

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**ANÁLISE AEROACÚSTICA DE UM DUTO DE AR CONDICIONADO
ATRAVÉS DA DINÂMICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL**

Lucas de Souza Meira

Uberlândia

2020

Lucas de Souza Meira

**ANÁLISE AEROACÚSTICA DE UM DUTO DE AR CONDICIONADO
ATRAVÉS DA DINÂMICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Transferência de Calor e Mecânica de Fluidos

Linha de pesquisa: Simulações Numéricas e CFD

Uberlândia, 28 de Outubro de 2020.

Banca examinadora:

Prof. Dr. Francisco José de Souza, Orientador (UFU)

Prof. Dr. Marcus Antônio Viana Duarte, (UFU)

Prof. Dr. William Roberto Wolf, (Unicamp)

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

| | |
|--------------|--|
| M514 2020 | <p>Meira, Lucas de Souza, 1991- Análise Aeroacústica de um Duto de Ar Condicionado Através da Dinâmica de Fluidos Computacional [recurso eletrônico] / Lucas de Souza Meira. - 2020.</p> <p>Orientador: Francisco José de Souza. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Uberlândia, Pós-graduação em Engenharia Mecânica. Modo de acesso: Internet. Disponível em: http://doi.org/10.14393/ufu.di.2020.664 Inclui bibliografia.</p> <p>1. Engenharia mecânica. I. Souza, Francisco José de, 1973-, (Orient.). II. Universidade Federal de Uberlândia. Pós-graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.</p> <p>CDU: 621</p> |
|--------------|--|

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:

Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091


UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
 Av. João Naves de Ávila, nº 2121, Bloco 1M, Sala 212 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-MG, CEP 38400-902
 Telefone: (34) 3239-4282 - www.posgrad.mecanica.ufu.br - secposmec@mecanica.ufu.br


ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO

| | | | | | |
|------------------------------------|---|-----------------|-------|-----------------------|-------|
| Programa de Pós-Graduação em: | Engenharia Mecânica | | | | |
| Defesa de: | Dissertação de Mestrado Acadêmico, nº 571, COPEM | | | | |
| Data: | 28/10/2020 | Hora de início: | 14:00 | Hora de encerramento: | 16:20 |
| Matrícula do Discente: | 11912EMC013 | | | | |
| Nome do Discente: | Lucas de Souza Meira | | | | |
| Título do Trabalho: | Análise Aeroacústica de um Duto de Ar Condicionado Através da Dinâmica de Fluidos Computacional | | | | |
| Área de concentração: | Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos | | | | |
| Linha de pesquisa: | Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor | | | | |
| Projeto de Pesquisa de vinculação: | | | | | |

Reuniu-se por meio de videoconferência a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Marcus Antonio Viana Duarte - FEMEC/UFU; William Roberto Wolf - UNICAMP; e Francisco José de Souza - FEMEC/UFU, orientador do candidato. Ressalta-se que os Prof. Francisco José de Souza, Marcus Antonio Viana Duarte e o Discente participaram da defesa por meio de videoconferência desde a cidade de Uberlândia/MG, e o Prof. William Roberto Wolf desde a cidade de Campinas/SP, em atendimento a Portaria nº 36, de 19 de março de 2020, da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES.

Iniciando os trabalhos o presidente da mesa, Dr. Francisco José de Souza, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(às) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Francisco José de Souza, Professor(a) do Magistério Superior**, em 28/10/2020, às 16:13, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Marcus Antonio Viana Duarte, Professor(a) do Magistério Superior**, em 28/10/2020, às 16:16, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **William Roberto Wolf, Usuário Externo**, em 28/10/2020, às 16:22, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **2348771** e o código CRC **6C858BAF**.

"Todos os problemas se tornam infantis, depois de explicados"
"Sherlock Holmes" em Os Dançarinos, de Arthur Conan Doyle (1903).

"Em estudos de outra natureza, chegamos até um determinado limite onde nada mais há a aprender. Mas na pesquisa científica os horizontes são ilimitados."
"Victor Frankenstein" em Frankenstein, de Marry Shelley (1818).

Agradecimentos

O caminho trilhado até aqui é composto por uma série de etapas, das quais houve contribuições de diversas naturezas. Não quero parecer injusto, mas tentarei contemplar o reconhecimento e agradecimento a todos que participaram desta trajetória.

Primeiramente, agradeço à minha família, em toda a sua extensa pluralidade. Aos meus pais, ao meu irmão à minha irmã, por serem a base sólida onde construí minhas raízes e por serem meu porto seguro onde busco forças durante momentos tempestuosos. Aos meus tios(as) e primos(as), tanto os presentes quanto os que deixam saudade, por serem fonte de fé e ensinamentos. Aos meus avós, em especial a Olavo Ferreira de Souza (*in memoriam*), por ser o esteio da nossa família, exemplo de sabedoria, força e humildade.

Agradeço aos profissionais da UFU, do MFLab e todos os que contribuíram para a minha formação. Agradeço ao Prof. Dr. Francisco José de Souza pela orientação e pela oportunidade de conhecer a Ciência. Agradeço aos meus colegas de pesquisa pela sinergia e momentos de descontração durante a pausa para o café da tarde. À Petrobras pelo apoio e incentivo à pesquisa.

Aos meus amigos, dos indelévels aos efêmeros, por serem companhia e colaboradores do meu desenvolvimento pessoal.

Enfim, nenhum destes agradecimentos seria possível, neste universo de probabilidades, sem o Guia dos guias. Por fim agradeço a Deus pela vida, fé, oportunidade e por colocar as pessoas certas no meu caminho. E que, mesmo em momentos difíceis, tem me guiado neste caos nada determinístico chamado vida. Glórias a Deus!

Resumo

Meira, L. S. *ANÁLISE AEROACÚSTICA DE UM DUTO DE AR CONDICIONADO ATRAVÉS DA DINÂMICA DE FLUIDOS COMPUTACIONAL*. Dissertação de Mestrado - Universidade Federal de Uberlândia, Outubro 2020.

O presente trabalho trata a respeito do problema aeroacústico presente em um escoamento complexo ocorrido dentro de um duto de ventilação e ar condicionado automotivo. O principal objetivo é investigar a geração de ruído em um escoamento turbulento em uma geometria por meio da utilização da Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD). Uma geometria simplificada de um duto de ar condicionado foi adotada como estudo de caso, uma vez que a mesma enfatiza os principais mecanismos de geração de ruído em escoamentos internos: regiões de descolamento e gradientes adversos de pressão e escoamento em torno de um obstáculo. Para as análises apresentadas, foram adotadas algumas hipóteses simplificadoras. Foram avaliadas as influências de dois diferentes esquemas de discretização (SOU e CDS) no contexto de simulações DES (*Detached Eddy Simulation*). Comparações foram realizadas com resultados experimentais disponíveis na literatura, em que os campos do escoamento e os níveis de pressão sonora (NPS) apresentaram concordância satisfatória com a física do problema. As simulações numéricas foram realizadas no UNSCYFL3D, código desenvolvido na Universidade Federal de Uberlândia. Por meio dos resultados encontrados neste trabalho obtém-se as técnicas e conjuntos de parâmetros para este tipo de problema, bem como a utilização de esquemas apropriados para a aeroacústica em simulações DES em dutos de ar condicionado e ventilação.

Palavras-chave: Ar condicionado. Aeroacústica. NPS. Ruído. Turbulência. CFD. DES.

Abstract

Meira, L. S. *AEROACOUSTICS ANALYSIS OF AN HVAC DUCT BY MEANS COMPUTATIONAL FLUID DYNAMICS*. Masters Dissertation - Federal University of Uberlândia, October 2020.

The present research deals with the aeroacoustic problem in a complex flow inside an HVAC (Heating and Ventilation Air-Conditioning) system. This work aims to investigate the flow-induced noise generation in a turbulent pipe flow by means of Computational Fluid Dynamics (CFD). A simplified HVAC geometry was adopted as a benchmark case. This geometry represents the main noise sources: pressure driven flow and flow around an obstacle. In order to develop the present analysis and to find the most accurate approach for this application, we evaluated different advective discretization schemes in the context of DES (Detached Eddy Simulation). Comparisons are established with experimental data of benchmark cases, for which gauge pressure in specific regions, sound pressure level and velocity fields are evaluated. Simulations are carried out using an in-house code, i.e. UNSCYFL3D, which was developed at the Federal University of Uberlândia. By means of this work, we were able to find the most accurate setup parameters for such a problem. Reynolds Averaged Navier-Stokes turbulence models did not yield satisfactory results, whereas the Detached Eddy Simulation (DES) was found to produce much more accurate results, obviously at a higher computational cost. It is concluded that DES, along with the central difference scheme for the advection, is a viable approach for computational aeroacoustics of HVAC ducts.

Keywords: HVAC System. Aeroacoustics. SPL. Noise. Turbulence. CFD. DES.

Conteúdo

| | |
|--|-------------|
| Lista de Figuras | xv |
| Lista de Tabelas | xvi |
| Lista de Símbolos | xvii |
| 1 Introdução | 1 |
| 2 Revisão Bibliográfica e Objetivos | 6 |
| 2.1 O Som Aerodinâmico | 6 |
| 2.1.1 As Analogias de Lighthill | 6 |
| 2.1.2 Outros Avanços na Aeroacústica | 10 |
| 2.1.3 As Propriedades Acústicas | 12 |
| 2.2 A Turbulência nos Fluidos | 13 |
| 2.2.1 Escalas da Turbulência | 17 |
| 2.2.2 A Abordagem Computacional | 20 |
| 2.2.3 Filtragem das Equações Constitutivas | 21 |
| 2.2.3.1 Médias de Reynolds (URANS) | 21 |
| 2.2.3.2 Simulação das Grandes Escalas (LES) | 22 |
| 2.2.3.3 Simulações DES (<i>Detached Eddy Simulation</i>) | 24 |
| 2.3 O Problema Aeroacústico em Escoamentos Complexos | 25 |
| 2.4 Objetivos | 28 |
| 2.4.1 Objetivos Específicos | 28 |
| 3 Metodologia | 30 |
| 3.1 O Problema | 30 |
| 3.2 Modelo Físico | 31 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.3 | Modelo Matemático | 33 |
| 3.4 | Modelo Numérico-Computacional | 35 |
| 3.4.1 | Discretização das Equações de Balanço | 36 |
| 3.4.2 | Termo Advectivo | 37 |
| 3.4.2.1 | Esquema <i>Upwind</i> de 2ª Ordem (SOU) | 37 |
| 3.4.2.2 | Esquema de Diferenças Centradas (CDS) | 38 |
| 3.4.3 | Termo Difusivo | 39 |
| 3.4.4 | Termo de Acúmulo ou Temporal | 39 |
| 3.4.5 | Acoplamento Pressão-Velocidade | 40 |
| 3.4.6 | Malhas Numéricas | 40 |
| 3.5 | Transformada de Fourier | 43 |
| 3.6 | Processamento de Dados | 44 |
| 4 | Resultados e Discussões | 46 |
| 4.1 | Verificação do Perfil Turbulento | 47 |
| 4.2 | Análise do Escoamento | 51 |
| 4.2.1 | Linhas de Corrente | 52 |
| 4.2.2 | Critério Q | 54 |
| 4.2.3 | Campos de Velocidade | 56 |
| 4.2.4 | Efeitos Difusivos | 60 |
| 4.3 | Análise Aeroacústica das Fontes de Ruído | 63 |
| 4.3.1 | Pressão Manométrica das Sondas | 63 |
| 4.3.2 | Níveis de Pressão Sonora | 65 |
| 5 | Conclusões | 69 |
| 5.1 | Observações | 69 |
| 5.2 | Recomendações | 70 |
| 5.3 | Perspectivas | 70 |
| | Referências | 71 |
| A | Algoritmo Para a Leitura de Dados | 78 |
| B | Algoritmo Para o Cálculo da FFT e Amostragem | 80 |

Lista de Figuras

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Esquema de propagação da onda sonora [15]. | 2 |
| 1.2 | Efeitos do ruído sonoro no corpo humano [15]. | 3 |
| 2.1 | Regiões de conversão de ruído adotadas nas analogias de Lighthill; Proximidade de jatos turbulentos (a) e regiões turbulentas (b). (Adaptado de [19]). | 8 |
| 2.2 | Variação da potência acústica como função da velocidade do jato [8]. . | 12 |
| 2.3 | Desenho de uma cascata de água feito por Leonardo da Vinci no século XVI. | 14 |
| 2.4 | Variação da espessura da camada limite δ e do coeficiente de transferência térmica convectiva h para o escoamento sobre uma placa plana isotérmica [22]. | 15 |
| 2.5 | Coeficiente de arrasto de corpos lisos a baixos números de Mach [50]. | 15 |
| 2.6 | Densidade espectral de energia cinética específica turbulenta E em função do número de onda k e do tempo t . [43]. | 18 |
| 2.7 | Relações entre u , \bar{u} e u' : regime permanente (a) e regime transiente (b) [34]. | 21 |
| 2.8 | Distribuição da densidade espectral de energia turbulenta com as bandas resolvidas e modeladas [43]. | 23 |
| 2.9 | Campos instantâneos de viscosidade efetiva em um degrau comparados entre URANS e DES [43]. | 24 |
| 2.10 | Esquema de uma abordagem em AAC para dispositivos hipersustentadores (Adaptado de [53]) | 27 |
| 2.11 | Caracterização do escoamento em torno de um trem de pouso (a) e o ruído propagado para o campo distante (<i>farfield</i>) (b) [38] | 27 |

| | | |
|-----|---|----|
| 3.1 | Esboço do duto simplificado de ar-condicionado (HVAC): vista isométrica (a) e dimensões do duto com <i>flap</i> (b). Escala em <i>mm</i> . [24] | 30 |
| 3.2 | Esquema da montagem experimental para as considerações e hipóteses. (Adaptado de [24]). | 31 |
| 3.3 | Geometria em CAD do modelo físico com as partes principais. | 32 |
| 3.4 | Detalhe da geometria em CAD do HVAC com o posicionamento das sondas de pressão manométrica. Com <i>flap</i> (a) e sem <i>flap</i> (b). | 33 |
| 3.5 | Esquema de volumes vizinhos na discretização das equações de balanço [46]. | 37 |
| 3.6 | Malhas numéricas das geometrias simuladas em detalhe. Com <i>flap</i> (a) e sem <i>flap</i> (b). | 41 |
| 3.7 | Malha numérica refinada na região da curva para o caso sem <i>flap</i> | 41 |
| 3.8 | Sinal de pressão transitório para uma cavidade simulada com URANS ($k - \epsilon$) evidenciando o transiente distorcido antes de $0,1\text{ s}$ [1] | 44 |
| 4.1 | Posições da aquisição dos perfis de velocidade. Campo médio de velocidades em $Y = 0$ para o caso sem <i>flap</i> | 47 |
| 4.2 | Perfis de velocidade axial (U) adquiridos no duto de desenvolvimento do perfil turbulento comparado com a lei de potência $1/7$ | 48 |
| 4.3 | Perfil de velocidade média axial em coordenadas de parede (obtido no plano de simetria $Y = 0$). | 49 |
| 4.4 | Linha média de aferição dos valores de pressão ao longo do duto. . . . | 50 |
| 4.5 | Distribuição de pressão manométrica aferida na linha de centro do duto de desenvolvimento para ambos os casos. | 50 |
| 4.6 | Gradiente de pressão aferido na linha de centro do duto de desenvolvimento para ambos os casos. | 51 |
| 4.7 | Linhas de corrente (<i>streamlines</i>) (a); Campos de pressão e vetorial de velocidades na seção (b). Caso com <i>flap</i> | 53 |
| 4.8 | Linhas de corrente (<i>streamlines</i>) (a); Campos de pressão e vetorial de velocidades na seção (b). Caso sem <i>flap</i> | 54 |
| 4.9 | Linhas de corrente (<i>streamlines</i>) (a); Campos de pressão e vetorial de velocidades na seção (b). Caso sem <i>flap</i> refinado à jusante da curva. . | 55 |

| | |
|---|----|
| 4.10 Estruturas turbilhonares presentes no escoamento. Iso-superfícies baseadas no critério Q , coloridas pela magnitude da velocidade. | 57 |
| 4.11 Comparação entre o campo médio vetorial experimental os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$ para os casos com <i>flap</i> | 58 |
| 4.12 Comparação entre o campo médio vetorial experimental os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$ para os casos sem <i>flap</i> | 59 |
| 4.13 Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$, para o caso com <i>flap</i> | 59 |
| 4.14 Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$, para o caso sem <i>flap</i> | 60 |
| 4.15 Campos instantâneos de viscosidade e energia cinética turbulenta, adquiridos em $Y = 0$, para os casos com <i>flap</i> | 61 |
| 4.16 Campos instantâneos de viscosidade e energia cinética turbulenta, adquiridos em $Y = 0$, para os casos sem <i>flap</i> | 62 |
| 4.17 Valores de pressão manométrica aferidos no domínio do tempo pelas sondas 1, 2 e 6. | 64 |
| 4.18 NPS obtido nas sondas para o caso com <i>flap</i> . Comparação entre os dados experimentais e simulações numéricas. | 67 |
| 4.19 NPS obtido nas sondas para o caso sem <i>flap</i> . Comparação entre os dados experimentais e simulações numéricas. | 68 |

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Níveis de intensidade (NI) e níveis de pressão sonora (NPS) e amplitudes de pressão. | 4 |
| 3.1 | Parâmetros das malhas numéricas simuladas. | 42 |
| 3.2 | Comparativo entre os parâmetros experimentais de [24] e os parâmetros adotados nas simulações numéricas. | 45 |

Lista de Símbolos

Abreviações e Acrônimos

| | |
|--------------|---|
| <i>AAC</i> | Aeroacústica Computacional |
| <i>BPF</i> | Frequência de Passagem da Pá (<i>Blade Pass Frequency</i>) |
| <i>CAA</i> | Aeroacústica Computacional (<i>Computational Aeroacoustics</i>) |
| <i>CAD</i> | Desenho Assistido por Computador (<i>Computer Aided Design</i>) |
| <i>CDS</i> | Esquema de Diferenças Centradas (<i>Central Difference Scheme</i>) |
| <i>CFD</i> | Fluidodinâmica Computacional (<i>Computational Fluid Dynamics</i>) |
| <i>DDES</i> | <i>Delayed Detached Eddy Simulation</i> |
| <i>DES</i> | Simulação das Escalas Desprendidas (<i>Detached Eddy Simulation</i>) |
| <i>DFT</i> | Transformada Discreta de Fourier (<i>Discrete Fourier Transform</i>) |
| <i>DNS</i> | Simulação Numérica Direta (<i>Direct Numerical Simulation</i>) |
| <i>FFT</i> | Transformada Rápida de Fourier (<i>Fast Fourier Transform</i>) |
| <i>FVM</i> | Método dos Volumes Finitos <i>Finite Volume Method</i> |
| <i>HVAC</i> | Duto de Ar Condicionado e Ventilação (<i>Heating Ventilation Air Conditioning</i>) |
| <i>MFLab</i> | Laboratório de Mecânica de Fluidos |
| <i>MVF</i> | Método dos Volumes Finitos |
| <i>NI</i> | Nível de Intensidade Sonora |
| <i>NPS</i> | Nível de Pressão Sonora |
| <i>NR</i> | Norma Regulamentadora |
| <i>NWS</i> | Nível de Potência Sonora |
| <i>PIV</i> | Velocimetria por Imagem de Partícula (<i>Particle Image Velocimetry</i>) |
| <i>RANS</i> | Equações por Médias de Reynolds Estacionária (<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>) |

| | |
|---------------|---|
| <i>SIMPLE</i> | Algoritmo de acoplamento pressão-velocidade (<i>Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>) |
| <i>SOU</i> | Upwind de Segunda Ordem (<i>Second Order Upwind</i>) |
| <i>SPL</i> | <i>Sound Pressure Level</i> |
| <i>SST</i> | Modelo de fechamento (<i>Shear Stress Transport</i>) |
| <i>URANS</i> | Equações por Médias de Reynolds Não-estacionária (<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>) |

Variáveis e Constantes

| | | |
|---------------|--|----------|
| Δ | Passo espacial ou temporal | |
| δ | Espessura da camada limite | m |
| δ_{ij} | Delta de Kronecker | |
| Γ | Coeficiente de difusão genérico | |
| μ | Viscosidade dinâmica molecular | $Pa.s$ |
| ν | Viscosidade cinemática molecular | m^2/s |
| Ω | Tensor vorticidade | |
| ω | Frequência característica da turbulência | $1/s$ |
| ω | Frequência característica da turbulência | Hz |
| ϕ | Propriedade transportada qualquer | |
| ρ | Massa específica | kg/m^3 |
| τ_{ij} | Tensor de Reynolds | |
| A | Área | m^2 |
| c | Velocidade do som | m/s |
| C_{ij} | Tensor cruzado | |
| D | Diâmetro | m |
| dr | Distância entre centroides | m |
| E | Energia cinética das grandes escalas | W |
| f | Frequência | Hz |
| F_1 | Função de modelos de fechamento | |
| F_2 | Função de modelos de fechamento | |
| F_S | Função de modelos de fechamento | |
| H | Função para definição do corpo sólido | |
| h | Coeficiente de convecção | W/m^2K |

| | | |
|----------------|--|-----------|
| i | Componente imaginária | |
| k | Energia cinética turbulenta ou número de onda | m^2/s^2 |
| L | Tensor de Leonard ou comprimento relativo à geometria (maior escala) | |
| l | Comprimento das escalas de Kolmogorov | m |
| $L_{k-\omega}$ | Comprimento característico para o modelo de fechamento | m |
| Ma | Número de Mach | |
| N | Número associado a graus de liberdade | |
| p | Pressão | Pa |
| Q | Critério de invariância | $1/s^2$ |
| R | Raio ou distância do observador | m |
| Re | Número de Reynolds | |
| s | Espaçamento | m |
| T | Tensor de Lighthill | |
| t | Tempo | s |
| U | Componente de velocidade no eixo X | m/s |
| u | Vetor velocidade na notação indicial | m/s |
| V | Componente de velocidade no eixo Y , vetor velocidade ou volume | |
| W | Componente de velocidade no eixo Z | m/s |

Índices Subscritos

| | |
|-----------------|--|
| $*$ | Relativo à fricção |
| $+$ | Coordenada adimensional |
| ∞ | Relativo à corrente livre |
| <i>centrado</i> | Relativo ao esquema CDS |
| <i>crit</i> | Valor crítico |
| d | Relativo ao diâmetro hidráulico |
| e | Relativo ao desenvolvimento da camada limite |
| f | Relativo à face ou friccional |
| L | Relativo ao volume à esquerda |
| max | Valor máximo |
| R | Relativo ao volume à direita |
| T | Relativo à turbulência |
| <i>upwind</i> | Relativo ao esquema SOU |

xx

LISTA DE SÍMBOLOS

w

Relativo à parede

Capítulo 1

Introdução

Ao longo do desenvolvimento da ciência e da engenharia, percebeu-se, inicialmente, um crescimento acelerado nos conhecimentos voltados à "mecânica dura". O aumento na perícia em Dinâmica Estrutural, Vibrações e Processos de Fabricação cada vez mais sofisticados trouxeram grandes avanços em projetos mais limpos e silenciosos. No entanto, contribuições relacionadas às áreas de Mecânica de Fluidos e Acústica têm desempenhado um papel importante no cerne das questões relacionadas ao conforto do usuário, insalubridade e impactos ambientais relativos à geração de som e ruído.

Fisicamente, como definido por Gerges [15], o som é caracterizado como flutuações no campo de pressão em um meio compressível. Como mostrado na Figura 1.1, o som segue as leis da ondulatória e, como qualquer onda, pode sofrer reflexão, refração, difração e absorção. No entanto, o ouvido humano caracteriza o som audível àquele pertencente a uma determinada faixa de frequência e amplitude do pulso de pressão. Quantitativamente, amplitudes de pressão abaixo do limiar da audição ($20 \mu Pa$) não são audíveis, ao passo que, pulsos de pressão com amplitudes acima de $60 Pa$ causam a sensação de dor (limiar da dor) ou danos severos ao aparelho auditivo ao invés de som. A faixa de frequência de sons audíveis por um ouvido humano saudável está compreendida entre $20 Hz$ e $20 kHz$; sons abaixo dessa faixa são denominados infrassônicos e, àqueles acima, dá-se a denominação de sons ultrassônicos.

Enquanto o som é parte recorrente no dia-a-dia, o tratamento e a utilização desta informação pode representar uma gama de situações importantes. O homem moderno, em seu cotidiano, está exposto a uma série de estímulos sonoros, como por

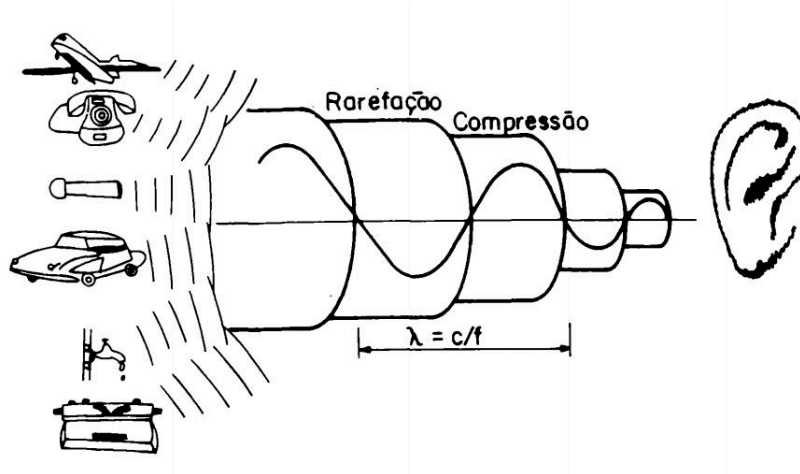


Figura 1.1: Esquema de propagação da onda sonora [15].

exemplo: uma música, máquinas em funcionamento, o vento nas árvores, a passagem de veículos, sinais de advertência em dispositivos eletrônicos, uma roda de conversa, etc. No entanto, uma variedade de estímulos sonoros são classificados como incômodos, indesejados ou insalubres e, para esta classe de sons, dá-se o nome de ruído. Recentemente, diversas pesquisas mostraram que a exposição prolongada ao ruído não causa somente distúrbios psicológicos, como alterações do sono e do humor; outros efeitos fisiológicos estão associados aos níveis de ruído, desde aumento no risco de hipertensão e problemas cardíacos a até problemas de infertilidade, segundo [47] e [33], respectivamente. Gerges [15] apresenta em seu trabalho um diagrama apontando diferentes consequências da exposição ao ruído alto; como mostrado na Figura 1.2, a secreção desequilibrada de hormônios como da tireoide, adrenalina e outros desencadeiam os sintomas perceptíveis da exposição sonora, como por exemplo: irritabilidade, estresse, fadiga e problemas de convivência social.

