



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS**

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM**

**ENGENHARIA MECÂNICA**

**“ESTUDO DE UM SILENCIADOR DE DESCARGA DE ALTA  
PRESSÃO”**

**CARLA JÚLIO DA SILVEIRA**

**Belo Horizonte, 06 de abril de 2006.**

Carla Júlio da Silveira

**“ESTUDO DE UM SILENCIADOR DE DESCARGA DE ALTA  
PRESSÃO”**

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

Área de concentração: Calor e Fluidos

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Bauzer Medeiros

Universidade Federal de Minas Gerais

Co-orientador: Prof. Dr. Geraldo Augusto Campolina França

Universidade Federal de Minas Gerais

Belo Horizonte

Escola de Engenharia da UFMG

2006



## **AGRADECIMENTOS**

Ao professor Bauzer pela orientação e principalmente pelo seu valioso e imprescindível apoio para realização deste trabalho.

Ao professor Campolina pela co-orientação e ensinamentos em mecânica dos fluídos.

Aos professores Roberto Márcio e Ziviani pelo incentivo ao longo do curso de mestrado. Aos funcionários do DEMEC, a colega de mestrado Lis.

Ao Ramon e Maria Luiza pela colaboração e apoio durante o uso da infra-estrutura do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC-MG. À ISOBRASIL pelo apoio financeiro durante o trabalho de dissertação.

Especialmente ao meu esposo Wellington pelo amor e carinho dedicados em todos os momentos e apoio constante nas difíceis decisões durante este percurso. À minha mãe e irmãs Adriana e Silvana pela compreensão.

Meus sinceros agradecimentos.

# SUMÁRIO

<b>NOMENCLATURA .....</b>	<b>7</b>
<b>RESUMO .....</b>	<b>9</b>
<b>ABSTRACT .....</b>	<b>10</b>
<b>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....</b>	<b>11</b>
1.1 Visão geral .....	11
1.2 Síntese do problema .....	13
1.3 Objetivos .....	15
1.4 Contribuições atingidas.....	16
<b>CAPÍTULO 2 – RUÍDO EM ESCOAMENTOS .....</b>	<b>17</b>
2.1 Introdução .....	17
2.2 Conceitos básicos e definições.....	17
2.2.1 Energia acústica e sua classificação.....	17
2.2.2 Pressão acústica .....	18
2.2.3 Onda acústica .....	20
2.2.4 Intensidade acústica .....	21
2.2.5 Potência acústica.....	22
2.2.6 Velocidade do som.....	23
2.2.7 Fontes aerodinâmicas.....	23
2.2.7.1 Fonte Monopolo.....	24
2.2.7.2 Fonte Dipolo .....	25
2.2.7.3 Fonte Quadripolo .....	26
2.3 Fontes de ruído em jatos livres .....	26
2.3.1 Camada de mistura turbulenta .....	27
2.3.2 Choque .....	36
2.3.3 Fontes de ruído em tubulações.....	38
2.3.3.1 Processos de estrangulamento .....	40
2.3.3.2 Propagação de ruído em tubulações.....	40
2.3.3.3 Transmissão pela parede de tubos .....	43
<b>CAPÍTULO 3 – CONTROLE DE RUÍDO EM ESCOAMENTOS.....</b>	<b>44</b>
3.1 Introdução .....	44

3.2	Conceitos básicos e definições.....	44
3.2.1	Resistência Acústica .....	44
3.2.2	Inertância Acústica .....	44
3.2.3	Complância Acústica .....	45
3.2.4	Impedância de radiação.....	45
3.2.5	Efeitos de terminações abertas em tubos .....	46
3.3	Elementos reativos.....	47
3.3.1	Ressonadores .....	47
3.3.1.1	Ressonador de Helmholtz.....	48
3.3.1.2	Orifícios em cavidade concêntrica.....	50
3.3.2	Variação de Seção.....	51
3.3.3	Filtros .....	53
3.3.3.1	Filtros passa-baixa .....	53
3.3.3.2	Filtros passa-alta .....	55
3.3.3.3	Filtros passa-banda .....	56
3.4	Elementos dissipativos.....	57
3.4.1	Materiais de absorção sonora.....	57
3.4.1.1	Características físicas dos materiais de absorção.....	58
3.4.2	Absorvedores porosos.....	60
3.4.3	Ressonadores .....	62
3.4.4	Placas vibrantes.....	64
<b>CAPÍTULO 4 – MATERIAIS E MÉTODOS .....</b>		<b>68</b>
4.1	Introdução .....	68
4.2	Dispositivo experimental .....	68
4.2.1	Instrumentação .....	72
4.2.1.1	Medidores de temperatura.....	72
4.2.1.2	Sensores de pressão .....	73
4.2.1.3	Medidor de vazão.....	73
4.2.1.4	Medição de ruído .....	74
4.2.2	Sistema de Aquisição de Dados.....	74
4.3	Procedimento experimental .....	75
4.3.1	Considerações iniciais.....	76
4.3.2	Descrição das séries de ensaios .....	79
4.3.3	Metodologia para análise do desempenho acústico.....	80

