

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

André Barrouin Melo

**ANÁLISE NUMÉRICO-ANALÍTICA PARA O DIMENSIONAMENTO
DE UM CONJUNTO DE DISCOS ATENUADORES EM DUTOS
VISANDO CONTROLE DE RUÍDO INDUSTRIAL**

Belo Horizonte

2020

André Barrouin Melo

**ANÁLISE NUMÉRICO-ANALÍTICA PARA O DIMENSIONAMENTO
DE UM CONJUNTO DE DISCOS ATENUADORES EM DUTOS
VISANDO O CONTROLE DE RUÍDO INDUSTRIAL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientador: Guilherme de Souza Papini

Belo Horizonte

2020

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

M528a	<p>Melo, André Barrouin. Análise numérico-analítica para dimensionamento de um conjunto de discos atenuadores em dutos visando controle do ruído industrial [recurso eletrônico] / André Barrouin Melo. - 2020. 1 recurso online (153 f. : il., color.) : pdf.</p> <p>Orientador: Guilherme de Souza Papini.</p> <p>Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Minas Gerais, Escola de Engenharia.</p> <p>Anexos: f. 148-153.</p> <p>Bibliografia: f. 139-147. Exigências do sistema: Adobe Acrobat Reader.</p> <p>1. Engenharia mecânica - Teses. 2. Dinâmica dos fluidos computacional - Teses. 3. Método dos elementos finitos - Teses. I. Papini, Guilherme de Souza. II. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. III. Título.</p> <p style="text-align: right;">CDU: 621 (043)</p>
-------	---



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

FOLHA DE APROVAÇÃO

ANÁLISE NUMÉRICA-ANALÍTICA PARA DIMENSIONAMENTO DE UM CONJUNTO DE DISCOS ATENUADORES EM DUTOS PARA CONTROLE DO RUÍDO INDUSTRIAL

ANDRÉ BARROUIN MELO

Dissertação submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, constituída pelos Professores: Dr. Guilherme de Souza Papini (Orientador- Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG), Dra. Cristiana Brasil Maia (Pontifícia Universidade Católica de Minas Gerais/PUC-MG) e Dr. Eduardo Bauzer Medeiros (Departamento de Engenharia Mecânica/UFMG), como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de "**Mestre em Engenharia Mecânica**", na área de concentração de "**Energia e Sustentabilidade**".

Dissertação aprovada no dia 27 de novembro de 2020.

Por:



Documento assinado eletronicamente por **Guilherme de Souza Papini, Coordenador(a)**, em 21/12/2020, às 06:32, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Cristiana Brasil Maia, Usuário Externo**, em 21/12/2020, às 16:24, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Eduardo Bauzer Medeiros, Membro**, em 29/12/2020, às 17:48, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

A autenticidade deste documento pode ser conferida no site
https://sei.ufmg.br/sei/controlador_externo.php?



[acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0](#), informando o código verificador **0451762** e o código CRC **02EC96BD**.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço às duas pessoas mais importantes da minha vida, minha mãe Valéria Barrouin Melo e minha avó Lucia Barrouin de Melo que, sempre tornaram possível eu me dedicar ao mestrado e sempre me apoiaram nos momentos mais difíceis da minha vida.

Em memória do meu gato de estimação, Fifo, que foi um irmão em vida, agradeço por sua existência que sempre me trouxe paz interior durante essa caminhada e me mostrou o verdadeiro significado de pureza e amor nesse mundo.

Aos meus amigos que me acompanharam ao longo de toda essa jornada com paciência e compreensão dos momentos que tive de me ausentar para focar em meu mestrado, agradeço do fundo do meu coração.

Agradeço ao meu orientador Guilherme de Souza Papini pelo compartilhamento de seu conhecimento profundo a respeito de acústica e vibrações.

Agradeço à UFMG e a CAPES pela disponibilização aos recursos necessários.

*“Se você quiser descobrir os segredos do universo,
pense em termos de energia, frequência e vibração.”
- Nikola Tesla*

SUMÁRIO

Sumário

1	Introdução	23
1.1	Desenvolvimento.....	26
1.2	Motivação.....	28
1.3	Objetivos	29
2	Revisão Bibliográfica.....	30
2.1	Aeroacústica de Jatos	32
2.1.1	Fontes fundamentais na aeroacústica de jatos	32
2.1.2	Dinâmica do ruído proveniente de jatos.....	36
2.1.3	Número de Helmholtz para jatos.....	38
2.1.4	Camada de mistura turbulenta na saída de um jato	39
2.1.5	Ondas de choque na saída de um jato.....	43
2.2	Fontes de Ruído no Interior de Dutos	46
2.2.1	Ruído devido ao estrangulamento	46
2.2.2	Ruído devido às paredes.....	47
2.3	Estudo de Caso – Bancada Experimental.....	49
2.3.1	Resultados Experimentais	52
3	Fundamentos Teóricos Relevantes à Análise Acústica Envolvendo Sistemas de Discos Perfurados em Dutos	56
3.1	Dedução da Equação da Onda Sonora	56
3.1.1	Equação da continuidade.....	57
3.1.2	Equação da quantidade de movimento.....	58
3.1.3	Equação de estado	60
3.1.4	Aplicação da compressibilidade à equação da energia	63
3.1.5	Funções potenciais	65
3.1.6	Solução da equação da onda.....	65
3.2	Teoria Acústica Aplicada para Dutos Circulares	68
3.2.1	Campos Sonoros.....	71
3.2.2	Impedância acústica	71
3.2.3	Superposição modal	73

3.2.4	Fonte pontual acoplada no interior de dutos	75
4	Análise de Discos Perfurados.....	77
4.1	Impedância Empírica de Discos Perfurados.....	80
4.2	Impedância Semi-Empírica de Discos Perfurados	82
4.3	Impedância Analítica de Discos Perfurados.....	84
4.4	Cálculo da Perda por Transmissão de Discos Perfurados	86
5	Método Analítico Aplicado para a Análise Acústica de Sistemas de Dutos	95
5.1	Método da Matriz de Transferência (MMT)	96
5.1.1	Matriz de transferência de elementos reativos	98
5.1.2	Crêterios de desempenho de filtros acústicos	102
6	Métodos Numéricos Aplicados para a Análise Acústica de Sistemas de Dutos ..	106
6.1	Dinâmica de Fluidos Computacional	106
6.2	Método dos Elementos Finitos.....	109
7	Metodologia de Trabalho.....	113
7.1	Procedimento Resumido.....	113
7.2	Procedimento Detalhado	116
8	Resultados e Discussão	126
8.1	Resultados da Metodologia Desenvolvida e Validação do Modelo Teórico	126
9	Conclusões	143
	Referências Bibliográficas	145
	Apêndice A	155
	Apêndice B	160

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Silenciadores passivos reativos.....	25
Figura 2 – Fonte Monopolo.....	33
Figura 3 – Tipos de fontes sonoras.....	34
Figura 4 – Radiação de ondas de mach em um jato supersônico.	36
Figura 5 – Espectro de ruído para um jato livre de choque e imperfeitamente expandido.	37
Figura 6 – Representação esquemática da estrutura de um jato livre circular – interação do campo acústico com o escoamento cisalhante.....	39
Figura 7 – Características de um jato turbulento confinado através de um orifício circular....	40
Figura 8 – Contorno instantâneo simulando a magnitude dos vórtices.....	41
Figura 9 – Ondas de instabilidade em uma camada de mistura.	42
Figura 10 – Típico espectro para um jato supersônico – microfone a 30° na direção da entrada do bocal.	44
Figura 11 – Esquema da realimentação do ciclo do “screech” tom.	45
Figura 12 – Representação esquemática da geração e propagação de ruído em válvula.	46
Figura 13 – Directividade de um ruído de parede.	47
Figura 14 – Pressão sonora devido a uma fonte de linha num ponto genérico.	48
Figura 15 – Ilustração dos discos perfurados.	49
Figura 16 – Foto do sistema desenvolvido em laboratório.....	51
Figura 17 – Nível de pressão sonora do jato livre para Mach 0.25 a 0.53.	52
Figura 18 – NPS (dB) Após a instalação do dispositivo completo para Mach 0.25 a 0.53.....	53
Figura 19 – Espectro da perda por transmissão (dB) pelo dispositivo completo para Mach 0.25 a 0.53.	54
Figura 20 – Ilustração de um elemento infinitesimal de volume fixo com o fluido passando por sua superfície de controle S	57
Figura 21 – Notação para as tensões sob uma partícula fluida infinitesimal.	59
Figura 22 – Linhas nodais para uma distribuição de pressão numa seção transversal cilíndrica.	69
Figura 23 – Exemplificação da superposição modal.....	74
Figura 24 – Duto acoplado a uma fonte pontual.	75
Figura 25 – Interação do fluxo transversal e fluxo perpendicular numa placa perfurada.	78
Figura 26 – Parâmetros d_h e C de um disco perfurado.	79

Figura 27 – Esquemático do experimento realizado por Iljae Lee (2005) para obtenção da impedância de placas perfuradas.	82
Figura 28 – Medição da impedância de um disco perfurado na presença de fluxo paralelo....	83
Figura 29 – Comparação dos coeficientes de absorção estimados usando os fatores de correção da multiplicação com resultados experimentais.	84
Figura 30 – Câmara de contração usada para modelar discos perfurados: a) sendo a área de contração correspondendo ao diâmetro perfurado; b) sendo área de contração igual à área de <i>vena contracta</i>	87
Figura 31 – Volume de controle na região 1.	88
Figura 32 – Correção de terminação associado a um único furo a) na ausência de escoamento; b) na presença do escoamento.	91
Figura 33 – Representação de um elemento acústico de quatro polos.	96
Figura 34 – Típico sistema de exaustão.....	97
Figura 35 – Painel Perfurado.	100
Figura 36 – Carretel de discos perfurados.	101
Figura 37 – Parâmetros usados para a determinação de (a,b) Perda por inserção, (c) Redução de Ruído, e (d) Perda por Transmissão.	103
Figura 38 – Definição de Redução de Ruído (<i>LD</i>).	104
Figura 39 – Discretização dos elementos de um duto.	122
Figura 40 – Discos perfurados separados.	126
Figura 41 – Geometria CAD do duto em estudo.	127
Figura 42 – Malha utilizada no modelo FEM.	128
Figura 43 – Superposição modal para aplicação da primeira placa perfurada.	128
Figura 44 – Superposição modal para aplicação do segundo disco perfurado.....	129
Figura 45 – Superposição modal para aplicação do terceiro disco perfurado.	130
Figura 46 – Exemplo de malha CFD utilizada.	131
Figura 47 – Resíduo da Simulação Computacional.	133
Figura 48 – Contorno de velocidade na válvula.	134
Figura 49 – Contorno de velocidade no disco perfurado.....	135
Figura 50 – Velocidade na linha de centro.	136
Figura 51 – Distribuição de pressão no interior do duto.	137
Figura 52 – Pressão na linha de centro.	137
Figura 53 – Perda por Transmissão pelo MMT vs Perda por Transmissão Experimental.	139

Figura 54 – Resposta do TMM em função da metodologia de Rao e Betts.	140
Figura 55 – Resposta do modelo TMM utilizando a metodologia de Iljae para Mach 0.1. ...	141
Figura 56 – Resposta do modelo TMM utilizando a metodologia de Iljae para Mach 0.5. ...	142

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - Tabela de perda por transmissão por frequência para variação de Mach do sistema.	53
Tabela 2 – Categorias de Impedância.....	72
Tabela 3 – Passo 1: Análise Prévia.....	113
Tabela 4 – Passo 2: Acoplamento Modal.....	114
Tabela 5 – Passo 3: Posicionamento Ótimo dos discos perfurados.....	114
Tabela 6 – Passo 4: Obtenção dos parâmetros do escoamento.....	115
Tabela 7 – Passo 5: Cálculo Final da TL.....	115
Tabela 8 – Acoplamento dos modos da cavidade e estrutura.....	130
Tabela 9 – Convergência de malha para o caso proposto.....	132

LISTA DE SIMBOLOS

Símbolos

\vec{a}	-	Vetor aceleração [m/s ²]
BEM	-	Método dos elementos do contorno
C	-	Calor específico [J/kg.K]
$C_{1/2}$	-	Constantes
C_p	-	Calor específico a pressão constante [cal/g. °C]
C_v	-	Calor específico a volume constante [cal/g. °C]
c	-	Velocidade de propagação sonora [m/s]
c_0	-	Velocidade de propagação sonora no ar [m/s]
D	-	Diâmetro do duto [m]
d_h	-	Diâmetro do orifício [m]
e	-	Energia interna específica do corpo [J/kg]
E	-	Energia interna do corpo [J]
f	-	Frequência [Hz]
$f_{m,n}$	-	Frequência de corte correspondente ao modo m, n [Hz]
f_m	-	Frequência correspondente ao modo de onda estacionária [Hz]
FEM	-	Método dos elementos finitos
\vec{F}	-	Vetor força [N]
H_e	-	Número de Helmholtz
h	-	Entalpia específica [J]

I	-	Intensidade sonora [dB]
IL	-	Perda por inserção [dB]
J_m	-	Função de Bessel do primeiro gênero
k	-	Número de onda
$k_{r,m,n}$	-	Número de onda correspondente a figura modal r, m, n
LD	-	Diferença de Nível sonoro [dB]
l_{eq}	-	Comprimento equivalente [m]
M	-	Número de Mach
m	-	Massa [kg]
N	-	Função de interpolação
NR	-	Redução de ruído [dB]
NWS	-	Nível de potência sonora [W]
N_m	-	Função de Bessel do segundo gênero
n_h	-	Número de furos na parede do duto
P	-	Pressão instantânea [Pa]
PT	-	Perda por transmissão [dB]
P_0	-	Pressão de equilíbrio [Pa]
p	-	Pressão acústica [Pa]
p_i	-	Pressão incidente [Pa]
p_r	-	Pressão refletida [Pa]
Q	-	Calor fornecido [J]

Q_p	-	Força da fonte pontal [W]
q	-	Distribuição de fontes harmônicas
R	-	Constante universal de gases [J/kg. K]
R_m	-	Função de Bessel do segundo gênero
Re	-	Número de Reynolds
r, θ, z	-	Coordenadas cilíndricas
S	-	Área da seção transversal [m ²]
SWR	-	Razão de onda plana
St	-	Número de Strouhal
s	-	Entropia específica [J/K]
V	-	Volume [m ³]
\vec{V}	-	Vetor velocidade linear [m/s]
S_h	-	Área do furo na parede do duto [m ²]
T	-	Temperatura [K]
T_i	-	Matriz de transferência de um elemento
t	-	Tempo [s]
t_w	-	Espessura do perfurado [m]
u	-	Velocidade da partícula [m/s]
v	-	Velocidade de massa [kg.m/s]
W	-	Potencia sonora [W]
w	-	Função peso

x, y, z	-	Coordenadas cartesianas
Y	-	Impedância característica do tubo [kg/m ² .s]
Z	-	Impedância acústica [N.s/m ³]
\vec{u}^A	-	Velocidade de propagação acústica [m/s]
\vec{u}^F	-	Velocidade média correspondente ao escoamento [m/s]
$\vec{\nabla}$	-	Gradiente Vetorial

Símbolos Gregos

α	-	Coefficiente de absorção
β	-	Admitância
Γ	-	Linha de delimitação do domínio
Δ	-	Varição linear
δ	-	Delta de Krönicker
ζ	-	Impedância acústica característica [Rayl/m ²]
λ	-	Comprimento de onda [m]
μ	-	Viscosidade dinâmica [Pa.s]
ρ	-	Densidade instantânea [kg/m ³]
ρ_0	-	Densidade de equilíbrio [kg/m ³]
ρ'	-	Densidade acústica [Rayl/m ³]
σ	-	Porosidade
τ	-	Tensor de Reynolds

γ	-	Coefficiente de expansão adiabática (C_p/C_v)
Φ_A	-	Amplitude complexa do potencial acústico
ϕ_A	-	Potencial acústico
ϕ_F	-	Potencial relativo ao escoamento
Ψ_N	-	Modo acústico de índice n
ψ	-	Ângulo da onda incidente em relação à normal à superfície [rad]
ω	-	Frequência angular [rad/s]
Ω	-	Superfície de contorno para o modelo virtual
$(\psi l)^2$	-	Fator de construção

Índices

o	-	Condição de equilíbrio
o	-	Quando usado com Y ou k , indica inviscido
c	-	Variável convectiva
r	-	Quando usado com p e v , indica posição na saída do elemento r
r	-	Quando usado com T , indica elemento r

Expoentes

$\tilde{\vartheta}$	-	Amplitude complexa da grandeza ϑ
---------------------	---	--

RESUMO

Muitas pesquisas, artigos, teses de doutorado e dissertações de mestrado abordam diferentes modelagens de discos perfurados, no entanto, não há na literatura um conteúdo que auxilie engenheiros como é sua correta aplicação para um conjunto de discos atenuadores em um estudo de caso. Sendo assim, o trabalho proposto sugere uma metodologia ótima de aplicação de um conjunto de discos perfurados no interior de dutos.

A análise desenvolvida nesta pesquisa apresenta uma metodologia numérica-analítica única, para aplicação de múltiplos discos perfurados visando a atenuação de ruído industrial em escoamentos internos de dutos. Por meio da aplicação do Método da Matriz de Transferência (TMM), aliado ao Método dos Elementos Finitos (FEM) e ao Método dos Volumes finitos (FVM), é apresentado um procedimento para dimensionamento de múltiplos discos perfurados em dutos com escoamento interno, numa abordagem que propicie a melhor atenuação possível.

A metodologia consiste na aplicação do Método dos Elementos Finitos para identificar, primeiramente, a melhor localização para instalação do disco e/ou discos perfurados num determinado escoamento a ser tratado acusticamente. Posteriormente, segue a simulação computacional de fluidodinâmica (CFD) para obtenção da velocidade do escoamento no interior dos furos de uma determinada malha de disco perfurado e, finalmente, a aplicação do Método de Matriz de Transferência para o cálculo do desempenho acústico do disco por meio do parâmetro de Perda por Transmissão (TL).

Todos os modelos analíticos analisados evidenciaram a necessidade de se levar em consideração a velocidade do escoamento na furação. Com isso o CFD mostrou-se uma ferramenta útil no cálculo desta velocidade local, esta etapa foi validada utilizando-se dados experimentais provenientes de uma pesquisa da FAPEMIG realizada na Escola de Engenharia da UFMG, juntamente com a ISOBRASIL.

Através da metodologia efetuada foi possível a inserção dos discos perfurados visando a máxima atenuação, cálculo da perda por transmissão final do sistema, bem como obtenção dos parâmetros fluídicos por meio da simulação CFD e validação do método da matriz de transferência e simulações computacionais realizadas por meio de dados experimentais.

Palavras-chave: Matriz de Transferência, Projeto de discos atenuadores, FEM, CFD.

ABSTRACT

Many researches, through articles, doctoral theses and master's dissertations address different models of perforated sheet, however, there is no content in the literature that helps engineers such as its correct application for a set of attenuating discs in a case of study. Thus, the proposed work suggests an optimal methodology for applying a set of perforated plate inside pipelines.

The analysis developed in this research presents a unique numerical-analytical methodology, for the application of multiple perforated plates aiming at the attenuation of industrial noise in duct flows. Through the application of the Transfer Matrix Method (TMM), combined with the Finite Element Method (FEM) and the Finite Volume Method (FVM), a procedure is presented for dimensioning multiple perforated plates in duct flows, in an optimal approach.

The methodology consists of applying the Finite Element Method to identify, first, the best location for installing the perforated discs in a given flow to be treated acoustically. Subsequently, it follows the computational fluid dynamics (CFD) simulation to obtain the flow velocity inside the holes of a certain perforated plate mesh and, finally, the application of the Transfer Matrix Method for calculating the acoustic performance of the disc through Transmission Loss (TL) parameter.

All the analytical models analyzed showed the need to take into account the flow speed during drilling. With that, the CFD proved to be a useful tool in the calculation of this local speed, this step was validated using experimental data from a FAPEMIG survey carried out at the UFMG School of Engineering, together with ISOBRASIL.

Through the methodology performed, it was possible to insert the perforated discs aiming at maximum attenuation, transmission loss calculation, as well as obtaining the fluidic parameters through the CFD simulation and validating the transfer matrix method and computational simulations performed through of experimental data.

Keywords: Transfer Matrix Method, project of perforated discs, FEM, CFD.

1 Introdução

Nos processos industriais que requerem o escoamento de fluidos no interior de dutos tem-se o uso intensivo de válvulas de controle, que quando abertas proporcionam em seus respectivos obturadores escoamentos que podem atender o número de Mach crítico ($M_{cr} = 1$), cuja consequência de parte da energia cinética dissipada dá-se através da geração de ruído de alta intensidade sonora, como por exemplo, na indústria de produção de fertilizantes agrícolas e indústrias metalúrgicas. Desta maneira, esta pesquisa de mestrado dá continuidade ao desenvolvimento realizado até 2008 entre a ex-empresa Isobrasil e a UFMG, através de um termo de outorga junto à FAPEMIG, que teve como objetivo principal o desenvolvimento de um carretel de discos perfurados, de forma experimental. Porém, naquela época o desenvolvimento deu-se de forma exclusivamente empírica. Agora será mostrado o desenvolvimento para análise teórica de carretéis de discos atenuadores, cujo modelo matemático será calibrado baseando-se nos dados coletados, seguindo as mesmas condições iniciais e de contorno. Com isso espera-se consolidar uma abordagem de projeto envolvendo múltiplos discos, numa proporção ótima de desempenho.

De acordo com a norma NR15, ambientes em que o trabalhador está sujeito a 8 horas diárias de ruídos acima de 85 dB são reconhecidos como insalubres, ABNT NBR 10151 que rege sobre o impacto sonoro no meio ambiente externo à fábrica. Desta forma, o presente estudo visa desenvolver uma abordagem teórica para o controle de ruído de fontes industriais envolvendo escoamentos dos fluidos internos em dutos através de válvulas de controle em dutos voltados para descargas atmosféricas. O controle de ruído será proporcionado pelos discos atenuadores de ruído a serem instalados entre estas válvulas de controle a exaustão destes gases. Com isso, espera-se uma metodologia capaz de prever o desempenho dos discos perfurados para tratamento do ruído, seja no âmbito ocupacional ou do impacto ambiental em áreas limdeiras à indústria.

Ao abordar o controle de ruído é imprescindível abordar a respeito das técnicas existentes para controle de ruído. Assim, normalmente, adota-se duas técnicas de controle de ruído, a saber: i) controle passivo; ii) controle ativo.

O controle passivo consiste em atividades como:

- Enclausuramento acústico total ou parcial da fonte sonora;
- Inserção de barreiras acústicas entre a fonte sonora e o receptor;
- Instalação de materiais fono-absorventes no meio de propagação sonora, quando possível;
- Instalação de silenciadores reativos e/ou resistivos nos dutos de exaustão e/ou de captação de gases.

Tais técnicas passivas são divididas em dois subgrupos, as técnicas passivas resistivas que consistem majoritariamente em materiais absorvedores que promovem a transformação de energia sonora em térmica (trabalham melhor em médias e altas frequências, entre 500Hz e 8kHz) e técnicas passivas reativas, que tem como função básica alterar a impedância do meio (sendo mais efetivas em frequências abaixo de 500Hz). As técnicas reativas são o foco desse trabalho, através da utilização de discos perfurados.

Como citado, há também as técnicas ativas que consistem na emissão de ondas sonoras secundárias para atenuar o ruído principal por meio de interferência destrutiva total ou parcial. Tal técnica possui grande aplicabilidade industrial como em empresas de caminhões, aviões, ventiladores e dutos de exaustão. Esse tipo de método tem-se mostrado mais eficaz para atenuar ruídos em baixas e médias frequências (até 1kHz), porém ainda não é comprovadamente eficaz e robusto para escoamentos de alta velocidade e temperatura.

Silenciadores passivos reativos como dito anteriormente tem como função básica a alteração da impedância do meio. Tem-se como exemplo de tais silenciadores os ressonadores de Helmholtz, os abafadores de escapes veiculares (que podem ser híbridos, reativos e resistivos ao mesmo tempo), as câmaras de expansão e os discos perfurados, como mostrados na Figura 1.

Figura 1 – Silenciadores passivos reativos.



(a) Disco Perfurado

(b) Típico atenuador automobilístico

Fonte:Modificado de Iljae (2005).

Tais silenciadores tem como função mitigar o ruído (mais eficientes em baixa frequência e em tons puros) baseando-se no princípio de reflexão de ondas sonoras para a fonte, através da mudança brusca de impedância do meio fluido. Assim, uma pequena parcela de energia acústica propaga através do silenciador e a maior parte da energia é refletida de volta para a fonte de ruído.

O silenciador ilustrado na Figura 01-a trata-se de um dispositivo passivo reativo para controle de ruído, que pode ser usado tanto em dutos industriais, como automotivos e de aeronaves. Para alcançar uma atenuação ótima desses dispositivos é necessário sua modelagem e estudo aprofundado dos mecanismos que compõem tais métodos.

A utilização de discos perfurados em escoamentos através de dutos circulares, após uma seção de estrangulamento, gera múltiplos jatos aumentando as frequências de ruído. Entretanto, a maior parte desta energia cinética do jato, por meio de choques na parede da superfície interna e atrito com camadas fluidas próximas ao jato, é convertida em energia térmica e acústica. A instalação de discos perfurados à jusante da válvula alcança reduções de ruído que não superiores a 10dB, pois uma boa parte da pressão sonora se propaga à montante ou é radiada através do corpo da válvula e atuador. Já a utilização simultânea de discos à jusante e à montante promovem uma redução em torno de 20dB (BERANEK, 1992).

Desta forma, o seguinte trabalho irá proporcionar uma metodologia para análise e aplicação de discos atenuadores, lincando técnicas computacionais e analíticas, bem como proporcionando uma fundamentação teórica extensa que está por trás da aplicação desse método passivo reativo de controle de ruído, embasando com solidez os profissionais envolvidos na aplicação da engenharia acústica voltada ao controle de ruído industrial.

Os resultados da metodologia desenvolvida são comparados com dados experimentais. O objetivo do trabalho é comparar diferentes modelagens de discos perfurados, desenvolvimento de uma metodologia para aplicação de múltiplos discos atenuadores em série, assim como realizar um estudo aprofundado sobre o fenômeno de propagação acústica em dutos sob elevada temperatura e velocidade a fim de se desenvolver um documento capaz de ressaltar as peculiaridades de aplicação e construção de discos perfurados para o controle de ruído industrial.

1.1 Desenvolvimento

No capítulo subsequente tem-se uma revisão bibliográfica, ressaltando a teoria necessária para compreensão matemática do trabalho, sendo apresentado então equações indispensáveis para o estudo da aeroacústica, bem como deduções e artifícios matemáticos utilizados para desenvolvimento específicos de fórmulas a serem empregadas posteriormente.

Na seção 3 é apresentada a teoria da propagação sonora em dutos circulares, sendo então exibidos conceitos como frequência de corte e impedância que norteiam o estudo da acústica de dutos. No mesmo capítulo, tem-se a teoria a respeito da superposição modal, teoria essa que serve como base para toda e qualquer modelagem de pressão num volume de controle, uma vez que todas respostas dessas equações são fundamentadas no conceito de superposição de incontáveis números de modos.

Na seção 4 tem-se as modelagens utilizadas ao longo dos anos que guiaram e fundamentaram os conceitos de propagação sonora em dutos e em discos perfurados, sendo essas indispensáveis para compreensão da revisão bibliográfica efetuada a respeito de discos atenuadores em dutos de elevada temperatura e velocidade.

O capítulo 5 apresenta o método da matriz de transferência, artifício matemático escolhido a ser utilizado para desenvolvimento da metodologia proposta de forma ótima.

Fechando o estudo e a apresentação dos métodos a serem utilizados para a gênese da metodologia proposta, tem-se o capítulo 6, mostrando as peculiaridades dos métodos numéricos empregados – Método dos Elementos Finitos e Método dos Volumes finitos.

No Capítulo 7 tem-se a metodologia proposta, de forma resumida e detalhada, bem como apresentada por fluxograma para ser mais facilmente compreendida e aplicada.

O Capítulo 8 apresenta os resultados e discussões deste trabalho mediante o estudo de caso proposto pela escola de engenharia da UFMG.

Finalmente, o Capítulo 9 é composto pela conclusão final e sugestões para trabalhos futuros.

1.2 Motivação

Ao longo dos anos modelos de discos perfurados foram desenvolvidos, bem como diversas análises, artigos, teses e dissertações demonstrando que se pode utilizar métodos numéricos e como estão correlacionados experimentalmente. No entanto, não se têm na literatura uma metodologia descrita e apresentada formalmente para união de ambos de maneira ótima visando o controle de ruído em dutos com escoamento, principalmente compressíveis.

O custo computacional para simulações de aeroacústica com saída em perda por transmissão ainda se demonstram extremamente elevado – principalmente para aplicação de discos perfurados - e, em contrapartida, diversos autores comprovam como soluções analíticas atendem assertivamente à cálculos acústicos em dutos e habitáculos.

Sendo assim, a proposta desse trabalho é o desenvolvimento de uma metodologia ótima eliminando a deficiência ainda presente nas simulações computacionais, porém aliando a utilização da mesma para resolução do escoamento (que é possível de ser feito de maneira assertiva) juntamente com o método analítico da matriz de transferência que possui sua utilização comprovada pela revisão bibliográfica, perfazendo assim uma metodologia extremamente barata de aplicação e dependente unicamente dos dados de entrada de escoamento e parâmetros geométricos, auxiliando assim futuros engenheiros acústicos para controle de ruído industrial em dutos.

1.3 Objetivos

- I. Efetuar uma extensa revisão bibliográfica das técnicas de modelagem acústica de discos perfurados aplicados em dutos industriais;
- II. Realizar um estudo aprofundado sobre o fenômeno de propagação acústica em dutos;
- III. Desenvolver um código capaz de empregar métodos analíticos na resolução de problemas acústicos;
- IV. Comparar diferentes modelagens de discos perfurados encontrados na literatura e determinar qual deve ser utilizada;
- V. Desenvolver um documento capaz de auxiliar posteriormente engenheiros acústicos no estudo e controle de ruído industrial em dutos;
- VI. Empregar os métodos estudados em um estudo de caso fornecido pela escola de engenharia da UFMG;
- VII. Propor uma metodologia ótima para aplicação de discos perfurados no interior de dutos sob escoamentos compressíveis ou não.

2 Revisão Bibliográfica

Atualmente, no sistema de tubulação que contém válvulas redutoras de pressão, muitos pesquisadores concentram-se principalmente na estrutura da válvula a fim de reduzir ruídos, perda de pressão e cavitação (QIAN, 2014). Chern et al. (2015) realiza pesquisas sobre válvulas globo a fim de aumentar sua capacidade de controle, enquanto Rao et al. (2015) e Song et al. (2010) focam seu trabalho na otimização de válvulas borboleta. Ye et al. (2014) analisam o escoamento em válvulas carretel e Xu et al. (2014) foca na otimização de válvulas boia no fundo de poço a fim de reduzir a erosão e melhoria de desempenho. Por outro lado, outros pesquisadores focaram no estudo do escoamento nas válvulas, desenvolvendo consideravelmente o conhecimento a respeito do fenômeno de propagação sonora utilizando abordagens tanto experimentais quanto numéricas como o estudo de Amirante et al. com três artigos publicados em 2014. Durante o mesmo período, Lisowski et al. publicaram três artigos entre 2013 e 2014 analisando as forças causadas devido ao escoamento implementando análises 3D utilizando software de Computational Fluid Dynamics (CFD) guiado por testes experimentais. Outros autores como Liu et al. (2014), Wu D. et al. (2015), Song WG et al. (2010) Song X et al. (2014) Yuan X e Guo K. (2015) e Valdés (2014 e 2015) apresentam trabalhos demonstrando a importância da análise de dutos mediante a utilização do método computacional. Outros pesquisadores ressaltaram a importância da aplicação de tecnologias focando no controle de ruído em dutos analisando a perda por transmissão (TL) que é o caso do trabalho em questão (como citado por Qian et al. (2015), autores trilharam esse caminho desenvolvendo amplamente os conceitos conhecidos, como por exemplo, Guo f. et al. (2013), Zeng L. et al. (2015) e Sekhar et al. (2015) dentre outros). Especificando ainda mais o tema e indo de encontro com o trabalho proposto, autores fizeram inúmeras análises desse parâmetro (Perda por Transmissão) mediante abordagens computacionais e analíticas de discos perfurados, que é o caso de Phong et al. (2013), Mendez S e Eldredge JD. (2013), Antebas AG. et al. (2013), Mimani A. e Munjal ML. (2011), Rao e Munjal (1986), Mimani A, Munjal ML. (2012), Phong e Papamoschou (2015), Betts (2000), Lee D.H. (2004) Iljae Lee (2005), Phong (2012).

A aplicação de discos atenuadores no controle do ruído é altamente conveniente e econômica comparado com outras alternativas que dependem da mudança de forma dos dutos ou mudanças físicas nas propriedades dos fluidos utilizados.

A análise de discos perfurados em dutos é relevante para as mais diversas aplicações de controle de ruído, como por exemplo silenciadores automotivos em descargas, liners em motores aeronáuticos e válvulas de escape pneumáticas como ressaltado por Papamouschou (2015). Tais aplicações já têm sua efetividade comprovada e utilizada há mais de três décadas (BETTS, 2000) e, especialmente o estudo a respeito do escoamento perpendicular à placa, é realizado para otimização da construção de tais importantes componentes como efetuado por Yuanyuan et al. (2019).

O princípio que rege o funcionamento de discos perfurados também é base para estudo de outras tecnologias que são amplamente estudadas e utilizadas para o controle de ruído, como o caso de Painéis e Placas Micro-Perfuradas (MPPs) que podem ser utilizados para silenciadores híbridos e domínios de alto nível de pressão sonora e locais onde baixas frequências de ruído são predominantes. Pesquisadores como Mosa A. et al. (2020), Yang X. et al. (2019), Xu Z. (2019), Yang C. (2020) e Rui Liu (2020), realizaram um extenso trabalho a respeito das aplicações e do fenômeno de propagação acústica no interior de MPPs para as mais diversas aplicações.

Recentemente, estudos ainda são efetuados comparando a eficácia comparativa de MPPs aos discos perfurados. Baccouche et al. (2017) realizaram testes aeroacústicos comparativos com escoamento variando de Mach 0.1 à Mach 0.25 e concluíram que os modelos matemáticos presentes na literatura atendem a ambas configurações de atenuadores passivos reativos. Adicionalmente, Baccouche et al. (2017) e Asma et al. (2019) ressaltam a importância de aplicação de tais dispositivos em aeronaves uma vez que os regulamentos se encontram cada vez mais rigorosos sobre os níveis de ruído no setor de transportes, fazendo assim que se torne crucial para os fabricantes se esforçarem no âmbito de redução de ruído dos seus produtos.

Para realização das análises acústicas, métodos analíticos e computacionais são empregados. Computacionalmente, métodos como elementos finitos (FEM), fluidodinâmica computacional (CFD) e elementos de contorno (BEM) são os principais e mais abrangentes utilizados para análise acústica. Do ponto de vista analítico, modelagens e artifícios matemáticos como analogias eletro-acústicas, elementos concentrados, analogias vibro-acústicas e Método de Matriz de Transferência (TMM), representam os principais e mais abrangentes meios de discretização do fenômeno de propagação acústica para dissímeis casos.

Almejando as mais diversas análises acústicas nos diferentes âmbitos, autores como Oriol Guasch (2017), Jae-Deok Jung et al. (2017), Noé Jiménez (2020) e Mohamed Elmalki (2017), utilizam e evidenciam o Método da Matriz de Transferência (TMM) como sendo extremamente preciso e versátil para o estudo da propagação sonora.

Para o estudo de propagação sonora no qual a dinâmica de propagação da fonte é relevante ao problema, pode-se modelar a mesma de diferentes formas de acordo com o que se visa analisar, simplificando assim a emissão da fonte como monopolo, dipolo ou quadropolo, como efetuado por Jihui et al. (2017), Vinogradov et al. (2019), Sigh et al. (2019), Khon et al. (2019) e Errico et al. (2019).

2.1 Aeroacústica de Jatos

Na seção seguinte são estudados os conceitos fundamentais para compreensão da aeroacústica de jatos.

2.1.1 Fontes fundamentais na aeroacústica de jatos

O som produzido pelo escoamento transiente de um gás e suas interações com objetos sólidos são denominados sons aerodinâmicos. O mesmo tipo de escoamento excita modos de vibrar estruturais em superfícies com interseções ao escoamento, sendo assim denominada a geração de som transmitido pela estrutura (Structure-borne Sound). Os sons indesejáveis gerados por escoamento, denominados ruídos, são produtos comuns da maioria dos processos industriais assim como em companhias que trabalham com navios, automóveis, aeronaves, foguetes e outros, tais excitações afetam negativamente a estabilidade de estruturas e são importantes fontes de fadiga (BERANEK e MELLOW, 2012).

O entendimento de fontes que causam sons aerodinâmicos é indispensável do ponto de vista de toda gama de escoamentos associados a números de Mach médios, desde os mais baixos ($0.01 > M$), que são normalmente associados a escoamentos em sistemas de ar condicionado, bem como em aplicações com número de Mach no alto subsônico, próximo do supersônico, que ocorre em jatos provenientes de motores em válvulas de alta pressão. Em escoamentos subsônicos o som pode ser atribuído a três fontes aerodinâmicas básicas, a saber: i) monopolo; ii) dipolo; iii) quadropolo. Essas fontes fundamentais denotam analogamente ruídos

provenientes de jatos turbulentos, de ruídos de aerofólios, de combustão e de válvulas de estricção (INSTVÁN L. VÉR and BERANEK, 1992).

2.1.1.1 Fonte tipo monopolo

A radiação de um monopolo é produzida pela introdução instável de massa, calor ou escoamento volumétrico (ABÖM, 2008). Exemplos típicos que podem ser modelados como fonte do tipo monopolo são jatos pulsantes, ruídos de exaustão (Exemplificado na Figura 2), combustão, colapso de bolhas em líquidos e auto-Falantes montados em uma caixa.