A Tabela 1.1 apresenta um envelope dos níveis de energia e pressão sonora encontradas em diversas fontes de ruído. Como apresentado por Rienstra and Hirschberg [39], nota-se que os níveis de amplitude da onda de pressão variam desde a ordem de $20^{-6} Pa$ até $200 Pa$ em níveis de energia (intensidade sonora) de $10^{-12} W/m^2$ a até $100 W/m^2$, respectivamente. Para uma melhor consciência a respeito destes níveis de energia, um Concorde durante a fase de decolagem não produz energia suficiente para aquecer uma xícara de café em termos acústicos; no entanto é capaz de causar danos severos e irreversíveis à audição de pessoas em sua proximidade. Ou seja,



Figura 1.2: Efeitos do ruído sonoro no corpo humano [15].

embora envolva níveis de energia muito baixos, a acústica trata de valores que podem produzir desde incômodo até danos irreversíveis à saúde do observador.

A importância da investigação da origem do ruído tem sido um assunto pertinente nas análises de engenharia e de conforto acústico. As fontes de ruído têm sua gênese, principalmente, em situações de interação entre sólidos, vibrações de estruturas, reações químicas (combustão), interação fluido-estrutura e puramente fluidodinâmica. Estudos anteriores, como por exemplo o de Heckl [16], apuram a interação do contato pneu/solo na produção de ruído. Posteriormente, com a crescente evolução das aeronaves e expansão dos centros urbanos, a nova preocupação passou a ser a mitigação de ruídos externos e certificação de operação de aeronaves pressionadas pelos órgãos de aviação civil, segundo Smith [45]. Já estudos mais recentes procuraram entender a influência do escoamento em cavidades ou estruturas veiculares de *benchmark*, como os estudos de Henshaw [17] e Allen et al. [1], que investigam a interação aeroacústica de uma cavidade de míssil (M219) em regime transônico e sua influência na geração de ruído. Islam et al. [23], por sua vez, avalia, experimentalmente, a influência do teto solar aberto de um veículo de passeio no fenômeno de *buffeting* e o conforto acústico associado.

Na ótica da fluidodinâmica computacional (*Computational Fluid Dynamics - CFD*), a investigação das fontes de ruído tem se mostrado uma tarefa nada trivial. Por se tratar

Tabela 1.1: Níveis de intensidade (NI) e níveis de pressão sonora (NPS) e amplitudes de pressão.

| Fonte | NPS [dB] | NI [W/m^2] | Pressão [Pa] |
|---|----------|----------------|--------------|
| Bomba nuclear, à 5 m (estimativa) | 250 | 1,00e+13 | 6,32e+7 |
| Foguete, à 30 m; Canto da baleia azul, à 1 m | 180 | 1,00e+6 | 2,00e+4 |
| Avião a jato, à 30 m | 150 | 1,00e+3 | 6,32e+2 |
| Limiar da dor ; Tiro de rifle, à 1 m | 140 | 1,00e+2 | 2,00e+2 |
| Buzina de trem, à 1 m | 130 | 1,00e+1 | 6,32e+1 |
| Concerto de rock; Jato decolando, à 100 m | 120 | 1,00e+0 | 2,00e+1 |
| Motocicleta em alta velocidade, à 5 m | 110 | 1,00e-1 | 6,32e+0 |
| Furadeira pneumática, à 2 m | 100 | 1,00e-2 | 2,00e+0 |
| Caminhão, à 1 m | 90 | 1,00e-3 | 6,32e-1 |
| Limite de ruído permitido pela NR-15 (8 horas) | 85 | 3,16e-4 | 3,56e-1 |
| Aspirador de pó, à 1 m; Tráfego pesado | 80 | 1,00e-4 | 2,00e-1 |
| Tráfego, à 5 m | 70 | 1,00e-5 | 6,32e-2 |
| Interior de escritório ou restaurante | 60 | 1,00e-6 | 2,00e-2 |
| Interior de cinema, sem barulho | 30 | 1,00e-9 | 6,32e-4 |
| Respiração humana, à 3 m | 10 | 1,00e-11 | 6,32e-5 |
| Limiar da audição humana | 0 | 1,00e-12 | 2,00e-5 |

Adaptado de [31]

da modelagem do transporte de baixos níveis de energia (onda acústica), muito tem-se investido em simulações de alta fidelidade e métodos de alta ordem. No entanto, o presente trabalho tem por objetivo utilizar uma metodologia simplificada no tocante às técnicas de CFD a um custo computacional relativamente baixo e validação da metodologia DES (*Detached Eddy Simulation*) na predição dos níveis de pressão sonora (NPS) em regiões específicas de um duto de ar condicionado.

A presente dissertação está dividida em 5 capítulos, que partem desde o histórico científico a respeito do problema, considerações, resultados e apêndices.

No Capítulo 2 é apresentada uma revisão bibliográfica e histórica a respeito do problema físico aeroacústico, os desenvolvimentos iniciais, a evolução das técnicas e tecnologias e o estado da arte neste ramo da ciência. Neste capítulo são apresentadas

algumas fontes das primeiras preocupações científicas em entender a gênese do ruído aerodinâmico até os últimos avanços em abordagens experimentais e numéricas. Ao final do capítulo são apresentados os objetivos do presente trabalho, bem como o escopo do mesmo.

O Capítulo 3 apresenta a metodologia utilizada para a solução do problema aeroacústico em um duto de ar condicionado e ventilação (HVAC). Neste capítulo são descritas as modelagens física, matemática e numérica, bem como as hipóteses simplificadoras e avaliações em diferentes esquemas de discretização do termo advectivo. Ao final do capítulo são apresentadas algumas considerações para o processamento de dados e a utilização da transformada rápida de Fourier (FFT).

O Capítulo 4 trata dos resultados do presente trabalho. Aqui, o código UNSCYFL3D, desenvolvido na presente universidade, mostrou-se robusto na execução dos casos e na predição dos níveis de pressão manométrica aferidos em determinadas regiões para fins comparativos. São apresentados os resultados para os diferentes esquemas de discretização do termo advectivo da equação de quantidade de movimento linear. Os níveis de pressão sonora obtidos por meio de simulações DES são apresentados com expressiva concordância com experimentos materiais.

No Capítulo 5 são apresentadas as conclusões, contribuições e limitações do trabalho desenvolvido. São definidas algumas atividades para desenvolvimentos posteriores e a utilização destes resultados.

Ao fim desta dissertação são apresentadas as principais referências bibliográficas utilizadas e os apêndices de códigos utilizados no processamento de dados do trabalho.

Capítulo 2

Revisão Bibliográfica e Objetivos

Neste capítulo é apresentada a revisão bibliográfica referente à motivação e o desenvolvimento científico a respeito do estudo do ruído sonoro. É apresentada uma introdução a respeito do fenômeno da turbulência nos fluidos, as tendências na área de Fluidodinâmica Computacional (CFD) e Aeroacústica Computacional (CAA). Ao final do capítulo, o escopo do trabalho é situado em forma de tópicos.

2.1 O Som Aerodinâmico

Tanto o som quanto o ruído sonoro podem ser produzidos por meio da fluidodinâmica não estacionária e, no caso dos escoamentos de ar, tem-se o ruído aerodinâmico, segundo Howe [18] e [19]. Neste tipo de fenômeno físico, uma parte da energia cinética contida no escoamento turbulento, na forma de flutuações de velocidade, é transformada em ondas de pressão longitudinais que se propagam pelo ar (som). Por se tratar de uma forma de transmissão de energia através da colisão sucessiva entre moléculas, o som obedece os princípios da ondulatória. Neste caso, não há transporte efetivo de massa, apenas energia, onde o meio é perturbado apenas longitudinalmente à onda de pressão, segundo [15].

2.1.1 As Analogias de Lighthill

Com a entrada das aeronaves a jato no transporte comercial de passageiros na década de 1950, como o pioneiro de Havilland DH-106 Comet, surgiu a motivação

científica para se estudar os mecanismos de conversão e propagação do ruído aerodinâmico. Concomitantemente, o matemático James Lighthill apresentou estudos a respeito da formulação matemática dos principais termos de conversão de energia cinética do escoamento em ruído aerodinâmico [27]. O trabalho de [28], intitulado *On Sound Generated Aerodynamically II - Turbulence as a Source of Sound*, deu início à Aeroacústica que, posteriormente, tornou-se uma área do conhecimento com fortes contribuições no estudo de técnicas e tecnologias para o entendimento do fenômeno físico.

A teoria do som aerodinâmico foi inicialmente desenvolvida através de uma formulação análoga das equações de Navier-Stokes, segundo [19]. A esse conjunto de equações e suposições, dá-se o nome de Analogia Acústica de Lighthill, proposta por Lighthill [27]. Nesta abordagem tem-se, como resultado, uma equação não-homogênea cujos termos fonte são mais expressivos, no caso de escoamentos isotérmicos e a altos números de Reynolds, em regiões com maior vorticidade (regiões turbulentas). Para os casos que envolvem fortes gradientes térmicos, o termo de entropia (discutido posteriormente) também torna-se predominante na produção de ruído. A Figura 2.1 ilustra a física descrita por meio dos estudos iniciais em Aeroacústica introduzidos por Lighthill.

Para a obtenção das equações de Lighthill, deve-se partir das equações de balanço de massa em sua forma completa, Equação 2.1, e da equação de balanço de quantidade de movimento com os termos de força e os efeitos gravitacionais desprezados, Equação 2.2.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \vec{V}) = -\nabla p + \vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}} \quad (2.2)$$

onde, em sua formulação vetorial, \vec{V} representa o vetor velocidade da partícula de fluido, ρ é a massa específica do fluido, p é o termo de pressão e $\bar{\bar{\tau}}$ é o tensor de tensões viscosas atuantes na partícula de fluido.

Derivando-se a Equação 2.1 no tempo e aplicando-se o divergente na Equação 2.2, tem-se:

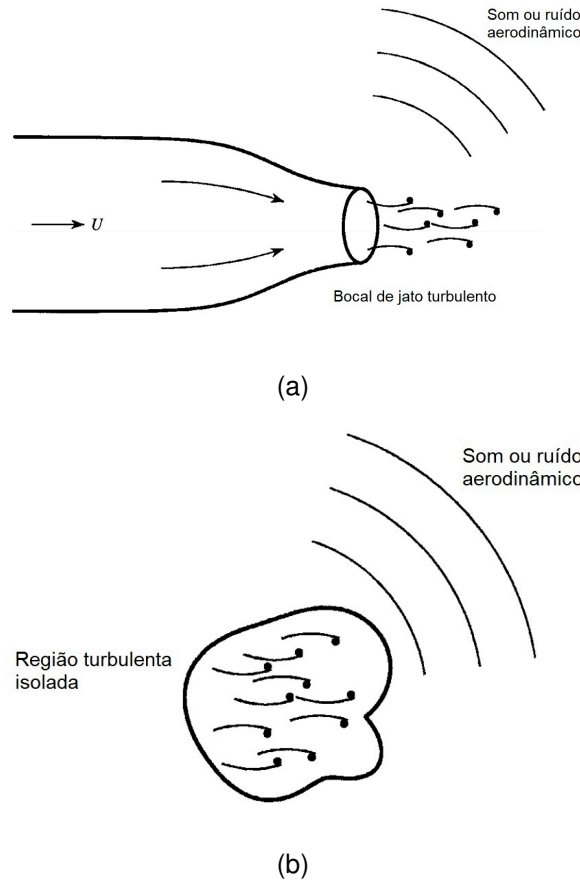


Figura 2.1: Regiões de conversão de ruído adotadas nas analogias de Lighthill; Proximidade de jatos turbulentos (a) e regiões turbulentas (b). (Adaptado de [19]).

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \frac{\partial(\rho \vec{V})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \vec{V})] = -\nabla^2 p + \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}}) \quad (2.4)$$

Assumindo a comutação entre os operadores de derivada temporal e divergente, pode-se subtrair as duas equações, Eq. 2.3 da Eq. 2.4, donde tem-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \vec{V})] = \nabla^2 p - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}}) \quad (2.5)$$

Somando-se a expressão $-c_0^2 \nabla^2 \rho'$ à Equação 2.5, onde c_0 é a velocidade do som no meio quiescente e ρ' é a flutuação na massa específica do fluido, e rearranjando os termos relativos à massa específica do lado direito, tem-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \vec{V})] + \nabla^2 p - \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \bar{\bar{\tau}}) - c_0^2 \nabla^2 \rho' \quad (2.6)$$

Assumindo que a parcela de massa específica no termo temporal possa ser escrita como um valor médio da atmosfera quiescente e uma flutuação ($\rho = \rho_0 + \rho'$), sendo ρ_0 constante no tempo e isolando o operador $\vec{\nabla}$, a Equação 2.6 é reescrita como:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \vec{\nabla} \cdot [\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V} \vec{V} - \bar{\tau})] + \vec{\nabla} \cdot (p - c_0^2 \rho') \quad (2.7)$$

Onde, comumente apresentada na literatura em sua forma indicial, resulta na equação de Lighthill:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \rho' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij} \quad (2.8)$$

onde, o tensor T_{ij} é chamado de tensor de Lighthill, como sendo:

$$T_{ij} = \rho u_i u_j - \tau_{ij} + \delta_{ij} (p - c_0^2 \rho') \quad (2.9)$$

onde, τ_{ij} é o tensor de tensões viscosas e δ_{ij} é o delta de Kronecker que assume valores iguais a 1 quando $i = j$ e 0 quando $i \neq j$.

Por meio da análise da Equação 2.8, temos que, para o lado esquerdo da equação, temos a equação de propagação da onda acústica em termos da flutuação de massa específica (ρ'). No lado direito da equação temos os termos de transformação e transferência de energia que compõem o tensor de Lighthill (T_{ij}). Este tensor, por sua vez, é chamado de termo fonte ou termo de transformações acústicas, pois é a partir de seus termos que se modela as transformações de energia cinética do escoamento em energia acústica. Nota-se que a parcela $\rho u_i u_j$ trás não linearidades devido ao movimento do escoamento turbulento, o tensor de tensões viscosas (τ_{ij}) que se traduz como responsável pela difusão da energia acústica e o termo $\delta_{ij} (p - c_0^2 \rho')$ que é responsável pelo aumento das irreversibilidades do processo (entropia), segundo Flabes Neto [13].

Outras contribuições alcançadas por meio das analogias de Lighthill está relacionada à análise dimensional da solução da forma simplificada da Eq. 2.8, onde apenas o termo não-linear ($\rho u_i u_j$) é considerado predominante. Estas considerações são válidas para fenômenos que envolvem escoamentos isotérmicos a altos números de Reynolds. A fim de se obter os níveis de intensidade acústica percebidos por um observador no campo distante (*far field*), segundo [18], obtém-se a conhecida "Lei da Oitava Potência". Como descrito na Equação 2.10, nota-se que o nível de intensidade

acústica é função da velocidade do jato de ar elevada à oitava potência. Enquanto que a intensidade acústica é afetada pelo quadrado do diâmetro do bocal do jato.

$$I(R) \approx \frac{\rho_s^2 U_j^8 D^2}{\rho_0 c_0^5 R^2} \quad (2.10)$$

onde, U_j é a velocidade do jato de ar; ρ_s e ρ_0 são as massas específicas do ar no meio e nas condições de atmosfera padrão, respectivamente; D é o diâmetro do bocal do jato e R é a distância do observador do jato.

Tal observação trouxe a justificativa da utilização de motores *turbofan* com alta razão de *bypass*, uma vez que, também do ponto de vista aeroacústico, é mais vantajoso aumentar o diâmetro do volume de ar deslocado do que simplesmente aumentar a velocidade do escoamento do jato, para um dado valor de empuxo.

2.1.2 Outros Avanços na Aeroacústica

As analogias de Lighthill trouxeram diversos avanços para o entendimento inicial a respeito da Aeroacústica. No entanto, por se tratar de uma abordagem simplificada, voltada apenas para aplicações em regiões turbulentas do escoamento provocadas por jatos, apresentava uma série de limitações, como por exemplo:

- Não se representa o fenômeno aeroacústico em regiões próximas a corpos ou superfícies sólidas, uma vez que a teoria despreza os termos de força nas equações de transporte de quantidade de movimento linear;
- A energia acústica não interfere na fluidodinâmica do escoamento, uma vez que é assumido o desacoplamento entre campo acústico e campo fluidodinâmico, o que torna o problema factível para regiões abertas e inviável para cavidades ressonantes, etc.
- Não são previstos os fenômenos de refração sonora, que ocorre quando o escoamento médio interfere na direção de propagação da onda sonora;
- Não é possível representar os fenômenos de reflexão, absorção ou difração por meio de superfícies.

Posteriormente, outras contribuições foram acrescentadas à Aeroacústica. Uma formulação apresentada por Curle [4] acrescenta às equações de Lighthill outros termos às fontes de ruído. Estes termos foram adicionados devido a motivação em se compreender a interação aeroacústica com corpos sólidos. A Equação 2.11 apresenta esta formulação, também referida na bibliografia como analogia de Curle e demonstrada em [19].

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \right) (H c_0^2 \rho') = \frac{\partial^2 (H T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\rho u_i u_j + p'_{ij}) \frac{\partial H}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho u_j \frac{\partial H}{\partial x_j} \right) \quad (2.11)$$

onde, o termo $p'_{ij} = (p - p_0)\delta_{ij} - \sigma_{ij}$ é o tensor de tensões viscosas com os termos de pressão. A função H , denominada função de Heaviside ou função degrau unitário, assume o valor 1 para as regiões externas ao corpo e 0 nas regiões internas ao corpo. Com isso os dois últimos termos do lado direito da equação representam fontes dipolo e monopolo distribuídas ao longo da superfície do corpo. Com esta nova interpretação, tem-se a capacidade de modelar os fenômenos aeroacústicos de reflexão e absorção por meio de corpos imersos no escoamento.

Novas soluções aplicadas às equações de Lighthill, como as descritas por Krasil’Nikova [25], demonstraram uma dependência da intensidade sonora proporcional ao sexto da velocidade do escoamento para casos com baixo número de Mach ($Ma \leq 0,5$). Nestes estudos posteriores, verificou-se que, para $Ma \leq 0,5$, a produção sonora se dá por meio de fontes do tipo dipolo e, conforme aumenta-se o número de Mach, a intensidade acústica se aproxima mais da lei da oitava potência de Lighthill, onde as fontes quadrupolo são dominantes.

Posteriormente, os estudos de Ffowcs Williams and Hawkings [12] utilizaram formulações em que buscaram descrever o som aerodinâmico provocado por superfícies em movimento. Com isso, pôde-se caracterizar o ruído gerado por rotores dotados de hélices ou pás. A partir daí desenvolveu-se equações para o cálculo da frequência de passagem de pás (*Blade Pass Frequency* - BPF).

Outra contribuição feita por Dowling and Ffowcs Williams [8] foi a definição da lei cúbica para a intensidade acústica. Enquanto a analogia de Lighthill contribuiu para a demonstração da intensidade acústica como sendo função da oitava potência da velocidade, a lei cúbica apresentou uma dependência da intensidade sonora em fun-

ção do cubo da velocidade do jato em condições transônicas e supersônicas, como apresentado na Figura 2.2.

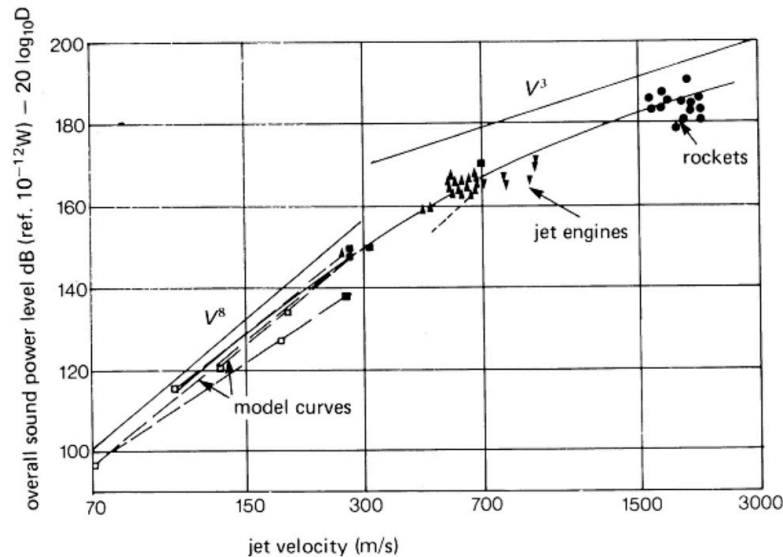


Figura 2.2: Variação da potência acústica como função da velocidade do jato [8].

2.1.3 As Propriedades Acústicas

Como descrito na Tabela 1.1, uma larga escala de níveis de potência acústica são perceptíveis pelo ouvido humano e estão presentes em situações cotidianas. Isto mostra que nosso ouvido tem uma sensibilidade logarítmica em relação a estes níveis, ou seja, desde o limiar da audição até o limite da dor, tem-se uma variação de 12 ordens de grandeza. Os Níveis de Pressão Sonora (NPS), que dizem respeito à amplitude da onda de pressão, podem assumir valores da ordem de μPa a até a ordem de hPa .

Uma forma de linearizar esta escala é a utilização da escala em \log_{10} . O NPS é expresso na unidade decibel (dB) que, como mostrado por [15], corresponde a um décimo do expoente na base 10, ou seja $1 dB = 10^{0,1} = 1,26$. Isto significa que o aumento de $1 dB$ no NPS corresponde a uma variação de 1,26 vezes o valor da pressão sonora e, conseqüentemente, o aumento de $3 dB$ corresponde a um aumento de duas vezes no NPS.

A intensidade acústica é proporcional ao quadrado da pressão acústica ($I = P^2/\rho_0 c_0$) e o NPS, em dB , é dado por:

$$NPS = 10 \log \frac{P^2}{P_0^2} = 20 \log \frac{P}{P_0} \quad (2.12)$$

onde P_0 é o limiar da audição humana a 1000 Hz , correspondente ao valor de $20 \mu\text{Pa}$.

O nível de intensidade acústica (NI) é a quantidade de energia por unidade de área atingida pela onda sonora e sua unidade é expressa em W/m^2 :

$$NI = 10 \log \frac{I}{I_0} \quad (2.13)$$

onde I é a intensidade acústica em W/m^2 e I_0 é o valor de referência correspondente à menor intensidade acústica perceptível pelo ouvido humano ($10^{-12} \text{ W}/\text{m}^2$) à frequência de 1000 Hz .

Outra grandeza acústica importante é o nível de potência sonora (NWS):

$$NWS = 10 \log \frac{W}{W_0} \quad (2.14)$$

onde W é a potência sonora em Watt e W_0 é o valor de referência, correspondente a 10^{-12} W .

2.2 A Turbulência nos Fluidos

Um dos grandes desafios da Mecânica de Fluidos é estudar e entender a Turbulência. Por se tratar de um sistema dinâmico altamente instável, imprevisível instantaneamente e recorrente no cotidiano humano, seja em fenômenos naturais ou atividades industriais, a Turbulência é amplamente discutida no meio científico. Por se tratar de um processo de transformação altamente não-linear e de difícil predição instantânea, a Turbulência pode ser modelada, prevista e aferida em comportamentos médios, tornando, segundo Silveira Neto [43], um processo caótico determinístico.

Partindo do famoso esboço feito por Leonardo da Vinci por volta dos anos 1500, como mostrado na Figura 2.3, nota-se a riqueza de detalhes na quantidade de escalas representadas pelo artista. O esboço mostra um comportamento médio das estruturas, onde o traçador utilizado foram as bolhas e a deformação na superfície interfacial entre líquido e ar.

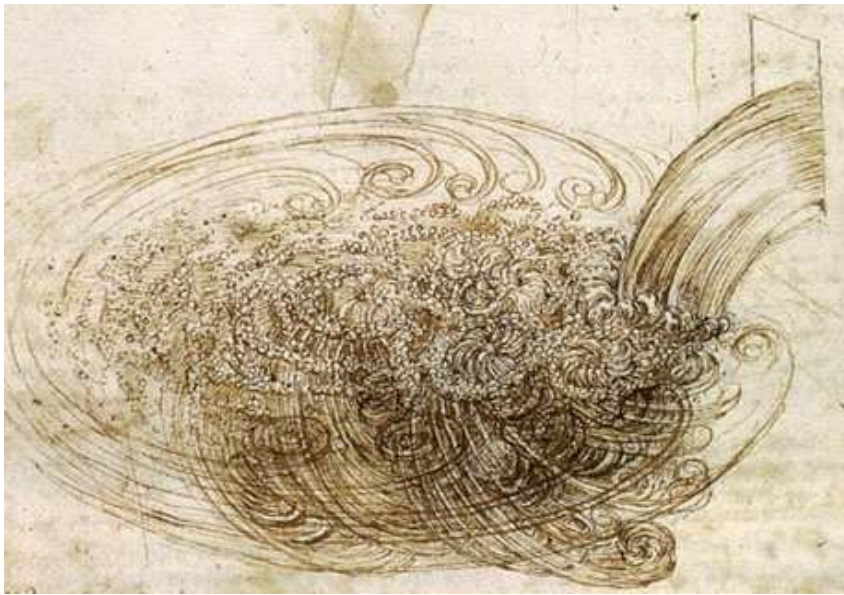


Figura 2.3: Desenho de uma cascata de água feito por Leonardo da Vinci no século XVI.