4.3.4 Metodologia para avaliação da perda de carga .....	83
4.3.4.1 Queda de pressão .....	83
4.3.4.2 Perda de carga .....	84
4.4 Incerteza de medição.....	91
4.4.1 Avaliação do desempenho acústico .....	91
4.4.2 Avaliação da perda de carga .....	93
<b>CAPÍTULO 5 – ANÁLISE DOS RESULTADOS .....</b>	<b>95</b>
5.1 Desempenho acústico .....	95
5.1.1 Difusor .....	97
5.1.2 Núcleo Absorvedor .....	103
5.1.3 Comprimento .....	106
5.2 Avaliação da perda de carga .....	108
5.2.1 Queda de pressão .....	108
5.2.2 Perda de carga .....	110
5.3 Desempenho acústico x queda de pressão .....	115
<b>CAPÍTULO 6 – CONCLUSÃO .....</b>	<b>116</b>
6.1 Conclusões finais .....	116
6.2 Recomendações e proposições de trabalhos futuros.....	118
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....</b>	<b>120</b>

## NOMENCLATURA

### Letras Latinas

$a, r, r_0$	raio (m)
$A, S$	área de seção transversal, área de superfície (m <sup>2</sup> )
$c, c_0$	velocidade do som (m/s)
$C$	coeficiente de vazão
$D, d$	diâmetro (m)
$e_s, e_a, e_g$	erro sistemático, aleatório e grosseiro
$f$	frequência (Hz)
$f$	fator de atrito
$f_0$	frequência de ressonância (Hz)
$f_c$	frequência de corte (Hz)
$h$	porosidade
$h_{LT}$	perda de carga total (Pa)
$h_L$	perda de carga distribuída (Pa)
$h_{Lm}$	perda de carga localizada (Pa)
$I$	intensidade sonora (dB)
$IM$	incerteza de medição (W/m <sup>2</sup> )
$k$	razão entre calores específicos
$K$	coeficiente de perda
$K$	fator de abrangência
$l, L$	comprimento (m)
$l', L'$	comprimento efetivo (m)
$\dot{m}$	vazão mássica (kg/s)
$m''$	massa (kg)
$M$	número de Mach
$n_h$	número de orifícios
$NPS$	nível de pressão sonora (dB)
$P$	pressão (Pa)
$P, P(t), P_{ef}$	pressão acústica, pressão total, pressão efetiva
$P_o$	pressão atmosférica, pressão estática

$Q$	fator de qualidade
$R$	resistividade ao fluxo de ar
$R$	resistência do sistema
$R$	constante universal do ar
$R_0$	resistência à radiação
$R_e$	número de Reynolds
$t$	tempo (s)
$t$	espessura da parede, camada de ar (m)
$T$	temperatura (K)
$T_\pi$	coeficiente de transmissão de potência
$u$	incerteza padrão
$U$	incerteza expandida
$U, V$	velocidade do escoamento (m/s)
$U_{ef}$	velocidade efetiva (m/s)
$w, W$	potência sonora (W)
$V$	volume (m <sup>3</sup> )
$X_o$	reatância à radiação (kg/s)
$Z_o, Z_a, Z_l$	impedância de radiação (kg/s)

### Letras Gregas

$\alpha$	coeficiente de absorção
$\Gamma, \Gamma_a$	constante de propagação acústica
$\theta$	ângulo (rad)
$\kappa, \kappa_x, \kappa_{mn}$	número de onda, direção axial, direção radial (1/m)
$\lambda$	comprimento de onda (m)
$\rho$	massa específica do fluido (Kg/m <sup>3</sup> )
$\tau_w$	tensão de cisalhamento na parede (Pa)
$v$	velocidade de face
$\chi$	fator estrutural
$\omega$	freqüência angular (rad/s)
$\omega_o$	freqüência de ressonância (rad/s)

## RESUMO

Linhas de descarga são comumente encontradas nas instalações industriais de ar comprimido. A descarga direta de ar de alta pressão no ambiente produz níveis de ruído acima dos limites de tolerância previstos pela legislação brasileira (NR15), tornando as áreas de trabalho insalubres. Linhas de descarga bem projetadas empregam silenciadores que reduzem este efeito a valores permissíveis, inferiores a 85 dB(A) para uma exposição máxima diária de 8 horas. No presente trabalho uma série de observações experimentais são realizadas para um silenciador de descarga de alta pressão típico. Ar comprimido, com sistemas de controle de pressão e vazão, abastece uma linha equipada com um silenciador em sua terminação. A geometria interna do denominado centro acústico do jato é variada para uma série de condições de vazão e pressão. A influência dos principais elementos construtivos de um silenciador típico é avaliada em diferentes montagens submetidas às mesmas condições de escoamento. Como resultados, a atenuação de ruído para cada ponto de operação é avaliada em terças de oitava e associada a correspondente redução de pressão imposta pelo silenciador. As parcelas de contribuição dos principais elementos na queda de pressão total são analisadas, e coeficientes de perdas experimentais são obtidos para a descrição de uma equação geral para predição da redução de pressão. O objetivo é associar o desempenho acústico com uma queda de pressão que minimize o acréscimo nos custos de abastecimento da linha. Finalmente, o desempenho global é utilizado como uma importante ferramenta no projeto de um típico silenciador para descarga de altas pressões.

**Palavras chaves:** ruído em camada cisalhante, linhas de descarga de alta pressão, silenciador acústico e perda de carga.

