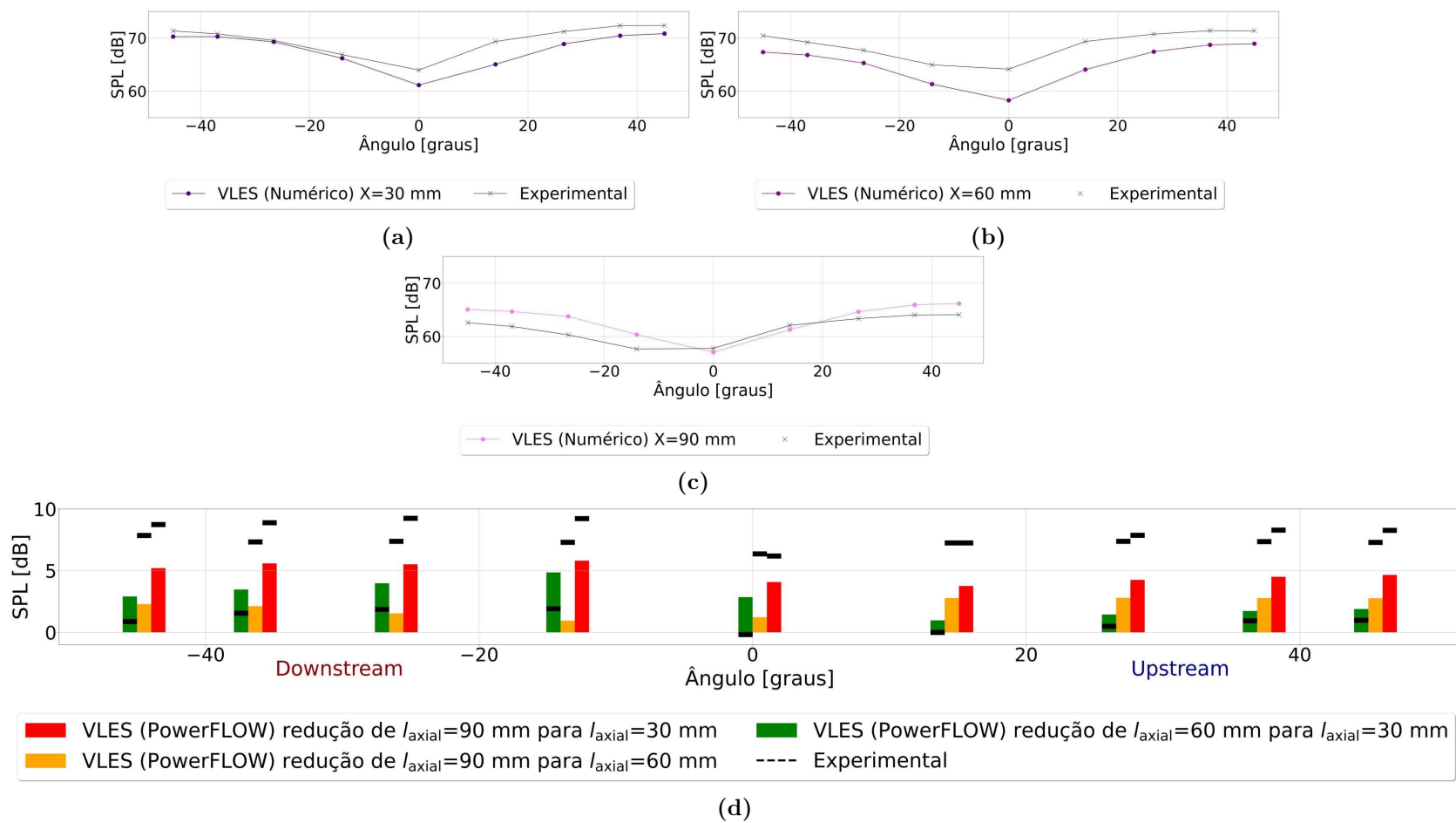


Figura 3.27 – Resultados dos OASPL-tonal para picos altos para resultados numéricos e experimentais.

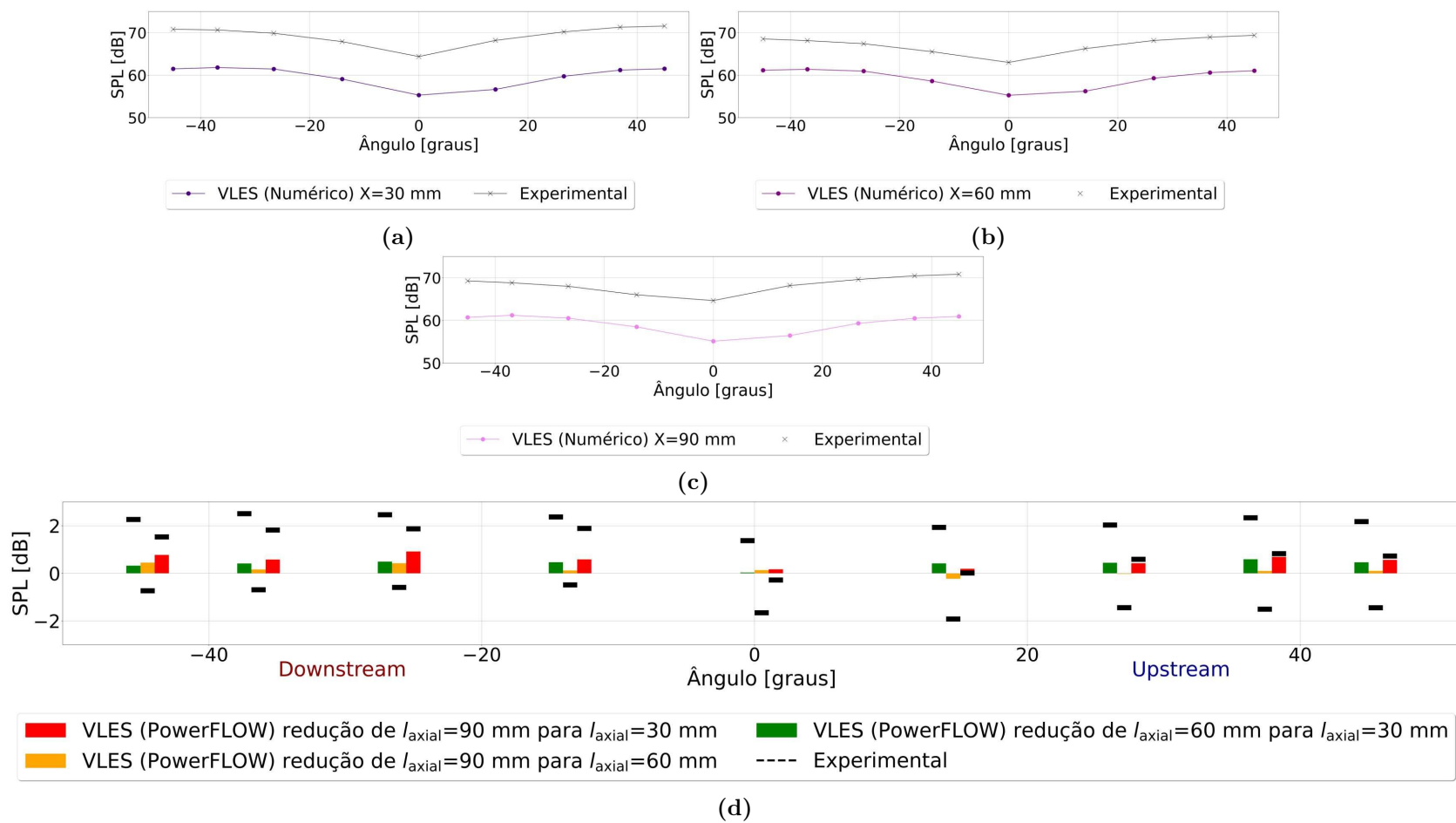


Figura 3.28 – OASPL-BB para resultados numéricos e experimentais.

4 MECANISMOS DE GERAÇÃO DE FONTES SONORAS

Neste capítulo são analisados os resultados de pressão na superfície das pás das hélices e os campos de pressão e de velocidade do escoamento em torno do par de hélices, com o objetivo de entender os mecanismos envolvidos na geração de fontes sonoras em função da distância axial (l_{axial}) entre as hélices. As grandezas selecionadas para essa análise possuem relação com a física de fontes sonoras, conforme abordado no Capítulo 2 e evidenciado pelas Equações 3.27 na Seção 3.1.2, a partir de resultados da assinatura de pressão na superfície das hélices, do campo de velocidade, de vorticidade e da derivada temporal da pressão. A partir dos efeitos identificados, estabelece-se uma relação entre a performance aerodinâmica e os níveis de ruído produzidos pela dupla de hélices, que será abordada no próximo capítulo.

A assinatura de pressão é representada por contornos das cargas aerodinâmicas, incluindo magnitude, derivada temporal e PSD nas superfícies de cada uma das hélices. Nesse sentido, adota-se uma nomenclatura para as pás do par de hélices, indicada na Figura 4.1a através de suas posições adotadas nas análises, ou seja, quando as pás das duas hélices estão o mais próximas possível e a fase entre as pás e a linha formada pelo centro das duas hélices é zero. De acordo com essa nomenclatura, o termo Pá Avançando (PA) para a Hélice 1 a montante corresponde à pá mais próxima da Hélice 2, situada a jusante. Por outro lado, o termo Pá Recuando (PR) refere-se à pá na posição diametralmente oposta, portanto mais distante da Hélice 2. Para a Hélice 2, a nomenclatura é invertida, com a PA sendo a pá mais distante da Hélice 1, e a PR sendo a pá mais próxima. Na Hélice 1, a nomenclatura PA refere-se à pá que está avançando em relação à perspectiva de um observador com uma vista alinhada para o eixo de rotação de cada hélice, enquanto a PR refere-se à pá que está recuando, imaginando um movimento de rotação no sentido horário. O mesmo é aplicado para a Hélice 2. Complementando a nomenclatura adotada na análise, a Figura 4.1b identifica as superfícies de pressão e de sucção das hélices. Os resultados são calculados para um passo de tempo tal que os transientes iniciais estejam ausentes, uma vez que a média das últimas dez rotações mostra pouco impacto nos resultados. O instante analisado, conforme

utilizado para a nomenclatura, é o de maior aproximação entre a ponta de cada pá entre as hélices.

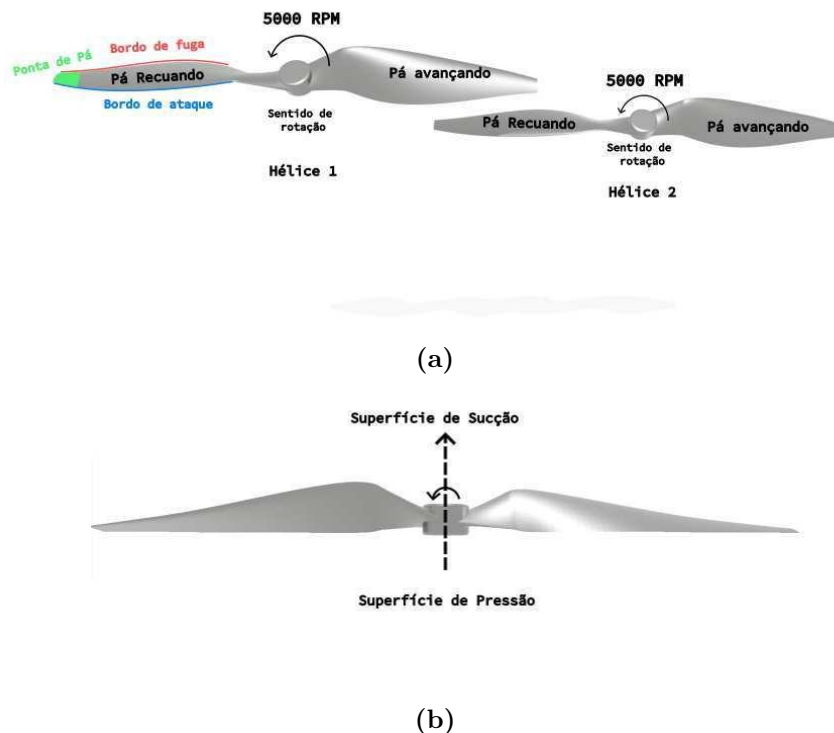


Figura 4.1 – Nomenclaturas utilizadas nas pás (a) e nas superfícies das hélices (b).

Além da análise da pressão na superfície das pás, volumes foram definidos nas pontas das pás e na esteira com objetivo de identificar as principais características do escoamento, através de resultados de velocidade, vorticidade e derivada temporal da pressão. A análise da vorticidade é realizada a partir da sua magnitude e do critério Lambda 2 para identificação dos núcleos de vórtices. A vista lateral da dupla de hélices permite concentrar o foco nas estruturas do escoamento geradas na região entre as pás das hélices, bem como na esteira gerada por elas. A Figura 4.2 mostra regiões em amarelo nas pontas de pá onde são esperadas interações de vórtices (*Blade Vortex Interactions- BVI*), mas livres de interposição; regiões em vermelho, para pontas de pás com interposição; e regiões em roxo, identificando a esteira produzida pelas duas hélices.

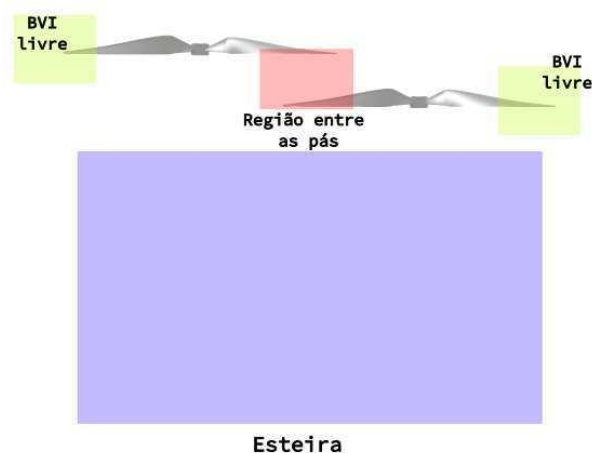


Figura 4.2 – Nomenclatura utilizada para as análises no volume.

4.1 Análise do carregamento de pressão na superfície das hélices

A Figura 4.3 apresenta contornos da magnitude de pressão nas superfícies de sucção e pressão das hélices 1 e 2, respectivamente, para diferentes posições axiais ($l_{axial} = 30 \text{ mm}, 60 \text{ mm}, 90 \text{ mm}$). A fim de facilitar a comparação entre os carregamentos de pressão nas pás que se encontram em interposição, as Figuras 4.3a e 4.3b apresentam os resultados para a Hélice 1 à esquerda e para a Hélice 2 à direita. As pás são apresentadas na seguinte ordem, da esquerda para a direita: Hélice 1 (Pá Recuando - PR), Hélice 1 (Pá Avançando - PA), Hélice 2 (PR), Hélice 2 (PA). Conforme indicado na Figura 4.1a.

Os carregamentos de pressão são coerentes com o esperado para as superfícies de sucção e de pressão, com a diferença de pressão necessária para a produção de empuxo pelas hélices. Essa diferença é mais pronunciada nas regiões das pontas das pás e ao longo dos bordos de ataque, onde a pressão na superfície de pressão atinge valores máximos, e o oposto ocorre para a superfície de sucção, onde a pressão atinge valores mínimos nessas mesmas regiões. Um efeito importante é que essa diferença é mais intensa para a PR da Hélice 1 e para a PA da Hélice 2, ou seja, as duas pás mais distantes da região de interposição. Pode-se também observar que as duas hélices apresentam carregamentos de pressão simétricos em relação a uma linha central posicionada entre as duas hélices

O efeito de l_{axial} não é evidente, apresentando pequenas diferenças em cada uma das hélices, sugerindo que a variação axial tem impacto mínimo sobre o carregamento de pressão. Entretanto, sabe-se que pequenas variações de pressão podem ser significativas para o ruído gerado. Dessa forma, resta saber seu efeito no ruído com base na derivada temporal.

Considerando as pequenas diferenças na magnitude do carregamento de pressão, adota-se a derivada temporal de pressão a fim de fornecer mais subsídios para avaliar o efeito sobre o ruído gerado.

Os resultados referentes à magnitude da derivada da pressão são ilustrados nas Figuras 4.4 para a Hélice 1 e a Hélice 2, respectivamente, e para as variações de l_{axial} . Nesses resultados, o efeito da distância axial se mostra mais evidente, com efeitos importantes, especialmente ao se analisar as superfícies de sucção e de pressão.

Para a superfície de sucção, as maiores magnitudes da derivada temporal da pressão na Hélice 1 concentram-se na pá recuando (PR), especialmente na região próxima ao bordo de ataque e na ponta da pá, com flutuações locais estendendo-se por toda a região turbulenta até o bordo de fuga. A situação se inverte na pá avançando (PA), com magnitudes significativamente maiores no bordo de fuga.

Com o aumento de l_{axial} de 60 mm para 90 mm, as flutuações da derivada da pressão diminuem, concentrando-se cada vez mais na região turbulenta próxima ao bordo de fuga. Esse efeito é mais evidente quando l_{axial} é aumentado, as flutuações concentram-se progressivamente na região turbulenta, ou seja, na região mais próxima do bordo de fuga, onde a camada limite se encontra em regime já turbulento.

Para a Hélice 2, a PR apresenta menor magnitude da derivada da pressão no bordo de ataque e maiores flutuações no bordo de fuga, enquanto a PA exibe um padrão semelhante ao da PR da Hélice 1. Nota-se simetria entre as pás que não se encontram em interposição entre as hélices (PR da Hélice 1 e PA da Hélice 2). Ainda assim, as pás da Hélice 2 não aparentam ser significativamente afetadas pelo encurtamento de l_{axial} .

Para a superfície de pressão, na Hélice 1, a PA apresenta magnitudes elevadas da derivada da pressão que aumentam em direção à raiz da pá conforme l_{axial} diminui. Na PR, as flutuações são restritas ao bordo de fuga, mas as magnitudes são menores em comparação à PA.

Em relação à Hélice 2, a PR também apresenta uma região com magnitudes elevadas, mas essa região é menor do que a observada na PA da Hélice 1, se restringindo ao bordo de ataque. Além disso, percebe-se uma região de magnitude baixa nas pontas de pá e no bordo de fuga. A região de baixa magnitude diminui com o aumento de l_{axial} .

Em suma, os resultados demonstram que quando as pás estão fora da região de interposição há uma tendência de simetria na distribuição da derivada da pressão, sugerindo que a interação entre as pás é determinante para esse comportamento. À medida que a distância axial é reduzida, as pás da Hélice 1 tornam-se mais assimétricas entre si, enquanto que para a Hélice 2 o efeito está presente independentemente da redução de l_{axial} .

Dessa forma, a redução da distância axial afetou mais a Hélice 1 do que a Hélice 2. Isso é especialmente visível nas flutuações da derivada da pressão existentes nas regiões turbulentas da superfície de sucção – aproximando-se do comportamento assimétrico da Hélice 2 – e no aumento da magnitude na PR da Hélice 1 em sua superfície de pressão.

Outra variável que também permite revelar características importantes da assinatura da pressão nas superfícies das hélices é o espectro de densidade de potência (PSD), o qual foi calculado em bandas de um terço de oitava, centradas em 500 Hz, 1000 Hz, 1500 Hz e 2000 Hz.

A Figura 4.5 mostra as superfícies de pressão e sucção da Hélice 1 e Hélice 2, respectivamente, para a banda centrada em 500 Hz para diferentes valores de l_{axial} .

Na superfície de sucção, para a Hélice 1, tanto a PR quanto a PA apresentam elevado grau de simetria para a PSD da pressão. As maiores magnitudes se concentram nas pontas das pás, principalmente no bordo de ataque. Essa região, que apresenta maior magnitude da PSD, diminui e se dissipa em função do aumento de l_{axial} . Na Hélice 2 também se observa um padrão simétrico entre a PR e a PA, entretanto na região do bordo de ataque, próxima a ponta de pá, a magnitude da PSD é maior do que a da Hélice 1. A l_{axial} não aparenta afetar significativamente este padrão.

Na superfície de pressão, na Hélice 1, as duas pás apresentam simetria, e ainda assim, a magnitude da PSD no bordo de ataque é maior, porém menor do que a observada para a superfície de sucção. A região de maior magnitude da PSD

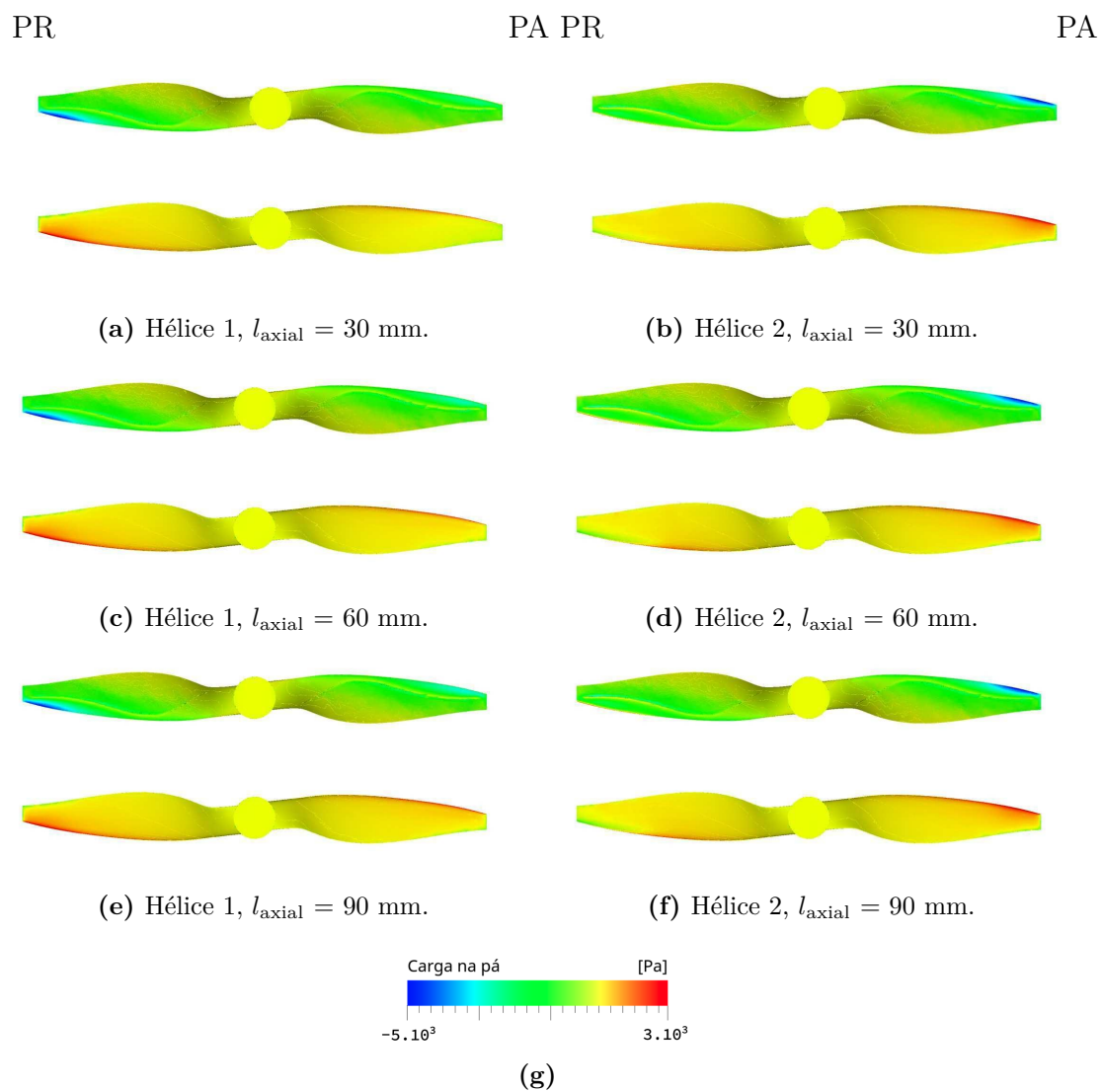


Figura 4.3 – Cargas aerodinâmicas nas superfícies das pás em Pa com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

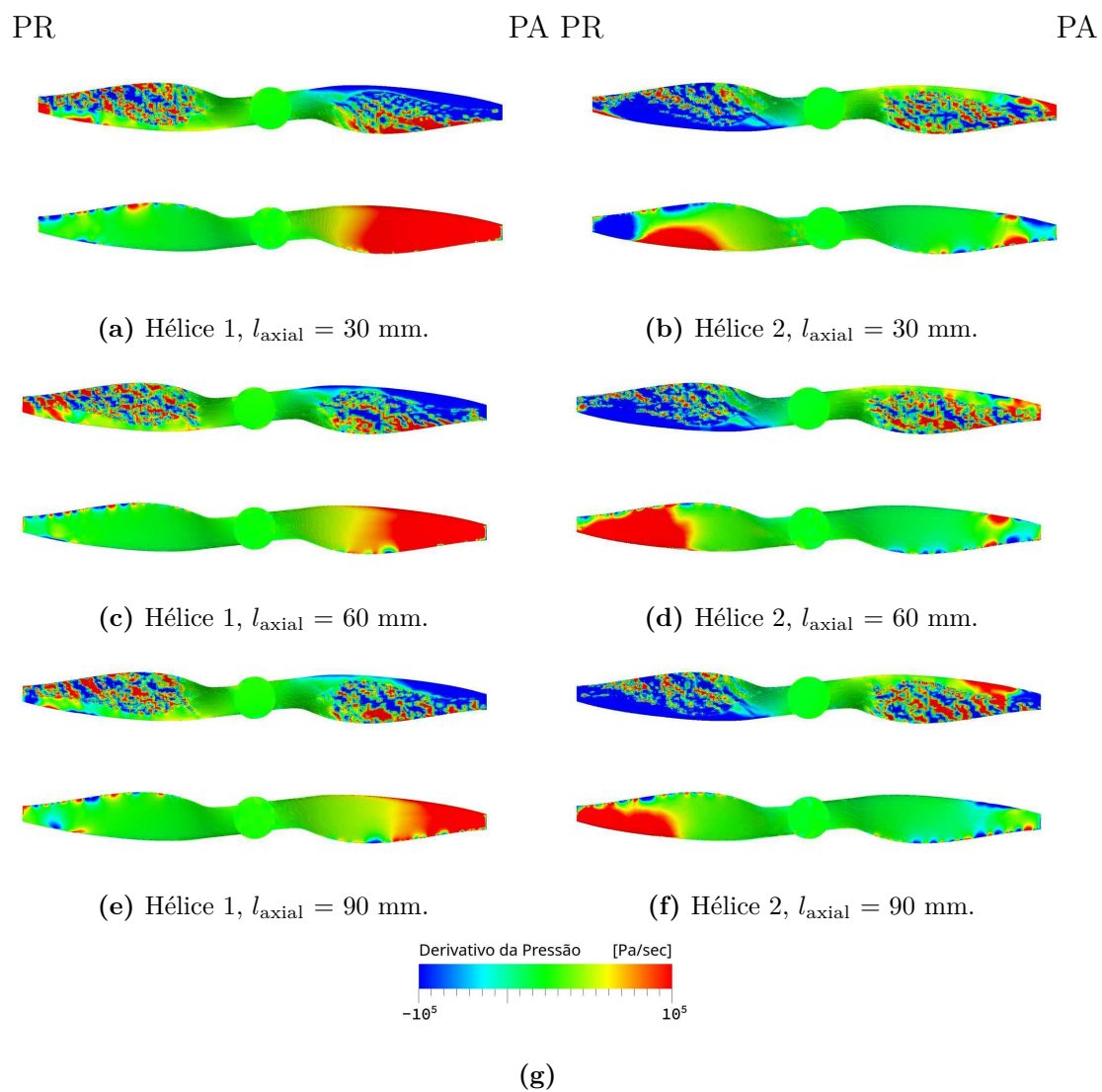


Figura 4.4 – Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

diminui em função do aumento de l_{axial} até que desaparece para $l_{\text{axial}} = 90$ mm. Na Hélice 2, as duas pás também apresentam simetria, observando-se também maior magnitude da PSD nas pontas das pás na região próxima ao bordo de ataque. Similarmente, l_{axial} não afeta os valores da PSD.

As análises demonstram que existe elevada similaridade para a PSD entre as pás de uma mesma hélice, ficando também evidente que o efeito do encurtamento de l_{axial} é mais presente para a Hélice 1.

A Figura 4.6 apresenta os resultados de modo semelhante para a banda centrada em 1000 Hz. Na superfície de sucção, para a Hélice 1, os resultados para a PR e para a PA são similares, com aumentos ligeiros da PSD agora no bordo de fuga, principalmente na região da ponta da pá. Essa observação se mantém verdadeira para os diferentes valores de l_{axial} . A semelhança entre os resultados também é observada na Hélice 2 para a sua PR e a PA, mas o padrão é mais parecido com o observado para a banda de 500 Hz, com aumento da PSD nos bordos de ataque. Percebe-se para este caso que o efeito da diminuição da magnitude com o aumento de l_{axial} é mais evidente.

Já para a superfície de pressão, na Hélice 1, a PR e a PA apresentam simetria, sem nenhuma região que concentre altas magnitudes da PSD. Entretanto, ressalta-se que a magnitude é fortemente afetada pelo aumento de l_{axial} , com diminuições significativas sendo evidentes a partir da raiz da pá, chegando até a porção final das pás para $l_{\text{axial}} = 90$ mm. O mesmo padrão do PSD observado entre as pás da Hélice 1 é também verificado na Hélice 2. Por outro lado, o aumento de l_{axial} não impacta significativamente a magnitude da PSD, com pequenas diminuições para $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

As Figuras 4.7 e 4.8 apresentam PSDs para as bandas centradas em 1500 Hz e 2000 Hz. Os resultados para as bandas de 1500 Hz e 2000 Hz são semelhantes aos obtidos para 1000 Hz, com a diferença de que as regiões de maior magnitude da PSD diminuem com o aumento da banda da frequência.

De maneira resumida, essas análises demonstram resultados semelhantes do PSD para as pás de uma mesma hélice, mas não na comparação entre as hélices. Ainda assim, as maiores magnitudes da PSD e os maiores efeitos da variação de l_{axial} são observados nas regiões das pontas das pás e para a banda centrada em 500 Hz. Além disso, a Hélice 1 aparenta ser a mais afetada pelo encurtamento de

l_{axial} . Para frequências acima de 1000 Hz, verificou-se menores magnitudes de PSD e variações em função de l_{axial} apenas para a superfície de pressão.