O número de Reynolds tem sido um dos principais adimensionais utilizados na determinação de um escoamento possivelmente turbulento. Este adimensional relaciona as forças inerciais com as tensões viscosas, expresso na Equação 2.15. Com o aumento do número de Reynolds em um dado escoamento, tem-se o aumento das instabilidades do escoamento e, como um mecanismo de "gatilho", segundo [51], ocorre a amplificação destas instabilidades.

$$Re = \frac{\rho V L}{\mu} = \frac{V L}{\nu} \quad (2.15)$$

onde, ρ é a massa específica do fluido, V é a velocidade do escoamento, L é o comprimento característico, μ e ν são as viscosidades moleculares dinâmica e cinemática, respectivamente.

Situações onde o número de Reynolds é baixo, as forças viscosas são predominantes e, com isso, as instabilidades presentes no escoamento tendem a ser amortecidas e o escoamento é caracterizado como laminar. Por outro lado, com o aumento do Re , as forças inerciais passam a predominar e, por induzir altas interações não-lineares com as variáveis do escoamento, o crescimento das instabilidades são amplificados, tornando o escoamento turbulento.

Embora seja complexo, o fenômeno da turbulência nos fluidos é algo necessário

e bastante vivenciado em fenômenos naturais ou aplicações industriais. O caráter imprevisível das flutuações de velocidade e pressão favorece, por exemplo, a difusão térmica em uma placa aquecida, como mostrado na Figura 2.4, ou a redução de arrasto em um corpo rombudo, segundo White [50].

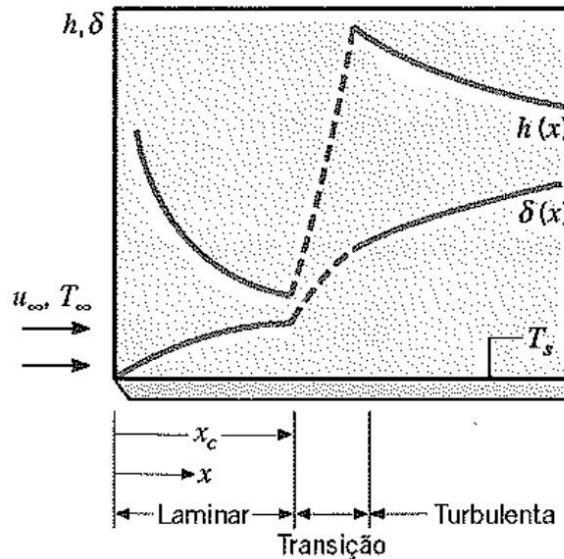


Figura 2.4: Variação da espessura da camada limite δ e do coeficiente de transferência térmica convectiva h para o escoamento sobre uma placa plana isotérmica [22].

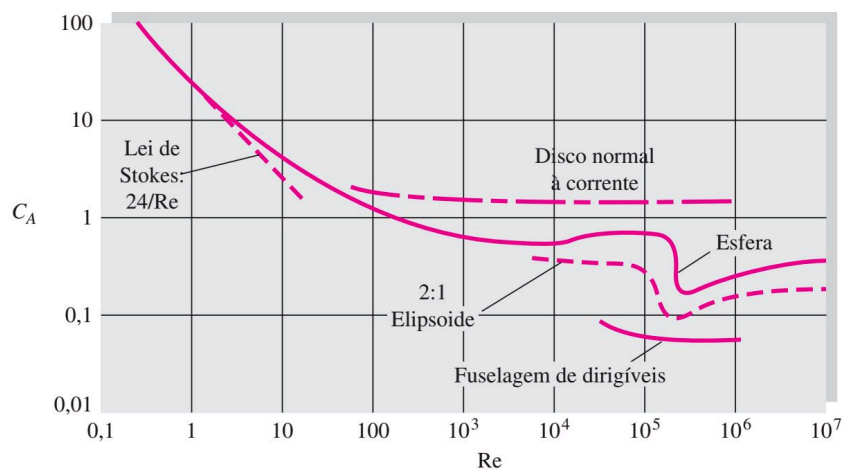


Figura 2.5: Coeficiente de arrasto de corpos lisos a baixos números de Mach [50].

Há séculos o fenômeno caótico da turbulência é relatado no meio científico e, com os avanços nas abordagens experimentais, capacidade de cálculo e evolução de mo-

delos matemáticos, nos últimos anos pode-se prever com boa precisão diversos fenômenos fluidodinâmicos. No entanto, segundo [43], os atributos do escoamento turbulento vão além da presença de vórtices. As principais características da Turbulência nos Fluidos é listada como:

- É composta por estruturas turbilhonares – uma vez que a literatura aponta pela presença de vórtices no escoamento, estes podem estar presentes em escoamentos laminares instáveis ou transicionais, pois o conceito estatístico de vórtice requer a invariância dos momentos estatísticos ao longo de toda a região do vórtice;
- É composta por múltiplas escalas – a multiplicidade de escalas espaciais e temporais estão relacionadas às estruturas turbilhonares, seus tamanhos, frequências e tempo de existência no escoamento. Um escoamento turbulento pleno é permeado de estruturas que vão desde a ordem do comprimento característico da geometria do problema até a ordem das menores escalas (escala de Kolmogorov);
- Pode ser modelada como um fenômeno contínuo – uma vez que o comprimento das menores estruturas seja maior do que o livre caminho médio molecular, pode-se adotar a hipótese do contínuo na modelagem da turbulência;
- É capaz de acelerar a difusão molecular de informações – devido aos múltiplos graus de liberdade nas informações do escoamento, sejam elas: velocidade, pressão, temperatura, concentrações, etc., as flutuações espaço-temporais favorecem o processo difusivo destas informações;
- Ocorre a altos números de Reynolds – os efeitos advectivos são não-lineares e são responsáveis pelo desencadeamento e manutenção da turbulência. O aumento no número de Reynolds favorece esta interação não-linear, dando origem às instabilidades no escoamento;
- É tridimensional e rotacional – a interação das instabilidades e suas amplificações perturbam as variáveis em todas as direções do escoamento,

trazendo flutuações de vorticidade. O estiramento de estruturas turbilhonares é um mecanismo puramente tridimensional e rotacional;

- É transformativa – por conter escalas de diferentes tamanhos, a turbulência, nas regiões com escalas de alto número de onda e alta frequência, favorece a transformação de energia cinética do escoamento em um aumento de energia interna;
- Pode ser considerada como caos determinístico – as soluções das equações de Navier-Stokes, em suma, forneceriam resultados com soluções exatas e determinísticas, isto se as condições iniciais e de contorno fossem inseridas com a mesma exatidão. No entanto, devido às fortes não-linearidades, o processo de desenvolvimento da turbulência torna-se caótico e extremamente sensível às condições iniciais. No entanto, esta é estatisticamente previsível.

2.2.1 Escalas da Turbulência

Um escoamento turbulento em desenvolvimento inicia-se por meio da amplificação das perturbações presentes no escoamento que, posteriormente, culmina no aparecimento das primeiras instabilidades. Com a contínua injeção de energia cinética por meio do escoamento, tem-se a interação simultânea entre as diferentes escalas presentes no escoamento até se alcançar o regime estatisticamente permanente. A Figura 2.6 apresenta a distribuição de densidade espectral de energia cinética específica turbulenta em função do número de onda. Nota-se que com o passar do tempo, o espectro torna-se largo e o patamar da curva em t_4 assume a inclinação de $k^{-5/3}$, de acordo com a teoria de Kolmogorov. Para o tempo t_4 tem-se a situação de turbulência plenamente desenvolvida.

Com o desenvolvimento pleno da turbulência, a injeção de energia cinética turbulenta é mantida para uma determinada faixa de escalas. No entanto, as interações simultâneas e não-lineares entre as escalas, desde as maiores (comprimentos da ordem da geometria do problema), médias e menores, mantêm o espectro de densidade sempre largo até seu decaimento abrupto em um determinado número de onda k . Como o número de onda diz respeito ao número de estruturas presentes por unidade

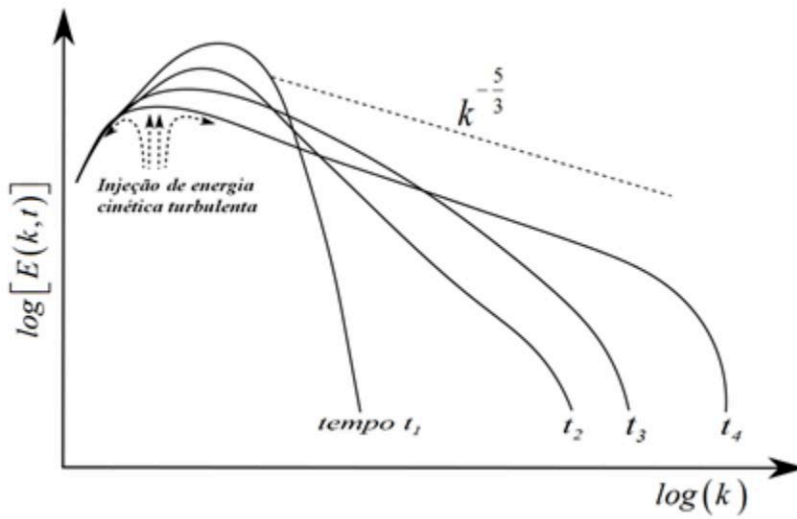


Figura 2.6: Densidade espectral de energia cinética específica turbulenta E em função do número de onda k e do tempo t . [43].

de comprimento, tem-se que as estruturas com maiores números de onda são aquelas com tamanho extremamente pequeno.

Às menores estruturas presentes no escoamento dá-se o nome de Estruturas de Kolmogorov, em homenagem ao matemático soviético do século XX Andrei Kolmogorov. Estas estruturas são demasiadamente pequenas e, ao se observar o Reynolds associado a elas, nota-se uma predominância de efeitos viscosos sobre os efeitos inerciais, ou seja, para as Estruturas de Kolmogorov tem-se $Re \approx 1$. Tal fato torna a transformação de energia cinética turbulenta em outras formas de energia por meio da difusão viscosa. No entanto, as escalas de comprimento, tempo, velocidade e vorticidade associadas a estas estruturas variam de escoamento para escoamento.

Como apresentado por [43], quanto maiores os números de Reynolds para um dado escoamento, menores serão as escalas de comprimento (l_d), tempo (τ), velocidade (u) e energia cinética (e) associadas às Escalas de Kolmogorov, de acordo com as Equações 2.16 à 2.19.

$$\frac{L}{l_d} = Re_L^{3/4} \quad (2.16)$$

$$\frac{t}{\tau} = Re_L^{1/2} \quad (2.17)$$

$$\frac{U}{u} = Re_L^{1/4} \quad (2.18)$$

$$\frac{\omega}{W} = Re_L^{1/2} \quad (2.19)$$

$$\frac{E}{e} = Re_L^{1/2} \quad (2.20)$$

onde, L , t , U , W e E , são as escalas de comprimento, tempo, velocidade, vorticidade e energia cinética relativas às escalas integrais do escoamento, respectivamente; l_d , τ , u , ω e e , são as escalas de comprimento, tempo, velocidade, vorticidade e energia cinética relativas às escalas de Kolmogorov, respectivamente; Re_L é o número de Reynolds relativo às escalas integrais ou à geometria do problema.

Nota-se, por meio destas equações, que as escalas de comprimento, tempo velocidade e energia tornam-se menores conforme aumenta-se o número de Reynolds. O aumento da vorticidade (ω) é proporcional ao aumento no Re_L devido ao aumento dos níveis de rotação das menores estruturas turbilhonares com o aumento do Re_L .

Como descrito por Silveira Neto [43], Pletcher et al. [34] e Wilcox [52], a redução das escalas de comprimento com o aumento do número de Reynolds, aumenta não-linearmente o aparecimento de diversos graus de liberdade presentes no escoamento. A Equação 2.21, sugerida por [43], apresenta o número de graus de liberdade presentes por unidade de volume. A Equação 2.22, sugerida por [52], define o número de graus de liberdade aproximado para um escoamento de fluido em um canal.

$$\left(\frac{L}{l_d}\right)^3 = Re_L^{9/4} \quad (2.21)$$

$$N_{gdl} = 0,088(Re_L)^{9/4} \quad (2.22)$$

onde, L e l_d dizem respeito aos comprimentos característicos das maiores e das menores escalas, respectivamente; e N_{gdl} é o número de graus de liberdade (estruturas) possíveis no escoamento.

2.2.2 A Abordagem Computacional

As equações constitutivas que são a base da Mecânica de Fluidos estão descritas nas equações a seguir. Para uma condição de fluido newtoniano, em escoamento incompressível, monofásico, isotérmico e de propriedades constantes, estas equações representam, basicamente, o balanço de massa (continuidade), Equação 2.23, e balanço de quantidade de movimento linear, Equação 2.24, todas escritas em sua forma indicial.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i u_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{f_i}{\rho_0} \quad (2.24)$$

onde, ν é a viscosidade cinemática do escoamento, f_i representa qualquer termo fonte de forças no escoamento.

Partindo da consideração de um escoamento isotérmico, estas equações são suficientes para representar a física dos escoamentos de fluidos a qualquer número de Reynolds e em qualquer geometria. No entanto, por serem EDPs de difícil solução analítica, pode-se aplicar técnicas numérico-computacionais para a obtenção das soluções, desde que respeitados os critérios descritos nas Equações 2.21 e 2.22.

Uma breve noção a respeito do custo computacional envolvido para simulações numéricas diretas, exemplos de escoamentos laminares objetivados em serem representados em todas as suas escalas já se mostram dispendiosos. Como exemplificado por [43], o problema bifásico de ascensão de uma bolha de ar de $d = 3 \text{ mm}$ a um Reynolds de 150 resulta em uma discretização de cerca de 780.000 células por unidade de volume. Este problema é factível com a computação atual, uma vez que um simples computador de mesa possui capacidade de cálculo para resolver tal problema. Já para um canal, com Reynolds 150, resulta em uma discretização de algumas dezenas milhões de volumes de controle por unidade de volume, tornando o problema mais oneroso, mas não impossível para um *cluster* de alto desempenho, segundo [52]. Para estes tipos de simulações numéricas, dá-se o nome de abordagem DNS (*Direct Numerical Simulation*), comumente referida como as simulações numéricas diretas, onde todas as escalas são calculadas e todas as estruturas são observadas na solução do escoamento.

Por outro lado, o cômputo de um escoamento atmosférico, como os utilizados em previsões do tempo, resultaria numa discretização extremamente absurda e com sistemas lineares da ordem de 10^{32} equações simultâneas no caso de uma abordagem DNS, de acordo com [43]. Este tipo de problema é inviável ou até mesmo impossível nos dias atuais.

Por meio desta dificuldade, a ciência tem-se dedicado na busca de metodologias que possam "modelar mais" e "calcular menos" os efeitos da turbulência e das estruturas.

2.2.3 Filtragem das Equações Constitutivas

2.2.3.1 Médias de Reynolds (URANS)

Partindo do pressuposto de que uma propriedade qualquer do escoamento (ϕ) apresente um comportamento médio e uma flutuação no tempo, tem-se que $\phi = \bar{\phi} + \phi'$, como exemplificado para a componente de velocidade u na Figura 2.7, tem-se a possibilidade do uso de metodologias de filtragem.

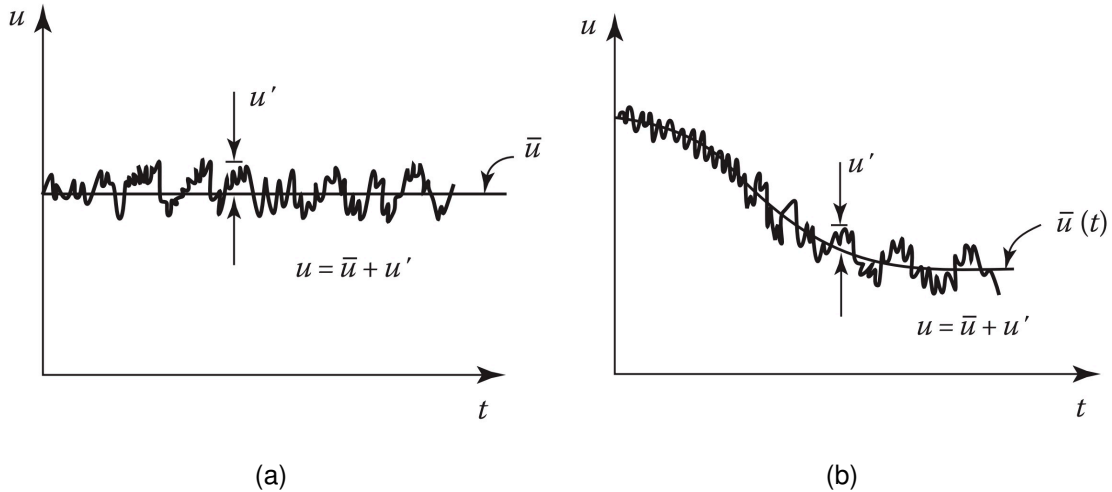


Figura 2.7: Relações entre u , \bar{u} e u' : regime permanente (a) e regime transiente (b) [34].

Este tipo de consideração tornou possível a modelagem dos efeitos difusivos da Turbulência. Proposto por Reynolds [36] e Boussinesq [3], o processo de filtragem por meio da aplicação de um filtro do tipo média temporal é expresso nas equações a

seguir. As Equações 2.25 e 2.26 são, respectivamente, balanço de massa e balanço de quantidade de movimento linear com filtragem de média temporal aplicada.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right] + \frac{f_i}{\rho_0} \quad (2.26)$$

O processo de filtragem do tipo média de Reynolds dá origem à metodologia de equações URANS (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes), que é detalhadamente explicada em [43] e [34]. A utilização deste tipo de filtro (média temporal) faz aparecer o tensor $\overline{u'_i u'_j}$ composto por seis variáveis desconhecidas, denominado tensor de Reynolds, que é colocado do lado direito da equação e tratado como um processo difusivo associado aos efeitos turbulentos. Modelos de fechamento que tratam deste novo processo de difusão são chamados de modelos baseados na viscosidade turbulenta (ν_t).

Outros modelos podem levar em conta o transporte das componentes do tensor de Reynolds, como por exemplo o RSM (*Reynolds Stress Model*). Para este tipo de modelagem não tem-se diretamente o conceito de viscosidade turbulenta, de acordo com Silveira Neto [43].

2.2.3.2 Simulação das Grandes Escalas (LES)

A necessidade de se evoluir os modelos para a uma melhor representação dos escoamentos turbulentos, motivou Smagorinsky [44] a utilizar um processo de filtragem que possibilitasse a representação das maiores escalas do escoamento e a modelagem das menores escalas. A motivação para este tipo de modelagem partiu da simulação de escoamentos atmosféricos relacionados à previsão do tempo. Uma vez que não se pode estimar processos climáticos com equações filtradas por médias temporais, desenvolveu-se a abordagem LES (*Large Eddy Simulation*) ou simulação das grandes escalas.

A ideia principal consiste em limitar o espectro de densidade de energia específica turbulenta em um determinado número de onda de corte (ou frequência de corte f_c), segundo [43]. A Figura 2.8 apresenta a banda do espectro calculado. As estruturas

correspondentes à banda de frequências maiores que f_c corresponde à modelagem sub-malha.

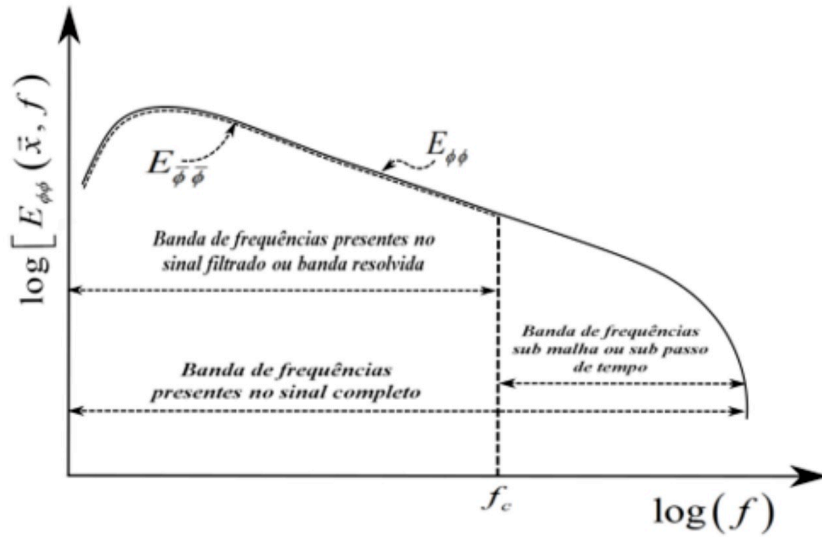


Figura 2.8: Distribuição da densidade espectral de energia turbulenta com as bandas resolvidas e modeladas [43].

Com a aplicação de um filtro espaço-temporal nas Equações 2.23 e 2.24, tem-se as equações de balanço de massa e quantidade de movimento linear para os escoamentos monofásicos, incompressíveis, isotérmicos, newtonianos e de propriedades constantes. As Equações 2.27 e 2.28 representam balanço de massa e quantidade de movimento linear filtradas, respectivamente.

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \widetilde{u'_i u'_j} - C_{ij} - L_{ij} \right] + \frac{f_i}{\rho_0} \quad (2.28)$$

onde, os tensores adicionais são:

$$L_{ij} = \widetilde{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (2.29)$$

$$C_{ij} = \widetilde{u'_i \tilde{u}_j} + \widetilde{\tilde{u}_i u'_j} \quad (2.30)$$

O tensor $\widetilde{u'_i u'_j}$ é chamado de tensor de Reynolds sub-malha, L_{ij} é chamado de tensor de Leonard e C_{ij} é chamado de tensor cruzado. Ou seja, embora a abordagem

LES seja mais representativa, os efeitos difusivos causado pelas pequenas escalas (altas frequências) precisam ser modelados.

2.2.3.3 Simulações DES (*Detached Eddy Simulation*)

Uma maneira encontrada no fim dos anos 1990 com o objetivo de aumentar a eficiência computacional, tratou de unir a robustez dos métodos URANS com a representatividade física da metodologia LES. Com isso, o primeiro teria por função representar os efeitos difusivos em regiões próximas às paredes, enquanto o segundo estaria a cargo de descrever as maiores estruturas contidas no restante do escoamento. Shur et al. [42] publicou um trabalho utilizando esta abordagem URANS-LES e a denominou de simulação das escalas desacopladas (DES – *Detached Eddy Simulation*); seu trabalho consistiu no cálculo do escoamento sobre um aerofólio com altos ângulos de ataque e para a modelagem URANS foi utilizado o modelo SA (Sparlat-Allmaras) que é um modelo constituído de apenas uma equação de transporte adicional.

Silveira Neto [43] apresenta um resultado comparativo entre uma abordagem URANS e uma abordagem DES para o problema de escoamento em um degrau. A Figura 2.9 apresenta um comparativo nos campos instantâneos de viscosidade entre uma simulação URANS (Sparlat-Allmaras) e uma simulação DES.

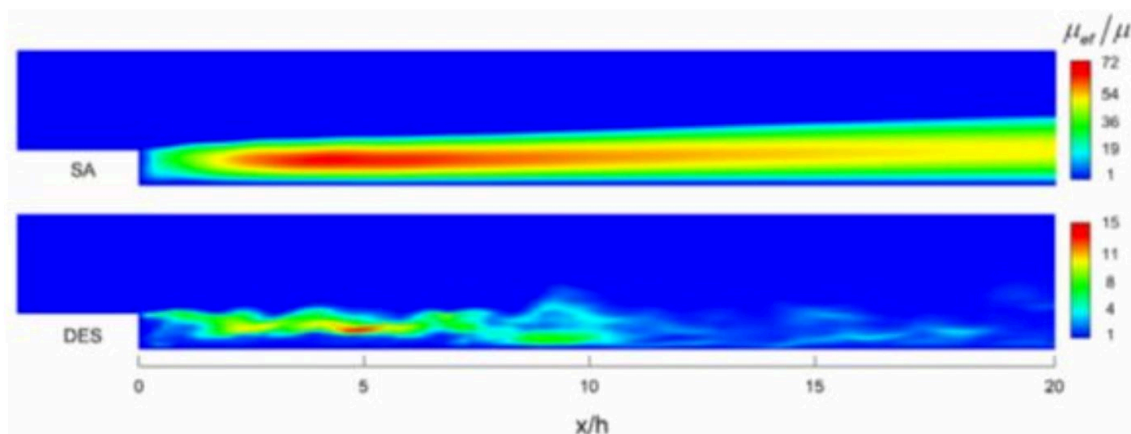


Figura 2.9: Campos instantâneos de viscosidade efetiva em um degrau comparados entre URANS e DES [43].

Nota-se que os efeitos difusivos são muito pronunciados no resultado de URANS (SA). Isso ocorre devido a modelagem total do espectro de escalas da Turbulência.

Por outro lado, DES utiliza apenas a modelagem URANS para regiões próximas à parede, tornando o restante do escoamento mais bem representado para problemas transitórios. A ordem de discrepância com experimentos materiais para o problema do degrau, segundo [43], foram:

- DNS com 4,6 %;
- LES com 6,1 %;
- DES com 7,6 %;
- URANS (SA) com 21,0 %.

Estes resultados são apresentados em ordem decrescente de custo computacional. Deve-se atentar para a discrepância do DNS que, embora não apresente uma discrepância nula, pode ter seus resultados inferidos com incertezas, tanto experimentais quanto de modelagem. A abordagem DNS exige um maior poder de cálculo e oferece altíssima fidelidade, e a abordagem URANS apresenta um baixo custo computacional e uma fidelidade inferior. Nota-se que DES reúne as melhores qualidades da abordagem URANS com a representatividade da abordagem LES, tornando uma das justificativas do uso desta metodologia para o desenvolvimento do presente trabalho, vide Capítulo 3.