## **ABSTRACT**

Discharge lines are commonly found in industrial compressed air installations. Direct high pressure air discharge can create noise levels above the tolerance limits described by the Brazilian Standard Legislation (NBR15), making job environments unhealthy. Well-designed discharge lines make use of silencers to reduce this undesirable effect to more acceptable levels below 85 dB(A), which is the recommended maximum exposure of a 8-h daily work period. In this study, a series of experimental observations are made using a typical blow off silencer. Compressed air, with pressure and flow control systems, supply a line equipped with a silencer at its ending. The internal geometry of the assumed acoustic core of the jet varies according to a series of flow and pressure conditions. The influence of the main constructive elements of a typical silencer is evaluated in different assembling submitted to the same flow conditions. As a result, the noise attenuation for each operation point is evaluated in one-third octave bands and associated to the corresponded pressure loss enforced by the silencer. The main elements' contribution in the total pressure loss is analyzed, and the experimental loss coefficients are obtained in order to produce a description of a general equation for prediction of pressure loss. The main goal is to associate the acoustic performance with a pressure loss that minimizes the increase of the line supplying costs. Finally, the overall performance is used as an important tool in the development process of a typical venting silencer.

**Key words:** shear layer noise, high pressure discharge lines, acoustic silencer and pressure loss.

# **CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO**

## **1.1 Visão geral**

Na sociedade atual, é de interesse geral o conhecimento da grandeza física chamada de som e de como esta pode interferir na saúde e no comportamento humano.

Enquanto ondas sonoras com amplitudes inferiores a certos valores mínimos não são sequer audíveis pelo ouvido humano, ondas de nível alto e também ondas de choque (com velocidades supersônicas), podem produzir forte sensação de dor ao invés de som (GERGES, 2000).

Para exemplificar a importância do estudo e controle do ruído, uma pesquisa solicitada pelo Departamento do Comércio dos Estados Unidos estima que 1/3 de seus operários está exposto a níveis de ruído potencialmente prejudiciais, e o custo anual dos efeitos do ruído industrial gira em torno de 4 bilhões de dólares, isto levando em consideração acidentes, indenizações, faltas ao trabalho e diminuição da eficiência. Estima-se que entre 6 e 16 milhões de pessoas nas indústrias e Forças Armadas estão prejudicadas de forma irreversível pelo ruído. A perda auditiva ocorre em 28 milhões de pessoas nos Estados Unidos. Destas, em torno de 10 milhões apresentam perda auditiva que podem ser atribuídas à exposição ao ruído. Mais de 20 milhões de americanos são expostos a ruídos nocivos que poderiam provocar perdas auditivas (AZEVEDO A.; FIGUEIREDO R., 2004).

O principal dano do ruído ao homem é a deterioração do sistema auditivo. O ouvido humano é um sistema sensível e após um longo período de exposição a altos níveis de ruído, é comum verificar uma redução na sensibilidade de audição. Outros efeitos do ruído também podem ser observados atuando em diversos sistemas do organismo humano, trazendo mudanças comportamentais como nervosismo, fadiga mental, frustração, dificuldades emocionais perante conflitos sociais e também fisiológicas como aumento na produção de hormônios, adrenalina, batimentos cardíacos e outros (GERGES, 2000).

A maioria destes danos podem ser minimizados e controlados através da engenharia, programas de conservação, protetores auditivos e ações administrativas. No Brasil, a Norma 15 do Ministério do Trabalho, estabelece os limites de tolerância de exposição ao ruído contínuo ou intermitente, acima dos quais os riscos de danos são considerados inaceitáveis (TABELA 1.1). Estes valores são adotados como referência para a área de segurança e medicina do trabalho de todo o parque industrial.

TABELA 1.1 – Limites de tolerância para ruído contínuo ou intermitente

Nível de Ruído dB(A)	Máxima Exposição Diária Permissível
85	8 horas
86	7 horas
87	6 horas
88	5 horas
89	4 horas e 30 minutos
90	4 horas
91	3 horas e 30 minutos
92	3 horas
93	2 horas e 40 minutos
94	2 horas e 15 minutos
95	2 horas
96	1 hora e 45 minutos
98	1 hora e 15 minutos
100	1 hora
102	45 minutos
104	35 minutos
105	30 minutos
106	25 minutos
108	20 minutos
110	15 minutos
112	10 minutos
114	8 minutos
115	7 minutos

FONTE: BRASIL, PORTARIA Nº 3124/1978 (1991).

Os critérios para avaliação do ruído em áreas habitadas visando conforto para a comunidade e em ambientes diversos são fixados através da NBR 10151 e 10152, respectivamente, e são adotadas como referência pelos órgãos de controle ambiental brasileiro.

Devido a estes e outros aspectos apresentados é que a estrutura moderna de produção industrial atribui uma importância cada vez maior às condições de trabalho internas à unidade de produção e à poluição do meio externo, sendo o ruído industrial um dos principais aspectos considerado.

As unidades de produção industrial concentram, em geral, um número considerável de equipamentos os quais em conjunto ou isoladamente podem produzir elevado nível de ruído, criando condições onde a segurança (saúde) do trabalhador é colocada em causa e o trabalho realizado pode perder a eficiência e qualidade, comprometendo a rentabilidade da unidade de produção.

Cada tipo de equipamento ou elemento de máquina possui uma fonte geradora de ruído inerente às suas características mecânicas e dinâmicas, e um dos grandes desafios é a caracterização e classificação destes como fontes de ruído. O ruído produzido pela atividade de uma unidade fabril afeta de diversos modos, diferentes grupos de pessoas, consoante a sua característica e localização relativa.

O controle do ruído é parte integrante do programa de conservação de audição, atuando diretamente na redução de ruído na fonte, na trajetória de propagação através do bloqueio e redução da energia sonora, ou no receptor através de seu isolamento (solução menos praticada, tida como último recurso). A solução adotada como medida de controle pode ser dada por uma atuação combinada de vários recursos, viabilizando com as características da fonte e instalação.