Figura 2 – Fonte Monopolo.



Fonte: Modificado de Gustafsson (2016).

Quando o som proveniente de monopolo é gerado por escoamentos instáveis, a relação dimensional entre a potência irradiada e os parâmetros do fluido é dado pela Equação 2.0 (BERANEK, 2012):

$$W_{monopolo} = \rho L^2 U^3 M \quad (2.0)$$

2.1.1.2 Fonte tipo dipolo

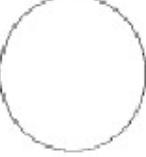
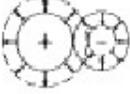
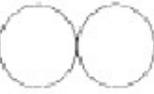
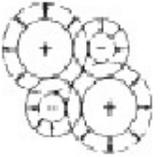
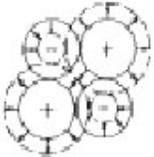
Fontes dipolo surgem quando um escoamento não estacionário interage com uma superfície ou corpo, quando a força do dipolo é igual à força sobre o corpo, ou quando há variações significativas na densidade média do fluido no escoamento. Pode-se modelar como fonte do tipo dipolo os compressores, onde o fluxo turbulento impacta sobre estatores, rotores e carcaça, escoamentos turbulentos sobre linhas de transmissão, suportes, descargas de jatos quentes em ambientes mais frios e outros (INSTVÁN VÉR, 2006).

O dipolo é equivalente a um par de fontes monopolo igual de fase oposta separada por uma distância menor que o comprimento de onda sonora. A relação entre a potência sonora radiada e os parâmetros do escoamento, para uma fonte dipolo em um escoamento de densidade média uniforme é dada pela Equação 2.1.

$$W_{dipolo} \propto \frac{\rho L^2 U^6}{c^3} = \rho L^2 U^3 M^3 \quad (2.1)$$

Por ser compreendida como duas fontes monopolo, teoricamente ocorre interferência destrutiva entre os monopolos, reduzindo assim a eficiência de som gerado e produz uma forma de onda como exemplificado pela Figura 3.

Figura 3 – Tipos de fontes sonoras.

Tipo de Fonte	Característica da Radiação		Padrão da directividade	Potência radiada proporcional a:	Diferença na eficiência de radiação
	180° de diferença de fase				
<i>a</i> Monopolo				$\rho L^2 \frac{U^4}{c}$	} $\frac{U^2}{c^2} = M^2$
<i>b</i> Dipolo				$\rho L^2 \frac{U^6}{c^3}$	
<i>c</i> Quadrupolo				$\rho L^2 \frac{U^8}{c^5}$	

Fonte: Modificado de Beranek (2006).

Quando a entropia específica ou a temperatura do escoamento na região da fonte não é uniforme (descargas de jatos quentes em ambientes mais frios), a densidade também varia

provocando fortes flutuações de pressão no escoamento turbulento e produção de fonte dipolo. A força do dipolo é proporcional a diferença entre a densidade no campo de pressão turbulento e a densidade média uniforme, e a sua potência sonora pode ser verificada através da Equação 2.2 (BERANEK, 2006):

$$W_{entropy} \propto \frac{\rho L^2 \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 U^6}{c^3} = \rho L^2 \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 U^3 M^3 \quad (2.2)$$

onde, $(\delta T/T)^2$ denota a média quadrática da flutuação de temperatura fracionada.

2.1.1.3 Fonte tipo quadrupolo

A radiação de um quadruplo é produzida pelas tensões de Reynolds num gás turbulento na ausência de obstáculos. Essas tensões são provenientes da convecção do momentum do fluido num escoamento transiente. As forças provenientes das tensões de Reynolds ocorrem em pares opostos, uma vez que o valor pontual do momentum é constante. Esses pares de forças são chamados de quadrupolos e são equivalentes a duas fontes dipolo em contra fase (exemplificado pela Figura 11), como defendido por Beranek (2006).

Os quadrupolos aerodinâmicos e os dipolos de entropia são os tipos de fontes dominantes em jatos de ar turbulentos, de alta velocidade e subsônicos. A força do quadrupolo é maior quando os gradientes de turbulência e de velocidade média são altos, por exemplo, na camada de mistura turbulenta de um jato.

A dependência da potência sonora radiada e os parâmetros do escoamento pode ser expresso pela Equação 2.3:

$$W_{quadrupole} \propto \frac{\rho L^2 U^8}{c^5} = \rho L^2 U^3 M^5 \quad (2.3)$$

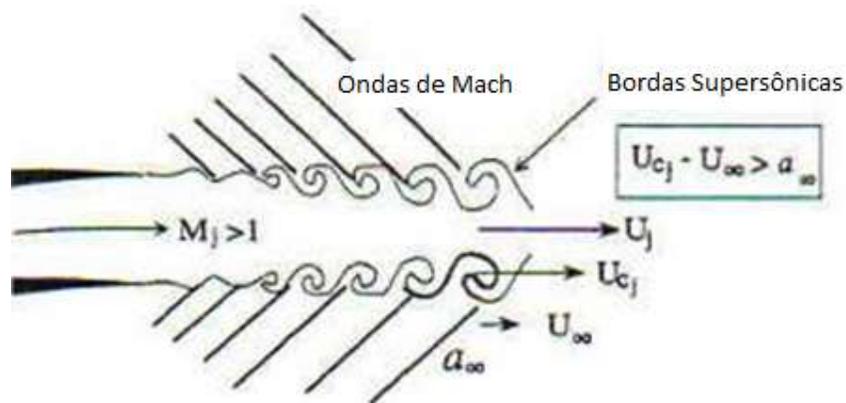
As fontes monopolo, dipolo e quadrupolo diminuem suas respectivas eficiências de radiação em escoamentos subsônicos, mas a dependência de suas potências de radiação sonora

com a velocidade do escoamento tende a demonstrar o oposto, variando com a quarta, sexta e oitava potência desta. Desta forma, em escoamentos subsônicos, quando a velocidade é consideravelmente alta, a radiação quadrupolo é considerada como a principal fonte de ruído (PAPINI, 2007).

2.1.2 Dinâmica do ruído proveniente de jatos

Ondas de Mach, uma dominante fonte de ruído em jatos supersônicos, são geradas pelos vórtices turbulentos na propagação do jato com velocidade de transmissão, U_c (vide Figura 4), supersônica em relação ao ambiente vizinho (PAPAMOSCHOU, 1997).

Figura 4 – Radiação de ondas de mach em um jato supersônico.



Fonte: Modificado de Papamoschou (1997).

Diversos estudos foram desenvolvidos na tentativa de distinguir a emissão de onda de Mach de outras fontes de ruído, nomeadas como ruído quadrupolo e ruído associado ao choque (“screech” e banda larga). O ruído de choque pode ser eliminado por um jato de expansão perfeita, mas a separação da emissão da onda de Mach e do ruído quadrupolo é extremamente difícil. A mesma característica responsável pela emissão de onda de Mach, alta velocidade, também produz fortes fontes de quadrupolos, particularmente na região a jusante do potencial central, onde grandes vórtices são dominantes (PAPINI, 2007).

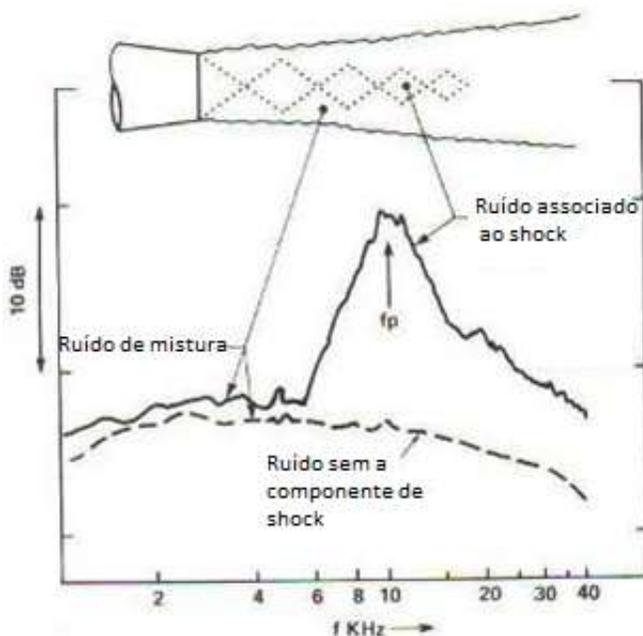
2.1.2.1 Fontes de ruídos em jatos livres

O ruído em jatos livres tem sua base fundamentada em dois diferentes mecanismos: o ruído associado ao choque, proveniente de escoamentos supersônicos e o ruído devido a camada de mistura turbulenta.

A intensidade relativa destas duas componentes é uma forte função da direção de propagação. Na direção a jusante do jato, o ruído devido à mistura turbulenta é a componente dominante. Na direção a montante, o ruído associado ao choque é mais intenso (WENDOLOSKI, 1998).

Para ilustração da diferença de intensidade de um jato com expansão completa e um supersônico com expansão imperfeita em um bocal convergente (ambos com a mesma razão de pressão), (BERANEK, 2006) ilustrado pela Figura 5.

Figura 5 – Espectro de ruído para um jato livre de choque e imperfeitamente expandido.



Fonte: Modificado de BERANEK e VÈR (1992).

2.1.3 Número de Helmholtz para jatos

Um jato pode ou não ser excitado acusticamente, no entanto, para ambos jatos um parâmetro se mantém para análises: o número de Helmholtz. Amplificações acústicas em jatos excitados e alto nível de intensidade sonora em jatos não-excitados ocorrem quando o número de Helmholtz é elevado (LONG et. al, 1964). Tal número é definido como:

$$He = \frac{D}{\lambda} = St_D M \quad (2.4)$$

onde, D denota o diâmetro do jato, λ representa o comprimento de onda acústica, St_D denota o número de Strouhal e M denota o número de Mach.

O número de Helmholtz é o parâmetro apropriado para análise de ruídos radiados de jatos do ponto de vista de efeitos de interferência acústica. Para fontes pequenas o número de Helmholtz é grande e a interferência não é algo expressivo no processo de radiação de jatos. As fontes são então descritas como fontes compactas e o resultado são espectros de frequência de banda larga em altos níveis. Para fontes grandes, o número de Helmholtz é pequeno e a interferência acústica desenvolve um importante papel devido a não-compacticidade da fonte. Como resultado, tem-se uma redução no ruído emitido (FUCHS, 1979).

Morris (1980) demonstrou que, à medida que o número de Mach aumenta, o jato se torna mais e mais instável para uma geométrica helicoidal e com modos mais azimutais de ordem elevada do que modos axissimétricos. Sendo assim, através da equação 3.103, modos helicoidais de ordem elevada correspondem a escalas menores de turbulência e estão associados a maiores números de Helmholtz (partindo do pressuposto de pequenas variações no número de Strouhal).

Adicionalmente, Long (1984) por meio de testes experimentais conclui que o número de Mach juntamente com o número de Reynolds são parâmetros indispensáveis para descrever as estruturas de turbulência geradoras de ruído. Quando o número de Mach ou Reynolds de um escoamento aumenta, as estruturas parciais de turbulência se tornam mais finamente granulares.

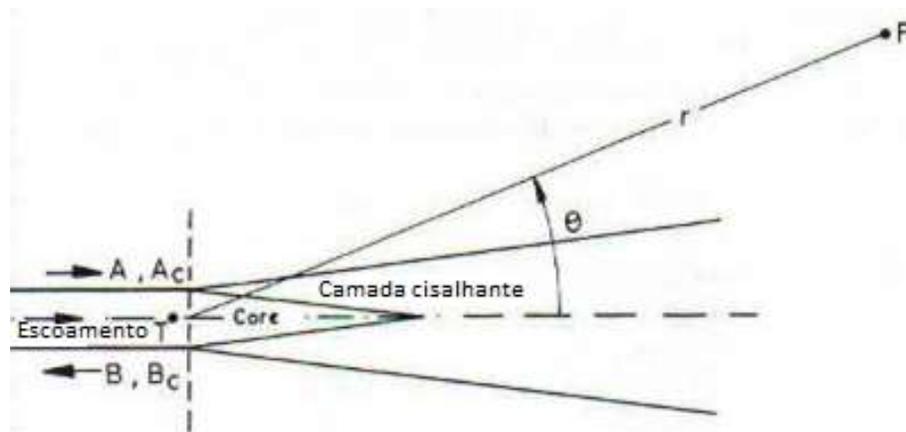
Isso faz com que experimentos em baixos números de Mach não sirvam de parâmetro para análises de mecanismos geradores de ruído sob elevados números de Mach.

2.1.4 Camada de mistura turbulenta na saída de um jato

Ao ocorrer a expansão de um jato em campo livre, ao deixar um bocal (6), uma região de potencial central, com escoamento laminar, é formada, envolta em cada lado, por uma zona de mistura turbulenta (camada cisalhante). O escoamento na zona de mistura é expandido até que ele circunde todo o jato (PAPINI, 2007). A fonte primária de ruído gerado por este tipo de jato está associada à natureza do cisalhamento e flutuações de pressão na camada de mistura turbulenta (REETHOF, 1978).

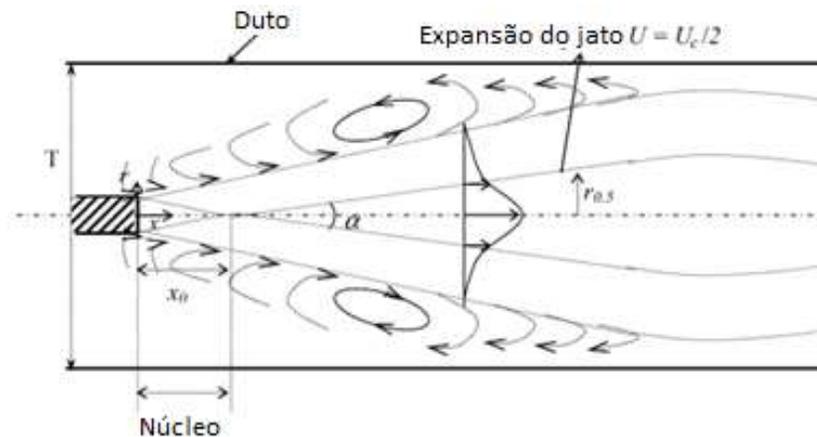
A expansão de jatos turbulentos se deve primordialmente da geração de movimentos em larga escala na fronteira do jato. A jusante do orifício de saída, a alta velocidade do jato gera a produção de uma camada laminar cisalhante (vide Figura 7). A camada cisalhante é instável e cresce rapidamente formando vórtices que transportam turbulência do fluido do jato para o fluido ambiente e fluido ambiente para dentro do jato (LIST E. J., 1994).

Figura 6 – Representação esquemática da estrutura de um jato livre circular – interação do campo acústico com o escoamento cisalhante.



Fonte: Modificado de Munjal (1987).

Figura 7 – Características de um jato turbulento confinado através de um orifício circular.

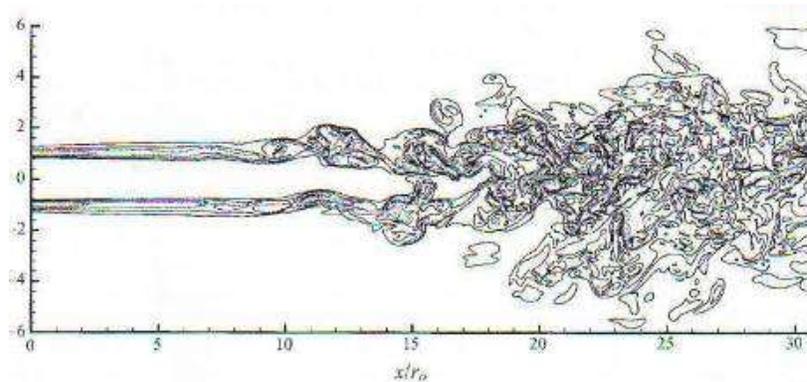


Fonte: Modificado de Patkar (2008).

A camada de mistura se forma mediante o aparecimento de uma força sobre o escoamento na faixa de frequência da frequência natural do jato ou em seus harmônicos. Esta frequência fundamental excita as ondas de instabilidade que formam vórtices que são transmitidos à jusante. O ruído se dá pelo cisalhamento nos vórtices e pela interação das ondas acústicas com a turbulência e o meio do escoamento (COLONIUS, 1977).

O processo de mistura é caótico e grande parte da energia turbulenta é confinada na região estreita no centro da zona de mistura (PAPINI, 2007). Vórtices turbulentos são gerados alinhados a direção do fluxo dentro da zona de mistura (como demonstrado na Figura 8). O ruído proveniente de vórtices pode ser tanto de alta frequência quanto de baixa frequência, os de alta frequência são devidos a vórtices menores e os de baixa frequência aos maiores vórtices (GERGES, 2000).

Figura 8 – Contorno instantâneo simulando a magnitude dos vórtices.



Fonte: Freud (2001).

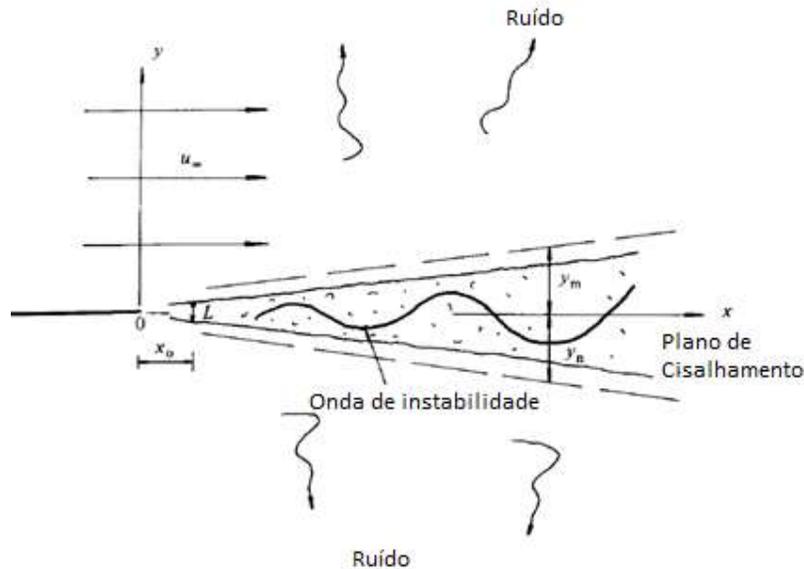
A maior parte do ruído de alta frequência é gerada em uma região tipicamente menor que $0.05D$, onde D é o diâmetro do jato. Já a produção do ruído de pico é próxima ao final do potencial central, por volta de sete diâmetros à jusante (DOWLING, 2004).

Num jato livre, as fontes de monopolo e dipolo se cancelam devido a sua localização e fase, restando então majoritariamente o ruído radiado de fontes de quadrupolo e fontes de ordem mais elevada (REETHOF G., 1978).

O ruído em jato subsônico é predominantemente produzido por estrutura de turbulência fina. Por outro lado, em escoamentos supersônicos e especialmente à alta temperatura, a estrutura de turbulência larga propaga a jusante a um número de Mach supersônico em relação à velocidade do som ambiente. Como resultado, são capazes de produzir intensa radiação de onda de Mach, a qual facilmente predomina sobre a estrutura de turbulência fina (TAM, 1995).

Caso avaliarmos o modelo de instabilidade de ondas, a estrutura de turbulência larga e as ondas de instabilidade do jato podem ser estatisticamente equivalente que são causadas devido ao alto gradiente de velocidade através da camada cisalhante. Tam (1984) ressalta que, à medida que as ondas de instabilidade propagam à jusante a espessura da camada cisalhante aumenta, conduzindo a redução do gradiente de velocidade do meio e da taxa de crescimento, chegando eventualmente a zero em alguns pontos (como exemplificado na Figura 9).

Figura 9 – Ondas de instabilidade em uma camada de mistura.



FONTE: Modificado de TAM; BURTON (1984).

Quando o escoamento é subsônico ou incompressível estas perturbações se restringem ao contorno imediato da camada de mistura, ou seja, as estruturas de turbulência de fina escala são as fontes de ruído dominante, já para um escoamento altamente supersônico a radiação sonora devido às ondas de instabilidades é o processo de geração de ruído predominante (PAPINI, 2007).

Trabalhos como de Krishnappa e Csanady (1969) concluíram que grande parte de ruído em jatos é devido ao ruído cisalhante e que devido as flutuações de pressão o quadrupolo é o tipo de fonte dominante.

Uma tubulação com terminação aberta tem sua energia acústica dissipada proveniente de dois tipos de perturbações distintas no exterior do escoamento. Uma delas se dá pela radiação em espaço livre e a outra devido a ondas de vórtices incompressíveis que são excitadas na ponta da tubulação. A interação desses vórtices com o jato em campo aberto absorve uma grande parte da potência da onda e exerce uma força de reação contrária. Apesar desta atenuação provocar uma amplificação do ruído de banda larga do jato, esta pode ser considerada insignificante, uma vez que o ruído do jato permanece baixo comparado com o ruído devido ao cisalhamento (MUNJAL, 1987).

Para a potência de um jato frio em campo aberto, tem-se:

$$W_F = W_T \frac{(kr)^2}{2M + (kr)^2} \quad (2.5)$$

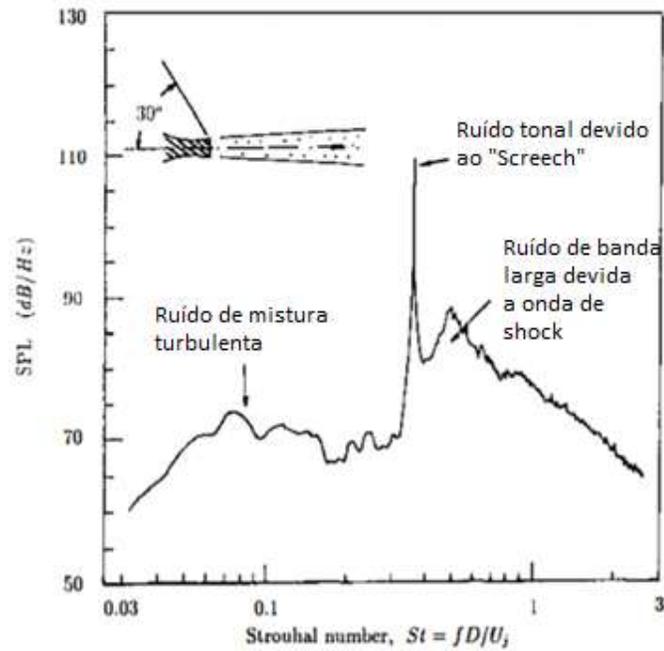
onde, W_F representa a potência total radiada em um campo livre, W_T a potência na saída da tubulação, k o número de onda, r o raio da tubulação e M o número de Mach do escoamento. Segundo a Equação 3.104, percebe-se que a potência radiada para o campo livre é normalmente menor que a potência no final do duto.

2.1.5 Ondas de choque na saída de um jato

Os escoamentos supersônicos, em sua grande maioria, são imperfeitamente expandidos. Para estes escoamentos, a estrutura de célula de choque quase periódica é formada na saída do jato, gerando um incremento do ruído radiado (PAPINI, 2006).

Tem-se dois mecanismos geradores de ruído associados ao choque. Um deles é um ruído tonal chamado de “screech” e o outro é um ruído de banda larga como exemplificado na Figura 10. Tal riqueza espectral de diferentes fontes ruidosas em um jato é o que difere majoritariamente o ruído proveniente de um escoamento supersônico e subsônico. O ruído, de banda larga, associado ao choque é gerado pela fraca interação entre a propagação da estrutura de turbulência larga durante a sua passagem sobre a estrutura de choque quase periódica (TAM, 1995). O ruído de banda larga tem suas frequências dominantes usualmente maiores que os “screech” tons e pode abranger várias bandas de oitava (BERANEK, 1992).

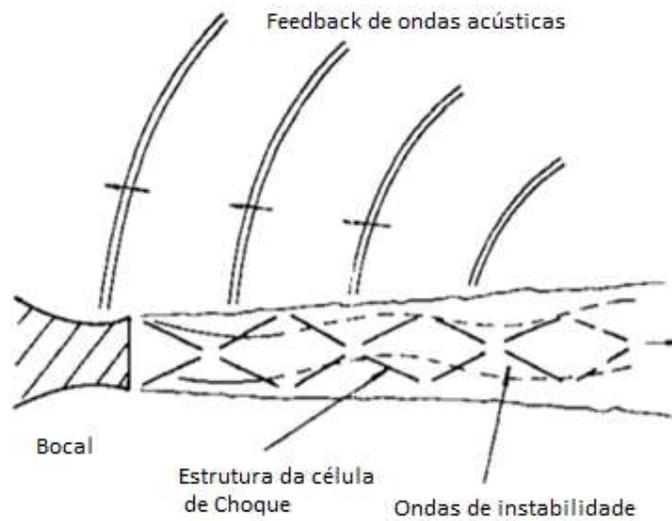
Figura 10 – Típico espectro para um jato supersônico – microfone a 30° na direção da entrada do bocal.



Fonte: Modificado de Tam (1995).

O fenômeno denominado “screech” é altamente sensível a condições ambientes e são devidos a um processo de realimentação acústica. É possível ilustrar as componentes desse ciclo de realimentação por meio da Figura 11.

Figura 11 – Esquema da realimentação do ciclo do “screech” tom.



Fonte: Modificado de Tam (1995).

O fenômeno de realimentação foi devidamente discretizado por Papini (2006) da seguinte maneira: Próximo à saída do bocal, onde a camada de mistura é fina e mais receptiva à excitação externa, o encontro de perturbações acústicas excita as ondas de instabilidade intrínsecas do jato. A amplitude desta instabilidade excitada é pequena próxima a saída do jato. Entretanto, à medida que a onda de instabilidade propaga a jusante extrai energia do meio e cresce rapidamente em amplitude. Após propagar a distância entre quatro e cinco células de choque, a onda de instabilidade adquire uma amplitude elevada o suficiente para interagir com as células de choque repetitivas. A interação transiente gera radiação acústica. Ondas acústicas de realimentação propagam a montante pelo lado de fora do jato. Alcançando a região de saída do jato, estas ondas excitam a camada de cisalhamento, as quais produzem a geração de novas ondas de instabilidade, fechando o ciclo de realimentação.

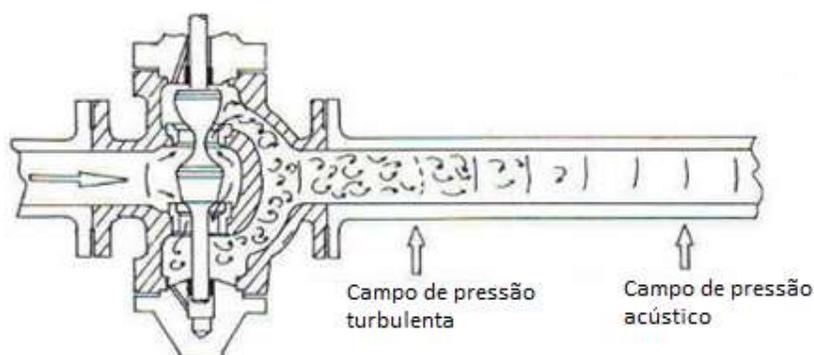
2.2 Fontes de Ruído no Interior de Dutos

De um modo geral, o ruído interno em um duto pode ser considerado como resultado das tensões de Reynolds, assim como flutuações de pressão e do escoamento como abordado por Reethof (1978). O autor ressaltou que, de forma qualitativa, as flutuações de pressão e velocidade resultam no desenvolvimento de fontes de ruído, possuindo directividade e intensidade características de sua natureza acústica e peculiaridades do meio em que está se propagando.

2.2.1 Ruído devido ao estrangulamento

Um sistema de estrangulamento tem por finalidade dissipar altos níveis de energia através da geração de intensa turbulência a jusante. Esta turbulência é convertida em calor (à medida que é reduzida por ações viscosas) e energia acústica a qual é propagada através do escoamento com uma pequena fração sendo transmitida pela parede da tubulação e radiada para o ambiente (como exemplificado pela Figura 12). Em algumas aplicações, a queda de pressão excede a pressão crítica gerando condições de escoamento bloqueado e formação de ondas de choques a jusante (PAPINI, 2006).

Figura 12 – Representação esquemática da geração e propagação de ruído em válvula.

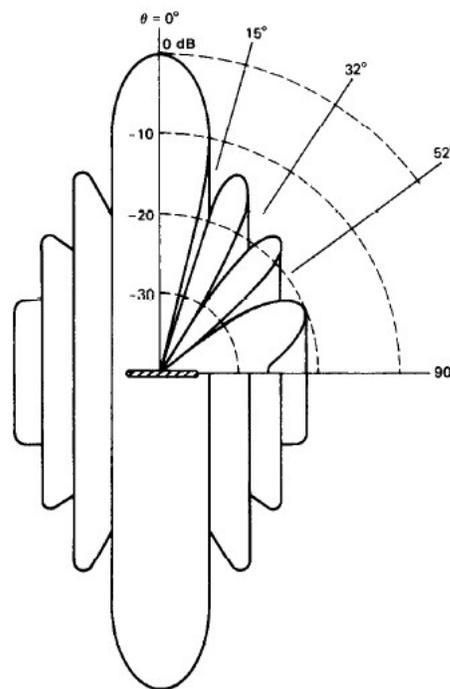


Fonte: Modificado de Reethof (1978).

2.2.2 Ruído devido às paredes

Em dutos com paredes acústicas, considera-se que a energia acústica na tubulação pode ser atenuada pela viscosidade e condução de calor na parede do tubo, pelo atrito turbulento e pela potência acústica transmitida através da parede do tubo e radiada para o ambiente vizinho. Neste caso, do ponto de vista de um referencial externo, a parede do duto torna-se uma fonte acústica que pode radiar o som com diferentes intensidades e directividades, como exemplificado na Figura 13 que descreve o padrão de radiação para uma modelagem de fonte de linha com comprimento L para um número de onda k sendo $kl=24$ (KINSLER, 2000).

Figura 13 – Directividade de um ruído de parede.



Fonte: Kinsler (2000).

Segundo Xu Wang (2010), esse ruído denominado “structure-borne noise” pode ser atenuado de diferentes formas, como por exemplo, melhorar a eficiência da radiação acústica da estrutura em uma dada frequência, alterando a frequência crítica de irradiação do componente, reduzir a resposta de vibração da estrutura devida a uma determinada força de

entrada e reduzindo a amplitude da força ou, quando houver um número de forças cíclicas independentes, organizando suas fases de modo a obter o cancelamento.

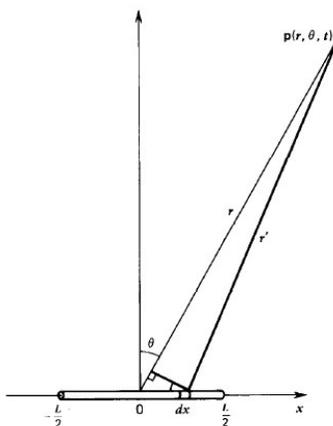
O tipo de modelagem de fonte desenvolvida por esse comportamento vibracional pode ser descrito como um conjunto de fontes pontuais, perfazendo assim uma fonte cilíndrica de comprimento “L” e raio “a”. Essa configuração é denominada fonte de linha contínua. Considerando a superfície vibrando radialmente com a velocidade $U_0 \text{esp}(j\omega t)$ e essa fonte composta por um número incontável de cilindros de comprimento dx , cada um desses elementos são caracterizados como uma fonte simples (comportamento descrito na seção 5.3) de força $dQ = U_0 2\pi a dx$.

Kinsler et al. (2000) deduzem a pressão sonora emitida da modelagem de fonte de linha para um referencial situado a (r, θ) (Figura 14), expressa em termos da força da fonte sonora sendo $Q = U_0 2\pi a L$:

$$p(r, \theta, t) = \frac{j}{2} \rho c \frac{Q}{\lambda r} \frac{\text{sen}(v)}{v} e^{j(\omega t - kr)} \quad (2.6)$$

$$v = \frac{1}{2} k L \text{sen}(\theta) \quad (2.7)$$

Figura 14 – Pressão sonora devido a uma fonte de linha num ponto genérico.



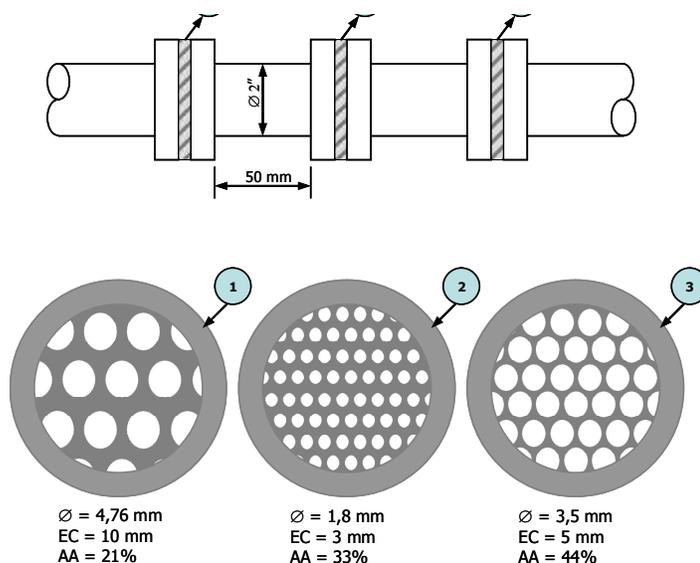
Fonte: Kinsler et al. (2000).

2.3 Estudo de Caso – Bancada Experimental

Como estudo de caso proposto servindo como base de elaboração da dissertação, o trabalho de pesquisa da FAPEMIG realizado juntamente com a empresa ISOBRASIL titulado “DESENVOLVIMENTO E AVALIAÇÃO DO DESEMPENHO DE DISCOS DE ATENUAÇÃO DE RUÍDO PARA VÁLVULAS DE CONTROLE ELETRO-ELETRÔNICO”, processo número EDT-101864/05, já encerrado que servirá como estudo de caso para o atual trabalho.

O estudo de caso se baseia num banco de ensaio experimental composto por módulos para redução de pressão, é constituído por válvulas e discos perfurados dispostos em unidade ou em conjunto, sendo ilustrados pela Figura 15.

Figura 15 – Ilustração dos discos perfurados.



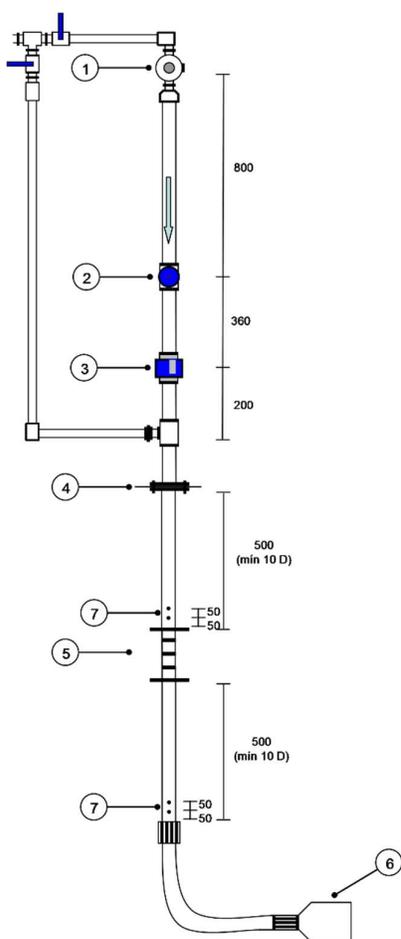
Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05.

Tais discos ilustrados pela Figura 15, como pode ser observado, têm diferentes parâmetros geométricos e foram empregados no duto em diferentes posições em relação à fonte sonora,

visando o estudo aprofundado da influência de cada uma das incógnitas na redução do nível de pressão sonora.

A bancada experimental é alimentada com ar comprimido proveniente de um sistema composto por filtros, reservatório, compressor, válvulas de medição e placa de ruído como exemplificado pelo Esquema 01 e Figura 16.

Esquema 01 – Montagem do sistema experimental.

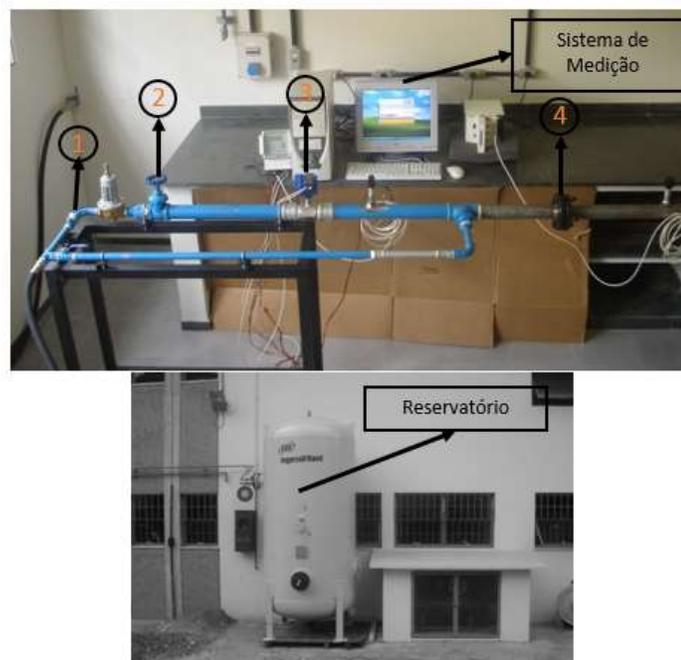


Componente	Descrição
1	Válvula Redutora
2	Registro

3	Medidor de vazão
4	Placa de ruído
5	Discos de atenuação
6	Silenciador de ruído
7	Tomadas de pressão e temperatura
8	Mangueira Flexível

Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05 modificada

Figura 16 – Foto do sistema desenvolvido em laboratório.



Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05 modificado.

A Figura 16 ilustra os componentes de 1 a 4, bem como o sistema de medição e o reservatório presentes no laboratório da Escola de Engenharia da UFMG que foram utilizados no experimento.