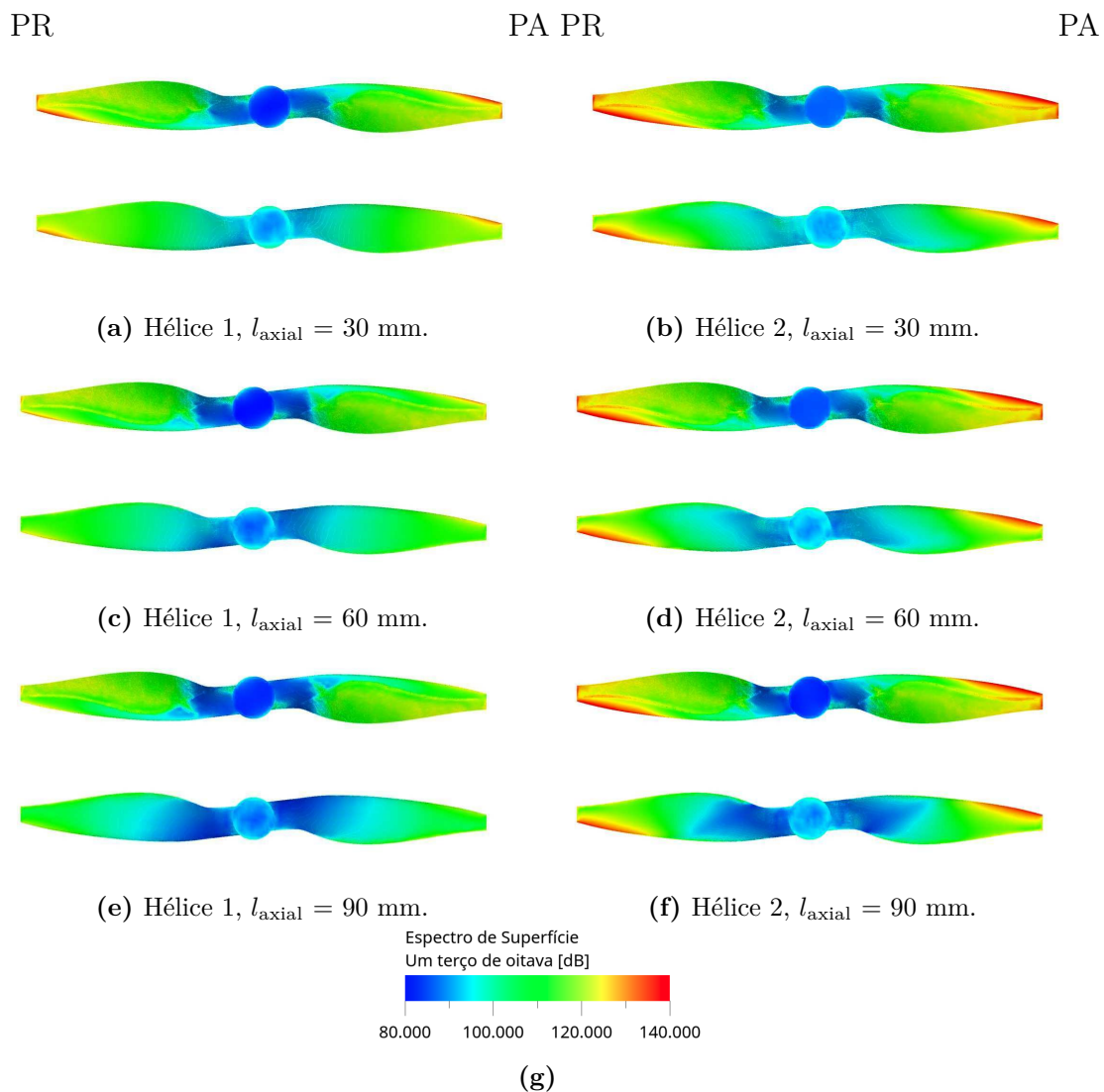


Figura 4.5 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 500 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

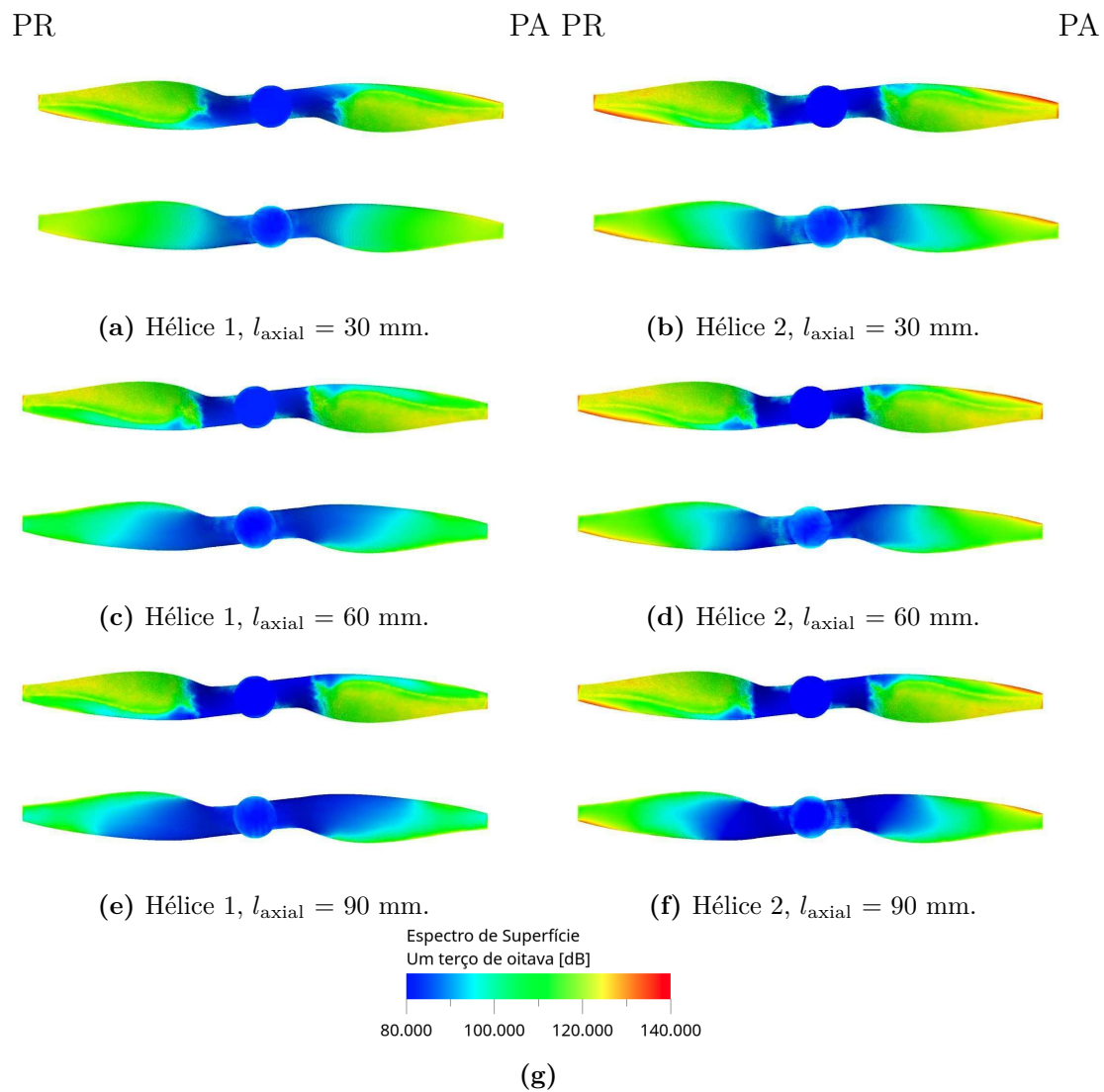


Figura 4.6 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 1000 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

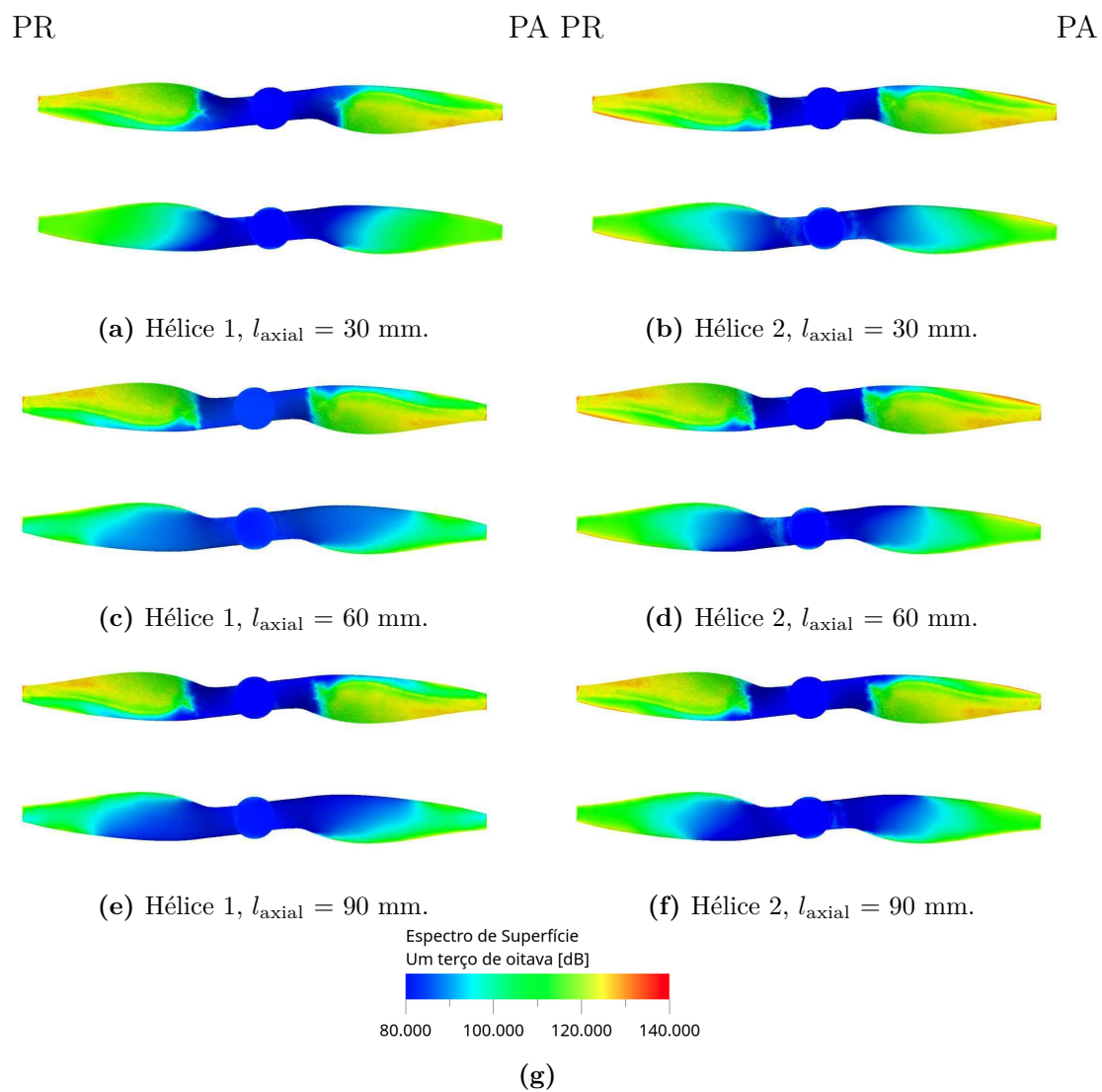


Figura 4.7 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 1500 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

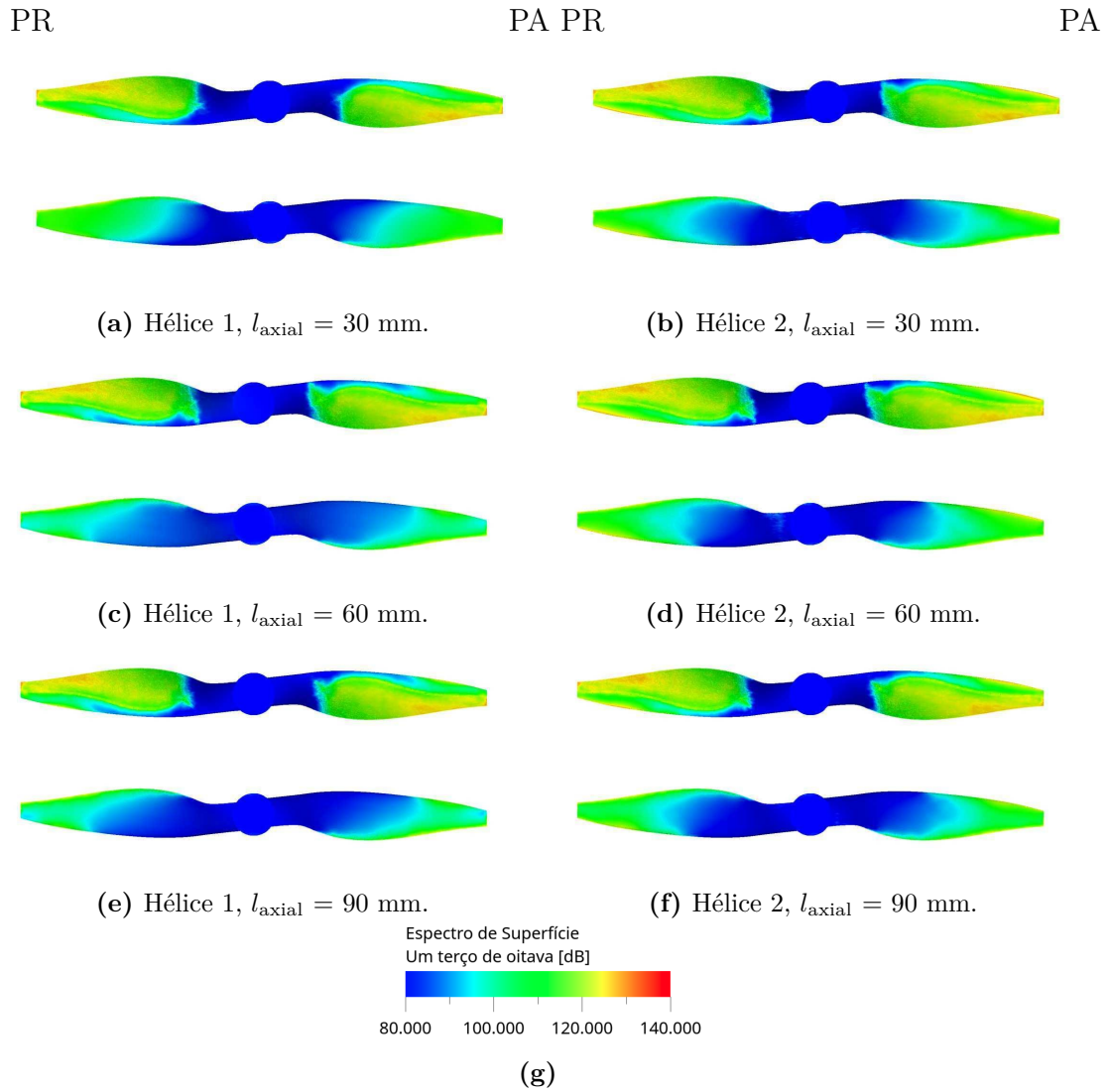


Figura 4.8 – PSD para a pressão com uma banda centrada em 2000 Hz com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

4.2 Campos de velocidade e de pressão

Contornos da magnitude da velocidade para diferentes posições axiais são apresentados na Figura 4.9 em uma vista lateral da dupla de hélices, com foco na BVI (*Blade Vortex Interactions*) livre, região entre as pás e na esteira.

A BVI livre representa a fronteira da esteira gerada pelas hélices. Mesmo com velocidades menores do que no interior da esteira, essa região apresenta flutuações e diversos contornos de velocidade complexos associados à borda da esteira gerada pelas hélices. Como a BVI livre se encontra distante da região de interposição entre as hélices, o encurtamento da distância axial não apresenta grandes variações na magnitude da velocidade ou nos padrões.

A região entre as pás é mais afetada pela l_{axial} e, com o seu encurtamento, tem seu tamanho progressivamente reduzido, resultando em maiores magnitudes de velocidade que se estendem pela superfície de pressão da Hélice 2. Esse efeito é menos intenso para $l_{axial} = 90$ mm.

Magnitudes elevadas de velocidade estão presentes no centro da esteira, localizado aproximadamente a $0,5D$ a jusante da dupla de hélices na região da esteira, como pode ser observado na Figura 4.9a. A partir desse ponto, a esteira apresenta um padrão oscilatório, cuja intensidade diminui para $l_{axial} = 60$ mm, mas ainda é perceptível. Para $l_{axial} = 90$ mm, as regiões com altas magnitudes de velocidade são reduzidas.

Com o objetivo de analisar mais detalhadamente os efeitos exibidos pela magnitude da velocidade, são apresentados a magnitude da vorticidade e o critério Lambda 2 para diferentes posições axiais na Figura 4.10.

Considerando a BVI livre, observam-se maiores magnitudes de vórtices e de núcleos dos vórtices, revelados pelo critério Lambda 2, a partir das pontas das pás não-interpostas das hélices. Vale notar que a magnitude dos vórtices das pás não-interpostas (PR da Hélice 1 e PA da Hélice 2) gera núcleos de vórtices mais intensos com o aumento de l_{axial} . Entretanto, a magnitude das velocidades na esteira na região livre é baixa.

Na região entre as pás, observa-se a concentração de vórtices apenas para $l_{axial} = 90$ mm. Esse resultado demonstra que a diminuição da distância axial atenua a

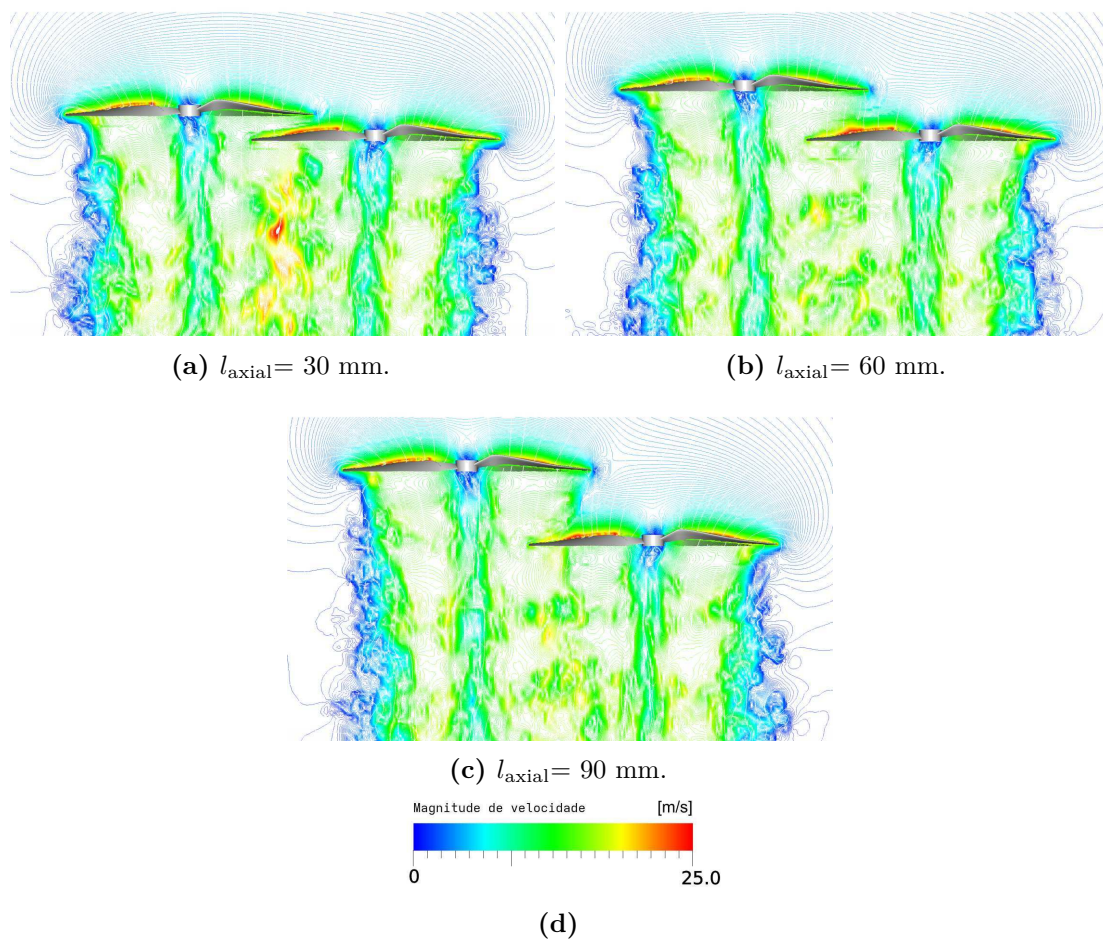


Figura 4.9 – Contorno de magnitude de velocidade para diferentes posições axiais.

formação de vórtices desprendidos da ponta de pá da PA da Hélice 1, conforme observado na Figura 4.10e, exclusivamente para a região entre as pás.

Considerando a região da esteira, existem maior magnitude e maior presença de núcleos de vórtices para $l_{\text{axial}} = 30 \text{ mm}$, tal como ocorreu para a análise da magnitude de velocidade (Figura 4.9a). Além disso, a extensão da região onde se concentram mais vórtices e a amplitude da oscilação da esteira para $l_{\text{axial}} = 30 \text{ mm}$ são delimitadas pela ponta da PA da Hélice 1 e a ponta da PR da Hélice 2, como mostrado na Figura 4.10a. Isso demonstra uma forte relação entre as oscilações de magnitude de velocidade observadas nas esteiras e a BVI entre as pás das hélices em interposição. Com o aumento de l_{axial} , a região de maior magnitude de vórtices

torna-se menor e vários núcleos de vórtices se dissipam a partir de $l_{\text{axial}} = 60$ mm, o que é mais evidente para $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

A fim de relacionar o padrão da BVI, da região entre as hélices e das esteiras com a geração de fontes sonoras, também é possível realizar a análise da derivada temporal da pressão ao redor da dupla de hélices a partir do campo de pressões. A Figura 4.11 apresenta a sua magnitude para todos os valores de l_{axial} .

Os resultados demonstram que há um pequeno impacto na derivada temporal da pressão na BVI livre. Entretanto, a região entre as pás apresenta maiores valores de magnitude da derivada da pressão. Além disso, os vórtices que se formam nessa região para $l_{\text{axial}} = 90$ também são responsáveis pelo aumento da magnitude dessa derivada. Evidencia-se ainda que a maior magnitude da derivada ocorre nas pontas das pás da PA da Hélice 1 e da PR da Hélice 2 (pás em interposição), demonstrando que a interação entre as pontas das pás das hélices possui grande efeito sobre a derivada. A derivada temporal da pressão também evidencia um efeito importante, pois à medida que a distância axial é reduzida, a interação entre as ondas de pressão emitidas por cada hélice torna-se mais forte. Isso pode ser observado ao comparar as magnitudes da derivada de pressão, especialmente na PA da Hélice 1 e na PR da Hélice 2, pois as regiões com altas magnitudes de $\partial p / \partial t$ aumentam à medida que l_{axial} diminui. Isso está potencialmente ligado ao comportamento observado na Hélice 1 quando a distância axial é reduzida. A Hélice 1 passa a apresentar um comportamento mais similar ao da Hélice 2, em termos de cargas instáveis em sua superfície, devido às ondas de pressão emitidas por essa última. Em relação à esteira, observa-se que a região a jusante a partir da interposição apresenta maiores magnitudes da derivada com a diminuição de l_{axial} .

4.3 Síntese dos resultados

O foco deste capítulo foi a análise da assinatura de pressão nas superfícies das pás das hélices e no campo de pressão e de velocidade em torno da dupla de hélices, a fim de investigar os principais efeitos e estruturas do escoamento que possam explicar os mecanismos envolvidos na geração de fontes sonoras em função da distância axial (l_{axial}).

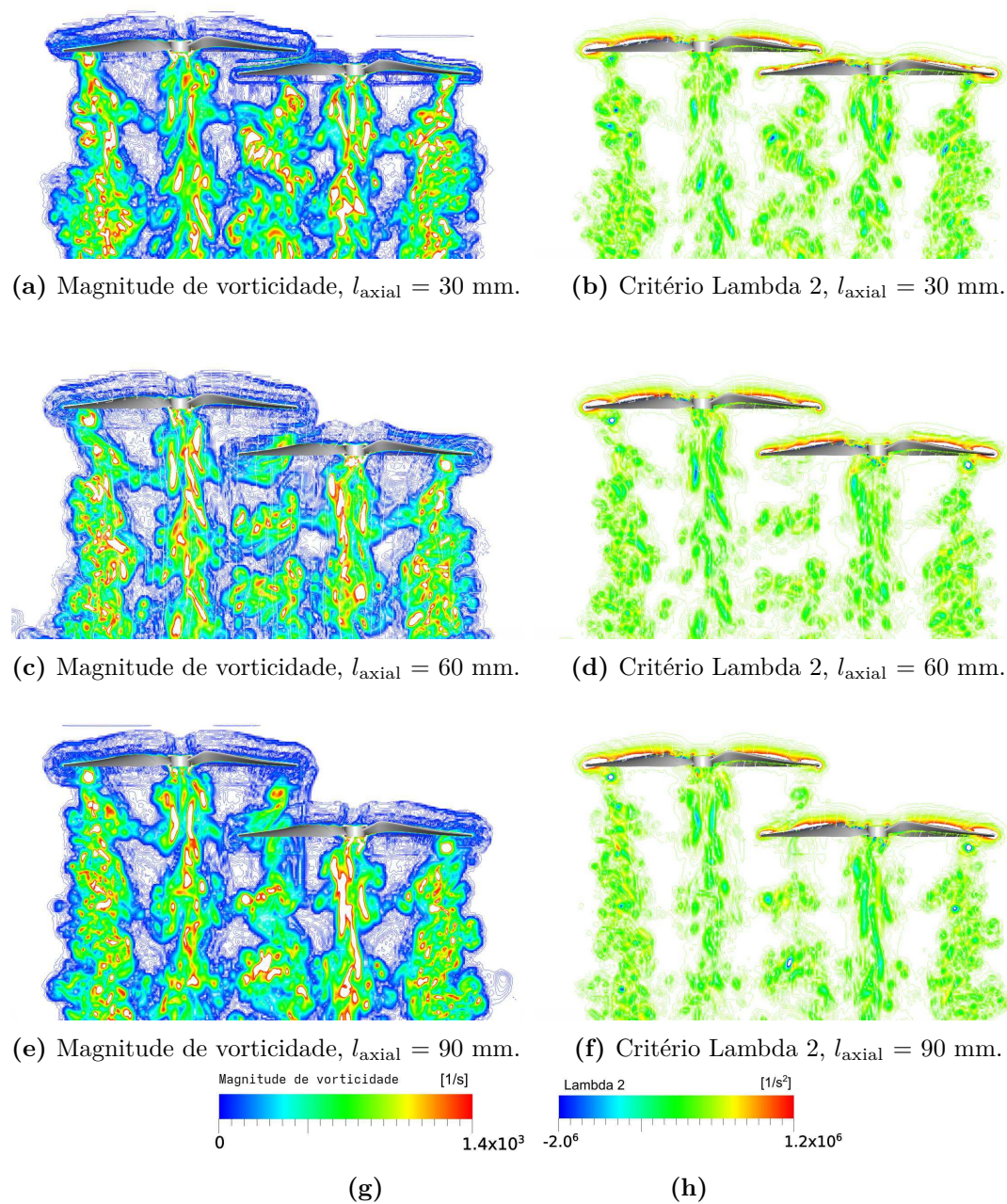


Figura 4.10 – Análise de vorticidade e critério Lambda 2 para diferentes posições axiais.

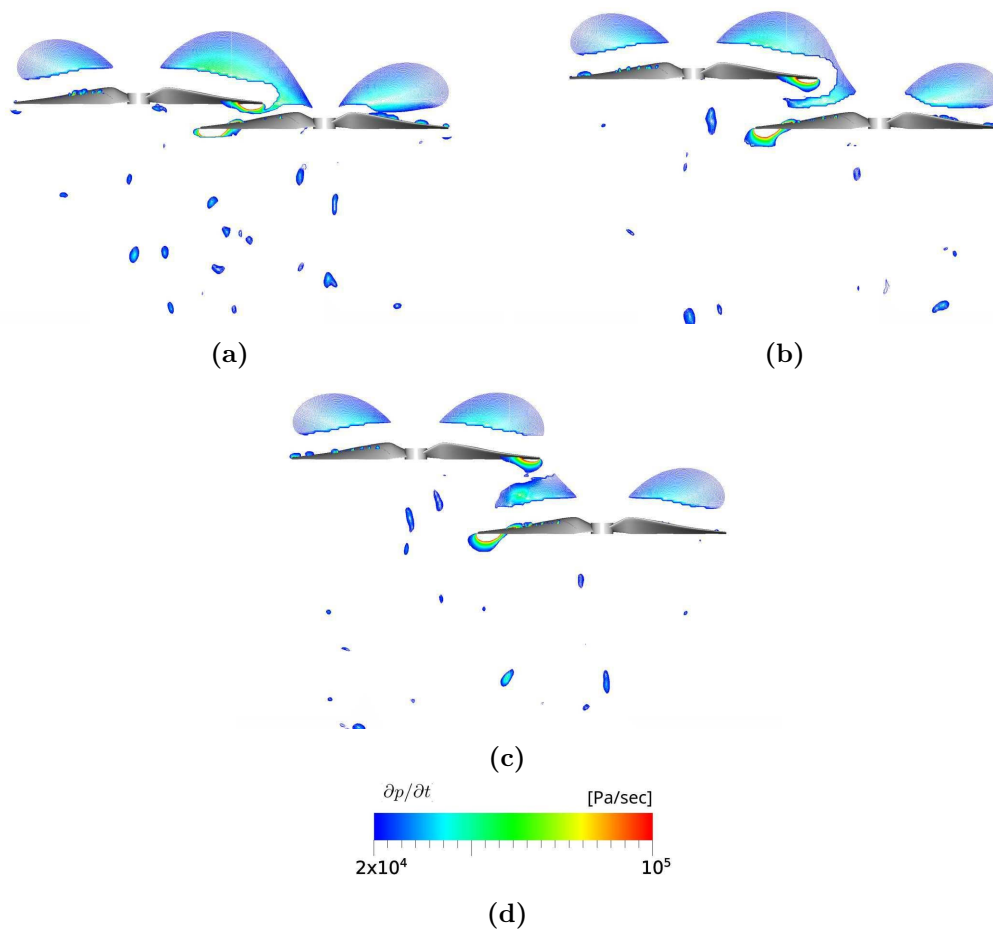


Figura 4.11 – Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{axial} = 30, 60, 90$ mm (a,b,c).

A análise da magnitude e da derivada temporal da pressão nas superfícies das hélices revelou que a Hélice 1 (a montante) é mais sensível à distância axial do que a Hélice 2. Isso foi constatado a partir do aumento da magnitude de pressão e, principalmente, pela distribuição assimétrica entre as pás e irregular da derivada temporal da pressão com o encurtamento de l_{axial} . Entretanto, a Hélice 2 apresenta igualmente irregularidades locais da derivada temporal e maiores magnitudes de pressão, embora essas variáveis não se alterem com o encurtamento da distância axial. De forma geral, a Hélice 1 tende a apresentar um padrão de flutuações mais assimétrico tal qual a Hélice 2 com o encurtamento de l_{axial} .

Outro efeito importante é o padrão ligeiramente simétrico entre as pás das hélices em relação à região de interposição. Os resultados evidenciaram que as pás não interpostas (ou seja, que não se encontravam em interposição) apresentavam padrões próximos para a magnitude de pressão e a derivada temporal da pressão, sugerindo que não são sensibilizadas pelo encurtamento da distância axial.

A análise espectral das superfícies revelou um padrão simétrico entre as pás de uma mesma hélice. No entanto, o encurtamento da distância axial impactou mais significativamente a Hélice 1. Esse efeito foi mais evidente para as bandas centradas em 500 Hz e tornou-se menos relevante com o aumento das bandas até 2000 Hz.

A análise do campo de pressão e de velocidade demonstrou que o aumento da distância axial favorece a formação de vórtices entre as pás, ao passo que a redução da distância intensifica os vórtices na esteira formada pelas pás interpostas. Isso ocorre porque, na esteira a jusante da região de interposição, diversos vórtices de grande magnitude se concentram em uma região cuja extensão é equivalente à distância entre as pontas das pás em interposição na Hélice 1 e na Hélice 2. Essa esteira é fortemente afetada pelo encurtamento da distância axial, com um aumento acentuado da magnitude dos vórtices para $l_{\text{axial}} = 30$ mm e uma diminuição para $l_{\text{axial}} = 90$ mm. Também para $l_{\text{axial}} = 90$ mm, vórtices e núcleos de vórtices de grande magnitude foram observados na região entre as pás em interposição.

Nas pontas das pás não interpostas (referidas também como BVI livre), embora os vórtices desprendidos possuam uma magnitude próxima à dos demais, eles são formados por baixas magnitudes de velocidades, tratando-se provavelmente de vórtices mais lentos que também não são influenciados pelo encurtamento da distância axial.

Por fim, a análise da derivada temporal da pressão na região entre as hélices confirmou altas magnitudes na região da esteira a jusante da interposição, especialmente para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, e na região entre as pás, exclusivamente para $l_{\text{axial}} = 90$ mm, indicando que os vórtices identificados são capazes de gerar fontes sonoras. A análise da derivada temporal da pressão também elucida um mecanismo importante: a interação entre as ondas acústicas da hélice a montante (Hélice 2) influencia o comportamento da hélice a jusante (Hélice 1). Essa interação explica a maior sensibilidade da Hélice 1 com o encurtamento de l_{axial} . Já nas pontas de

pás livres, não foram identificados valores significativos da derivada temporal da pressão, o que indica que essa não é uma região relevante na geração de fontes sonoras quando comparada às demais.

5 ANÁLISE AERODINÂMICA INTEGRAL E ESPECTRAL

Neste capítulo são apresentados resultados aerodinâmicos e acústicos globais, obtidos a partir da integração da assinatura de pressão sobre a superfície das hélices e da propagação de pressão sonora a partir de superfícies porosa e sólida.

Os resultados de parâmetros aerodinâmicos incluem empuxo, torque instantâneo e seus PSDs. Parte desses resultados foi empregada na validação do modelo a partir da comparação de suas previsões com dados experimentais na Seção 3.4.1, porém aqui a análise é focada na influência da variação de l_{axial} sobre o desempenho aerodinâmico das hélices.

Alguns resultados acústicos já foram apresentados na Seção 3.4.2, mas a análise a seguir é estendida para outras 192 posições distribuídas ao redor de uma esfera, de dimensão equivalente a dois metros de raio. Os níveis de ruído registrados por esses microfones são analisados a partir de um mapa polar, permitindo uma análise em caráter omnidirecional da diretividade. A partir da integração discreta das medições desses microfones, o nível de potência sonora global em dB (OAPWL) é calculado, permitindo uma avaliação da variável em função da distância l_{axial} .

Por fim, a partir da análise dos mapas polares, são selecionados oito pontos de maior interesse, ou seja, aqueles que apresentam maiores variações de níveis de ruído no plano de elevação e azimutal entre os 192 microfones na esfera. Para esses pontos é utilizada a formulação sólida de propagação do ruído. Esse tipo de cálculo permite que o ruído produzido por cada uma das hélices seja obtido, o que também viabiliza a análise da coerência entre os sinais de cada uma das hélices para todas as distâncias l_{axial} analisadas.

5.1 Análise Aerodinâmica

A Figura 5.1 apresenta resultados de coeficientes de empuxo e de torque instantâneos para as hélices 1 e 2 (jusante e montante) em diferentes valores de l_{axial} .

Para a Hélice 1, o coeficiente de empuxo apresenta valores médios próximos. No entanto, é possível observar que a amplitude das flutuações aumenta à medida que l_{axial} diminui, sendo esse aumento mais acentuado entre $l_{\text{axial}} = 60$ mm e $l_{\text{axial}} = 30$ mm. Efeitos similares são também observados para o coeficiente de torque.