Dentro deste cenário, as descargas de grandes volumes de gás a altas pressões para a atmosfera são caracterizadas como um dos principais elementos de ruído (com maiores amplitudes) encontrados nas plantas industriais. Estas são derivadas de válvulas de alívio que descarregam fluidos em alta velocidade para atmosfera ou para um meio de menor pressão, gerando ruído associado a diferentes fontes atuando simultaneamente. As características deste ruído e os seus respectivos dispositivos de controle são os focos deste trabalho, realizado através de um estudo de caso.

## **1.2 Síntese do problema**

A análise de ruído gerado por escoamentos é uma atividade extremamente importante em nível científico, tecnológico e social. O ruído como agente prejudicial à saúde e bem estar do homem é verificado de forma significativa nos ambientes industriais através de fontes de escoamentos compressíveis, gerados por válvulas de controle e alívio.

Na maioria das situações de interesse prático prevalece no escoamento um comportamento caótico de grande complexidade, envolvendo fenômenos pertinentes a escoamentos subsônicos e supersônicos como compressibilidade, turbulência e ondas de choque. São regimes transientes, tridimensionais e caracterizados por processos não lineares de trocas de massa, energia e quantidade de movimento. São características do escoamento e não do fluido, onde diversas associações decorrem a geração e propagação do ruído.

A complexidade dos mecanismos de geração de ruído torna essencial o emprego de modelos numéricos e experimentais para o desenvolvimento de dispositivos de controle eficazes. No cenário brasileiro, o uso de tecnologia nacional está subordinado a investimentos financeiros consideráveis, para construção de bancadas para escoamentos em altas velocidades e aquisição de “softwares”, o que têm restringido a engenharia de controle de ruído a soluções paliativas (de aplicação limitada, desempenho acústico e vida útil questionável) ou fabricação de projetos internacionais.

A proposta atrativa de aprofundar a compreensão dos mecanismos de geração e propagação de ruído em escoamento e a reprodução experimentalmente de um dispositivo de controle, é uma motivação extremamente atraente para toda a comunidade científica e técnica.

O entendimento dos mecanismos de geração de ruído aerodinâmico está relacionado, dentre outros fatores, à investigação da variação no número de Mach no escoamento principal, à caracterização de escoamentos subsônicos e supersônicos, bem como aos tipos de radiações aerodinâmicas: monopolo, dipolo e quadripolo (BERANEK; VÉR, 1992).

Enquanto na descarga de um jato livre o ruído gerado é proporcional à oitava potência da velocidade, ao confinar-se o jato de descarga em uma tubulação, verifica-se que o nível de ruído gerado passa a ser proporcional à sexta potência da velocidade (MEDURI; BISTAFA, 1999). A complexidade e particularidade deste tipo de escoamento têm alimentado constantes estudos sobre a natureza da geração do ruído e os métodos de atenuação.

No escoamento livre de um jato, ao deixar uma tubulação em alta velocidade, uma região de mistura e outra desenvolvida é formada. O ruído produzido pela mistura turbulenta do jato com o meio ambiente é a principal e também a mais difícil componente de ser eliminada. A existência de flutuações de velocidade entre as camadas viscosas gera a formação de tensões

cisalhantes, as quais produzem ruído que é propagado através da radiação quadripolo. Na região desenvolvida, o ruído é produzido por algumas componentes do escoamento turbulento. Em condições sônicas e supersônicas a expansão imperfeita do jato gera ruído associado ao choque, o qual possui componentes de banda larga e tons de alta amplitude.

O controle de ruído através da instalação de silenciadores requer o conhecimento da atuação de seus diversos elementos construtivos nas características do escoamento. É necessário qualificar e quantificar a influência do dimensionamento de uma seção transversal, comprimento e material de absorção.

O foco deste trabalho é avaliar, através de uma série de observações experimentais, o desempenho de um conjunto silenciador e de seus principais elementos sobre o ruído de escoamentos de jato livre. Cinco diferentes composições internas de um silenciador são avaliadas em uma faixa de vazão permitindo a verificação do desempenho acústico em bandas de terça de oitava. Três séries de medições adicionais são realizadas para análise dos componentes reativos e dissipativos do silenciador, através das variações de espessuras e comprimento dos materiais de absorção e dimensões dos espaços de passagem de ar.

Em conjunto será medida e analisada a queda de pressão promovida pela inserção do silenciador, como fator técnico e econômico limitante em diversas aplicações industriais. Na instalação, principalmente de grandes silenciadores, o produto entre a queda da pressão e taxa de vazão volumétrica representa uma substancial perda de potência (convertida para calor). O custo de produção desta potência durante a vida útil da instalação usualmente excede o preço de custo do silenciador, ressaltando a importância da especificação de um silenciador no qual a queda de pressão acarrete o menor custo total.

### **1.3 Objetivos**

São os seguintes objetivos a que este trabalho se propõe:

1. Analisar o desempenho acústico de um silenciador de ruído, correlacionando a influência de seus principais elementos construtivos.

2. Analisar a perda de carga do silenciador, identificando e quantificando os elementos de maior contribuição.
3. Descrever uma equação para predição da queda de pressão total do silenciador a partir dos coeficientes de perda determinados experimentalmente.
4. Associar as análises de desempenho acústico e quedas de pressão dos modelos ensaiados.