2.3 O Problema Aeroacústico em Escoamentos Complexos

Os avanços alcançados pela experimentação material nas últimas décadas são, para os estudos atuais, fontes de melhorias em diversas técnicas, desde a aquisição de dados, desenvolvimento de filtros analógico-digitais e aperfeiçoamento em aparatos como túneis de vento e câmaras anecoicas. Outro aspecto importante é a fonte de dados para análises comparativas em abordagens numéricas (*benchmarking*).

Trabalhos como os desenvolvidos por Teodoro [48] e Duarte [10], tiveram como objetivo mitigar o ruído produzido em sistemas de ar condicionado e máquinas rotativas (motores elétricos), respectivamente. Já Henshaw [17], descreve experimentos

conduzidos com uma série de sondas acústicas disposta em uma cavidade retangular de uma geometria modelo de baia de míssil, cujos valores são adotados como *benchmark* em estudos numéricos. Outros estudos relacionados a experimentos materiais recentes, como o de Proença [35], descreve o escoamento e o campo acústico provocados por um jato subsônico para diferentes posições do observador. Islam et al. [23] descrevem os experimentos realizados na determinação do conforto acústico em um veículo de passeio com teto solar aberto – situação em que ocorre o fenômeno de *buffeting*.

No entanto, embora a experimentação material seja extremamente útil para problemas de engenharia, esta apresenta elevados custos, uma vez que demanda uma infraestrutura e equipamentos de qualidade e precisão altíssimas.

Por outro lado, a experimentação numérica vem ganhando espaço nas fases iniciais de projetos, uma vez que, devido a liberdade de manipulação das geometrias e a observação de fenômenos não capturados pela abordagem material, reduz-se custos e amplificam-se as possibilidades de análises.

Diversos trabalhos têm utilizado os resultados provenientes de abordagens materiais para a avaliação de métodos numéricos cada vez mais otimizados. O trabalho desenvolvido por um consórcio automobilístico, apresentado por Jäger et al. [24], faz a completa descrição de resultados de experimentos materiais em um duto de ar condicionado simplificado (HVAC – *Heating and Vencitation Air-Conditioning*). Este será usado como fonte de dados para a validação do presente trabalho.

Um sumário apresentado por Zhang [53] esboça uma tendência nas abordagens em Aeroacústica voltada para escoamentos externos de dispositivos hipersustentadores de aeronaves. Por envolver domínios gigantescos e geometrias extremamente complexas, o cálculo da Aeroacústica por meio das equações de Navier-Stokes é algo impossível para este tipo de problema, uma vez que deseja-se obter os campos acústicos para um observador distante. Por meio disso, tem-se que a Aeroacústica é tratada em três diferentes frentes: obtenção das fontes de ruído (CFD), propagação do ruído e radiação para o campo distante (AAC). A Figura 2.10 apresenta um esquema de como é um código híbrido de Aeroacústica Computacional (AAC) voltado para análise aeroacústica de aeronaves.

Uma tendência observada nos últimos anos em relação aos estudos de experi-

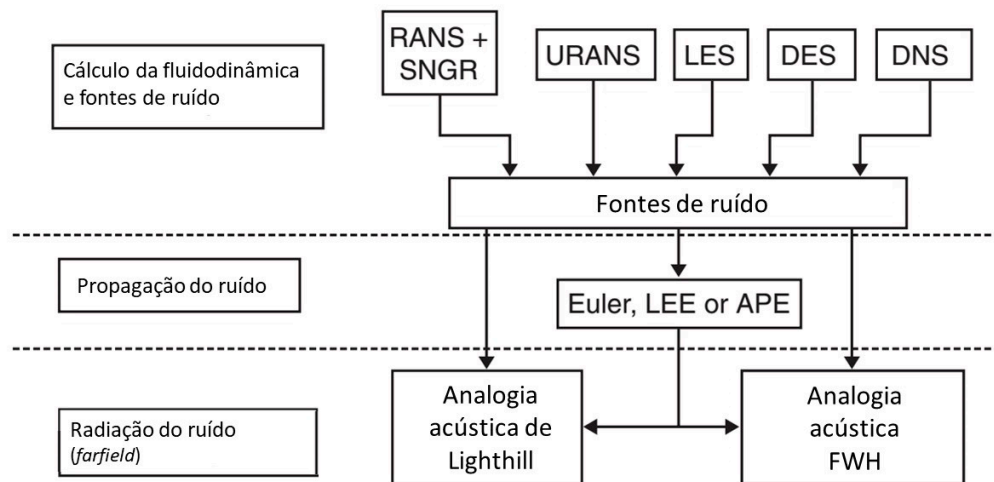


Figura 2.10: Esquema de uma abordagem em AAC para dispositivos hipersustentadores (Adaptado de [53]) .

mentação numérica em Aeroacústica, é a utilização massiva de simulações de alta fidelidade na predição das fontes de ruído, seja por simulações DNS, como descrito em [37], ou por simulações de grandes escalas (LES), como apresentado por [29]. Utilizando uma abordagem DDES (*Delayed Detached Eddy Simulation*), Ricciardi et al. [38] realiza o estudo aeroacústico de um trem de pouso de uma aeronave, Figura 2.11.

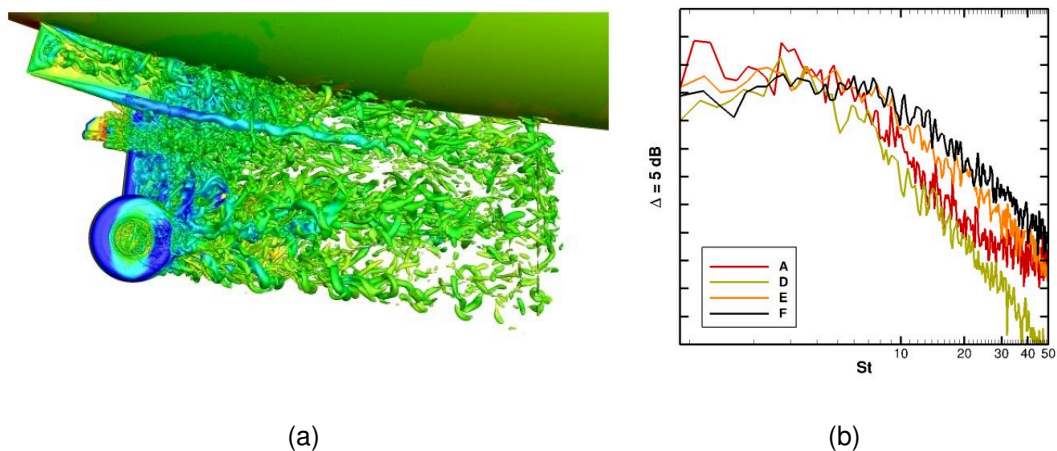


Figura 2.11: Caracterização do escoamento em torno de um trem de pouso (a) e o ruído propagado para o campo distante (*farfield*) (b) [38] .

2.4 Objetivos

O objetivo principal deste trabalho é analisar a viabilidade de utilização de ferramentas de fluidodinâmica computacional (CFD) para a simulação de escoamentos complexos existentes em sistemas de ar condicionado e ventilação (HVAC). Para isto, são realizadas simulações numéricas dos casos ensaiados experimentalmente e disponibilizados na literatura, por meio do trabalho de Jäger et al. [24], através de um código desenvolvido na Universidade Federal de Uberlândia, vide Capítulo 3. O sistema HVAC em estudo consiste em um duto simplificado de seção quadrada, dotado de uma curvatura de 90. Os principais mecanismos de geração de ruído evidenciados no experimento ocorrem devido o gradiente adverso de pressão que acontece na curva e devido o escoamento em torno de um obstáculo (*flap*).

2.4.1 Objetivos Específicos

Dentre os objetivos específicos, encontram-se:

- Expandir o domínio de ferramentas utilizadas para análise aeroacústica;
- Empregar e avaliar metodologias baseadas na modelagem de escoamentos à previsão da pressão sonora, especificamente em escoamentos internos;
- Avançar em metodologias puramente teóricas de forma a obter métodos preditivos para problemas reais;
- Avaliar resultados de simulações DES na obtenção dos níveis de pressão sonora (NPS);
- Avaliar o modelo de fechamento SST para este tipo de problema;
- Avaliar duas diferentes geometrias, sendo uma com uma aba de controle de vazão inclinada a 30 e outra sem a aba (*flap*);
- Avaliar dois diferentes esquemas de discretização do termo advectivo (SOU e CDS);
- Verificar a influência da difusão/dispersão numérica e da discretização nos mecanismos de produção de ruído;

- Definir abordagens de tratamento de dados.

Figura 3.1: Esboço do duto simplificado de ar-condicionado (HVAC): vista isométrica (a) e dimensões do duto com *flap* (b). Escala em *mm*. [24] .

3.2 Modelo Físico

Jäger et al. [24] conduzem os experimentos no HVAC com um complexo aparato para o tratamento do escoamento à montante da geometria ensaiada. Em seu trabalho é empregada uma série de dispositivos, como por exemplo ventiladores de velocidade variável, abafadores, adaptadores com arame de tropeço e um duto para o desenvolvimento do perfil de velocidades turbulento. O tratamento do escoamento é realizado para se anular os efeitos de vibração estrutural e a filtragem de frequências que possam contaminar o escoamento, como por exemplo a frequência de passagem das pás do ventilador (BPF). A Figura 3.2 apresenta um esquema da montagem experimental.

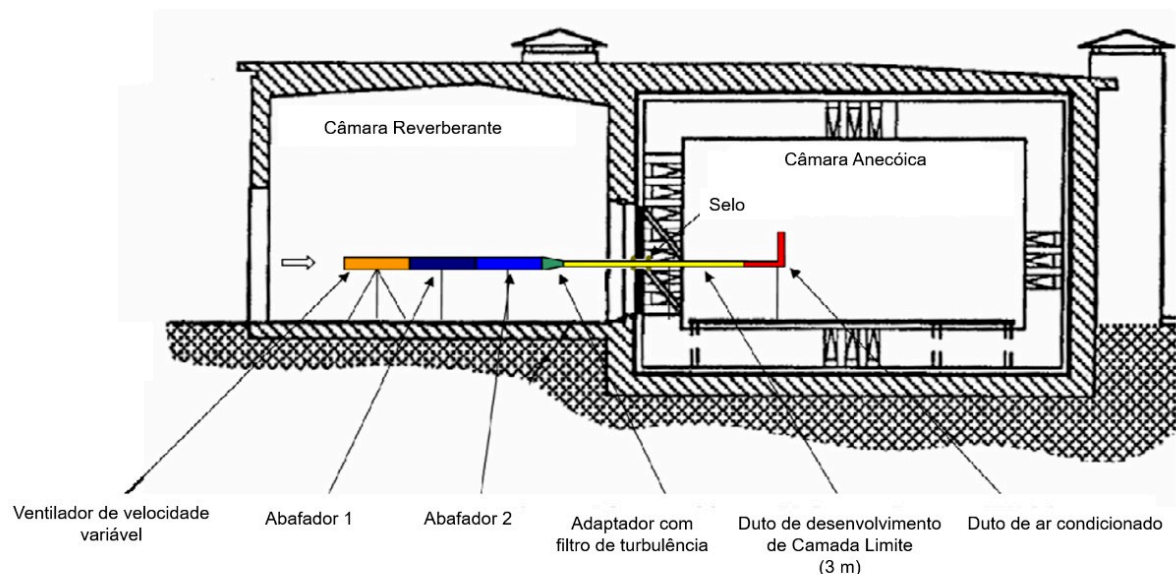


Figura 3.2: Esquema da montagem experimental para as considerações e hipóteses. (Adaptado de [24]).

Nota-se que o escoamento, após ser tratado na câmara reverberante, é conduzido à câmara anecoica para a obtenção do ruído puramente aerodinâmico na geometria do HVAC.

O modelo físico trata de um escoamento subsônico ($Ma = 0,02$), incompressível, com propriedades consideradas constantes, fluido Newtoniano, sem efeitos térmicos e em uma condição de escoamento turbulento ($Re_h = 41.000$).

Para a confecção do modelo físico em CAD, adota-se uma geometria composta por apenas três partes, como sendo: o duto de desenvolvimento da camada limite,

a geometria do HVAC e o *plenum volume*. Por não possuir detalhes a respeito dos níveis de turbulência presentes no escoamento do trabalho de Jäger et al. [24], foram realizadas algumas simplificações e hipóteses. Uma das simplificações é a adoção de um perfil uniforme de velocidade de entrada de $7,5 \text{ m/s}$. O duto de desenvolvimento da camada limite possui 3 m de comprimento e é conectado à geometria do HVAC. O *plenum volume* está disposto imediatamente após o HVAC que, por sua vez, recebe um perfil de velocidades turbulento plenamente desenvolvido. A Figura 3.3 apresenta a geometria em CAD utilizada como modelo físico.

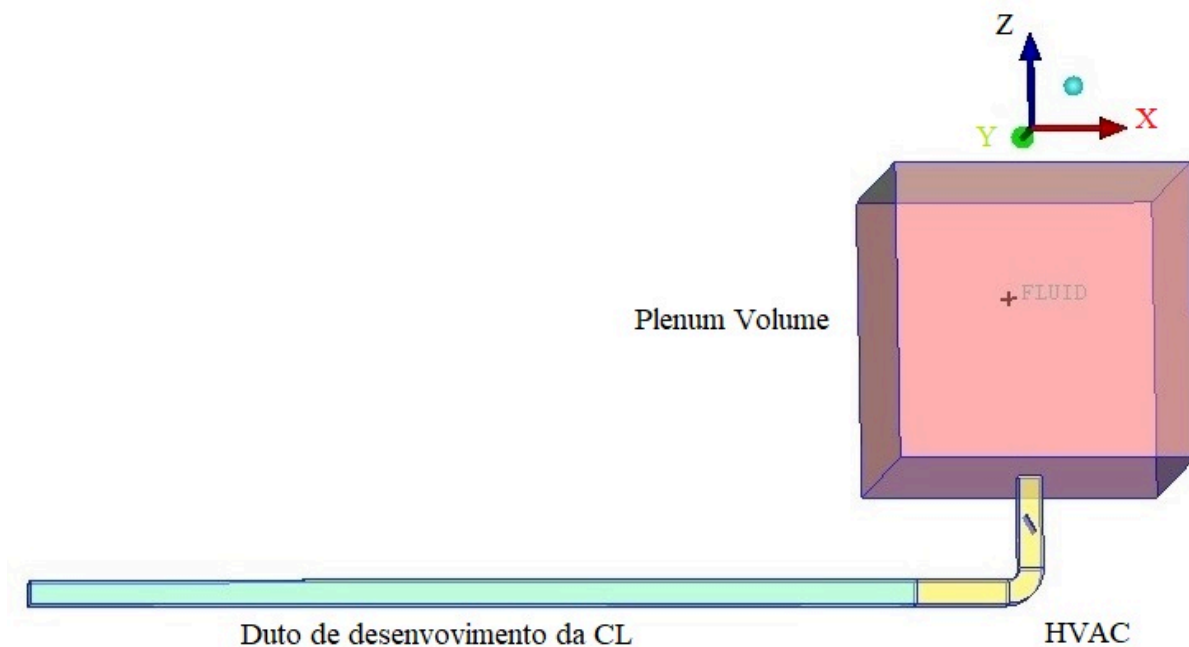


Figura 3.3: Geometria em CAD do modelo físico com as partes principais.

De forma a se adequar à física do experimento material de [24], onde são utilizados microfones montados em determinadas regiões da estrutura do HVAC, foram definidos, na geometria CAD, os posicionamentos de sete sondas de pressão manométrica utilizadas para a aquisição de dados, discutida nos tópicos a seguir. A Figura 3.4 apresenta a posição das sondas de pressão manométrica para ambas as geometrias utilizadas neste trabalho.

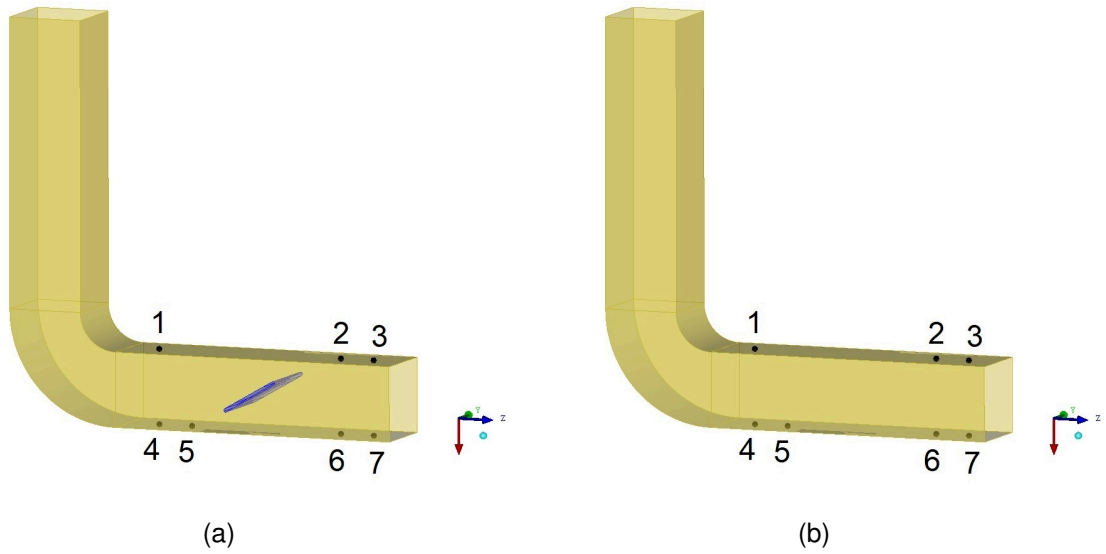


Figura 3.4: Detalhe da geometria em CAD do HVAC com o posicionamento das sondas de pressão manométrica. Com *flap* (a) e sem *flap* (b).

3.3 Modelo Matemático

O modelo matemático deste trabalho é composto pelas equações de balanço de massa, Equação 3.1, e balanço de quantidade de movimento linear, Equação 3.2. São adotadas as formulações filtradas para fluido Newtoniano com propriedades constantes e regime incompressível.

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \left[\frac{\partial}{\partial x_j} (\nu + \nu_t) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right] + g_i \quad (3.2)$$

onde, \tilde{u}_i são as componentes filtradas de velocidade, ρ é a massa específica do fluido ($1,225 \text{ kg/m}^3$), \tilde{p} é o termo de pressão filtrada, g_i é o termo de aceleração gravitacional ($-9,81 \text{ m/s}^2$ alinhado com o eixo Z), e ν e ν_t são os termos de viscosidade cinemática molecular ($1,46 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$) e turbulenta, respectivamente. Embora os efeitos gravitacionais não sejam tão predominantes em uma geometria relativamente pequena para um escoamento gasoso, ainda assim seus efeitos foram considerados no modelo.

Uma vez que se trata de um escoamento interno a um número de Reynolds elevado ($Re_h = 41.000$), baseado no diâmetro hidráulico do duto, o escoamento é caracterizado como turbulento e os efeitos da difusão turbulenta são predominantes e precisam ser

contabilizados. Portanto, tem-se que, para este tipo de escoamento, fenômenos relacionados a efeitos de parede, descolamento de camada limite, gradientes adversos de pressão e presença de obstáculos são importantes na transição à turbulência e precisam ser modelados corretamente. Como sugerido por [43] o fechamento da turbulência URANS, para este trabalho, utiliza o modelo SST (*Shear Stress Transport*) proposto por Menter [32]. O modelo SST adaptado para DES é descrito nas Equações 3.3 e 3.4.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_i k)}{\partial x_i} = P_k - \beta^* k \omega F_{DES} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \frac{P_k}{\nu_t} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.4)$$

onde, k é a energia cinética turbulenta, ω frequência característica da turbulência (comumente chamada de taxa de dissipação específica na literatura), P_k e $\beta^* k \omega$ são os termos de produção e transformação de k , respectivamente.

Uma vez que, em problemas de Aeroacústica, os termos de flutuação de pressão são tipicamente de baixa amplitude e a diferentes níveis de frequência, estes não podem ser obtidos de maneira fidedigna com uma abordagem muito amortecida, como URANS puro. Allen et al. [1] alertam para a incapacidade de solução do problema acústico por meio de URANS. No entanto, as abordagens DNS, embora apresentem altíssimo grau de detalhamento, resultaria uma discretização de aproximadamente $1,5 \times 10^{11}$ volumes de controle, tornando esta abordagem inviável. Embora as abordagens LES sejam apenas uma fração do custo das DNS, estas demandariam um custo computacional bastante elevado. Com isso, as simulações deste trabalho consistem na utilização da abordagem DES que, por sua vez, reúne as abordagens LES em algumas regiões do escoamento e URANS (SST) nas regiões próximas às paredes e obstáculos, obedecendo o critério do filtro espacial (F_{DES}) descrito na Equação 3.5.

$$F_{DES} = \max \left\{ \frac{L_{k-\omega}}{C_{DES} \Delta} (1 - F_s), 1 \right\}, \quad F_s = 0, F_1; F_2, \quad \Delta = \max \{ \Delta x, \Delta y, \Delta z \} \quad (3.5)$$

onde, Δ corresponde às dimensões do volume finito da malha (filtro espacial), F_1 e F_2 são funções para a ponderação entre as modelagens $k - \omega$ e $k - \epsilon$ e estimativa da

viscosidade turbulenta, respectivamente. Por meio deste filtro, as escalas são ponderadas para o modelo de fechamento SST. Ou seja, em regiões onde o espaçamento dos elementos da malha são pequenos o suficiente para se resolver as escalas locais, o modelo comporta-se como um modelo LES (duas equações). Por outro lado, em regiões onde a malha não é suficientemente refinada, como em regiões parietais, o modelo URANS SST é ativado. Um compromisso entre acurácia e custo computacional é garantido, especialmente em regiões de camada limite.

3.4 Modelo Numérico-Computacional

A solução do modelo matemático é feita por meio do Método de Volumes Finitos (MVF ou FVM) implementada no código UNSCYFL3D – desenvolvido na Universidade Federal de Uberlândia e validado para diversas modelagens de escoamentos internos e externos. Como definido por Maliska [30], o FVM é constituído por equações aproximadas que satisfazem as equações de balanço de uma dada propriedade dentro de um volume de controle elementar – característica crucial para a Mecânica de Fluidos. Inicialmente, define-se um conjunto de equações que fazem o balanço das propriedades em questão para um volume finito elementar e, posteriormente, realiza-se uma integração de todos dos volumes finitos no tempo e no espaço para a obtenção da solução.

O FVM, segundo LeVeque [26] e Toro [49], é um método de representação de equações íntegro-diferenciais por meio de formulações algébricas. Similar à técnica de diferenças finitas ou ao método de elementos finitos, os valores são calculados em regiões discretas da malha da geometria. No método de volumes finitos, as integrais de volume que contêm divergentes são substituídas por integrais de superfície – teorema da divergência. Os termos são avaliados como fluxos nas faces, garantindo o balanço entre o que entra ou sai de um determinado volume. Além disso, o FVM possui a vantagem de ser formulado para malhas não estruturadas em geometrias complexas.

3.4.1 Discretização das Equações de Balanço

As equações de balanço, sendo elas: continuidade, *momentum* e das variáveis da turbulência, são escritas em regime transiente da seguinte forma:

$$\begin{array}{ccccccc} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} & + & \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi) & = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) & + & S_\phi \\ (1) & & (2) & & (3) & & (4) \end{array} \quad (3.6)$$

onde, ϕ é a variável transportada e Γ é o coeficiente de difusão.

A aplicação desta equação para a continuidade, por exemplo, seria com $\phi = 1$ e $\Gamma = 0$ e $S_\phi = 0$ que, por sua vez, retorna à equação de balanço de massa.

Cada termo enumerado da Equação 3.6 pode ser descrito como:

1. Termo de acúmulo ou termo temporal;
2. Fluxo líquido advectivo, que considera o transporte da variável na presença de um campo de velocidades;
3. Fluxo líquido difusivo, considera a difusão da variável transportada devido aos gradientes de velocidade;
4. Termo fonte qualquer, pode ser a representação de uma força sobre o escoamento, por exemplo.

A integração da Equação 3.6 para um volume de controle V , resulta em:

$$\int_V \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \oint_A \rho\phi \vec{V} \cdot d\vec{A} = \oint_A \Gamma \text{grad}\phi + \int_V S_\phi dV \quad (3.7)$$

onde, V é o volume e A são as áreas das faces do volume finito.

Nota-se que os termos que envolvem integrais de superfície na Equação 3.7 tiveram o teorema da divergência de Gauss aplicado. Segundo [11], este teorema transforma as complexas integrais de volume em integrais de superfície, como sendo:

$$\int_V \frac{\partial \phi}{\partial x_i} dV = \oint_A \phi \vec{l}_i \cdot d\vec{A} \quad (3.8)$$

Tomando-se a Figura 3.5 como exemplo, tem-se para o elemento à esquerda (L), a discretização da Equação 3.7 da seguinte forma:

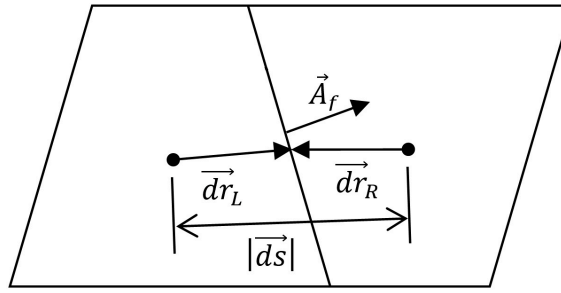


Figura 3.5: Esquema de volumes vizinhos na discretização das equações de balanço [46].