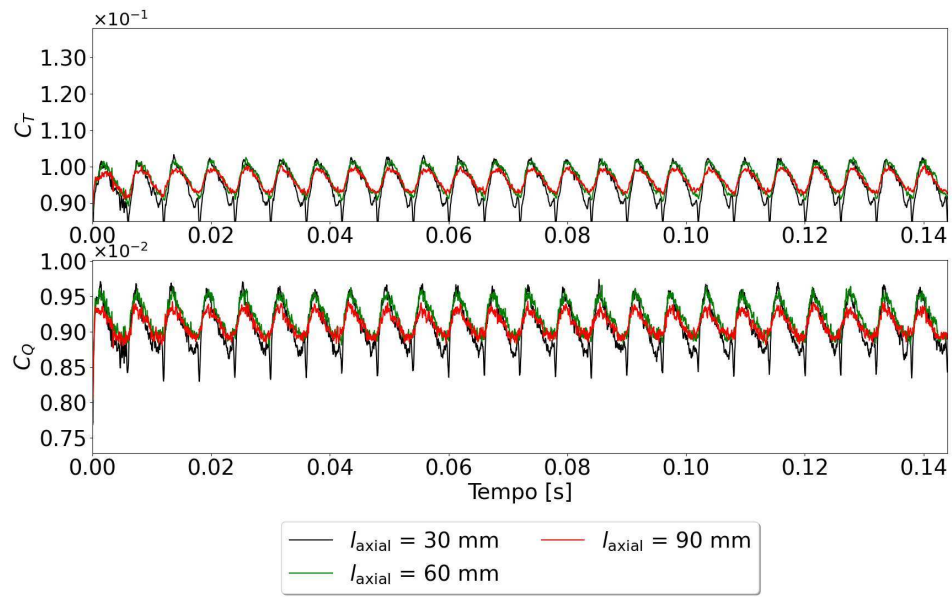
No caso da Hélice 2, as magnitudes das flutuações de empuxo são maiores do que as da Hélice 1, enquanto as flutuações de coeficiente de torque são similares às da Hélice 1. Além disso, tanto para o empuxo quanto para o torque da Hélice 2 não se observa influência significativa do encurtamento da distância axial. Esse resultado está em conformidade, principalmente, com a análise da derivada da pressão na superfície das pás (Seção 4.1), onde foi observado que a Hélice 1 era mais afetada pelo encurtamento da distância axial do que a Hélice 2.

As PSDs de empuxo apresentadas nas Figuras 5.2 para as hélices 1 e 2, respectivamente, reforçam algumas das características observadas para o empuxo e o torque instantâneos. Por exemplo, a PSD do empuxo da Hélice 1 apresenta um aumento da magnitude das três primeiras BPFs, com o encurtamento de l_{axial} . Entretanto, a partir da quarta BPF, isso ocorre apenas para $l_{\text{axial}} = 60$ mm, enquanto, entre a quinta e a décima BPF apenas para $l_{\text{axial}} = 30$ mm. Isso é um indicativo do comportamento observado no aumento significativo da amplitude das flutuações de empuxo para $l_{\text{axial}} = 30$ mm. Para a Hélice 2, os resultados se mostram menos afetados pelas distâncias, com os picos para $l_{\text{axial}} = 90$ mm sendo levemente inferiores aos das demais distâncias axiais. Esse aspecto demonstra que as flutuações de empuxo da Hélice 2 são menos sensíveis ao encurtamento da distância axial. Novamente, a componente não determinística do sinal do empuxo da Hélice 2 não apresenta diferenças relevantes em relação à Hélice 1 ou para diferentes distâncias axiais.

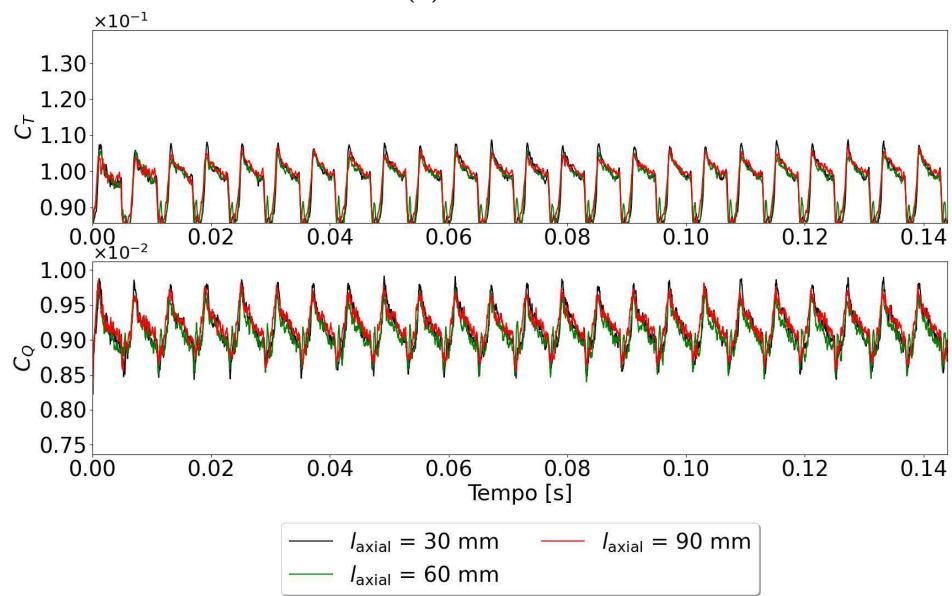
A análise dos resultados das PSDs do torque para as hélices 1 e 2, mostrados nas Figuras 5.2c e 5.2d, permite conclusões similares às obtidas para o empuxo.

5.2 Análise acústica

Esta análise foi realizada propagando o ruído através de uma superfície porosa para 192 posições (microfones virtuais) distribuídas em uma esfera de 2 m centrada no par de hélices. Para visualizar os dados, os níveis de ruído nesta esfera foram projetados em um mapa de contorno polar 2D, onde cada hemisfério representa os níveis de ruído a montante (à esquerda) e a jusante (à direita). Nesses mapas, o ângulo dos contornos, denotado como o ângulo polar θ , corresponde à projeção das posições dos microfones. O centro de cada mapa polar corresponde à linha



(a) Hélice 1.



(b) Hélice 2.

Figura 5.1 – Empuxo e torque instantâneos para as hélices 1 e 2 para diferentes valores de l_{axial} .

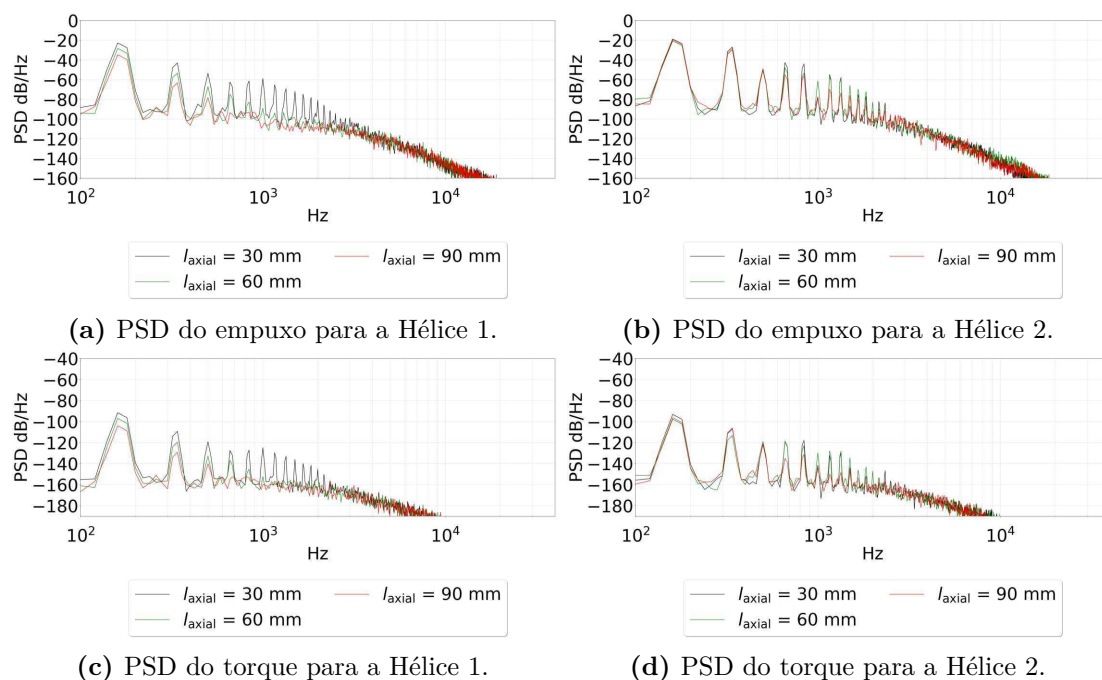


Figura 5.2 – PSD para o empuxo e torque para apenas para as hélices 1 e 2 para diferentes valores de l_{axial} .

de centro à frente de cada lado (*Upstream* ou *Downstream*). O ângulo polar, θ , representa a direção azimutal ao redor dessa linha de centro. A borda externa do mapa corresponde à posição mais lateral, alinhada com o plano da hélice.

5.2.1 Análise na esfera de microfones

A Figura 5.3 apresenta resultados de contornos de OASPL para diferentes distâncias axiais nas direções *Upstream* e *Downstream* da esfera de microfones. Observa-se que o OASPL demonstra um padrão não simétrico entre os mapas de *Upstream* e *Downstream*. Os maiores níveis de OASPL se concentram nos centros dos mapas, demonstrando o caráter direcional do ruído, independente de l_{axial} . Os dois mapas possuem tendências de diretividades opostas nas extremidades, com a direção *Upstream* apresentando maiores valores nos ângulos 90° e 270° e menores valores nos ângulos 0° e 180° . No caso da direção *Downstream*, o comportamento oposto é observado, com maiores valores nos ângulos 0° e 180° e menores valores nos ângulos 90° e 270° , para todas as distâncias axiais analisadas. O encurtamento

da distância axial altera as magnitudes, principalmente, entre $l_{\text{axial}} = 90$ mm e $l_{\text{axial}} = 60$ mm, com variações de até 3 dB.

A Figura 5.4 mostra os contornos de OASPL-tonal para diferentes distâncias axiais. Neste caso, os mapas nas direções *Upstream* e *Downstream* apresentam maior similaridade em todas as configurações. Uma leve assimetria com tendências similares ao OASPL permanece, sendo mais evidente em $l_{\text{axial}} = 30$ mm, mas quase ausente em $l_{\text{axial}} = 90$ mm. Em relação às magnitudes, a diminuição da distância axial aumenta os valores de OASPL-tonal em até 5 dB. Os maiores valores de OASPL-tonal permanecem nos centros dos mapas, com a direção *Upstream* apresentando níveis ligeiramente mais altos. Na sequência, a Figura 5.5 mostra os contornos de OASPL-tonal para picos altos para diferentes distâncias axiais. O comportamento é similar ao do OASPL-tonal em termos de simetria, a principal diferença reside em um aumento de 7 dB nos níveis, em comparação com os 5 dB dos resultados anteriores ao se reduzir a distância axial. Contornos de OASPL-BB, ilustrados na Figura 5.6 para diferentes distâncias axiais, mostram simetria entre as direções *Upstream* e *Downstream*. Além disso, os níveis são mais concentrados no centro do mapa, com a direção *Upstream* possuindo níveis também levemente superiores. Os valores no centro são até 7 dB maiores do que os da extremidade dos mapas. Percebe-se que não existe um ângulo favorecido nas extremidades da esfera. A variação de l_{axial} não altera os níveis de OASPL-BB, pois os mapas para as três distâncias axiais são relativamente similares.

5.2.2 OAPWL

Na tabela a seguir são apresentados os resultados de OAPWL para cada configuração, com base nos níveis de ruído obtidos ao redor da esfera. Inicialmente, observa-se da Tabela 5.1 que o OAPWL aumenta em torno de 2 dB com o encurtamento de l_{axial} . Além disso, o OAPWL-tonal também apresenta uma variação significativa de quase 3 dB com o encurtamento da distância axial, enquanto o OAPWL-tonal para picos altos apresenta uma variação de cerca de 5 dB. Por outro lado, o OAPWL-BB permanece praticamente inalterado, com uma variação de apenas 0.5 dB. Esse resultado está em conformidade com o observado nos contornos de OASPL-tonal e OASPL-BB apresentados nas Figuras 5.4 e 5.6.

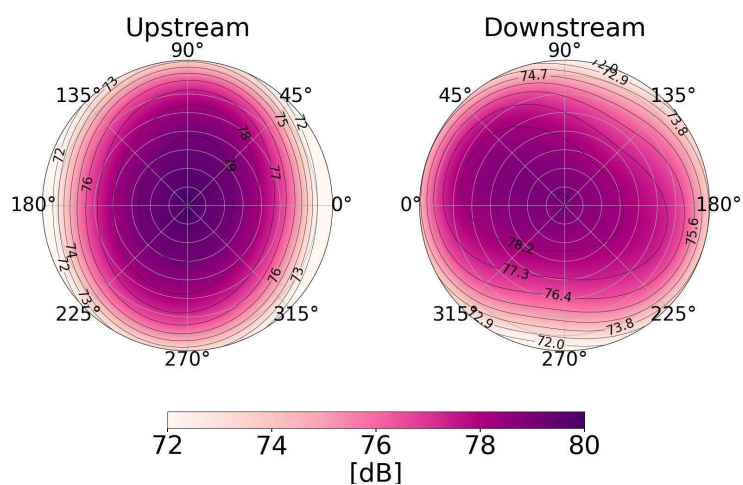
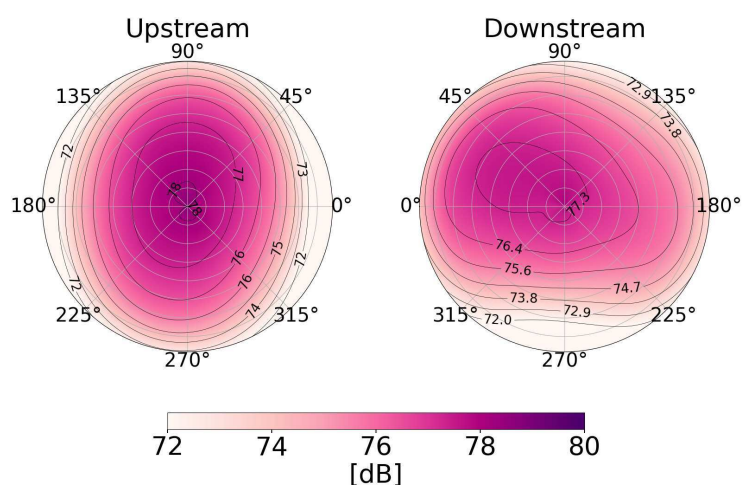
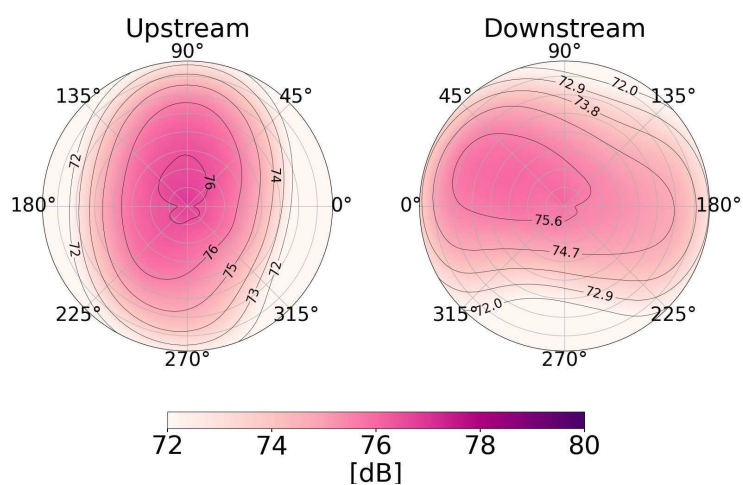
(a) $l_{\text{axial}} = 30$ mm.(b) $l_{\text{axial}} = 60$ mm.(c) $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

Figura 5.3 – Contornos de OASPL para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.

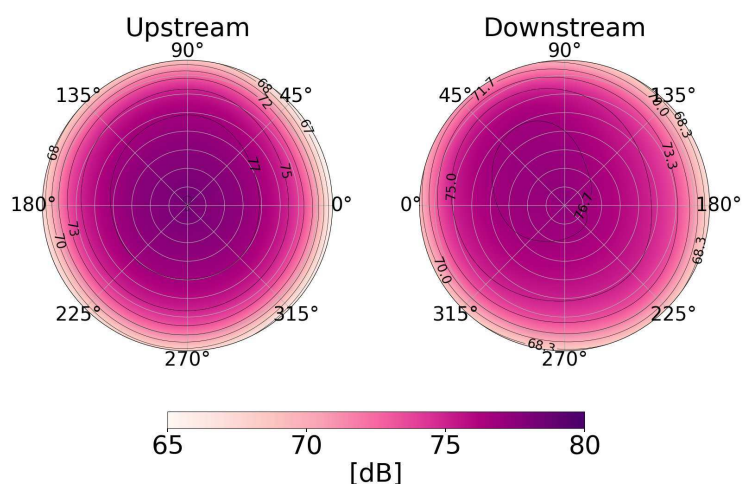
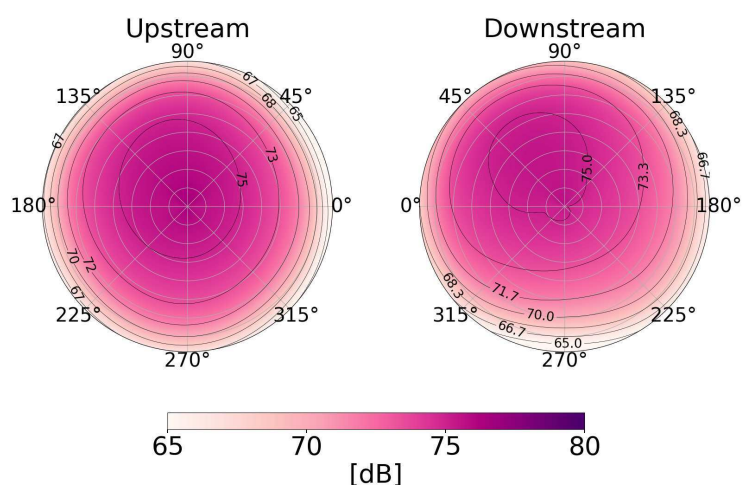
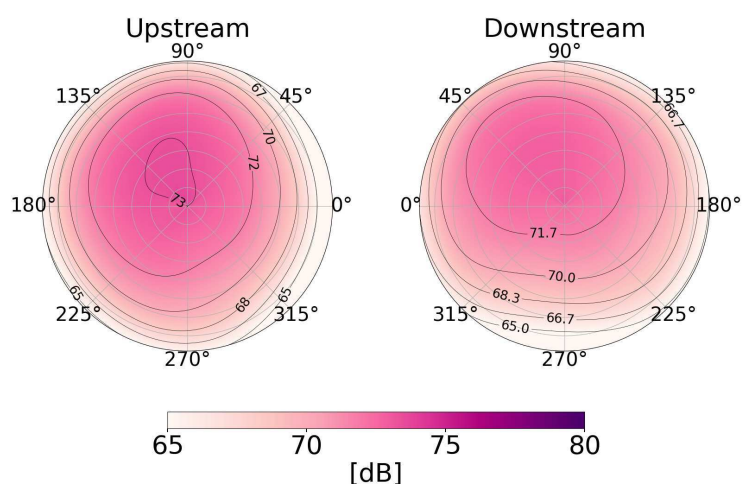
(a) $l_{\text{axial}} = 30$ mm.(b) $l_{\text{axial}} = 60$ mm.(c) $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

Figura 5.4 – Contornos de OASPL-tonal para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.

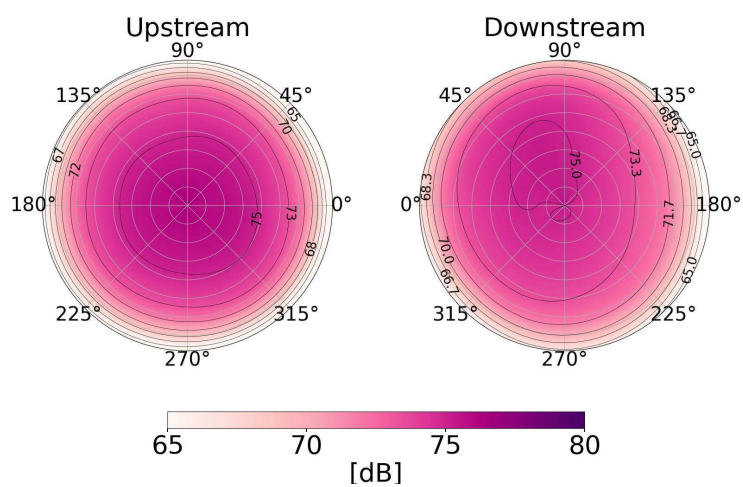
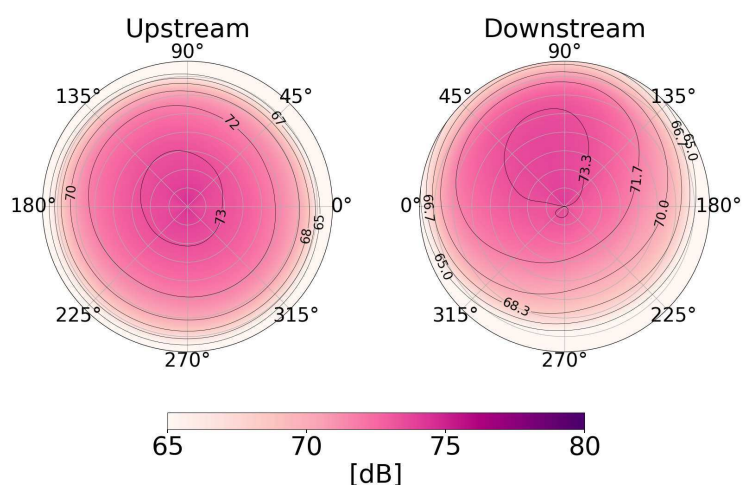
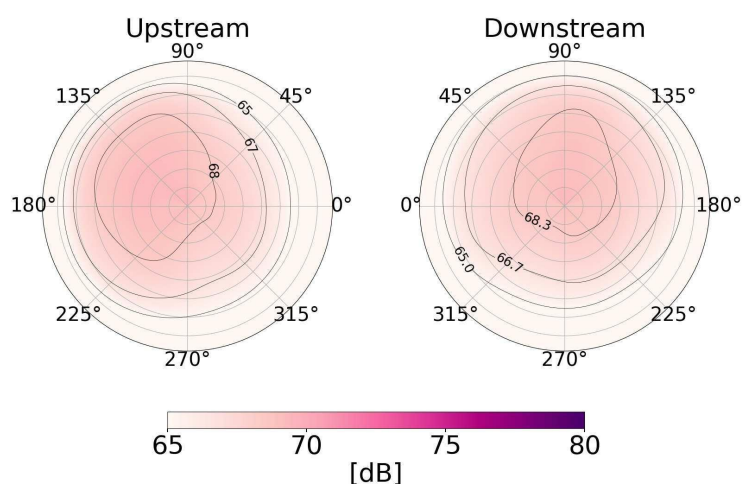
(a) $l_{\text{axial}} = 30$ mm.(b) $l_{\text{axial}} = 60$ mm.(c) $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

Figura 5.5 – Contornos de OASPL-tonal para picos altos para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.

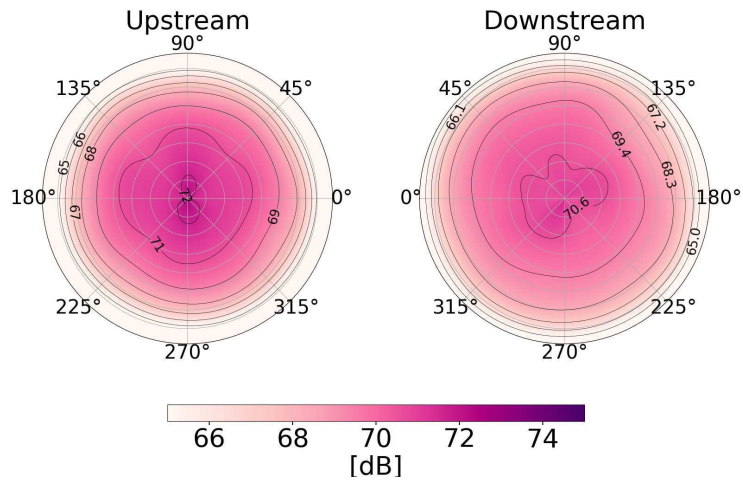
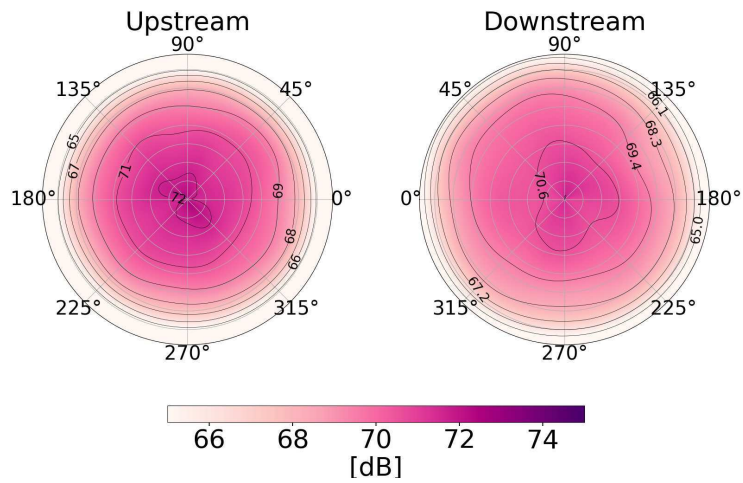
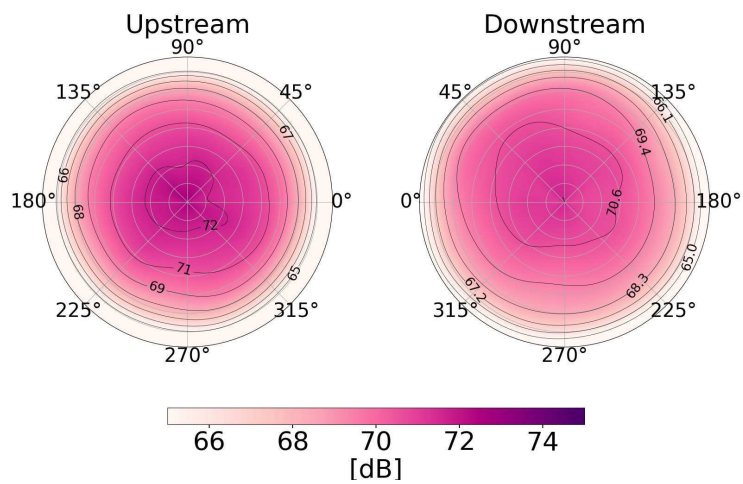
(a) $l_{\text{axial}} = 30$ mm.(b) $l_{\text{axial}} = 60$ mm.(c) $l_{\text{axial}} = 90$ mm.

Figura 5.6 – Contornos de OASPL-BB para diferentes distâncias axiais para a esfera de microfones.

Tabela 5.1 – Valores de OAPWL, OAPWL-tonal, OAPWL-tonal para picos altos e OAPWL-BB para diferentes distâncias axiais.

Config.	OAPWL (dB)	OAPWL-tonal (dB)	OAPWL-tonal para picos altos (dB)	OAPWL-BB (dB)
x=30 mm	102.34	89.16	84.17	97.50
x=60 mm	101.09	87.81	82.75	97.15
x=90 mm	99.78	86.37	79.38	96.98

5.2.3 Análise em microfones axiais e longitudinais

A partir dos mapas polares analisados, verificou-se que as maiores variações dos níveis de ruído ocorrem no centro dos eixos polares e nas extremidades em ângulos do mapa, tais como $\theta = 90^\circ$ e 0° ou $\theta = 180^\circ$ e 270° . Como as duas primeiras posições são simétricas, a análise pode ser realizada para ângulos entre $\theta = 90^\circ$ e 0° . Como ilustrado na Figura 5.7, essas posições são mapeadas por oito microfones que se distribuem entre o plano de elevação e o plano azimutal. Os microfones mais extremos serão referidos a partir deste ponto como *Upstream*, *Downstream*, centro-neutro e centro-superior. O principal ângulo de referência nesta seção volta a ser o ângulo azimutal, medido em valores positivos para o *Upstream* e negativos para o *Downstream*. A formulação sólida é utilizada para esses microfones, permitindo a análise do ruído total e de cada uma das hélices.

O nível global de pressão sonora (OASPL) ilustrado na Figura 5.8 é calculado com a assinatura de pressão das hélices. Os resultados demonstram que para os microfones mais representativos existe um padrão bem definido de diretividade, com os maiores níveis sendo registrados pelos microfones nas direções *Upstream* e *Downstream* para os dois planos. Os microfones centrais são os que apresentam os menores níveis de ruído, com exceção da Hélice 1 no plano de elevação, para a qual o microfone *Upstream* apresenta níveis 5 dB mais baixos que os outros para $l_{\text{axial}} = 60$ mm e 90 mm. Percebe-se também que o encurtamento de l_{axial} aumenta os níveis de ruído medidos por todos os microfones.

O OASPL em cada uma das hélices revela que as duas hélices reproduzem a tendência de diretividade do OASPL total. A Hélice 1 possui maior influência

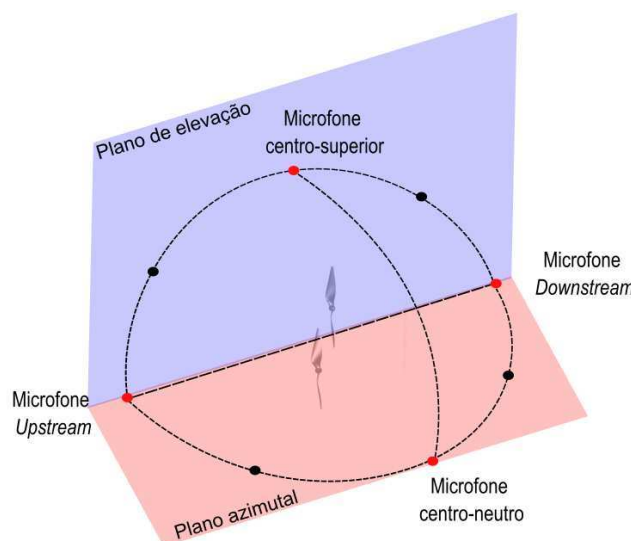


Figura 5.7 – Posições dos microfones de interesse.

no aumento do nível sonoro com o encurtamento de l_{axial} . Enquanto se observa um aumento em torno de 8 dB no OASPL da Hélice 1 para uma variação de l_{axial} entre 90 mm e 30 mm, o aumento verificado para a Hélice 2 não é superior a 3 dB, embora os níveis de OASPL da Hélice 2 sejam ligeiramente superiores aos da Hélice 1. Adicionalmente, para ambas as hélices, o microfone central mostra um aumento inferior a 5 dB com a redução da distância axial. Esse resultado está de acordo com o observado para a PSD do empuxo e a análise da derivada da pressão no tempo na Seção 4.1, onde as flutuações mais relevantes com o encurtamento de l_{axial} foram notadas para a Hélice 1. Em suma, o ruído gerado pela Hélice 1 se aproxima do ruído da Hélice 2 quando $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

Para o OASPL-tonal (Figura 5.9a), os efeitos observados para o OASPL tornam-se mais pronunciados, particularmente com a acentuação dos padrões de diretividade, mantendo-se a mesma exceção para o microfone *Upstream*. Além disso, na Hélice 1, para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, os níveis são mais uniformes entre todos os microfones. A análise dos níveis da Hélice 1 revela aumentos muito mais pronunciados do que os da Hélice 2 à medida que l_{axial} diminui. Enquanto a Hélice 1 apresenta aumentos que se aproximam de 10 dB, a Hélice 2 exibe variações abaixo de 5 dB. Para o OASPL-tonal para picos altos (Figura 5.10a), o mesmo padrão

de diretividade do OASPL persiste. A Hélice 1 mostra aumentos de até 10 dB, enquanto a Hélice 2 também apresenta aumentos abaixo de 5 dB.

Os resultados para o nível global de pressão sonora de banda larga (OASPL-BB), ilustrado na Figura 5.11, são semelhantes aos resultados OASPL e OASPL-tonal no que se refere à diretividade. Entretanto, os níveis do OASPL-BB não aumentam com o encurtamento da distância axial e as magnitudes são bastante semelhantes entre as hélices. Esses resultados reforçam o efeito previamente observado na análise do espectro de superfícies 4.1, quando se mostrou que o ruído de banda larga nas maiores frequências não é afetado de forma significativa pelo encurtamento de l_{axial} .

Considerando que as maiores variações com a distância axial foram observadas para os microfones nas direções *Upstream* e *Downstream*, a análise dos espectros de banda estreita para esses microfones é relevante. Por outro lado, pelo fato de desses microfones mostrarem tendências e valores próximos, os resultados apenas do microfone *Downstream* são apresentados.

As Figuras 5.12 mostram os espectros de banda estreita do ruído para as hélices 1 e 2 em diferentes valores de l_{axial} , identificando ruído de espessura, ruído de carregamento e ruído total. Primeiramente, verifica-se que o ruído de espessura possui relevância bastante inferior em comparação ao ruído de carregamento, um aspecto também verificado para as demais posições de microfones, conforme mostra o Apêndice B. Isso confirma a hipótese de que a derivada no tempo da pressão possui relação direta com os efeitos observados nos níveis de ruído das hélices.

Percebe-se também que o aumento do nível de ruído com o encurtamento de l_{axial} é mais pronunciado na Hélice 1, com o surgimento de diversos picos em altas frequências a partir do quinto múltiplo da BPF em função da variação de l_{axial} , principalmente, de 60 mm para 30 mm. No caso da Hélice 2, esses picos estão presentes em todas as distâncias axiais analisadas. Para o ruído de banda larga não são observadas diferenças entre as hélices e tampouco em relação ao encurtamento da distância, em concordância com os resultados anteriores. Em suma, é possível observar que a Hélice 1 passa a se aproximar do espectro da Hélice 2 com a diminuição da distância axial.