#### **1.4 Contribuições atingidas**

Algumas das contribuições atingidas com o presente trabalho podem ser destacadas em particular como ponto de partida no estudo de silenciadores utilizados em sistemas de descarga de alta pressão. Podem ser salientadas as seguintes características para este sistema de controle de ruído:

1. A determinação dos espectros de frequência do ruído associados a cada faixa de operação de escoamento, do regime incompressível ao compressível.
2. A determinação da contribuição do difusor como elemento silenciador, incluindo-se o efeito da variação do diâmetro de seus orifícios de passagem.
3. A determinação de algumas das características do núcleo absorvedor que promovam um melhor desempenho acústico.
4. A determinação do efeito da variação do comprimento do corpo cilíndrico na atenuação em função do espectro de frequências envolvido.
5. A determinação dos componentes que determinam as principais perdas no escoamento do silenciador, incluindo-se a avaliação do principal mecanismo de geração para cada faixa de vazão.
6. A determinação de procedimentos para se avaliar analiticamente (quando necessário, com auxílio de dados empíricos) as perdas no escoamento.

## **CAPÍTULO 2 – RUÍDO EM ESCOAMENTOS**

### **2.1 Introdução**

Fontes de ruído produzidas por escoamentos de gás transiente e suas interações com objetos sólidos são comumente encontradas na maioria dos processos industriais, através de estruturas de jatos livres ou sistemas de tubulações. Para compreensão dos mecanismos de geração de ruído é necessário abranger uma grande faixa de números de Mach do escoamento, a partir de valores muito baixos até condições altamente supersônicas. Fontes de ruído, relacionadas à camada de mistura turbulenta e ao choque em escoamentos de jatos livres, são abordadas neste capítulo. Ao final, é apresentada uma breve discussão sobre o ruído gerado e propagado em sistemas de tubulações.

### **2.2 Conceitos básicos e definições**

#### **2.2.1 Energia acústica e sua classificação**

Diversas formas de energia definem a cada momento o sistema dinâmico do Universo. A energia acústica é uma das formas dessa energia e como tal, obedece às leis fundamentais da física. Na prática, entende-se por energia acústica qualquer vibração em um meio elástico (sólido, líquido ou gasoso), que possa ser detectada pelo ouvido humano, normalizada entre as frequências de 20 Hz a 20.000 Hz (SILVA, 2002).

Embora a geração e propagação de energia acústica possam ser representadas por equação matemática, indispensável para as soluções e desenvolvimento da ciência acústica, é um tanto impraticável o seu uso nos problemas da acústica ambiental sem informações experimentais específicas ao problema, dada a complexidade das condições de contorno que deverão ser impostas às soluções desta equação.

Para melhor visualização de suas características, apresenta-se a faixa de frequências da energia acústica, relacionada com outras faixas vibratórias, através da TABELA 2.1:

TABELA 2.1 - Posição da faixa vibratória da energia acústica relativa a outras faixas vibratórias conhecidas.

Energia	Frequência (Hz)	
Tato	20	
Energia acústica	20	a 20x10 <sup>3</sup>
Rádio frequência	16x10 <sup>3</sup>	a 7x10 <sup>10</sup>
Calor e infra-vermelho	2x10 <sup>12</sup>	a 3x10 <sup>14</sup>
Luz	3x10 <sup>14</sup>	a 15x10 <sup>14</sup>
Ultra-violeta	15x10 <sup>14</sup>	a 72x10 <sup>15</sup>
Raio X	72x10 <sup>15</sup>	a 6 x10 <sup>17</sup>
Raio Gama	4x10 <sup>18</sup>	

FONTE: SILVA, 2002.

A frequência tem importante função na análise da energia acústica, não só por definir a faixa vibratória e a sensibilidade do ouvido humano, mas também por influenciar diretamente as variáveis usadas para quantificar a energia acústica.

Entre as variáveis e definições mais usadas, são apresentadas somente as que apresentam função no acompanhamento deste trabalho:

Pressão acústica.

Onda acústica e comprimento de onda acústica ( $\lambda$ ).

Intensidade acústica.

Potência acústica.

Velocidade do som.

Fontes aerodinâmicas.

### 2.2.2 Pressão acústica

O desequilíbrio mecânico no meio elástico, que para este trabalho será limitado ao meio elástico gasoso, produz a pressão acústica, e a propagação da pressão acústica produz a zona acústica entre as frequências audíveis de 20Hz a 20kHz. A onda acústica é apresentada no item 2.2.3. A amplitude relativa da pressão acústica com a pressão do meio condutor é apresentada, segundo SILVA (2002), pela equação:

$$P(t) = P_0 + p(t) \quad (2.1)$$

Onde:

P(t): pressão total instantânea e p(t): pressão instantânea

$P_0$ : pressão atmosférica ou pressão estática

t: tempo

A pressão atmosférica só é percebida pelo ouvido humano quando varia, por exemplo, com a mudança de altitude, ou a presença de pressão acústica. Os valores numéricos da pressão acústica do menor som audível, apresentados a seguir são aplicados pela ISO, ABNT, e usados em suas publicações. Esses valores são oriundos, de acordo com SILVA (2002), de pesquisas por Universidades Norte-Americanas, durante o período de 1950 a 1970, envolvendo diversas gerações de universitários com 25 anos, clinicamente saudáveis, de diversos ambientes e em número com valor estatístico.