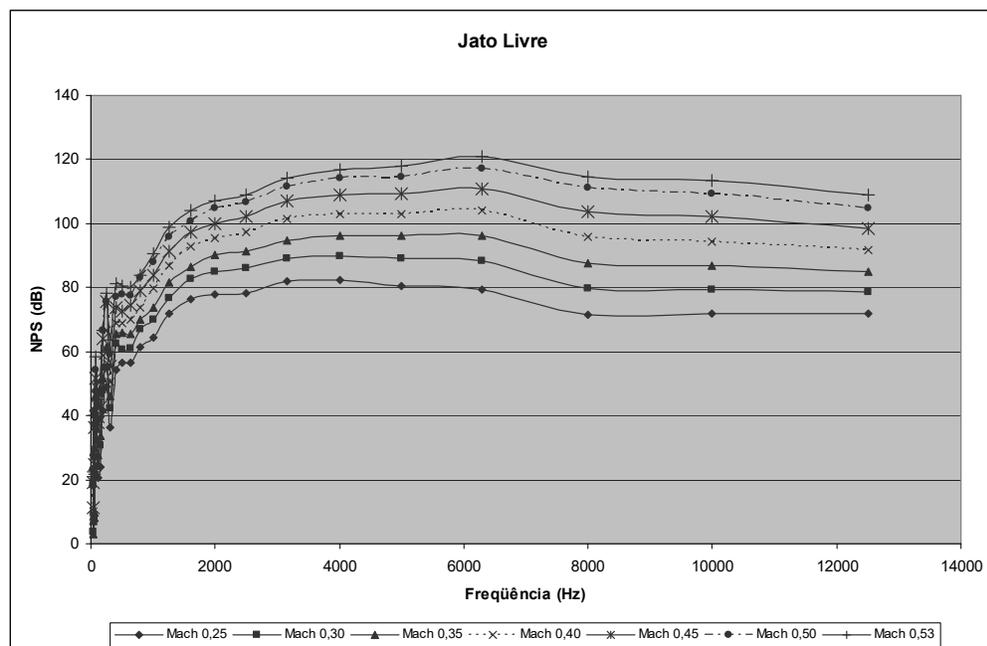
Os sinais gerados pelos sensores presentes na bancada são manipulados por um sistema de aquisição de dados (presente na Figura 16), sendo utilizado um programa em LABVIEW

que permite a visualização das temperaturas, pressões, vazões e nível de intensidade sonora em tempo real.

2.3.1 Resultados Experimentais

Primeiramente, para se compreender a atenuação efetuada, foi medido o ruído de jato livre como apresentado pela Figura 17.

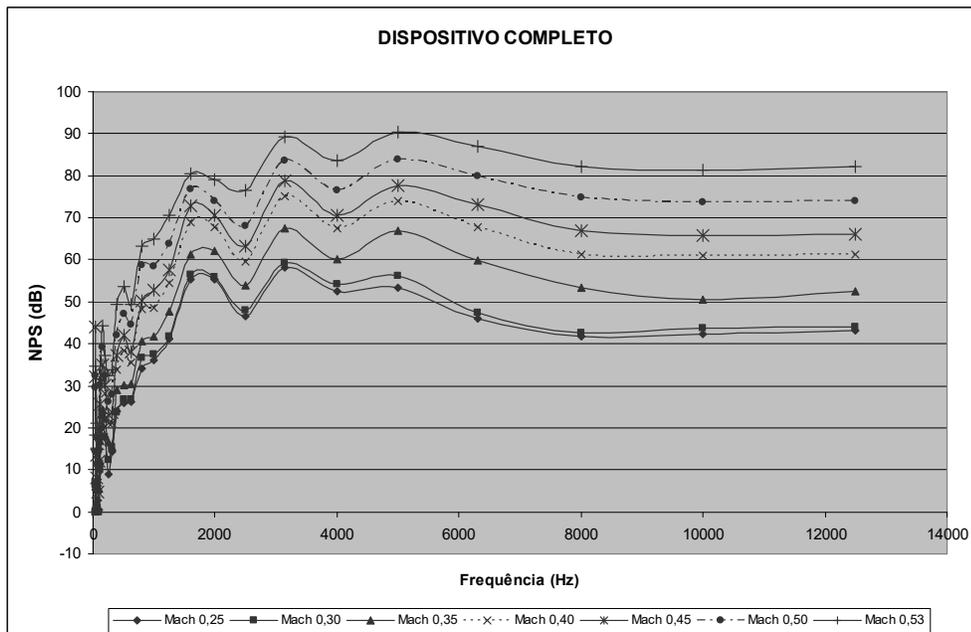
Figura 17 – Nível de pressão sonora do jato livre para Mach 0.25 a 0.53.



Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05.

Após o conhecimento do nível de ruído do jato em questão, apresenta-se na Figura 18 a atenuação do dispositivo completo com a melhor sequência de placas encontradas.

Figura 18 – NPS (dB) Após a instalação do dispositivo completo para Mach 0.25 a 0.53.



Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05.

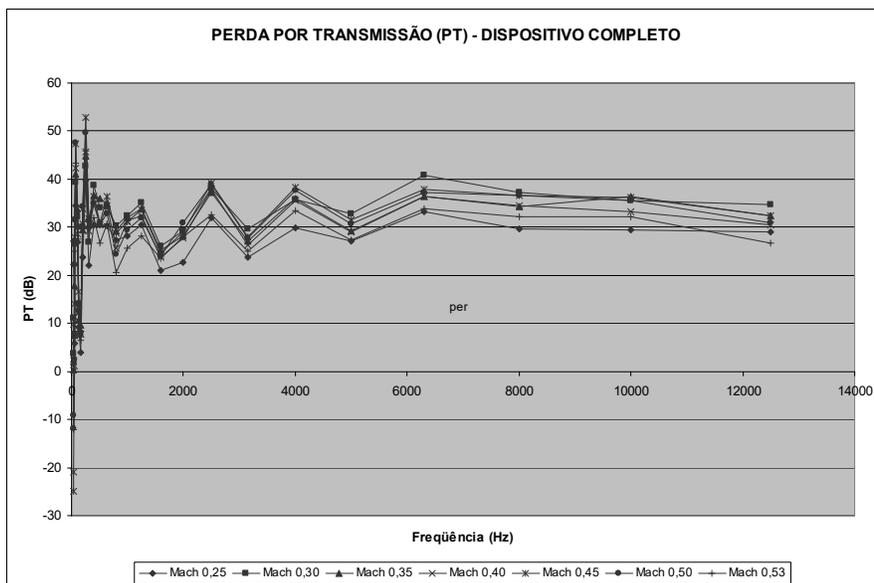
Por meio da aquisição dos dados de pressão é possível também o cálculo da perda por transmissão que é apresentada pela Tabela 1 e Figura 19.

Tabela 1 - Tabela de perda por transmissão por frequência para variação de Mach do sistema.

Freq. (Hz)	PT (dB)						
	Mach 0,25	Mach 0,30	Mach 0,35	Mach 0,40	Mach 0,45	Mach 0,50	Mach 0,53
32	27	11	0	1	-25	-9	3
40	22	4	2	10	-21	-12	-12
50	6	8	8	14	11	2	0
63	22	26	18	27	28	32	25
80	35	39	41	42	47	48	43
100	27	32	30	29	34	33	27
125	9	14	11	17	12	13	13
160	4	8	10	8	8	7	7
200	24	30	29	31	34	34	30
250	40	43	45	46	53	50	46
315	22	27	30	29	32	31	30
400	30	39	37	35	36	35	32
500	30	34	36	30	31	31	27
630	30	34	35	35	36	33	31
800	27	30	29	26	29	24	20
1000	28	32	32	31	31	29	26
1250	31	35	34	32	34	32	28
1600	21	26	25	24	25	24	24
2000	23	29	28	28	29	31	28
2500	32	38	37	38	39	39	33
3150	24	30	27	26	28	28	25
4000	30	36	36	35	38	38	33
5000	27	33	29	29	32	31	27
6300	33	41	36	36	38	37	34
8000	30	37	34	34	37	37	32
10000	30	36	36	33	36	36	32
12500	29	35	32	30	32	31	27

Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05.

Figura 19 – Espectro da perda por transmissão (dB) pelo dispositivo completo para Mach 0.25 a 0.53.



Fonte: Relatório FAPEMIG EDT-101864/05.

A Tabela 1 e Figura 19 apresentam a perda por transmissão obtida através da aplicação do dispositivo completo na melhor sequência de placas encontrada. É possível identificar uma região de baixo desempenho, no qual há ampliações de ruído, em faixas abaixo de 160 Hz. É observado também uma PT que varia de 20 a 40 dB em todos os casos de escoamento a partir de uma frequência de 500Hz.

3 Fundamentos Teóricos Relevantes à Análise Acústica Envolvendo Sistemas de Discos Perfurados em Dutos

Neste capítulo encontram-se os conceitos teóricos básicos necessários à compreensão do fenômeno físico.

3.1 Dedução da Equação da Onda Sonora

Como todo fenômeno ondulatório, o som caracteriza-se por transportar fisicamente energia ao longo da direção de propagação da onda sonora, sem transporte de massa. Todo fenômeno ondulatório apresenta um ou mais parâmetros físicos que variam periodicamente no tempo. No caso de uma onda sonora, os deslocamentos das partículas fluidas constituem tal variação, levando às oscilações de pressão. Se as oscilações ocorrerem na mesma direção de propagação da onda, diz-se que o som é uma onda longitudinal (PASQUAL, 2005).

A onda sonora longitudinal pode ser exemplificada das mais diferentes formas. Assim, tomando-se como base um elemento vibratório executando um movimento periódico e harmônico pode-se afirmar que haverá transmissão de energia às partículas do fluido adjacente, promovendo oscilação ao redor de sua posição de equilíbrio de modo a variar infinitesimalmente a pressão local.

Sendo assim, para o estudo do fenômeno físico de propagação sonora torna-se necessária a caracterização do meio fluídico em que o som está sendo propagado, bem como levar em conta suas peculiaridades e simplificações válidas para determinação do efeito sonoro. Desta forma, a fim de se descrever tal fenômeno físico as equações de continuidade, equação de conservação da quantidade de movimento e a equação da energia são indispensáveis na dedução da equação da onda sonora. Para que seja possível modificá-las, algumas premissas devem ser adotadas:

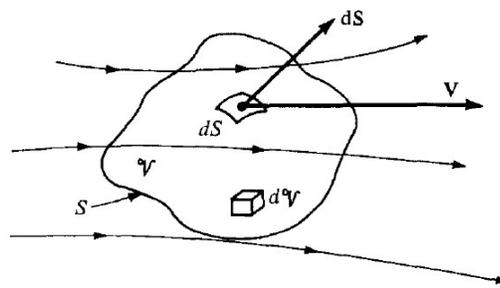
- Considerar o fluido como newtoniano, onde a tensão de cisalhamento é proporcional à taxa de deformação;
- Considerar o fluido como meio contínuo, homogêneo e perfeitamente elástico com efeitos dissipativos desprezados, implicando que o processo pode ser considerado como

sendo isoentrópico (adiabático e reversível), ou seja, a entropia das partículas fluidas permanece constante (RIENSTRA e HIRSCHBERG, 2003).

3.1.1 Equação da continuidade

Para a equação da continuidade, primeiramente, tem-se que levar em consideração o modelo de escoamento, conforme mostrado na Figura 20.

Figura 20 – Ilustração de um elemento infinitesimal de volume fixo com o fluido passando por sua superfície de controle S .



Fonte: Anderson (2001).

Considerando um elemento de volume infinitesimal dV e uma superfície de controle S , o produto $\rho \mathbf{V} \cdot d\mathbf{S}$ representa a vazão mássica pela área elementar dS . Assim, como deduzido por Fox e McDonald (2020):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (3.0)$$

A Equação 3.0 é a equação da continuidade em sua forma diferencial. Por tratar-se de uma análise tanto do escoamento do fluido quanto da propagação sonora, o vetor velocidade (\vec{V}) será desmembrado em duas parcelas, a saber: i) \vec{u}^F denota a parcela da velocidade das partículas fluidas devido ao escoamento; ii) \vec{u}^A denota a velocidade de partícula devido à excitação acústica. Aplicado por Pasqual (2003), este procedimento foi adotado visando a

obtenção de equações aplicáveis aos problemas de propagação sonora em dutos, considerando a existência de escoamento de fluidos nos mesmos. Conseqüentemente, tem-se a Equação 3.6:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot [\rho (\overline{u^F} + \overline{u^A})] = 0 \quad (3.1)$$

Expandindo a Equação 3.1, tem-se:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho (\vec{\nabla} \cdot \overline{u^A}) + (\vec{\nabla} \rho) \cdot \overline{u^A} + \rho (\vec{\nabla} \cdot \overline{u^F}) + (\vec{\nabla} \rho) \cdot \overline{u^F} = 0 \quad (3.2)$$

A Equação 3.2 é a equação de continuidade de massa mediante variações infinitesimais de densidade. Tal equação remete ao escoamento do fluido e à propagação sonora sendo regidos pela condição de continuidade de massa.

3.1.2 Equação da quantidade de movimento

Para o desenvolvimento da equação da quantidade de movimento é utilizado o princípio físico conhecido como a Segunda Lei de Newton, lei esta que expressa a força líquida diretamente proporcional à taxa de variação da quantidade de movimento:

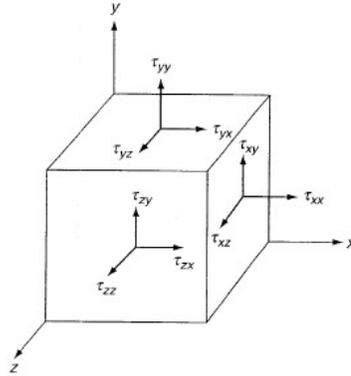
$$\vec{F} = m \vec{a} \quad (3.3)$$

logo:

$$d\vec{F} = \rho dV \frac{d\vec{V}}{dt} = \rho \vec{a} dV \quad (3.3)$$

A Equação 3.3 mostra como as forças externas, de campo e de superfície, influem na aceleração de uma partícula fluida infinitesimal. Assim, para o desenvolvimento final da equação de quantidade de movimento leva-se em consideração o seguinte volume de controle, conforme Figura 4.

Figura 21 – Notação para as tensões sob uma partícula fluida infinitesimal.



Fonte: Fox e McDonald (2020).

Por meio desse volume de controle e simplificações matemáticas Fox e McDonald (2020) definem a Equação 3.4:

$$\vec{\nabla}(p^A + p^F) + \left\{ \frac{\partial(\vec{u}^F + \vec{u}^A)}{\partial t} + [(\vec{u}^F + \vec{u}^A)\vec{\nabla}](\vec{u}^F + \vec{u}^A) \right\} \rho = 0 \quad (3.4)$$

A Equação 3.15 é utilizada para fluidos não viscosos, sem forças de campo e levando-se em consideração tanto o movimento das partículas fluidas devido à excitação acústica quanto o escoamento do fluido propriamente dito.

Usando artifícios matemáticos, PASQUAL (2005), considerou as hipóteses de escoamento permanente e campo de velocidade irrotacional. Desta forma, a Equação 3.15 pode ser reescrita por meio da separação de variáveis:

$$\vec{\nabla}p^F + \rho \frac{1}{2} \vec{\nabla}(\vec{u}^F \cdot \vec{u}^F) = 0 \quad (3.5)$$

e

$$\vec{\nabla} p^A + \rho \left[\frac{\partial \vec{u}^A}{\partial t} + \vec{\nabla}(\vec{u}^F \cdot \vec{u}^A) \right] = 0 \quad (3.6)$$

As Equações 3.5 e 3.6 denotam a propagação sonora e escoamento do fluido obedecendo a condição de equilíbrio dinâmico. Levado-se em consideração um escoamento compressível, o valor da densidade (ρ) passa a ser uma variável.

3.1.3 Equação de estado

Visando o desenvolvimento das equações necessárias à realização desta pesquisa e considerando que o processo aeroacústico estudado é isoentrópico, torna-se viável e necessário a aplicação da equação de estado. O fato deste processo ser adiabático implica que a pressão sonora é uma função apenas da densidade e da velocidade de propagação sonora no meio (PASQUAL 2005). Com isso, é possível utilizar a primeira lei da termodinâmica, para um sistema aeroacústico com as devidas simplificações, descrita como:

$$\Delta E = Q - p\Delta V \quad (3.7)$$

onde, Q denota a energia térmica que entra ou sai no sistema, ΔE denota a variação da energia interna do sistema e $p\Delta V$ representa o trabalho realizado pelo ou sobre o sistema.

Segundo Shapiro (2018), a capacidade térmica pode ser descrita como:

$$C = \frac{Q}{\Delta T} \quad (3.8)$$

onde, ΔT denota a variação da temperatura do sistema mediante o fluxo de energia térmica Q . Como o escoamento é caloricamente perfeito, tanto a capacidade térmica a volume constante (C_V) ou a pressão constante (C_P) independem da temperatura. Desta forma, substituindo a Equação 3.7 na Equação 3.8 e igualando ΔV a zero (processo a volume constante), tem-se:

$$\Delta E = C_V \Delta T \quad (3.9)$$

Realizando o limite da Equação 3.9, tem-se:

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V \quad (3.10)$$

Analogamente, considerando um processo a pressão constante, tem-se:

$$C_P = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_P + p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (3.11)$$

Substituindo as Equações 3.10 e 3.9 na Equação 3.8 e tomando-se o limite:

$$\left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_P = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V + \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (3.12)$$

Combinando as Equações 3.10, 3.11 e 3.12, tem-se:

$$C_P - C_V = p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P + \left(\frac{\partial E}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (3.13)$$

No entanto, considerando um gás perfeito a energia interna é função unicamente da temperatura. Assim, a Equação 3.12 torna-se:

$$C_P - C_V = p \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \quad (3.14)$$

Nesta dedução, também se faz necessário a utilização da relação dos gases ideais:

$$pV = mRT \quad (3.15)$$

onde, m denota a massa do sistema, R denota a constante de cada gás e T representa a temperatura absoluta. Assim, para um processo isentrópico, tem-se:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = m \frac{R}{p} \quad (3.16)$$

Combinando as Equações 3.14 e 3.16:

$$C_p - C_v = mR \quad (3.17)$$

Voltando à equação da primeira lei da termodinâmica para um processo adiabático:

$$\Delta E = -p\Delta V \quad (3.18)$$

Manipulando as Equações 3.15, 3.17, 3.18 e 3.9, tem-se:

$$\frac{p}{p_i} = \left(\frac{\rho}{\rho_i}\right)^\gamma \quad (3.19)$$

onde, γ denota a razão dos calores específicos a pressão constante e a volume constante e o índice “ i ” corresponde a um estado termodinâmico específico do gás. A Equação 3.19 representa a equação de estado de um gás caloricamente perfeito em um processo adiabático.

Derivando a Equação 3.19 em relação a ρ e assumindo pequenas variações de densidade, tem-se:

$$\left(\frac{\partial p^A}{\partial \rho}\right)_s = c_0^2 \quad (3.20)$$

onde, p^A representa a pressão sonora, c_0 denota a velocidade de propagação da onda sonora e o índice “ s ” representa um estado para uma entropia constante. Segundo Van Wylen et al. (1988), para um processo isentrópico, a velocidade de propagação sonora para um gás perfeito é representada por:

$$c_0 = \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\gamma RT_0} \quad (3.21)$$

Integrando-se a Equação 3.20, tem-se:

$$p^A = c_0^2 \rho + C \quad (3.22)$$

onde, C denota uma constante de integração. Aplicando a condição de contorno $p^A = 0$, tem-se o valor da constante $C = -c_0^2 \rho_0$ e a Equação 3.22 torna-se:

$$p^A = c_0^2(\rho - \rho_0) \quad (3.23)$$

3.1.4 Aplicação da compressibilidade à equação da energia

Para os problemas tratados nesse trabalho, serão desenvolvidas teorias em que a densidade, ρ , é mais uma variável, pois são escoamentos em que o número Mach é maior que 0,3, a partir do qual a compressibilidade se faz relevante e a variação da densidade passa a ser determinante na caracterização do escoamento, segundo (ANDERSON, 2001). Desta maneira, para a resolução desse tipo de abordagem, torna-se fundamental a equação da conservação de energia para permitir a determinação da variação da densidade ao longo do escoamento devido aos efeitos da compressibilidade dos gases. Sendo assim, a Equação da energia tem como objetivo associar a energia interna, energia cinética, energia potencial e a temperatura “ T ”. Segundo Anderson (2001), temos:

$$s_2 - s_1 = C_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (3.24)$$

ou

$$s_2 - s_1 = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (3.25)$$

Ambas Equações 3.24 e 3.25 são regidas pela constante dos gases (R) e entropia específica (s). Os estados 1 e 2 remetem respectivamente ao estado pré e pós transformação da troca de entropia de dois estados para um gás perfeito não-isentrópico.

Como na maior parte dos problemas isentrópicos, englobando este a ser resolvido no presente trabalho, é possível realizar as seguintes simplificações:

- processo adiabático: $\delta q = 0$;

➤ processo reversível: $ds = 0$.

Adotando tais simplificações para uma análise fora da camada limite, tem-se a seguinte equação, válida para um gás caloricamente perfeito e que desenvolve um escoamento isentrópico:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^\gamma = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.26)$$

Assim, a equação da energia, levando-se em consideração o número de Mach e a razão de C_p e C_v (γ), pode ser escrita como a seguinte forma alternativa:

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.27)$$

e

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.28)$$

Da mesma forma, por Betts (2003), tem-se para o caso específico aplicado a discos perfurados:

$$\rho_h = \rho \left[\frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M_h^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.29)$$

onde, o subscripto “ h ” remete à densidade e ao número de Mach no interior do furo do disco perfurado.

De posse dessas equações isentrópicas é possível, então, voltar à equação da continuidade de massa, na forma diferencial, Equação 3.2, e substituí-las tornando factível sua utilização para escoamentos compressíveis.

3.1.5 Funções potenciais

Comumente utilizadas na Mecânica dos Fluidos, funções potenciais têm como objetivo simplificar e/ou auxiliar no desenvolvimento de equações compostas por mais de uma variável. Assim, como exemplo de função potencial, tem-se que um campo de velocidade irrotacional pode ser considerado como sendo o gradiente de uma função escalar ϕ , logo:

$$\vec{u}^F + \vec{u}^A = -\vec{\nabla}\phi \quad (3.30)$$

Esta função potencial é importante na dedução da equação de propagação sonora, por exemplo, considerando um escoamento no interior de um duto.

Tal artifício será utilizado na seção subsequente visando simplificar a apresentação da equação de onda, bem como apresentar uma notação possível de ser utilizada para desenvolvimento de programas e rotinas de resolução numérica. Consumindo então menos tempo de processamento e de análise, pois é utilizada uma única variável invés de um conjunto de variáveis.

3.1.6 Solução da equação da onda

Com intuito de descrever analiticamente o comportamento da onda sonora no escoamento de um duto é possível desenvolver uma equação única e utilizável mediante a combinação das Equações 3.2, 3.4 e 3.26. Assim, tem-se (BIES, 2014):

$$\nabla^2 p^A - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p^A}{\partial t^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial(\vec{u}^F \cdot \vec{\nabla} p^A)}{\partial t} + \rho \nabla^2(\vec{u}^F \cdot \vec{u}^A) = 0 \quad (3.31)$$

Na Equação 3.31 há termos que referenciam tanto o escoamento quanto a propagação acústica como citado anteriormente. Para a solução da Equação 3.31 será empregada a função potencial ϕ^A (variável acústica podendo representar tanto a velocidade acústica quanto a pressão acústica) como citada no item 3.1.5, sendo correlacionada à velocidade acústica. Sendo assim, a seguir, será apresentado o desenvolvimento da teoria para correlacionar ϕ^A à pressão acústica uma vez que, inicialmente, \vec{u}^F é conhecido.

Como demonstrado na literatura, na ausência de excitação acústica, tem-se $p^A = \phi^A = 0$. Portanto, a relação entre pressão sonora e o potencial acústico de velocidade é dada por:

$$p^A = \rho_0 \left(\frac{\partial \phi^A}{\partial t} - \vec{\nabla} \phi^A \cdot \vec{\nabla} \phi^F \right) \quad (3.32)$$

Substituindo as equações 3.19 e 3.32 na equação 3.31 e integrando em relação ao tempo, tem-se a equação de propagação sonora em termos das funções potenciais:

$$\nabla^2 p^A - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \phi^A}{\partial t^2} + \frac{2}{c_0^2} \frac{\partial (\vec{\nabla} \phi^F \cdot \vec{\nabla} \phi^A)}{\partial t} - \frac{1}{c_0^2} \vec{\nabla} \phi^F \cdot [\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \phi^F \cdot \vec{\nabla} \phi^A)] = 0 \quad (3.33)$$

onde, o operador Laplaciano ∇^2 em coordenadas cartesianas (dutos retangulares) é dado como:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.34)$$

E, para coordenadas cilíndricas polares (para dutos circulares) é dado como:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.35)$$

Como, muitas análises de ruído são desenvolvidas no domínio da frequência, a variável ϕ^A será uma função harmônica que irá assumir a seguinte forma:

$$\varphi^A = \Phi^A e^{j\omega t} \quad (3.36)$$

onde, $|\Phi^A|$ denota um número complexo representativo do potencial acústico independente do tempo e ω a frequência angular da excitação acústica. Desta forma, substituindo a resposta em frequência na Equação 40, tem-se:

$$\nabla^2 \Phi^A - k^2 \Phi^A + \frac{2}{c_0} jk \cdot (\vec{\nabla} \varphi^F \cdot \vec{\nabla} \Phi^A) - \frac{1}{c_0^2} \vec{\nabla} \varphi^F \cdot [\vec{\nabla} (\vec{\nabla} \varphi^F \cdot \vec{\nabla} \Phi^A)] = 0 \quad (3.37)$$

onde, $k = \frac{\omega}{c_0}$ representa o número de onda.

A Equação 3.36 é útil, uma vez que se visa trabalhar no domínio da frequência. Porém, como comentado anteriormente, φ^F é uma variável de entrada e, antes de resolver a equação de onda, é necessária a resolução da equação de continuidade para φ^F . Alguns trabalhos desenvolvidos para baixos números de Mach optam por desprezar o último termo da Equação 3.47, o que reduz sua aplicabilidade, ou seja, excluindo problemas para Mach acima de 0,15.

De posse de Φ^A é possível determinar as equações relevantes que relacionam Φ^A com a velocidade acústica e pressão acústica.

Para a velocidade acústica é possível deduzir por meio da substituição da Equação 3.36 na Equação 3.35:

$$\vec{u}^A = -(\vec{\nabla} \Phi^A) e^{j\omega t} \quad (3.38)$$

Analogamente, visando relacionar a incógnita de pressão sonora, tem-se que combinar as Equações 3.36 e 3.32, obtendo-se:

$$p^A = \rho_0 (j\omega \Phi^A - \vec{\nabla} \Phi^A \cdot \vec{\nabla} \varphi^F) e^{j\omega t} \quad (3.39)$$

Objetivando a utilização da equação da onda sonora para a análise acústica em dutos, a ser mostrada mais a frente, a Equação 3.36 será simplificada partindo-se do pressuposto que a

velocidade do escoamento é nula ($\vec{u}^F = 0$), exemplificando um meio estacionário. Sendo assim, tem-se:

$$\nabla^2 p^A - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p^A}{\partial t^2} = 0 \quad (3.40)$$

3.2 Teoria Acústica Aplicada para Dutos Circulares

A equação da onda deduzida no capítulo anterior juntamente com a realização do operador Laplaciano em coordenadas cilíndricas governa a equação de propagação da onda em dutos circulares.

Com a utilização de artifícios matemáticos, como separação de variáveis e escrevendo a equação desenvolvida em função do tempo ($e^{j\omega t}$) por Munjal (1987), se pode escrever:

$$p(r, \theta, z, t) = E_m R_m(r) e^{j\omega\theta} Z(z) e^{j\omega t} \quad (3.41)$$

Sendo que, devido a equação estar dependente de z , a função $Z(z)$ assumirá o valor de acordo com:

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} = -k_z^2 Z \quad (3.42)$$

Substituindo as equações 3.41 e 3.42 acima na equação da onda deduzida anteriormente, tem-se a equação de Bessel para $R(r)$:

$$\frac{d^2 R_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR_m}{dr} + \left(k_0^2 - k_z^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R_m = 0 \quad (3.43)$$

A Equação 3.43 segundo Munjal (1989) tem a seguinte solução aplicando as devidas simplificações válidas:

$$p(r, \theta, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} J_m(k_{r,m,n}) e^{jm\theta} e^{j\omega t} [C_{1,m,n} e^{-jk_{z,m,n}z} + C_{2,m,n} e^{+jk_{z,m,n}z}] \quad (3.44)$$

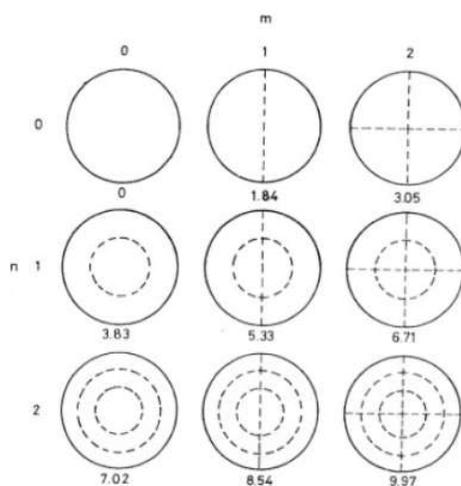
onde,

$$k_{z,m,n} = (k_0^2 - k_{r,m,n}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3.45)$$

Para um duto circular, n representa como a diferença de pressão se comporta em relação a variável r e m indica como a pressão sonora varia de acordo com ângulo θ .

Ao variar m e n é possível então determinar as linhas nodais de pressão ao longo de uma seção transversal como é exemplificado na Figura 22.

Figura 22 – Linhas nodais para uma distribuição de pressão numa seção transversal cilíndrica.



Fonte: Munjal (1989).

Sendo assim, dependendo da frequência de excitação cada um desses modos, ilustrados pela Figura 22, poderá ou não ser propagado.

O valor do número de onda, k , pode ser imaginário ou real. Caso seu valor seja imaginário, a pressão sonora sofrerá um decaimento exponencial como exemplificado na Equação 3.44, logo, tem-se um modo evanescente não propagativo e, conseqüentemente, apenas modos cujos valores de k forem reais serão propagados. Sendo assim, pela relação dos números de onda em função dos parâmetros geométricos apresentados, pode-se constatar que um modo (m,n) irá se propagar sem decaimento exponencial de pressão se:

$$k_0 > k_{r,m,n} \quad (3.46)$$

Manipulando a equação, tem-se:

$$\omega > c_0 k_{r,m,n} \quad (3.47)$$

Analisando então cada modo (m,n) tem-se uma frequência de corte $f_{m,n}$ como sendo o valor mínimo de frequência que a excitação acústica deve apresentar para que o referido modo possa propagar-se (PASQUAL, 2005):

$$f_{m,n} = \frac{c_0 k_{r,m,n}}{2\pi} \quad (3.48)$$

ou, por Kinsler (1982):

$$f_{m,n} = \frac{1.84}{\pi D} c_0 \quad (3.49)$$

Obtendo-se valores abaixo dessa frequência mínima de excitação, pode-se concluir que haverá propagação apenas do modo em que $m=n=0$, ou seja, propagação apenas de ondas planas. Conseqüentemente a equação que rege a propagação de ondas acústicas em dutos circulares é reduzida para:

$$p = (C_1 e^{-jkz} + C_2 e^{jkz}) e^{j\omega t} \quad (3.50)$$

Expandindo tal análise para o campo aeroacústico onde o meio não se encontra estacionário, para um escoamento uniforme ao longo do duto, as frequências de corte são determinadas por (MUNJAL,1987):

$$f_{m,n} = \frac{c_0 k_{r,m,n}}{2\pi} \sqrt{1 - M^2} \quad (3.51)$$

onde, M representa o número de Mach do escoamento.

Levando em consideração determinações desenvolvidas por Kinsler et. al (2000), o primeiro modo diametral e valor não nulo de k para que ocorra propagação de ondas sonoras planas corresponde a $m=1$ e $n=0$, logo:

$$k_{r,1,0} = \frac{1,84}{r_0} \quad (3.52)$$

Sendo assim, somente serão propagadas ondas planas caso a seguinte condição seja satisfeita:

$$f < \frac{1,84c_0}{2\pi r_0} \sqrt{1 - M^2} \quad (3.53)$$

3.2.1 Campos Sonoros

A peculiaridade acústica de um duto se encontra na capacidade de restringir as ondas sonoras em duas dimensões com uma certa liberdade de se propagarem na terceira dimensão. Exatamente por essa característica os dutos são nomeados “guias de onda” (SNYDER, 2000).

Para a discretização correta de um campo sonoro dentro de um duto deve-se considerar como condições de contorno as paredes internas, fonte, modos acústicos e as impedâncias características do mesmo.

3.2.2 Impedância acústica

O conceito de impedância específica é utilizado para descrever a transmissão de ondas acústicas de um meio para outro, enquanto o conceito de impedância é utilizado para descrever a irradiação acústica a partir da vibração de corpos e para descrever a transmissão sonora através de dutos (KINSLER (1982) e DONADON (2005)).

A impedância é uma quantidade complexa. A parte real é definida como resistência acústica e está associada ao fluxo de energia acústica. A parte imaginária é a reatância e não está associada ao fluxo de energia sonora. O principal objetivo no projeto de silenciadores é reduzir o fluxo de energia acústica, ou seja, a parte real da impedância (PAPINI, 2009).

A impedância acústica específica (z) é definida como a razão entre a pressão sonora (P) e a velocidade de partícula (u), ou seja (KINSLER, 1982):

$$z = \frac{P}{u} \quad (3.54)$$

Além da impedância acústica específica, dois outros tipos de impedância são comumente usados em análises de propagação sonora, a impedância mecânica e impedância acústica propriamente dita. Esses três tipos de impedância estão resumidos na Tabela 2. Todas as definições supõem que, com a aplicação de uma força periódica ou pressão em algum ponto de um sistema dinâmico, uma velocidade periódica de fase fixa em relação à força ou pressão irá aparecer (BIES, 2014).

Tabela 2 – Categorias de Impedância.

Tipo	Definição	Dimensões
Impedância Mecânica	$Z_m = F/u$	M/T
Impedância Acústica Específica	$Z_s = p/u$	$MT^{-1}L^{-2}$
Impedância Acústica	$Z_A = p/uS$	$MT^{-1}L^{-4}$

Fonte: Modificado de Bies et. al (2014).

Por meio da Tabela 2, tem-se inicialmente a impedância mecânica que é a razão da força associada à uma velocidade e é comumente usada na acústica para descrever uma carga de radiação presente num meio de uma superfície vibrante.

Posteriormente, a impedância acústica é foco na discussão sobre propagação sonora em dispositivos de atenuação reativo, onde há a premissa implícita de que o comprimento de onda é grande comparado às dimensões do duto condutor (BIES et. al, 2014). É representada pela força por unidade de área sobre uma superfície, dividida pelo fluxo através desta.

Como no caso proposto apenas ondas planas se propagam, é possível definir uma velocidade de volume como o produto da área da seção transversal do duto, S , e a velocidade da partícula. A velocidade de volume é contínua nas junções de um sistema de dutos, assim como a pressão acústica. Conseqüentemente, a impedância acústica é uma propriedade fundamental em junções contínuas de um sistema de dutos (KINSLER et al., 1982).

Pode-se definir a impedância acústica (Z) em função da impedância acústica específica, área da seção transversal (S) e velocidade de volume (U) como demonstrado por Donadon (2002):

$$Z = \frac{P}{uS} = \frac{P}{U} = \frac{z}{S} \quad (3.55)$$

Tais notações são de fundamental importância para compreender o método da matriz de transferência e modelagens que serão abordadas posteriormente no trabalho.

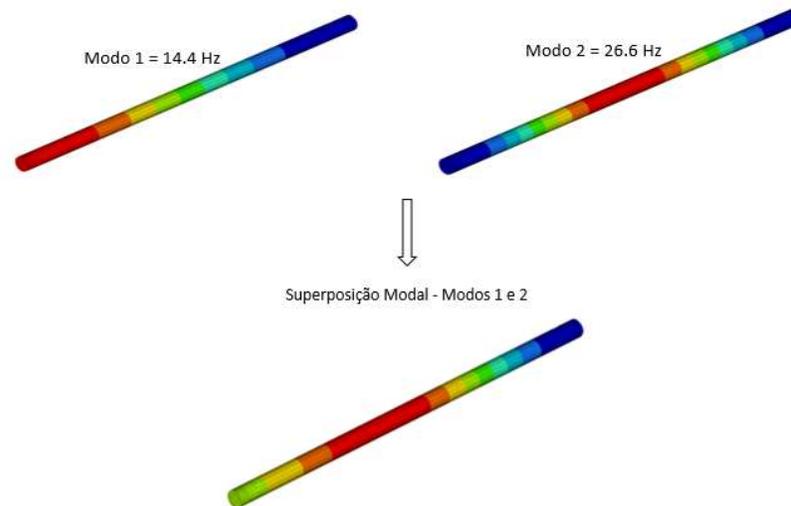
A partir do conhecimento da teoria acústica de dutos abordada nesse capítulo, pode-se adentrar então em modelagens específicas que utilizam dutos com ondas acústicas em seu interior.

3.2.3 Superposição modal

Esse tópico é de grande relevância para o presente trabalho, tanto do ponto de vista da revisão bibliográfica, pois fontes acústicas e as equações das modelagens deduzidas levam em consideração uma superposição de modos de propagação para o cálculo da pressão final, quanto

para a metodologia desenvolvida, que usa esse princípio para determinação da posição ótima dos elementos propostos. Para fluidos em dutos, o método é exemplificado pela Figura 23.

Figura 23 – Exemplificação da superposição modal.



Fonte: Próprio autor.

Usando o método simples de somar as contribuições de pressão sobre um número razoável de modos (superposição modal), é possível obter a pressão sonora complexa aproximada sob condições de estado estacionário para pequenos ambientes fechados com baixas perdas e paredes de rígidas (TICHY, 2014).

Esse princípio é importante tanto na acústica como na vibração. Segundo Moura (2016), o método da superposição modal é de extrema importância para obtenção da resposta dinâmica de sistemas com múltiplos graus de liberdade como combinação da solução de sistemas com um grau de liberdade.