Para confirmar que o espectro de ruído da Hélice 1 se aproxima do espectro da Hélice 2 à medida que l_{axial} diminui, a coerência entre os sinais das duas hélices

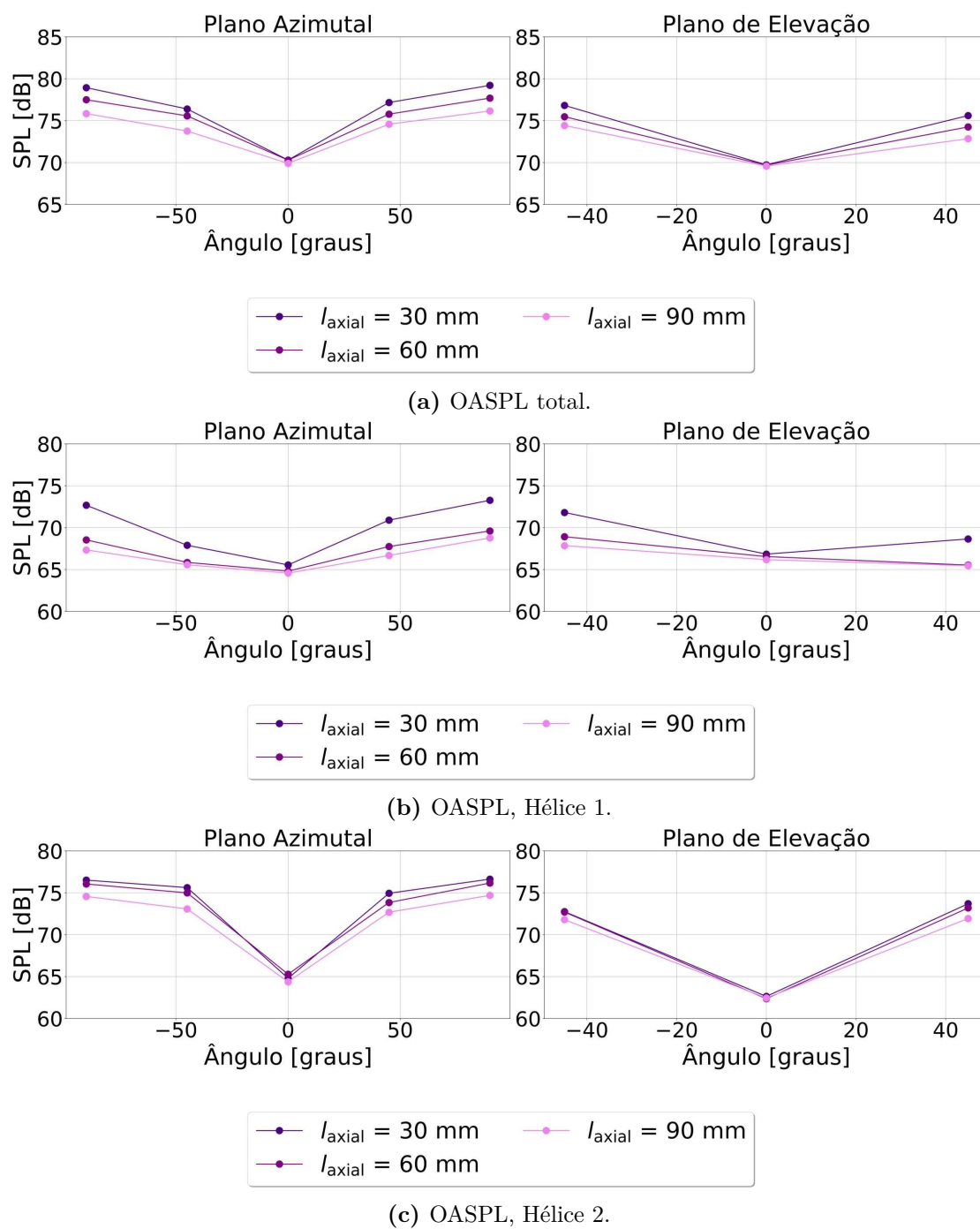
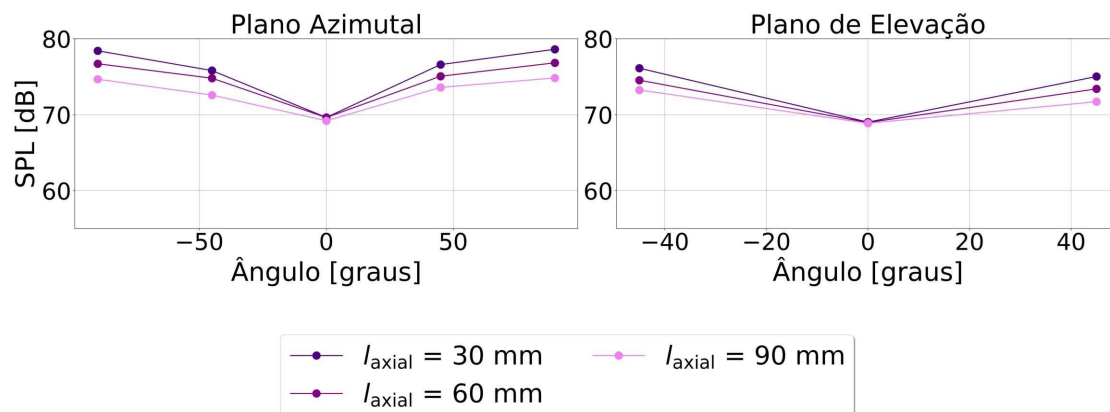
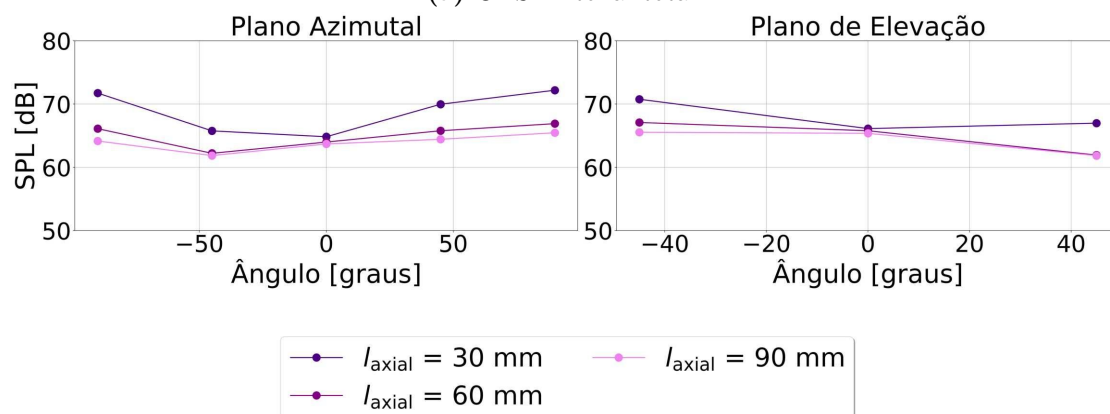


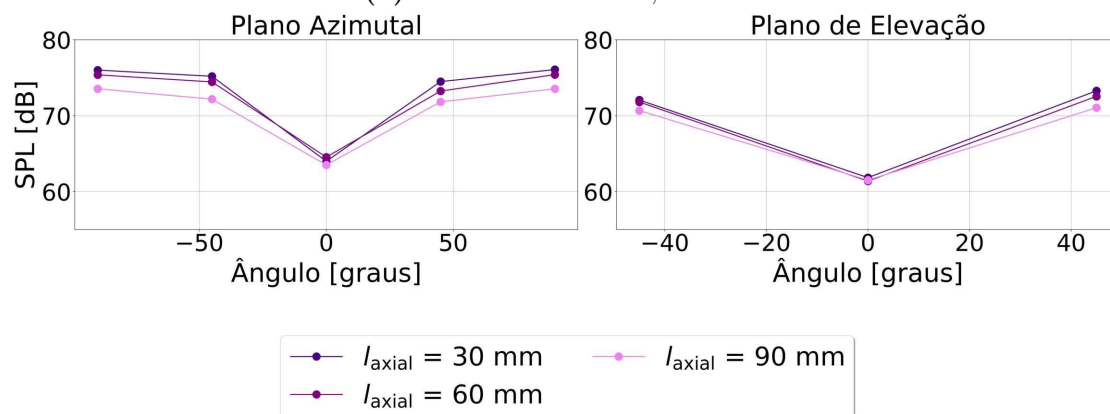
Figura 5.8 – OASPL para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices



(a) OASPL-tonal total.



(b) Ruído OASPL-tonal, Hélice 1.



(c) Ruído OASPL-tonal, Hélice 2.

Figura 5.9 – OASPL-tonal para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices

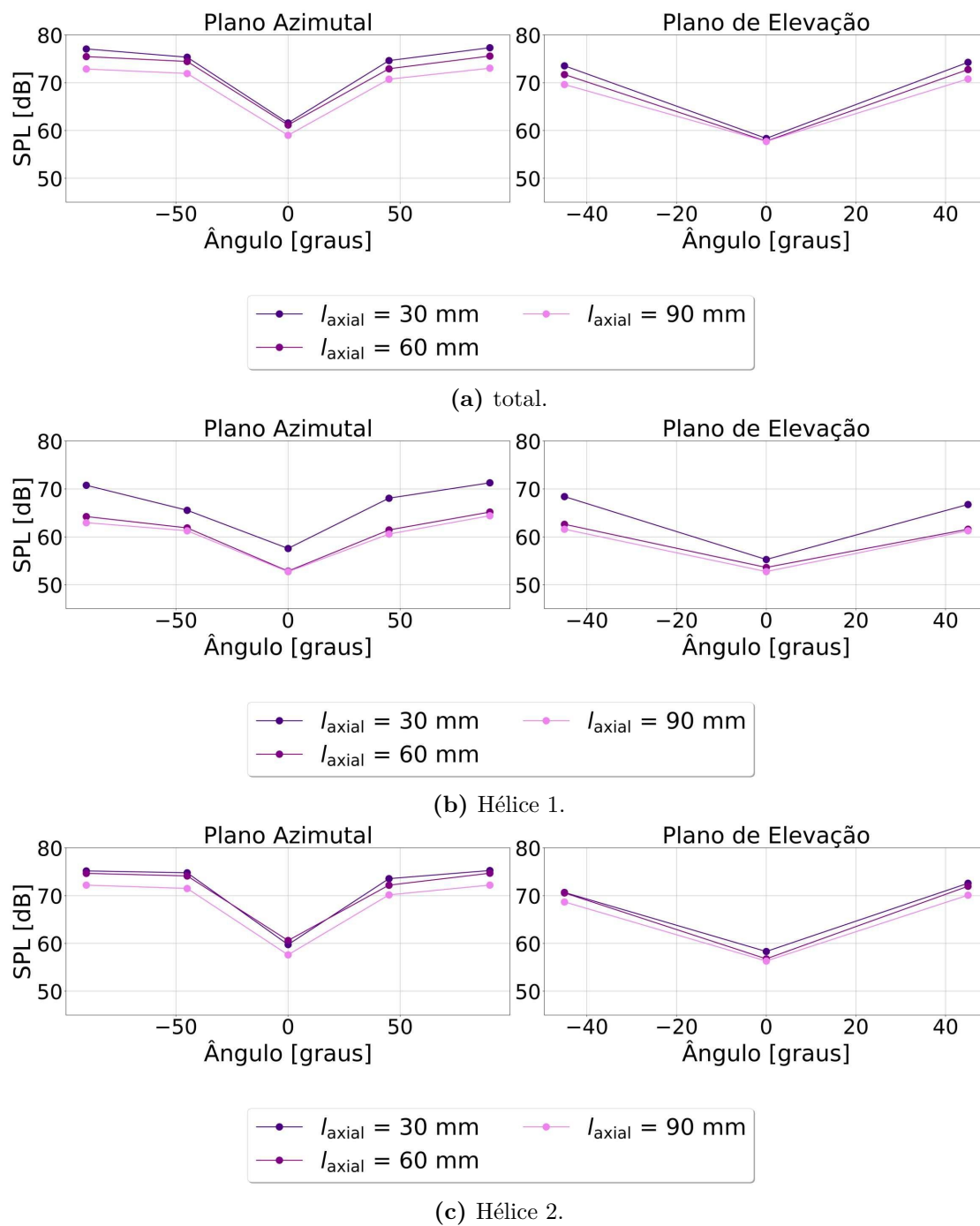
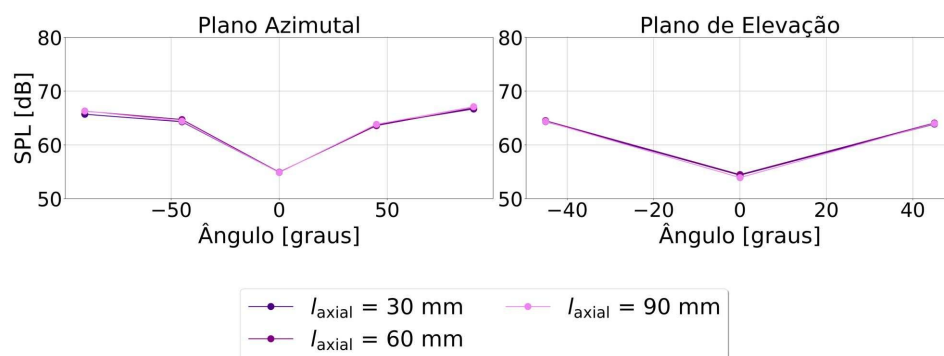
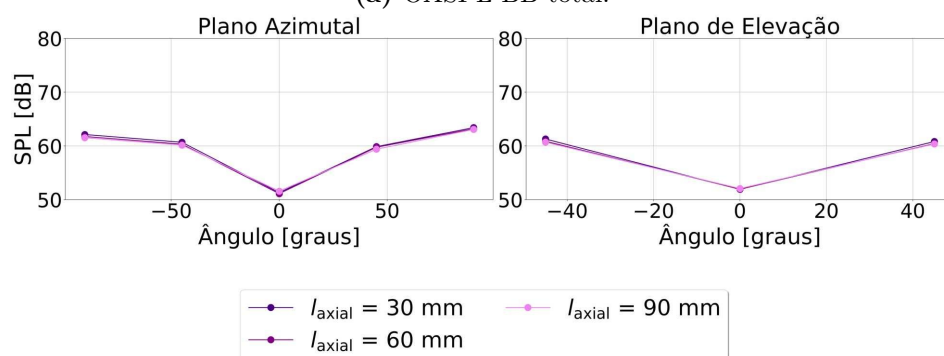


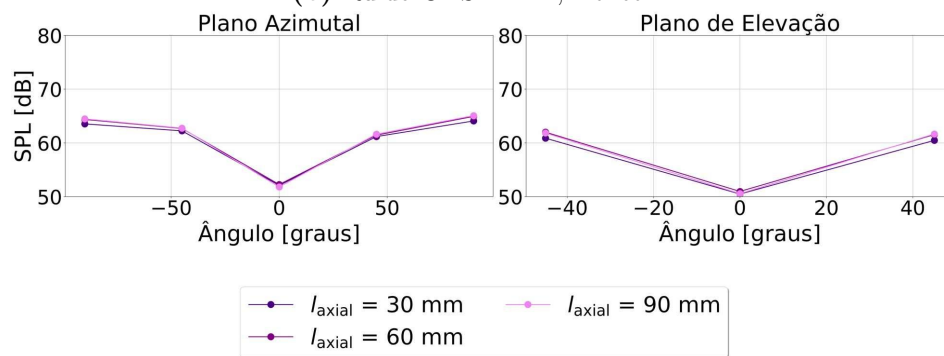
Figura 5.10 – OASPL-tonal para picos altos para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices



(a) OASPL-BB total.



(b) Ruído OASPL-BB, Hélice 1.



(c) Ruído OASPL-BB, Hélice 2.

Figura 5.11 – OASPL-BB para os microfones de interesse, total e para cada uma das hélices

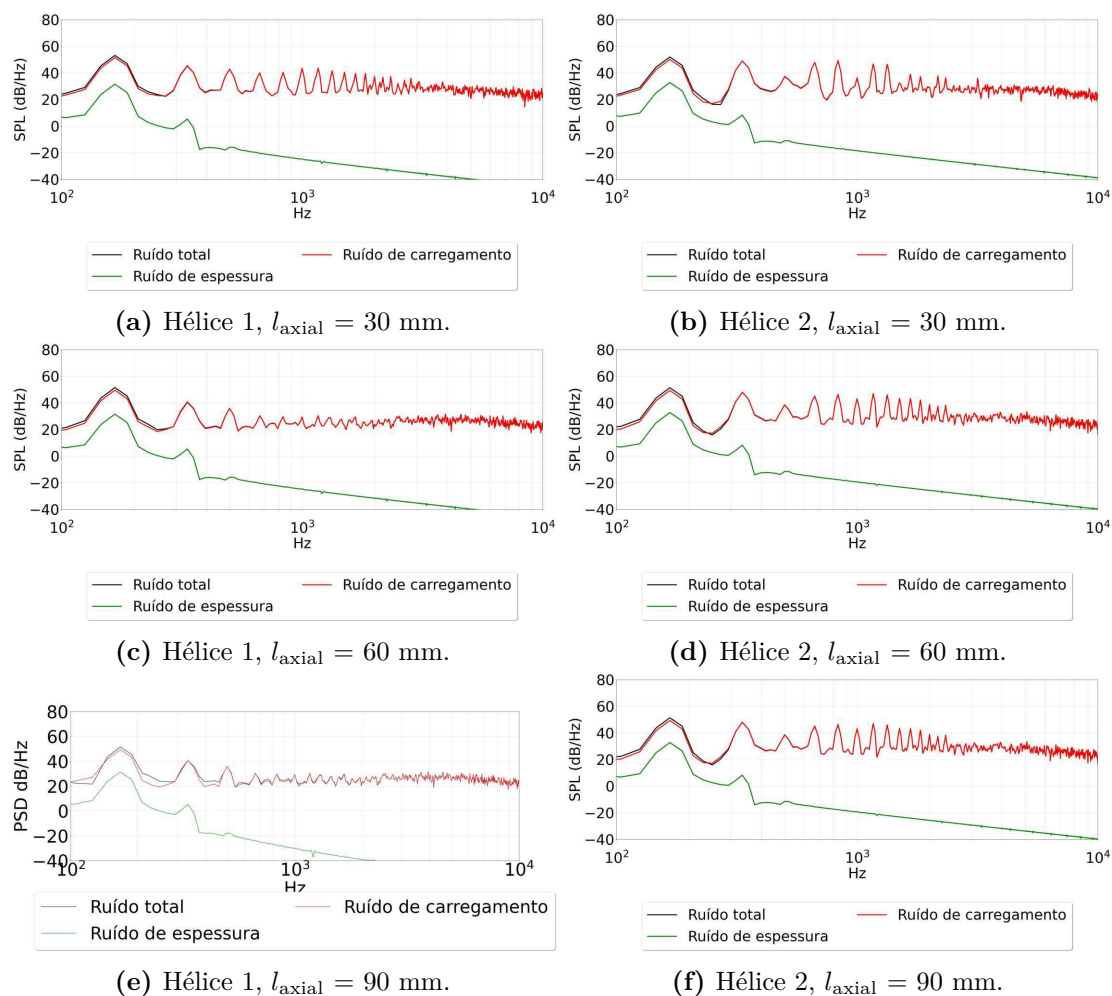


Figura 5.12 – Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento.

foi calculada para os três valores de l_{axial} para o microfone *Downstream* e mostrada na Figura 5.11. Observa-se claramente essa tendência nos múltiplos de BPFs a partir do quinto, onde a coerência atinge valores muito próximos de 1. As demais frequências confirmam a coerência para baixos múltiplos da BPF e menor coerência para o ruído de banda larga. Entretanto, conforme observado, os níveis do ruído de banda larga não são sensíveis à variação de l_{axial} , para a faixa analisada, e este fato simplesmente confirma, estatisticamente, a conhecida natureza não determinística do ruído de banda larga. Além disso, a fase da correlação também demonstrou resultados inferiores à 2 radianos para todas as frequências, além de variação

irrelevante entre todos os microfones de interesse. O que reforça a hipótese de que as ondas de pressão emitidas por ambas as hélices chegam quase simultaneamente aos microfones. Os resultados tanto da fase quanto dos demais microfones podem ser encontrados no Apêndice B.

5.3 Principais resultados

Este capítulo analisou as variáveis mais críticas sobre o desempenho aerodinâmico e os níveis de ruído de um par de hélices em interposição parcial e diferentes distâncias axiais, por meio de resultados instantâneos e dos espectros de torque e de empuxo. Os níveis de ruído apresentados por meio de mapas polares permitiram uma análise de caráter omnidirecional da diretividade do ruído, com separação de fontes tonais e de banda larga. Posições críticas nesses mapas foram identificadas e analisadas em detalhes com o uso da propagação a partir da formulação sólida, revelando as características do ruído gerado pelas hélices e a influência da distância axial na interação entre elas.

O principal resultado foi a confirmação de que o encurtamento da distância axial entre as hélices afeta mais significativamente a Hélice 1, posicionada a montante do conjunto. Com o encurtamento da distância, a Hélice 1 passa a apresentar maiores amplitudes de flutuações de empuxo e maiores níveis de ruído, aproximando-se do padrão da Hélice 2 posicionada a jusante. De fato, verificou-se que a Hélice 2 apresenta maiores amplitudes de flutuações de empuxo e de torque, e essas flutuações são praticamente insensíveis à distância axial.

Observou-se que os picos dos espectros de empuxo e de torque da Hélice 1, assim como os seus níveis de ruído, aumentam com o encurtamento da distância axial, a partir da quinta BPF, aproximando seus níveis aos níveis da Hélice 2, os quais são virtualmente independentes da distância axial. Essa conclusão é confirmada por resultados mostrando o aumento dos níveis tonais de ruído e a coerência entre os sinais de ruído das duas hélices.

A separação do ruído total em ruído de espessura e de carregamento mostrou a dominância do ruído de carregamento. Isso permitiu estabelecer que o aumento do ruído de alta frequência é originado pelas flutuações da derivada temporal da pressão na pá em interposição na Hélice 1, devido ao encurtamento da distância

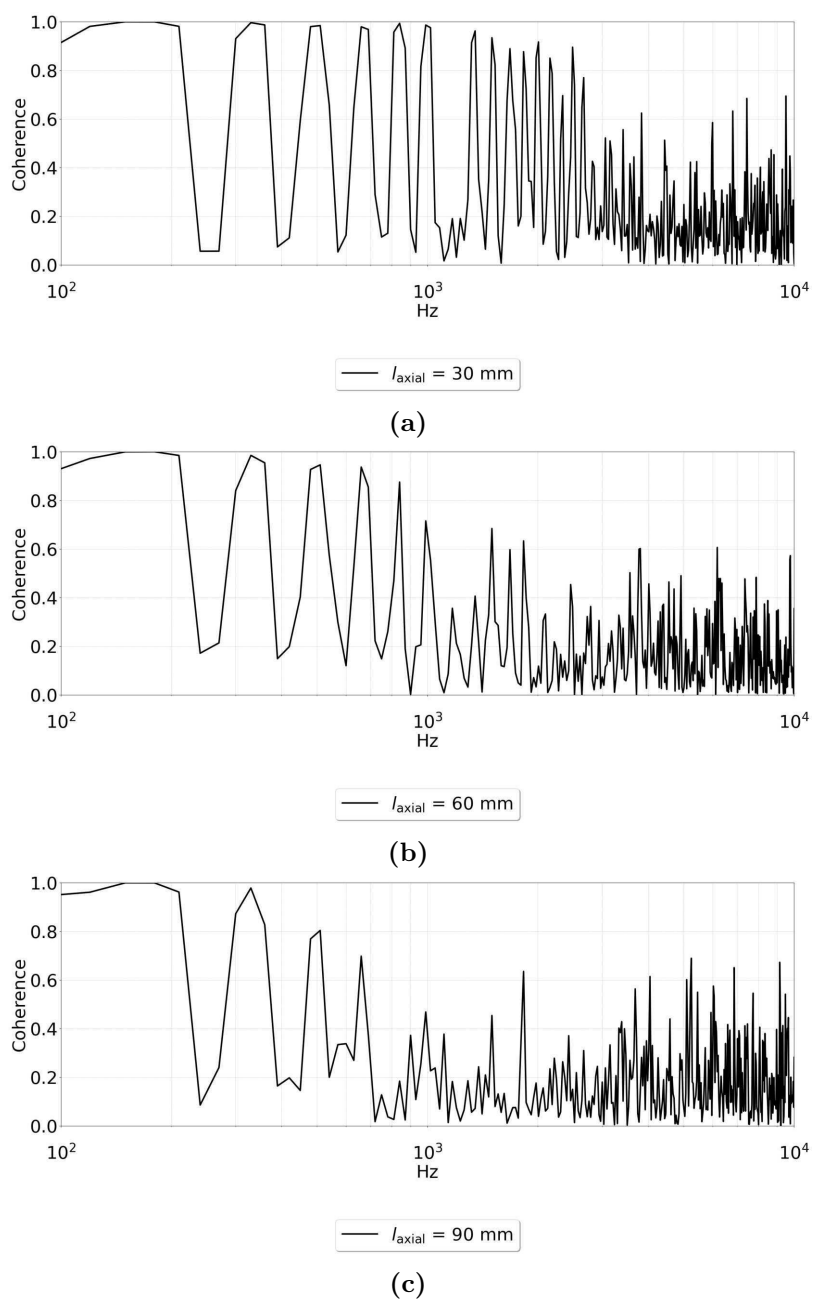


Figura 5.13 – PSD da coerência entre os sinais das hélices no microfone de *Downstream*.

entre as hélices. Esse fenômeno decorre da dependência do ruído de carregamento na Equação (3.32) em relação à derivada temporal da pressão.

Observou-se também que o ruído de banda larga entre as duas hélices é bastante similar, para todas as distâncias axiais. Dessa forma, os campos de vorticidade apresentados no capítulo 4 parecem não impactar significativamente o ruído de banda larga. Conclui-se assim que a principal fonte de ruído para pares de hélices em interposição parcial é o carregamento instável, o qual é sensível à distância axial entre as hélices principalmente no caso da Hélice 1, fenômeno explicado pelas ondas acústicas provenientes da Hélice 2 com o encurtamento da distância axial, conforme a Seção 4.1.

6 CONCLUSÕES

6.1 Considerações iniciais

O presente trabalho investigou o efeito da distância axial entre duas hélices com interposição parcial sobre a geração de fontes sonoras e o desempenho aerodinâmico. A relevância do tema reside na crescente demanda por aeronaves elétricas de decolagem e pouso verticais (eVTOLs), projetadas para operar em regiões urbanas com rigorosos limites de ruído. Para atender à necessidade de distribuir a propulsão ao longo da fuselagem, o projeto de eVTOLs tem cada vez mais reduzido a distância entre hélices. Essa configuração pode gerar interações complexas entre as hélices, afetando o desempenho aerodinâmico e elevando os níveis de ruído. Apesar de sua importância, ainda há lacunas significativas no conhecimento sobre como variáveis críticas de posicionamento, particularmente em interposição parcial, afetam a geração de ruído e o desempenho aerodinâmico de múltiplas hélices. Essa configuração de montagem origina a aspiração da esteira gerada pela hélice a montante, influenciando substancialmente as características aerodinâmicas e acústicas.

Estudos disponíveis na literatura empregaram diferentes conjuntos de dados, numéricos ou experimentais, obtidos por meio de diferentes métodos. Observa-se que análises de previsões numéricas do campo de velocidades e da assinatura de pressão são capazes de explicar os mecanismos que afetam as fontes sonoras e os níveis de ruído produzidos pelo conjunto de hélices. Em particular, o método de redes de Boltzmann (LBM) em conjunto com a Simulação de Escalas Muito Grandes (VLES). Em comparação com os modelos clássicos baseados nas equações de Navier-Stokes, como a Simulação de Grandes Escalas (LES), o método LBM-VLES adota hipóteses menos restritivas para o escoamento. Isso resulta em um melhor desempenho computacional e permite a modelagem do movimento de gases e fluidos a partir de efeitos intermoleculares. As simulações realizadas com o modelo LBM-VLES no código PowerFLOW envolvem importantes aspectos relativos à transição entre as escalas da turbulência resolvidas e as escalas modeladas quando se resolve a camada limite na superfície das hélices, principalmente na escolha de funções de parede e no emprego de uma saliência geométrica (*tripping*) para a transição entre a turbulência resolvida e a modelada.

Os níveis de ruído e o desempenho aerodinâmico do conjunto de uma dupla de hélices são fortemente afetados pela configuração geométrica e pelas suas condições de operação, principalmente quando as hélices se encontram em interposição, situação em que uma hélice está posicionada a jusante da esteira de outra. Por exemplo, diversos estudos demonstraram que a distância entre as pontas de pás das hélices estabelece um limiar no qual as suas interações passam a afetar significativamente a geração de ruído. Entretanto, uma variável pouco explorada na literatura é a distância axial entre as hélices em interposição, principalmente no que se refere ao impacto desta variável no mecanismo de geração de fontes sonoras e no desempenho aerodinâmico das hélices. Portanto, este tema foi definido como o objetivo principal desta tese. Os resultados do modelo VLES utilizado no presente trabalho foram validados a partir de comparações com medições realizadas nas instalações do LVA-UFSC (Beck, 2025) para hélices de diâmetro $D = 300$ mm, em três distâncias axiais (0,1D, 0,2D e 0,3D) e interposição entre as hélices de 0,25D.

Nas previsões de parâmetros aerodinâmicos, as diferenças típicas entre previsões e medições ficaram entre 10-15% para empuxo e torque. Não se observaram variações de valores médios de torque e empuxo com a redução da distância axial entre as hélices, entretanto, notou-se que a redução da distância axial aumentou a amplitude do empuxo e do torque instantâneos apenas na hélice a montante (Hélice 1). As simulações capturaram corretamente os espectros do empuxo e do torque das hélices, em relação aos picos espectrais em múltiplos da frequência de passagem das pás (BPFs). Observou-se uma parcela espúria nas medições em frequências próximas a 1 kHz, o que impediu a validação nesta banda. O efeito mais importante capturado pelas simulações e observado nos experimentos é que a hélice a montante é mais afetada pela redução da distância axial do que a hélice a jusante (Hélice 2).

No que se refere a parâmetros acústicos, dados experimentais do nível global de pressão sonora (OASPL) e seus conteúdos tonal (OASPL-tonal) e de banda larga (OASPL-BB) foram utilizados para validação do modelo, observando-se diferenças entre 5 e 10 dB. Apesar dessas diferenças nos valores absolutos, as tendências de variação com a redução da distância axial foram adequadamente capturadas pelas simulações.

6.2 Principais Conclusões

A análise dos torques e dos empuxos produzidos pelas hélices demonstrou que a Hélice 1 é mais afetada pela distância axial do que a Hélice 2. A redução da distância axial entre as hélices provoca maiores picos de flutuações de empuxo, principalmente em múltiplos da frequência de passagem da pá, na Hélice 1, o que a aproxima dos resultados da Hélice 2, a qual se mantém pouco sensível à variação da distância axial.

Os contornos da derivada temporal da pressão na superfície das hélices evidenciaram que a Hélice 1 é significativamente mais sensível à redução da distância axial do que a Hélice 2, que mantém seu padrão característico praticamente inalterado. Especificamente, a redução de l_{axial} promove maior assimetria entre as pás da Hélice 1, aproximando seu comportamento do padrão naturalmente assimétrico da Hélice 2. Esta última, por sua vez, já apresenta assimetria intrínseca independentemente da variação da distância axial. A análise do espectro da assinatura de pressão das hélices também reforçou essa tendência, principalmente para bandas centradas em 500 Hz. Para bandas acima de 1000 Hz, as hélices apresentam padrões próximos e insensíveis à distância axial. Esse aspecto sugere um efeito de geração de fontes sonoras que impactam mais significativamente a componente tonal do ruído, predominante em bandas de frequência mais baixas.

Os campos de pressão e de velocidade também evidenciaram que a distância axial influencia a intensidade de vórtices entre as hélices e na esteira, mas de formas opostas. Por exemplo, o encurtamento da distância propicia a formação de vórtices na esteira, que oscilam com uma amplitude equivalente à região compreendida entre as pontas das pás em interposição das hélices 1 e 2. Por outro lado, os vórtices na região entre as pás se tornam mais intensos com o aumento da distância axial, uma vez que a redução dessa distância inibe a formação de vórtices. A análise do campo ao redor das hélices mostra magnitudes elevadas da derivada da pressão nessas duas regiões. Essa análise também destaca o aumento da interação entre as ondas acústicas emitidas pela Hélice 2 na Hélice 1 com a redução da distância axial. Esse seria o provável mecanismo responsável por aproximar o comportamento da Hélice 1 ao da Hélice 2, como observado ao analisar a derivada da pressão na superfície da Hélice 1 com a diminuição da distância axial. Nas pontas de pás livres,

já não foram identificados valores significativos da derivada temporal da pressão, sugerindo que essa região não seja significativa na geração de fontes sonoras quando comparada às demais.

A análise de ruído foi realizada para posições de microfones que apresentaram maiores variações do OASPL, identificadas através de mapas polares para posições distribuídas que formam uma esfera ao redor do sistema de hélices. A análise dos espectros de banda estreita, obtida pela propagação da assinatura de pressão em cada uma das hélices separadamente, demonstrou que a redução da distância axial entre as hélices afeta mais significativamente a Hélice 1, com picos de altas frequências a partir da quinta BPF, tendendo aos resultados da Hélice 2 que exibiu esses picos em todas as distâncias axiais consideradas. O OASPL para o ruído tonal da Hélice 1 aumenta em 10 dB, em comparação com 5 dB para a Hélice 2 com a redução da distância axial. A separação do ruído total em conteúdos de carregamento e de espessura demonstrou que o ruído de espessura é negligenciável para os picos de alta frequência, permitindo estabelecer uma relação direta entre os níveis globais de ruído e a componente de carregamento, que possui uma relação intrínseca com a derivada temporal da pressão na superfície da hélice. Uma vez que o ruído de banda larga se manteve insensível à distância axial, observa-se que os efeitos verificados para a distância axial sobre a vorticidade não impactam significativamente o ruído de banda larga.