Menor som audível – Definido com zero decibel:  $0,00002\text{N/m}^2$

Som intenso – Correspondente a 120 decibels:  $20\text{N/m}^2$

Pressão atmosférica  $P_0$  – Adotada:  $100.000\text{N/m}^2$

Para evidenciar a relação de grandeza entre a menor pressão acústica audível e a pressão atmosférica, segue a relação:

$$\frac{0,00002\text{N/m}^2}{100.000\text{N/m}^2} = 2 \times 10^{-10}$$

Por ser  $2 \times 10^{-10}$  menor que a pressão atmosférica, podemos dizer que a pressão acústica “modula” a pressão atmosférica que a contém, conforme FIGURA 2.1.

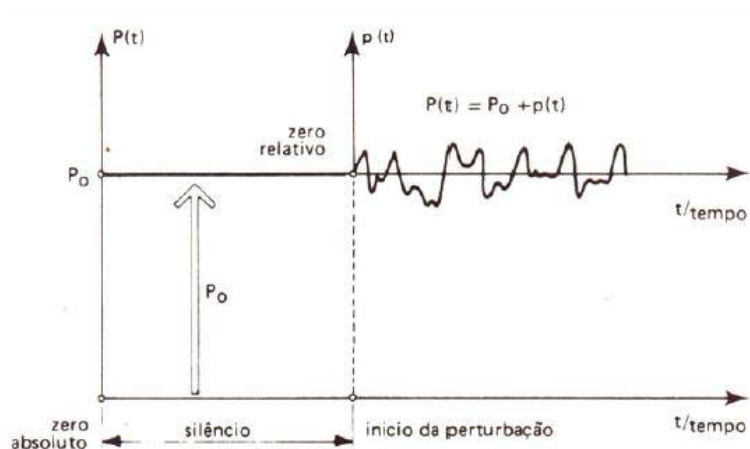


FIGURA 2.1 – Pressão acústica e pressão ambiente, desenho sem escala

FONTE: SILVA, 2002.

### 2.2.3 Onda acústica

A pressão acústica vibrante propaga-se para as demais moléculas do meio de transmissão com uma velocidade que depende das características físicas (elasticidade, pressão, densidade, temperatura) desse meio. A propagação da pressão acústica em um determinado espaço produz a formação de onda acústica, semelhante às ondas produzidas na superfície da água. Considerando o meio gasoso, é possível, dentro das propriedades de massa e elasticidade do meio condutor, relacionar diretamente com os conceitos de energia cinética e energia potencial, à pressão acústica, às propriedades do meio condutor, e à velocidade de propagação da pressão (energia) acústica no meio condutor, chamada de velocidade do som abordada no item 2.2.6.

Como todo tipo de onda, elas constituem de uma transmutação cíclica dessas duas formas de energia cinética e energia potencial, provocando a concentração e a refração molecular na direção de sua propagação. A FIGURA 2.2 e FIGURA 2.3 representam, respectivamente, a propagação de ondas acústicas planas e ondas acústicas esféricas no meio de transmissão gasoso.

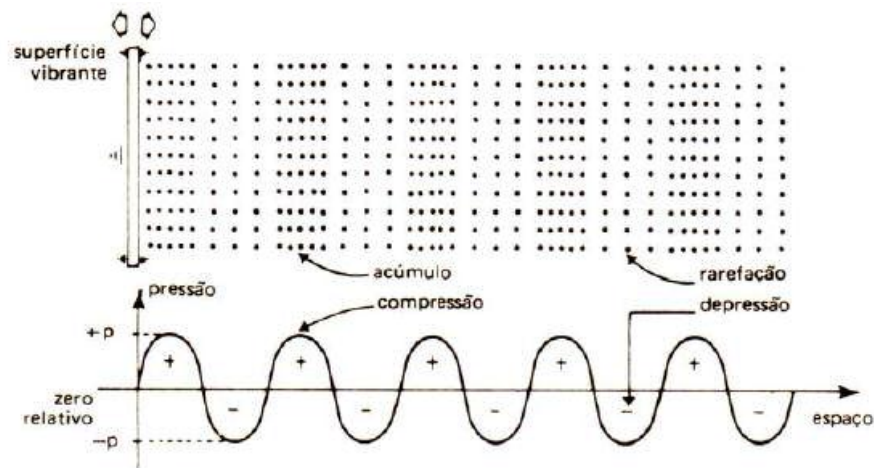


FIGURA 2.2 – Onda acústica plana.

FONTE: SILVA, 2002.

Considerando uma frequência e uma velocidade de propagação da onda acústica, existe uma distância no espaço entre um ponto de um ciclo da onda acústica e o ponto de mesmas características do ciclo seguinte, denominada de comprimento de onda. A relação entre o comprimento de onda ( $\lambda$ ), a velocidade de propagação da onda acústica ( $c$ ) e a frequência ( $f$ ) é dada pela equação (SILVA, 2002):

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (2.2)$$

Neste trabalho, considera-se a seguinte definição para as expressões de frequência (f):

Baixa frequência: faixa de frequência de 25Hz a 200Hz;

Baixa frequência: faixa de frequência de 250Hz a 2000Hz;

Baixa frequência: faixa de frequência de 2500Hz a 20000Hz;

#### 2.2.4 Intensidade acústica

Para algumas finalidades é necessário o conhecimento do valor da energia acústica ou da potência acústica associada com a onda acústica. Esse valor pode ser calculado a partir do valor da pressão acústica.