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_L \Delta V_L + \sum_f J_f \phi_f = \sum_f D_f + (S_\phi \Delta V)_L \quad (3.9)$$

onde, $J_f = \rho_f \vec{V}_f \cdot \vec{A}_f$ é a vazão mássica através da face f , e $D = \Gamma_f (\text{grad} \phi)_f \cdot \vec{A}_f$ é o fluxo difusivo através da face f . Os índices subscritos são aplicados para o elemento à esquerda (L).

A seguir, os termos principais da Equação 3.9 são descritos separadamente.

3.4.2 Termo Advectivo

O presente trabalho analisa duas diferentes abordagens do termo advectivo da equação de balanço de quantidade de movimento linear, sendo o esquema *upwind* de 2ª ordem (SOU) e o esquema de diferenças centradas (CDS).

3.4.2.1 Esquema *Upwind* de 2ª Ordem (SOU)

Um dos esquemas mais utilizados em MVF com precisão de 2ª ordem, o esquema *upwind* (SOU – *Second Order Upwind*) mostra-se estável e com caráter difusivo numérico, segundo Maliska [30] e [11].

De modo a apresentar a discretização do termo advectivo, esboçado na Figura 3.5, supõe-se que a vazão mássica em cada face J_f seja conhecida. O esquema *upwind* de 2ª ordem dá-se de acordo com a Equação 3.10.

$$\phi_f = \phi_L + (\text{grad} \phi)_{rL} \cdot \vec{dr}_L \quad (3.10)$$

onde, ϕ representa uma informação transportada qualquer (concentração, temperatura, pressão ou componente de velocidade) através da face compartilhada entre os volumes vizinho (L e R), \vec{dr}_L é o vetor de distância entre o centroide da célula L e a face compartilhada. Caso o sentido da vazão seja oposto ($J_f < 0$), aplica-se a equação para o elemento à direita da face f , ou seja, variáveis com subscrito R .

Para o cálculo do gradiente, o teorema de Gauss é aplicado, como sendo:

$$(grad\phi)_r = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\bar{\phi}_f \vec{A}_f) \quad (3.11)$$

onde, \vec{A}_f é o vetor de área da face apontado para fora do elemento em questão, e $\bar{\phi}_f$ é uma média aritmética da propriedade ϕ entre as células que compartilham a mesma face f , Equação 3.12.

$$\bar{\phi}_f = \frac{\phi_R + \phi_L}{2} \quad (3.12)$$

O termo à direita da Equação 3.11 é sempre tratado implicitamente, ao passo que o segundo termo é tratado como termo fonte calculado explicitamente.

3.4.2.2 Esquema de Diferenças Centradas (CDS)

Outro esquema de discretização do termo advectivo avaliado é o esquema de diferenças centradas (CDS – *Central Difference Scheme*). Segundo [30] e [11], o CDS é um método que, embora seja de segunda ordem, apresenta uma menor difusão numérica. No entanto, para problemas relacionados a altos números de Reynolds, este esquema apresenta fortes dispersões numéricas.

A Equação 3.13 apresenta a formulação para o esquema CDS avaliado.

$$\phi_f = \frac{1}{2}(\phi_L + (grad\phi)_{rL} \cdot \vec{dr}_L + \phi_R + (grad\phi)_{rR} \cdot \vec{dr}_R) \quad (3.13)$$

O CDS é amplamente utilizado em problemas de escoamentos laminares, transicionais e simulação de grandes escalas (LES). O esquema centrado é implementado no UNSCYFL3D através da chamada correção atrasada, de acordo com Souza [46], que pode ser expressa da seguinte forma:

$$\phi_f = \phi_{f,upwind} + (\phi_{f,centrado} - \phi_{f,upwind})^{k-1} \quad (3.14)$$

Nota-se que a correção favorece a estabilidade do esquema centrado, o que diminui os efeitos de dispersão numérica.

3.4.3 Termo Difusivo

O termo difusivo discretizado é escrito da seguinte forma:

$$D_f = \Gamma_f \frac{(\phi_R - \phi_L) \vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{|\vec{d}_s| \vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} + \Gamma \left[\overline{grad\phi} \cdot \vec{A}_f - \overline{grad\phi} \cdot \vec{e}_s \frac{\vec{A}_f \cdot \vec{A}_f}{\vec{A}_f \cdot \vec{e}_s} \right] \quad (3.15)$$

onde, \vec{e}_s é o vetor unitário que une os centroides dos elementos R e L , sendo $\vec{e}_s = \vec{d}_s / |\vec{d}_s|$.

O primeiro termo do lado direito da Equação 3.15 é tratado implicitamente, e os termos restantes, que representam a difusão secundária, são calculados explicitamente. A difusão secundária é nula para malhas hexaédricas ortogonais e tetraédricas equilaterais, pois nestes casos os vetores \vec{A}_f e \vec{e}_s estão alinhados (colineares). O gradiente na face $\overline{grad\phi}$ é a média aritmética dos gradientes nos dois elementos adjacentes. O tratamento acima é equivalente à aplicação ao esquema de diferenças centradas (CDS) em malhas estruturadas e tem a vantagem de independender da forma do elemento.

3.4.4 Termo de Acúmulo ou Temporal

O método de aproximação utilizado para a discretização do termo temporal é o método de três níveis no tempo, com precisão de segunda ordem, apresentado na Equação 3.16.

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_L = \frac{3(\rho_L \phi_L)^{n+1} - 4(\rho_L \phi_L)^n + (\rho_L \phi_L)^{n-1}}{2\Delta t} \quad (3.16)$$

onde, ϕ representa uma informação transportada qualquer, n representa o índice relativo ao passo de tempo (Δt), e o subscrito L refere-se ao cálculo relativo ao volume à esquerda.

O método de discretização do termo de acúmulo é implícito e, portanto, os demais termos (advectivo, difusivo, fonte e etc.) são avaliados no instante $n + 1$, com isso, os sistemas lineares são gerados. Como apontado por [11], o método de três níveis no

tempo é o mais recomendado pois não acumula erros com o avanço da simulação – característica recorrente no método de Euler.

3.4.5 Acoplamento Pressão-Velocidade

Anteriormente, foi apontado que as equações de balanço podem ser discretizadas por meio do FVM em malhas não-estruturadas. Nota-se que o conjunto das Equações 3.1 e 3.2 resulta em um sistema de quatro equações (continuidade, u , v e w) e quatro variáveis (u , v , w e p), formando um sistema possível e determinado. As componentes de velocidade podem ser determinadas por meio das equações de *momentum*, desde que respeitada a equação da continuidade. No entanto, não há uma equação explícita para a pressão, que requer a dedução de uma equação sintética, definindo-se um método de acoplamento. O UNSCYFL3D utiliza o método SIMPLE (*Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*), introduzido por [11].

No algoritmo SIMPLE, o procedimento para a solução das componentes de velocidade e pressão é dito como segregado, que significa que um sistema linear de equações para cada variável é resolvido sequencialmente. Este processo é repetido até que os resíduos das variáveis sejam reduzidos a uma determinada tolerância. Devido à não-linearidade das equações de balanço e massa e *momentum*, várias iterações são necessárias para se chegar à solução. Uma vez que cada variável converge à solução em velocidades diferentes, deve-se definir fatores de sub-relaxação para garantir a estabilidade do cálculo, como detalhado por [11].

3.4.6 Malhas Numéricas

Para a confecção das malhas numéricas a partir do domínio expresso na Figura 3.3, utilizou-se a técnica de bloco-estruturado do *software* ICEM-CFD da Ansys®. Duas malhas foram discretizadas para ambas as geometrias (com e sem *flap*). A Figura 3.6 apresenta as malhas numéricas com detalhe na região do HVAC.

Posteriormente, uma terceira malha foi acrescentada ao presente estudo. Com um nível de refinamento mais detalhado na geometria sem *flap*, a terceira malha, apresentada na Figura 3.7, possui um melhor detalhamento na região imediatamente após a curva.

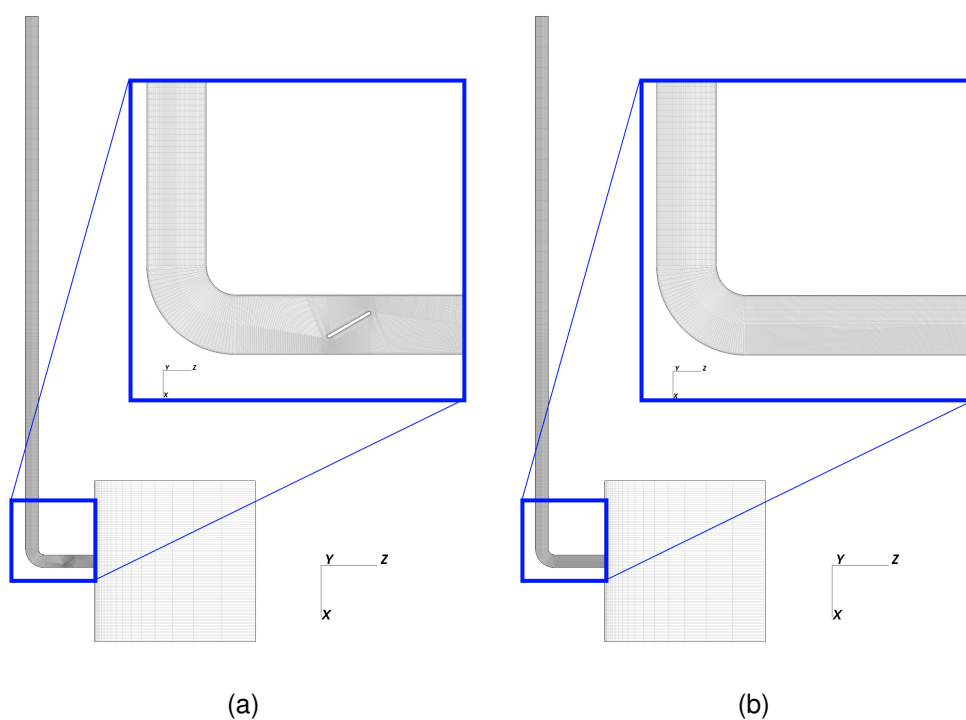


Figura 3.6: Malhas numéricas das geometrias simuladas em detalhe. Com *flap* (a) e sem *flap* (b).

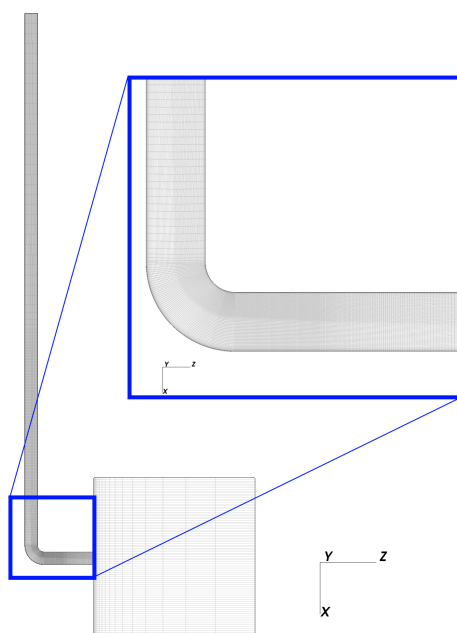


Figura 3.7: Malha numérica refinada na região da curva para o caso sem *flap*.

Para a definição do comprimento característico dos volumes adjacentes à parede, utilizou-se a estimativa baseada no critério de distância adimensional y^+ . Uma vez

que o UNSCYFL3D requer um valor de $y^+ \approx 1$, para uma melhor representação da camada limite, calculou-se a altura dos elementos parietais por meio das equações a seguir. A Equação 3.17 é a correlação do coeficiente de fricção (C_f) definida por Schlichting [41].

$$C_f = [2.\log_{10}(Re) - 0,65]^{-2,3}; \text{ para } Re < 10^9 \quad (3.17)$$

onde, a tensão de cisalhamento τ_w na parede é dada por:

$$\tau_w = C_f \cdot \frac{1}{2} \rho U_L^2 \quad (3.18)$$

onde, a velocidade de fricção u_* é dada por:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.19)$$

onde, a altura do volume Δ_s adjacente à parede é dada por:

$$\Delta_s = \frac{y^+ \mu}{\rho u_*} \quad (3.20)$$

Sabendo-se que $Re = 41.000$, a altura do elemento adjacente à parede resultou em um $\Delta_s = 3,3 \times 10^{-5} m$. Este cuidado foi tomado para que as regiões de camada limite (sub-camada viscosa, região de amortecimento e logarítmica) pudessem representar com a maior fidelidade possível à física do problema. Um sumário a respeito das malhas utilizadas e suas propriedades está disposto na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Parâmetros das malhas numéricas simuladas.

| | Configuração | | |
|----------------|----------------------|-----------------|-------------------|
| | com <i>flap</i> | sem <i>flap</i> | sem <i>flap</i> * |
| $y^+ [-]$ | 1 | | |
| $\Delta_s [m]$ | $3,3 \times 10^{-5}$ | | |
| Nº de blocos | 48 | 26 | 28 |
| Nº de volumes | 2.899.812 | 2.682.624 | 3.058.274 |

* Malha refinada à jusante da curva.

3.5 Transformada de Fourier

Uma vez que os valores de pressão manométrica são aferidos no domínio do tempo para cada passo de tempo da simulação, tem-se um sinal discreto transitório temporal. Para uma correta comparação com os resultados de Jäger et al. [24], faz-se necessário o uso de uma ferramenta para a obtenção dos valores das amplitudes de pressão e suas respectivas frequências de ocorrência.

A transformada rápida de Fourier (FFT) é um algoritmo eficiente amplamente utilizado na obtenção dos espectros de frequência em sinais no domínio do tempo. Sabe-se de Hsu [20] e de Figueiredo [5] que a transformada de Fourier em sua formulação contínua é dada por:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-i2\pi ft} dt \quad (3.21)$$

Já a transformada inversa de Fourier, que converte um espectro no domínio da frequência em um sinal temporal, é dada por:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f)e^{i2\pi ft} df \quad (3.22)$$

onde, $X(f)$ é a função encontrada no domínio da frequência, $x(t)$ é a função no domínio do tempo, e i é a componente imaginária.

Uma vez que os resultados das simulações numéricas apresentam sinais discretos, tem-se a transformada discreta de Fourier (DFT), dada pela Equação 3.23.

$$X_k = \sum_{n=1}^{N-1} x(n)e^{-i\frac{2\pi}{N}kn} \quad (3.23)$$

onde, $x(n)$ é o sinal discreto no domínio do tempo, X_k é a transformada discreta de Fourier, N é o número de pontos da amostra, e $k = 0; 1; 2, \dots, N-1$ é a componente de frequência correspondente.

Partindo do pressuposto de que o número total de pontos da amostra é $N = T/\Delta t$, onde T é o tempo total de amostragem e Δt é o passo de tempo da simulação, tem-se que os coeficientes X_k são válidos até quando $k \leq N/2$. Com isso, define-se a frequência máxima observável (frequência de Nyquist) como sendo $f_{max} = 1/(2\Delta t)$. Ou seja, além de garantir uma estabilidade aos métodos numéricos, a escolha de um passo de tempo $\Delta t = 4 \times 10^{-5}$, tem-se uma frequência de Nyquist de 12.500 Hz, que

possibilita a comparação com os espectros aferidos no experimento material de Jäger et al. [24].

3.6 Processamento de Dados

Uma vez que os sinais de pressão manométrica são inerentemente transitórios, algumas técnicas de tratamento do sinal foram empregadas. Como sugerido por Allen et al. [1], deve-se eliminar os efeitos de inicialização do sinal transitório. A Figura 3.8 apresenta um sinal de pressão manométrica obtida por uma metodologia URANS baseada no modelo de fechamento $k - \epsilon$. Nota-se que os primeiros $0,1\text{ s}$ representam uma acomodação no sinal de pressão devido aos efeitos de inicialização do escoamento. Maliska [30] define este tipo de fenômeno numérico como *transiente distorcido*, comum em simulações numéricas que envolvem fenômenos não estacionários.

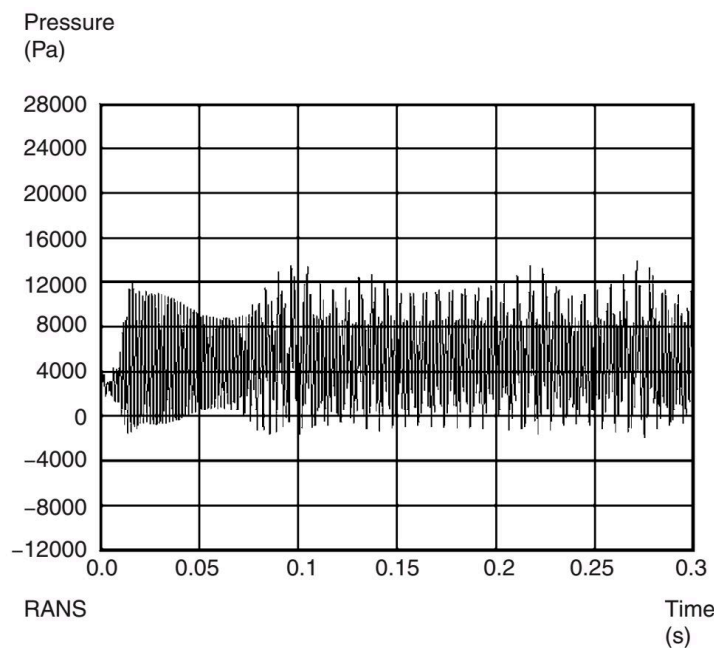


Figura 3.8: Sinal de pressão transitório para uma cavidade simulada com URANS ($k - \epsilon$) evidenciando o transiente distorcido antes de $0,1\text{ s}$ [1].

Após a eliminação dos efeitos de inicialização e transiente distorcido, foi utilizada a técnica de alisamento do sinal espectral (*smoothing*). As abordagens experimentais, como as de Henshaw [17] e Jäger et al. [24], também fazem o uso desta técnica, onde os sinais temporais são divididos em um número finito de janelas. Posteriormente,

cada janela tem seu sinal calculado para o domínio da frequência, resultado em um número n de amostras no domínio da frequência. Por fim, é calculada a média entre estes sinais, tornando o sinal mais bem definido para posteriores comparações.

Um sumário dos tempos de aquisição, passo temporal, tipo de análise e número de janelas utilizadas nas simulações é apresentado na Tabela 3.2, onde são comparados com os parâmetros do experimento de [24].

Tabela 3.2: Comparativo entre os parâmetros experimentais de [24] e os parâmetros adotados nas simulações numéricas.

| | HVAC com <i>flap</i> | | | HVAC sem <i>flap</i> | | | |
|--------------------|----------------------|----------|-------|----------------------|----------|-------|-------|
| | Exp. [24] | SOU | CDS | Exp. [24] | SOU | CDS | CDS* |
| Tempo físico (s) | 20, 80 | 2, 10 | 2, 00 | 20, 80 | 1, 7 | 1, 40 | 1, 44 |
| Passo de tempo (s) | 1, 95e-4 | 4, 00e-5 | | 1, 95e-4 | 4, 00e-5 | | |
| Análise do sinal | FFT | FFT | FFT | FFT | FFT | FFT | FFT |
| Número de janelas | 164 | 5 | 5 | 164 | 6 | 5 | 6 |

* Malha refinada à jusante da curva

Capítulo 4

Resultados e Discussões

Inicialmente, por meio de testes preliminares, percebeu-se a inviabilidade da utilização de URANS (SST) puro para a obtenção dos níveis de pressão sonora. Devido à difusão e ao amortecimento naturais dos processos de filtragem por média de Reynolds, os resultados apresentaram comportamentos não condizentes com a Física do problema e todas as componentes relacionadas às altas frequências foram completamente amortecidas. Apenas componentes de baixa frequência foram observadas para abordagem URANS SST, uma vez que, paga-se o preço pela adoção de filtragem do tipo média temporal e hipóteses de turbulência homogênea isotrópica para um problema inerentemente transiente e anisotrópico.

De forma a obter um campo mais próximo do resolvido para DES, iniciou-se cada caso como uma simulação em regime permanente por meio de RANS (SST). Posteriormente, com a obtenção desta solução preliminar em regime estacionário, foram iniciadas as simulações em DES (LES-URANS). O presente capítulo apresenta os resultados obtidos para ambas as geometrias avaliadas nos diferentes esquemas de discretização do termo advectivo, vide Capítulo 3.

Os resultados são apresentados, inicialmente, como forma de avaliação da solução do escoamento e, ao final, são apresentadas os comparativos com os níveis de pressão sonora (NPS) entre os casos numéricos e os experimentos de Jäger et al. [24].

4.1 Verificação do Perfil Turbulento

De forma a avaliar o perfil de velocidades que chega no duto HVAC, faz-se uma aquisição dos valores da componente de velocidade axial (U) aferidos no plano de simetria do duto de desenvolvimento da camada limite (3 m). A Figura 4.1 apresenta o posicionamento das linhas de aquisição dos perfis de velocidade axial do duto em seu campo de velocidades médio, exemplificado para o caso sem *flap*.

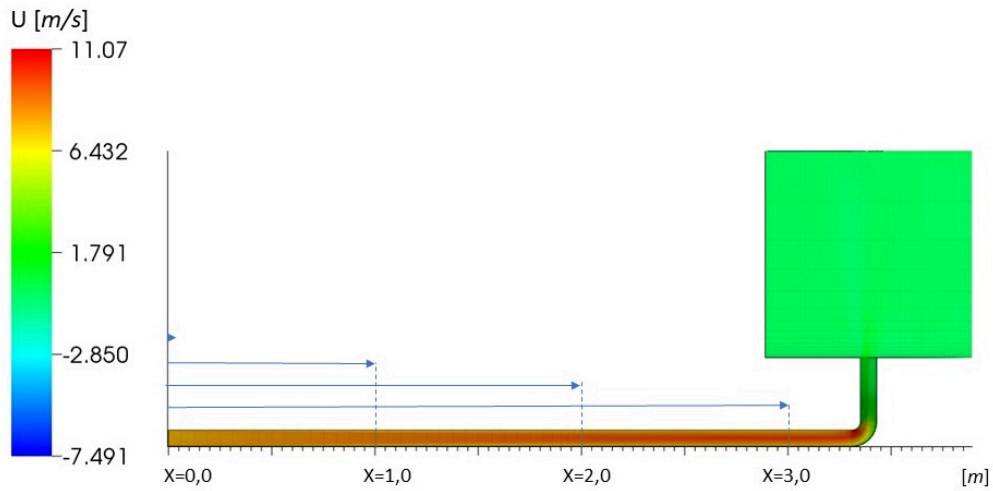


Figura 4.1: Posições da aquisição dos perfis de velocidade. Campo médio de velocidades em $Y = 0$ para o caso sem *flap*.

De acordo com White [50], o escoamento interno em um duto possui, durante sua fase de desenvolvimento, um núcleo potencial onde os efeitos viscosos começam a agir. De forma a satisfazer a continuidade, o núcleo potencial, ao sofrer os efeitos da viscosidade iniciados nas regiões parietais, acelera até uma velocidade máxima que, por sua vez, acontece no centro do duto. A partir daí, estabelece-se um perfil de velocidades similar na direção axial. Em um regime laminar este perfil assume um formato parabólico; já no caso turbulento, o perfil médio assume um formato mais achatado que, conseqüentemente apresenta maiores tensões de cisalhamento na parede (τ_w). A distância necessária para o desenvolvimento do perfil de velocidades é dada pela Equação 4.1, para escoamentos internos turbulentos.

$$\frac{L_e}{d} = 4,4Re_d^{1/6} \quad (4.1)$$

onde, L_e é o comprimento de desenvolvimento, e Re_d é o Reynolds relativo ao diâmetro hidráulico d .

Utilizando as dimensões do domínio físico, vide Capítulo 3, tem-se $L_e \approx 2,067\text{ m}$ – dentro dos limites do duto de inicialização do perfil turbulento (3 m).

Os perfis de velocidade médios aferidos ao longo do plano de simetria axial do duto estão dispostos na Figura 4.2. Nota-se que o perfil, inicialmente definido como uniforme de $7,5\text{ m/s}$, passa a se desenvolver ao longo da coordenada X , como esperado.

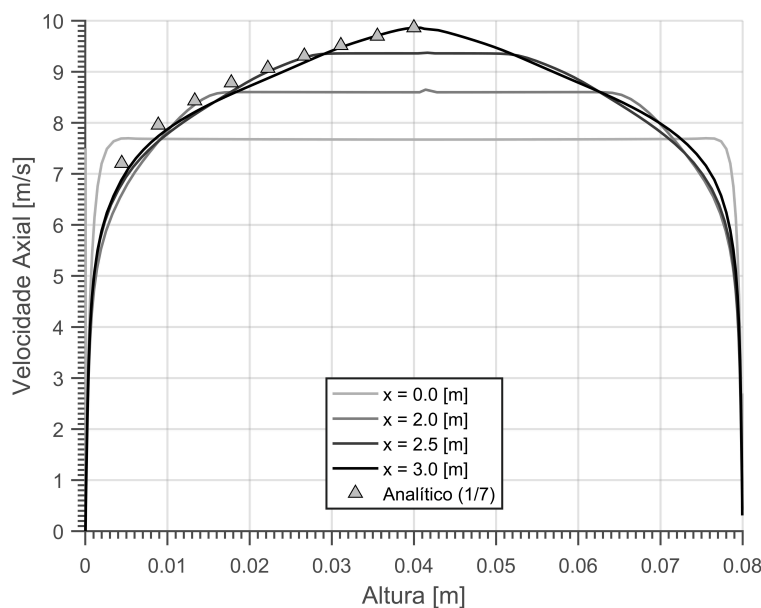


Figura 4.2: Perfis de velocidade axial (U) adquiridos no duto de desenvolvimento do perfil turbulento comparado com a lei de potência $1/7$.

Outra maneira de se comparar o perfil de velocidades desenvolvido, é a sua obtenção em coordenadas de parede, de acordo com a Figura 4.3. Neste gráfico, o perfil de velocidade adimensional é comparado com as leis de parede.