Uma análise de coerência entre os sinais de ruído emitidos pelas duas hélices revelou correlação unitária nas frequências dos picos da Hélice 1 com a redução da distância axial, o que indica coerência estatística entre os sinais. Dessa forma, considerando a análise da derivada temporal da pressão no campo gerado entre as hélices, conclui-se que a interação entre as ondas acústicas provenientes da Hélice 2 sobre a Hélice 1 é responsável por aproximar o comportamento entre as hélices, a partir do aumento dos picos de alta frequência, com o encurtamento da distância axial, o que caracteriza um efeito crítico dessa variável para hélices em interposição parcial.

6.3 Sugestões para Trabalhos Futuros

Os seguintes tópicos são propostos para trabalhos futuros a fim de explorar em maior detalhamento as características da operação de hélices duplas, além de explorar outros métodos para previsões numéricas:

- **Influência da fase entre as hélices:** Estudos disponíveis na literatura demonstram importantes efeitos no ruído tonal devido à variação de fase entre as hélices. Esses efeitos poderiam ser analisados numericamente com foco nas fontes sonoras e na distância axial entre as hélices.
- **Velocidade de rotação e sentido de giro das hélices:** A diferença de velocidade de rotação entre as hélices e os sentidos de giro (horário e anti-horário) podem afetar o carregamento na superfície das hélices, a geração de fontes sonoras e o ruído tonal e o ruído de banda larga. Esse fenômeno também não foi analisado numericamente e pode revelar importantes características das fontes sonoras.
- **Fator de avanço das hélices:** Alguns estudos apontam que a velocidade de corrente livre pode afetar o desempenho aerodinâmico e a geração de fontes sonoras. Assim, a inclinação da velocidade de escoamento livre em relação ao eixo das hélices pode gerar uma situação similar à interposição parcial em hélices co-rotativas com uma distância positiva entre suas pontas de pá (sem interposição), conforme investigado em (Lattari et al., 2024).
- **Implementação de métodos numéricos:** A implementação adicional de métodos numéricos, tal como o método de redes de vórtices e métodos de separação de fontes independentes da média de conjuntos, pode auxiliar na identificação de mais características do escoamento e da geração de fontes sonoras.
- **Técnicas de decomposição:** Métodos de decomposição de superfície como, por exemplo *Spectral Proper Orthogonal Decomposition* (SPOD) e *Dynamic Mode Decomposition* (DMD) podem permitir uma análise mais aprofundada da assinatura de pressão na superfície das hélices e revelar modos de oscilação importantes na geração de fontes sonoras.

REFERÊNCIAS

- A³, A. (2019). Vahana: The Self-Piloted, eVTOL Aircraft [Accessed: 2025-01-10]. <https://www.airbus.com/en/innovation/urban-air-mobility/vahana>
- Afari, S. O., & Mankbadi, R. R. (2023). Simulations of multi-rotor interaction noise at hovering & forward flight conditions. *International Journal of Aeroacoustics*, 22(1-2), 153–187. <https://doi.org/10.1177/1475472X231152608>
- Alexander, W. N., Devenport, W. J., & Glegg, S. A. (2017). Noise from a rotor ingesting a thick boundary layer and relation to measurements of ingested turbulence. *Journal of Sound and Vibration*, 409, 227–240. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2017.07.056>
- APC Propeller Database [Accessed: 2025-02-04]. (2024).
- Ascendance. (2024a). Atea.
- Ascendance. (2024b). Sterna [Disponível em: <https://www.ascendance-ft.com/products/sterna>. Acesso em: 30 dez. 2024.]. <https://www.ascendance-ft.com/products/sterna>
- Aviation, J. (2023). Joby S4 eVTOL Aircraft [Accessed: 2025-01-10]. <https://evtol.news/joby-s4/>
- Beck, A. B. (2025). *Dissertação a ser defendida* [Dissertação de Mestrado]. Universidade Federal de Santa Catarina.
- Beck, A. B., Cordioli, J. A., Bonomo, L. A., Fonseca, J. V. N., Simões, L. G., Tourinho, A. M., Casalino, D., Ragni, D., & Avallone, F. (2024). Comparative Assessment of Isolated Propeller Noise Test Rigs. Em *30th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. <https://doi.org/10.2514/6.2024-3323>
- Bhatnagar, P. L., Gross, E. P., & Krook, M. (1954). A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems. *Phys. Rev.*, 94, 511–525. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.94.511>
- Biser, S., Atanasov, G., Hepperle, M., Filipenko, M., Keller, D., Vechtel, D., Boll, M., Kastner, N., & Noe, M. (2020). Design Space Exploration Study and Optimization of a Distributed Turbo-Electric Propulsion System for a Regional Passenger Aircraft [[Online]. Available: <https://doi.org/10.2514/6.2020-3592>]. <https://doi.org/10.2514/6.2020-3592>

- Bonomo, L. A., Cordioli, J. A., Colaciti, A. K., Fonseca, J. V. N., & Simões, L. G. (s.d.). Assessment of the Performance of Tonal-Broadband Decomposition Algorithms for Propeller Noise. Em *AIAA AVIATION 2023 Forum*. <https://doi.org/10.2514/6.2023-3218>
- Brès, G., Pérot, F., & Freed, D. (2010). A Ffowcs Williams - Hawkings Solver for Lattice-Boltzmann Based Computational Aeroacoustics. Em *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. <https://doi.org/10.2514/6.2010-3711>
- Brooks, T. F., Pope, D. S., & Marcolini, M. A. (1989). *Airfoil self-noise and prediction* (rel. técn.).
- Bu, H., Ma, Z., & Zhong, S. (2022). An experimental investigation of noise characteristics of overlapping propellers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *152*(1), 591–600.
- Bu, H., Wu, H., Bertin, C., Fang, Y., & Zhong, S. (2021). Aerodynamic and acoustic measurements of dual small-scale propellers. *Journal of Sound and Vibration*, *511*, 116330. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jsv.2021.116330>
- Cai, S.-G., Degryny, J., Boussuge, J.-F., & Sagaut, P. (2021). Coupling of turbulence wall models and immersed boundaries on Cartesian grids. *Journal of Computational Physics*, *429*, 109995. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jcp.2020.109995>
- Camussi, R., & Meloni, S. (2021). On the application of wavelet transform in jet aeroacoustics. *Fluids*, *6*(8), 299.
- Casalino, D., & Barbarino, M. (2011). Stochastic method for airfoil self-noise computation in frequency domain. *AIAA J.*, *49*(11), 2453–2469.
- Casalino, D., Grande, E., Romani, G., Ragni, D., & Avallone, F. (2021). Definition of a benchmark for low Reynolds number propeller aeroacoustics. *Aerospace Science and Technology*, *113*, 106707. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.106707>
- Casalino, D., Romani, G., Zhang, R., & Chen, H. (2022). Lattice-Boltzmann calculations of rotor aeroacoustics in transitional boundary layer regime. *Aerospace Science and Technology*, *130*, 107953. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107953>

- Celik, A., Jamaluddin, N. S., Baskaran, K., Meloni, S., Rezgui, D., & Azarpeyvand, M. (2024). Experimental characterisation of rotor noise in tandem configuration. *Applied Acoustics*, 222, 110053. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2024.110053>
- Chen, H., Goldhirsch, I., & Orszag, S. (2008). Discrete rotational symmetry, moment isotropy, and higher order lattice Boltzmann models. *J. Sci. Comput.*, 34(1), 87–112. <https://doi.org/10.1007/s10915-007-9159-3>
- Chen, H., Kandasamy, S., Orszag, S. A., Succi, S., & Yakhot, V. (2003). Extended Boltzmann kinetic equation for turbulent flows. *Science*, 301(5633), 633–636. <https://doi.org/10.1126/science.1085048>
- Chen, H., Zhang, R., & Gopalakrishnan, P. (2020). Filtered lattice Boltzmann collision formulation enforcing isotropy and Galilean invariance. *Phys. Scr.*, 95(3), 034003. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ab7737>
- Chen, Orszag, S., Starelesky & Succi. (2004). Expanded analogy between Boltzmann kinetic theory of fluids and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 519, 301–314. <https://doi.org/10.1017/S0022112004001211>
- Chen, W., & Huang, X. (2018). Wavelet-Based Beamforming for High-Speed Rotating Acoustic Source. *IEEE Access*, 6, 10231–10239. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2018.2795538>
- Chen, W., Ma, Z., Spieser, É., Guo, J., Zhou, P., Zhong, S., Zhang, X., & Huang, X. (2023). Acoustic imaging of the broadband noise arising in contra-rotating co-axial propellers. *Aerospace Science and Technology*, 141, 108531. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2023.108531>
- Cottet, G.-H., Koumoutsakos, P. D., et al. (2000). *Vortex methods: theory and practice* (Vol. 313). Cambridge university press Cambridge.
- de Vries, R., van Arnhem, N., Sinnige, T., Vos, R., & Veldhuis, L. L. (2021). Aerodynamic interaction between propellers of a distributed-propulsion system in forward flight. *Aerospace Science and Technology*, 118, 107009. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.107009>
- Desquesnes, G., Terracol, M., & Sagaut, P. (2007). Numerical Investigation of the Tone Noise Mechanism over Laminar Airfoils. *Journal of Fluid Mechanics*, 591, 155–182.

- Electroacoustics - Octave-band and fractional-octave-band filters*. (2023). International Electrotechnical Commission (IEC). <https://www.target.com.br/produtos/normas-tecnicas/46316/nbriec61260-1-eletroacustica-filtros-de-banda-de-oitava-e-fracao-de-oitava-parte-1-especificacoes>
- Farassat, F. (2007). *Derivation of Formulation 1 and 1A of Farassat* (rel. técn. N. TM-2007-214853). NASA.
- Ffowcs Williams, J. E., Hawkings, D. L., & Lighthill, M. J. (1969). Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 264(1151), 321–342.
- Gennaretti, M., & Bernardini, G. (2007). Novel Boundary Integral Formulation for Blade-Vortex Interaction Aerodynamics of Helicopter Rotors. *AIAA Journal*, 45(6), 1169–1176. <https://doi.org/10.2514/1.18383>
- Glegg, S., & Devenport, W. (2017). *Aeroacoustics of Low Mach Number Flows: Fundamentals, Analysis, and Measurement*. Academic Press. <https://books.google.com.br/books?id=H04ADQAAQBAJ>
- GmbH, V. (2017). Volocopter 2X eVTOL Aircraft [Accessed: 2025-01-10]. <https://evtol.news/volocopter-2x/>
- Gohardani, A. S., Doulgeris, G., & Singh, R. (2011). Challenges of future aircraft propulsion: A review of distributed propulsion technology and its potential application for the all electric commercial aircraft. *Progress in Aerospace Sciences*, 47(5), 369–391. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2010.09.001>
- Gonzalez-Martino, I., Romani, G., Wang, J., & Casalino, D. (2018). Rotor Noise Generation in a Turbulent Wake using Lattice-Boltzmann Methods. *2018 AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 3447.
- Goody, M. (2004). Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA J.*, 42(9), 1788–1794.
- Grad, H. (1949). Note on N-dimensional Hermite polynomials. *Commun. Pure Appl. Maths*, 2, 325.
- Grande, E., Ragni, D., Avallone, F., & Casalino, D. (2022). Laminar Separation Bubble Noise on a Propeller Operating at Low Reynolds Numbers. *AIAA Journal*, 60(9), 5324–5335. <https://doi.org/10.2514/1.J061691>

- Grande, E., Romani, G., Ragni, D., Avallone, F., & Casalino, D. (2022). Aeroacoustic Investigation of a Propeller Operating at Low Reynolds Numbers. *AIAA Journal*, 60(2), 860–871. <https://doi.org/10.2514/1.J060611>
- Hamming, R. W. (1983). *Digital Filters*. Dover Publications.
- Hanson, D. B. (1980). Helicoidal Surface Theory for Harmonic Noise of Propellers in the Far Field. *AIAA Journal*, 18(10), 1213–1220. <https://doi.org/10.2514/3.50873>
- Hüppe, A., Grabinger, J., Kaltenbacher, M., Reppenhagen, A., Dutzler, G., & Kühnel, W. (2014). A non-conforming finite element method for computational aeroacoustics in rotating systems. *20th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, 2739.
- ICAO. (2024). Noise from Emerging Technology Aircraft [Accessed: 2025-01-10]. https://www.icao.int/environmental-protection/Pages/noise__new__concepts.aspx
- Jamaluddin, N. S., Celik, A., Baskaran, K., Rezgui, D., & Azarpeyvand, M. (2023a). Experimental Analysis of Rotor Blade Noise in Edgewise Turbulence. *Aerospace*, 10(6). <https://doi.org/10.3390/aerospace10060502>
- Jamaluddin, N. S., Celik, A., Baskaran, K., Rezgui, D., & Azarpeyvand, M. (2023b). Experimental analysis of a propeller noise in turbulent flow. *Physics of Fluids*, 35(7), 075106. <https://doi.org/10.1063/5.0153326>
- Jiang, H., Wu, H., Chen, W., Zhou, P., Zhong, S., Zhang, X., Zhou, G., & Chen, B. (2022). Toward high-efficiency low-noise propellers: A numerical and experimental study. *Physics of Fluids*, 34(7), 076116. <https://doi.org/10.1063/5.0098891>
- Jiang, H., & Zhang, X. (2022). An acoustic-wave preserved artificial compressibility method for low-Mach-number aeroacoustic simulations. *Journal of Sound and Vibration*, 516, 116505. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2021.116505>
- Kamruzzaman, M., Bekiropoulos, D., Lutz, T., Würz, W., & Krämer, E. (2015). A semi-empirical surface pressure spectrum model for airfoil trailing-edge noise prediction. *Int. J. Aeroacoust.*, 14(5–6), 833–882.
- Katz, J., & Plotkin, A. (2001). *Low-Speed Aerodynamics*. Cambridge University Press. <https://books.google.com.br/books?id=rAS1DmBRLo8C>

- Keller, D. (2021). Towards higher aerodynamic efficiency of propeller-driven aircraft with distributed propulsion. *CEAS Aeronautical Journal*, 12. <https://doi.org/10.1007/s13272-021-00535-5>
- Ko, J., & Lee, S. (2023). Quantification of wake interaction effects on multi-rotor configurations in forward flight. *Aerospace Science and Technology*, 135, 108188. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2023.108188>
- Kurtz, D. W., & Marte, J. E. (1970). A review of aerodynamic noise from propellers, rotors, and lift fans.
- Lattari, M. G., Caldeira, G., da Silva, F. D., Salazar, J. P., Cordioli, J. A., & Deschamps, C. J. (2025). Numerical and experimental zig-zag trip effects on a low Reynolds number propeller [To be published]. *Proceedings of the Forum Acusticum*, 8.
- Lattari, M. G., Cordioli, J. A., Deschamps, C. J., da Silva, F. D., & Salazar, J. P. (2024). Numerical Investigation of Aerodynamics and Acoustics in Dual-Propeller Tip-to-Tip Gap Distances. Em *30th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. <https://doi.org/10.2514/6.2024-3260>
- Ledoux, J., Rizzo, S., & Salomon, J. (2021). Analysis of the Blade Element Momentum Theory. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 81(6), 2596–2621. <https://doi.org/10.1137/20M133542X>
- Lee, H., & Lee, D.-J. (2020). Rotor interactional effects on aerodynamic and noise characteristics of a small multirotor unmanned aerial vehicle. *Physics of Fluids*, 32(4), 047107. <https://doi.org/10.1063/5.0003992>
- Lee, S. (2018). Empirical wall-pressure spectral modeling for zero and adverse pressure gradient flows. *AIAA J.*, 56(5), 1818–1829.
- Leishman, J. G., Bhagwat, M. J., & Bagai, A. (2002). Free-vortex filament methods for the analysis of helicopter rotor wakes. *Journal of Aircraft*, 39(5), 759–775.
- Lyu, C., Liu, P., Hu, T., Geng, X., Sun, T., & Akkermans, R. A. (2022). A sliding mesh approach to the Lattice Boltzmann Method based on non-equilibrium extrapolation and its application in rotor flow simulation. *Aerospace Science and Technology*, 128, 107755. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107755>

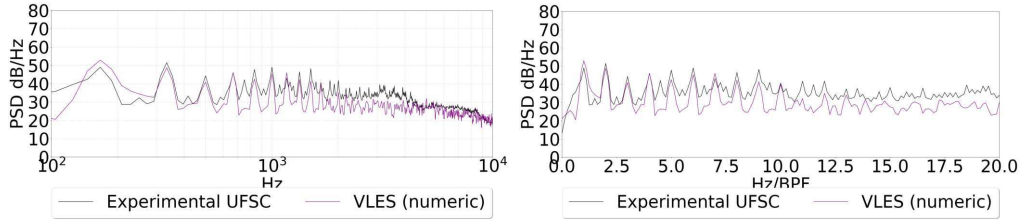
- Moirou, N. G., Sanders, D. S., & Laskaridis, P. (2023). Advancements and prospects of boundary layer ingestion propulsion concepts. *Progress in Aerospace Sciences*, 138, 100897. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2023.100897>
- Mozaffari, S., Cai, S.-G., Jacob, J., & Sagaut, P. (2024). Lattice Boltzmann $k-\omega$ SST based hybrid RANS/LES simulations of turbulent flows. *Journal of Computational Physics*, 514, 113269. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.jcp.2024.113269>
- NASA. (2024). X-57 Maxwell Overview [Acesso em: 30 dez. 2024]. <https://www.nasa.gov/centers-and-facilities/armstrong/x-57-maxwell/>
- Oo, N. L., Zhao, D., Sellier, M., & Liu, X. (2023). Experimental investigation on turbulence effects on unsteady aerodynamics performances of two horizontally placed small-size UAV rotors. *Aerospace Science and Technology*, 141, 108535. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2023.108535>
- Organization, I. C. A. (2008). *Guidance on the Balanced Approach to Aircraft Noise Management* (2^a ed.) [ICAO Document 9829].
- Patterson, M., Derlaga, J., & Borer, N. (2016). High-Lift Propeller System Configuration Selection for NASA's SCEPTOR Distributed Electric Propulsion Flight Demonstrator. <https://doi.org/10.2514/6.2016-3922>
- Poggi, C., Bernardini, G., Gennaretti, M., & Camussi, R. (2022). Scalability of Mach Number Effects on Noise Emitted by Side-by-Side Propellers. *Applied Sciences*, 12(19). <https://doi.org/10.3390/app12199507>
- Project, S. (2025). SilentProp: Advanced Propulsion Systems for Quiet Aircraft [Accessed: 2025-01-10]. <https://www.silentprop.eu/>
- Randall, R. (2021). *Vibration-based Condition Monitoring: Industrial, Automotive and Aerospace Applications*. Wiley. <https://books.google.com.br/books?id=2m0yEAAAQBAJ>
- Roger, M., & Moreau, S. (2005). Bach-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing edge noise model, part 1: theory. *Journal of Sound and Vibration*, 286(3), 477–506.
- Romani, G., Grande, E., Avallone, F., Ragni, D., & Casalino, D. (2022). Performance and noise prediction of low-Reynolds number propellers using the Lattice-

- Boltzmann method [SI: DICUAM 2021]. *Aerospace Science and Technology*, 125, 107086. <https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.107086>
- Rozenberg, Y. (2007, dezembro). *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes: utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides* [tese de dout., Ecole Centrale de Lyon].
- Rozenberg, Y., Robert, G., & Moreau, S. (2012). Wall-pressure spectral model including the adverse pressure gradient effects. *AIAA J.*, 50(10), 2168–2179.
- Shan, X., Yuan, X.-F., & Chen, H. (2006). Kinetic theory representation of hydrodynamics: a way beyond the Navier-Stokes equation. *J. Fluid Mech.*, 550, 413. <https://doi.org/10.1017/S0022112005008153>
- Sijtsma, P. (2007). CLEAN Based on Spatial Source Coherence. *International Journal of Aeroacoustics*, 6(4), 357–374. <https://doi.org/10.1260/147547207783359459>
- Sky, C. (2025). Clean Sky: Europe’s Aeronautical Research Programme [Accessed: 2025-01-10]. <https://www.cleansky.eu/>
- Spalart, P., Jou, W.-H., Strelets, M., & Allmaras, S. (1997). Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS/LES Approach.
- Stokkermans, T. C. A., Usai, D., Sinnige, T., & Veldhuis, L. L. M. (2021). Aerodynamic Interaction Effects Between Propellers in Typical eVTOL Vehicle Configurations. *Journal of Aircraft*, 58(4), 815–833. <https://doi.org/10.2514/1.C035814>
- Systèmes, D. (2023). *PowerFLOW 2022-R3 Documentation* [Version 2021-R4].
- Thurman, C. S. (2022). Computational study of boundary layer effects on stochastic rotor blade vortex shedding noise. *Aerospace Science and Technology*, 131, 107983. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107983>
- Thurman, C. S., Zawodny, N. S., & Pettingill, N. A. (2022). The effect of boundary layer character on stochastic rotor blade vortex shedding noise. *The Vertical Flight Society’s 78th Annual Forum and Technology Display*.
- Towne, A., Schmidt, O. T., & Colonius, T. (2018). Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 847, 821–867. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.283>

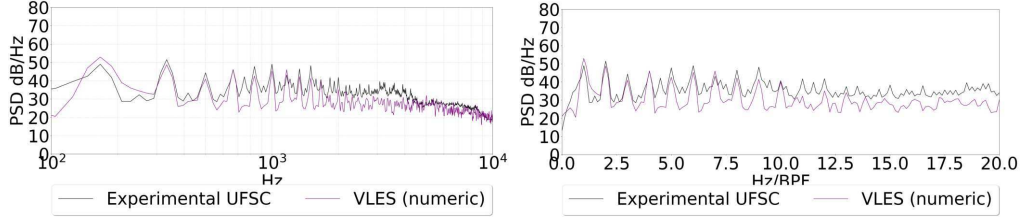
- Virtanen, P., et al. (2020). SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17(3), 261–272. <https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2>
- Welch, P. (1967). The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15, 70–73. <https://doi.org/10.1109/TAU.1967.1161901>
- Wilcox, D. C. (1998). *Turbulence Modeling for CFD* (2nd). DCW Industries, Inc.
- Wu, H., Jiang, H., Zhou, P., Zhong, S., Zhang, X., Zhou, G., & Chen, B. (2022). On identifying the deterministic components of propeller noise. *Aerospace Science and Technology*, 130, 107948. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107948>
- Wu, J., Stalnov, O., Chen, W., Yang, Z., & Huang, X. (2022). Transient analysis of blade-vortex interaction noise. *Aerospace Science and Technology*, 120, 107294. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2021.107294>
- Yakhot, V., Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B., & Speziale, C. G. (1992). Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Phys. Fluids A*, 4(7), 1510–1520. <https://doi.org/10.1063/1.858424>
- Yakhot, V., & Orszag, S. (1986). Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory. *J. Sci. Comput.*, 1(1), 3–51. <https://doi.org/10.1007/BF01061452>
- Yang, Y., Zhou, T., Sciacchitano, A., Veldhuis, L., & Eitelberg, G. (2016). Propeller and inflow vortex interaction: vortex response and impact on the propeller performance. *CEAS Aeronautical Journal*, 7, 419–428.
- Zaman, I., Falsi, M., Zang, B., Azarpeyvand, M., & Meloni, S. (2024). On the aeroacoustics of turbulent boundary layer ingesting propellers. *Physics of Fluids*, 36(7), 075172. <https://doi.org/10.1063/5.0210089>
- Zanotti, A. (2021). Experimental Study of the Aerodynamic Interaction between Side-by-Side Propellers in eVTOL Airplane Mode through Stereoscopic Particle Image Velocimetry. *Aerospace*, 8(9). <https://doi.org/10.3390/aerospace8090239>

- Zanotti, A., & Algarotti, D. (2022). Aerodynamic interaction between tandem overlapping propellers in eVTOL airplane mode flight condition. *Aerospace Science and Technology*, 124, 107518. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2022.107518>
- Zanotti, A., Velo, A., Pepe, C., Savino, A., Grassi, D., & Riccobene, L. (2024). Aerodynamic interaction between tandem propellers in eVTOL transition flight configurations. *Aerospace Science and Technology*, 147, 109017. <https://doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ast.2024.109017>
- Zhang, R., Shan, X., & Chen, H. (2006). Efficient kinetic method for fluid simulation beyond the Navier-Stokes equation. *Phys. Rev. E*, 74(4), 046703. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.74.046703>
- Zhou, D., Wang, K., & Wang, M. (2024). Rotor aeroacoustic response to an axisymmetric turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 981, A25. <https://doi.org/10.1017/jfm.2024.29>

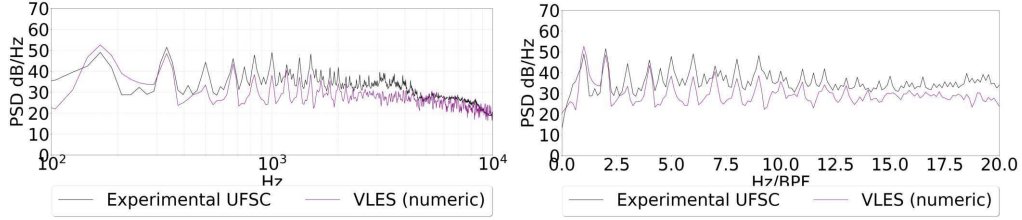
Apêndice A – RESULTADOS DE VALIDAÇÃO



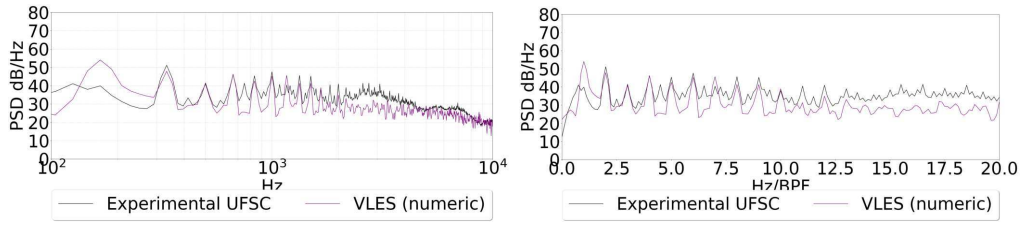
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



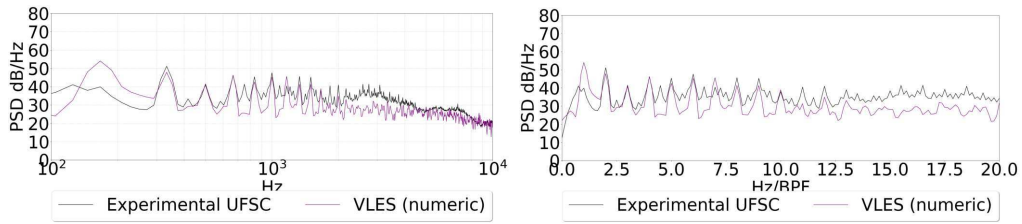
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



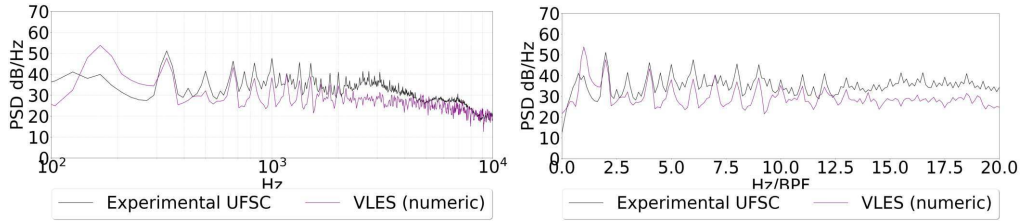
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



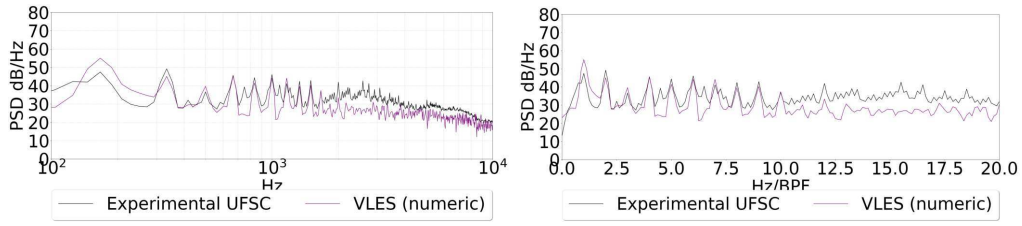
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{\text{axial}} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{\text{axial}} = 30$ mm).



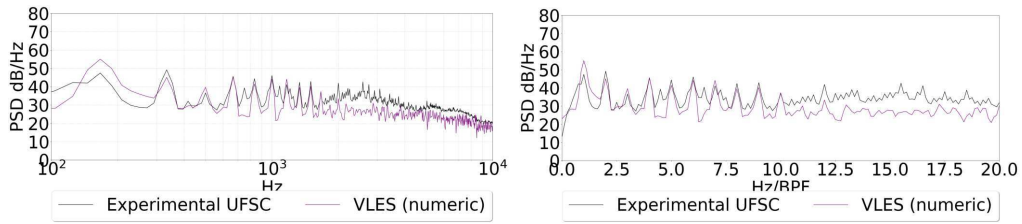
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{\text{axial}} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{\text{axial}} = 60$ mm).



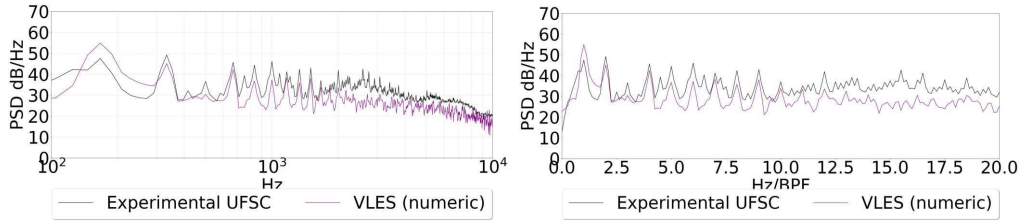
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{\text{axial}} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{\text{axial}} = 90$ mm).