Rao (2008) também ressalta a importância da superposição modal para resolução de sistemas vibratórios que se comportam linearmente, para esses casos o método atende perfeitamente e as técnicas matemáticas de análise são bem desenvolvidas.

A superposição modal é um conceito reiteradamente utilizado em seu cerne para modelagens acústicas tanto de recintos fechados, habitáculos quanto de dutos. Tal conceito norteia e será empregado nas modelagens da seção a seguir que são indispensáveis para compreensão do fenômeno de propagação sonora no interior de dutos.

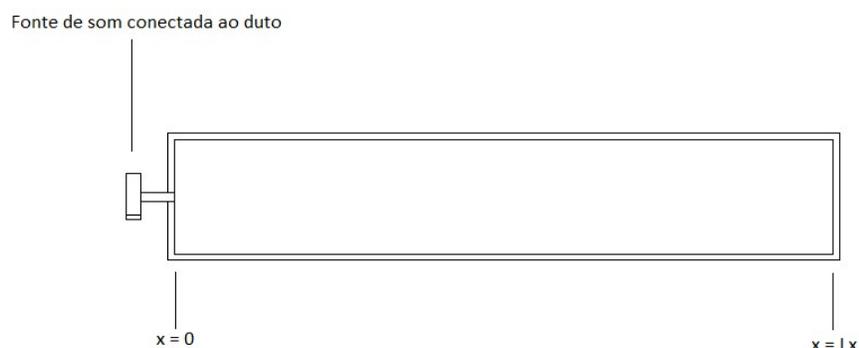
3.2.4 Fonte pontual acoplada no interior de dutos

Tal modelagem é de fundamental importância para desenvolvimento de metodologia em softwares de elementos finitos (FEM), bem como para a compreensão da distribuição de pressão no interior de dutos mediante a excitação de uma fonte pontual, cuja sua modelagem foi abordada na seção anterior. A exemplificação dessa modelagem pode ser identificada na Figura 24. Assim, a fonte pontual situada no ponto médio da face em $x = 0$ tem sua força igual a:

$$Q_p = \sqrt{2}Q_0 \text{sen}(\omega t) \quad (3.56)$$

onde, Q_0 é a magnitude média (*rms*), em metros cúbicos por segundo de volume de ar por unidade de tempo em $x = 0$.

Figura 24 – Duto acoplado a uma fonte pontual.



Fonte: Próprio autor.

A equação de onda estacionária com a fonte pontual presente é dada por (BERANEK, 1960):

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\rho}{V} \frac{\partial Q_p}{\partial t} \quad (3.57)$$

onde, ρ denota a densidade do ar em [kg/m³]; V denota o volume do duto; S denota a área da seção transversal do duto.

Descrevendo a função da força da fonte, bem como a variação de pressão no caso estacionário, tem-se:

$$Q_p = \sqrt{2} Q_0(x) \text{sen}(\omega t) \quad (3.58)$$

e

$$p = \sqrt{2} P(x) \text{cos}(\omega t) \quad (3.59)$$

Sendo assim, manipulando a equação diferencial entendendo a variação de Q e P no caso proposto, tem-se:

$$\frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} - \frac{\omega^2}{c^2} P(x) = \frac{\rho \omega}{V} Q_p(x) \quad (3.60)$$

No qual $P(x)$ e $Q(x)$ são agora os valores médios e funções unicamente de x devido ao cancelamento das funções de seno e cosseno. A solução dessa equação diferencial segundo Beranek (1960) é dado por:

$$|P_m(x)| = \frac{2KQ_0\rho\omega \left[\cos\left(m\pi \frac{x}{l_x}\right) \right]}{V[4\omega_m^2 k_m^2 + (\omega^2 - \omega_m^2)^2]^2} \quad (3.61)$$

onde, $|P_m(x)|$ = pressão *rms* (Pa) do som associado a um termo de modo da cavidade num ponto x do duto, m = integrador do modo. A incógnita f demonstra a frequência da fonte (Hz),

K a constante que depende da velocidade do som, k_m^2 amortecimento constante na saída do duto e ω_m^2 frequência angular normal do duto.

E, finalmente, a pressão em qualquer ponto para cada um dos modos de vibração também varia senoidalmente, então, tem-se:

$$p_m(x, t) = \sqrt{2}P_m(x)\cos(\omega t) \quad (3.62)$$

4 Análise de Discos Perfurados

O estudo de fenômenos acústicos não-lineares é a chave para compreensão e modelagem de discos perfurados. Inicialmente, inúmeros experimentos em diferentes frequências e variando-se o número de Reynolds do escoamento, dentro dos orifícios, foram efetuados por Sivian (1935), resultando numa fórmula empírica para a impedância acústica de pequenos orifícios. Mais tarde, em 1950, Ingard e Labate (1950) experimentalmente demonstraram que o comportamento não linear da impedância no orifício é devido à interação entre o campo sonoro e efeitos circulatórios do escoamento. Continuando tais pesquisas, Ingard e Ising (1967) conduziram experimentos em orifícios no qual a velocidade da partícula foi medida diretamente por meio da aplicação de anemometria de fio quente. Por meio dessa prática chegaram a uma conclusão significativa: a influência do escoamento permanente no valor da impedância do orifício na faixa linear é extremamente similar à influência da velocidade de partícula acústica (u_0) na faixa não linear na ausência de um escoamento permanente. Para discretização do comportamento da impedância acústica de um orifício, Ronneberger (1972) tentou determinar a impedância de um orifício numa placa dentro de um duto com escoamento (impedância devido ao fluxo de pastoreio), ele pôde observar que a resistência do orifício em altos valores de U_0/r_0 é independente da frequência e aumenta linearmente com a velocidade de escoamento U_0 ao longo do duto de raio r_0 . Ele atribuiu esse comportamento ao aparecimento de uma fina camada de cisalhamento adjacente ao orifício.

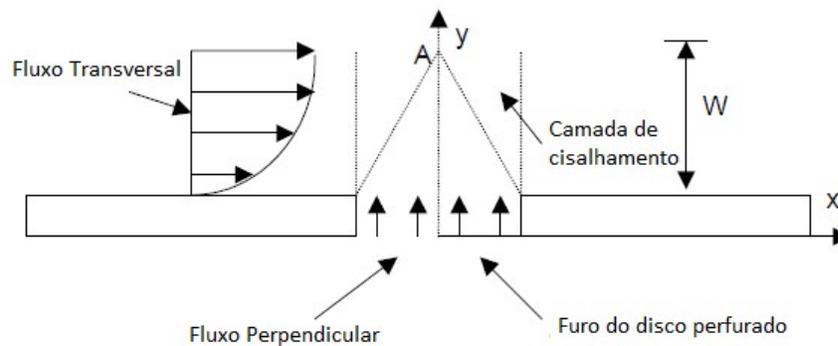
Silenciadores de elementos perfurados tiveram então sua funcionalidade e eficiência acústica atestada por tais autores perante silenciadores tubulares simples. No entanto, o estudo

da aeroacústica de maneira sistemática em elementos perfurados se deu início apenas no final dos anos 70, quando Sivian (1935) introduziu seu modelo baseado em um experimento empírico.

Um estudo extenso a respeito da impedância de discos perfurados foi efetuado por Melling (1973) em valores médios e altos de pressão sonora, no entanto, seu estudo foi limitado à escoamentos permanentes.

Tais autores apresentam modelagens diferentes e que atendem casos específicos que cada um enalteceu, sendo estas para casos sem escoamento, com escoamento, com fluxo perpendicular e com a presença de fluxo transversal (exemplificados por meio da Figura 25).

Figura 25 – Interação do fluxo transversal e fluxo perpendicular numa placa perfurada.

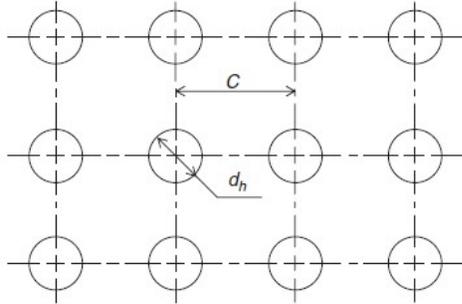


Fonte: MODIFICADO a partir de Betts (2000).

Na análise de discos perfurados, determinados parâmetros se destacam, como: i) a impedância de um disco perfurado; ii) o número de Mach (M) local do escoamento; iii) a espessura da placa; iv) o diâmetro dos furos; v) a frequência do ruído; vi) a porosidade (que representa a razão de área aberta e leva em consideração intrinsecamente parâmetros geométricos como diâmetro do furo e distância entre centro dos orifícios). A Equação 4.1 exemplifica a porosidade (σ , razão de área aberta) de um tubo perfurado, conforme a malha de furos apresentada pela Figura 26.

$$\sigma = \frac{\pi d_h^2}{4C^2} \quad (4.1)$$

Figura 26 – Parâmetros d_h e C de um disco perfurado.



Fonte: Instvan VÉR (2006).

Jayaraman em 1980 baseou-se nos resultados experimentais de Sivian (1935), conduzindo um estudo analítico e empírico a respeito de discos perfurados, isolando cada um dos parâmetros construtivos e apresentando a influência desses na perda por transmissão. Com isso, o referido autor apresentou uma fórmula que expressa a influência dos parâmetros geométricos de um disco perfurado, dada como:

$$(\psi l)^2 = \left(\frac{4\sigma}{d_h \Delta} \right) \left(\frac{l^2}{1 - r^2} \right) \quad (4.2)$$

onde, $(\psi l)^2$ representa o parâmetro adimensional que agrupa todas características construtivas de uma placa perfurada, r denota o diâmetro do tubo, l denota o comprimento do duto e Δ denota o comprimento de coluna de gás oscilante nas perfurações. Assim, Jayaraman (1980), através da Equação 4.2 e de seus experimentos, chegou às seguintes conclusões:

- Com o aumento do diâmetro do duto, os picos de frequência natural irão mudar para frequências mais baixas, com tanto que $\left(\frac{1}{1-r^2} \right)$ não se altere significativamente.
- O aumento da porosidade faz com que os picos se movam para frequências mais altas.

- Com aumento do diâmetro dos furos, Δ irá aumentar levando à diminuição dos picos de frequência natural.
- O aumento do número de furos faz com que haja diminuição da influência dos parâmetros sobre a impedância uma vez que a parte não linear se torna mais significativa.

Para carretéis de discos perfurados há também a criação de cavidades entre eles que faz com que existam modos de ondas estacionárias em seu interior para frequências mais elevadas. Tais modos de ondas estacionárias podem ser calculadas por meio da seguinte Equação 4.3 (HYUN-SIL KIM et. al., 2020):

$$f_m = \frac{nc_0}{2q} ; (n = 1,2,3 \dots) \quad (4.3)$$

onde, n denota um número natural, c_0 denota a velocidade do som no fluido e q denota a distância entre duas placas consecutivas.

4.1 Impedância Empírica de Discos Perfurados

O experimento que embasou os dados de Jayaraman (1980) foi de Sullivan e Crocker (1978) que, por meio do método de dois microfones mediram a impedância de um elemento perfurado na presença de escoamento cruzado, no entanto, também efetuado para um escoamento permanente.

Posteriormente Sullivan (1979) revisou toda literatura existente de perfurados na época e determinou o modelo que melhor descrevia o comportamento de uma placa perfurada para o caso sem escoamento e para o caso com escoamento cruzado num silenciador:

Perfurados com escoamento cruzado:

$$\xi = \frac{p}{\rho a_0 u_0} = \frac{\left[0.514 \frac{d_1 M}{l \sigma} + j 0.95 k_0 (t + 0.75 d_h) \right]}{\sigma} \quad (4.4)$$

Perfurado num meio estacionário (Caso linear):

$$\xi = \frac{[6 * 10^{-3} + j k_0 (t + 0.75 d_h)]}{\sigma} \quad (4.5)$$

onde, d_1 (mm) denota o diâmetro do tubo perfurado no silenciador, M denota o número de Mach no tubo, l (mm) denota o comprimento do perfurado, σ representa a porosidade, f (Hz) representa a frequência, t (mm) denota a espessura da parede do tubo perfurado e d_h (mm) o diâmetro do orifício.

Para o caso do fluxo de pastoreio, no entanto, a impedância no meio estacionário foi simplificada assumindo-se que o escoamento médio não tinha contato com a cavidade. Sendo assim, se observa a necessidade para uma compreensão empírica da fórmula para um fluxo de pastoreio em ressonadores de tubo concêntricos.

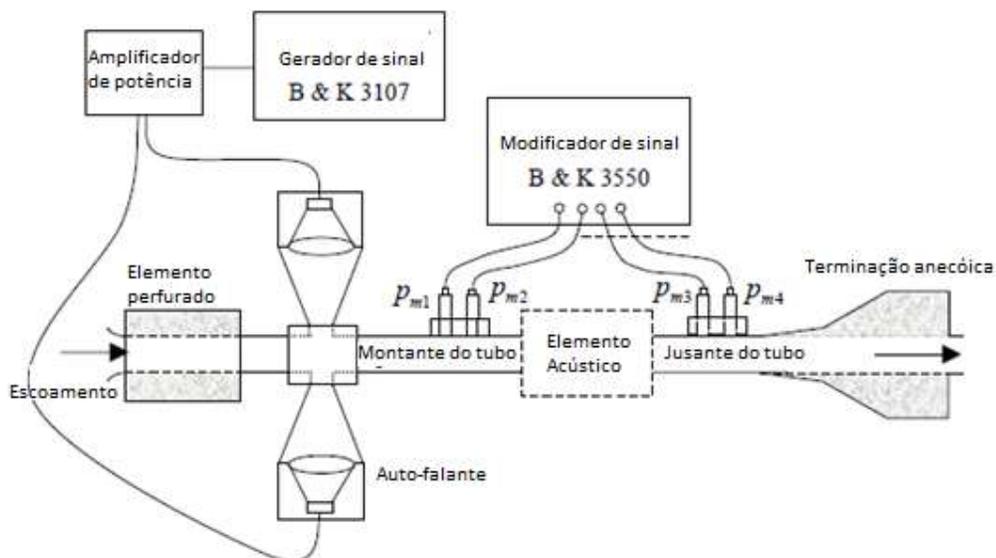
Identificando tal lacuna na literatura, Iljae Lee (2005) se submeteu à realização de um trabalho de Ph.D a fim de se obter experimentalmente a impedância de diferentes discos perfurados, denominando a seguinte fórmula genérica por meio de seus experimentos:

$$\xi = \frac{R + i k_0 (t_w + \alpha d_h)}{\sigma} \quad (4.6)$$

onde, k_0 denota o número de onda, R a resistência e α o coeficiente de correção da saída para reatância, que é associado à interação entre furos.

Em seu trabalho Iljae (2005) disserta profundamente a respeito dos valores desses coeficientes para específicos grupos de discos perfurados, bem como constantes a serem consideradas para que tais valores de impedância sejam válidas tanto para experimentos na ausência de fluxo, como na presença de escoamentos compressíveis ou não. Seu experimento pode ser ilustrado por meio da Figura 27.

Figura 27 – Esquemático do experimento realizado por Iljae Lee (2005) para obtenção da impedância de placas perfuradas.



Fonte: Modificado de Iljae Lee (2005).

4.2 Impedância Semi-Empírica de Discos Perfurados

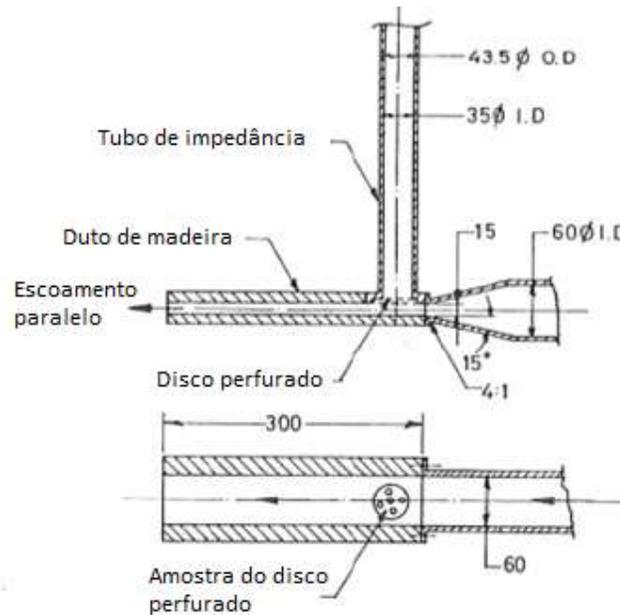
Concomitantemente ao trabalho realizado por Iljae (2005), D.H Lee em 2004 apresenta um artigo a fim de se obter uma impedância semi-empírica que contemple tanto escoamento perpendicular quanto paralelo, valorizando assim aplicações que utilizam o princípio de silenciadores para exaustão automobilística.

Sua análise foi embasada num experimento realizado por Rao (1984) sendo ilustrado pela Figura 28, que determinou a impedância de uma placa perfurada medindo-se a impedância na ausência da placa perfurada e subtraindo disso o valor de todas as medições com a placa perfurada em posição.

Como consequência, foi possível determinar a impedância de uma placa perfurada na presença de escoamento transversal utilizando os parâmetros geométricos ressaltados por Jarayama (1981):

$$\xi = \frac{[7.337 * 10^{-3}(1 + 72.23M) + j2.2245 * 10^{-5}(1 + 51t_w)(1 + 204d_h)f]}{\sigma} \quad (4.7)$$

Figura 28 – Medição da impedância de um disco perfurado na presença de fluxo paralelo.



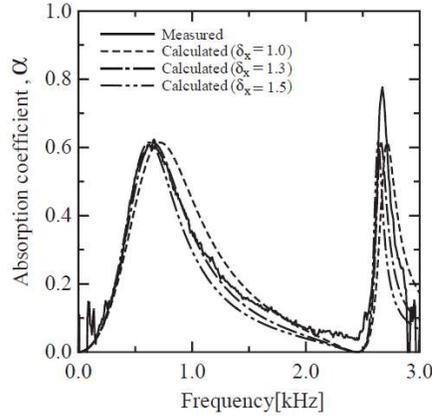
Fonte: Modificado de Munjal (1987).

O modelo acima desenvolvido por Rao e Munjal (1987) é válido na faixa linear, onde a velocidade de partícula não é elevada. Para adaptar tal fórmula para um caso que não se restrinja à faixa unicamente linear, Lee et. al (2003) apresenta a seguinte fórmula:

$$\xi = \frac{[7.337 * 10^{-3}(1 + 72.23M) + j\delta * 2.2245 * 10^{-5}(1 + 51t_w)(1 + 204d_h)f]}{\sigma} \quad (4.8)$$

Lee (2003) testou diferentes fatores de correção (δ) para seu caso e, de acordo com o estudo analisado na Figura 29 chegou-se à conclusão que $\delta = 1.3$ seria o valor que melhor representava o sistema.

Figura 29 – Comparação dos coeficientes de absorção estimados usando os fatores de correção da multiplicação com resultados experimentais.



Fonte: Lee (2004).

A modelagem apresentada por Lee (2004) será usada posteriormente no presente trabalho, uma vez que leva em consideração todos os parâmetros do caso estudado, bem como o sistema a ser empregado.

4.3 Impedância Analítica de Discos Perfurados

Além da modelagem citada na seção anterior, também será comparada a uma modelagem majoritariamente analítica desenvolvida por Betts (2000) utilizada em seu Ph.D que é definida por:

$$\begin{aligned} \xi = & \frac{16vt_w}{c\sigma C_D d_h^2} + 2.82 \frac{\sqrt{\omega v} t_w}{c\sigma C_D d_h} + \frac{\rho}{\rho_h} \frac{(1 - \sigma^2)}{2c(\sigma C_D)^2} |2V_b + 1.2V_{rms}| \\ & + i \left(\frac{kt_w}{\sigma C_D} + 2.82 \frac{\sqrt{\omega v} t_w}{c\sigma C_D d_h} + \frac{8}{3\pi} \frac{d_h}{\psi'(\sigma)} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

A Equação 4.9 é chamada de *Perforate Compressible Bias Flow Intermediate Frequency (PCBFIF) model*. O modelo PCBFIF atende às necessidades do trabalho em questão,

uma vez que leva em consideração tanto fatores como interação entre furos, quanto correção de terminação, coeficiente de descarga e compressibilidade.

Para silenciadores automotivos com tubos concêntricos perfurados algumas outras modelagens mais complexas foram desenvolvidas visando um ajuste mais preciso de suas especificidades como demonstrado por Elnady e Åbom (2016):

$$\xi = \theta + jX \quad (4.10)$$

$$\theta = Re \left[\frac{jk}{\sigma C_D} \left(\frac{t}{F(\mu')} + \frac{\delta_{re}}{F(\mu)} \right) \right] + \frac{1}{\sigma} \left(1 - \frac{2J_1(kd)}{kd} \right) + \frac{0.3}{\sigma} M_g + \frac{1.15M_b}{\sigma C_D} \quad (4.11)$$

$$X = Im \left[\frac{jk}{\sigma C_D} \left(\frac{t}{F(\mu')} + \frac{0.5d}{F(\mu)} f_{int} \right) \right] \quad (4.12)$$

$$F(\mu) = 1 - \frac{4J_1(Kd/2)}{KdJ_0(Kd/2)} \quad (4.13)$$

$$\delta_{re} = 0.2d + 200d^2 + 16000d^3 \quad (4.14)$$

$$f_{int} = 1 - 1.47\sqrt{\sigma} + 0.47\sqrt{\sigma^3} \quad (4.15)$$

$$K = \sqrt{\frac{j\omega}{v}} \quad (4.16)$$

$$v = \frac{\mu}{\rho} \quad (4.17)$$

$$\mu' = 2.179\mu \quad (4.18)$$

onde, μ é denota a viscosidade cinemática, C_D denota o coeficiente de descarga experimental, J representa a função de Bessel, f_{int} e δ_{re} representam fatores experimentais de correção, M_g

denota o número de Mach do fluxo transversal na superfície e M_b denota o número de Mach dentro do orifício.

4.4 Cálculo da Perda por Transmissão de Discos Perfurados

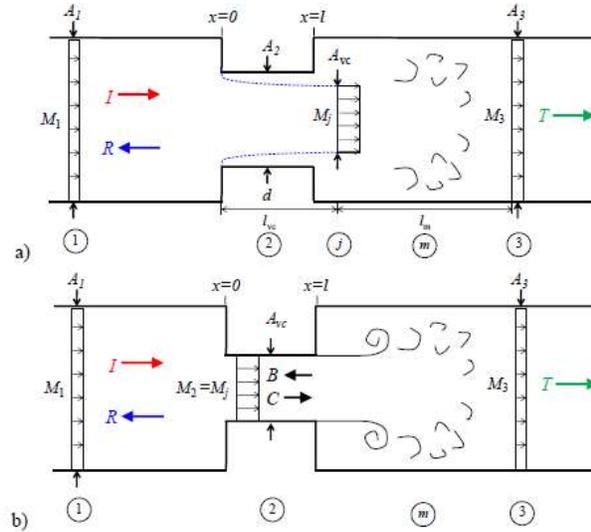
Para o trabalho vigente serão consideradas três modelagens diferentes de discos perfurados. Uma totalmente empírica (Iljae Lee, 2005), outra semi-empírica (D.H Lee, 2003) e uma terceira totalmente analítica (Betts, 2000). Essas últimas duas modelagens são baseadas no modelo proposto no capítulo anterior usado para cálculo da impedância de uma placa perfurada e serve como dado de entrada para utilização de métodos analíticos.

Partindo para uma análise de aplicação de uma única placa perfurada, o cálculo da perda por inserção ou perda por transmissão na presença de fluxo perpendicular é baseado no trabalho de Vincent Phong e Dimitri Papamoschou (2012). O disco perfurado é modelado como se fosse um único duto contendo uma única câmara de contração na presença de um fluxo perpendicular como ilustrado pela Figura 31. Os subscritos $1, 2, j, m$ e 3 são usados de referência para cada uma das regiões à jusante da contração, na contração, na região chamada *vena contracta*, região de mistura à montante da contração e da região com escoamento totalmente desenvolvido, respectivamente.

Sendo a contração uma descontinuidade geométrica, para o número de Reynolds no interior do orifício considera-se que é suficientemente grande para que a viscosidade cause efeito unicamente no descolamento do escoamento à montante da quina viva como ilustrado pela Figura 30.

Um jato é formado à jusante da contração e, ao possuir sua menor área, é chamado de *vena contracta* (A_{VC}). Nesse local, a densidade, número de Mach (M_j) e pressão são praticamente uniformes. Perdas irreversíveis ocorrem na região de mistura à jusante, tais perdas nessa modelagens serão consideradas como flutuações de entropia. A uma certa distância ($x = l_m$) à jusante da expansão, as propriedades médias do escoamento assim como acústicas são aproximadas como unidirecionais - região 3 da Figura 31 (PAPAMOSCHOU, 2015).

Figura 30 – Câmara de contração usada para modelar discos perfurados: a) sendo a área de contração correspondendo ao diâmetro perfurado; b) sendo área de contração igual à área de *vena contracta*.



Fonte: Phong e Papamoschou (2015).

Para a análise efetuada, a região dois será considerada como unidimensional e paralela ao eixo do duto. O número de Mach do jato nessa região $M_2 = M_j$ é subsônico e o comprimento de onda acústico assume-se que é maior que o diâmetro da contração. Sendo assim, possível aproximar o caso para uma propagação acústica unidimensional nas regiões 1, 2 e 3.

Para as regiões 1 e 2 se assume que o escoamento é inviscido e isentrópico, sendo assim, tem-se a forma integral para a conservação de massa e energia:

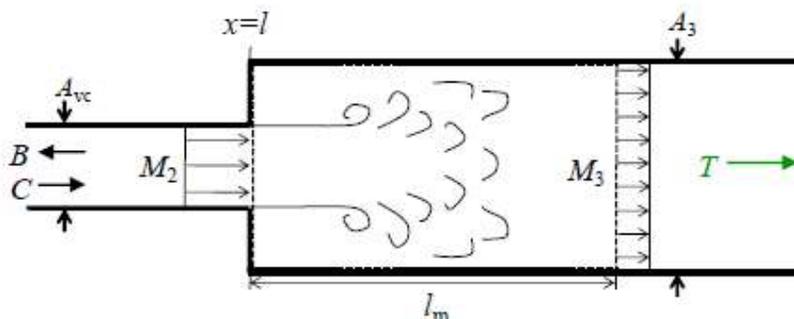
$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \beta C_c \quad (4.19)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2} \quad (4.20)$$

$$\frac{p_1}{\rho_1^\gamma} = \frac{p_2}{\rho_2^\gamma} \quad (4.21)$$

Cabe salientar que a Equação 4.19 leva em consideração a área de estrição (área de *vena contracta*) $A_{VC} = A_2 = A_1\beta C_c$. Na região após a estrição, as mesmas equações de conservação são também aplicadas como ilustrado pela Figura 31.

Figura 31 – Volume de controle na região 1.



Fonte: Phong e Papamoschou (2015).

Desprezando a perda por atrito nas paredes do duto, é possível escrever a equação de conservação de momentum para esse volume de controle da seguinte forma:

$$p_2 + \rho_2 u_2^2 \beta C_c = p_3 + p_3 + \rho_3 u_3^2 \quad (4.22)$$

onde, C_c denota o coeficiente de contração e pode ser obtido por meio do coeficiente de descarga $C_c = C_D/0.98$ e, para o coeficiente de descarga, tem-se:

$$C_D = K \left(\frac{d}{P} \right)^{0.10} \quad (4.23)$$

No qual K é especificado através do número de Reynolds na contração, $Re = u_2 d / \nu$. A distância entre as perfurações, P, é determinado baseado no padrão da perfuração executada. Para furos retangulares, P é definido como (PAPAMOUSHOU, 2015):

$$P = 0.89 \frac{d}{\sqrt{\beta}} \quad (4.24)$$

E, para um padrão triangular:

$$\overline{P} = 0.9498 \frac{d}{\sqrt{\beta}} \quad (4.25)$$

Por meio da conservação de massa, energia e momentum, tem-se as Equações 4.19 a 4.22 que definem as propriedades do escoamento em todo volume de controle. Considerando excitações harmônicas na forma exponencial $e^{i\omega t}$, a pressão acústica que rege a ilustração da Figura 31-b pode ser definida como:

$$p'(x, t) = I e^{i\left(\omega t - \frac{kx}{1+M_1}\right)} + R e^{i\left(\omega t - \frac{kx}{1-M_1}\right)}, \quad x < 0 \quad (4.26)$$

$$p'(x, t) = B e^{i\left(\omega t - \frac{kx}{1+M_2}\right)} + C e^{i\left(\omega t - \frac{kx}{1-M_2}\right)}, \quad 0 \leq x < 1 \quad (4.27)$$

$$p'(x, t) = T e^{i\left(\omega t - \frac{kx}{1+M_3}\right)}, \quad x > 1 \quad (4.28)$$

Considerando uma propagação unidimensional e isentrópica, as flutuações de densidade e velocidade se correlacionam com a flutuação de pressão por meio de:

$$u' = \frac{\overline{\mp} p'}{\rho c} \quad (4.29)$$

$$\rho' = \frac{p'}{c^2} \quad (4.30)$$

Para a região 3 a flutuação da densidade acústica pode ser desenvolvida em termos de pressão e flutuação de entropia da seguinte forma:

$$\rho'_3 = \frac{p'_3}{c_3^2} - \frac{\overline{p}_3 \overline{T}_3 (\gamma - 1) s'_3}{c_3^2} \quad (4.31)$$

A segunda parte da equação indica a perturbação a partir da relação isentrópica expressa pela Equação 4.30, podendo então a Equação 4.31 ser reorganizada da seguinte forma:

$$\rho'_3 = \frac{p'_3 + \delta}{c_3^2} \quad (4.32)$$

O valor do delta de Krönecker (δ) varia de acordo com o caso especificado e serve para calibrar o sistema.

Autores como Phong e Papamoschou (2012) demonstraram a importância de representar na modelagem a terminação do duto, sendo uma componente essencial para o cálculo da perda de transmissão de discos perfurados na ausência de fluxo perpendicular.

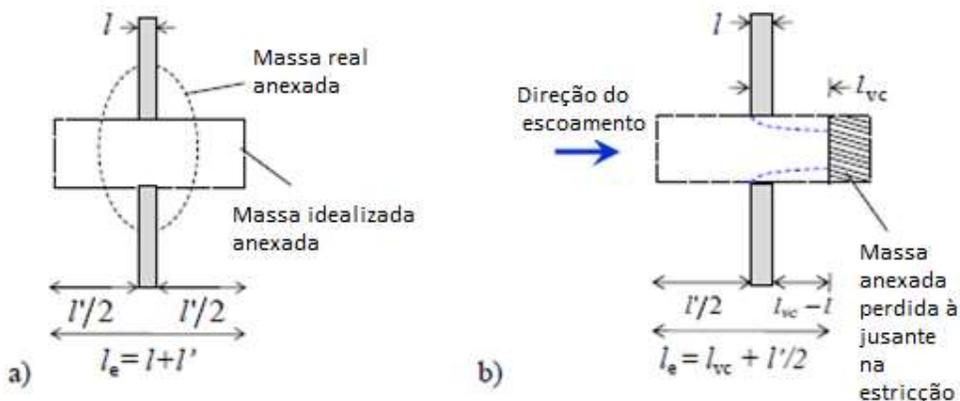
Tais autores definem a correção de terminação assim como efeitos de interação entre furos por meio da seguinte fórmula da espessura do disco perfurado:

$$l' = \frac{8d}{3\pi\psi(\beta)} \quad (4.33)$$

O coeficiente $\psi(\beta)$ se trata do coeficiente de Fok, no qual foi primeiramente retratado por Fok em 1941 e representa a interação acústica entre as perfurações do disco. Sendo a Equação 4.33 definida para casos na ausência de escoamento, a mesma pode ser trabalhada para incluir o efeito do escoamento. Sua aplicabilidade se restringe à escoamentos irrotacionais.

Em um artigo desenvolvido por Melling (1973), é dissertado a respeito do efeito do fluxo perpendicular sobre a correção de terminação em discos perfurados. Tal autor defende que na região onde o fluxo sofre mais restrição o escoamento é laminar e se torna turbulento a jusante, adicionalmente, uma massa de reatância é considerada existente no centro do furo e após esse ponto é destruída. Sendo assim, a modificação da massa em Apêndice é determinada em função da vena contracta do jato. Podendo ser ilustrada pela Figura 32, criada por Melling:

Figura 32 – Correção de terminação associado a um único furo a) na ausência de escoamento; b) na presença do escoamento.



Fonte: Modificado de Melling (1987).

O comprimento da vena contracta, l_{vc} , é definido como a distância entre a superfície da placa e do local da vena contracta. O local aproximado da vena contracta de um jato foi estudado e determinado numericamente por Rouse e Abul-Fetouh (1950) e será utilizado nesse trabalho o valor de $l_{vc} = 1.4a$. Dependendo do valor de l_{vc} pode-se ter três diferentes casos que são utilizáveis para o cálculo da correção de terminação:

$$\begin{aligned}
 l_e &= l + l' & ; & \quad l_{vc} > l'/2 \\
 l_e &= \frac{l'}{2} + l_{vc} & ; & \quad l < l_{vc} < l'/2 \\
 l_e &= l + \frac{l'}{2} & ; & \quad l_{vc} < l
 \end{aligned}
 \tag{4.34}$$

onde, l' denota o coeficiente de correção para terminação expresso pela Equação 4.33.

Ao aplicar as perturbações acústicas à velocidade, pressão e à densidade, assim como desenvolver as equações de continuidade para as regiões 1, 2 e 3, equação de conservação de momentum à região 3 e conservação de energia às regiões 1, 2 e 3 é possível chegar a um sistema linear que pode ser escrito da seguinte forma matricial desenvolvida por Papamoushou (2015):

$$\begin{pmatrix} 0 & K_5 & -K_3 & -K_3 & -K_4 \\ K_2 & -K_7 & -K_8 & 0 & 0 \\ 0 & K_9 & K_{10} & -K_{11} & -K_{12} \\ 0 & -K_{17} & -K_{18} & K_{15} & K_{16} \\ K_{14} & -K_{19} & -K_{20} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R \\ B \\ C \\ T \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -K_1 \\ 0 \\ 0 \\ -K_{13} \end{pmatrix} I \quad (4.35)$$

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{1+M_1}{c_1} & K_6 &= -\beta C_c \frac{1-M_2}{c_2} e^{ik_2^+ l_{e,b}} & K_{11} &= (1+M_3)^2 e^{-ik_3^+(l_{e,b}+l_m)} & K_{16} &= \frac{-1}{\bar{\rho}_3(\gamma-1)} e^{-ik_3^+(l_{e,b}+l_m)} \\ K_2 &= -\frac{1-M_1}{c_1} & K_7 &= \beta C_c \frac{1+M_2}{c_2} & K_{12} &= M_3^2 e^{-ik_3^-(l_{e,b}+l_m)} & K_{17} &= \frac{1+M_2}{\bar{\rho}_2} e^{-ik_2^+ l_{e,b}} \\ K_3 &= \frac{1+M_3}{c_3} e^{-ik_3^+(l_{e,b}+l_m)} & K_8 &= -\beta C_c \frac{1-M_2}{c_2} & K_{13} &= \frac{1+M_1}{\bar{\rho}_1} & K_{18} &= \frac{1-M_2}{\bar{\rho}_2} e^{ik_2^+ l_{e,b}} \\ K_4 &= \frac{M_3}{c_3} e^{-ik_3^-(l_{e,b}+l_m)} & K_9 &= \beta C_c [M_2^2 + 2M_2] e^{-ik_2^+ l_{e,b}} & K_{14} &= \frac{1-M_1}{\bar{\rho}_1} & K_{19} &= \frac{1+M_2}{\bar{\rho}_2} \\ K_5 &= \beta C_c \frac{1+M_2}{c_2} e^{-ik_2^+ l_{e,b}} & K_{10} &= \beta C_c [M_2^2 - 2M_2] e^{ik_2^+ l_{e,b}} & K_{15} &= \frac{(1+M_3)}{\bar{\rho}_3} e^{-ik_3^+(l_{e,b}+l_m)} & K_{20} &= \frac{1-M_2}{\bar{\rho}_2} \end{aligned}$$

Uma vez que a área de entrada é igual a área de saída, pode-se escrever a perda por transmissão (TL) como (PAPAMOSCHOU, 2015):

$$TL_T = 10 \log_{10} \left(\frac{\bar{\rho}_3 c_3 (1 + M_1)^2 |I|^2}{\bar{\rho}_1 c_1 (1 + M_3)^2 |T|^2} \right) \quad (4.36)$$

Equação 4.36 é definida para cálculo da perda por transmissão de uma única placa perfurada na presença de fluxo perpendicular.

Da mesma forma, para o caso estacionário, podemos utilizar a Figura 31-b e aplicar para os três diferentes segmentos a equação de conservação de massa e continuidade, assim como conhecendo a distribuição de pressão no interior do duto e a onda acústica sendo propagada, temos:

$$\begin{aligned} p' &= I e^{i\omega(t-x/c)} + R e^{i\omega(t+x/c)} & , & \quad x < 0 \\ p' &= B e^{i\omega(t-x/c)} + C e^{i\omega(t+x/c)} & , & \quad 0 \leq x \leq l \\ p' &= T e^{i\omega(t-x/c)} & , & \quad x > l \end{aligned} \quad (4.37)$$

$$\rho_0 A_1 u_1 = \rho_0 A_2 u_2$$

A partir dessas equações e aplicando substituição simples, chega-se à equação de perda por transmissão para um meio estacionário (PAPAMOSCHOU, 2012):

$$TL_T = 10 \log_{10} \left(\frac{|I|^2}{|T|^2} \right) \quad (4.38)$$

Para a área de contração do duto:

$$TL_T = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{4} \left(\frac{A_1}{A_2} - \frac{A_2}{A_1} \right)^2 \text{sen}^2 \left(\frac{\omega l}{c} \right) \right) \quad (4.39)$$

Da mesma forma que o caso anterior, visando a correção de saída, para a espessura efetiva do disco perfurado (PAPAMOSCHOU, 2012):

$$l_{eff} = l + \varepsilon d \quad (4.40)$$

Onde, d é o diâmetro do furo do disco perfurado e ε o fator de correção que é expresso por:

$$\varepsilon = \frac{8}{3\pi\psi(\beta)} \quad (4.41)$$

Sendo $\psi(\beta)$ a função de Fok que incorpora o efeito de interação entre furos e pode ser representado pela equação:

$$\psi(\beta) = \left(1 - 1.40925\beta^{\frac{1}{2}} + 0.33818\beta^{\frac{3}{2}} + 0.06793\beta^{\frac{5}{2}} - 0.02287\beta^3 + 0.03015\beta^{\frac{7}{2}} - 0.01641\beta^4 \right)^{-1} \quad (4.42)$$

Onde β é a razão da área menor sobre a área maior $\left(\frac{A_2}{A_1} \right)$.