Embora metodologias URANS SST têm a capacidade de prever muito bem as regiões de sub-camada viscosa e turbulenta, os resultados apresentados na Fig. 4.3 possuem um ligeiro deslocamento com as leis de parede correlacionadas para placa plana (com $\kappa = 0,41$ e $C^+ = 5,0$). Com isso, há a motivação de investigações futuras para tal discrepância, uma vez que, estas diferenças podem estar relacionadas desde a ativação precoce da abordagem LES (devido às dimensões dos elementos na

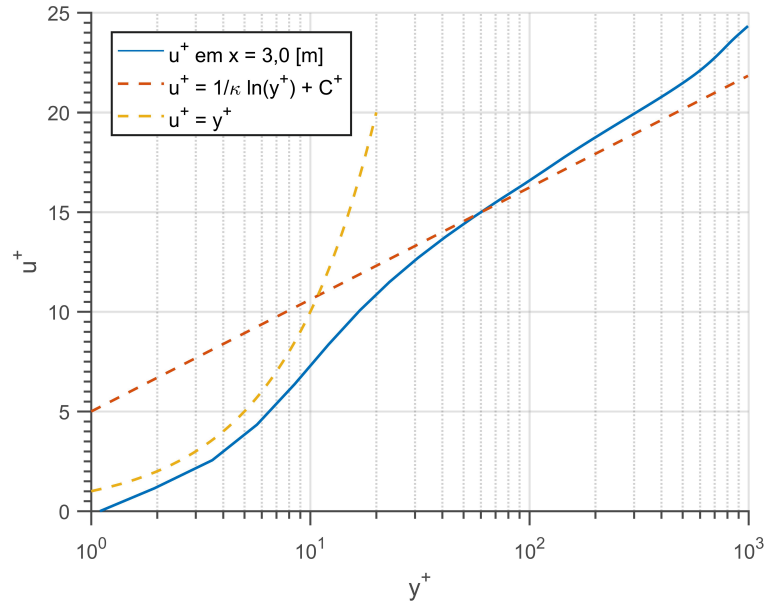


Figura 4.3: Perfil de velocidade média axial em coordenadas de parede (obtido no plano de simetria $Y = 0$).

direção axial) a até mesmo efeitos das paredes adjacentes no perfil de velocidades.

Na seção $X = 3,0\text{ m}$ tem-se um perfil turbulento desenvolvido. Há uma comparação com a lei de potência de $1/7$, que se mostra bastante razoável em simulações com perfil desenvolvido imposto na entrada de domínios simplificados, como utilizado no trabalho de Fontes et al. [14] e Arienti [2]. A lei de potência é descrita pela Equação 4.2.

$$\begin{aligned} u &= u_{max} \left(\frac{d_w}{\delta_T} \right)^{1/7} & \text{para } \delta_T > d_w \\ u &= u_{\infty} & \text{para } \delta_T < d_w \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde, d_w é a distância em relação à parede mais próxima, e δ_T é a espessura da camada limite turbulenta que pode ser obtida por outras correlações.

Outro perfil adquirido nos resultados das simulações, com o intuito de verificar o desenvolvimento do escoamento no duto de 3 m foi a aferição dos valores de pressão ao longo da linha média do duto, como expresso na Figura 4.4.

Os perfis de pressão médios para os casos com e sem *flap* estão dispostos na Figura 4.5. Nota-se que há um efeito de entrada nos primeiros estágios do duto, como apresentado por White [50] em escoamentos internos.

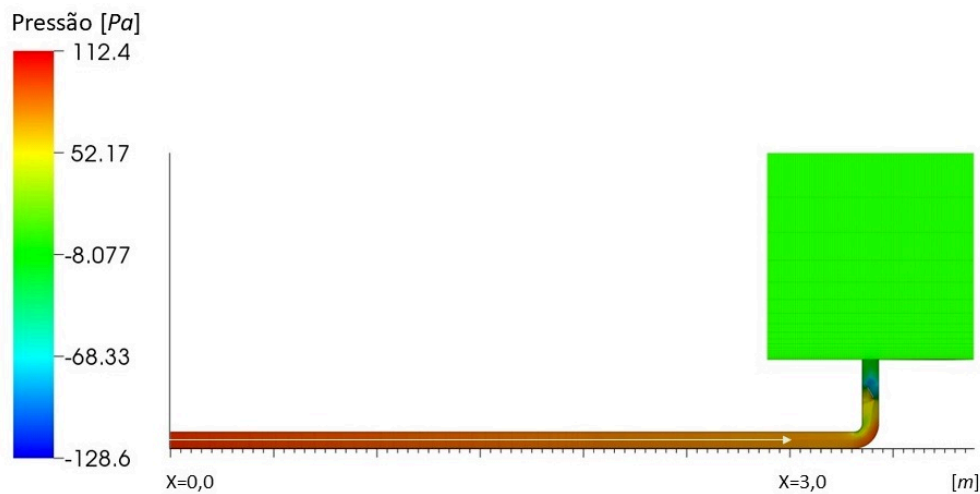


Figura 4.4: Linha média de aferição dos valores de pressão ao longo do duto.

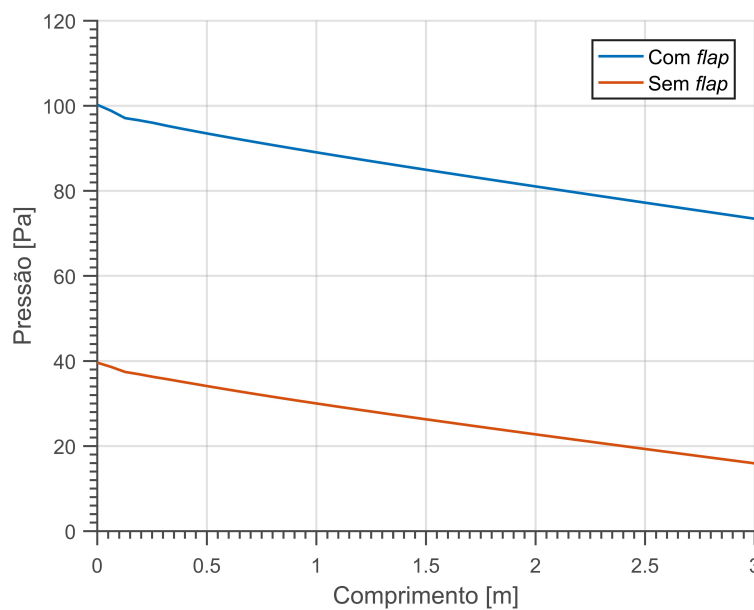


Figura 4.5: Distribuição de pressão manométrica aferida na linha de centro do duto de desenvolvimento para ambos os casos.

Uma outra maneira, sendo a mais eficaz, de se observar o desenvolvimento do escoamento interno é a avaliação do gradiente de pressão ($\partial p / \partial x$) ao longo do duto. Para isto, foram calculadas as derivadas dos dados da Figura 4.5. Os gradientes de pressão para as condições com e sem *flap* estão dispostos na Figura 4.6. Nota-se que, para ambos os casos, o duto de inicialização do perfil turbulento (3,0 m) é suficiente

para tal, se comparado ao valor de comprimento de desenvolvimento ($X \approx L_e$).

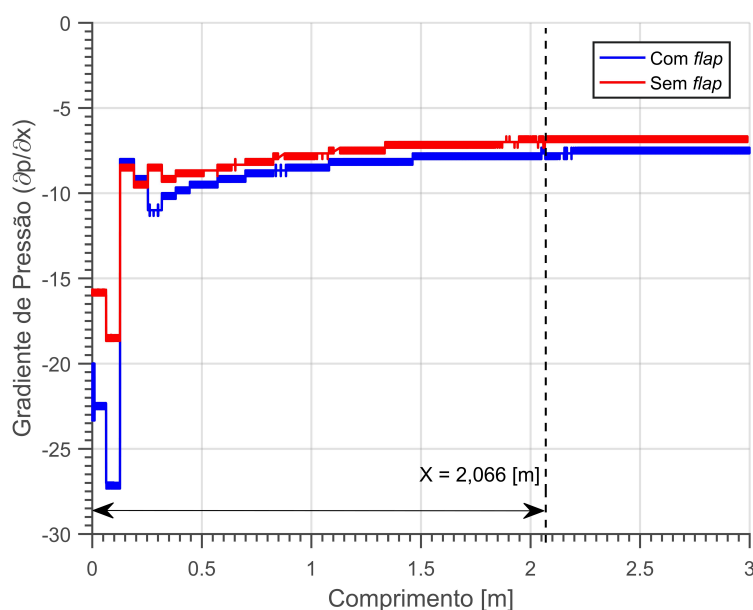


Figura 4.6: Gradiente de pressão aferido na linha de centro do duto de desenvolvimento para ambos os casos.

Este tipo de análise preliminar é de fundamental importância para dimensionamento das máquinas de fluxo envolvidas no bombeamento e controle do escoamento no duto. Por meio da Figura 4.5 percebe-se que, para o caso com *flap*, necessita-se de uma maior potência de bombeamento do fluido, uma vez que os níveis de pressão são mais altos devido ao bloqueio causado pelo *flap* no escoamento. No entanto, como o presente trabalho está objetivado na análise Aeroacústica do HVAC, outras análises são apresentadas para a obtenção dos níveis de ruído sonoro.

4.2 Análise do Escoamento

Por se tratar de um escoamento interno em um duto em curva, com a presença ou não de obstáculo, este é caracterizado como um escoamento complexo, uma vez que apresenta fontes de instabilidades além daquelas encontradas em escoamentos canônicos. Regiões de descolamento, gradientes adversos de pressão, camada limite e esteira turbulenta estão presentes neste tipo de problema.

4.2.1 Linhas de Corrente

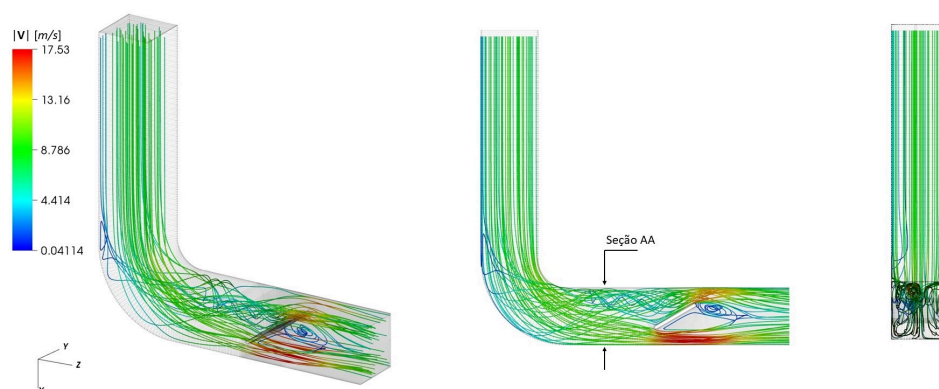
Uma verificação qualitativa adotada para a visualização do padrão do escoamento e das regiões de recirculação, foi o uso de linhas de corrente (*streamline*). Por apresentar poucas variações entre os diferentes esquemas de discretização avaliados (CDS e SOU), optou-se por apresentar apenas as diferenças topológicas mais perceptíveis. Neste tópico são mostrados os padrões de escoamento médio para as geometrias com *flap*, sem *flap* e sem *flap* com refinamento à jusante da curva – todos os resultados são exibidos para os casos em CDS.

A Figura 4.7 apresenta, qualitativamente, as linhas de corrente coloridas pelo módulo da velocidade para o caso com *flap*, em (a), e um mapa do campo de pressão obtido na seção *AA*, em (b). Nota-se a presença de duas estruturas contra-rotativas principais que aparecem imediatamente após a curva. Para este caso, estas estruturas são menos coerentes devido a presença do obstáculo imediatamente à frente. Outro fato importante é a presença de uma região de recirculação após o *flap*, onde há uma intensa emissão de estruturas turbilhonares (vórtices) que, por sua vez, influenciam diretamente nos valores de pressão manométrica adquiridos nas sondas à jusante desta. Ou seja, as sondas 2 e 6 (vide Figura 3.4) apresentarão níveis de ruído sonoro mais altos, se comparados com a configuração sem *flap* – resultados expressos nas seções a seguir.

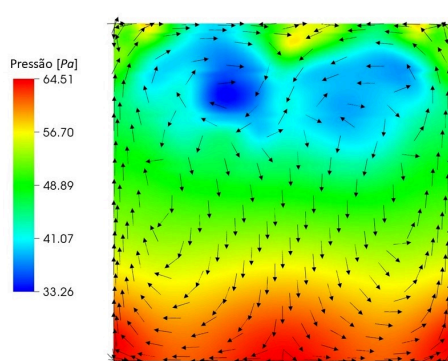
Para o caso sem *flap*, Figura 4.8, observa-se uma maior coerência nas estruturas contra-rotativas. Por meio da vista axial e do mapa de pressão da Seção *AA*, nota-se uma simetria bastante evidente no padrão do escoamento. Como será discutido a seguir, esta região possui influência direta nos valores de pressão aferidos pela sonda 1 e influência indireta nos valores registrados pela sonda 6. Esta última se dá pelo surgimento de instabilidades que se formam na curva e, por efeitos inerciais, se amplificam e atingem a região da sonda 6.

Já para o caso sem *flap* com refinamento imediatamente à jusante da curva, nota-se uma perda de simetria no padrão do escoamento médio. No entanto as estruturas contra-rotativas se fazem presentes, de acordo com o mapa da Seção *AA*. Para este caso, esta região refinada favoreceu um aumento no comportamento anisotrópico das estruturas do escoamento, mantidos pelo alto número de Reynolds.

Por efeitos de inércia (força centrífuga), causados pela presença da curvatura no



(a) Vistas isométrica, principal e axial.

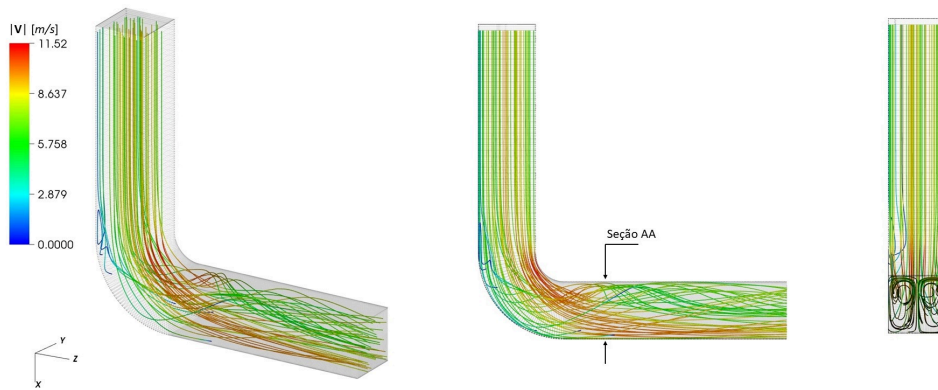


(b) Seção AA.

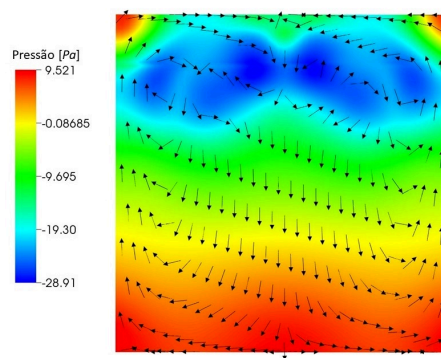
Figura 4.7: Linhas de corrente (*streamlines*) (a); Campos de pressão e vetorial de velocidades na seção (b). Caso com *flap*.

duto, o perfil de velocidades apresenta um tipo peculiar de escoamento secundário, gerando este tipo de estruturas coerentes. Estas estruturas contra-rotativas são muito frequentes em escoamentos em dutos compostos por curvas e são conhecidas como "vórtices de Dean", em referência aos trabalhos desenvolvidos por Dean [6] e [7]. Trabalhos relacionados a escoamentos multifásicos em dutos de seção circular, como os de Duarte et al. [9] e Santos et al. [40], constataam um aumento do processo erosivo, em dutos com curva, exatamente nas regiões de confluência dos vórtices de Dean. Baseando-se nisso, pode-se afirmar que o início destas estruturas, sua amplificação e interações com as paredes do duto, além de estar relacionado com a perda de carga do escoamento interno, está diretamente ligada com a produção de ruído sonoro, especialmente nos casos sem *flap*.

Portanto, como forma de mitigação e atenuação do ruído aerodinâmico em HVAC,



(a) Vistas isométrica, principal e axial.



(b) Seção AA.

Figura 4.8: Linhas de corrente (*streamlines*) (a); Campos de pressão e vetorial de velocidades na seção (b). Caso sem *flap*.

deve-se atentar, inicialmente, para o surgimento deste tipo de escoamento secundário, uma vez que, as componentes de baixa frequência estão relacionadas às estruturas mais coerentes presentes no escoamento.

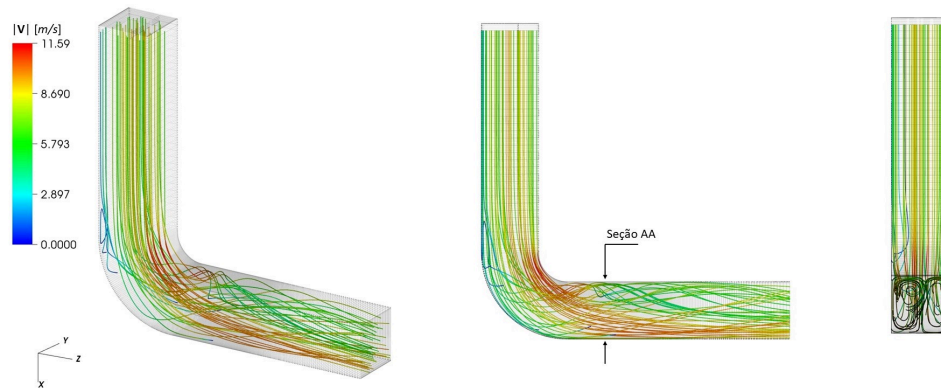
4.2.2 Critério Q

Outra maneira de se observar as fontes de instabilidades fluidodinâmicas e estruturas turbilhonares presentes no escoamento é por meio do critério Q .

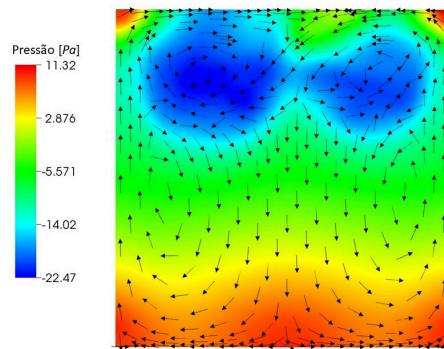
A Equação 4.3 apresenta o cálculo do critério Q , relacionando a taxa de rotação com a taxa de deformação da partícula de fluido, como apresentado em Hunt [21].

$$Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \geq Q_{crit} \quad (4.3)$$

onde, Ω é o tensor taxa de rotação, e S é o tensor taxa de deformação.



(a) Vistas isométrica, principal e axial.



(b) Seção AA.

Figura 4.9: Linhas de corrente (*streamlines*) (a); Campos de pressão e vetorial de velocidades na seção (b). Caso sem *flap* refinado à jusante da curva.

Com isso, pode-se obter regiões em que a vorticidade predomina sobre a taxa de deformação, segundo um valor de critério adotado (Q_{crit}).

A Figura 4.10 apresenta as iso-superfícies baseadas no critério Q para as geometrias com e sem *flap*. Para o caso com *flap*, em (a), o critério Q foi restrito em $1,0 \times 10^6 \text{ 1/s}^2$. Nota-se uma intensa emissão de estruturas turbilhonares devido a presença do *flap*. Estes enrolamentos são formados, principalmente, na esteira do obstáculo e, pelas interações não lineares com as estruturas oriundas da curva, afetam diretamente os níveis de ruído aerodinâmico percebido pelas sondas à jusante (sondas 2 e 6).

Para os casos sem *flap*, o critério Q foi restrito em $1,0 \times 10^5 \text{ 1/s}^2$, o que possibilitou a visualização de estruturas com baixos valores de frequências. Como percebido em ambas as malhas, (b) e (c), há uma intensa interação entre os vórtices de Dean com

a parede do duto, tornando mais evidente os efeitos da anisotropia do escoamento. Nota-se, também, que as estruturas que se desprendem da curva, por meio de efeitos centrífugos atingem a parede externa, nas proximidades de onde está localizada a sonda 6 (vide Capítulo 3). A única diferença observada para o caso com a malha refinada à jusante da curva, em (c), foi uma antecipação destas interações das estruturas com a parede; o que leva a inferir uma restrição da região de recirculação.

4.2.3 Campos de Velocidade

Os campos vetoriais de velocidade média em certas regiões foram observados e comparados com os resultados obtidos por velocimetria por imagens de partículas (PIV) de Jäger et al. [24]. As Figuras 4.11 e 4.12 apresentam os resultados dos campos vetoriais para o caso com *flap* e sem *flap*, respectivamente. Todos os resultados foram adquiridos no plano de simetria do duto ($Y = 0$) e estão coloridos pelo valor da magnitude da velocidade.

Nota-se que, para o caso com *flap* (Figura 4.11), a região de recirculação da curva apresentou uma pequena discordância com o resultado experimental. A região da esteira à jusante do *flap* ficou mais bem caracterizada com o esquema CDS, devido a sua natureza pouco difusiva. No entanto, pelo fato do campo vetorial ser de difícil comparação, foram comparados os campos escalares de componentes de velocidade, mostrados a seguir.

Por outro lado, para o caso sem *flap* (Figura 4.12), os módulos de velocidade apresentaram valores mais baixos na região de aceleração da curva, se comparados com o experimento. O padrão médio da região de recirculação das simulações não concordaram completamente com o experimento, tornando uma fonte de discrepâncias para os sinais adquiridos pela sonda 1, vide Capítulo 3. Resultados apresentados nos tópicos a seguir apontam a dificuldade em predição do NPS na sonda 1, devido à má caracterização do escoamento nesta região e sua baixa concordância com o experimento.

A tentativa de execução de um caso em URANS SST para o caso sem *flap*, mostra-se razoável na observação do escoamento. No entanto, análises posteriores apresentadas nos tópicos a seguir demonstram a inviabilidade deste tipo de metodologia em prever o ruído aerodinâmico para um duto HVAC.

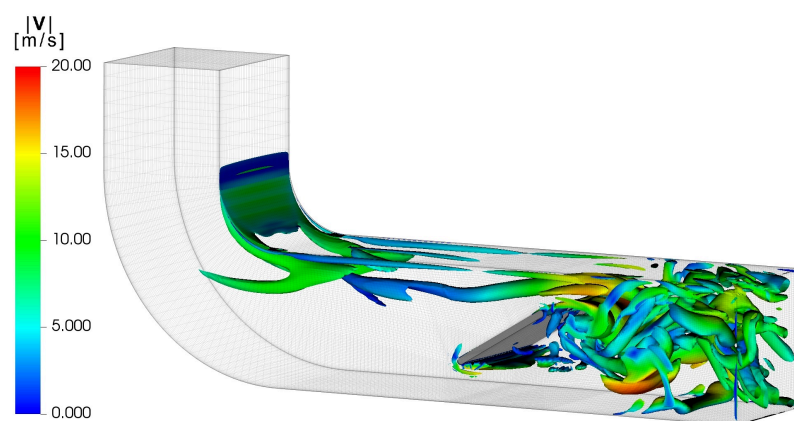
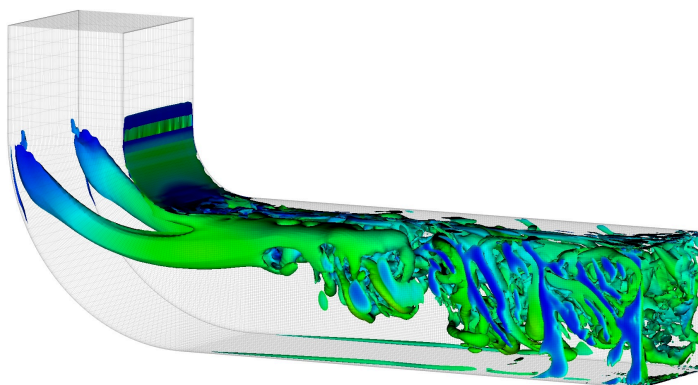
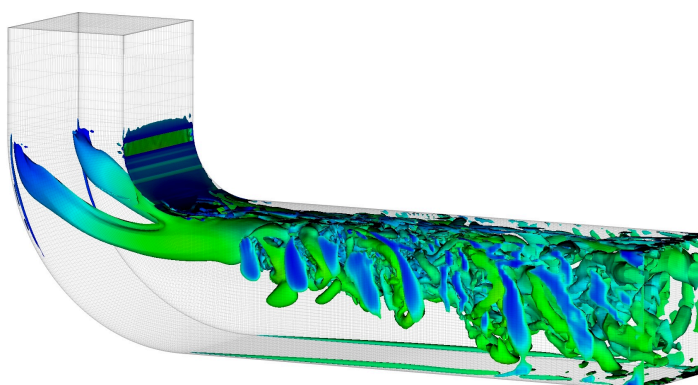
(a) Com *flap*.(b) Sem *flap*.(c) Sem *flap* refinado à jusante da curva.

Figura 4.10: Estruturas turbilhonares presentes no escoamento. Iso-superfícies baseadas no critério Q , coloridas pela magnitude da velocidade.