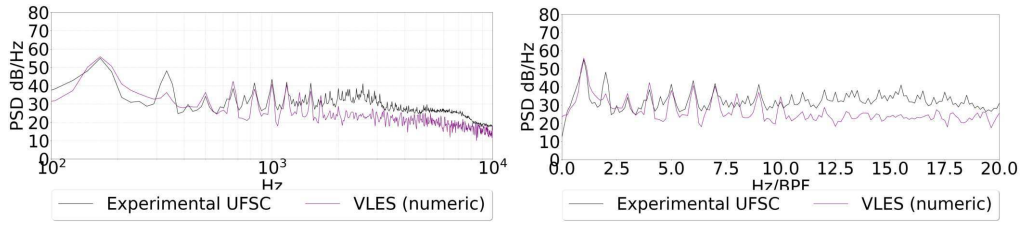
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



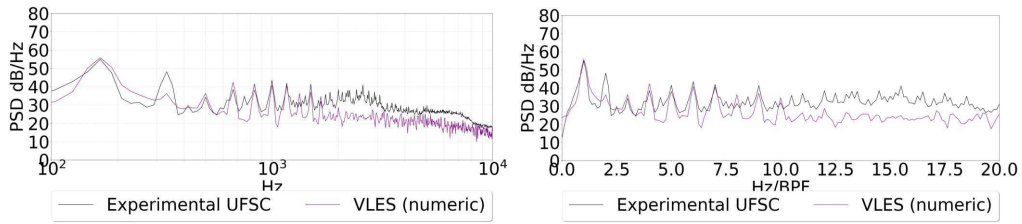
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



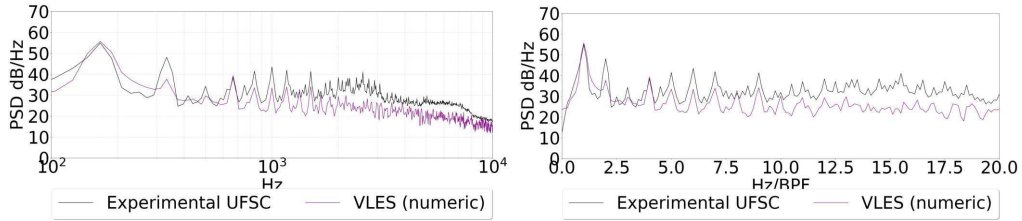
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



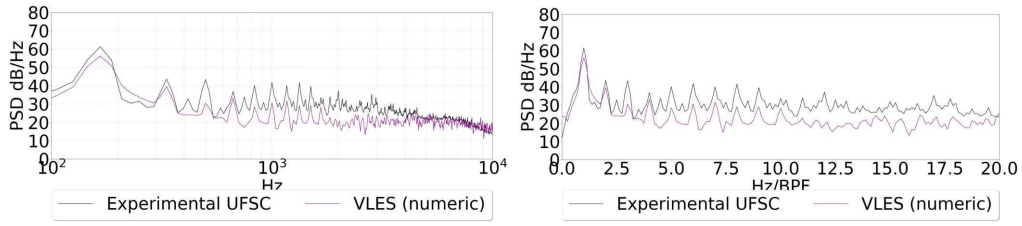
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



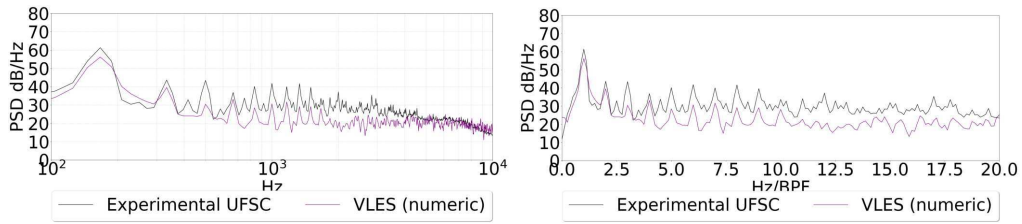
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



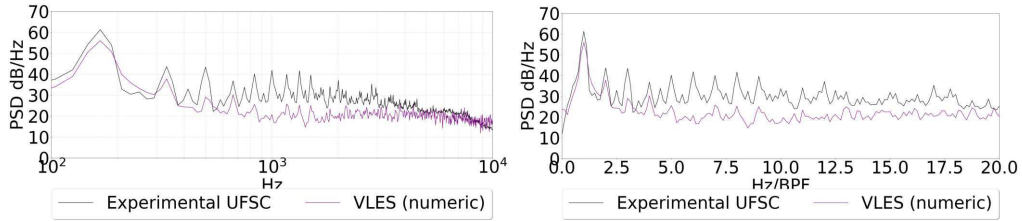
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



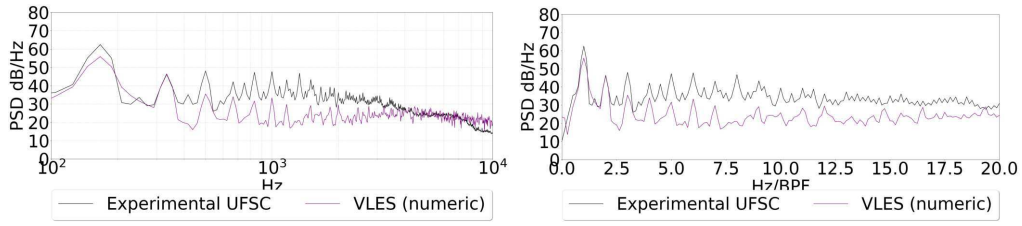
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



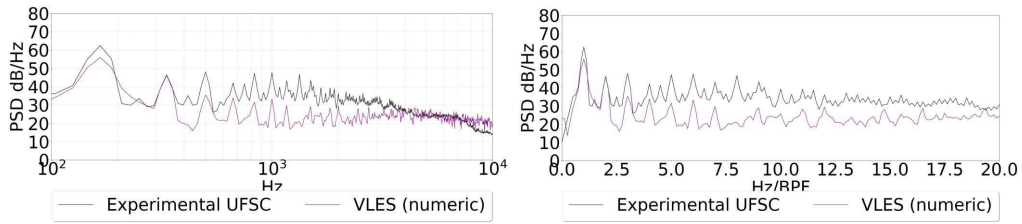
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



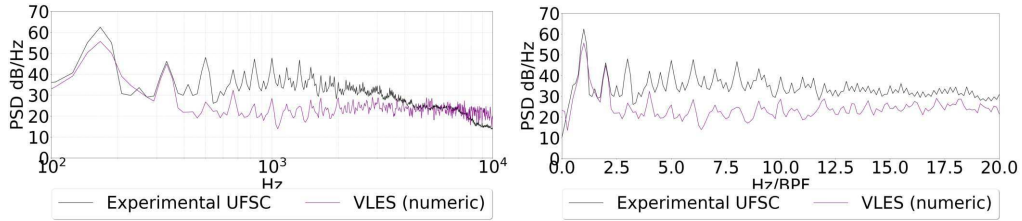
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



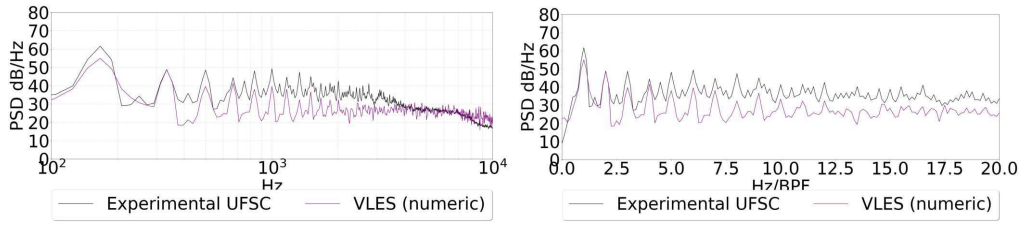
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



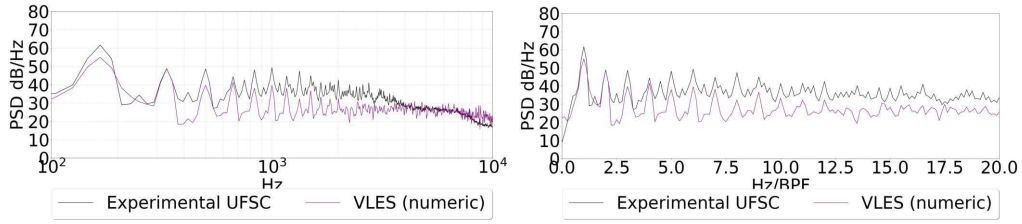
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



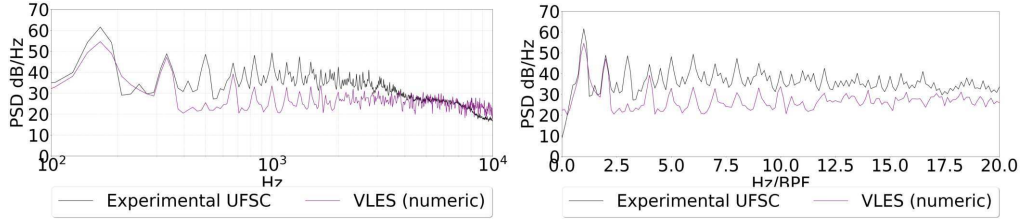
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



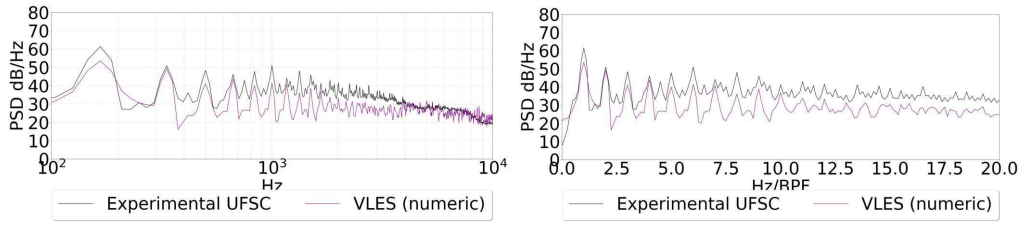
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



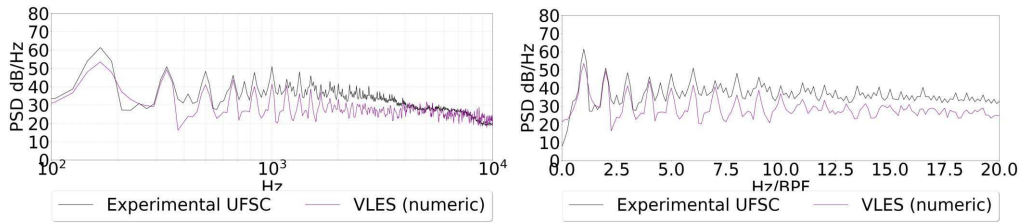
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



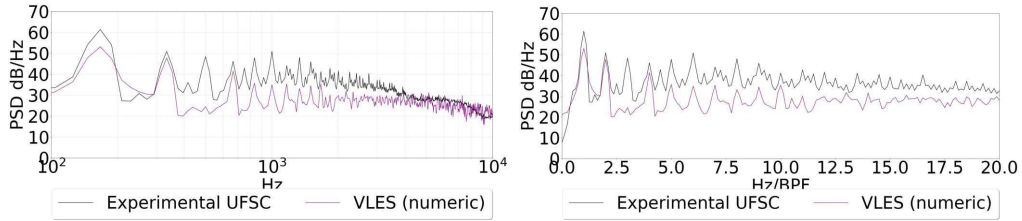
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



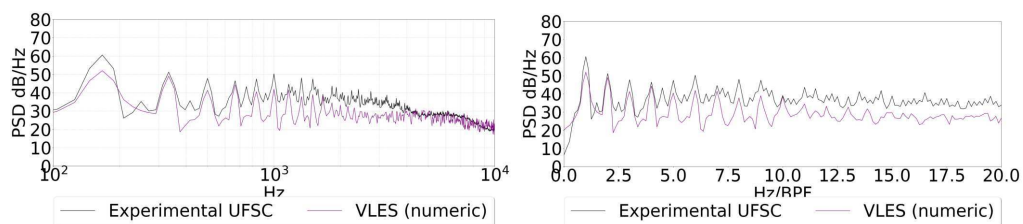
(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



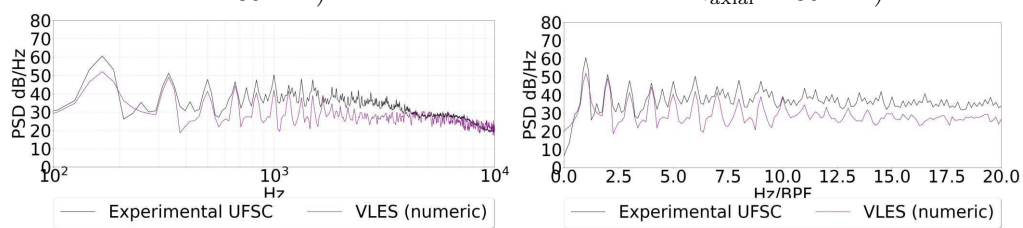
(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



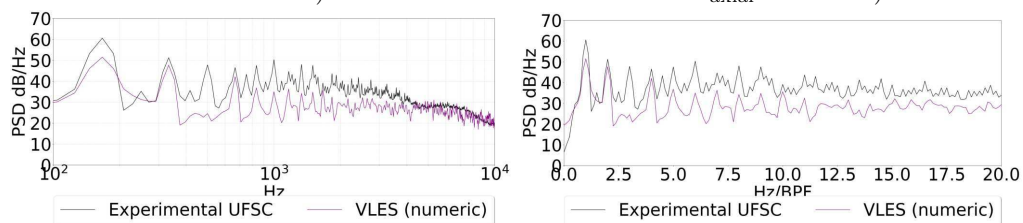
(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).



(a) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 30$ mm). (b) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 30$ mm).



(c) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 60$ mm). (d) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 60$ mm).



(e) PSD com abscissa logarítmica ($l_{axial} = 90$ mm). (f) PSD com abscissa linear para a BPF ($l_{axial} = 90$ mm).

Apêndice B – MICROFONES DE INTERESSE

Neste apêndice são apresentados os espectros de todos os microfones selecionados na Seção 5.2.3. Os microfones são definidos, assim como no texto, de acordo com o ângulo azimutal e as nomenclaturas com base na Figura B.1.

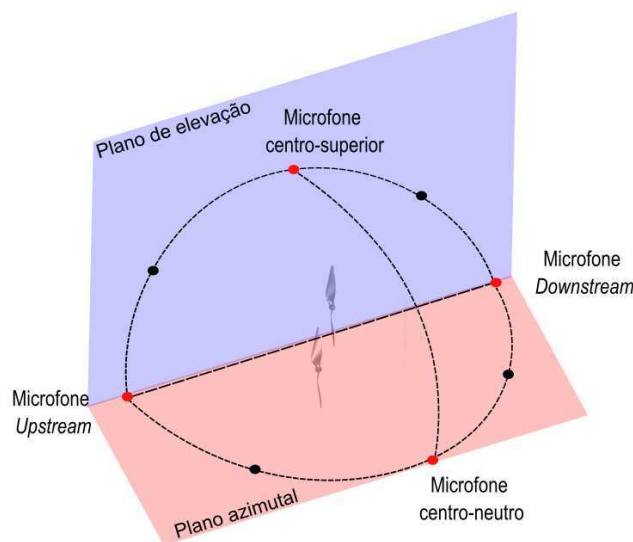


Figura B.1 – Posições dos microfones de interesse.

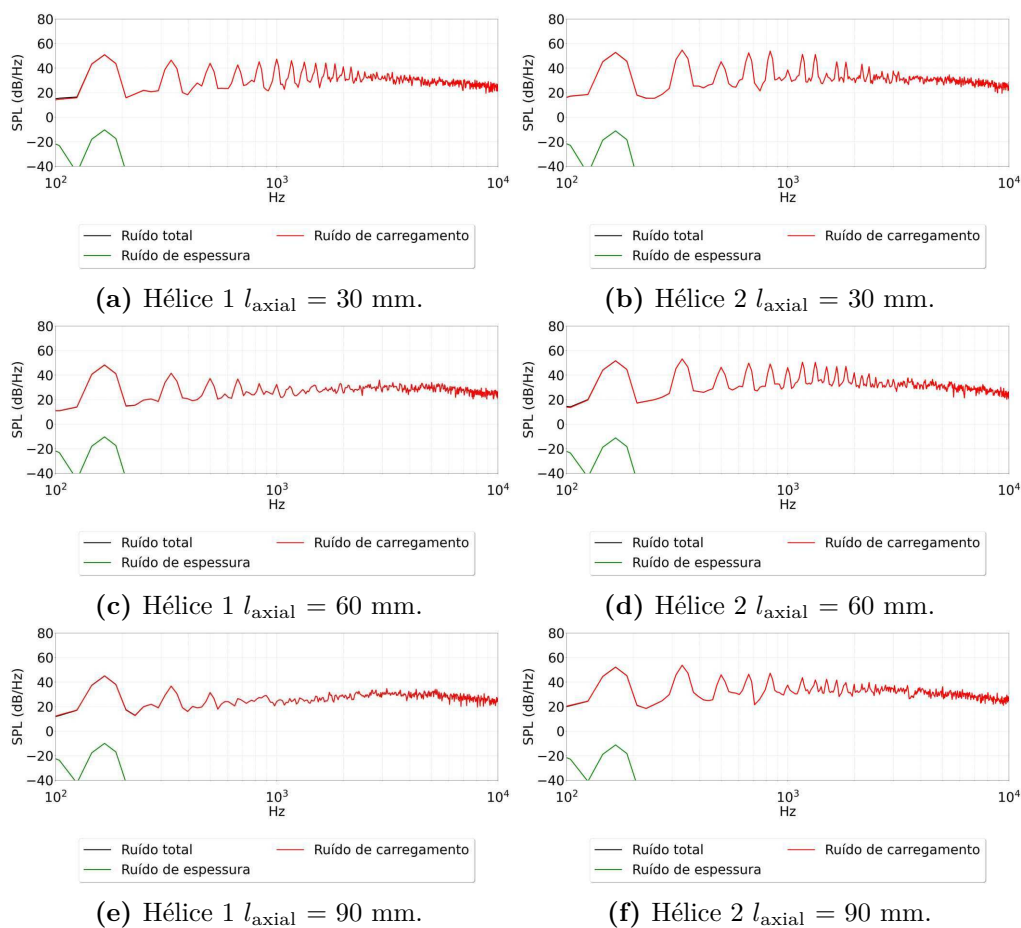


Figura B.2 – Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal Microfone *Upstream*, 90° .

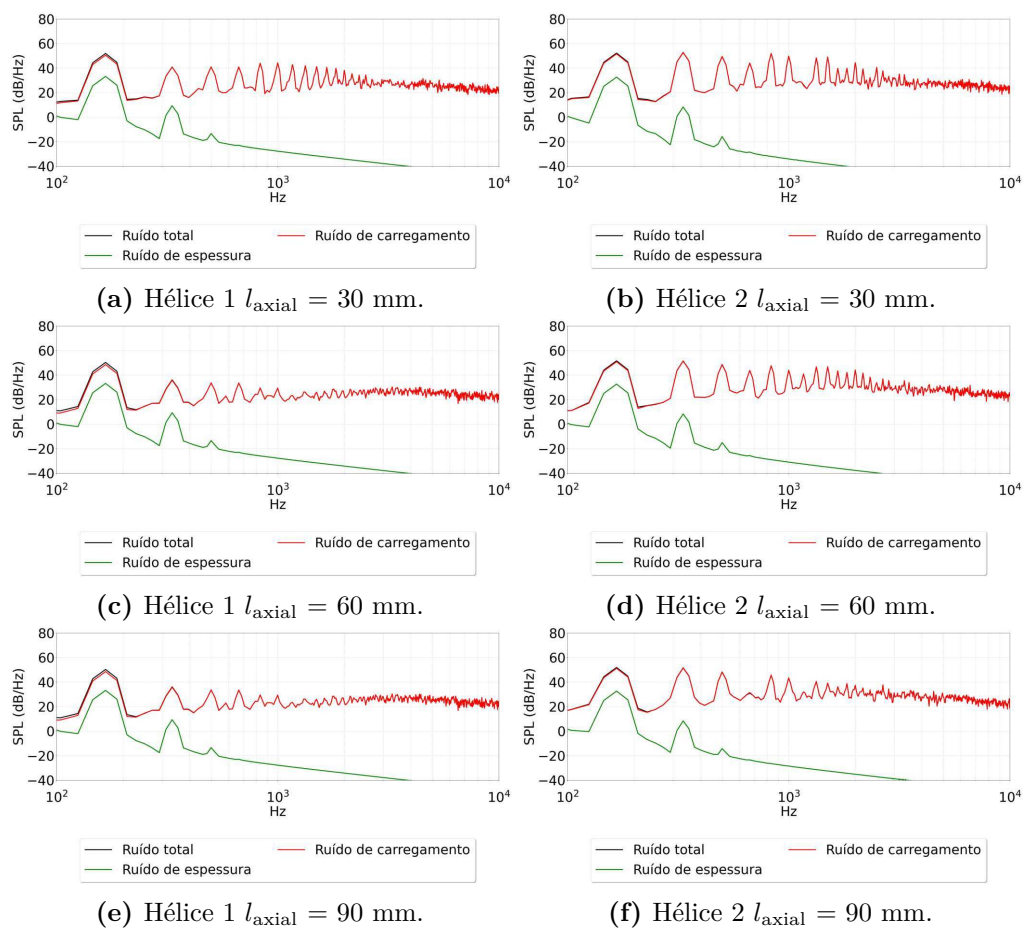


Figura B.3 – Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone 45° .

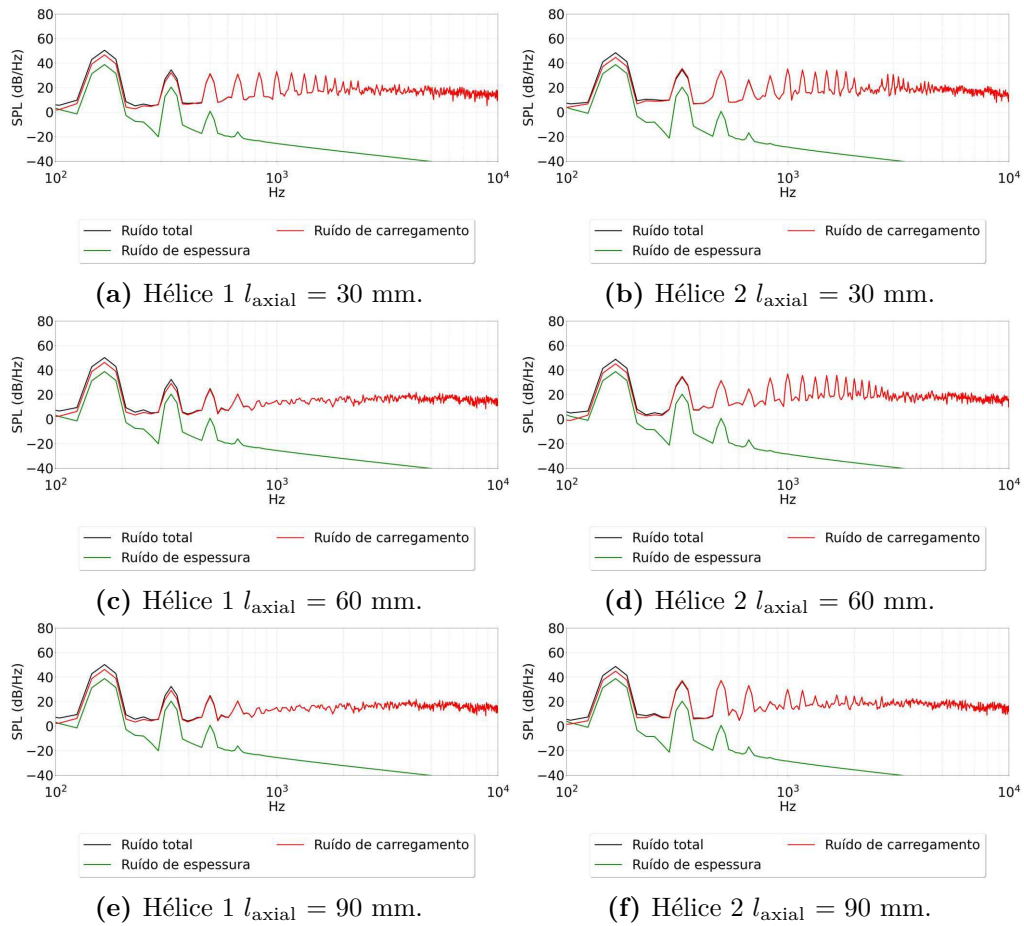


Figura B.4 – Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone centro-neuto, 0° .

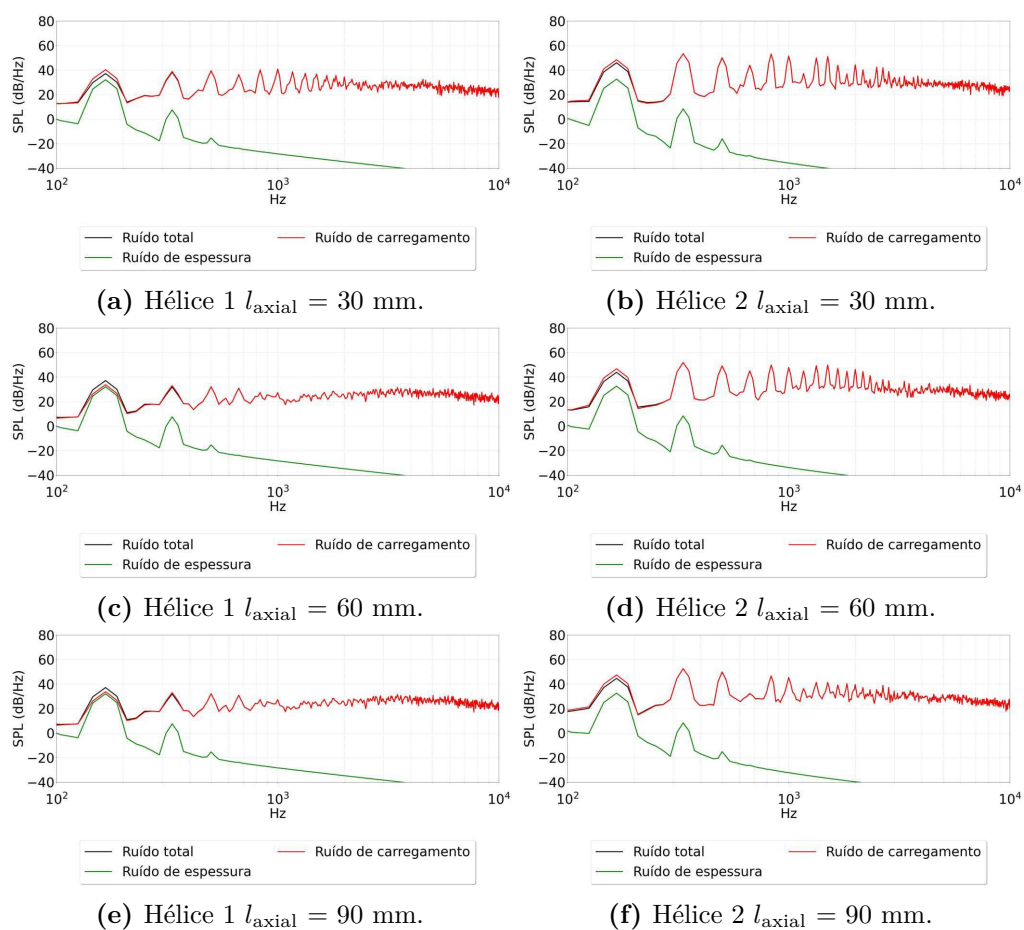


Figura B.5 – Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone -45° .

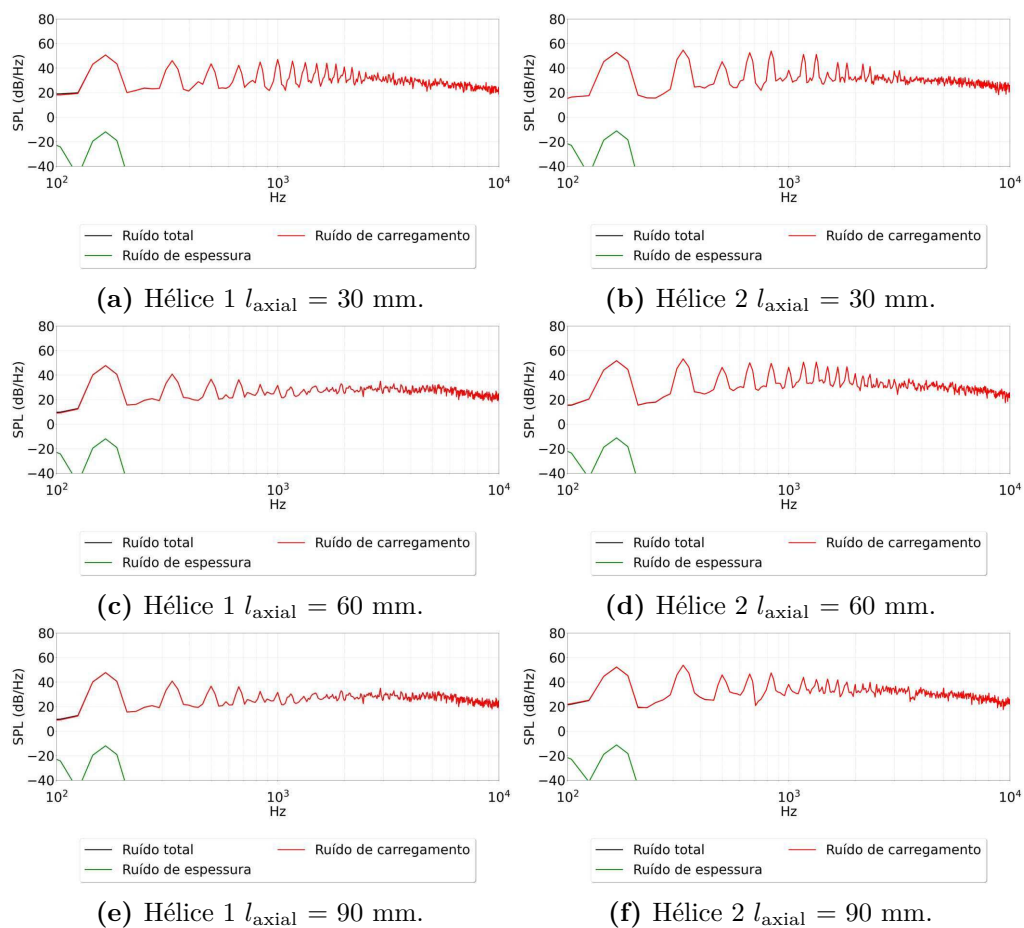


Figura B.6 – Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano Azimutal, Microfone *Downstream*, -90° .

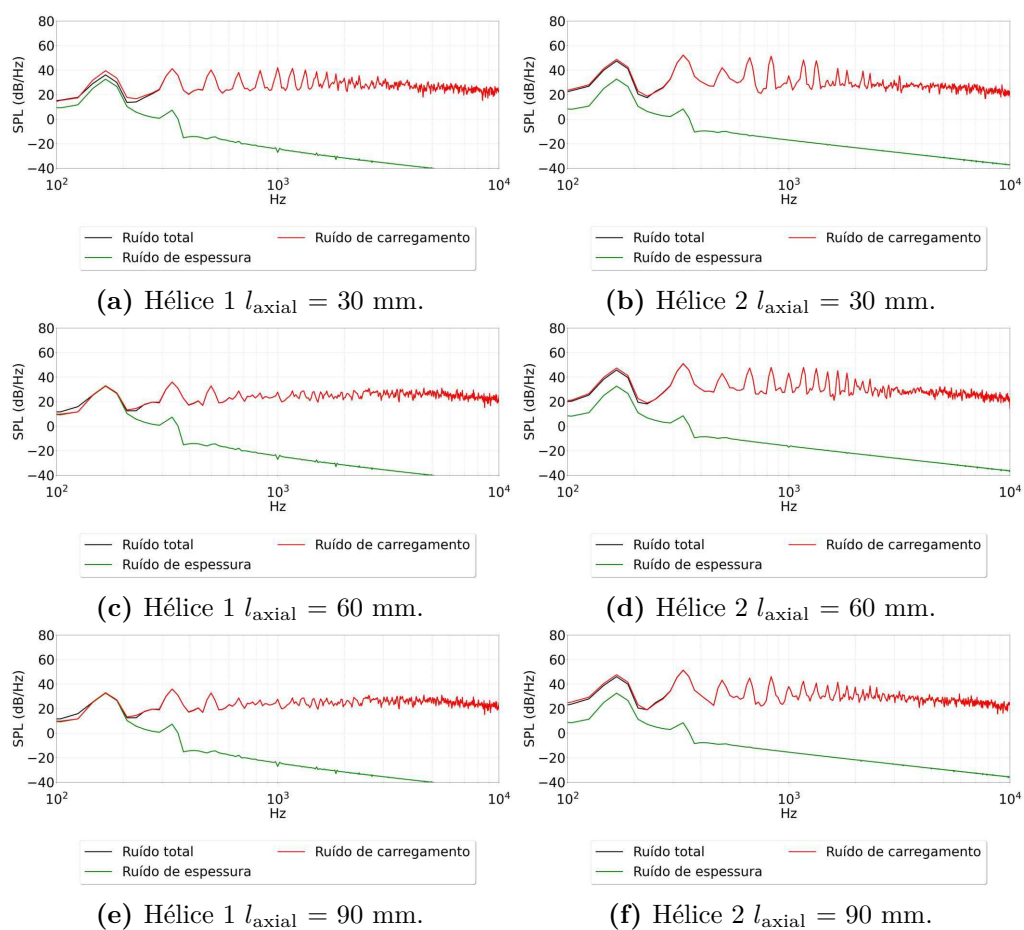


Figura B.7 – Espectros de banda estreita para cada umas das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano de elevação, Microfone 45° .

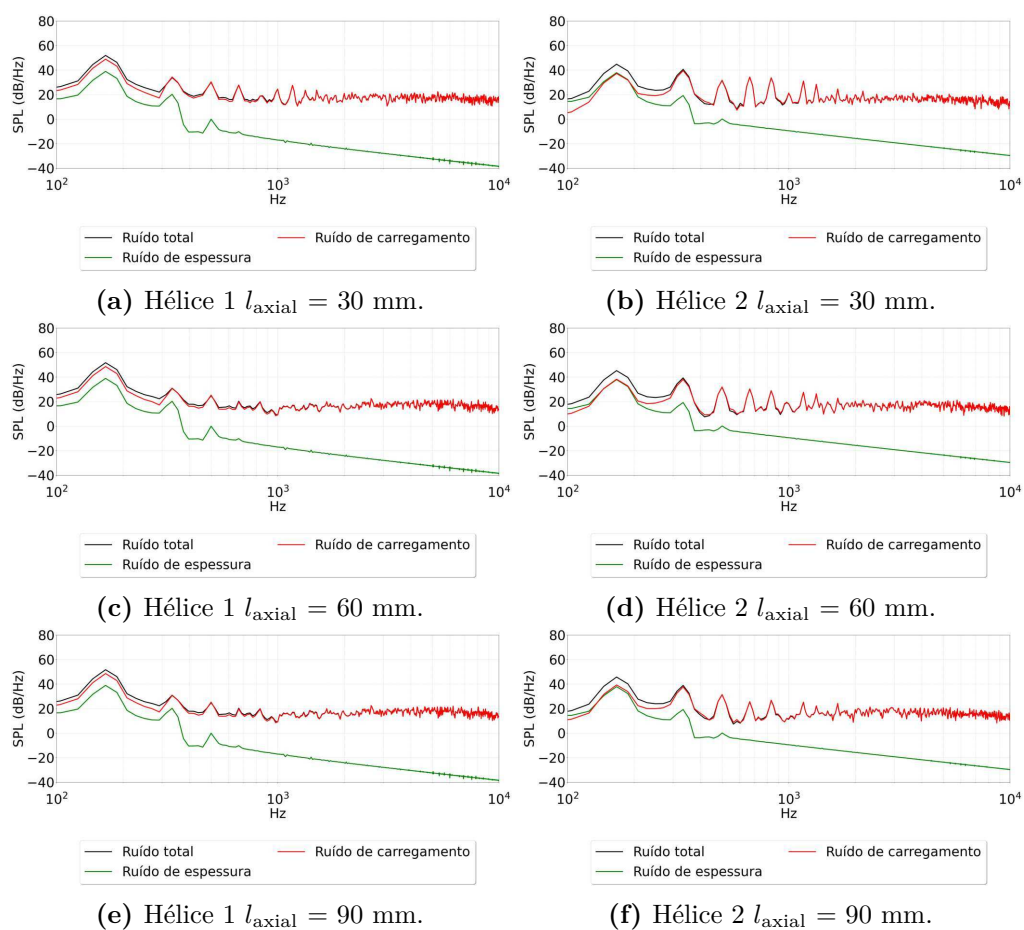


Figura B.8 – Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano de elevação, centro-superior 90° .