Incorporando na Equação 4.39 a espessura efetiva, bem como substituindo a razão de áreas por β , temos (PAPAMOSCHOU, 2012):

$$TL_T = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\beta} - \beta \right)^2 \text{sen}^2 \left[k \left(l + \frac{8d}{3\pi\psi(\beta)} \right) \right] \right) \quad (4.43)$$

Assim como na Equação 4.36, a Equação 4.43 representa o cálculo analítico da Perda por Transmissão analítica de um disco perfurado, porém, a Equação 4.43 é utilizada na ausência de escoamento.

Como será explicado posteriormente, pode-se calcular também a perda por transmissão por meio da Método da Matriz de Transferência, no entanto, caso seja um conjunto de discos perfurados em sequência, as Equações 4.36 e 4.43 não se aplicam e o ideal é a utilização do Método da Matriz de Transferência.

5 Método Analítico Aplicado para a Análise Acústica de Sistemas de Dutos

Para o trabalho, optou-se pela escolha do método analítico denominado Método da Matriz de Transferência (MMT). A escolha baseou-se no fato de que, para a realização de análises acústicas de mais de um disco perfurado, tal método é computacionalmente mais barato de ser utilizado, atende às exigências do problema, se encontra validado pela literatura, bem como é capaz de discretizar toda uma montagem ao longo de um sistema acústico e, facilmente, se pode modificá-lo para adicionar ou subtrair elementos na análise, permitindo assim o desenvolvimento de uma metodologia ótima e flexível para os mais diversos projetos.

Procedimentos unicamente numéricos não foram empregados uma vez que são extramamente "caros" computacionalmente por demandar elevado tempo para se obter resposta na resolução de problemas envolvendo o emprego de discos perfurados.

Métodos analíticos baseados em analogias elétricas não são capazes de resolução trivial a partir do emprego de mais de uma placa perfurada, inviabilizando assim seu emprego para um carretel de discos (BERANEK, 2012). Analogias vibro-acústicas são inviáveis para discos perfurados com elevado número de furos devido a demanda de elevados componentes modelados paralelamente.

O MMT utilizado é capaz de interligar dados de entrada e saída de um sistema por meio da compreensão e conhecimento de uma matriz representativa dos elementos intermediários denominados filtros acústicos (MUNJAL, 1987).

Filtros acústicos podem ser identificados por um ou mais elementos posicionados entre a fonte e o receptor da onda acústica (MUNJAL, 1987). Tais filtros podem atenuar a amplitude da onda acústica nas mais diferentes frequências e de variados métodos.

Dos modos de atenuação passivos tem-se passivo resistivo e passivo reativo, sendo que, o que é tratado neste trabalho é o último mencionado.

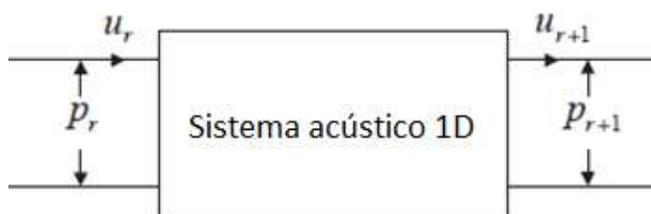
Para esta seção do trabalho será desenvolvido o Método da Matriz de Transferência (MMT), bem como apresentada a teoria de desempenho acústico dos filtros.

5.1 Método da Matriz de Transferência (MMT)

A matriz de transferência de um elemento atenuador de ruído sonoro é função da geometria, variáveis de estado do meio, velocidade média do escoamento e propriedades do duto (BERANEK, 2006).

Nesta metodologia cada componente do circuito relaciona a pressão acústica e a velocidade de volume e pressão da partícula do fluido nas extremidades do mesmo (JEFFERSON, 2018), vide Figura 33.

Figura 33 – Representação de um elemento acústico de quatro polos.



Fonte: Modificado de Lee (2002).

Sendo assim, o elemento r , relaciona as variáveis de estado (p, v) , da entrada, com os elementos $r + 1$, da saída (MUNJAL, 1987).

Este circuito pode ser representado por um elemento de quatro polos. Na forma matricial, o mesmo é conhecido como matriz de transferência (MUNJAL, 1987), (INSTVÁN & BERANEK, 2006). Logo, tem-se:

$$\begin{bmatrix} p_n \\ v_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{n+1} \\ v_{n+1} \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

De acordo com a Equação 5.1, os elementos da matriz são dados pelas seguintes relações (MUNJAL, 1987):

$$T_{11} = \left. \frac{p_r}{p_{r-1}} \right|_{v_{r-1}=0} \quad (5.2)$$

$$T_{12} = \frac{p_r}{v_{r-1}} \Big|_{p_{r-1}=0} \quad (5.3)$$

$$T_{21} = \frac{v_r}{p_{r-1}} \Big|_{v_{r-1}=0} \quad (5.4)$$

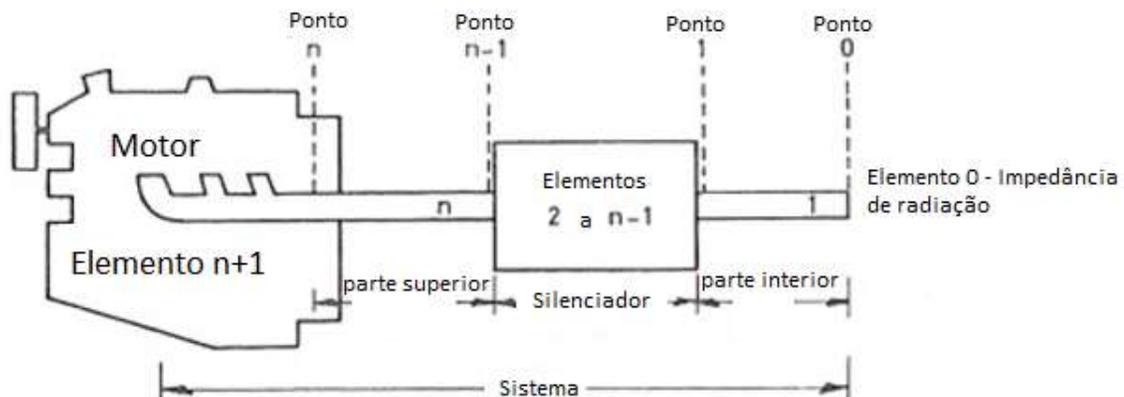
$$T_{22} = \frac{v_r}{v_{r-1}} \Big|_{p_{r-1}=0} \quad (5.5)$$

onde, p_{r-1} denota a pressão referenciada no elemento antecessor e v_{r-1} denota a velocidade de volume no elemento antecessor.

As relações de valor para essas equações denotam condições de contorno físicas para manipulação das MMT. Uma consequência destas relações é que cada um dos elementos da matriz para um dado componente, ou subsistema, pode ser medido experimentalmente, ou calculado a partir de modelos virtuais, como a técnica dos elementos finitos (MUNJAL, 1987).

O MMT é aplicado para os mais diversos casos, como por exemplo, para modelar analiticamente sistemas de exaustão. Para sua aplicação é necessário dividir o sistema em diferentes partes (como exemplificado na Figura 34), sendo cada uma delas substituída por uma matriz de transferência específica, que carrega características únicas de cada parte, bem como informações de entrada no domínio.

Figura 34 – Típico sistema de exaustão.



Fonte: Munjal (1978).

Para cada um dos volumes de controle determinado na Figura 35 tem-se uma matriz de transferência genérica, sendo:

$$[T_n] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

E, para um conjunto completo, a matriz de transferência de um sistema composto por n elementos podem ser obtida aplicando-se sucessivamente a Equação 5.6 (THIEME, 2000), (MUNJAL, 1987), (CANDIDO, 2016), (INSTVÁN & BERANEK, 2006). Logo, tem-se:

$$T_{sistema} == T^{(1)}T^{(2)} \dots T^{(r)} \dots T^{(n)} \quad (5.7)$$

Em certos casos a matriz pode ser, também, influenciada por efeitos não-lineares, como modos de ordem superior e gradientes de temperatura, que também podem ser retratados no método (BERANEK, 2006).

Para o desenvolvimento analítico do trabalho vigente escolheu-se optar por esse método uma vez que serão utilizados múltiplos discos perfurados, inviabilizando assim a aplicação do método de equivalência eletroacústica que atende bem problemas esquematizados com uma única camada de perfurado, como explanado por Lee (2002), uma vez que, com o uso de mais placas perfuradas a ordem do sistema elétrico torna-se demasiadamente elevada.

5.1.1 Matriz de transferência de elementos reativos

Nesta seção serão apresentadas as matrizes de transferência para elementos passivos reativos de atenuação de ruído, adotadas para o trabalho em questão.

5.1.1.1 Duto de seção uniforme

Levando-se em consideração a propagação de ondas planas para aplicabilidade do método de matriz de transferência, tem-se as seguintes equações (MUNJAL, 1987), (INSTVÁN & BERANEK, 2006):

$$p = e^{jMkz} (Ae^{-jkz} + Be^{jkz}) \quad (5.8)$$

$$v = \frac{e^{jMkz}}{Y} (Ae^{-jkz} - Be^{jkz}) \quad (5.9)$$

Considerando-se, inicialmente, sem o escoamento de um fluido, para o elemento r em $z = 0$, e o elemento $r - 1$ em $z = l$, tem-se:

$$p_r = A_r + B_r \quad (5.10)$$

$$v_r = \frac{1}{Y_r} (A_r - B_r) \quad (5.11)$$

$$p_{r-1} = A_r e^{-jkl} + B_r e^{jkl} \quad (5.12)$$

$$v_{r-1} = \frac{1}{Y_r} (A_r e^{-jkl} - B_r e^{jkl}) \quad (5.13)$$

Reorganizando as equações 5.10 a 5.13, de forma a eliminar as constantes A_r e B_r , obtem-se:

$$\begin{bmatrix} p_{r-1} \\ v_{r-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kl) & -jY_r \sin(kl) \\ -\frac{j}{Y_r} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_r \\ v_r \end{bmatrix} \quad (5.14)$$

Invertendo a matriz acima, obtem-se a matriz desejada, (MUNJAL, 1987) (INSTVÁN & BERANEK, 2006):

$$T_{tubo\ uniforme, sem\ escoamento} = \begin{bmatrix} \cos(kl) & jY_r \sin(kl) \\ \frac{j}{Y_r} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \quad (5.15)$$

Ou, para o caso com escoamento:

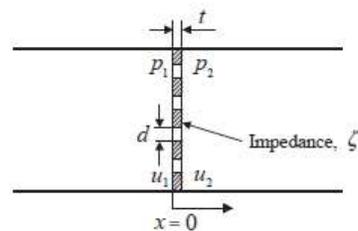
$$T_{tubo\ uniforme, com\ escoamento} = e^{-jMkl} \begin{bmatrix} \cos(kl) & jY_r \sin(kl) \\ \frac{j}{Y_r} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

5.1.1.2 Discos perfurados

Os primeiros modelos descritos para matriz de transferência de elementos perfurados foram descritos por Sullivan e Crocker (1978).

Sendo discos perfurados um elemento de atenuação passiva reativa, seus principais parâmetros são ilustrados na Figura 35.

Figura 35 – Painei Perfurado.



Fonte: Lee (2004).

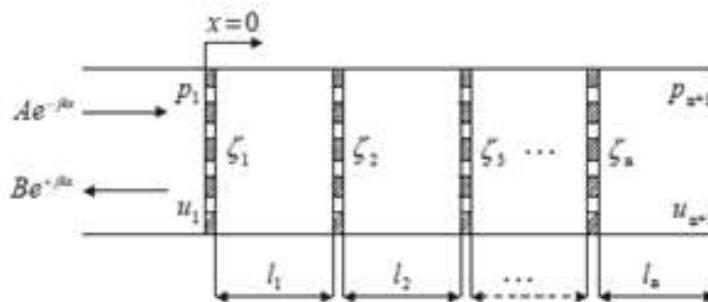
No caso de discos perfurados, como exemplificado na Figura 35, a matriz de transferência de quatro polos pode ser expressa como (Lee, 2002):

$$T_{Disco\ Perfurado} = \begin{bmatrix} P_{11} & P_{12} \\ P_{21} & P_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \rho_0 c_0 \xi \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.17)$$

onde, ξ representa a impedância acústica normalizada do disco.

A expressão desenvolvida na Equação 5.17 é baseada na premissa que a espessura do painel é tão fina, comparada ao comprimento de onda acústica, que se torna possível desprezar a diferença de fase da velocidade de partícula entre as duas faces do disco perfurado. Também, pode-se utilizar mais de um único disco perfurado como ilustrado da Figura 36.

Figura 36 – Carretel de discos perfurados.



Fonte: Modificado de Lee (2002).

No caso de aplicação de múltiplos discos perfurados, separados por um determinado comprimento de duto reto, como visto na Figura 36, a matriz de transferência total ainda obedece à regra:

$$[T] = [T_{PP}]_1 [T_{te}]_1 \cdots [T_{PP}]_n [T_{te}]_n \quad (5.18)$$

onde, $[T_{PP}]_1$ denota a matriz de transferência da placa perfurada com índice 1 e $[T_{te}]_1$ denota a matriz de transferência do tubo uniforme com escoamento de índice 1. Logo, as variáveis de estado que fazem a correlação do estado de entrada e de saída para um duto de parede rígida é descrito por:

$$\begin{bmatrix} p_n \\ v_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{n+1} \\ v_{n+1} \end{bmatrix} \quad (5.19)$$

Outro importante fator a ser analisado em discos perfurados, assim como qualquer outro método de atenuação, é o coeficiente de reflexão que é simbolizado por:

$$\gamma = \frac{T_{11} - \rho c T_{21}}{T_{11} + \rho c T_{21}} \quad (5.20)$$

O coeficiente de reflexão e a impedância acústica normalizada para a onda incidente, $z = (p_1/u_1)\rho c$ relacionam-se da seguinte maneira:

$$\frac{z}{\rho c} = \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} \quad (5.21)$$

Sendo assim, como o coeficiente de absorção (α) pode ser definido como $\alpha = 1 - |\gamma|^2$, o mesmo pode ser expresso em termos da impedância normalizada. Assim, tem-se:

$$\alpha = \frac{4 \operatorname{Re} \left(\frac{z}{\rho c} \right)}{\left[1 + \operatorname{Re} \left(\frac{z}{\rho c} \right) \right]^2 + \left[\operatorname{Im} \left(\frac{z}{\rho c} \right) \right]^2} \quad (5.22)$$

onde, Re e Im representam a parte real e a parte imaginária, respectivamente, da impedância acústica normalizada.

Uma vez que a reatância é função da frequência, o coeficiente de absorção torna-se máximo na frequência que faz com que a reatância ($\operatorname{Im} \left(\frac{z}{\rho c} \right)$) se iguale a zero, isto é, frequência de ressonância do sistema (Lee, 2004).

5.1.2 Critérios de desempenho de filtros acústicos

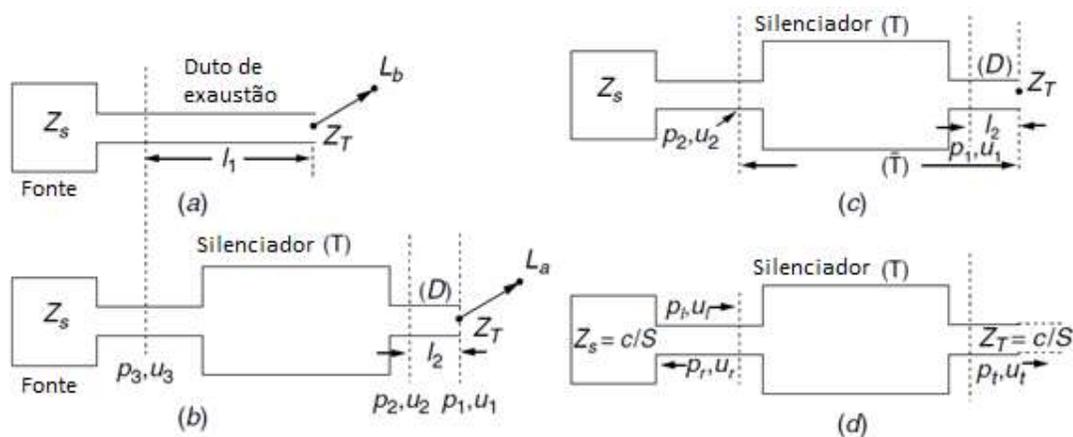
Os critérios mais comuns usados para determinação do desempenho acústico de atenuadores de ruído são:

- Perda por inserção (IL);
- Redução de Ruído (NR);
- Perda por Transmissão (TL).

Todos os três critérios descritos usam uma diferença de nível de pressão sonora como um indicador de desempenho; portanto, eles não requerem conhecimento explícito da potência sonora de fonte p_s . (Beranek, 2006).

O número de parâmetros necessários para a medição da performance do atenuador de ruído depende também da escolha de qual parâmetro de desempenho será utilizado para análise. Sendo assim, todos os parâmetros necessários estão ilustrados na Figura 37, conforme o indicador de desempenho.

Figura 37 – Parâmetros usados para a determinação de (a,b) Perda por inserção, (c) Redução de Ruído, e (d) Perda por Transmissão.



Fonte: Modificado de Beranek (2006).

5.1.2.1 Perda por inserção (IL)

A perda por inserção é definida pela diferença entre a potência acústica irradiada sem qualquer filtro e com o filtro. Matematicamente é dada como (MUNJAL, 1978):

$$IL = L_b - L_a = 20 \log \left| \frac{p_b}{p_a} \right| \quad (5.23)$$

onde, p_b , p_a , L_a e L_b representam as medições de pressão sonora e nível de pressão sonora, respectivamente, na mesma localização em relação à saída da exaustão, com e sem o dispositivo de controle de ruído.

Utilizando o MMT pode-se desenvolver também a equação da IL , como:

$$IL = 20 \log \left| \frac{T_{11}Y_T + T_{12} + T_{21}Y_S Y_T + T_{22}Y_S}{Z_T + Z_S} \right| \quad (5.24)$$

onde, Y_T denota a impedância da terminação, Y_S denota a impedância da fonte de ruído e T_{ij} representa o elemento da matriz de transferência do dispositivo atenuador de ruído.

Mesmo a IL sendo um dos melhores parâmetros para a determinação do desempenho de um dispositivo atenuador de ruído, na maior parte das vezes, é utilizado a Perda por Transmissão (TL) como parâmetro base, uma vez que na IL é necessária a medição da impedância da fonte que, por sua vez, é extremamente difícil de se obter na maioria das ocasiões.

5.1.2.2 Redução de ruído (LD)

A Redução de Ruído (LD) é a diferença de nível de pressão sonora em dois pontos arbitrariamente selecionados, um no duto de exaustão, posição n , e outro no duto de entrada, posição 1, como ilustrado pela figura 38.

Figura 38 – Definição de Redução de Ruído (LD).



Fonte: Modificado de Munjal (1987)

Simbolicamente, (Munjál, 1978):

$$LD = 20 \log \left| \frac{p_n}{p_1} \right| [dB] \quad (5.25)$$

Sendo possível, também, sua representação por meio do MMT (BERANEK, 2006):

$$LD = 20 \log \left| \frac{T_{11}Y_T + T_{12}}{D_{11}Y_T + D_{12}} \right| \quad (5.26)$$

onde, D_{ij} representa a Matriz de Transferência do tubo na descarga do silenciador, T_{ij} representa a Matriz de Transferência do dispositivo atenuador de ruído e Y_T denota a impedância da terminação.

Assim como a IL, a LD não utiliza a hipótese de uma terminação anecóica para o silenciador pois visam o projeto de um sistema completo em funcionamento normal, podendo assim confrontar com dados experimentais (MUNJAL, 1987).

5.1.2.3 Perda por transmissão (PT)

A perda por transmissão, PT, é definida como a diferença entre o nível de potência sonora entre a onda incidente, i , no silenciador e a onda transmitida, t , para o caso de uma terminação anecóica (MUNJAL, 1987), (INSTVÁN & BERANEK, 2006). A PT pode ser expressa pela seguinte equação logarítmica:

$$PT = NWS_i - NWS_t = 10 \log \left(\frac{W_i}{W_t} \right) \quad (5.27)$$

Assim, como a PI, a PT pode ser calculada a partir da matriz de transferência do silenciador, T , utilizando a seguinte equação (INSTVÁN & BERANEK, 2006):

$$PT = 20 \log \left(\left| \frac{T_{11} + \left(\frac{s}{c}\right) T_{12} + \left(\frac{c}{s}\right) T_{21} + T_{22}}{2} \right| \right) \quad (5.28)$$

onde, c denota a velocidade do som na temperatura desejada e S a área da seção transversal do duto em questão.

Entre os critérios de performance a PT é o de mais fácil predição, pois a impedância da fonte não é levada em conta e a saída é modelada como anecóica. Desta forma, este parâmetro de desempenho é o mais utilizado na etapa de projeto do dispositivo atenuador de ruído (INSTVÁN & BERANEK, 2006).

6 Métodos Numéricos Aplicados para a Análise Acústica de Sistemas de Dutos

Para o desenvolvimento da metodologia proposta foi necessário a utilização de dois métodos numéricos, de forma complementar. O Método dos Elementos Finitos (FEM) foi necessário para a análise dos modos acústicos no interior do duto a ser tratado, visando a melhor posição possível dos discos perfurados fora de pontos nodais e o Método dos Volumes Finitos (FVM) foi utilizado para o cálculo da velocidade e pressão estática do escoamento na região dos furos.

6.1 Dinâmica de Fluidos Computacional

O estudo da dinâmica de fluidos é o campo da física que tem como objetivo a análise do efeito de forças atuantes em fluidos (NAKAYAMA, 2018). Como as equações diferenciais que regem tais mecanismos são extremamente complexas, é realizado uma série de simplificações para tornar praticável a utilização das mesmas em problemas cotidianos.

As equações utilizadas são denominadas equações de Navier-Stokes e descrevem matematicamente a quantidade de movimento e a transferência de massa em qualquer escoamento de um dado fluido. Essas equações definem que, variações no momentum e aceleração de uma partícula fluida são resultantes das alterações na pressão e forças viscosas, que se originam na interação molecular atuante no fluido (WOLFRAM, 2012)

Os softwares de dinâmica de fluidos computacional (CFD) simulam qualquer problema de escoamento por meio da resolução dessas diferenciais parciais que definem analiticamente o problema (MISHRA, 2018).

A base para o estudo do escoamento de um fluido parte de sua discretização em pequenas unidades de volume, com dimensões bem definidas nos eixos x , y e z , que podem ser imaginadas como elementos cúbicos. Como as fronteiras são interligadas, formando uma cadeia de elementos, a excitação de um elemento através de acréscimo de massa, imposição de pressão ou aumento de velocidade, faz com que ele reverbere pelos demais (DE PAULA, 2019).

Para resolução do problema proposto no trabalho são realizadas uma série de simplificações do escoamento visando a melhor solução possível das equações diferenciais. Sendo então relevante para apresentação a equação de conservação da massa e equação de momentum linear.

Segundo Malalasekera (2007) a equação da conservação da massa em três dimensões pode ser descrita como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho V) = 0 \quad (6.1)$$

onde, ρ denota a massa específica [kg/m^3], V [m/s] representa a magnitude de velocidade e t [s] denota o tempo.

A técnica CFD prediz o escoamento por meio das seguintes abordagens que podem ser usadas separadamente: i) Direct Numerical Simulation (DNS); ii) Large Eddy Simulation (LES); iii) Reynolds-Avaraged Naiver-Stokes (RANS).

O modelo RANS simula a solução do escoamento como resultado do cálculo da média das variáveis de estado em regime estacionário ou transiente (MISHRA, 2018), sendo a velocidade u definida como:

$$u = U + u' \quad (6.2)$$

onde, u' denota a flutuação de velocidade em torno da velocidade média e U a média de velocidade variando no tempo.

Por outro lado, as equações de *momentum* são provenientes da segunda lei de Newton. Sendo que, as forças presentes para a dedução das mesmas podem ser de superfície ou de corpo (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007), como mostrado pelas equações da seção 2.1 deste trabalho.

Na abordagem utilizada neste trabalho é considerado um regime permanente, logo, aplicando nas equações da quantidade de movimento e continuidade, tem-se:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (6.3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho u'^2})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho u'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho u'w'})}{\partial z} - S_u = \nabla \cdot (\mu \nabla U) - \nabla \cdot (\rho U \mathbf{V}) \quad (6.4)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho u'v'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho v'^2})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho v'w'})}{\partial z} - S_v = \nabla \cdot (\mu \nabla V) - \nabla \cdot (\rho V \mathbf{V}) \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial(\overline{\rho u'w'})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{\rho w'v'})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{\rho w'^2})}{\partial z} - S_w = \nabla \cdot (\mu \nabla W) - \nabla \cdot (\rho W \mathbf{V}) \quad (6.6)$$

Devido às flutuações constantes e aleatórias das propriedades do escoamento, o que perfaz um regime turbulento, necessita-se da aplicação de um modelo de turbulência. Para o presente trabalho optou-se pela utilização do modelo k- ϵ , em concordância com as simulações efetuadas no trabalho FAPEMIG EDT-101864/05. Tal modelo de turbulência se baseia no conceito de viscosidade turbulenta (μ_t):

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u'v'} = \mu_t \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (6.7)$$

onde, τ_{ij} denota o tensor de Reynolds.

Sendo assim, as equações de transporte para as quantidades turbulentas são dadas por (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007):

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (6.8)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1s} + \frac{\varepsilon}{k} (G_k + G_b C_{3s}) - C_{2s} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_s \quad (6.9)$$

onde, S_k e S_s consistem em tensores que alteram o gradiente e C , G , Y e σ , com seus respectivos subscritos, denotam coeficientes variáveis.

Há diferentes formas do software realizar os cálculos e manejar o erro referente à pressão e velocidade. O método empregado no trabalho é denominado SIMPLE de segunda ordem (Método semi-implícito para pressão), originalmente apresentado por Patankar e Spalding (1972) e é essencialmente um procedimento iterativo para cálculo da pressão e velocidade do escoamento. Os escalares são acoplados às equações de quantidade de movimento e o cálculo necessita ser realizado sequencialmente (MALALASEKERA, 2007).

6.2 Método dos Elementos Finitos

Visando a realização de cálculos no domínio da frequência, Kleiner e Tichy (2014) afirmam que um software baseado em FEM ou BEM pode ser utilizado. A aplicação desses softwares computacionais se torna chamativo a partir do momento que são considerados de baixo custo e capazes de realizar cálculos nas mais diversas geometrias de cavidades, bem como para diferentes propriedades de fluidos/estruturas.

Como ressaltado por Morais (2018), a ideia primordial do FEM é a discretização de formas e condições de contorno complexas em elementos fáceis de serem tratados por um computador digital. Sendo assim, a pressão sonora de um ponto arbitrário em um elemento é interpolada usando os potenciais de pontos discretizados (nós) multiplicados por uma função de interpolação.

Para um campo tridimensional Ω com distribuição de pressão $\delta P(x,y,z)$, a energia cinética (T) e potencial (U) do som, em uma frequência angular ω , pode ser definida como (SAKUMA e SAKAMOTO, 2014):

$$T = \frac{1}{2} \frac{1}{\rho_0 \omega^2} \int_{\Omega} (\nabla \delta P \cdot \nabla \delta P) dV \quad (6.10)$$

$$U = \frac{1}{2} \frac{1}{\rho_0 c^2} \int_{\Omega} (\delta P^2) dV \quad (6.11)$$

Definindo-se o trabalho realizado por uma força W em uma determinada área de superfície A , tem-se:

$$W = \int_A u_n \delta P dS \quad (6.12)$$

onde, u_n denota a velocidade perpendicular à superfície de área A .

Sendo então a energia total do sistema (Π), tem-se:

$$\Pi = U - T - W \quad (6.13)$$

Dividindo então o campo sonoro Ω em um número definido de elementos (e), a pressão sonora em um determinado ponto do sistema $Q(x,y,z)$ pode ser calculada como:

$$\delta P(x, y, z) = \Psi_N(x, y, z)^T \delta P_e \quad (6.14)$$

onde, $\Psi_N(x, y, z)$ denotaé uma função de forma e δP_e o vetor de pressão nodal.

Reescrevendo as equações referentes ao trabalho, energia cinética e potencial, tem-se:

$$T = \sum_e \left(\frac{1}{2} \frac{1}{\rho_0 \omega^2} \int_{\Omega} \left(\left(\frac{\partial \Psi_N^T \delta P_e}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi_N^T \delta P_e}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi_N^T \delta P_e}{\partial z} \right)^2 \right) dV \right) \quad (6.15)$$

$$U = \sum_e \left(\delta P_e \frac{1}{2} \frac{1}{\rho_0 c^2} \int_{\Omega} (\Psi_N \Psi_N^T) dV \delta P_e \right) \quad (6.16)$$

$$W = \sum_e \left(\delta P_e^T u_n \int_{A_e} \Psi_N dS \right) \quad (6.17)$$

Sendo assim, a energia total do sistema pode ser reescrita para cada elemento da malha da seguinte forma:

$$\Pi_e = \frac{1}{2\rho_0 \omega^2} \delta P_e^T K_e \delta P_e - \frac{1}{2\rho_0} \delta P_e^T M_e \delta P_e - \delta P_e^T u_n W_e \quad (6.18)$$

Sendo para a Equação 6.18 as matrizes de rigidez, massa e energia respectivamente:

$$K_e = \int_e \left(\frac{\partial \Psi_N}{\partial x} \frac{\partial \Psi_N^T}{\partial x} + \frac{\partial \Psi_N}{\partial y} \frac{\partial \Psi_N^T}{\partial y} + \frac{\partial \Psi_N}{\partial z} \frac{\partial \Psi_N^T}{\partial z} \right) dV \quad (6.19)$$

$$M_e = \frac{1}{c^2} \int_e (\Psi_N \Psi_N^T) dV \quad (6.20)$$

$$W_e = \int_{A_e} \Psi_N dS \quad (6.21)$$

Tem-se a energia total do sistema efetuando a soma da energia de todos os elementos. Aplicando o princípio da energia potencial mínima, tem-se para equação do movimento:

$$\rho_0 u_n \omega^2 W = (K - \omega^2 M) \delta P \quad (6.22)$$

A fim de se conseguir uma solução da equação, define-se a condição de contorno de uma impedância nominal Z_n , logo a Equação 6.22 torna-se:

$$\rho_0 u_n \omega^2 W = (K + j\omega C - \omega^2 M) \delta P \quad (6.23)$$

onde, C denota a matriz global de dissipação num campo sonoro. A matriz C_e para o elemento em um determinado campo sonoro com propriedades dissipativas é dado por (SAKUMA e SAKAMOTO, 2014):

$$C_e = \frac{1}{c} \int_{\Gamma} \frac{1}{Z_n} \Psi_N \Psi_N^T dS \quad (6.24)$$

Possuindo então uma condição de contorno para a superfície do seu volume de controle, torna-se factível a solução do campo sonoro para qualquer ponto no interior do mesmo de maneira computacional.

7 Metodologia de Trabalho

Neste capítulo é apresentada uma metodologia para a análise e aplicação de discos perfurados no interior de dutos, visando um projeto de melhor atenuação possível de controle de ruído em escoamentos. Posteriormente, são apresentados os passos de maneira resumida de como foi efetuada a metodologia.

A metodologia é baseada na "fusão" de métodos analíticos (Método da Matriz de Transferência) e métodos numéricos-computacionais (CFD e FEM). O método numérico FEM é utilizado para definição do local ótimo dos discos perfurados e análise de acoplamento modal. A obtenção dos parâmetros do escoamento provém da simulação CFD. A simulação de CFD é extremamente importante tanto para aquisição de dados visando alimentar o programa de resolução analítica (TMM), quanto para compreensão do fenômeno de escoamento envolvido. Representando assim recirculações, áreas de elevada velocidade e comportamento da pressão no duto, viabilizando então a utilização do método analítico de Matriz de Transferência e, obtendo finalmente, a perda por transmissão do equipamento.

7.1 Procedimento Resumido

A seguir será apresentado o detalhamento resumido de como foi efetuado metodologicamente, com o intuito de se analisar e projetar um carretel de discos atenuadores.

- **Passo 1** (Análise prévia): Análise individualizada dos discos perfurados por meio da abordagem analítica apresentada na seção 4.4, utilizando-se uma rotina de programação, através do programa COMPOSE 2019.0. As entradas e saídas desse passo estão conforme a Tabela 2.

Tabela 3 – Passo 1: Análise Prévia

Passo 1 - Análise Prévia	
Entradas	Saídas
Diâmetro dos furos	Perda por Transmissão comparativa
Espessura dos discos perfurados	Influência dos parâmetros geométricos
Razão de área aberta	Frequência de Corte
Velocidade do som no meio	

- **Passo 2** (Acoplamento Modal): Construção dos modelos CAD e FEM do problema proposto visando a análise modal tanto da estrutura quanto do fluido interno para identificação de acoplamento entre eles, utilizando o programa HyperWorks 2018.0 de acordo com Apêndice A fornecido. As entradas e saídas desse passo estão conforme a Tabela 3.

Tabela 4 – Passo 2: Acoplamento Modal

Passo 2 - Acoplamento Modal	
Entradas	Saídas
CAD discos perfurados e Duto	Análise Modal do Duto
Material do duto (E, ρ, μ)	Análise Modal do Fluido
Comprimento do duto	Acoplamento Fluido-Estrutura
Espessura do duto	Malha FEM
Condições de Contorno do duto	
Frequência de Corte do Duto	
Propriedades do fluido – ρ, c	

- **Passo 3** (Posicionamento Ótimo do(s) Disco(s) Atenuadore(s)): Identificação da localidade ótima dos discos perfurados no interior do duto por meio da superposição modal utilizando o software HyperWorks 2018, conforme Apêndice A. As entradas e saídas desse passo estão conforme a Tabela 4.

Tabela 5 – Passo 3: Posicionamento Ótimo dos discos perfurados

Passo 3 - Posicionamento Ótimo dos discos perfurados	
Entradas	Saídas
Análise Modal do Fluido	Posicionamento efetivo dos discos perfurados
Frequência de Corte do duto	Análise da distribuição de pressão no interior do duto
	Espaçamento entre discos perfurados

- **Passo 4** (Obtenção dos parâmetros fluidicos): Construção do modelo CFD do fluido interno a ser utilizado no software ANSYS 2019.0 visando a obtenção dos parâmetros fluidicos de acordo com Apêndice B. As entradas e saídas desse passo estão conforme a Tabela 5.

Tabela 6 – Passo 4: Obtenção dos parâmetros do escoamento

Passo 4 - Obtenção dos parâmetros do escoamento	
Entradas	Saídas
CAD discos perfurados e Duto	Malha CFD
Fluxo Mássico de entrada do escoamento	Campo de Pressão do escoamento
Pressão de saída	Velocidade no furo do disco perfurado
Propriedades do fluido – ρ , c	Velocidade de corrente livre
Diâmetro hidráulico	Velocidade na garganta da válvula
Temperatura de trabalho do fluido	Comportamento do fluido no interior do duto
	Comportamento do escoamento no disco perfurado

- **Passo 5** (Cálculo Final da TL): Aplicação do modelo TMM utilizando o software COMPOSE 2019.0 para cálculo da TL final do projeto de acordo com as equações descritas no Capítulo 4. As entradas e saídas desse passo estão conforme a Tabela 6.

Tabela 7 – Passo 5: Cálculo Final da TL

Passo 5 - Cálculo Final da TL	
Entradas	Saídas
Velocidade no furo do disco perfurado	Perda por Transmissão final do projeto
Velocidade de corrente livre	
Velocidade na garganta da válvula	
Propriedades do fluido – ρ , c	
Frequência de Corte do Duto	
Espaçamento entre discos perfurados	
Propriedades Geométricas dos discos perfurados	

7.2 Procedimento Detalhado

Detalhamento do Passo 1: Análise prévia

Para realização do Passo 1, considera-se os seguintes parâmetros e considerações iniciais:

- Cálculo da frequência de corte do duto, definindo a faixa de frequência válida de análise por meio das seguintes equações:

Para o caso sem escoamento:

$$f_{m,n} = \frac{1,84}{\pi D} c_0 \quad (3.60)$$

Para o caso com escoamento:

$$f < \frac{1,84c_0}{2\pi r_0} \sqrt{1 - M^2} \quad (3.64)$$

- Realizar o cálculo da perda por transmissão utilizando as seguintes equações:

Para o caso sem escoamento (Phong, 2012):

$$TL_T = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sigma} - \sigma \right)^2 \operatorname{sen}^2 \left(k \left(t_h + \frac{8d_h}{3\pi\varphi(\sigma)} \right) \right) \right) \quad (4.36)$$

Para o caso com escoamento (Phong, 2015):

$$TL_T = 10 \log_{10} \left(\frac{\bar{\rho}_3 c_3 (1 + M_1)^2 |I|^2}{\bar{\rho}_1 c_1 (1 + M_3)^2 |T|^2} \right) \quad (4.36)$$

Caso os picos de atenuação presentes na TL calculada não se encontrem na frequência almejada, deve-se alterar seus parâmetros construtivos seguindo a teoria dissertada no Capítulo 4 deste trabalho, que é regida pela seguinte equação:

$$(\psi l)^2 = \left(\frac{4\sigma}{d_h \Delta} \right) \left(\frac{l^2}{1 - r^2} \right) \quad (4.2)$$

Detalhamento do Passo 2: Acoplamento Modal

Para realização do Passo 2, o emprego da ferramenta computacional baseado em elementos finitos, seja BEM ou FEM, inicialmente é necessário a criação do modelo em CAD, que nesta pesquisa foi realizado por meio do software HyperWorks (2018). Para desenvolvimento desse modelo são necessários os seguintes parâmetros físicos:

- Comprimento do duto (L);
- Espessura de parede do duto (t);
- Material do duto (E, ρ , μ);

Posteriormente, utilizando-se o mesmo software, é realizada a criação da malha do escoamento interno e da estrutura do duto em questão visando a análise modal de ambos para identificar se ocorre algum acoplamento fluido-estrutura. Para a análise modal do escoamento interno tem-se como resposta a distribuição de pressão no interior do duto para uma dada frequência. No caso da análise modal da estrutura do duto, pretende-se obter os modos de vibração, bem como as frequências relativas a esses modos. Objetivando a execução dessas análises, os seguintes parâmetros de entrada devem ser conhecidos previamente:

- Condições de contorno relativas à fixação do duto;
- Frequência de corte calculada no **Passo 1**;
- Velocidade do som no fluido (c);
- Densidade do fluido (ρ);
- Tamanho de malha correto para análise acústica por meio da seguinte equação (Marburg S., 2008):

$$\text{Tamanho de elemento} = \frac{\lambda}{6}$$

Após realização da análise modal de ambos, como exemplificado pelo Apêndice A, compara-se os modos de cada um deles (fluido e estrutura), levando-se em consideração uma variação de até 25% da frequência central do modo sob análise, para determinar se existe ou não acoplamento entre os modos que podem levar a uma maximização do ruído de parede no projeto como abordado na seção 3.4. Caso ocorra acoplamento entre esses modos, deve-se avaliar as alternativas de fixações disponíveis, alterando assim os modos do duto calculados.