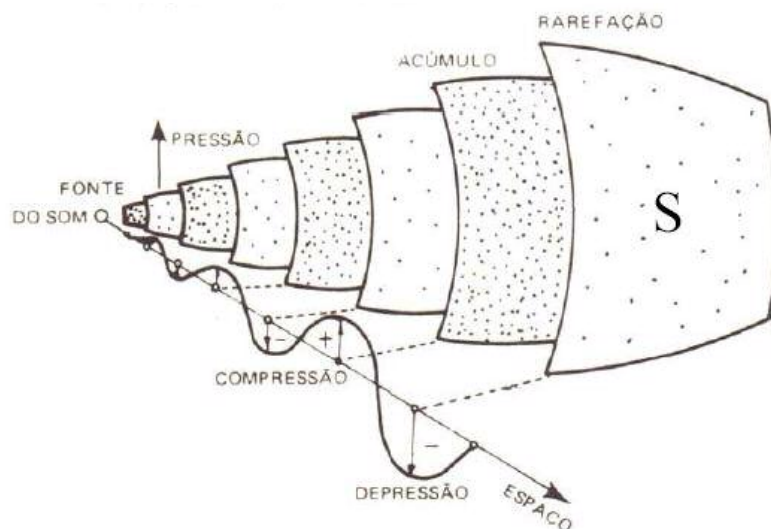


FIGURA 2.3 – Onda sonora esférica.

FONTE: SILVA, 2002.

A passagem da onda acústica é acompanhada por um fluxo de energia acústica. O fluxo de energia acústica transmitida na direção do deslocamento, considerado em sua unidade de área S (FIGURA 2.3) perpendicular à direção do deslocamento, é a intensidade acústica apresentada pela equação:

$$I = U_{ef} P_{ef} \cos \phi \quad (2.3)$$

Onde:

$U_{ef}$ : é a velocidade efetiva, ou seja, 0,71 da velocidade máxima da partícula.

$P_{ef}$ : é a pressão efetiva da pressão acústica, ou seja, 0,71 da pressão máxima.

No deslocamento da onda acústica em campo gasoso livre, a diferença de fase entre a velocidade efetiva da partícula ( $U_{ef}$ ) e a pressão acústica efetiva ( $P_{ef}$ ) é igual a 0 (zero), resultando  $\cos \phi = 1$ .

$$U_{ef} = P_{ef} / \rho c \quad (2.4)$$

Onde:

$\rho$ : é a massa específica do meio transmissor

$c$ : é a velocidade da energia acústica nesse meio

A intensidade da energia acústica na direção de propagação é:

$$I = P_{ef}^2 / \rho c \quad (2.5)$$

$I$  é igual a zero na perpendicular a essa direção de propagação, ou seja, a intensidade só é expressiva na direção do deslocamento da onda acústica. O senso técnico da expressão intensidade é significativo somente na direção especificada, pois a equação (2.5) é aplicada somente na propagação livre, plana ou esférica, da onda acústica. O produto  $\rho c$  é chamado impedância característica do meio de deslocamento da onda acústica.

### 2.2.5 Potência acústica

Consideremos a área  $S$  igual a  $4\pi r^2$  de uma esfera imaginária de raio  $r$ , sendo a fonte acústica o centro da esfera em campo livre e  $I$  intensidade na direção radial. A potência acústica ( $w$ ) radiada em watts é:

$$w = I \cdot S \quad (2.6)$$

Ou

$$w = 4\pi r^2 P_{ef}^2 / \rho c \quad (2.7)$$

### 2.2.6 Velocidade do som

Ondas acústicas propagam-se nos gases em um processo adiabático, isto é, não há tempo para haver trocar de calor entre as regiões de compressão e rarefação (GERGES, 2000). Assumindo um modelo simplificado, o som se propaga a uma velocidade (c) que depende apenas da temperatura do meio, dada pela equação (2.8):

$$c = \sqrt{kRT} \quad (2.8)$$

Onde:

k: é a razão entre os calores específicos do gás

R: é a constante do gás

T: é a temperatura do gás

Os termos supersônicos e subsônicos referem-se as velocidades que são, respectivamente, maiores e menores que a do som.

### 2.2.7 Fontes aerodinâmicas

O ruído produzido pelo escoamento não estacionário de um gás e por suas interações com objetos sólidos é denominado ruído aerodinâmico, e pode ser atribuído a três tipos de fontes: monopolo, dipolo e quadripolo (BERANEK e VÈR 1992).




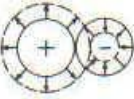
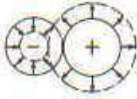


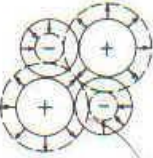

Tipo de Fonte	Radiação Característica		Diretividade padrão	Potência radiada é proporcional a:	Diferença entre a eficiência de radiação:
	Diferença de fase: 180°				
a Monopolo				$\rho L^2 \frac{U^4}{c}$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \frac{U^2}{c^2} = M^2$
b Dipolo				$\rho L^2 \frac{U^6}{c^3}$	
c Quadrupolo				$\rho L^2 \frac{U^8}{c^5}$	$\left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \frac{U^2}{c^2} = M^2$

FIGURA 2.4 – Tipos de fontes aerodinâmicas e suas propriedades dimensionais em um fluido de densidade média uniforme.

FONTE: BERANEK; VÈR, 1992.

### 2.2.7.1 Fonte Monopolo

A fonte monopolo é gerada pela inserção descontínua de massa ou calor no escoamento. Existência típica deste tipo de fonte é verificada em pulsos de jatos, fluxo turbulento sobre uma fresta em grande superfície, processo de combustão e calor liberado por fronteiras e raio laser pulsado.