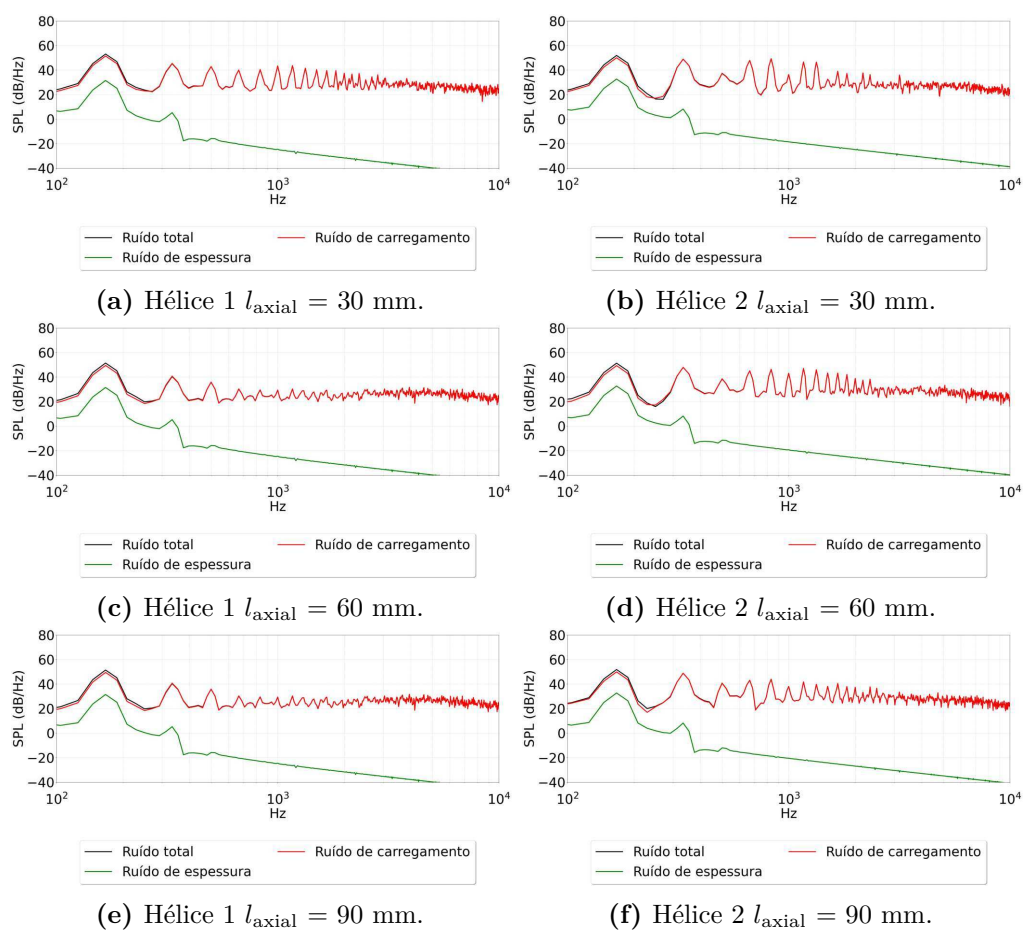


Figura B.9 – Espectros de banda estreita para cada uma das hélices e diferentes posições axiais com divisão do ruído de espessura e carregamento. Plano de elevação, Microfone -45° .

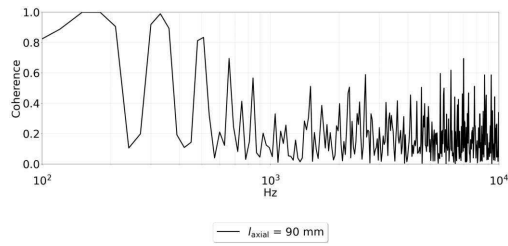
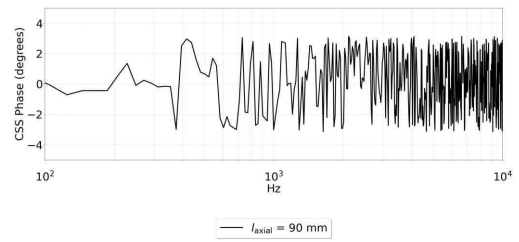
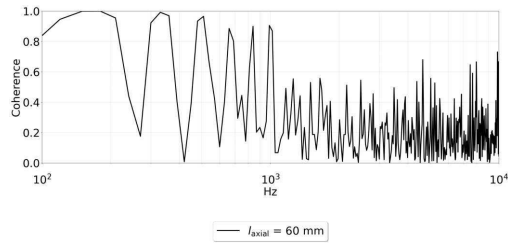
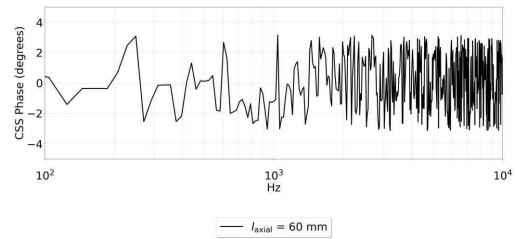
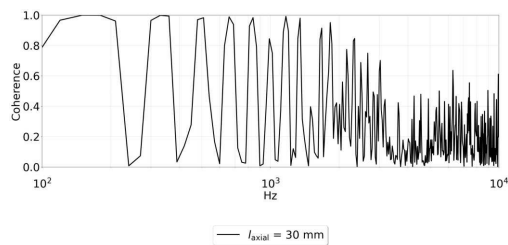
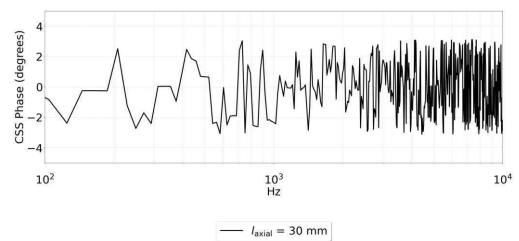
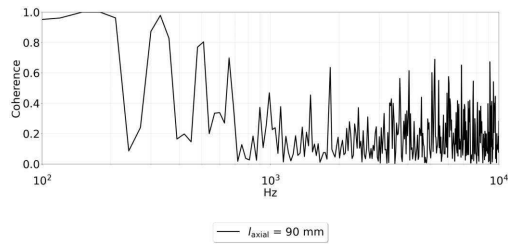
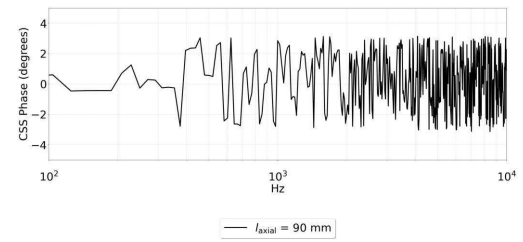
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90 \text{ mm}$.(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90 \text{ mm}$.(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60 \text{ mm}$.(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60 \text{ mm}$.(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30 \text{ mm}$.(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30 \text{ mm}$.

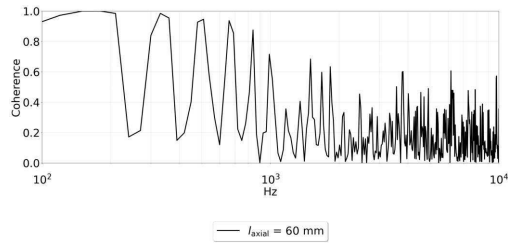
Figura B.10 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 0.



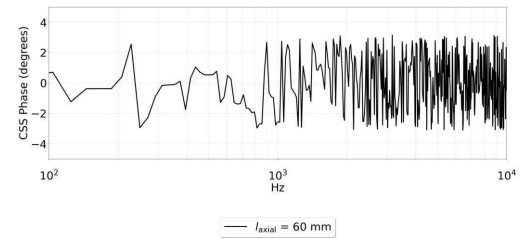
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



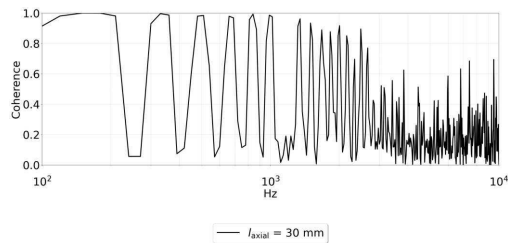
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



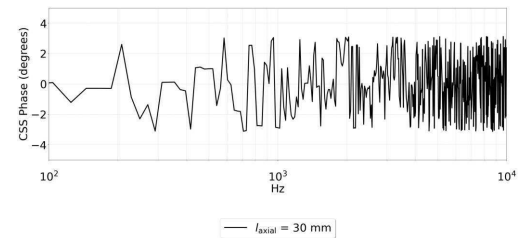
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.

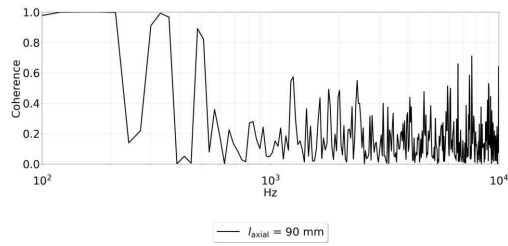


(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

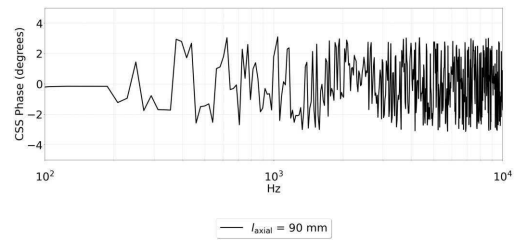


(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

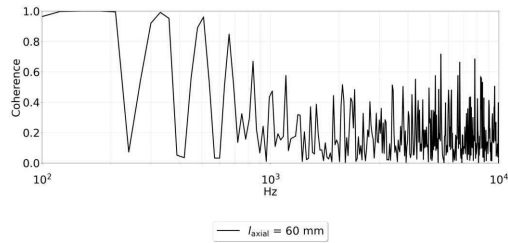
Figura B.11 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 1.



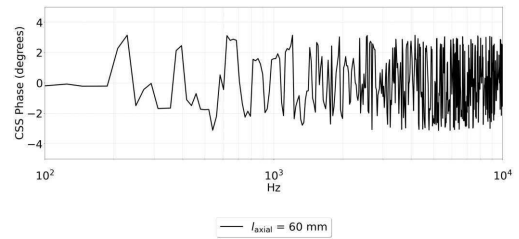
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



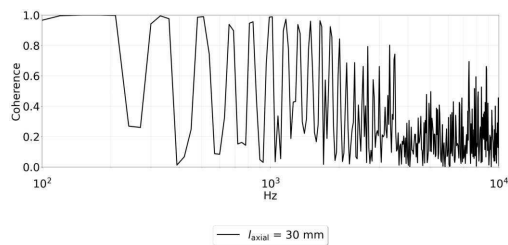
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



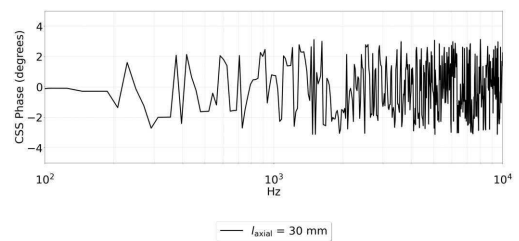
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.

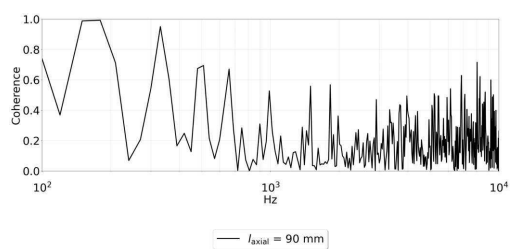


(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

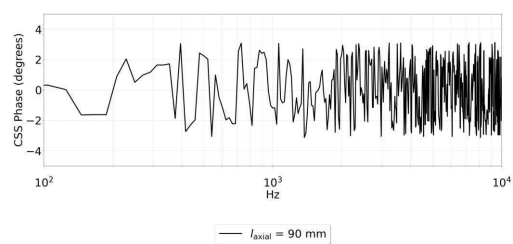


(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

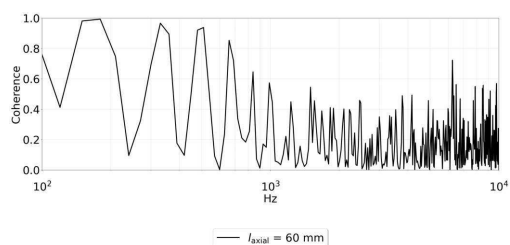
Figura B.12 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 2.



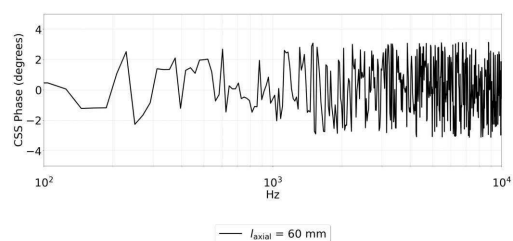
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



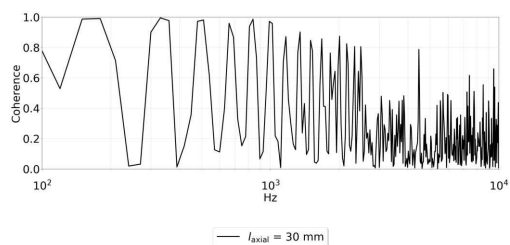
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



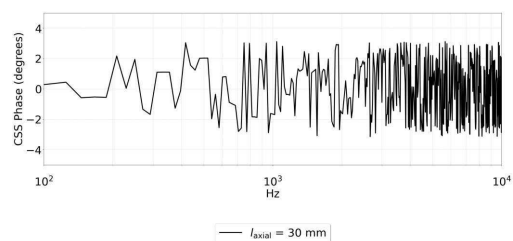
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.

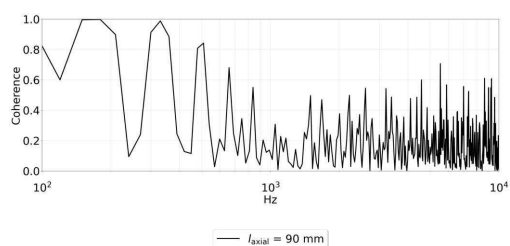


(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

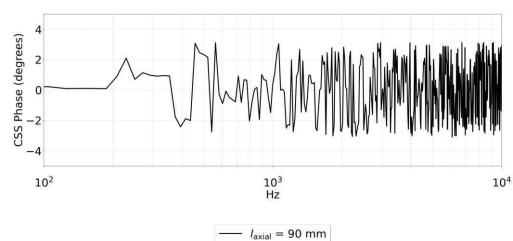


(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

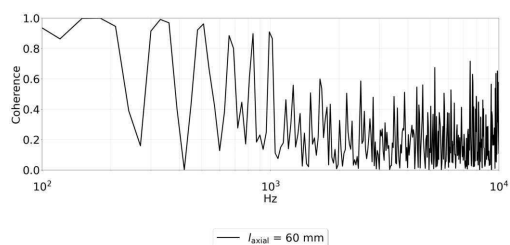
Figura B.13 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 3.



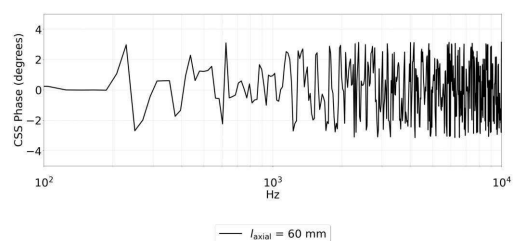
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



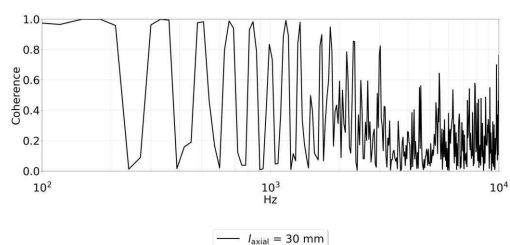
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



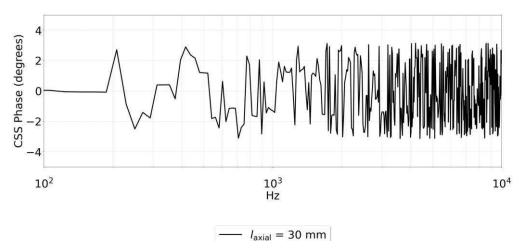
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.

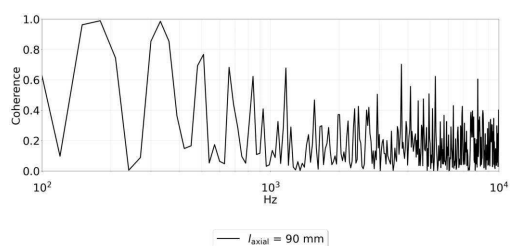


(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

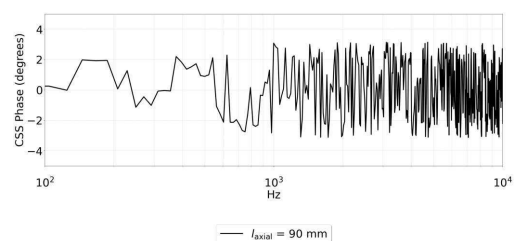


(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

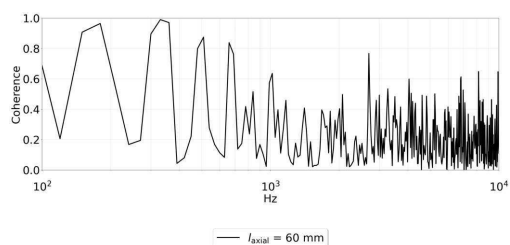
Figura B.14 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 4.



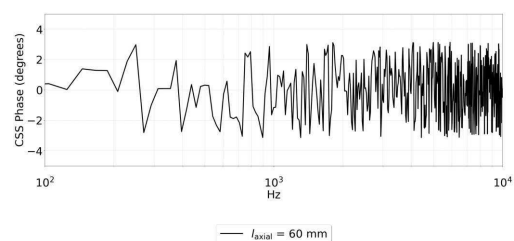
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



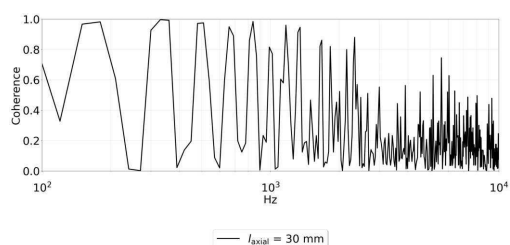
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



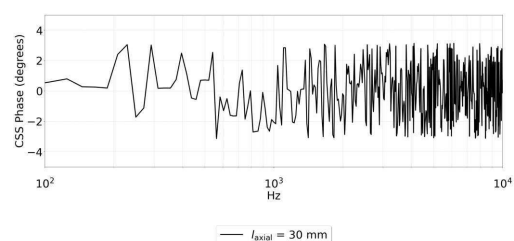
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.

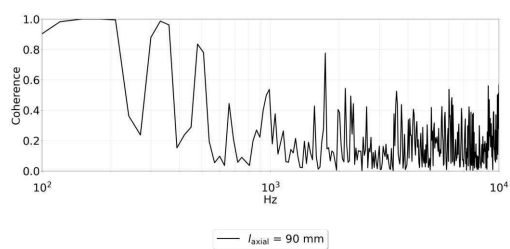


(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

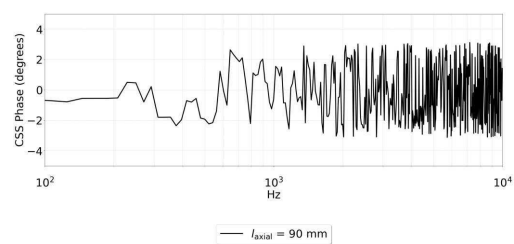


(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

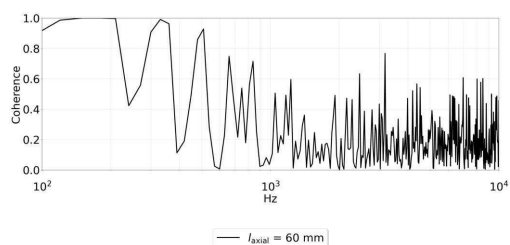
Figura B.15 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 5.



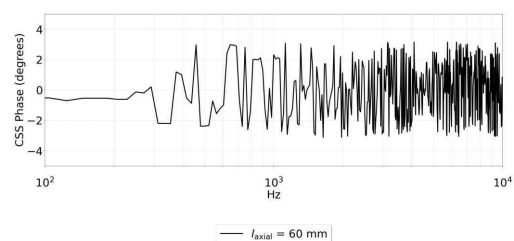
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



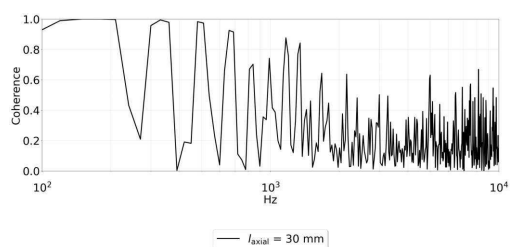
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



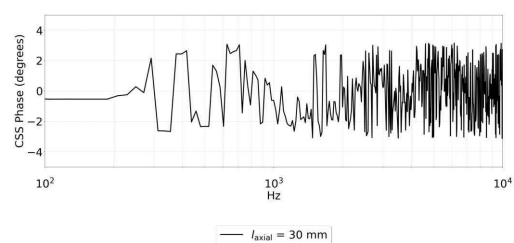
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.

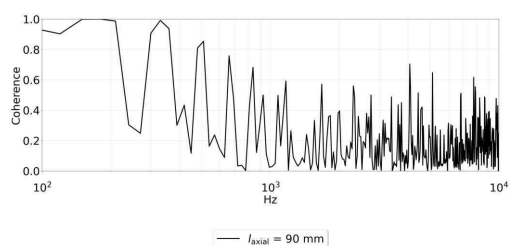


(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

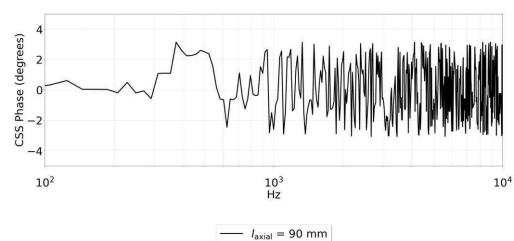


(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

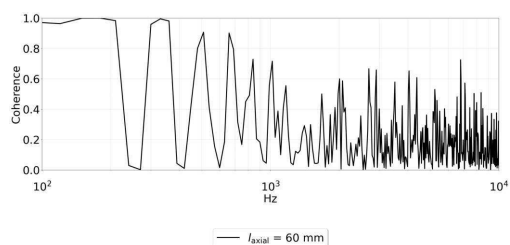
Figura B.16 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 6.



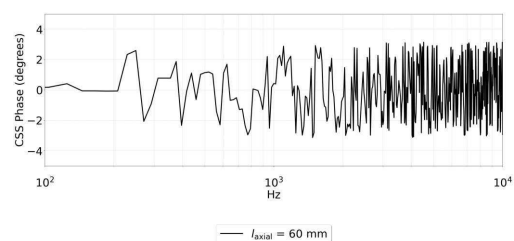
(a) Coerência, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



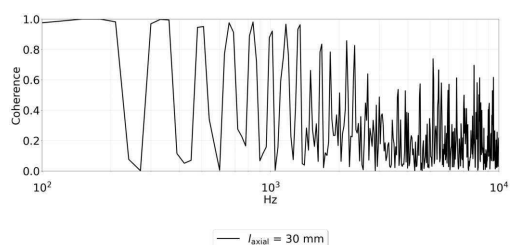
(b) Fase, $l_{\text{axial}} = 90$ mm.



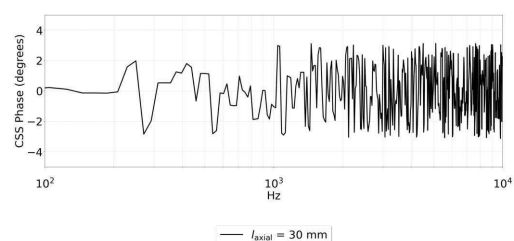
(c) Coerência, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(d) Fase, $l_{\text{axial}} = 60$ mm.



(e) Coerência, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.



(f) Fase, $l_{\text{axial}} = 30$ mm.

Figura B.17 – Gráficos de coerência e fase da CSS para diferentes distâncias axiais. Microfone 7.

Apêndice C – COMPARAÇÃO DA CONVERGÊNCIA DA SUPERFÍCIE DE FFWCS WILLIAMS POROSA

Neste apêndice são apresentadas as diferenças entre três superfícies cuja os tamanhos variam em 5% para mais e para menos com o objetivo de validar a convergência da posição espacial escolhida ao redor do par de hélices. Os resultados se referem a $l_{\text{axial}} = 60$ mm. A Figura C.1 apresenta os espectros de banda estreita para a comparação entre as diferentes dimensões de superfícies, enquanto a Figura C.2 apresenta os níveis quantitativos (OASPL etc). Os resultados demonstram que elas apresentam diferenças negligenciáveis entre si.

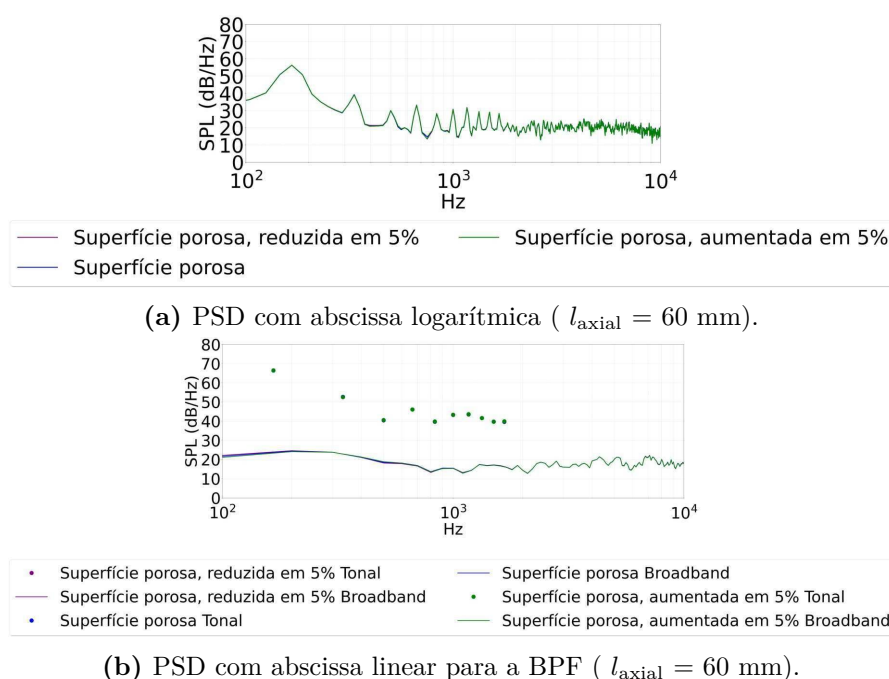


Figura C.1 – Espectro de banda estreita (a) e espectros decompósitos (b).

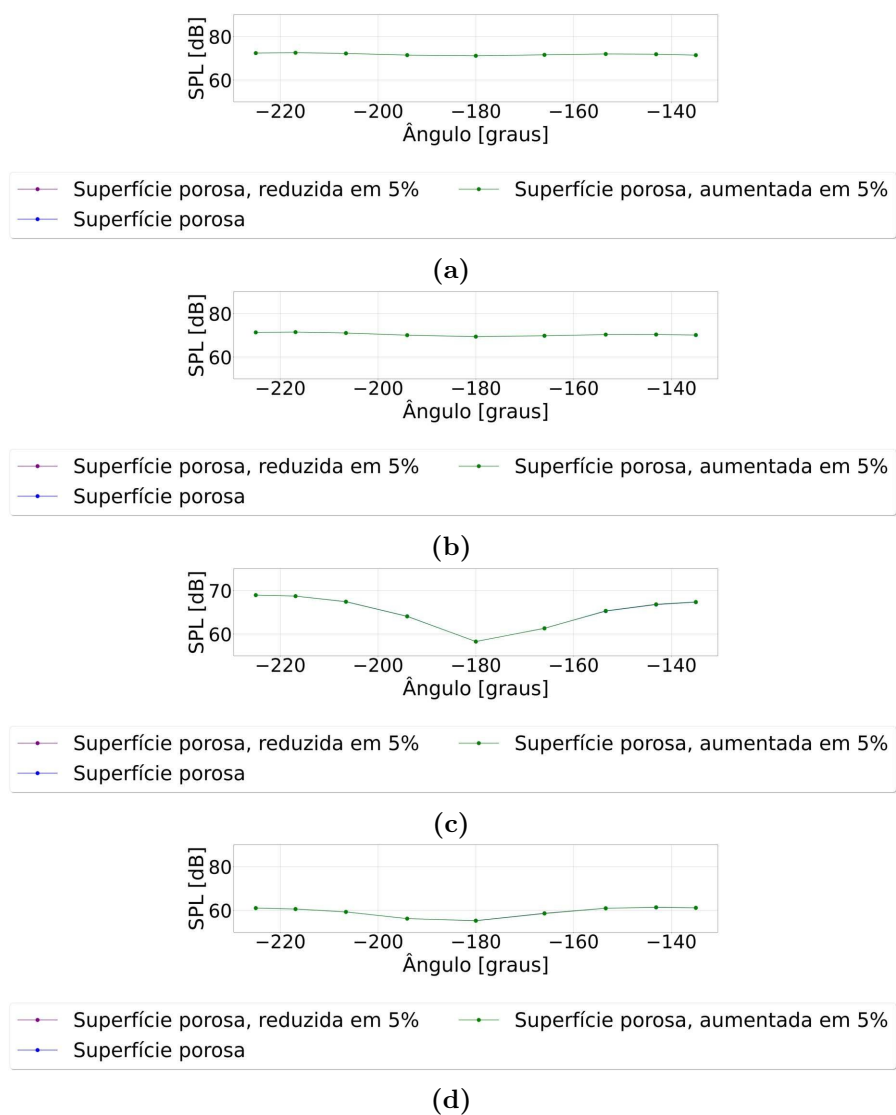


Figura C.2 – OASPL total (a) OASPL-total (b), OASPL-tonal para picos altos (c) e OASPL-BB (d).

Apêndice D – COMPARAÇÃO ENTRE A SUPERFÍCIE DE FFWCS WILLIAMS SÓLIDA E POROSA

Neste apêndice são apresentadas as diferenças entre as superfícies sólidas e porosa no espectro obtido da mesma forma como realizado na validação experimental. Os resultados se referem a $l_{\text{axial}} = 60$ mm. A Figura D.1 apresenta os espectros de banda estreita para a comparação entre as superfícies sólidas e porosa, enquanto a Figura D.2 apresenta os níveis quantitativos (OASPL etc). Os resultados demonstram que as duas formulações apresentam diferenças negligenciáveis entre si, com exceção de algumas BPFs evidenciado pela separação de fontes na Figura D.1b, entretanto essas diferenças não são capazes de alterar os valores de OASPL-tonal e OASPL-tonal nos picos altos (Figuras D.2b e D.2c).

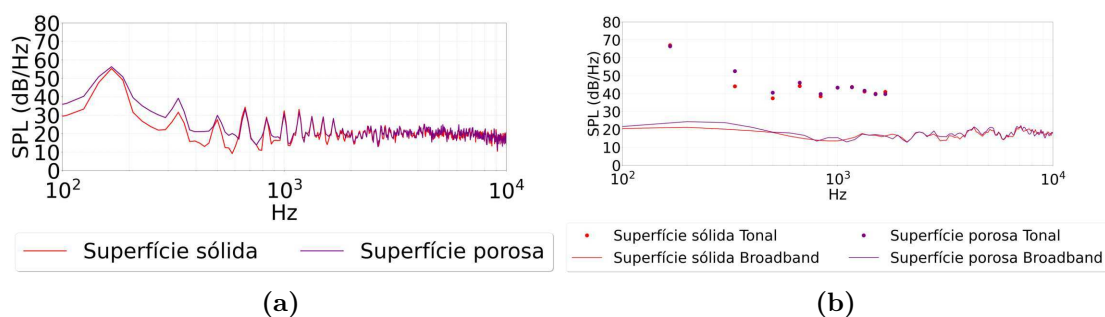


Figura D.1 – Espectro de banda estreita (a) e espectros decompósitos (b).

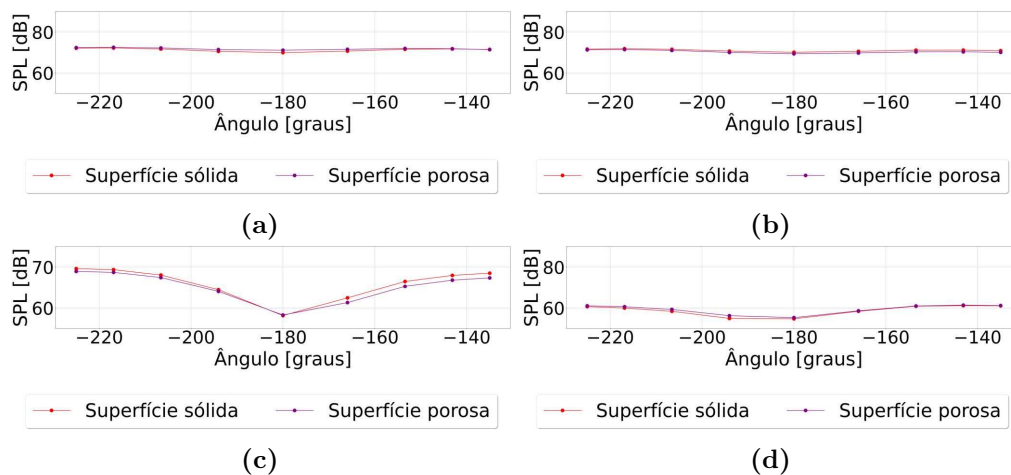


Figura D.2 – OASPL total (a) OASPL-total (b), OASPL-tonal para picos altos (c) e OASPL-BB (d).