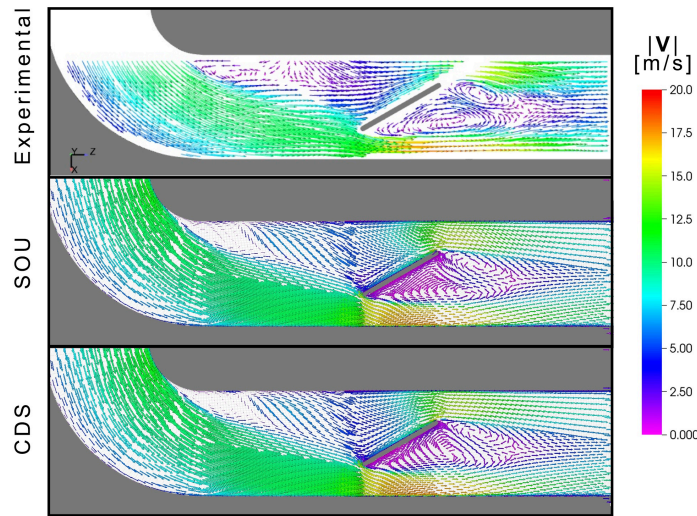


Figura 4.11: Comparação entre o campo médio vetorial experimental os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$ para os casos com *flap*.

Os campos escalares de velocidade foram obtidos por meio das componentes U e W , respectivamente. A Figura 4.13 apresenta a comparação entre os resultados do PIV, SOU e CDS para o caso da geometria com *flap*. A componente U apresenta uma boa concordância com os dados experimentais. No entanto, W confirma uma melhor representação da esteira à jusante do *flap* por meio dos resultados com CDS. O campo médio apresenta um formato de esteira ondulada, tanto para o experimento quanto para CDS, ao passo que, o resultado em SOU apresenta uma esteira mais arredondada devido à sua natureza numérico-difusiva.

A região de recirculação da curva não foi bem caracterizada. Esta região se mostra mais restrita nos resultados numéricos, muito provavelmente devido à discretização grosseira nesta região. A mudança de abordagem de DES para URANS, por meio do filtro, modela diversas escalas e amortece os efeitos de gradiente adverso de pressão em regiões de descolamento, apontando uma limitação da abordagem URANS (SST) para altas frequências.

Para o caso da geometria sem *flap*, tem-se as componentes de velocidade U e W dispostas na Figura 4.14. Em geral, o comportamento do escoamento segue o esperado, no entanto, os resultados numéricos não concordam totalmente na região de recirculação imediatamente após a curva. Apenas o caso com a malha refinada à

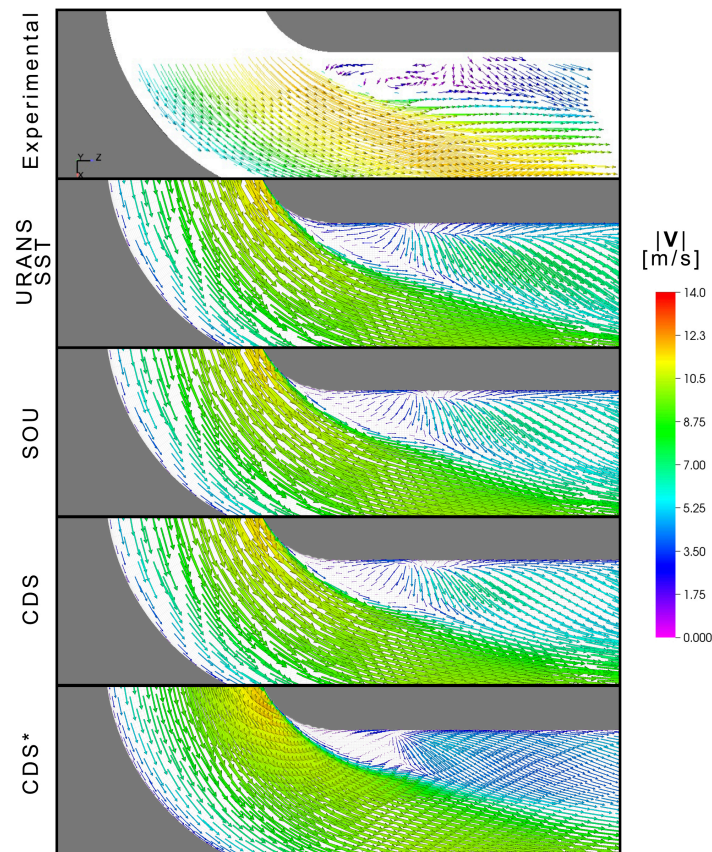
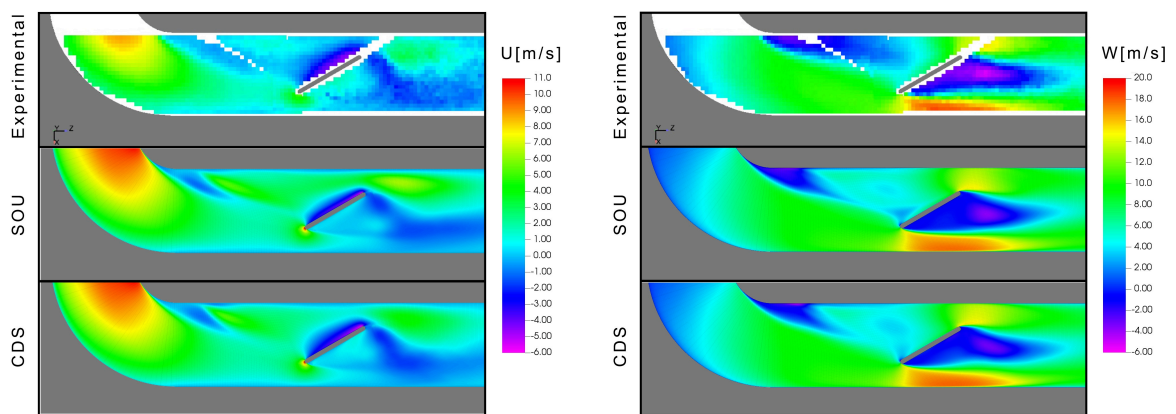


Figura 4.12: Comparação entre o campo médio vetorial experimental os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$ para os casos sem *flap*.



(a) Componente U .

(b) Componente W .

Figura 4.13: Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$, para o caso com *flap*.

jusante da curva (CDS*), a região de recirculação ficou mais concordante com o experimento, observando-se a componente U . A mudança na discretização dos volumes nesta região favorece minimização de efeitos difusivos.

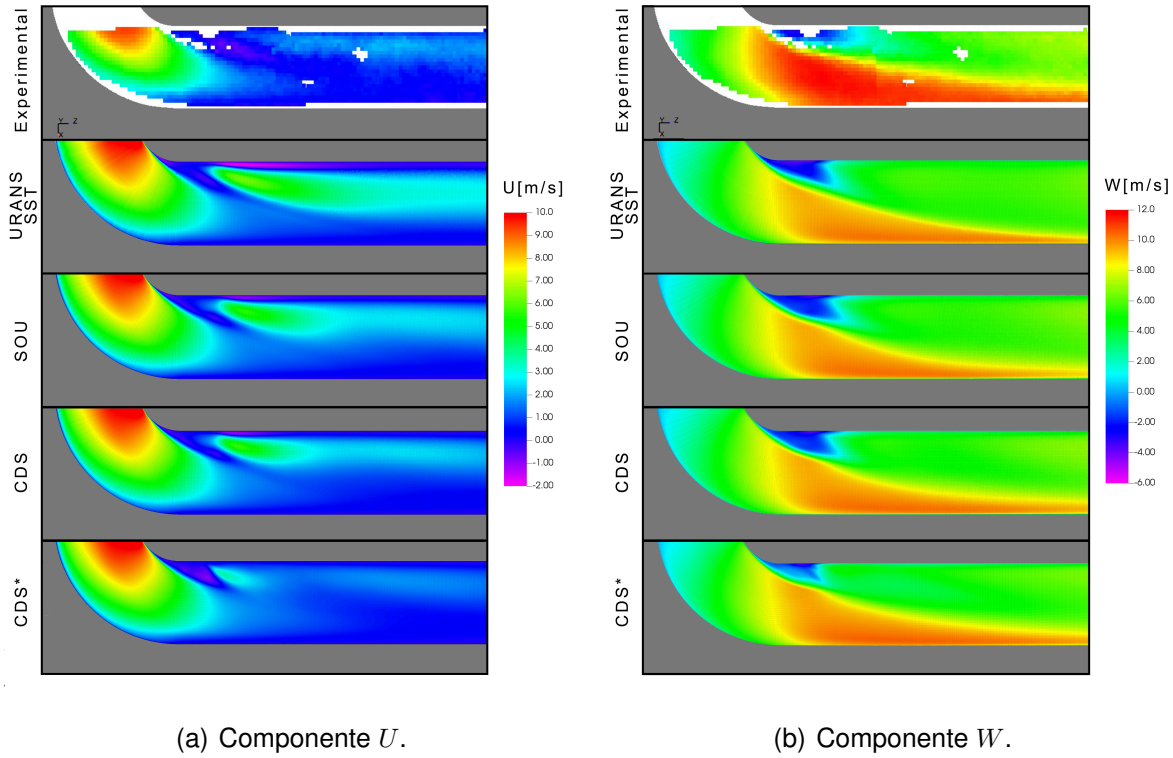


Figura 4.14: Comparação entre os dados experimentais e os resultados numéricos, adquiridos em $Y = 0$, para o caso sem *flap*.

O resultado obtido por meio de URANS SST puro é o que mais apresenta discrepância com o experimento, visto que, pela observação da componente U , os valores do módulo desta componente apresentou maiores discordâncias na parte interna da curva e no padrão do escoamento à jusante desta.

4.2.4 Efeitos Difusivos

Os níveis de viscosidade dinâmica efetiva do escoamento (μ_{ef}) foram normalizadas pela viscosidade dinâmica molecular (μ), como mostrado nas figuras a seguir, para as simulações com as configurações com e sem *flap*. Por meio destas visualizações instantâneas, que são apresentadas a um dado tempo t , pode-se inferir a respeito da difusividade das informações ao longo do escoamento para cada mode-

lagem apresentada no estudo. Visualiza-se que os níveis e a distribuição espacial variam significativamente de uma modelagem para a outra.

Para as simulações com *flap*, dispostas na Figura 4.15, percebe-se diferenças topológicas na difusividade do escoamento (a) e nas regiões onde apresentam um transporte mais intenso da energia cinética turbulenta (b). Para o caso com CDS, tem-se uma maior presença de oscilações tanto na viscosidade efetiva, quanto na energia cinética turbulenta. Nota-se que a região interna da curva e a esteira formada à jusante do *flap* apresentam gradientes mais expressivos no CDS. O esquema SOU, devido à sua difusão, apresenta um campo mais bem definido, difusivo e com menores gradientes. Fato este confirmado pela caracterização das instabilidades provenientes da região de recirculação da curva e pela esteira gerada pelo *flap*.

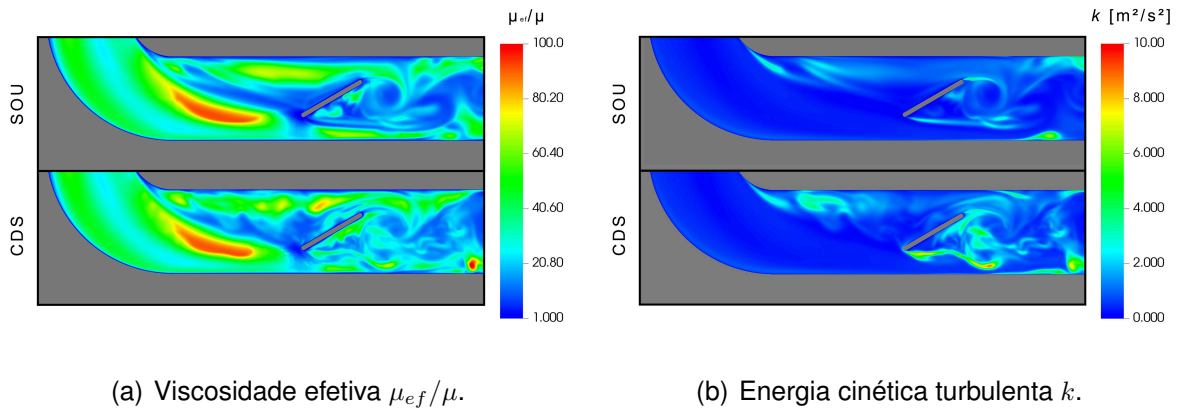


Figura 4.15: Campos instantâneos de viscosidade e energia cinética turbulenta, adquiridos em $Y = 0$, para os casos com *flap*.

Uma vez que houve uma tentativa preliminar de simulação utilizando-se URANS SST puro somente para a configuração sem *flap*, seus diagramas instantâneos também são comparados às simulações DES, como apresentados na Figura 4.16.

Nota-se que, embora o campo obtido seja instantâneo, a difusividade presente em URANS SST é completamente rígida e imutável. Isto se dá pela limitação ocasionada pela modelagem por filtragem das equações por média temporal. Isto é natural deste tipo de modelagem, uma vez que, o papel do fechamento em URANS é modelar toda a turbulência para um campo médio do escoamento. Os modelos baseados em médias de Reynolds tem como característica a independência do tamanho dos volumes que compõem a malha. Esta observação corrobora a inviabilidade da abordagem URANS

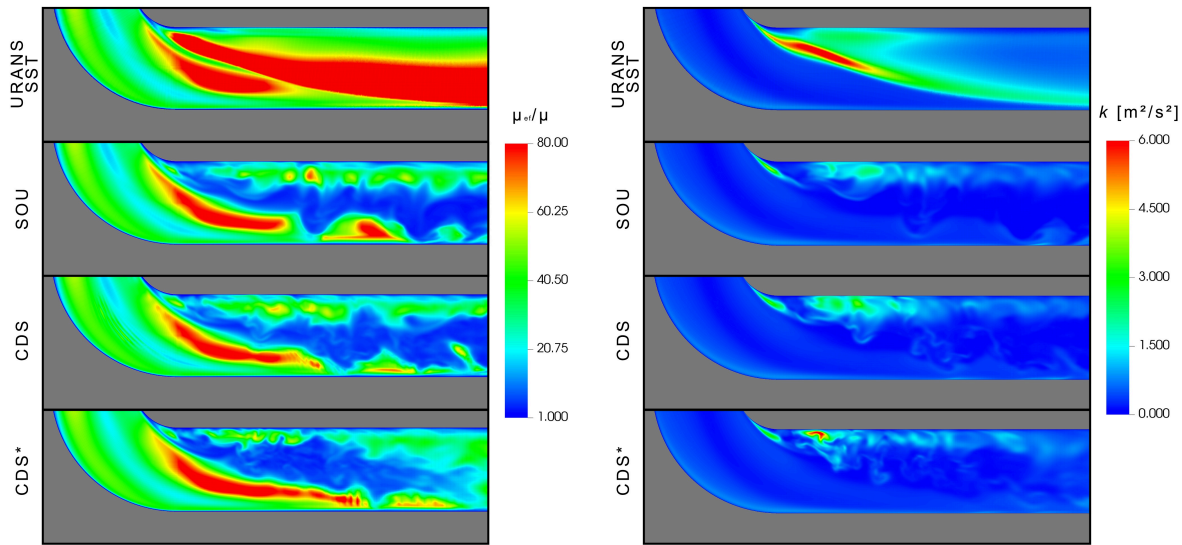
(a) Viscosidade efetiva μ_{ef}/μ .(b) Energia cinética turbulenta k .

Figura 4.16: Campos instantâneos de viscosidade e energia cinética turbulenta, adquiridos em $Y = 0$, para os casos sem *flap*.

na solução do problema acústico em escoamentos internos.

Por outro lado, as simulações DES apresentaram, em seu campo instantâneo de viscosidade efetiva e energia cinética turbulenta, uma melhor representatividade da natureza oscilatória deste tipo de escoamento.

Uma vez que a abordagem DES tem sua difusividade turbulenta diretamente ligada ao comprimento do volume da malha, devido ao filtro espacial F_{DES} (Equação 3.5), nota-se que as regiões onde a energia cinética turbulenta é sintetizada e apresenta valores não-nulos, estão diretamente ligadas às regiões onde a turbulência é modelada por meio de URANS. As regiões mais expressivas estão localizadas na parte interna da curva (recirculação) e regiões parietais. Todos os casos em DES conseguem representar a transitoriedade do escoamento, no entanto, o resultado em SOU apresenta oscilações mais amortecidas se comparados com CDS e CDS com refinamento à jusante da curva (CDS*). Este último apresenta maiores gradientes e uma melhor definição devido ao refinamento na região de interesse.

4.3 Análise Aeroacústica das Fontes de Ruído

Após verificações no comportamento do escoamento em geral, realiza-se a análise Aeroacústica das fontes de ruído do HVAC que, por sua vez, manifesta-se principalmente devido ao descolamento na região da curva e pela presença do obstáculo para os casos com *flap*. Embora algumas inferências tenham sido feitas nas análises do escoamento, as discussões mais pertinentes para o desenvolvimento do trabalho se dá neste tópico.

As presentes análises tem seus resultados produzidos por meio do processamento de dados, transformadas de Fourier (FFT) e demais considerações a cerca dos sinais de pressão obtidos nas sondas, vide Capítulo 3.

4.3.1 Pressão Manométrica das Sondas

Os sinais de pressão manométrica obtidos por meio das sondas são inerentemente ruidosos e permeado por diversas componentes de frequências, devido o fenômeno da turbulência que ocorre neste tipo de problema.

A Figura 4.17 apresenta os sinais de pressão referentes às sondas 1, 2 e 6 para o caso em DES com e sem *flap* e a tentativa URANS SST sem *flap*, respectivamente. Partindo do comportamento físico do problema do duto com *flap*, a sonda 1 apresenta valores de pressão muito acima, se comparada às sondas 2 e 6; isto ocorre devido a presença do obstáculo que possui uma considerável razão de bloqueio dentro do duto que, conseqüentemente, aumenta os níveis de pressão à montante. Este tipo de configuração exige uma maior potência de bombeamento do fluido, como discutido anteriormente. Já no caso com *flap*, a sonda 1, por estar em uma região de recirculação, apresenta valores de pressão abaixo das sondas 2 e 6, que se encontram mais à jusante. Já para o caso com URANS SST puro, em (c), percebe-se um rápido e expressivo amortecimento dos sinais de pressão manométrica registrados nas sondas. Mais uma vez, nota-se a inviabilidade do uso de uma abordagem puramente baseada em média de Reynolds na predição do ruído aerodinâmico de um HVAC.

Por ser um sinal bastante ruidoso e de difícil compreensão no domínio do tempo, opta-se por exibir apenas para os casos com e sem *flap*, simulados com o esquema SOU. Nota-se que, devida a utilização de um campo inicializado com RANS (SST), há

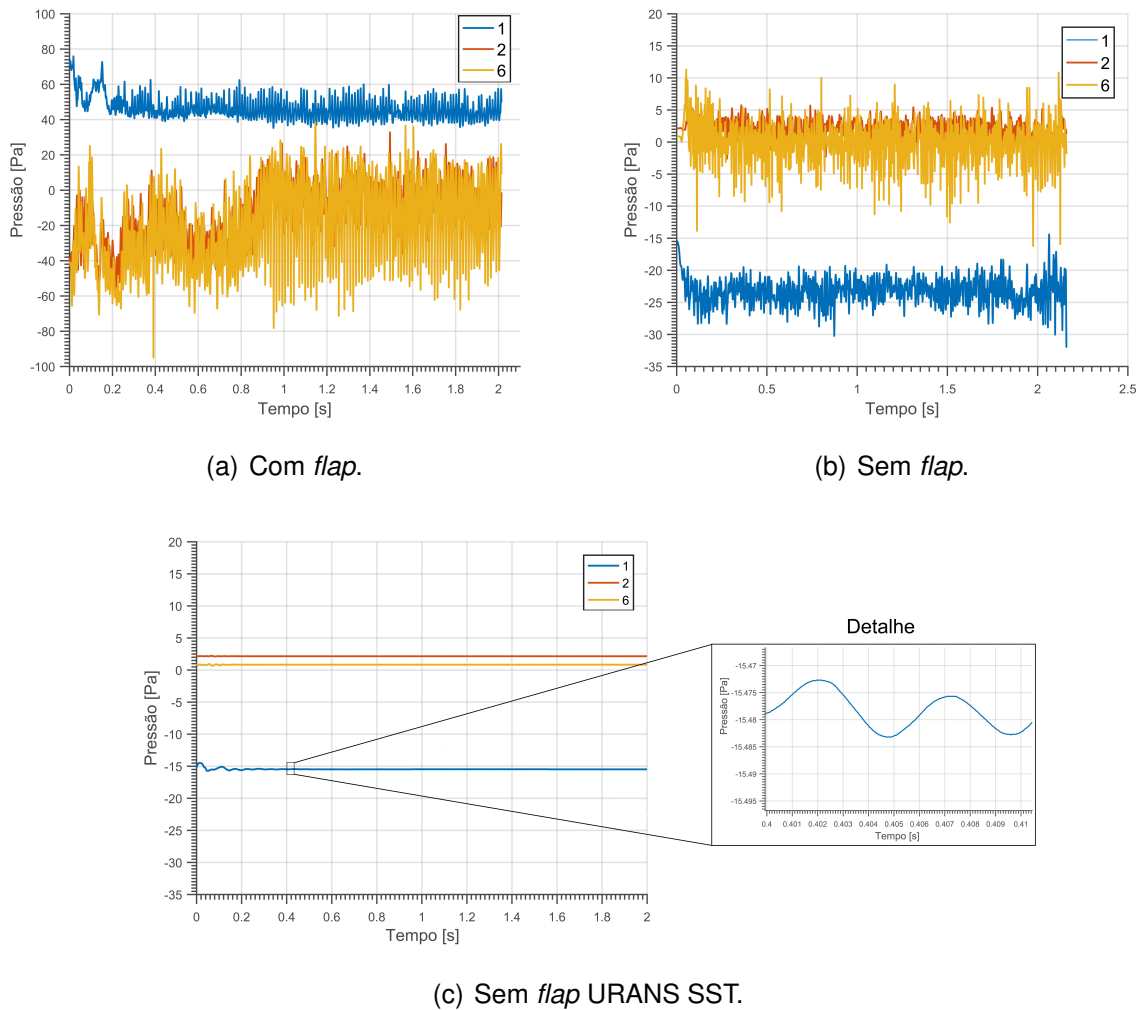


Figura 4.17: Valores de pressão manométrica aferidos no domínio do tempo pelas sondas 1, 2 e 6.

um transiente distorcido que, para o caso com *flap* acontece até 0,9 s, e para o caso sem *flap*, ocorre nos primeiros 0,2 s. Este transiente distorcido, também comentado por Maliska [30], foi descartado e as operações seguintes foram realizadas com o restante da amostra. O resultado obtido por meio de URANS SST puro teve sua acomodação imediata, logo após os 0,2 s, devido aos fortes efeitos difusivos para este tipo de modelagem da turbulência. Com isso, nota-se que a modelagem completa das interações não-lineares entre as escalas presentes no escoamento, por meio de uma abordagem baseada em filtros de média temporal, não é capaz de capturar as diversas componentes de frequência de interesse aeroacústico. O detalhe apresentado na Figura 4.17 (c) mostra a evidência de uma oscilação de alta frequência de origem puramente numérica ocasionado pelos erros de truncamento das discretizações com

2ª ordem de precisão.

4.3.2 Níveis de Pressão Sonora

Após a obtenção dos sinais amostrais de pressão manométrica, definiu-se um número de janelas para o cálculo do nível de pressão sonora (NPS) detectado por cada uma. Os resultados de cada janela foram utilizados no cálculo de uma média do sinal para o alisamento do mesmo (*smoothing*), evitando valores espúrios. Os procedimentos foram seguidos de acordo com o exposto no Capítulo 3 (Tabela 3.2). A transformada de Fourier (FFT) foi aplicada para a obtenção das amplitudes de pressão e suas respectivas frequências. Posteriormente os valores efetivos de pressão foram aplicados na Equação 2.12.

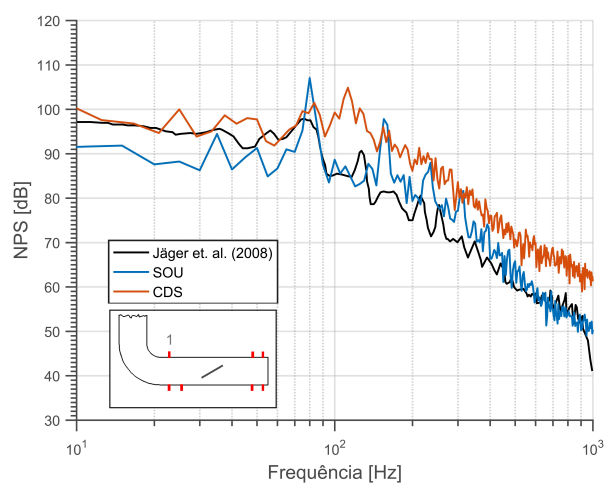
O NPS para o caso com *flap* é apresentado na Figura 4.18. Os resultados numéricos tiveram uma concordância expressiva para as regiões de baixa frequência e uma relativa acurácia na predição do ruído tonal que ocorre por volta de 80 Hz , presente nas sondas 2 e 6. Este ruído tonal é produzido pela intensa emissão de estruturas turbilhonares (vórtices) devido a presença do *flap*. Na sonda 2, um outro pico é observado entre 100 Hz e 200 Hz . A evidência deste pico está relacionada, provavelmente, ao pequeno tempo amostrado; no entanto, um pico levemente atenuado também é observado no experimento nesta faixa de frequência. Na sonda 1, o ruído de banda larga apresentou resultados sobre-preditos nos casos numéricos, em especial para o CDS. Isto se dá, provavelmente, pela má caracterização da região de recirculação à jusante da curva. Os casos executados com SOU apresentaram, para as sondas 2 e 6, valores sub-preditos para as regiões de ruído de banda larga, devido à sua natureza de difusividade numérica.