Detalhamento do Passo 3: Posicionamento Ótimo dos discos perfurados

Para a execução desse passo, as seguintes informações são necessárias:

- Frequência de corte do duto calculado no **Passo 1**;
- Modos acústicos do escoamento interno calculadas no **Passo 2**;

A faixa de frequência estipulada para análise modal é a faixa limitada pela frequência de corte do duto calculado no **Passo 1**, uma vez que o método analítico proposto funciona bem para ondas sonoras planas, num domínio 1D, logo abaixo da frequência de corte.

Após a realização da análise modal no **Passo 2**, efetua-se sobreposição modal como referenciado na seção 3.2.5, até a frequência de corte, a fim de se identificar a região em que se encontra a maior pressão acústica para localidade ótima do disco perfurado identificando a coloração mais próximo ao vermelho vide Apêndice A.

Com a localização ótima dos discos perfurados, bem como de posse da análise modal do escoamento interno é possível ter conhecimento da distribuição da pressão acústica no interior do duto e na seção transversal do mesmo, como exemplificado na seção 3.1.5 e 3.2.7.

Em seguida, é efetuado um trabalho iterativo dos passos 1, 2 e 3, visando a colocação sequencial de novos discos perfurados. Para isso, deve-se repetir então o Passo 2, a cada momento em que um novo disco perfurado é colocado, uma vez que a distribuição de pressão

se altera com a inserção de um novo elemento no interior do duto. Tal procedimento iterativo está ilustrado no Fluxograma 01.

Detalhamento do Passo 4: Obtenção dos parâmetros do escoamento

A simulação em CFD desenvolvida foi efetuada no software ANSYS 19.0, na ferramenta Fluent, que possui ótima correlação com escoamentos confinados.

Para o caso em questão, tem-se que determinar os seguintes parâmetros essenciais aos cálculos:

- Vazão Mássica de entrada do escoamento;
- Pressão de saída;
- Propriedades do fluido – ρ , c ;
- Diâmetro hidráulico;
- Temperatura de trabalho do fluido;
- Modelo de turbulência para escoamentos no interior de dutos (k - ϵ);
- Malha específica para CFD como demonstrado no Apêndice B;

Observação: para a obtenção dos parâmetros é fundamental a utilização do desenho CAD, obtido no Passo 2

Em seguida é calculada a velocidade de corrente livre, diferença de pressão da entrada e saída, bem como a velocidade do escoamento no furo dos discos perfurados. Tais dados são obtidos após convergência numérica dos resultados, como exemplificado no Fluxograma 01.

O fenômeno gerador de ruído existente na estrição, observado por meio da simulação de CFD, é majoritariamente tratado como uma fonte quadrupolo, como apresentado nas seções 3.3.1.1 e 3.3.1.3.

A simulação CFD possibilitará a obtenção dos seguintes dados pertinentes ao escoamento em análise:

- Velocidade de corrente livre (v);
- Mach na estrição (M);
- Mach no orifício do disco perfurado (M_h);
- Diferença de pressão na entrada e saída do volume de controle (ΔPa);
- Oscilação de pressão no disco perfurado (ΔPa);
- Áreas de recirculação do escoamento;
- Comportamento do escoamento no disco perfurado;
- Razão de C_p e C_v do escoamento (γ);
- Reynolds do Escoamento;

De posse dos resultados de saída da simulação em CFD é possível o cálculo do número de Mach na garganta da estrição e no disco perfurado, determinando assim, a intensidade dos efeitos da compressibilidade na densidade, de acordo com a equação a seguir, bem como utilizá-la na modelagem de impedância dissertada nas seções 4.1, 4.2 e 4.3:

$$\rho_h = \rho \left[\frac{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M_h^2}{1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2} \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.40)$$

Adicionalmente, com o número de Reynolds do escoamento tem-se conhecimento do número de Helmholtz (Figuras 14 e 15 presentes no Capítulo 3.3.3), constatando-se um limiar de amplificação ($Re > 2E5$) ou interferência ($Re < 1E5$) do ruído no jato, portanto definindo-se se o mesmo está excitado acusticamente ou não.

Detalhamento do Passo 5: Cálculo Final da TL

O objetivo de se empregar o TMM é permitir o cálculo da perda por transmissão (TL) proporcionada pelos discos, bem como definir o número de discos atenuadores e a melhor ordem dos mesmos. Com isso, visando a melhor a estratégia de controle de ruído a ser adotada conforme demonstrado no Fluxograma 01.

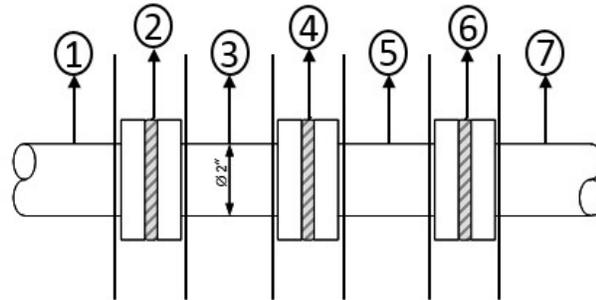
Após efetuar a simulação fluidodinâmica tem-se então a posse de todos parâmetros necessários para aplicação do TMM. Sendo eles:

- Diâmetro dos furos do disco perfurado (d_h);
- Diâmetro da seção (D);
- Propriedades do fluido (ρ , c);
- Mach de corrente livre (M);
- Mach no furo do disco perfurado (M_h);
- Frequência de Corte calculado no **Passo 1**;
- Comprimento de cada segmento (q);

Finalmente, com todos os parâmetros definidos, é possível o cálculo do parâmetro de desempenho, a TL. Esse procedimento foi efetuado no software de programação Compose 19.0. Caso a TL encontrada não seja suficiente para o problema em questão, tem-se a necessidade de retornar ao início da metodologia e adicionar mais um disco perfurado percorrendo todos os passos subsequentes de forma iterativa como apresentado no Fluxograma 01.

Para a utilização do Método da Matriz de Transferência, o problema proposto deve ser estudado e discretizado mediante a necessidade e relevância de cada parte ou elemento, criando assim, elementos específicos para cada uma das matrizes, como exemplificado pela Figura 39.

Figura 39 – Discretização dos elementos de um duto.



Fonte: Próprio Autor.

onde,

- 1) Duto uniforme
- 2) Disco perfurado
- 3) Duto uniforme
- 4) Disco perfurado
- 5) Duto uniforme
- 6) Disco perfurado
- 7) Duto uniforme com saída para o ambiente

Tais elementos são definidos no TMM por meio de matrizes que podem considerar ou não o fluxo no interior do duto, como dissertado na seção 5 do trabalho em questão e especificamente explanado na seção 5.1.1.

Desta forma serão utilizadas as seguintes matrizes apresentadas na seção 10.1:

$$T_{duto\ uniforme,estacionário} = \begin{bmatrix} \cos(kl) & jY_r \sin(kl) \\ \frac{j}{Y_r} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix}$$

$$T_{duto\ uniforme,com\ escoamento} = e^{-jM} \begin{bmatrix} \cos(kl) & jY_r \sin(kl) \\ \frac{j}{Y_r} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix}$$

$$T_{Placa\ Perfurada} = \begin{bmatrix} 1 & \rho_0 c_0 \xi \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$[T] = [T_{PP}]_1 [T_{te}]_1 \cdots [T_{PP}]_n [T_{te}]_n$$

Tais equações nomeadas respectivamente 5.15 a 5.18 na seção 10.1 são utilizadas para compor a matriz de transferência final por meio da aplicação da Equação 5.19.

Sendo assim, segmenta-se o problema em partes e, posteriormente, multiplica-se todas as matrizes. De posse da matriz final, utiliza-se a equação a seguir para o cálculo final da perda por transmissão (TL).

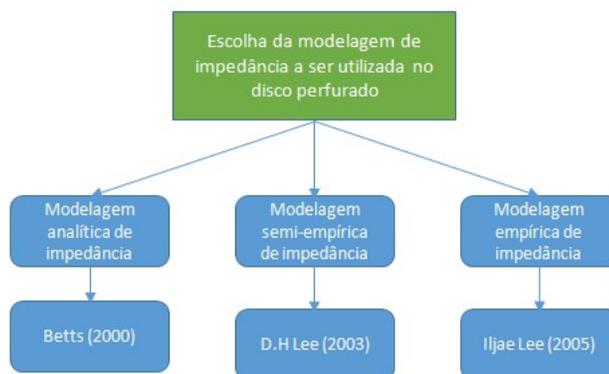
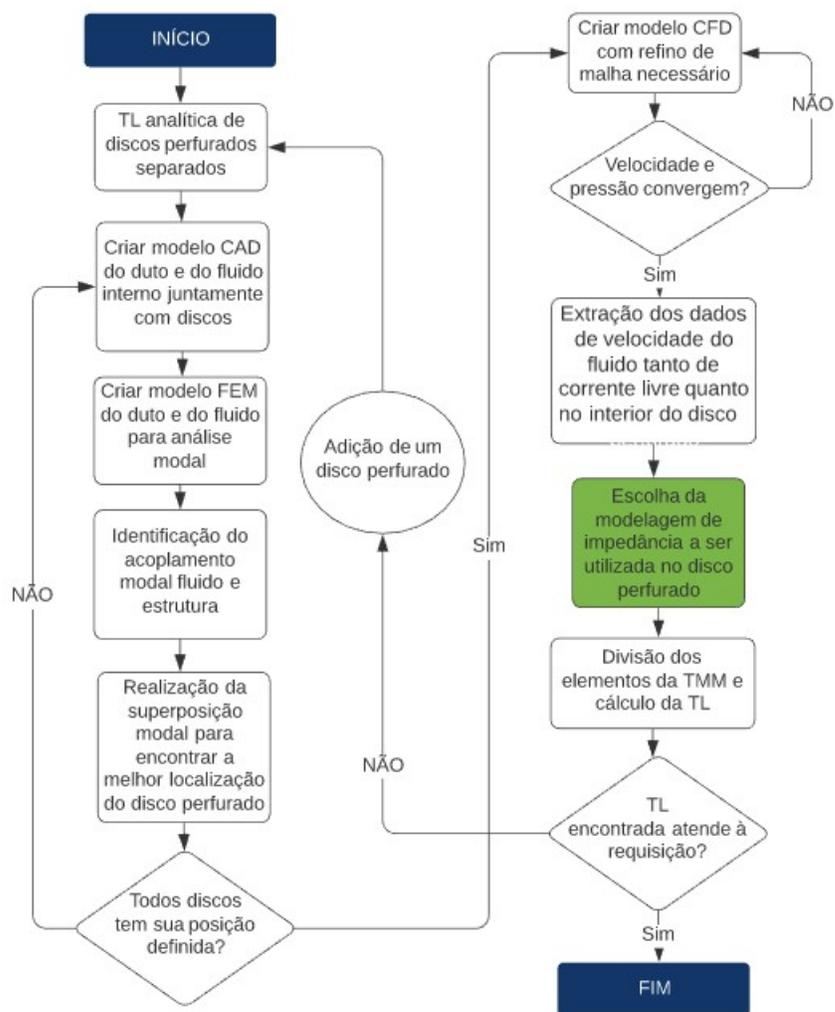
$$PT = 20 \log \left(\left| \frac{T_{11} + \left(\frac{S}{c}\right) T_{12} + \left(\frac{c}{S}\right) T_{21} + T_{22}}{2} \right| \right) \quad (5.28)$$

Uma vez que o carretel de discos perfurados está disposto e definido, é possível então calcular o valor final de TL, bem como a definição dos modos de onda estacionária que aparecem devido à disposição dos discos perfurados e que pode ser calculado por meio da Equação 4.3. Tais valores calculados representam vales no gráfico de TL em função da frequência.

$$f_m = \frac{nc_0}{2q} ; (n = 1,2,3 \dots) \quad (4.3)$$

Desta forma, chega-se ao fim da metodologia iterativa desenvolvida e que pode ser acompanhada de forma gráfica por meio do Fluxograma 01.

Fluxograma 01 – Fluxo da Metodologia desenvolvida.



Fonte: Próprio Autor.

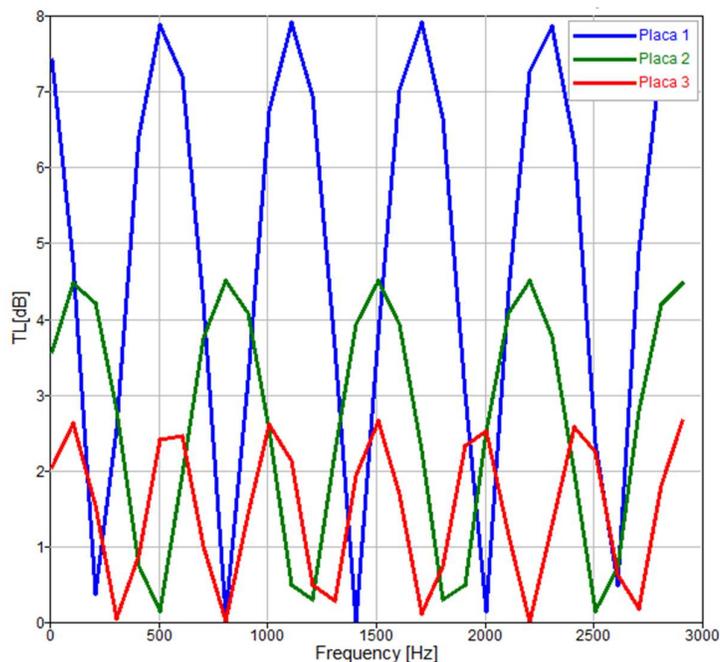
8 Resultados e Discussão

O presente capítulo apresenta a solução do problema proposto do caso de estudo fornecido pela Escola de Engenharia da UFMG por meio da metodologia desenvolvida.

8.1 Resultados da Metodologia Desenvolvida e Validação do Modelo Teórico

Inicialmente, para compreender o desempenho de um disco perfurado (Passo 1), utilizando-se a teoria de Papamoschou (2012), por meio de um programa efetuado em linguagem C++. Calculada a Perda por Transmissão, conforme Figura 40:

Figura 40 – Discos perfurados separados.



Fonte: Próprio autor.

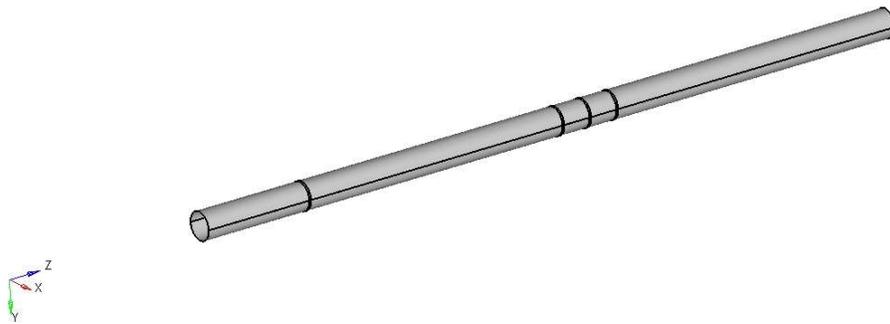
Para selecionar o primeiro disco perfurado a ser utilizado, deve-se analisar a Perda por Transmissão de cada um dos discos apresentados anteriormente, priorizando-se aquele que possui seu pico na frequência de interesse. Caso a frequência de pico não esteja onde se espera, deve-se adotar modificações como consta na seção 4. Com objetivo de validação da metodologia escolheu-se a Placa 1 assim como no experimento.

A aplicação ótima da primeira placa perfurada será por meio de duas informações:

1. Após a válvula de controle, deve-se realizar o cálculo de vinte vezes o diâmetro do duto visando um escoamento completamente desenvolvido (FOX e MCDONALD, 2020) (500 mm);
2. Deve-se realizar a superposição modal de todos modos abaixo da frequência de corte do duto, conforme o conceito de Superposição Modal apresentado no Capítulo 4, identificando-se o local onde a pressão tem seu pico mais expressivo.

A malha computacional, conforme Figura 42, é proveniente do CAD apresentado na Figura 41.

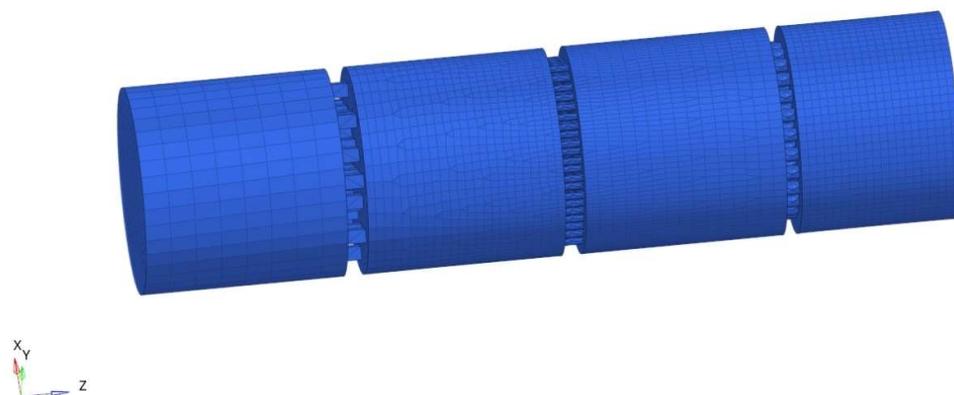
Figura 41 – Geometria CAD do duto em estudo.



Fonte: Próprio Autor.

Para aplicação do método da superposição modal é utilizado o software HyperWorks 2019.

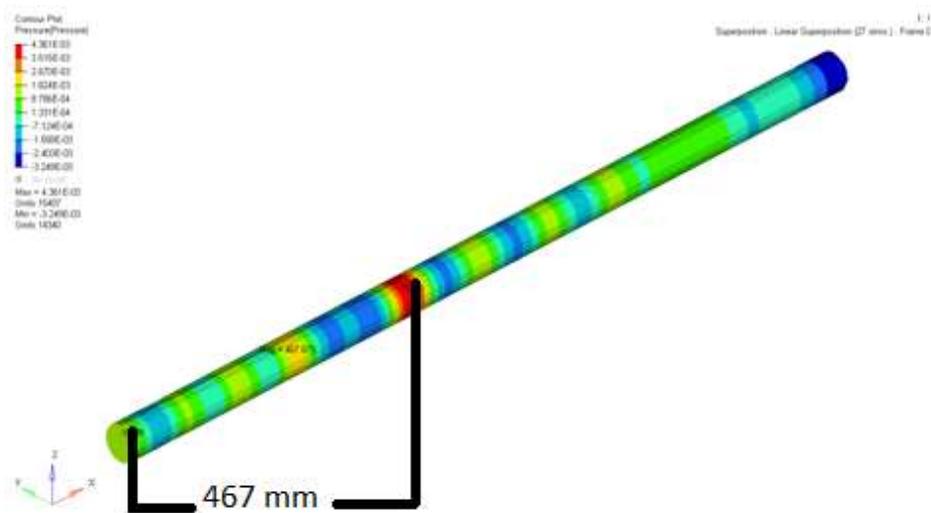
Figura 42 – Malha utilizada no modelo FEM.



Fonte: Próprio Autor.

A superposição modal realizada para determinação da localização ótima para a primeira placa é apresentada pela Figura 43.

Figura 43 – Superposição modal para aplicação da primeira placa perfurada.

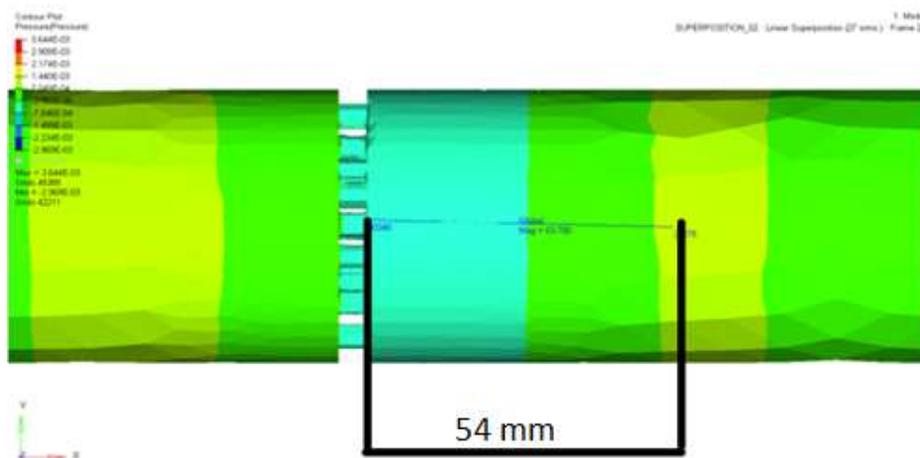


Fonte: Próprio Autor.

Como dissertado na seção 7.1 e ilustrado pela Figura 43, tem-se 467 mm da fonte sonora como sendo a melhor posição para aplicação da placa visando o aumento da impedância local.

Para os outros dois discos perfurados são aplicados novamente os passos anteriores e respeitando a escolha dos discos perfurados mediante o experimento realizado e, para sua localização, são colocados seguindo a teoria de superposição modal segundo as Figuras 44 e 45.

Figura 44 – Superposição modal para aplicação do segundo disco perfurado.

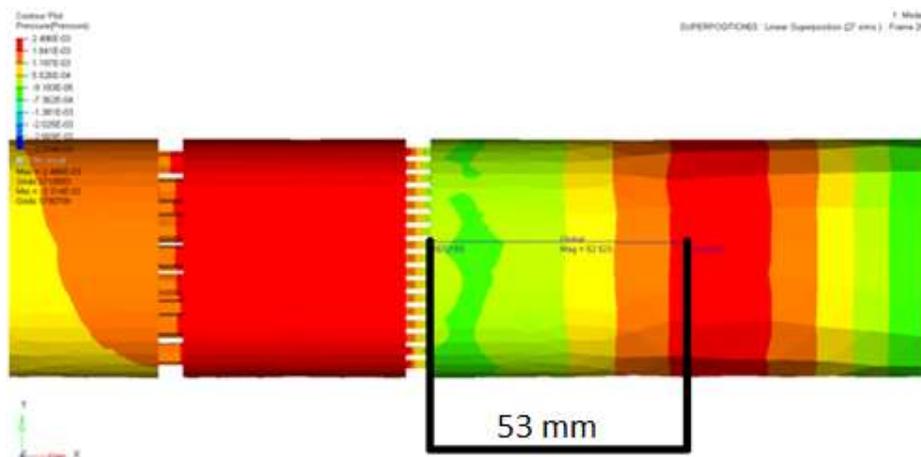


Fonte: Próprio Autor.

Como se pode observar na Figura 44, tem-se então para a segunda placa a distância ótima de 53.8mm em relação à primeira placa.

Por meio do processo iterativo empregado é interessante constatar como a inserção de um ou mais discos perfurados alteram completamente a distribuição dos modos e, conseqüentemente, a distribuição de pressão final da sobreposição modal para o volume de controle analisado.

Figura 45 – Superposição modal para aplicação do terceiro disco perfurado.



Fonte: Próprio Autor.

Através do método empregado, tem-se para a última placa perfurada aplicada uma distância ótima de 52.5mm da segunda placa, terminando assim o cálculo de localização ótima dos discos perfurados em questão.

Adicionalmente, para prever amplificação de ruído de parede, foram comparados os modos da estrutura e do fluido a fim de se notar algum acoplamento. A Tabela 8 ilustra tais valores.

Tabela 8 – Acoplamento dos modos da cavidade e estrutura.

Modo	Frequência (Hz)		Risco de Acoplamento
	Estrutura	Fluido	
1	36.1	142.8	Não
2	222.2	285.9	Não
3	606.2	428.9	Não
4	667.9	572.0	Não
5	1079.4	715.1	Não
6	1147.5	858.4	Não
7	1822.1	1001.9	Não

Fonte: Próprio Autor.

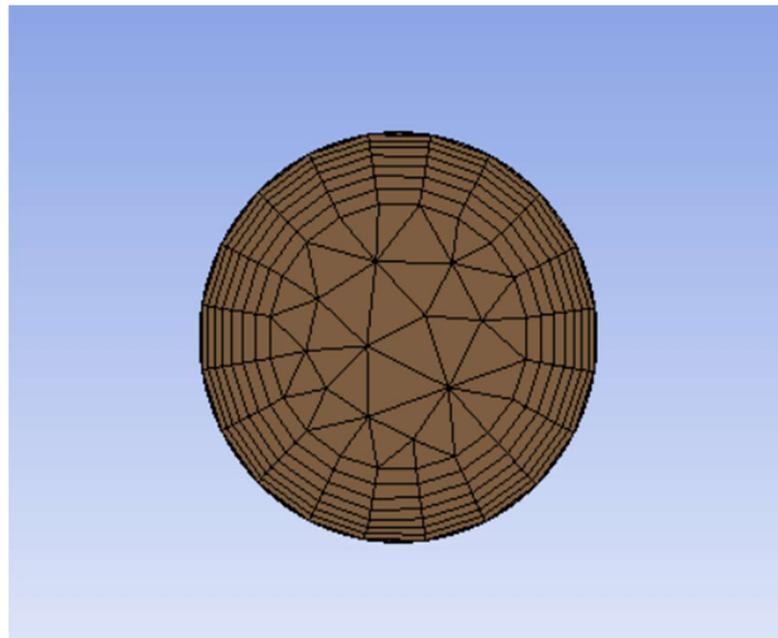
Por meio da Tabela 3, fica claro que não há interação significativa entre os modos sendo passível de amplificação de ruído de parede.

A seguir são realizadas simulações fluidodinâmicas em CFD visando a obtenção de parâmetros citados na seção 7.2 para, posteriormente, o cálculo da perda por transmissão pelo método da matriz de transferência.

Um dos pontos mais importantes para realização da simulação CFD é desenvolver uma malha capaz de captar o fenômeno almejado por meio de critérios de convergência de malha.

Sendo assim, é representado na Figura 46 o estilo de malha a ser utilizado que atende aos objetivos do trabalho atual.

Figura 46 – Exemplo de malha CFD utilizada.

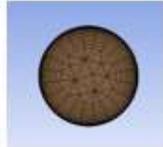


Fonte: Próprio Autor.

A malha representada pela Figura 52 foi realizada no software Ansys e foram utilizados parâmetros como inflation, size e atenção especial para o valor de Y^+ .

Vários testes de malha foram elaborados visando a convergência do parâmetro de velocidade do fluido e os dados são apresentados pela Tabela 4.

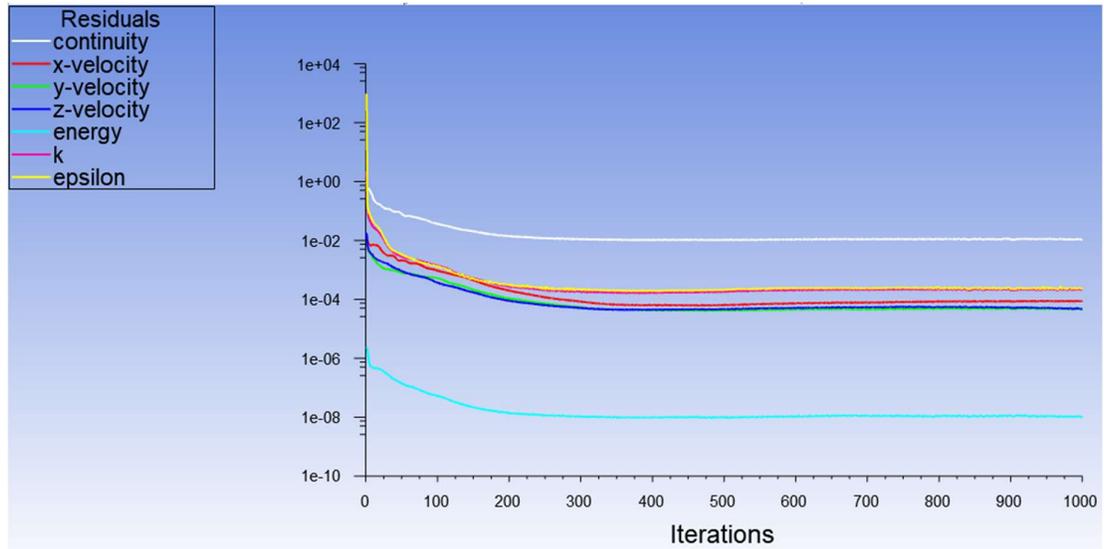
Tabela 9 – Convergência de malha para o caso proposto.

Loop	Nodes	Elements	Velocidade [m/s]	Pressao [Pa]	Foto
1	85756	225761	135,0	12253,0	
2	111055	273517	133,0	12340,0	
3	139543	320492	133,9	12260,0	
4	153431	352698	133,3	12240,6	
Erro (%)			0,4	0,2	

Fonte: Próprio Autor.

Comparando os valores dessas específicas simulações, percebe-se uma variação de velocidade na estricção de 0,4% e diferença de pressão da entrada e saída do duto de 0,2% em relação à anterior, atestando então que a malha escolhida está apta à utilização para determinação da velocidade. Além disso, é possível visualizar o comportamento dos resíduos por meio da Figura 47.

Figura 47 – Resíduo da Simulação Computacional.

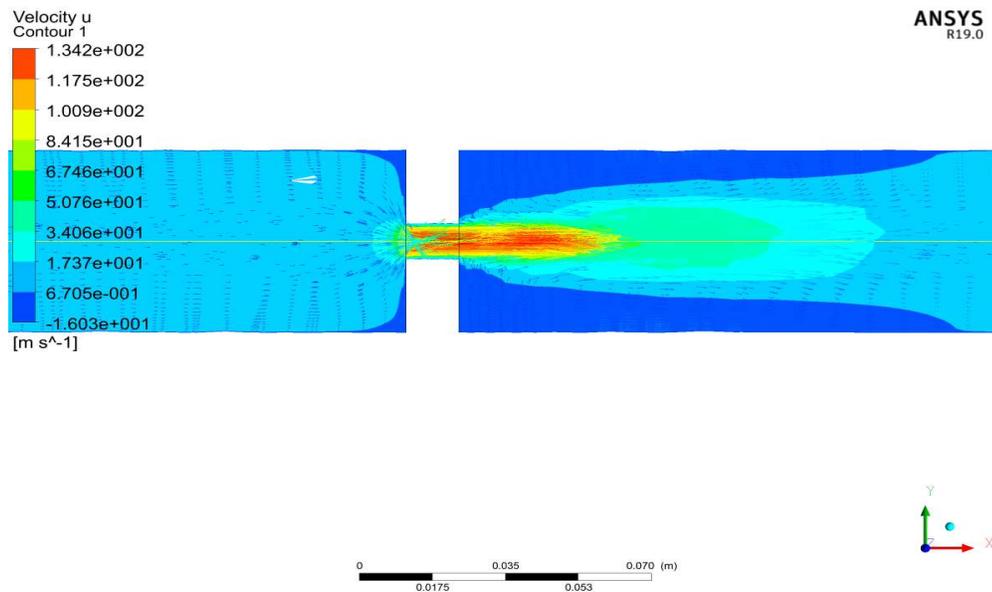


Fonte: Próprio Autor.

Os valores das incógnitas controladas convergem para um valor de 10^{-5} e tendem a um padrão estável, atestando assim juntamente com os valores controlados a convergência almejada.

Como ressaltado na seção 7, é necessário o entendimento do escoamento à jusante da válvula redutora como presente na Figura 48.

Figura 48 – Contorno de velocidade na válvula.

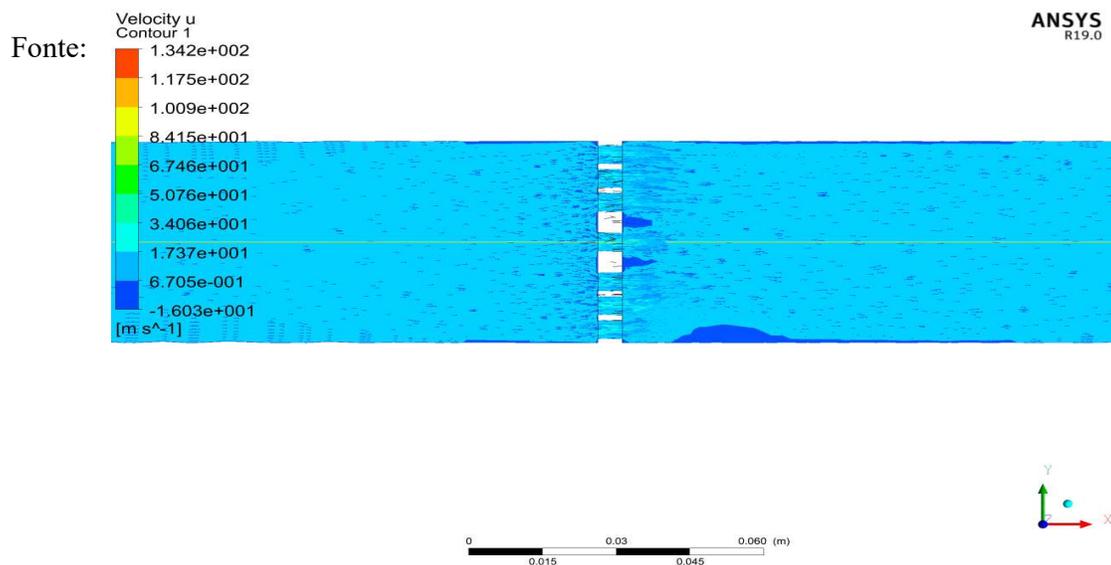


Fonte: Próprio Autor.

Com a Figura 48 é possível identificar áreas de recirculação nas extremidades a jusante da estricção, no qual a velocidade é extremamente mais baixa e, logicamente, a região central do escoamento possui a velocidade mais elevada até uma determinada distância.

Da mesma forma, se analisa o comportamento do fluido no disco perfurado como ilustrado na Figura 49.

Figura 49 – Contorno de velocidade no disco perfurado.

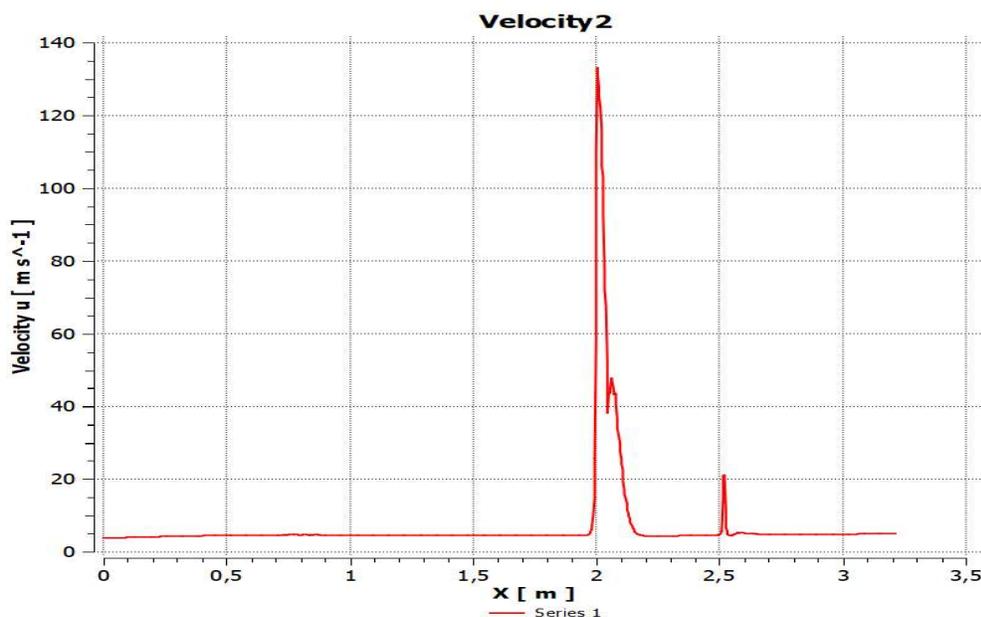


Próprio Autor.

É interessante perceber na Figura 49 a questão de interação entre furos (HIE), no qual orifícios justapostos modificam a dinâmica do escoamento próximo deles. Esse efeito foi dissertado na seção 4.4 e ressaltado sua importância para efeito das modelagens analíticas.

Para aquisição dos dados de velocidade do escoamento, utilizou-se o gráfico da Figura 50, no qual, extraindo os dados de uma linha concêntrica ao duto é possível identificar mais facilmente o comportamento da velocidade, tanto na estricção quanto no disco perfurado.