Apêndice E – RESULTADOS COMPLEMENTARES

Neste apêndice são apresentados os resultados complementares a esta tese. A análise inicia-se com a configuração de hélices em contra-rotação, na qual a Hélice 1 (montante) opera a 3000 RPM e a Hélice 2 a 6000 RPM, com $l_{\text{over}} = 25\%D$ para todas as distâncias axiais. Em seguida, são apresentados os resultados para as hélices em co-rotação a 5000 RPM, novamente para todas as distâncias axiais, mas com $l_{\text{over}} = 50\%D$. Por fim, uma distância axial complementar de $l_{\text{axial}}=150$ mm é comparada com os casos da hélice isolada e da distância axial de 90 mm, também para 5000 RPM e $l_{\text{over}} = 25\%D$. Os resultados focam na derivada da pressão no tempo na superfície das hélices, na derivada da pressão no tempo no campo meridional e no espectro propagado a partir da superfície sólida de cada hélice. As análises são análogas ao texto principal, com foco nos resultados que possuem mais relevância para demonstrar que as conclusões dos casos complementares são análogas às discutidas para o efeito da distância axial no corpo principal do texto, demonstrando maior generalidade dos resultados e reforçando os efeitos dos mecanismos de geração de fontes sonoras do texto principal.

E.1 Hélice em contra-rotação com velocidades de rotação distintas.

A seguir, são apresentados os resultados para as hélices em contra-rotação, operando a 3000 e 6000 RPM, com distâncias axiais de 30, 60 e 90 mm. A análise segue o mesmo padrão dos Capítulos 4 e 5, iniciando com o cálculo da derivada temporal da pressão na superfície das hélices (Figura E.1), seguida pela mesma derivada no plano meridional (Figura E.2) e, por fim, a comparação do espectro sonoro das Hélice 1 e 2 (Figura E.3) calculado a partir da superfície sólida para o microfone centro-superior.

Os resultados da derivada temporal da pressão na superfície das hélices (Figura E.1) mostram que, para a Hélice 1, a diminuição da distância axial intensifica o padrão de assimetria, independentemente da rotação. Em contrapartida, a Hélice 2 exibe um padrão inerentemente assimétrico em todas as condições, reforçando a conclusão da análise principal.

A análise da derivada temporal da pressão no plano meridional (Figura E.2) demonstra que a redução da distância axial eleva a magnitude dessa derivada, o

que evidencia a interação acústica entre as hélices. Nos espectros de ruído (Figura E.3), observa-se novamente que a Hélice 1 apresenta o surgimento de picos tonais mais proeminentes com a redução da distância, enquanto a Hélice 2 demonstra relativa insensibilidade a essa variação.

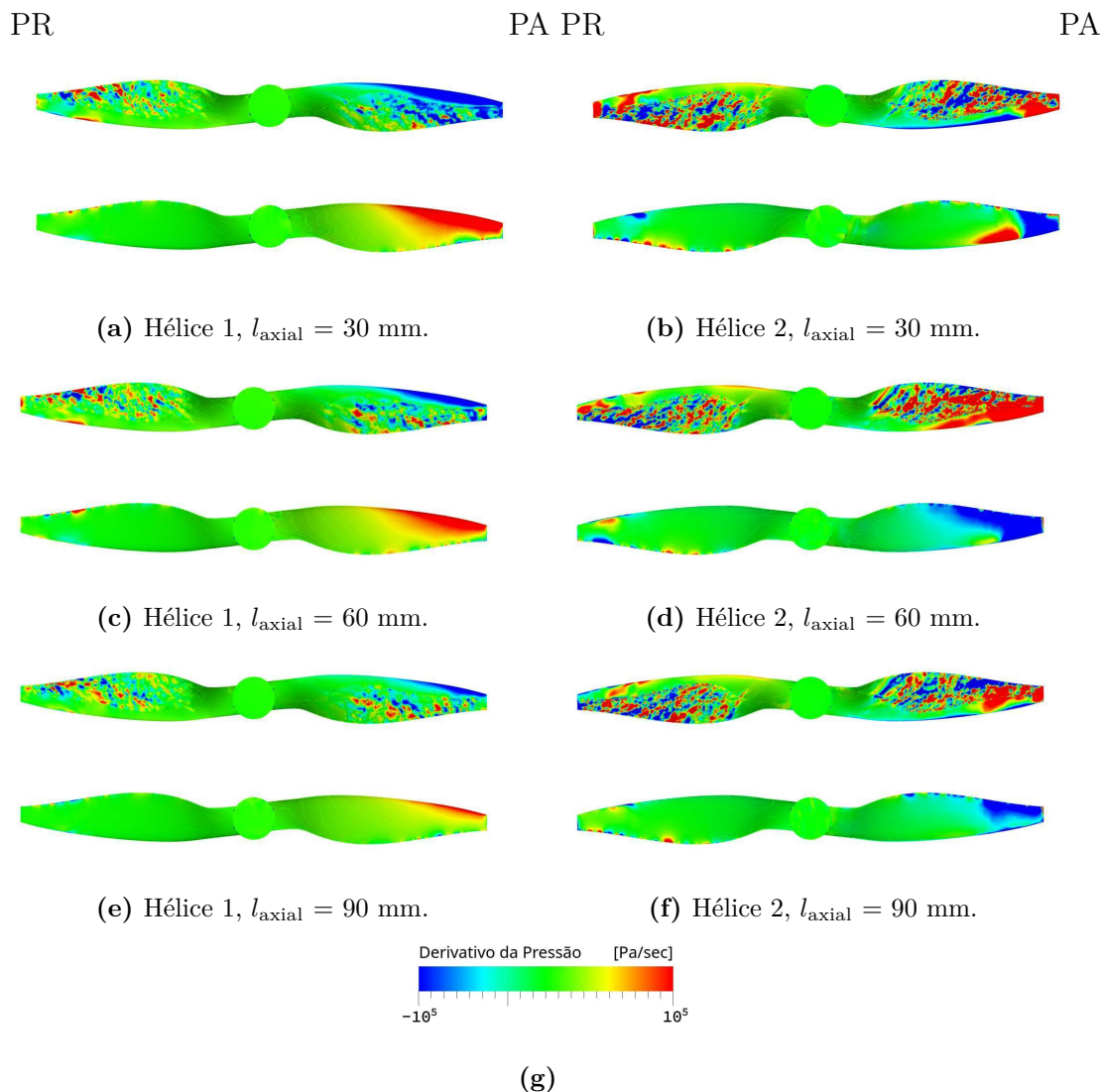


Figura E.1 – Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

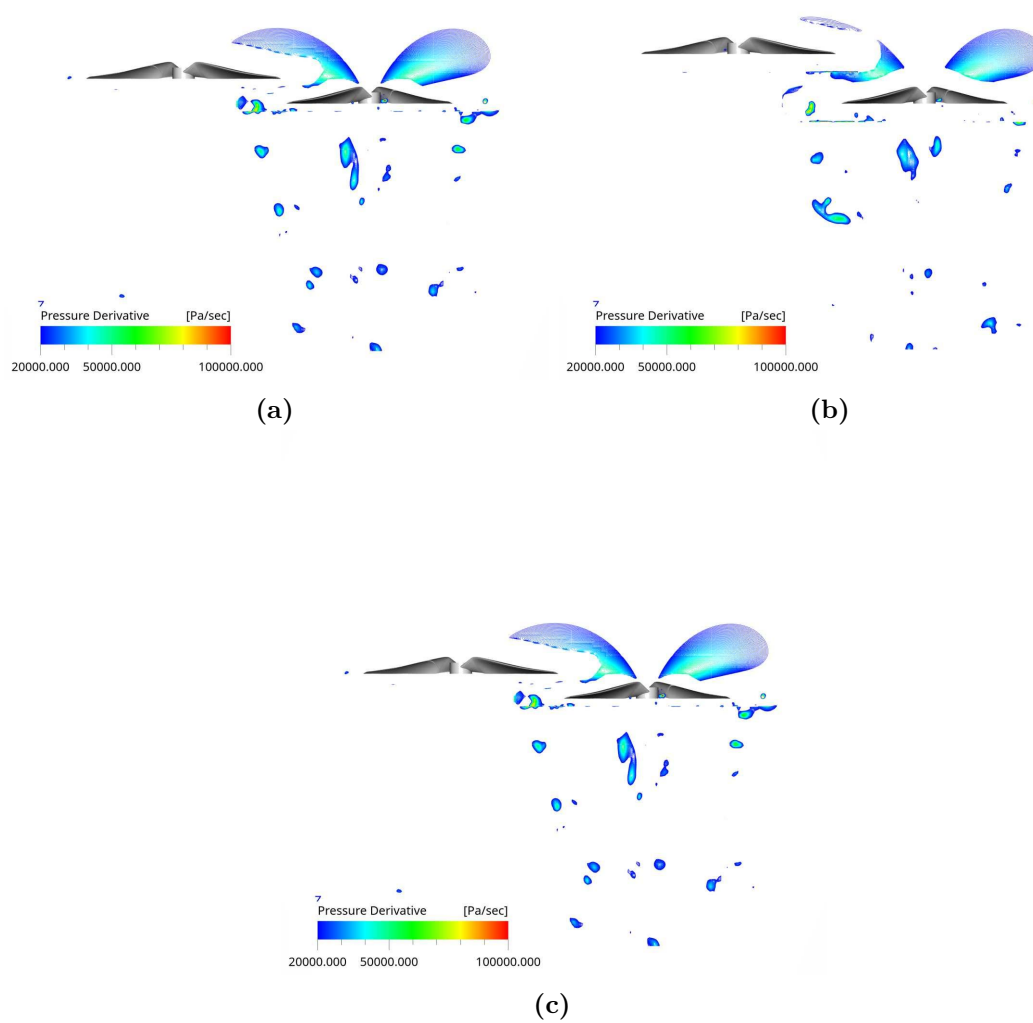


Figura E.2 – Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{\text{axial}}=30,60,90$ mm (a,b,c).

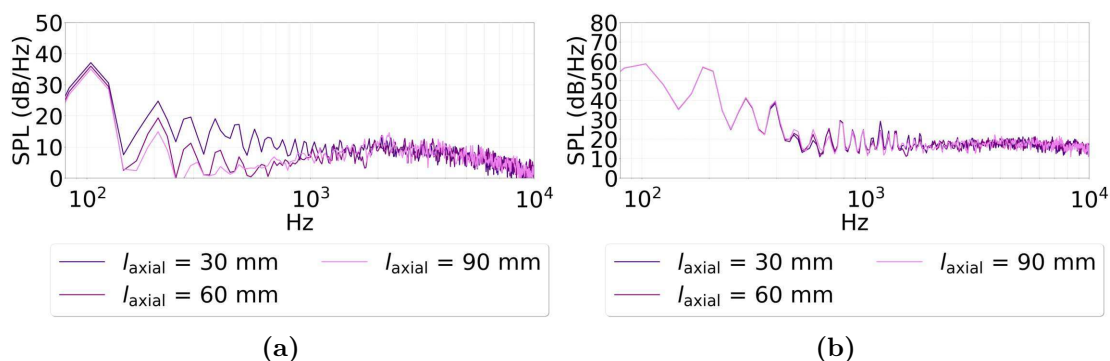


Figura E.3 – Espectro sonoro da Hélice 1 (a) e Hélice 2 (b) para o microfone centro-superior,

E.2 Hélice em co-rotação com velocidades de rotação similares e $l_{\text{over}}=50\%D$

Na sequência, apresenta-se resultados complementares para a configuração de 5000 RPM, investigando a influência da variação da distância axial (30, 60 e 90 mm) sob uma nova condição de sobreposição, com l_{over} equivalente a 50% do diâmetro da hélice. Em conformidade com os Capítulos 4 e 5, a avaliação dos resultados é realizada por meio da análise da derivada temporal da pressão na superfície das pás (Figura E.4), de sua distribuição no campo meridional (Figura E.5) e da análise dos espectros da Hélice 1 e 2 (Figura E.6), calculados a partir da superfície sólida para o microfone centro-superior. Os resultados reforçam as conclusões previamente estabelecidas. Observa-se que o aumento de l_{over} acentua o efeito de assimetria na Hélice 1 e eleva os valores da derivada de pressão no campo meridional. Confirma-se, ainda, a tendência de que a Hélice 1 é mais sensível à distância axial, gerando picos de maior intensidade, ao passo que a Hélice 2 demonstra que o aparecimentos assim como a amplitude de seus picos permanecem independentes da distância axial.

E.3 Hélice em co-rotação com velocidades de rotação similares comparados com a hélice isolada incluindo $l_{\text{axial}}=150$ mm vs $l_{\text{axial}}=30$ mm.

Apresentam-se a seguir os resultados complementares para as hélices operando a 5000 RPM, com distâncias axiais de 90 mm e 150 mm e uma sobreposição (l_{over}) de 25% do diâmetro, em comparação com a hélice isolada. A análise abrange a

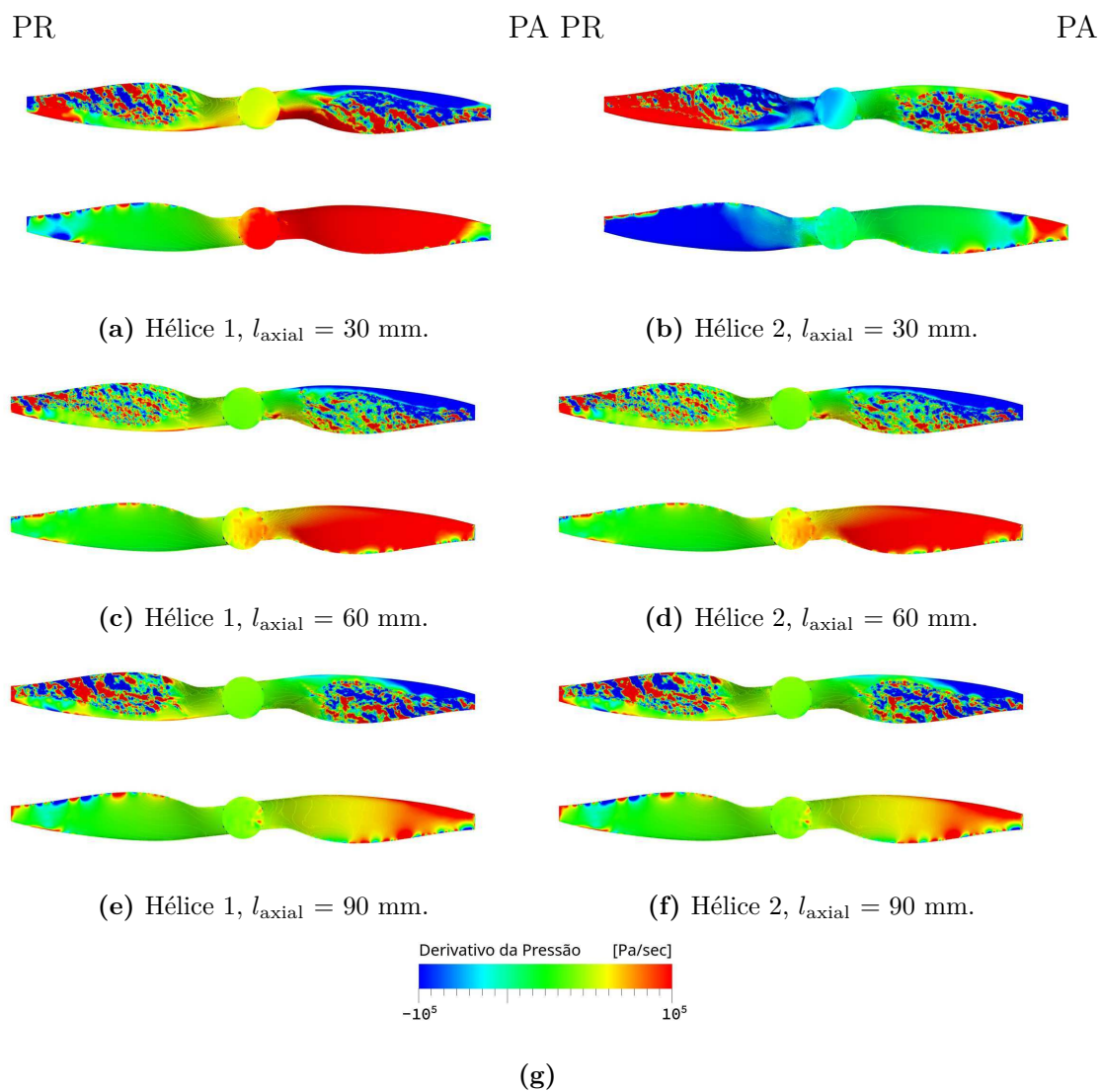


Figura E.4 – Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

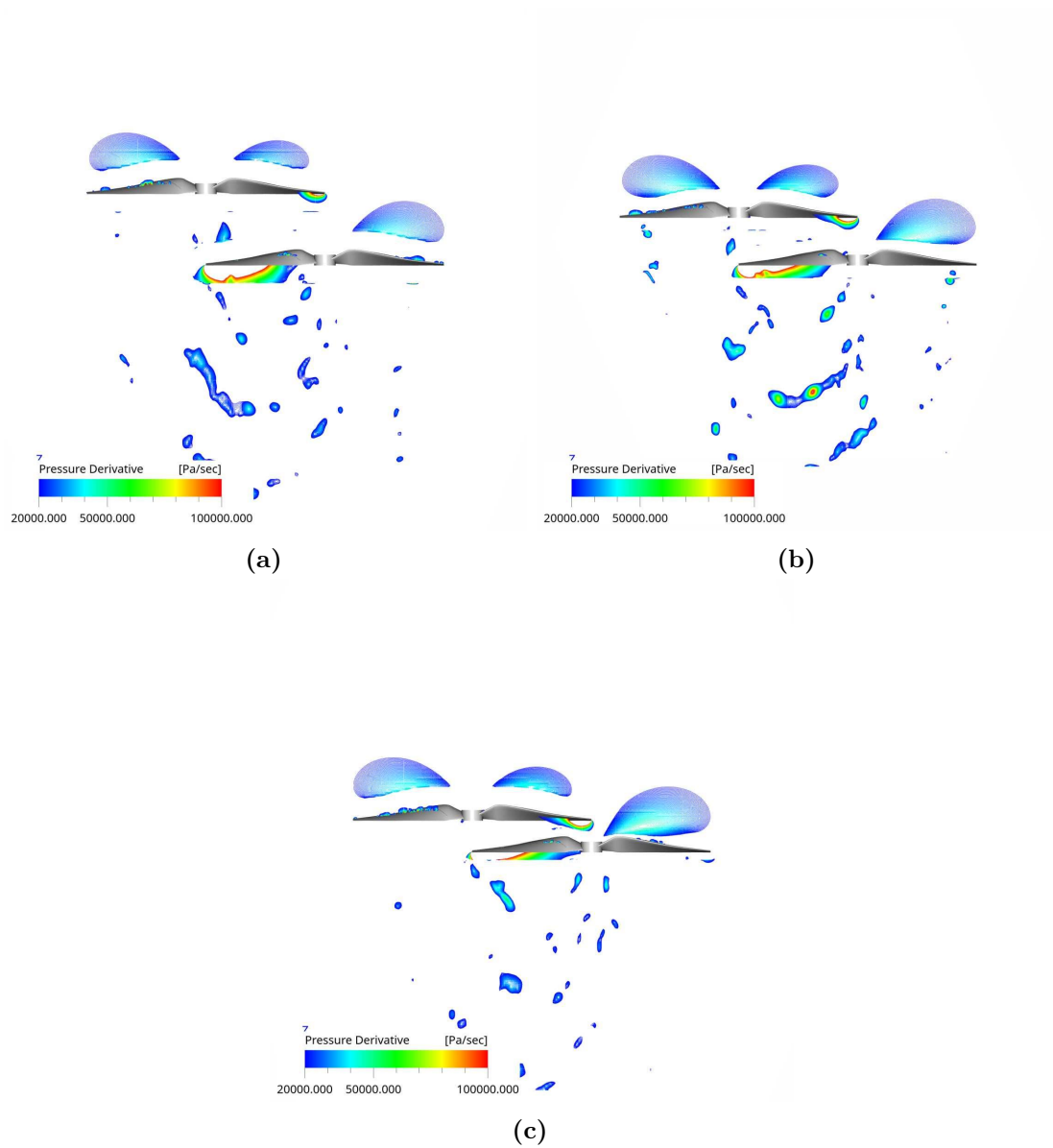


Figura E.5 – Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{axial}=30,60,90$ mm (a,b,c).

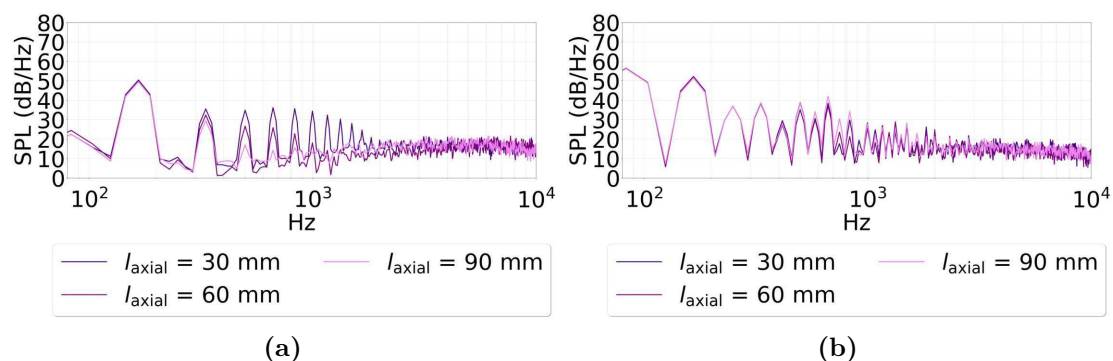


Figura E.6 – Espectro sonoro da hélice 1 para o microfone centro-superior.

derivada da pressão no tempo na superfície das hélices (Figura E.7), a mesma variável no campo meridional (Figura E.8) e o espectro acústico da Hélice 1 e 2 (configurações dupla) comparados ao da hélice isolada (Figura E.9). As figuras reforçam a insensibilidade da Hélice 2, que continua a exibir picos em altas frequências. A análise da derivada da pressão nas superfícies (Figura E.7) demonstra que a assimetria da Hélice 1 diminui com o aumento de l_{axial} ; entretanto, mesmo a 150 mm, ela não se torna tão simétrica quanto a hélice isolada, indicando a persistência da interação acústica com a Hélice 2. De forma similar, a assimetria da Hélice 2 também é persistente apesar do aumento da distância axial agora para 150 mm. A magnitude da derivada da pressão (Figura E.8) confirma que a interação entre as hélices é atenuada, mas não inexistente, visto que o padrão da variável a montante da superfície de sucção da Hélice 2 permanece alterado, comparando-se com a hélice isolada. Os espectros (Figura E.9) revelam que o aumento dos picos tonais na Hélice 1 é praticamente nulo em comparação com a emissão da hélice isolada, enquanto a Hélice 2 continua a apresentar picos tonais amplificados, independentemente da distância axial. Esta análise indica que a modificação nas cargas instáveis da Hélice 2 persiste mesmo com o maior afastamento. Trata-se, portanto, de uma interação aerodinâmica relativamente fraca: incapaz de alterar o ruído de banda larga da Hélice 2 e seu campo convectivo, mas suficiente para modificar seu padrão de emissão sonora tonal.

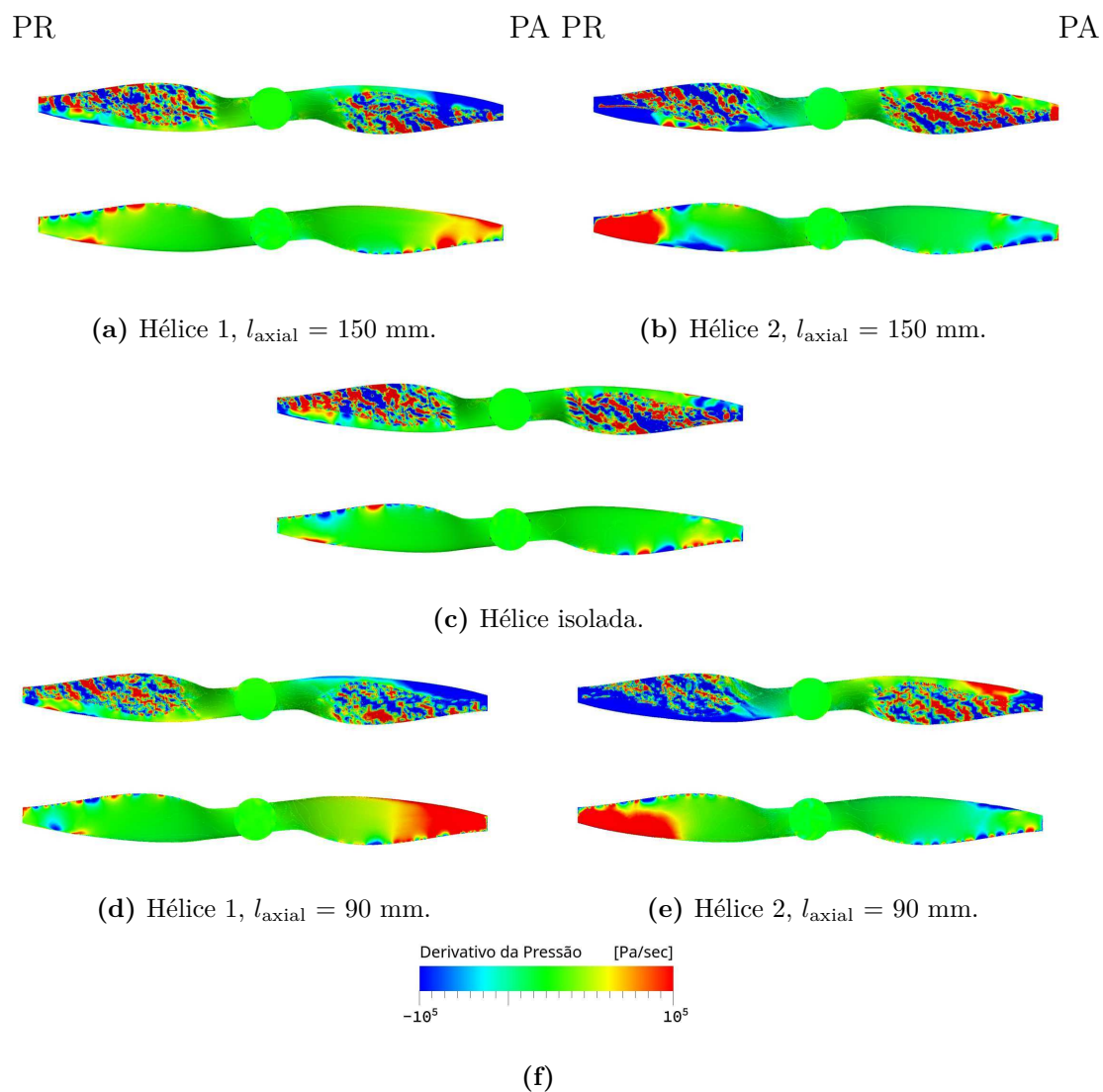


Figura E.7 – Derivada temporal da pressão nas superfícies das pás, com a Hélice 1 (a,c,e) e a Hélice 2 (b,d,f). Superfície de pressão (acima) e superfície de sucção (abaixo) para $l_{\text{axial}} = 30$ mm, 60 mm e 90 mm.

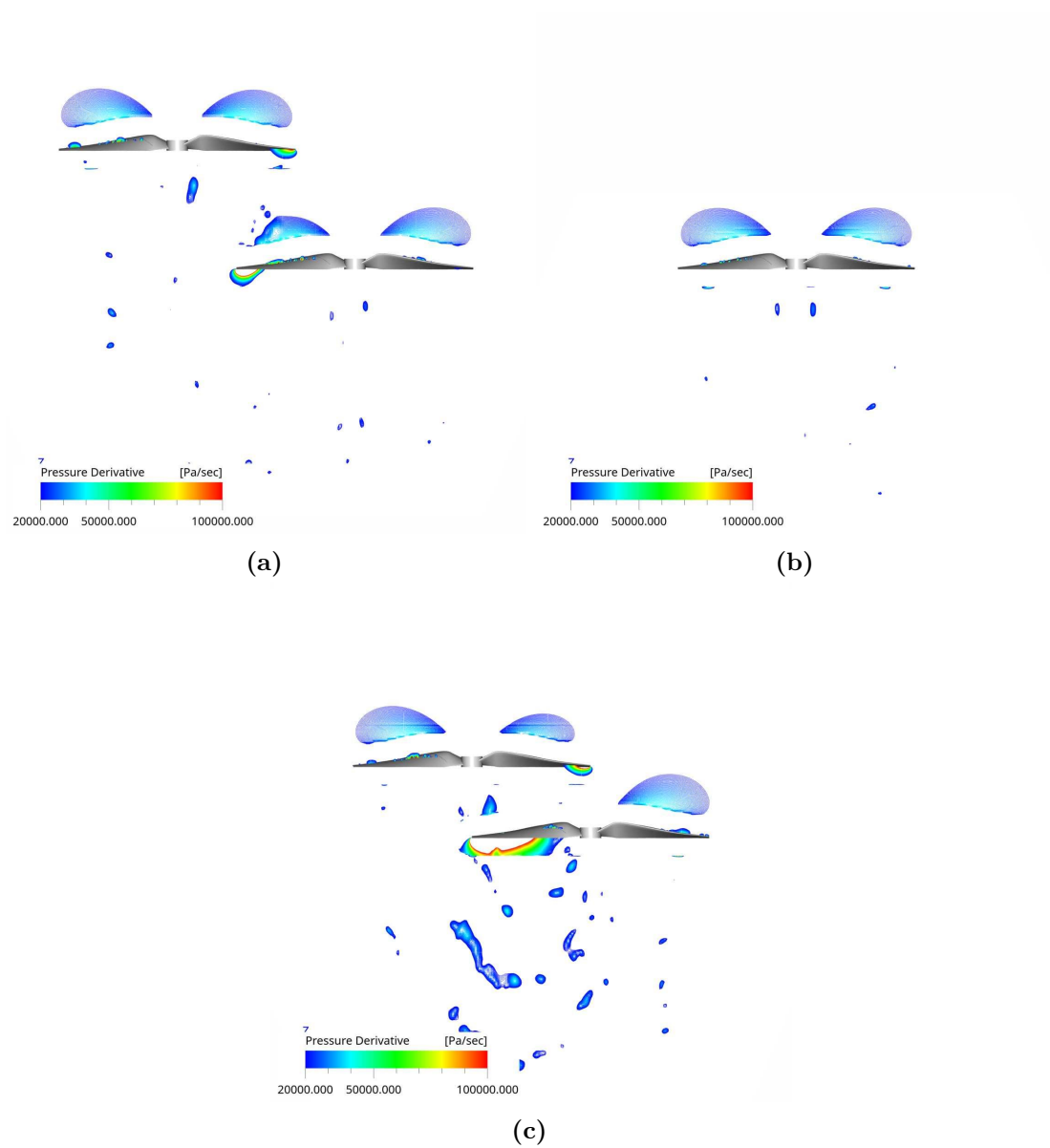


Figura E.8 – Derivada temporal da pressão para diferentes posições axiais no volume ao redor da dupla de hélices para $l_{\text{axial}} = 150$ mm e 90 mm (a) e (b) e hélice isolada (c).

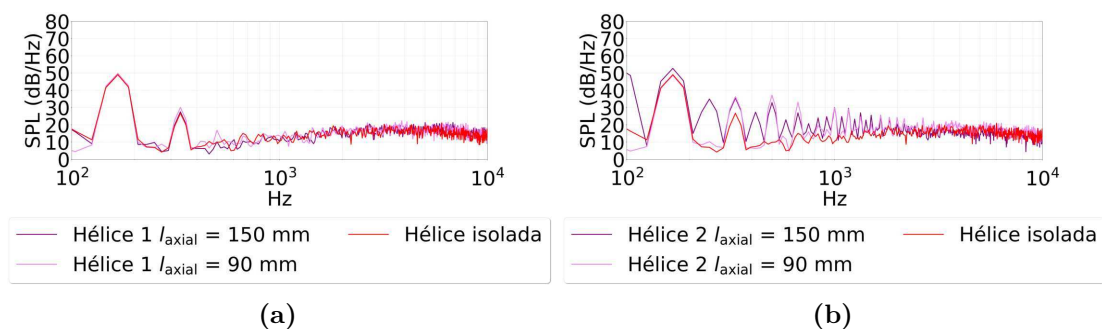


Figura E.9 – Espectro sonoro da Hélice 1 (a) e Hélice 2 (b) para o microfone centro-superior, comparado com a hélice isolada.

E.4 Síntese do Apêndice

As seguintes análises apoiam as conclusões da tese principal:

- **Generalidade dos Fenômenos de Interação:** As análises complementares, que abrangeram configurações em contra-rotação com velocidades distintas e em co-rotação com maior sobreposição (l_{over}), confirmaram que os fenômenos de interação observados são genéricos e não se restringem a uma única condição operacional. Em todos os casos, a proximidade entre as hélices intensificou os efeitos de interação, validando as conclusões centrais da tese.
- **Assimetria entre as Hélices:** Foi consistentemente observado um comportamento distinto entre a hélice de montante (Hélice 1) e a de jusante (Hélice 2).
- **Natureza das Interações Acústica e Aerodinâmica:** A investigação permitiu distinguir dois mecanismos de interação dominantes:
 - Uma interação acústica de longo alcance, onde as ondas de pressão geradas pela Hélice 2 se propagam a montante e alteram as cargas na Hélice 1. A persistência da assimetria na Hélice 2, mesmo com $l_{axial} = 150\text{mm}$, comprova a eficácia deste mecanismo a distâncias consideráveis. Entretanto, para $l_{axial} = 150\text{mm}$ o efeito não foi suficiente para gerar um efeito característico do aumento de picos tonais na Hélice 1.

- Uma interação aerodinâmica da Hélice 1 sobre a Hélice 2, caracterizada como relativamente fraca. Embora a esteira da Hélice 1 não seja intensa o suficiente para alterar o ruído de banda larga da Hélice 2, ela modifica o padrão de cargas instáveis em suas pás, resultando em alterações significativas no padrão de emissão de ruído tonal até mesmo para a distância axial aumentada para 150 mm.