O NPS para o caso sem *flap* é apresentado na Figura 4.19. Observa-se que os casos com CDS conseguiram prever a faixa de ruído de banda larga (de 200 Hz a 1000 Hz) com uma concordância maior do que para os casos com SOU. Na sonda 1, a predição para os ruídos de baixa frequência, também, foi mais concordante para os casos com CDS. As diferenças entre o NPS numérico (CDS) e o experimental ficaram abaixo de 7 dB nas faixas de baixa frequência para as sondas 1 e 2. Para o caso experimental, a região entre 30 Hz e 70 Hz apresenta um aumento na amplitude que, no entanto, não caracteriza um ruído tonal. Este região côncava do gráfico, vi-

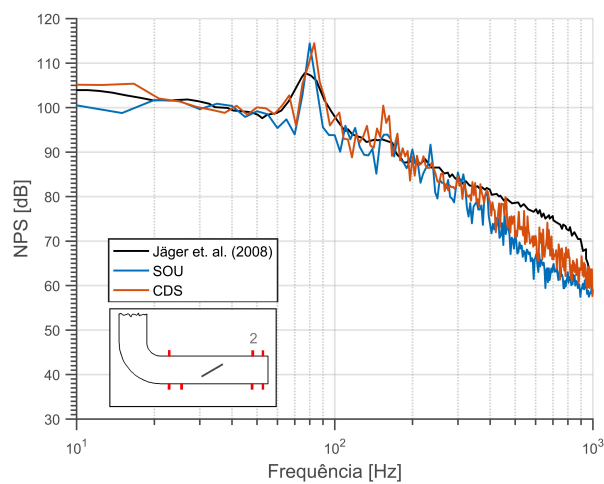
sualizada na sonda 6, sugere um aumento de amplitude por efeitos oriundos da curva (instabilidades). No entanto, por ser uma grandeza de propagação elíptica, os valores de pressão nesta faixa de frequência também é sentido na sonda 2, porém, mais atenuado.

Nota-se que a tentativa de refinamento foi pertinente para a caracterização do escoamento na região da curva. Esta proposta de refinamento melhorou consideravelmente a predição de ruído de baixa frequência na sonda 1. No entanto, por representar melhor a dinâmica do surgimento de instabilidades oriundas da região da curva, as estruturas que atingem a sonda 6 foram mais bem capturadas. Este fato revela uma concordância maior para a faixa de frequência de 30 a 200 Hz , especialmente na região côncava do NPS experimental. Outro ponto importante observado é a maior proximidade alcançada com a malha refinada nas regiões de ruído e banda larga para as sondas (2 e 6). O distanciamento obtido para o ruído de banda larga na sonda 1, para o caso CDS refinado, está relacionado à dispersão numérica e às limitações da modelagem SST para esta região dotada de descolamento e gradientes adversos de pressão.

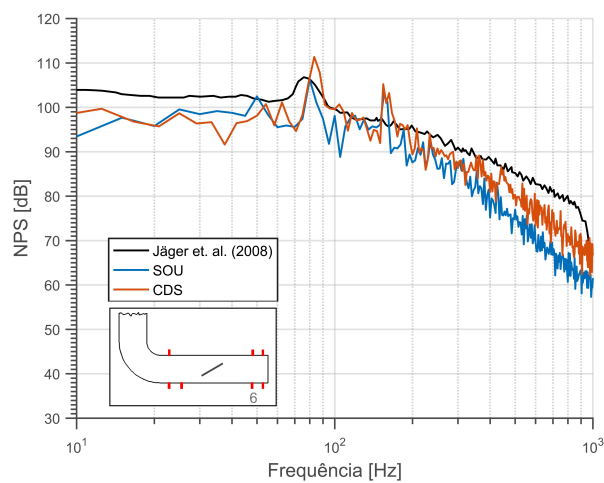
Embora a difusividade seja um fator que garanta a estabilidade de resolução de problemas em escoamentos turbulentos, ela torna-se um problema na preservação de informações de interesses aeroacústicos (flutuações de pressão). Por meio disso nota-se que URANS SST puro é incapaz de prever o ruído aerodinâmico para problemas desta natureza. Os picos salientes nos valores de 200, 400 e 600 Hz são harmônicos originados pelos erros da metodologia com 2ª ordem de precisão. Apenas a sonda 1 apresenta valores de ruído mais elevados para o caso com URANS SST puro, ao passo que, as demais sondas, por estarem mais à jusante, tem as flutuações de pressão ainda mais atenuadas pela difusão deste tipo de método.



(a) Sonda 1.

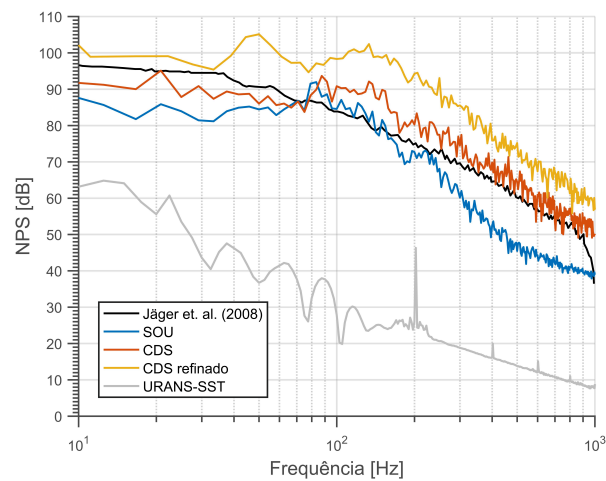


(b) Sonda 2.

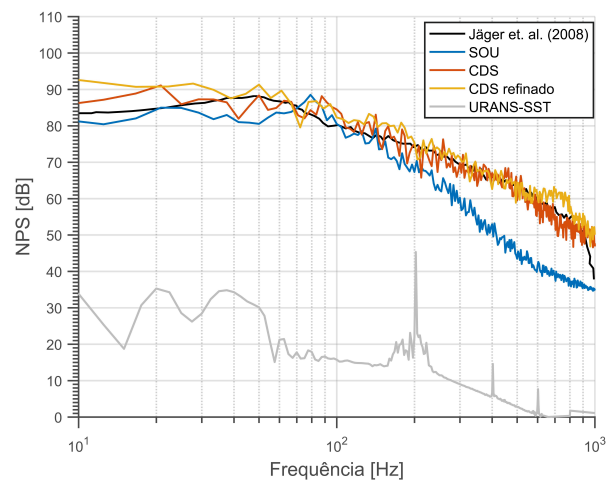


(c) Sonda 6.

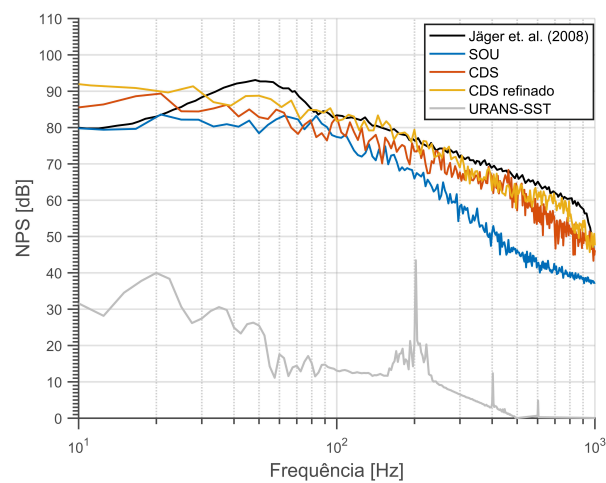
Figura 4.18: NPS obtido nas sondas para o caso com *flap*. Comparação entre os dados experimentais e simulações numéricas.



(a) Sonda 1.



(b) Sonda 2.



(c) Sonda 6.

Figura 4.19: NPS obtido nas sondas para o caso sem *flap*. Comparação entre os dados experimentais e simulações numéricas.

Capítulo 5

Conclusões

5.1 Observações

O presente trabalho teve por objetivo a investigação das fontes de ruído em um duto de ar condicionado e ventilação (HVAC) simplificado. O problema físico adotado abrange os principais mecanismos de geração de ruído aeroacústico em dutos, como sendo: regiões de descolamento, recirculação e escoamento em torno de um obstáculo (*flap*). Embora os métodos de 2ª ordem terem sido, nas últimas décadas, o carro-chefe no cenário de investigações puramente fluidodinâmicas, este pode se mostrar um aliado para a investigação do problema aeroacústico em escoamentos internos, desde que se atente para algumas recomendações. Os resultados obtidos por meio deste trabalho são factíveis e recomendados para investigações preliminares de projetos de HVAC.

Os custos computacionais envolvidos nas simulações numéricas são perfeitamente factíveis por uma máquina de capacidade razoável, uma vez que os casos foram executados em um computador de mesa, totalizando, em média, 1000 *CPU.h* por caso em uma máquina com processador Intel™ i7 em execução serial.

A expressiva acurácia que a metodologia DES apresentou na predição da fluidodinâmica não-estacionária e nos níveis de ruído aerodinâmico se mostra perceptível e os custos associados são muito menores, se comparado às abordagens LES ou DNS. No entanto, os esquemas de discretização do termo advectivo das equações de *momentum* impactam diretamente na predição do NPS. Uma vez que a acústica está relacionada à propagação de pulsos de pressão, tem-se em mãos um problema elíp-

tico para este tipo de escoamento (baixo número de Mach). Por meio dessa natureza física do problema, a difusão numérica intrínseca do esquema SOU afetou diretamente o NPS para as faixas de altas frequências, causando uma sub-predição do ruído de banda larga. Já os casos dotados de CDS, foram os melhores para a preservação da informação de pressão ao longo do escoamento.

5.2 Recomendações

Embora o esquema CDS prevê o ruído de banda larga com maior acurácia, deve-se atentar para a discretização do domínio físico. Uma vez que, para este tipo de problema, as principais fontes estão relacionadas à recirculação e ao escoamento em torno de obstáculo, recomenda-se uma melhor definição dos volumes nas regiões de descolamento, devido à presença de fortes gradientes de pressão, velocidade e vorticidade. No entanto, deve-se ter em mente a possibilidade de resultados espúrios causados pela dispersão numérica mais acentuada para o CDS, principalmente em regiões do escoamento que não sejam bem caracterizadas.

Embora as técnicas de janelamento e aplicações de funções de janela sejam amplamente utilizadas na análise de sinais, elas não se mostraram eficientes na obtenção dos resultados finais do NPS. Recomenda-se a possibilidade do uso da função de janelamento do tipo caixa, pois esta favorece apenas o alisamento do sinal (*smoothing*), visto que tem-se um aumento no número de subamostras por meio da sobreposição de janelas (*overlapping*). Todavia, a aplicação de técnicas de janelamento não foi necessária para a obtenção dos resultados apresentados.

5.3 Perspectivas

Para trabalhos futuros, tem-se uma série de novas considerações e simplificações para uma maior redução do custo computacional e aumento na velocidade da obtenção do NPS, sendo elas:

1. Exclusão do duto para desenvolvimento da camada limite;

2. Adoção de um perfil desenvolvido por meio da lei de potência $1/7$, com síntese da turbulência (por exemplo *digital filtering*);
3. Avaliação da influência do *plenum volume* nos resultados de NPS;
4. Aumento do tempo de amostragem;
5. Aumento do número de janelas utilizadas;
6. incorporação de modelos para propagação do ruído até o observador;
7. aplicação de técnicas de otimização de forma para redução do NPS.

É provável que, seguindo-se estas novas considerações, haja uma redução drástica no custo computacional e na obtenção eficiente dos resultados de ruído aerodinâmico. Com isso, poder-se-á inferir a respeito da dispersão numérica do CDS nas regiões de recirculação para uma mesma resolução de malha. Há também a possibilidade de intervenções na geometria, com o intuito de mitigar o ruído produzido no HVAC.

Referências

- [1] Allen, R., Mendonca, F., and Kirkham, D. (2005). Rans and des turbulence model predictions of noise on the m219 cavity at $m=0.85$. *International Journal of Aeroacoustics*, 4:135–151. <https://doi.org/10.1260/1475472053730039>.
- [2] Arienti, M e Soteriou, M. (2007). Dynamics of pulsed jet in crossflow. *Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, 47918. P: 629-640. <https://doi.org/10.1115/GT2007-27816>.
- [3] Boussinesq, J. (1877). *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Impr. nationale.
- [4] Curle, N. (1955). The influence of solid bodies upon aerodynamic sound. *Proc. Roy. Soc. Lond*, 231:505–514. <https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0191>.
- [5] de Figueiredo, D. G. (1987). *Análise de Fourier e equações diferenciais parciais*. Instituto de Matemática Pura e Aplicada, CNPq.
- [6] Dean, W. (1927). Xvi. note on the motion of fluid in a curved pipe. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 4(20):208–223. <https://doi.org/10.1080/14786440708564324>.
- [7] Dean, W. (1928). The stream-line motion of fluid in a curved pipe. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 5(30):673–695. <https://doi.org/10.1080/14786440408564513>.
- [8] Dowling, A. and Ffowcs Williams, J. (1983). *Sound and Sources of Sound*. Ellis Horwood series in engineering science. E. Horwood.
- [9] Duarte, C. A. R. et al. (2015). Numerical investigation of the erosion reduction in elbows promoted by a vortex chamber.

- [10] Duarte, M. A. V. (1985). *Redução de ruídos em motores elétricos*. Florianópolis, SC.
- [11] Ferziger, J. H. and Peric, M. (2012). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Berlin Heidelberg.
- [12] Ffowcs Williams, J. E. and Hawkings, D. L. (1969). Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 264:321–342. <https://doi.org/10.1098/rsta.1969.0031>.
- [13] Flabes Neto, P. B. (2018). *Investigação matemática e numérica dos mecanismos de geração de ruído em escoamentos cisalhantes livres*. PhD thesis, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brasil.
- [14] Fontes, D. H., Vilela, V., Meira, L. d. S., and Souza, F. J. d. (2019). Improved hybrid model applied to liquid jet in crossflow. *International Journal of Multiphase Flow*, 114:98–114. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.02.009>.
- [15] Gerges, S. N. Y. (2000). *Ruído: Fundamentos e Controle*. S. N. Y. Gerges, Florianópolis, Brasil, 2nd edition edition.
- [16] Heckl, M. (1986). Tyre noise generation. *Seminar on Friction and Contact Noise*, 113. P: 157-170. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(86\)90065-7](https://doi.org/10.1016/0043-1648(86)90065-7).
- [17] Henshaw, M. J. d. C. (2000). M219 cavity case in verification and validation data for computational unsteady aerodynamics. *RTO-TR-26, AC/323(AVT)TP/19*, pages 473–480.
- [18] Howe, M. S. (1998). *Acoustics on Fluid-Structure Interactions*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1st edition edition.
- [19] Howe, M. S. (2003). *Theory of Vortex Sound*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1st edition edition.
- [20] Hsu, Hwei Piao e Hsu, K. J. (1984). *Applied fourier analysis*. Harcourt Brace Jovanovich San Diego, CA.

- [21] Hunt, Julian CR e Wray, A. A. e. M. P. (1988). Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows.
- [22] Incropera, F. P., Dewitt, D. P., and Lavine, T. L. B. A. S. (2008). *Fundamentos de Transferência de Calor e Massa*. LTR - Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., Rio de Janeiro - RJ, 6ª edição edition.
- [23] Islam, M., Decker, F., Hartmann, M., Jäger, A., Lemke, T., Ocker, J., Schwarz, V., Ullrich, F., Shröder, A., and Heider, A. (2008). Investigations of sunroof buffeting in an idealised generic vehicle model - part i: Experimental results. *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 14. P: 1–21. <https://doi.org/10.2514/6.2008-2900>.
- [24] Jäger, A., Decker, F., Hartmann, M., Islam, M., Lemke, T., Ocker, J., Schmarz, V., Ullrich, F., Crouse, B., Balasubramanian, G., Mendonca, F., and Drobiez, R. (2008). Numerical and experimental investigations of the noise generated by a flap in a simplified hvac duct. *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (29th AIAA Aeroacoustics Conference)*, 14. P:17. <https://doi.org/10.2514/6.2008-2902>.
- [25] Krasil'Nikova, T. (1975). Dipole nature of sound radiation by free turbulence with shear. *Fluid Dynamics*, 10(1):94–98. <https://doi.org/10.1007/BF01023786>.
- [26] LeVeque, R. J. (2002). Finite-volume methods for non-linear elasticity in heterogeneous media. *International journal for numerical methods in fluids*, 40(1-2):93–104. <https://doi.org/10.1002/flid.309>.
- [27] Lighthill, M. J. (1954). On sound generated aerodynamically - ii: Turbulence as a source of sound. *Proc. Roy. Soc. Lond*, 222:1–32. <https://doi.org/10.1098/rspa.1954.0049>.
- [28] Lighthill, M. J. (1956). *Viscosity effects in sound waves of finite amplitude*. In *Surveys in Mechanics* (G. K. Batchelor R. M. Davies, eds.), Cambridge University Press.
- [29] Ma, Z. and Zhang, X. (2009). Numerical investigation of broadband slat noise attenuation with acoustic liner treatment. *AIAA journal*, 47(12):2812–2820. <https://doi.org/10.2514/1.39883>.

- [30] Maliska, C. R. (2010). *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional*. LTC Editora, Rio de Janeiro, 2 edition.
- [31] Marangon, C. (2020). Acústica. <http://www.areaseg.com/acustica/>.
- [32] Menter, F. R. (1994). Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32:1598–1605. <https://doi.org/10.2514/3.12149>.
- [33] Min, K. B. and Min, J. W. (2017). Exposure to environmental noise and risk for male infertility: A 2 population-based cohort study*. *Environmental Pollution*, 226:118–124. <https://doi.org/10.1016/j.envpol.2017.03.069>.
- [34] Pletcher, R., Tannehill, J., and Anderson, D. (2012). *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Third Edition*. Series in Computational and Physical Processes in Mechanics and Thermal Sciences. Taylor & Francis.
- [35] Proença, A. (2013). *Experimental characterization of velocity and acoustic fields of single-stream subsonic jet*. PhD thesis, MSc dissertation, Federal University of Uberlândia, Uberlândia, Brazil.
- [36] Reynolds, O. (1883). Xxix. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal society of London*, (174):935–982. <https://doi.org/10.1098/rstl.1883.0029>.
- [37] Ricciardi, T. R., Arias-Ramirez, W., and Wolf, W. R. (2020). On secondary tones arising in trailing-edge noise at moderate reynolds numbers. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 79:54–66. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2019.08.015>.
- [38] Ricciardi, T. R., Wolf, W., Speth, R. L., and Bent, P. (2019). Analysis of noise sources in realistic landing gear configurations through high fidelity simulations. In *AIAA Scitech 2019 Forum*, volume 1. <https://doi.org/10.2514/6.2019-0003>.
- [39] Rienstra, S. W. and Hirschberg, A. (2006). *An Introduction to Acoustics*. Eindhoven University of Technology, Eindhoven, Netherlands, 2st edition edition.

- [40] Santos, V. F. d. et al. (2018). Numerical analysis of the effects brought by a twisted tape insert in elbow erosion.
- [41] Schlichting, H. (1979). Boundary-layer theory, 525-534.
- [42] Shur, M., Spalart, P., Strelets, M., and Travin, A. (1999). Detached-eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In *Engineering turbulence modelling and experiments 4*, pages 669–678. Elsevier. <https://doi.org/10.1016/B978-008043328-8/50064-3>.
- [43] Silveira Neto, A. (2020). *Escoamentos Turbulentos: Análise Física e Modelagem Teórica*. Universidade Federal de Uberlândia, 1ª edição edition.
- [44] Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1963\)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1963)091<0099:GCEWTP>2.3.CO;2).
- [45] Smith, M. J. T. (1989). *Aircraft Noise*. Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom, 1st edition edition.
- [46] Souza, F. J. (2012). *UNSCYFL3D Versão 2.0 - Manual Teórico*. Federal University of Uberlândia, MFLab - Fluid Mechanics Laboratory.
- [47] T Munzel, T Gori, W. B. and Basner, M. (2014). Cardiovascular effects of environmental noise exposure. *European Heart Journal*, 35:829–836. <https://doi.org/10.1093/eurheartj/ehu030>.
- [48] Teodoro, E. B. (1985). *Redução de ruído em condicionadores de ar*. Florianópolis, SC.
- [49] Toro, E. F. (2013). *Riemann solvers and numerical methods for fluid dynamics: a practical introduction*. Springer Science & Business Media.
- [50] White, F. M. (2011). *Mecânica dos Fluidos*. AMGH Editora Ltda, Porto Alegre - RS, 6ª edição edition.
- [51] White, F. M. and Corfield, I. (2006). *Viscous fluid flow*, volume 3. McGraw-Hill New York.
- [52] Wilcox, D. C. (1993). *Turbulence modelling for CFD*. DCW Industries, La Canada.

- [53] Zhang, X. (2010). Airframe noise–high lift device noise. *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, page <https://doi.org/10.1002/9780470686652.eae338>.

Apêndice A

Algoritmo Para a Leitura de Dados

Nesta parte do apêndice é apresentado o *script* em MATLAB® para a leitura dos dados de pressão disponíveis em arquivos de texto do tipo *.curve*.

```
1 % UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLANDIA
2 % FACULDADE DE ENGENHARIA MECANICA
3 % PROGRAMA DE POS GRADUACAO EM ENGENHARIA MECANICA
4 %
5 % Prof.: FRANCISCO JOSE' DE SOUZA
6 % Discente: LUCAS DE SOUZA MEIRA
7 clear all; close all; clc;
8
9 %% Opening Files -----
10 probes = [1 2 3 4 5 6 7];
11
12 Pp = [];
13 for c1=1:length(probes)
14     str = num2str(probes(c1));
15     str = ['p_probe_' str '.curve'];
16     fid=fopen(str);
17     line_begin = 5000;
18     for c2=1:line_begin
19         tline = fgetl(fid);
20     end
21     t = [];
22     P = [];
23     while ischar(tline)
```

```
24         a = strsplit(tline);
25         t = [t; str2num(a{1,2})];
26         P = [P; str2num(a{1,3})];
27         tline = fgetl(fid);
28     end
29     fclose(fid);
30
31     Pp = [Pp P];
32 end
33
34 N      = length(P);
35 dt     = diff(t(1:2));
36 fs     = 1/dt;
37 df     = fs/N;
38 T      = N*dt;
39 fmax   = df*N/2;
40
41 f=df:df:(N/2)*df;
42
43 %% Plotting Gauge Pressure Signals
44 figure(length(probes)+1)
45 plot(t,Pp,'LineWidth',1.2)
46 grid
47 legend('1','2','3','4','5','6','7')
48
49 save('matlab','P','Pp','t')
```

Apêndice B

Algoritmo Para o Cálculo da FFT e Amostragem

Nesta parte do apêndice é apresentado o *script* em MATLAB® para o cálculo da FFT e do número de janelas (amostras) no sinal.

```
1  % UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLANDIA
2  % FACULDADE DE ENGENHARIA MECANICA
3  % PROGRAMA DE POS GRADUACAO EM ENGENHARIA MECANICA
4  %
5  % Prof.: FRANCISCO JOSE' DE SOUZA
6  % Discente: LUCAS DE SOUZA MEIRA
7  clear all; close all; clc;
8
9  tic
10 format long
11
12 %% Opening MATLAB Files -----
13 probes = [1 2 6];    % selected probes
14
15 Pp = [];
16 load matlab.mat
17
18 %% Sample Limits -----
19 inicio = 1;          % setting start time index to sampling
20
```



```

21 t = t(inicio:end);
22 Pp=Pp(inicio:end,:);
23 P = P(inicio:end);
24
25 taux = t;
26
27 %% AVERAGING SAMPLES
28 nsteps = 4500; % sample length
29 nsamples = floor(length(t)/nsteps);
30 tsamp = [];
31 p1 = [];
32 p2 = [];
33 p6 = [];
34 Ppaux = Pp;
35
36 for c1=1:nsamples
37     tsamp = [tsamp t(1:nsteps)];
38     t = t(nsteps+1:end);
39
40     p1 = [p1 Ppaux(1:nsteps,1)];
41     p2 = [p2 Ppaux(1:nsteps,2)];
42     p6 = [p6 Ppaux(1:nsteps,3)];
43     Ppaux= Ppaux(nsteps+1:end,:);
44 end
45
46 N = length(p1);
47 dt = 4e-5;
48 fs = 1/dt;
49 df = fs/N;
50 T = N*dt;
51 fmax = df*N/2;
52
53 f=df:df:(N/2)*df;
54
55 %% SAMPLES for probe 1
56 for c2=1:nsamples
57     freq = fft(p1(:,c2));
58     freq = abs(freq/N);
59     AmpSamp1(:,c2) = freq(1:N/2);

```

```

60     AmpSamp1(2:end,c2) = 2*AmpSamp1(2:end,c2);
61 end
62
63 %% SAMPLES for probe 2 -----
64 for c2=1:nsamples
65     freq = fft(p2(:,c2));
66     freq = abs(freq/N);
67     AmpSamp2(:,c2) = freq(1:N/2);
68     AmpSamp2(2:end,c2) = 2*AmpSamp2(2:end,c2);
69 end
70
71 %% SAMPLES for probe 6 -----
72 for c2=1:nsamples
73     freq = fft(p6(:,c2));
74     freq = abs(freq/N);
75     AmpSamp6(:,c2) = freq(1:N/2);
76     AmpSamp6(2:end,c2) = 2*AmpSamp6(2:end,c2);
77 end
78 Amp = [];
79 for c2=1:length(AmpSamp1)
80     Amp = [Amp; mean(AmpSamp1(c2,:)), mean(AmpSamp2(c2,:)), ...
            mean(AmpSamp6(c2,:))];
81 end
82
83 %% Acoustics -----
84 for c1=1:length(probes)
85     Pref = 20e-6; % [Pa]
86     idPeaks = Amp(:,c1)>Pref;
87     SPL = 20*log10(Amp(idPeaks,c1)/Pref);
88     figure, semilogx(f(idPeaks), SPL,'b')
89     xlabel('Frequencia [Hz]');
90     ylabel('SPL [dB]');
91     xlim([10 1000])
92     ylim([30 110])
93     grid minor
94
95     aux1 = f(idPeaks);
96     aux2 = SPL;
97     str = ['CDSref_' num2str(probes(c1))];

```

```
98     save(str, 'aux1', 'aux2');  
99 end  
100 toc
```