Figura 50 – Velocidade na linha de centro.



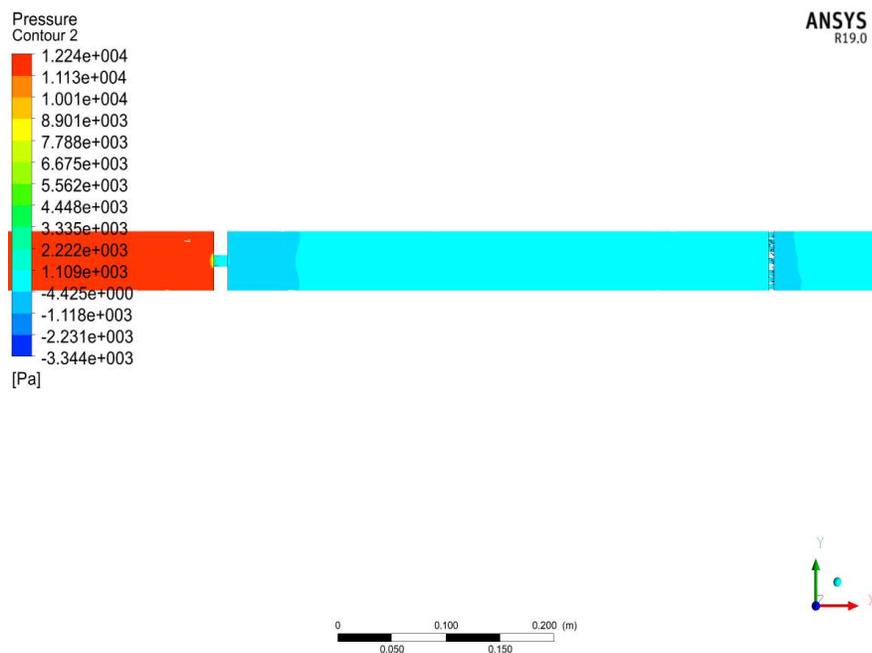
Fonte: Próprio autor

Simulações presentes no relatório do experimento utilizado foram validadas ao encontrar uma velocidade próxima a 136 m/s, da mesma forma torna-se validada a velocidade na presente simulação, no qual a diferença do experimental para a atual simulação se encontra em 0.26%.

Ainda a respeito da Figura 50, é possível identificar uma elevação de velocidade na placa perfurada, no qual tende a ser recorrente um aumento de 4x a velocidade de corrente livre que chega na placa. Tal perturbação e identificação do valor é interessante para utilização da modelagem correta bem como utilização do valor de velocidade máxima na *vena contracta*.

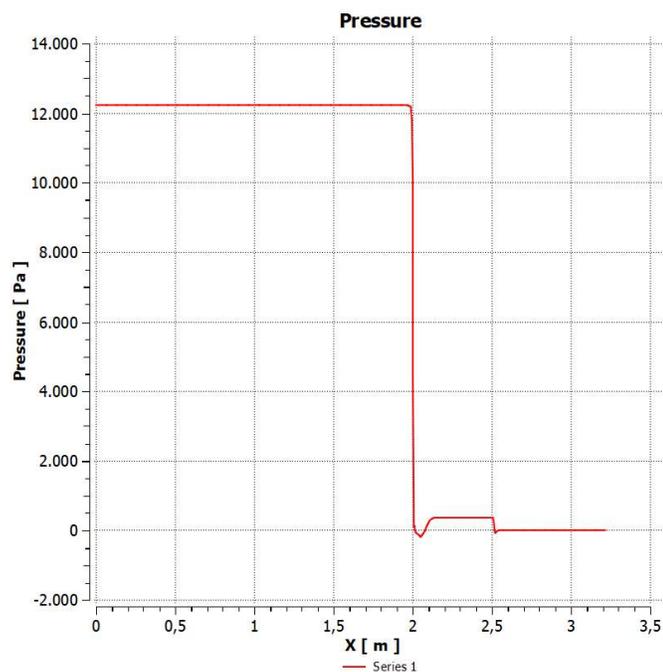
Do mesmo modo pela Figura 51 e 52 tem-se como analisar por meio da simulação de CFD como se encontra o campo de pressão do fluido.

Figura 51 – Distribuição de pressão no interior do duto.



Fonte: Próprio Autor

Figura 52 – Pressão na linha de centro.



Fonte: Próprio Autor.

Por meio da análise de pressão a simulação encontra-se validada, apresentando um erro de 2,08% em relação ao experimento físico, no qual:

- Valor medido da pressão à montante da placa: 12500 Pa (0,125 kgf/cm²);
- Valor simulado da pressão à montante da placa: 12240 Pa (0,122 kgf/cm²).

Sendo interessante ressaltar também, através da Figura 58, a influência sobre a pressão que o disco perfurado possui, evidenciada na posição de 2 metros.

Portanto, comprova-se a validade do modelo de turbulência (k- ϵ) escolhido, bem como a viabilidade de utilização da simulação para o caso proposto.

De posse desses dados e simulações, tem-se então o melhor modelo a ser empregado visando a máxima perda de transmissão do sistema.

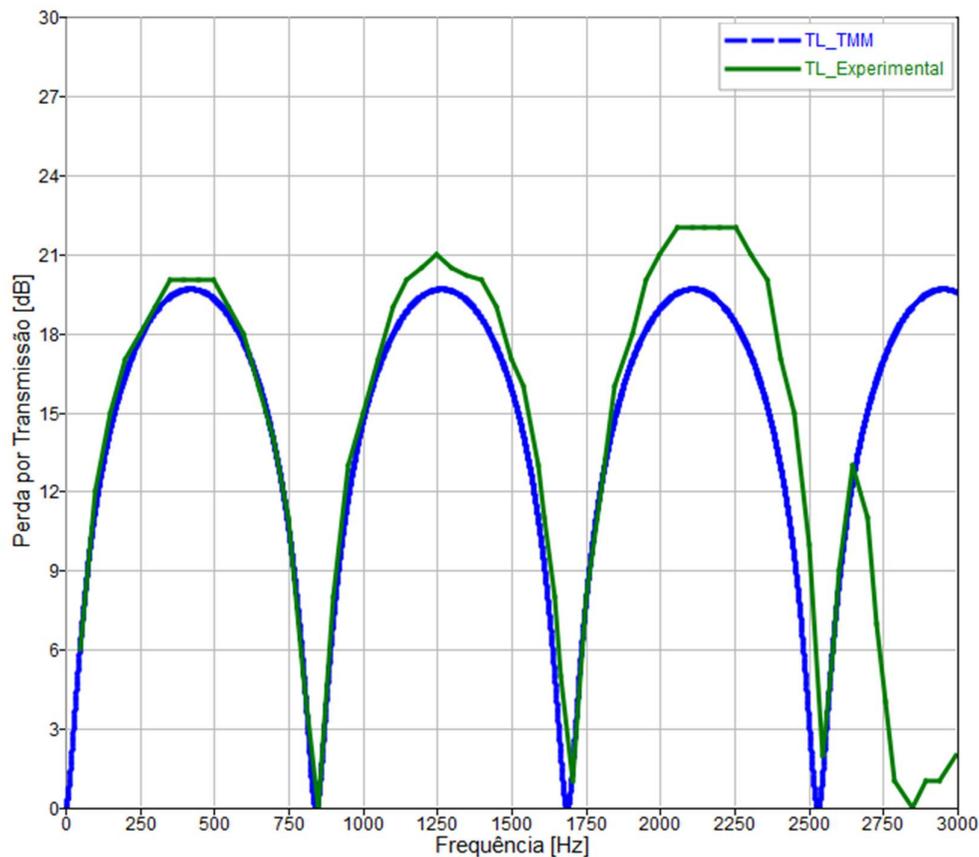
Como dissertado no Capítulo 7, para o cálculo da perda por transmissão será empregado o Método da Matriz de transferência, porém, anteriormente é necessário a validação do mesmo por meio de dados experimentais.

Logo, para validar a aplicação do modelo TMM desenvolvido no COMPOSE 2019.2, optou-se a utilizar os dados experimentais fornecidos por Ezzeddin. M. Milad et al. (2017), no qual, ele apresenta em formato de tabela todos os dados do experimento conduzido por Seybert, A.F. and D.F. Ross (1977). Foi utilizado no experimento um silenciador de câmara de expansão simples com os diâmetros de 3,5 cm e 15,33 cm sendo uma entrada de 10,5 cm e a câmara de expansão com um comprimento de 20,32 cm.

Para aplicação do TMM é usada diferentes matrizes de duto uniforme para menor e maior diâmetro como apresentado na seção 7.3 e o código desenvolvido em C++.

Mediante a aquisição dos dados, foi aplicado então o TMM cuja teoria se encontra no capítulo 5.1.1 e também o experimento em questão. Como resultado tem-se a Figura 53 comparando dos dados experimentais com o analítico através do método de matriz de transferência.

Figura 53 – Perda por Transmissão pelo MMT vs Perda por Transmissão Experimental.



Fonte: Próprio Autor.

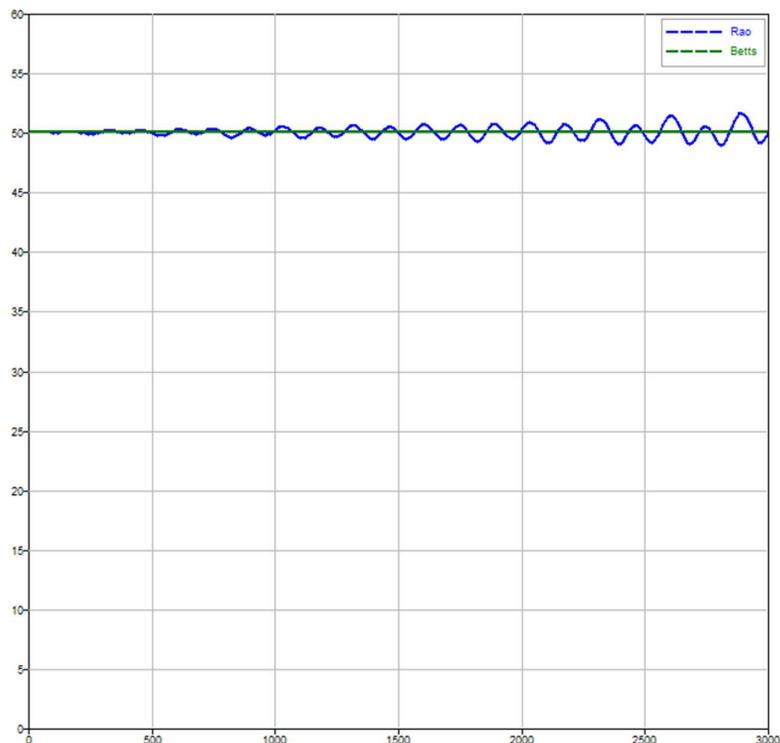
Ao analisar a Figura 53 é possível inferir que existe uma expressiva correlação entre o TMM e o teste experimental e, à medida em que se aproxima da frequência de corte, tal correlação tende a não ser representativa. No caso apresentado a frequência de corte calculada utilizando a Equação 3.60 encontra-se em 1310 Hz.

Sendo assim, o fenômeno em estudo encontra-se bem representado e o código construído para aplicação do TMM atende às expectativas de aplicação para o caso proposto.

Como citado no desenvolvimento do trabalho, o cálculo da perda por transmissão será feito utilizando três modelagens diferentes a fim de se entender a diferenciação entre uma modelagem semi-empírica, uma totalmente experimental e outra analítica.

Para o cálculo de perda por transmissão semi-empírico e analítico, tem-se as modelagens de Rao e Betts (2000) respectivamente. Ambas modelagens são citadas e explanadas na seção de desenvolvimento do trabalho presente. A Figura 64 ilustra a resposta perante a aplicação de tais modelagens.

Figura 54 – Resposta do TMM em função da metodologia de Rao e Betts.



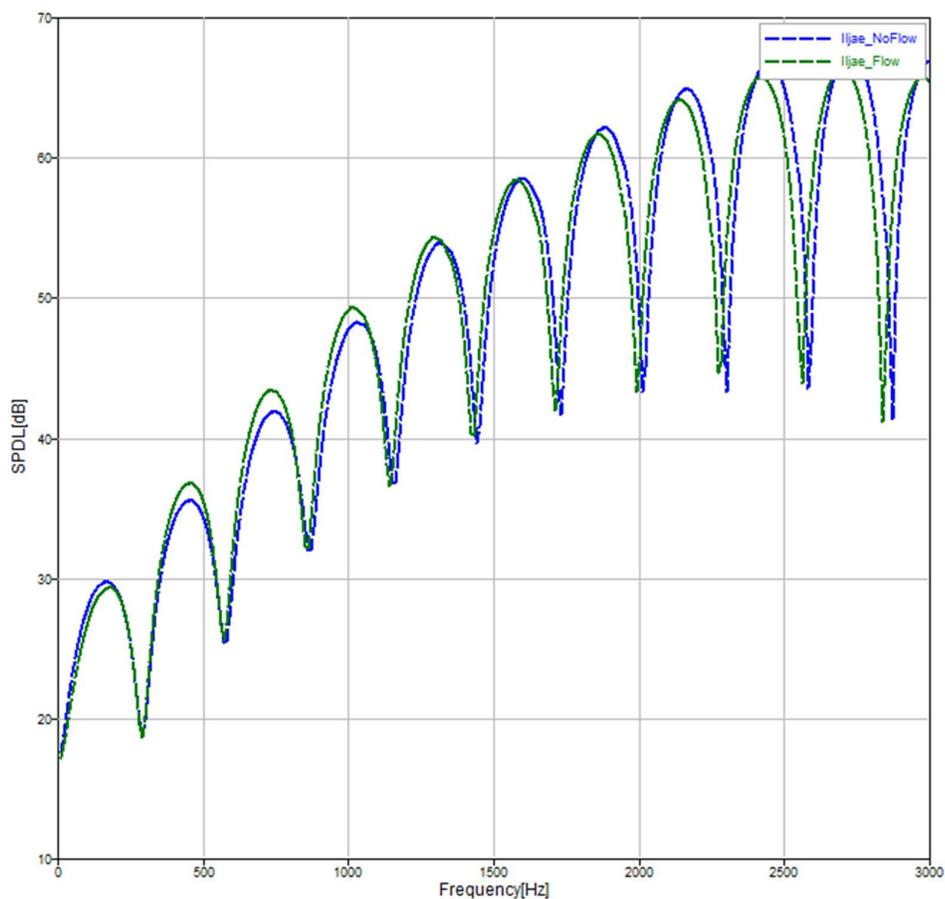
Fonte: Próprio Autor.

É possível inferir que, a Figura 54, apesar da utilização de duas modelagens diferentes, o resultado retornado é o mesmo, no qual a perda de transmissão permeia valores de 50dB.

Da mesma forma, para a resposta em que a modelagem é majoritariamente experimental e desenvolvida por Iljae (2005), tem-se a Figura 55 que ilustra os valores de saída.

Como a modelagem fornecida por Iljae é baseada nos discos construídos por ele, optou-se em utilizar os dados dos discos que mais se assemelhavam ao do trabalho em questão nomeados A4 e B4 (ILJAE LEE, 2005).

Figura 55 – Resposta do modelo TMM utilizando a metodologia de Ijae para Mach 0.1.



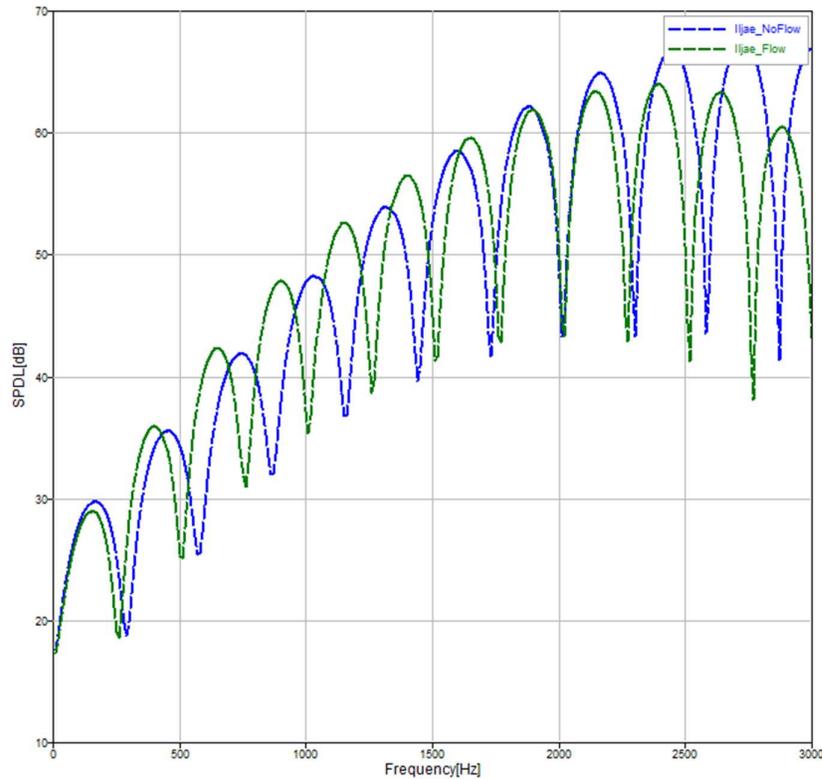
Fonte: Próprio Autor.

Apesar do tipo de resposta não ser constante quanto as outras modelagens apresentadas, a forma de onda após 1000 Hz se assemelha, pois permeia valores de 50dB assim como as modelagens de Betts e Rao.

A partir da simulação de CFD (Figura 48) notou-se também que a velocidade de corrente livre que chega no disco perfurado é extremamente baixa, logo, não produz efeitos expressivos na resposta acústica.

No entanto, visando um estudo comparativo para a faixa onde a compressibilidade se aplica, a Figura 56 foi confeccionada supondo que o Mach no furo chegaria a valores de 0.5.

Figura 56 – Resposta do modelo TMM utilizando a metodologia de Iljae para Mach 0.5.



Fonte:Próprio Autor

Pelo estudo da Figura 56 é possível confirmar a importância de levar em consideração a velocidade elevada num escoamento compressível para a análise de perda por transmissão em discos perfurados. Se pode perceber um deslocamento dos picos de perda por transmissão em relação ao eixo X de frequência, assim como modificação também em sua amplitude. Tais efeitos são relevantes para o projeto de discos perfurados.

De posse desses valores, é possível aplicar conceitos como nível de pressão sonora remanescente, retirando do nível de ruído geral a perda por transmissão encontrada e, conseqüentemente, encontrar o valor almejado de nível de ruído levando em consideração a distância e a directividade da fonte.

9 Conclusões

O trabalho proposto foi capaz de aprofundar a teoria por trás do funcionamento dos discos perfurados, bem como unir em uma única biografia informações e conclusões de diversas pesquisas anteriormente realizadas.

Devido à lacuna identificada na literatura para projetos de discos perfurados no interior de dutos, o trabalho em questão preenche tal necessidade de estudos a respeito de discos perfurados.

O fenômeno de propagação acústica no interior de dutos foi devidamente abordado e explicado matematicamente e teoricamente dissecando assim métodos matemáticos e computacionais capazes de auxiliar no conhecimento de tal fenômenos.

O objetivo final do trabalho foi alcançado, no qual foi possível o desenvolvimento de uma metodologia de melhor atenuação no interior de dutos para a aplicação de discos perfurados, demonstrando assim ao longo do trabalho a comparação e exemplificação de diferentes modelagens utilizadas no estudo bibliográfico. O procedimento apresentado é capaz de auxiliar engenheiro para a correta aplicação de discos perfurados no interior de dutos, visando a mitigação de ruído por meio da abordagem e extremamente barata comparando-a com a necessidade de sensores, atuadores e testes experimentais previamente utilizados para obtenção de parâmetros físicos.

Através de dados experimentais foi possível validar as matrizes de transferência, bem como a simulação de CFD. Apresentando valores condizentes abaixo da frequência de corte para a aplicação das matrizes de transferência e valores com erro de 0.4% para a velocidade do fluido calculada na estricção e 2,08% para a pressão no experimento.

Com a simulação em CFD é possível identificar dinâmicas de fluidos esperadas como a interação entre furos justapostos, assim como o fenômeno gerador de ruído, o jato, e recirculações causadas pelo mesmo.

Pela aplicação da metodologia de forma iterativa determina-se o local da melhor localidade possível dos discos perfurados.

Ao realizar o estudo comparativo de valores de Perda por Trasmmissão do teste físico e Método da Matriz de Transferência, a Figura 59 demonstrou um resultado esperado de uma

correlação existente até valores que permeiam a frequência de corte do duto, viabilizando assim a utilização desse método matemático para solução do problema proposto.

Por meio do cálculo da perda por transmissão foi possível comparar as diferentes modelagens de Rao, Betts e Iljae para o estudo de caso proposto, bem como se exemplifica a influência da compressibilidade e elevada velocidade do fluido no estudo da perda por transmissão. No qual, se pode observar que, dependendo da frequência de análise, é possível ocorrer um *offset* dos picos da onda para a esquerda.

O trabalho apresenta então uma metodologia que, por meio da fusão de ferramentas numéricas com artifícios analíticos é possível o desenvolvimento de um projeto de aplicação de discos perfurados no interior de dutos de maneira barata e validada.

Para o estudo de caso analisado se pode perceber que não houve acoplamento entre modos que pudessem maximizar o ruído de parede, porém, para trabalhos futuros, se sugere a aplicação de métodos externos de controle de escoamento como sucção de de camada limite para que, numa determinada posição, um modo acoplado não seja um problema causador de ruído de parede.

Como mais sugestões de trabalhos futuros, para a mitigação de ruído de baixas frequências é aconselhável a utilização de métodos híbridos, aplicando assim, controle de ruído ativo ou procedimentos que atacam diretamente a fonte. Caso forem frequências bem definidas e pontuais, é possível também o estudo e aplicação de ressonadores de Helmholtz no interior dos dutos.

Referências Bibliográficas

ÅBOM, M. **An introduction to flow acoustics**. KTH Aeronautical and Vehicle Engineering Stockholm, Sweden, 2008.

AMIRANTE, R.; *et al.* **Evaluation of the flow forces on a direct (single stage) proportional valve by means of a computational fluid dynamic analysis**. *Energy Conversion Manage*; v. 48, issue 3, p. 942–953, 2007.

AMIRANTE, R.; *et al.* **Experimental and numerical analysis of cavitation in hydraulic proportional directional valves**. *Energy Conversion Manage*; v. 87, p. 208-219, 2014.

AMIRANTE, R.; *et al.* **The importance of a full 3D fluid dynamic analysis to evaluate the flow forces in a hydraulic directional proportional valve**. *Eng. Comput.*; v. 31, issue 5, p. 898–922, 2014.

ANDERSON, John D. Jr. **Fundamentals of Aerodynamics**. 6th ed. McGraw-Hill Education, 2017.

ANTEBAS, AG.; *et al.* **A finite element approach for the acoustic modeling of perforated dissipative mufflers with non-homogeneous properties**. *Math Comput. Model*; v. 57, issue 7, p.1970–1978, 2013.

ATAIDE DE S. O., J. **Sobre o uso da técnica da matriz de transferência no estudo da propagação acústica em tubulações do sistema de ar-condicionado automotivo**. Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), 2018.

BACCOUCHE, R.; *et al.* **Test of single degree of freedom acoustic treatment impedance models for multimodal acoustic propagation in duct with flow**. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 141, p. 4168; DOI: 10.1121/1.4983653, 2017.

BAUER, B. **Impedance theory and measurements on porous acoustic liners**. *J. Aircraft*. v.14, issue 8, p. 720–728, 1977.

BERANEK, L.L.; VÉR, I.L. **Noise and vibration control engineering: Principles and applications**. Canada: John Wiley & Sons, Inc. 1992.

BERANEK, Leo L. **Acoustics**. Academic Press. 2nd ed., 1960.

BERANEK, Leo L.; MELLOW, Tim J. **Acoustics: Sound Fields and Transducers**. Academic Press. 1st ed., 2012.

BETTS, J. F. **Experiments and impedance modeling of liners including the effect of bias flow**. PhD Thesis, Faculty of Virginia Polytechnic Institute and State University, Hampton, Virginia, 2000.

BIES, D. A.; HANSEN, Colin H. **Engineering Noise Control_ Theory and Praticce.** Routledge Chapman &Hall_ CRC Press, 2014.

CANDIDO, G. C. **Estudo Analítico e Numérico do Desempenho Acústico de Silenciadores Reativos na Presença de Escoamento Médio Incompressível.** Brasília, 2016.

CHERN, MJ., *et al.* **Design of cages in globe valve.** Proc. Inst. Mech. Eng, Part C: J. Mech. Eng. Sci.; v. 229, issue: 3, p. 476-484, 2015.

CHRISTOPHER, K., TAM, W. AND DALE, E. BURTON. **Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 1. Two-dimensional mixing layers.** J. Fluid Mech. v.138, p. 249-271, 1984.

COLONIUS, T.; LELE, S. K.; MOIN, P. **Sound generation in a mixing layer.** Journal of Fluid Mech. v.330, p.375-409, 1997.

DE PAULA GOUVEA, M. **Análise de estabilidade de uma recuperadora de minério submetida ao vento pelo método de interação fluido-estrutura.** Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Pontifícia Universidade Católica de Minas Gerais (PUC-MG), 2019.

DONADON, L.V., Arruda, J.R.F., 2005. **Experimental Energetic Analyses of an Actively Controlled One-Dimensional Acoustic Waveguide.** Journal of Sound and Vibration, Vol. 280(1), p. 159-179.

DOWLING, A. P.; HYNES, T.P. **Sound generation by turbulence.** European Journal of Mechanics B/Fluids. v. 23, p. 491-500, 2004.

ELNADY, T., ÂBOM, M. and ALLAM, S. **Modeling perforates in mufflers using two-ports.** Journal of Vibration and Acoustics. v.132 / 061010-1, Dec. 2010.

ERRICO, F.; *et al.* **Schemes for the sound transmission of flat, curved and axisymmetric structures excited by aerodynamic and acoustic sources.** Journal of Sound and Vibration, v. 456, p. 221-238, Sep. 2019.

EWINS, D.J. **Modal Testing: Theory, Practice and Application.** 2nd ed. Baldock: Research Studies Press LTD., p. 562, 2000.

EZZEDDIN. M. MILAD; *et al.* **Acoustic Analysis of a Perforated-pipe Muffler Using ANSYS.** University Bulletin – 45 ISSUE No.19- Vol. (4) – December - 2017.
FENG, X., TAHAR, BEN M. and BACCOUCHE, R. **The aero-acoustic Galbrun equation in the time domain with perfectly matched layer boundary conditions.** J. Acoust. Soc. Am. v. 139, issue: 1, p.320–331,2016.

FOX, R. W.; McDONALD, A. T. **Introdução à mecânica dos fluidos**. 10. ed. Wiley, jan. 2020.

FREUND, J. B. **Noise sources in a low-Reynolds-number turbulent jet at Mach 0.9**. Journal of Fluid Mech.v.438, p.277-305, 2001.

FUCHS, H. **Acoustic interference effects and the role of Helmholtz number in aerodynamic noise**. Acoustics, v.43, n°. 1, p. 54, 1979.

GERGES, S.N.Y. **Ruído: Fundamentos e controle**. 2 ed. Florianópolis: NR Editora, 2000.

GLEGG, S.; DEVENPORT, W. **Aeroacoustics of Low Mach Number Flows**. Elsevier Inc., 2017.

GUASCH, O.et al. **Transfer matrices to characterize linear and quadratic acoustic black holes in duct terminations**. Journal of Sound and Vibration. v. 395, p.65-79, May. 2017.

GUO, F.; *et al.* **Absence of magnetic state dependent low frequency noise in spin-valve systems**. Phys. Rev. B; v. 88, issue: 1, 2013.

GUSTAFSSON, J. **Mathematical modelling and solutions to Flow Acoustical problems**. Master's Thesis in the Master's programme in Sound and Vibration. Department of Civil and Environmental Engineering, 2016.

HYUN-SIL, K. **Sound transmission loss of multi-layered infinite micro-perforated plates**. The Journal of the Acoustical Society of America, v. 147, p. 508.DOI: 10.1121/10.0000600, 2020.

INGARD, U. and ISING, H. **Acoustic Nonlinearity of an Orifice**. Journal of Acoustical Society of America, v. 42, issue 1, p. 6–17, 1967.

INGARD, U. and LABATE, S. **Acoustic Circulation Effects and the Nonlinear Impedance of Orifices**. Journal of the Acoustical Society of America, v.22, p. 211-218, mar. 1950.

INGÅRD, U. **On the theory and Design of acoustic resonators**. Journal Acoustical Society of America, v.25, issue: 6, p.1037-1061, 1953.

JAE-DEOK, J.; *et al.* **Acoustic insulation performance of a honeycomb panel using a transfer matrix method**. Journal of Engineering for the Maritime Environment. v.232, Issue: 4, 2018.

JAYARAMAN, K. and YAM, K. **Decoupling approach to modeling perforated tube muffler components**. Journal Acoustic Society Am. v. 69, issue 2, feb. 1980.

KANDAKURE, M.T., PATKAR, V.C. and PATWARDHAN, A.W. **Characteristics of turbulent confined jets**. Chemical Engineering and Processing, v. 47, p.1234–1245, 2008.

KHON, H.; *et al.* **Modeling the Propagation of Elastic Ultrasonic Waves in Isotropic and Anisotropic Materials when Excited by Various Sources**. Materials Science Forum, v. 945, p. 926-931, Feb. 2019.

KINSLER, L. E.; FREY, A. R.; COPPENS, A. B.; SANDERS, J. V. **Fundamentals of acoustics**. 3rd. ed. New York: John Wiley & Sons, 1982.

KLEINER, M.; TICHY, J. **Acoustics of Small Rooms**. CRC Press, 2014.

KRISHNAPPA, G.; CSANADY, G.T. **An experimental investigation of the composition of jet noise**. Journal of Fluid Mech. v.37, p.149-159, 1969.

LEE, D.H.; KWON, Y.P. **Estimation of the absorption performance of multiple layer perforated panel systems by transfer Matrix method**. Journal of Sound and Vibration. v.278, p. 847–860, 2004.

LEE, Iljae. M.S. **Acoustic Characteristics of Perforated Dissipative and Hybrid Silencers**. PhD Thesis. The Ohio State University, Ohio, 2005.

LISOWSKI, E.; *et al.* **CFD analysis of pressure loss during flow by hydraulic directional control valve constructed from logic valves**. Energy Conversion Manage; v. 65, p. 285–91, 2013.

LISOWSKI, E.; *et al.* **Multifunctional four-port directional control valve constructed from logic valves**. Energy Convers Manage; v. 87, p. 905–913, 2014.

LISOWSKI, E.; *et al.* **Three dimensional CFD analysis and experimental test of flow force acting on the spool of solenoid operated directional control valve**. Energy Conversion Manage; v. 70, p.220–229, 2013.

LIST E. J. **Turbulent jets and plumes**. Annual Reviews Fluid Mech. v.14, p.189-212, 1982.

LIU, Q.; *et al.* **Design and analysis of operation performance of parameters of the integrated valve under the high temperature condition**. Ann. Nucl. Energy; v. 71, p. 237–244, 2014.

LIU, Q.; *et al.* **Design and analysis of operation performance of parameters of the integrated valve under the high temperature condition**. Ann. Nucl. Energy; v. 71 p.237–244, 2014.

LIU, Q.; *et al.* **Three-dimensional computations of water–air flow in a bottom spillway during gate opening.** Eng. Appl. Comput. Fluid Mech.; v. 8, issue 1, p. 104–115, 2014.

LIU, X. *et al.* **Modified theory of a microperforated panel with roughened perforations.** EPL (Europhysics Letters), v.125, issue: 3, p. 340-344.DOI:10.1209/0295-5075/125/34004, 2014.

LONG, D.; ARNDT, R. **The role of Helmholtz number in jet noise.** 22nd ed. Aerospace Sciences Meeting. Reno, NV, U.S.A, 1984.

MELLING, T. **The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels.** Journal of Sound and Vibration, v.29, issue: 1, p. 1-65, 1973.

MENDEZ, S.; ELDREDGE, JD. **Acoustic modeling of perforated plates with bias flow for large-eddy simulations.** J. Comput. Phys.; v. 228, issue:13, p. 4757–4772, 2009.

MIMANI, A.; MUNJAL, ML. **3D acoustic analysis of spherical chamber having single inlet and multiple outlet: an impedance matrix approach.** Int. J. Appl. Mech.; v. 3, issue: 4, p.685–710, 2011.

MIMANI, A.; MUNJAL, ML. **Acoustical behavior of single inlet and multiple outlet elliptical cylindrical chamber muffler.** Noise Control Eng. J.; v. 60, issue:5, p.605–626, 2012.

MISHRA, Pankaj and AHARWAL, K. R. **A review on selection of turbulence model for CFD analysis of air flow within a cold storage.** IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. v. 402, p. 121-145, 2018.

MOHAMMED, El M. **Analytical study by transfer matrix and Green's method of a periodic lattice formed by dual Helmholtz resonators (DHR).** International Conference on Electrical and Information Technologies. (ICEIT), 2017.

MORAIS CUNHA, Rafael. **Modelagem Numérica de Sistemas de Áudio em Habitáculo Veicular.** Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), 2018.

MORRIS, P. J. **Viscous stability of compressible axisymmetric jets.** AIAA Jour., v. 21, n. 4, p. 481, 1980.

MOSA, A. I.; PUTRA, A.; RAMLAN, R.; ESRAA, A. **Wideband sound absorption of a double-layer microperforated panel with inhomogeneous perforation.** Applied Acoustics, p. 161, 107167. DOI:10.1016/j, 2019.

MOURA, F. **Avaliação de Métodos Inversos para Estimativa de Forças Operacionais de Veículos em Acústica e Vibrações**. Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Estruturas da Universidade Federal de Minas Gerais, 2016.

MUNJAL, M. L. **Analysis and design of mufflers – an overview of research at the Indian institute of science**. Journal of Sound and Vibration, v. 211, n. 3, p. 425-433, 1998.

MUNJAL, M. L.; DOIGE, A. G. **The two-microphone method incorporating the effects of mean flow and acoustic damping**. Journal of Sound and Vibration, v. 137, n. 1, p. 135-138, 1990.

NAKAYAMA, Y. **Introduction to fluid mechanics**. Oxônia: Butterworth-Heinemann, 2018.

NARAYANA RAO, K. **Prediction and verification of the aeroacoustic performance of perforated-element mufflers**. PhD Thesis, Indian Institute of Science, Bangalore, 1984.

NOÉ, J. *et al.* **Iridescent Perfect Absorption in Critically-Coupled Acoustic Metamaterials Using the Transfer Matrix Method**. Applied Sciences, MDPI, v. 7, issue6, p.618, 2017.

PAPAMOSCHOU D. **Mach wave elimination in supersonic jets**. AIAA Journal. v.35, nº10, 1997.

PAPAMOSCHOU D.; DEBIASI M. **Noise measurements in supersonic jets treated with the Mach wave elimination method**. AIAA Journal. v.37, nº2, 1999.

PAPINI, G. S. *et. al.* **Desenvolvimento e Avaliação do Desempenho de Discos de Atenuação de Ruído para Válvulas de Controle Eletro-eletrônico**. Parceria de pesquisa através da FAPEMIG entre Universidade Federal de Minas Gerais e ISOBRASIL. **Relatório Técnico Científico, Processo N°: EDT-101864/05**, 2006.

PAPINI, G.S., Pinto, R.L.U.F., 2007. **Active Noise Control for Small Diameter Exhaustion System**. Proceedings of COBEM, 19th International Congress of Mechanical Engineering, Brasília (DF), Brasil.

PAPINI, G.S. **Desenvolvimento de Procedimentos de Projeto Ótimo Híbridos para o Controle de ruído em Dutos de Sistemas de Exaustão Industriais**. Tese apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Estruturas da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), 2009.

PASQUAL, A. M. **Análise de Sistemas Reativos para Controle de Ruído em Dutos pelo Método dos Elementos Finitos**. Dissertação apresentada ao Curso de

Pós-Graduação em Engenharia de Estruturas da Escola de Engenharia da Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG), 2005.

PHONG, V.; PAPAMOSCHOU, D. **High frequency acoustic transmission loss of perforated plates at normal incidence.** J. Acoust. Soc. Am.; v. 134, issue2, p.1090–1101, 2013.

PHONG, V.; PAPAMOSCHOU, D. **Acoustic Transmission Loss of Perforated Plates.** 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference), Colorado Springs, CO, June. 2012.

PHONG, V.; PAPAMOSCHOU, D. **Acoustic Transmission Loss of Perforated Plates.** 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (33rd AIAA Aeroacoustics Conference), Colorado Springs, CO, Jan. 2012.

PHONG, V.; PAPAMOSCHOU, D. **Normal Incidence Acoustic Transmission Loss of Perforated Plates with Bias Flow.** 53rdAIAA Aerospace Sciences Meeting 5-9, Kissimmee, Florida. AIAA 2015-0742, jan. 2015.

QIAN, J.; *et al.* **CFD analysis on the dynamic flow characteristics of the pilot-control globe valve.** Energy Convers.; v. 87, p. 220–226, 2014.

QIAN, J.; WEI, L.; JIN, Z.; *et al.* **CFD analysis on the dynamic flow characteristics of the pilot-control globe valve.** Energy Convers Manage 2014; v. 87, p. 220–226, 2014.

RAO, S. **Vibrações Mecânicas.** 4 ed. p. 424, São Paulo: Pearson Prentice Hall, 2008.

RAO, Y.; *et al.* **Development of a butterfly check valve model under natural circulation conditions.** Ann. Nucl. Energy; v. 76, p.166–71, 2015.

REETHOF, G. **Turbulence-generated noise in pipe flow.** Ann. Rev. Fluid Mech. v. 10, p. 333-367, 1978.

RIENSTRA, S. W.; HIRSCHBERG, A. **An introduction to acoustics.** Eindhoven University of Technology, 2003.

RONNEBERGER, D. The acoustical impedance of holes in the wall of flow ducts. *Journal of Sound and Vibration.* v. 24, issue 1, p. 133-150, Sep. 1972

RUI LIU, C.; HUI WU, J.; YANG, Z.; MA, F. **Ultra-broadband acoustic absorption of a thin microperforated panel metamaterial with multi-order resonance.** *Composite Structures*, 112366. DOI:10.1016/j, 2020.

SAKUMA, T.; SAKAMOTO, S. **Computational Simulation in Architectural and Environmental Acoustics – Methods and Applications of Wave-Based Computation.** 1st. ed. p. 324, Springer: Tokyo, 2014.

- SEKHAR, MC.; *et al.* **Enhanced stability against spin torque noise in current perpendicular to the plane self-biased differential dual spin valves.** J. Magn. Mater; v. 374, p.740–743, 2015.
- SEYBERT, A.F. AND D.F. ROS. **Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique.** the Journal of the Acoustical Society of Americ., 1977. **61**(5): p. 1362-1370.
- SHAPIRO, H. N. **Fundamentals of Engineering Thermodynamics.**6th ed. John Wiley & Sons, Inc., 2018.
- SIVIAN, L. J. **Acoustic impedance of small orifices.** Journal Acoustical Society of America, v.7, p. 94-101, 1935.
- SINGH, N.; *et al.* **Modelling Noise Sources in Offset Two-Stream Jets Using Linear Stability Theory -- Further Developments.** 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Session: Jet Aeroacoustics III, May. 2019.
- SNYDER, S. D. **Active Noise Control Primer.** New York: Springer, 2000.
- SONG, X.; *et al.* **A CFD analysis of the dynamics of a direct-operated safety relief valve mounted on a pressure vessel.** Energy Convers. Manage.v. 81, p.407–419, 2014.
- SONG, XG. *et. al.* **Transient analysis of a spring-loaded pressure safety valve using computational fluid dynamics (CFD).** J. Pressure Vessel Technol. v. 132, issue: 5, p. 545-561, 2010.
- SULLIVAN, J. W. and CROCKER, M. J. **Analysis of concentric-tube resonators having unpartitioned cavities.** J. Acoustic Soc. Am. v. 64, issue 1, jul. 1978.
- SULLIVAN, W. **A Method of Modeling Perforated Muffler Components.I. Applications.** J. Acoust. Soc. Am. v. 66, p. 779-788, 1979.
- TAM, C. K. W. **Supersonic jet noise.** Annual Reviews Fluid Mech. v. 27, p.17-43, 1995.
- THIEME, F. A. **Atenuação de Ruído em Silenciadores Automotivos: Análise Numérica pelo Método das Matrizes de Transferência e Verificação Experimental.** Florianópolis, 2000.
- VALDÉS, JR.; *et al.* **A methodology for the parametric modelling of the flow coefficients and flow rate in hydraulic valves.** Energy Convers. Manage; v. 88, p.598–611, 2014.
- VALDÉS, JR.; *et al.* **Numerical simulation and experimental validation of the cavitating flow through a ball check valve.** Energy Convers. Manage; v. 78, p. 776–786, 2014.

- VAN WYLEN, G. J.; SONNTAG, R. E.; BORGNAKKE, C. **Fundamentos da termodinâmica**. 5. ed. São Paulo: Edgard Blücher, 1998.
- VÉR, István L.; BERANEK, Leo L. **Noise and Vibration Control Engineering: Principles and Applications**. 2nd ed. p. 943. Hoboken: John Wiley & Sons, 2006.
- VERSTEEG, H.K. and MALALASEKERA, W. **An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method**. Pearson Education Limited, 2007.
- VINOGRADOV, A.; *et al.* **Phenomenological approach towards modelling the acoustic emission due to plastic deformation in metals**. Scripta Materialia, v. 170, p. 172-176, Sep. 2019.
- WANG, Xu. **Vehicle noise and vibration refinement**. New York. CRC Press, 2010.
- WENDOLOSKI, J. C. – **Sound absorption by an orifice plate in a flow duct**. J. Acoust. Soc. Am. v. 104, issue1, July1998.
- WOLFRAM, S. **A new kind of science**. Champaign: Wolfram Media, 2002.
- WU, D.; *et. al.* **CFD simulation of flow-pressure characteristics of a pressure control valve for automotive fuel supply system**. Energy Convers. Manage; v.101, p.658–665, 2015.
- XU, Y.; *et al.* **Structural optimization of downhole float valve via computational fluid dynamics**. Eng Fail Anal; .v. 44, p. 85–94, 2014.
- XU, Z.; ASMA, K.; *et al.* **Mode-matching analysis for two-dimensional acoustic wave propagation in a trifurcated lined duct**. Journal of Interdisciplinary Mathematics, v. 22, issue: 7, p.1095-1112, DOI: 10.1080/09720502.2019.1706888, 2019.
- YANG, C.; XU, H. Effects of **the backing cavity on the acoustic absorption of a microperforated panel absorber**. Applied Acoustics, p. 166, DOI: 10.1016/j, 2020.
- YANG, X. *et. Al.* **Optimal design and experimental validation of sound absorbing multilayer microperforated panel with constraint conditions**. Applied Acoustics, v. 146, p. 334–344, 2019.
- YE, Y.; *et al.* **Effects of groove shape of notch on the flow characteristics of spool valve**. Energy Conversion Manage; v. 86, p.1091–1101, 2014.
- YUAN, X.; GUO K. **Modelling and analysis for a pilot relief valve using CFD method and deformation theory of thin plates**. Sci. China Technol.p.1–20, 2015.

YUANYUAN, D.; *et al.* **Comparison of three numerical methods for acoustic propagation in a lined duct with flow.** 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Delft, The Netherlands, May. 2019.

ZENG, L.; *et al.* **Flow-induced vibration and noise in control valve.** Proc. Inst. Mech. Eng., Part C: J. Mech. Eng. Sc., 2015.

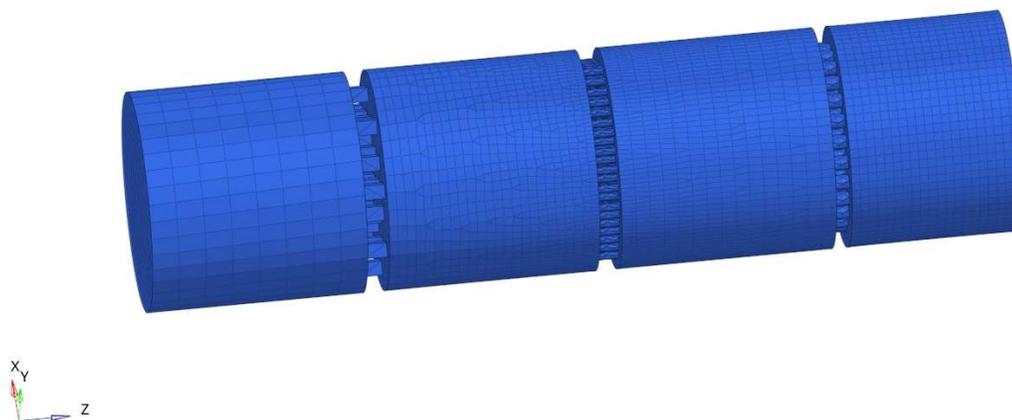
ZHAO, LI.; *et al.* **Propagation of monopole source excited acoustic waves in a cylindrical high-density polyethylene pipeline.** The Journal of the Acoustical Society of America, v.142, p. 3564, 2017.

Apêndice A

No seguinte adendo será apresentado o procedimento de utilização do software baseado no método de elementos finitos (FEM) visando a realização da análise modal de fluidos, bem como a superposição modal no pós-processamento utilizando o software HyperWorks 2019.

Inicialmente, é realizada a malha do domínio baseando-se na teoria apresentada no trabalho como exemplificado pela Figura 1 Apêndice A.

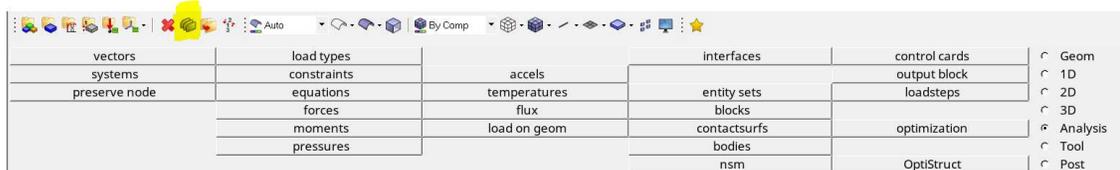
Figura 1 Apêndice A – Malha para o exemplo proposto.



Fonte: Próprio Autor.

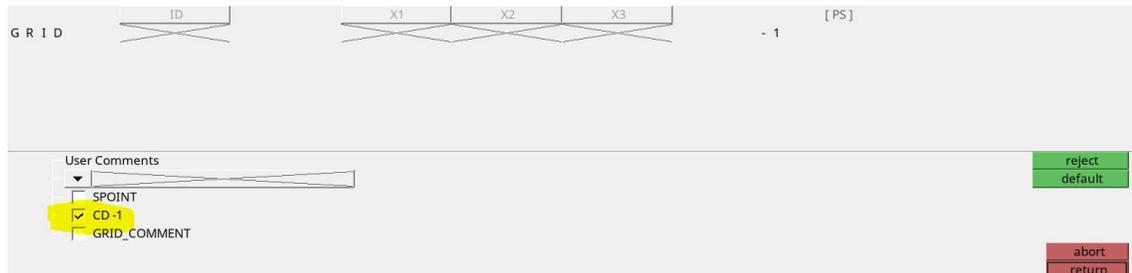
Tais softwares de elementos finitos necessitam normalmente que o usuário identifique que as soluções devem ser realizadas em nós de fluido, definindo assim o grau de liberdade correta para a devida solução. No HyperWorks tal procedimento advém da seleção de todos os nós do volume de controle e, na opção *Card Edit*, selecionar CD-1 como ilustrado na Figura 2 e 3 Apêndice A.

Figura 2 Apêndice A – Opção Card Edit HyperWorks 2019.



Fonte: Próprio Autor.

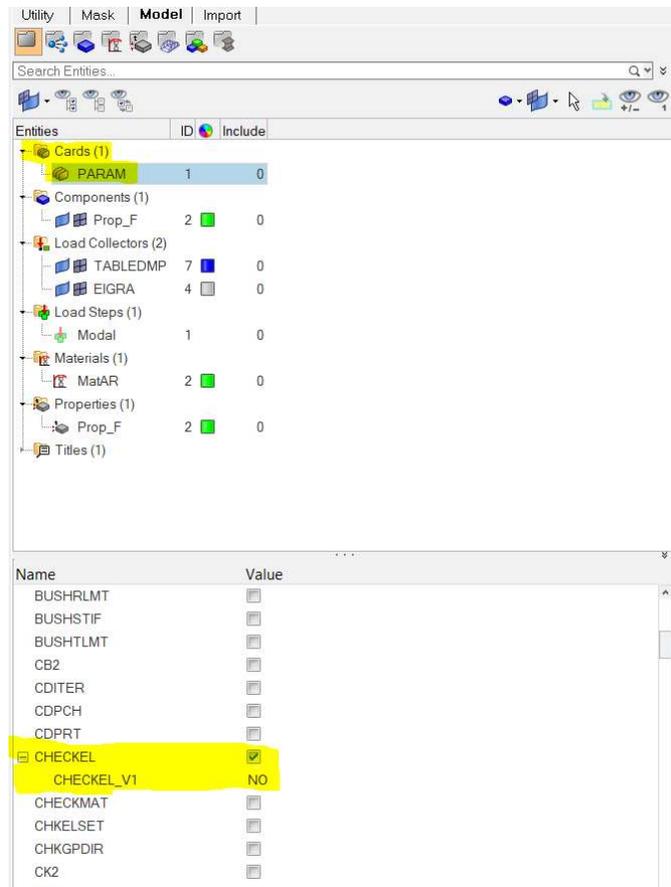
Figura 3 Apêndice A – Caixa de seleção CD-1 HyperWorks 2019.



Fonte: Próprio Autor.

A seguir, deve-se definir os *Control Cards*, que é a especificação de parâmetros a serem considerados na solução da simulação de acordo com a Figura 4 Apêndice A.

Figura 4 Apêndice A – Cartas de Controle.

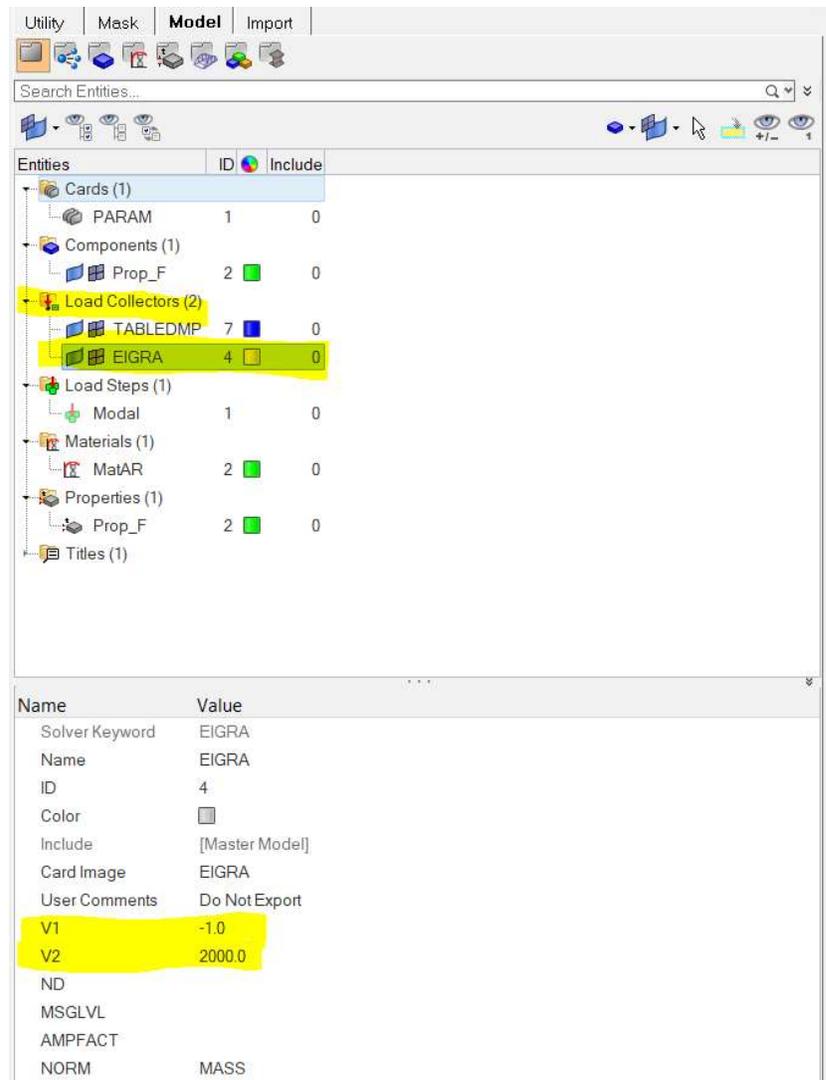


Fonte: Próprio Autor.

Para a situação vigente não é preocupante a qualidade dos elementos, então se adiciona o *Control Card* PARAM e marca-se a opção checkel = NO.

A seguir é necessário criar um *Load Collector* de tipo EIGRA para definir os limites de frequência da simulação em questão de acordo com a Figura 5 Apêndice A.

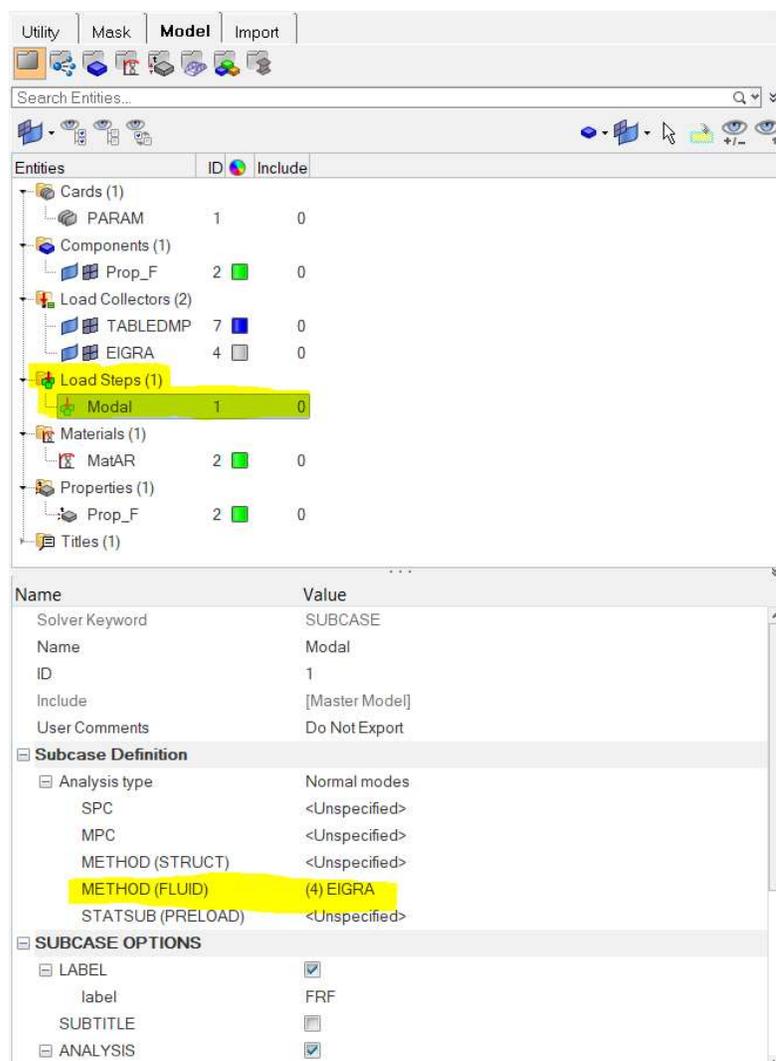
Figura 5 Apêndice A – Criação do Load Collector.



Fonte: Próprio Autor.

Adicionalmente, cria-se então o *Load Step* a ser resolvido. Como se trata de uma análise modal, o tipo desse *Load Step* é *Normal Modes* e, por ser a resolução de uma modal do fluido, adiciona-se o *Load Collector* EIGRA no campo *METHOD (FLUID)* como demonstrado pela Figura 6 Apêndice A.

Figura 6 Apêndice A – Criação do Load Step (Normal Modes).

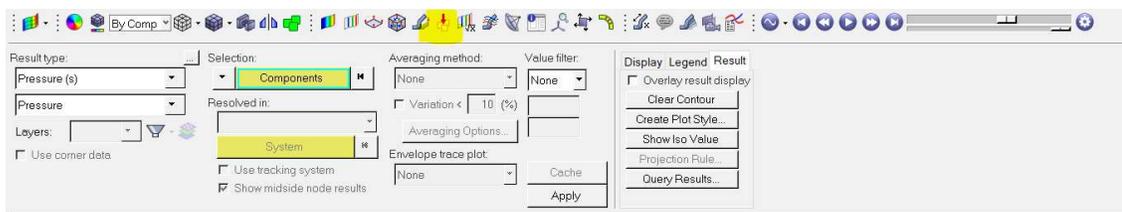


Fonte: Próprio Autor.

As especificações indispensáveis de simulação modal de fluido utilizando o HyperWorks podem ser definidas nesses passos, além disso, os demais componentes criados se referem ao amortecimento do fluido, material do fluido bem como a propriedade do mesmo.

Após o retorno do arquivo de resposta (.H3D), torna-se necessário o pós processamento para se realizar a superposição modal. Primeiramente se abre o arquivo no programa HyperView e, posteriormente, seleciona-se a opção destacada pela Figura 7 Apêndice A, denominado *Derived Load Steps*.

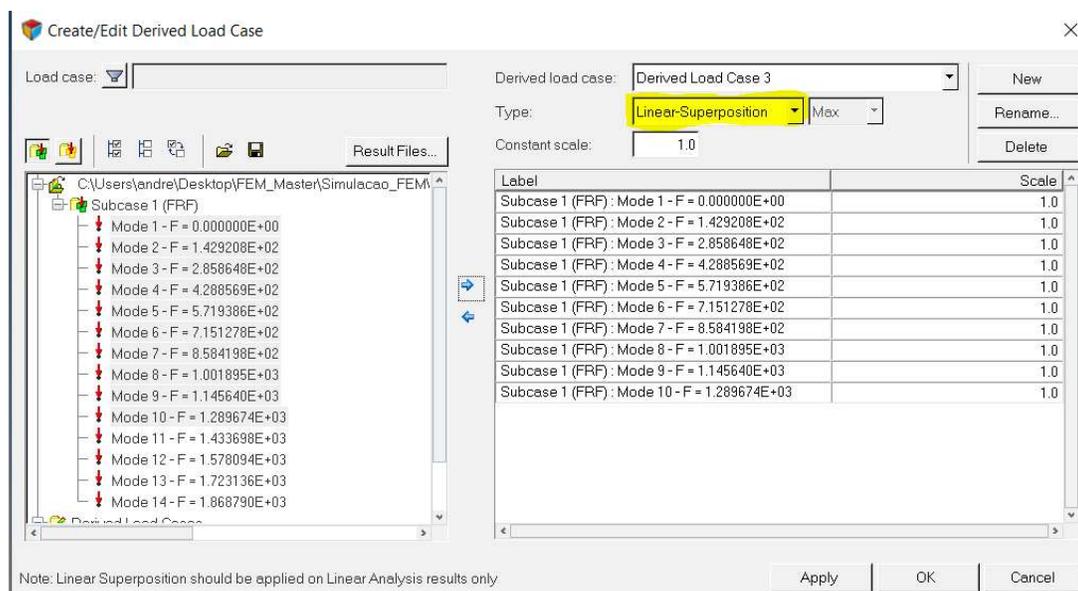
Figura 7 Apêndice A – Derived Load Steps.



Fonte: Próprio Autor.

Nesta opção seleciona-se o tipo de *Derived Load Case* denominado *Linear Superposition* e, ao lado esquerdo, marca-se todos os modos que devem ser levado em consideração para tal operação como exemplificado pela Figura 8 Apêndice A, posteriormente, clica-se em *Apply* e *Ok*.

Figura 8 Apêndice A – Superposição Linear.



Fonte: Próprio Autor.

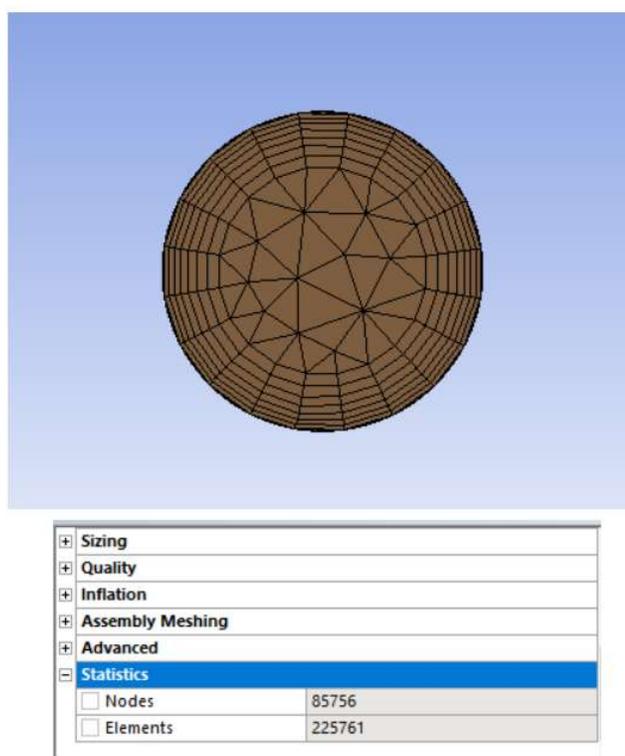
Tem-se como resposta então a superposição linear dos modos escolhidos no software.

Apêndice B

Neste Apêndice é apresentada a solução utilizada para o Método de Volumes Finitos segundo o software de CFD denominado ANSYS 2019.

Primeiramente, assim como no método FEM, necessita-se de uma confecção de malha que atende a demanda de simulação, especificamente, para o CFD deve-se realizar um estudo de convergência de malha segundo especificado pelo trabalho na seção denominada METODOLOGIA. Para a simulação CFD temos um exemplo de malha ilustrado pela Figura 1 Apêndice B, sendo utilizado parâmetros como inflation, sizing, mapping.

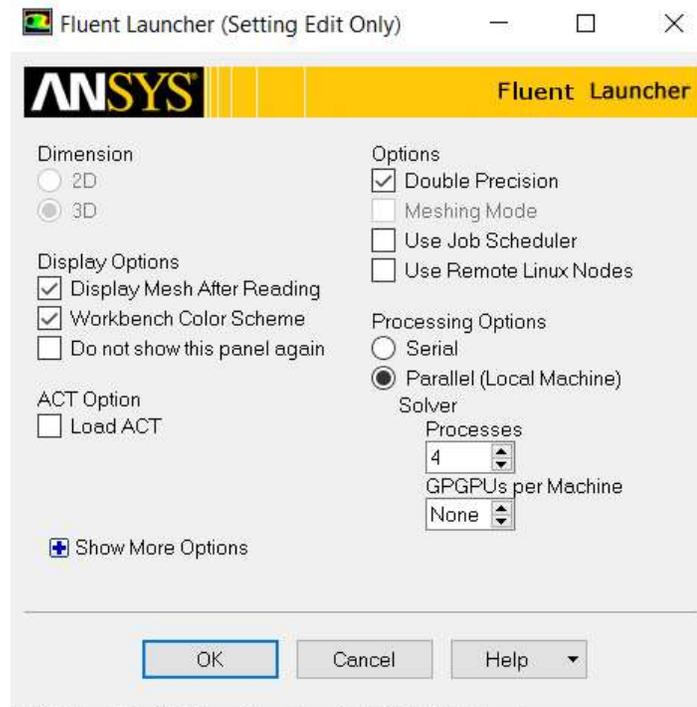
Figura 1 Apêndice B – Exemplo malha CFD.



Fonte: Próprio Autor.

Para se otimizar o tempo de simulação, ao executar o *Fluent Launcher* optou-se por processamento paralelo de 4 processos (tal escolha depende da máquina utilizada), como ilustrado pela Figura 2 Apêndice B.

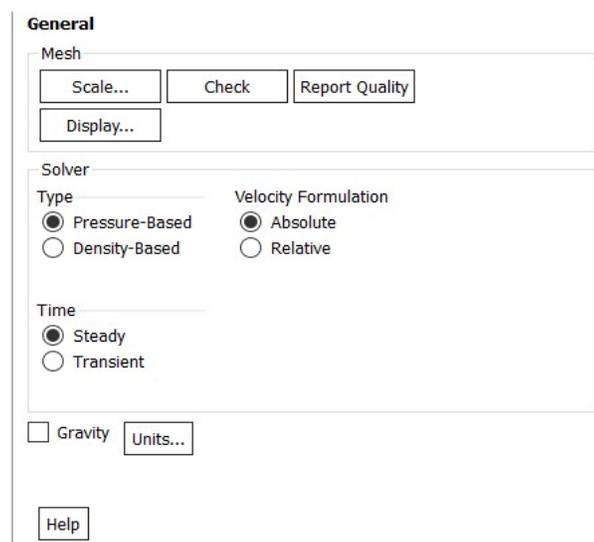
Figura 2 Apêndice B – Fluent Opções de entrada.



Fonte: Próprio Autor.

Como no experimento temos resultados de pressão e estamos simulando um tudo cujo domínio é seu fluido interno, na aba General, seleciona-se Pressure-Based para o step inicial de simulação de acordo com a Figura 3 Apêndice B.

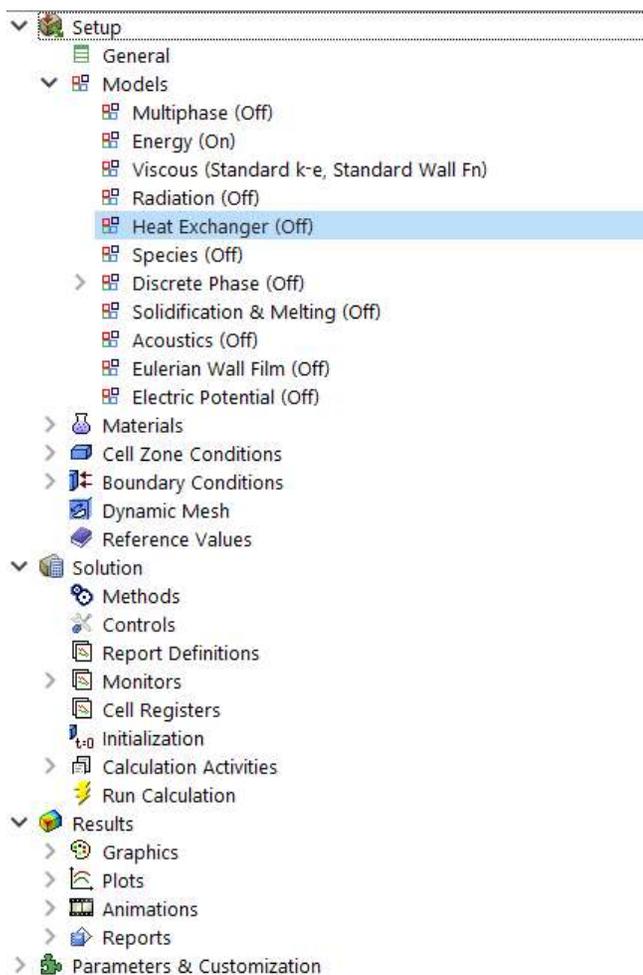
Figura 3 Apêndice B – General Options.



Fonte: Próprio Autor.

Para os modelos utilizados, como ressaltado pela literatura pesquisada e validada, seleciona-se a opção *Standard k-ε* com a especificação de *Wall Fn* para o modelo de turbulência, como exemplificado pela Figura 4 Apêndice B.

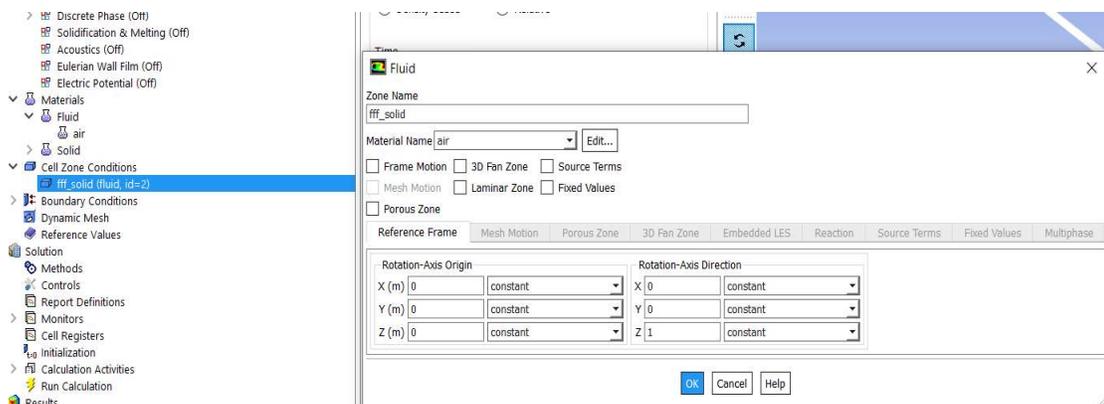
Figura 4 Apêndice B – Modelo de Turbulência.



Fonte: Próprio Autor.

O material para o caso proposto é o Ar, importado diretamente da biblioteca do Workbench e, para o *Cell Zone Conditions*, temos a seleção do material como ilustrado pela Figura 5 Apêndice B.

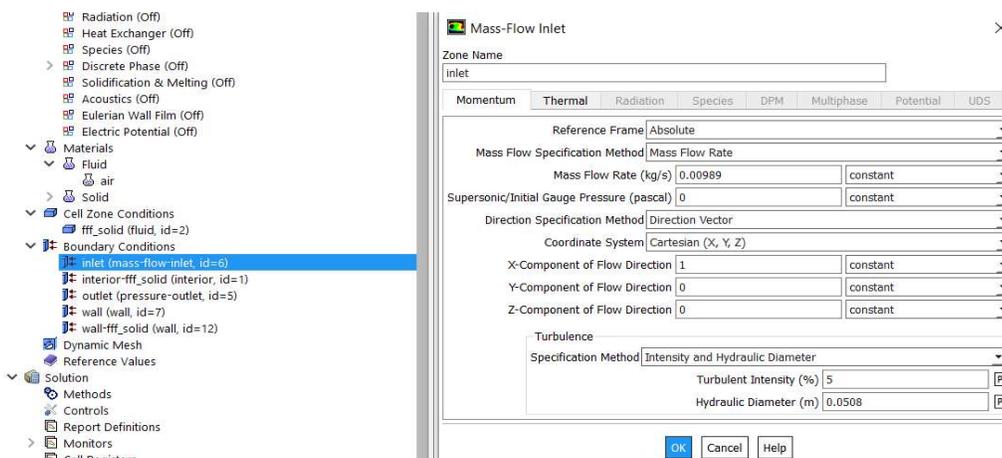
Figura 5 Apêndice B – Condição das células do domínio.



Fonte: Próprio Autor.

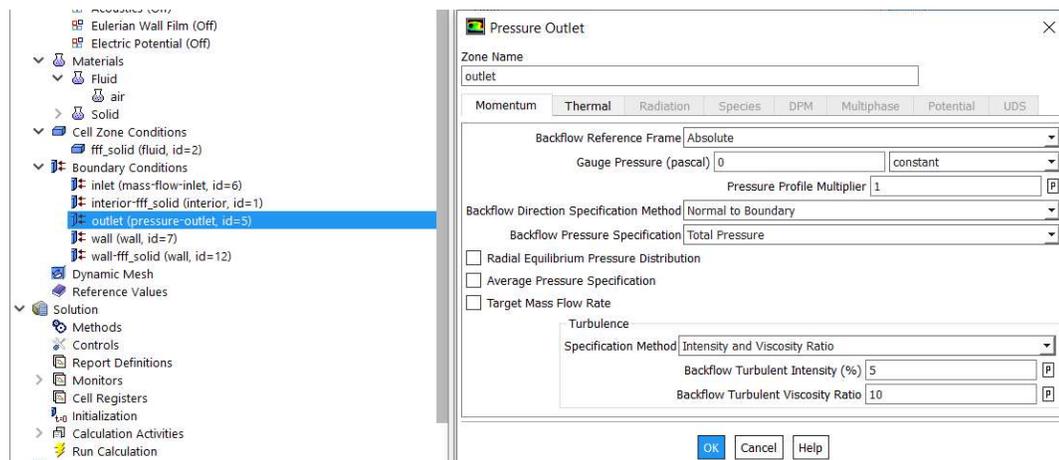
Posteriormente, deve-se definir as condições de contorno em *Boundary Conditions*. Para o caso estudado, tem-se um *inlet* definido como *Mass Flow* (especificando-se o *Mass Flow Rate* em kg/s, intensidade turbulenta e o diâmetro hidráulico do caso proposto), um *outlet* de pressão e as paredes com a condição de contorno de não-deslizamento (No-slip conditions) como demonstrado pelas Figuras 6, 7 e 8 Apêndice B.

Figura 6 Apêndice B – Especificação do Inlet.



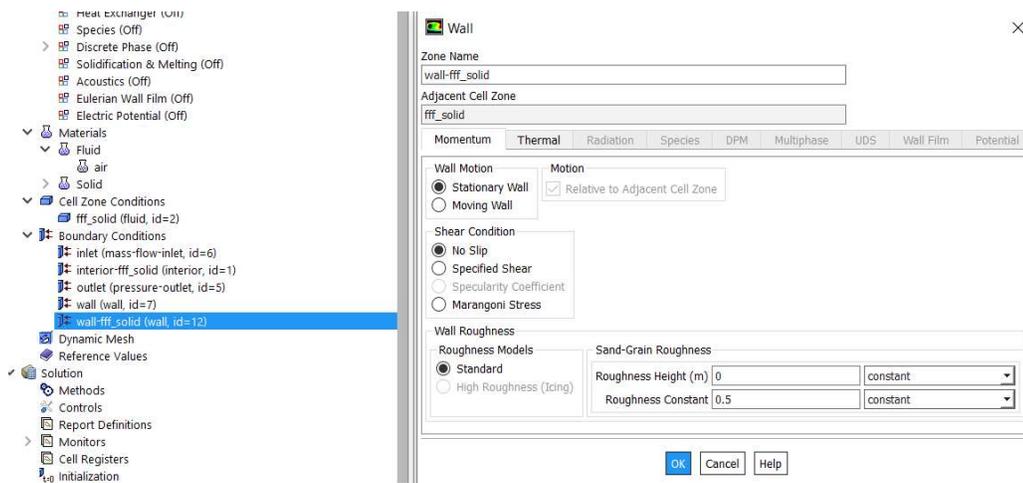
Fonte: Próprio Autor.

Figura 7 Apêndice B – Especificação do Outlet.



Fonte: Próprio Autor.

Figura 8 Apêndice B – Especificação da parede.



Fonte: Próprio Autor.

Finalmente, para o método utilizado tem-se bem dissertado ao longo do trabalho e na literatura consultada, a aplicação do esquema SIMPLE de segunda ordem para solução do

acoplamento da pressão com velocidade no interior de dutos, como ilustrado pela Figura 9 Apêndice B.

Figura 9 Apêndice B – Método de Solução.

Solution Methods

Pressure-Velocity Coupling

Scheme
SIMPLE

Spatial Discretization

Gradient
Least Squares Cell Based

Pressure
Second Order

Density
Second Order Upwind

Momentum
Second Order Upwind

Turbulent Kinetic Energy
Second Order Upwind

Transient Formulation

Non-Iterative Time Advancement

Frozen Flux Formulation

Pseudo Transient

Warped-Face Gradient Correction

High Order Term Relaxation Options...

Default

Fonte: Próprio Autor.

Após efetuar tais passos, torna-se factível a solução pelo programa ANSYS Fluent por meio da solução CFD para cálculo de velocidade e pressão visando a validação dos dados bem como, aquisição de tais parâmetros para alimentar o método da matriz de transferência.