A radiação de uma fonte monopolo em um fluido estacionário é equivalente à produzida por uma esfera pulsante (FIGURA 2.4a). A amplitude e a fase da pressão acústica são simétricas esfericamente. Uma relação entre a potência sonora radiada e os parâmetros do escoamento, quando uma fonte monopolo é gerada em escoamento de velocidades não estacionárias, é dada através da equação, conforme BERANEK e VÈR (1992):

$$W_{\text{monopolo}} \propto \frac{\rho L^2 U^4}{c} = \rho L^2 U^3 M \tag{2.9}$$

Onde:

$W_{\text{monopolo}}$ : potência sonora radiada, W

$\rho$ : massa específica do gás,  $\text{kg/m}^3$

$c$ : velocidade do som no gás, m/s

$U$ : velocidade do escoamento na região da fonte, m/s

$L$ : escala de comprimento do escoamento na região da fonte, m

$M$  = Número de Mach igual a  $U/c$ , adimensional

### 2.2.7.2 Fonte 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. Este tipo de fonte é comumente encontrado em 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.

O dipolo é equivalente a um par de fontes monopolo, de fase oposta, separada por uma distância muito menor que o comprimento de onda sonora (FIGURA 2.4b). 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 (2.10).

$$W_{\text{dipolo}} \propto \frac{\rho L^2 U^6}{c^3} = \rho L^2 U^3 M^3 \quad (2.10)$$

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 à 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 (2.11).

$$W_{\text{entropy}} \propto \frac{\rho L^2 (\delta T/T)^2 U^6}{c^3} = \rho L^2 \left( \frac{\delta T}{T} \right)^2 U^3 M^3 \quad (2.11)$$

Onde:

$(\delta T/T)^2$ : é a média quadrática da flutuação de temperatura fracionada.

### 2.2.7.3 Fonte Quadripolo

A radiação de fonte quadripolo é produzida por tensões de Reynolds em um gás turbulento na ausência de obstáculos. As tensões de Reynolds ocorrem em par e equivalem a fontes dipolo iguais e opostas (FIGURA 2.4c).

Quadripolos e dipolos gerados por variação de entropia, são os tipos de fontes predominantes em escoamentos de ar a altas velocidades, subsônico e turbulento. Através da equação (2.12) é possível observar que a força da fonte quadripolo será maior quanto maior for o gradiente da velocidade média.

$$W_{\text{quadripolo}} \propto \frac{\rho L^2 U^8}{c^5} = \rho L^2 U^3 M^5 \quad (2.12)$$

As fontes monopolo, dipolo e quadripolo 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 é que em escoamentos subsônicos, quando a velocidade é consideravelmente alta, a radiação quadripolo é considerada como a principal fonte de ruído.

O valor da constante de proporcionalidade para cada tipo de fonte depende do mecanismo de geração do ruído e da configuração do escoamento. Apesar das relações de proporcionalidade fornecer uma boa estimativa da influência da variação de um ou mais parâmetros na potência de radiação sonora, vale ressaltar que as mesmas tratam-se de modelos idealizados.

## 2.3 Fontes de ruído em jatos livres

O ruído gerado em jatos livres pode ser associado a duas componentes: ruído da camada de mistura turbulenta e ruído associado ao choque, sendo este último presente apenas em escoamentos supersônicos. A intensidade relativa destas duas componentes é uma forte

função da direção de observação. 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 (TAM, 1995). A FIGURA 2.5 compara o espectro do ruído de mistura de um jato com expansão completa (livre de choque) e o ruído de um jato supersônico com expansão imperfeita em um bocal convergente com a mesma razão de pressão.

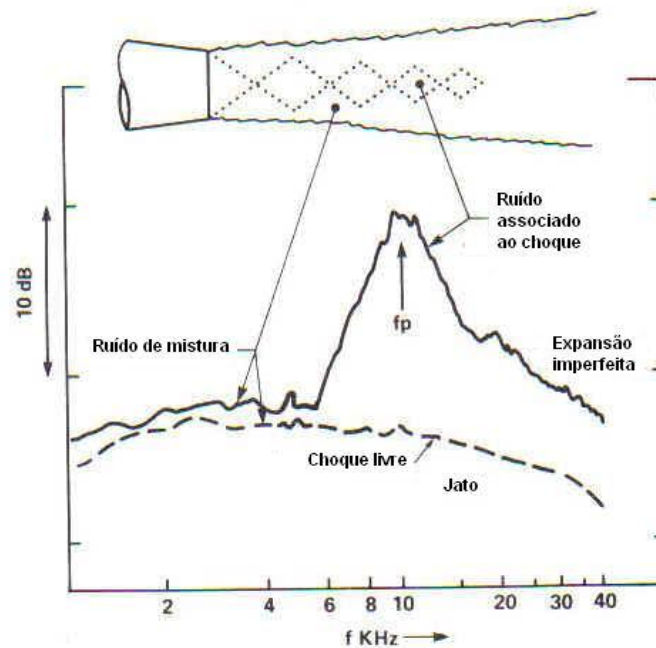


FIGURA 2.5 – Espectro de ruído para um jato livre de choque e imperfeitamente expandido.

FONTE: BERANEK; VÈR,1992.

### 2.3.1 Camada de mistura turbulenta

A FIGURA 2.6 representa a expansão de um jato em campo livre. Ao deixar o bocal, 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. 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).

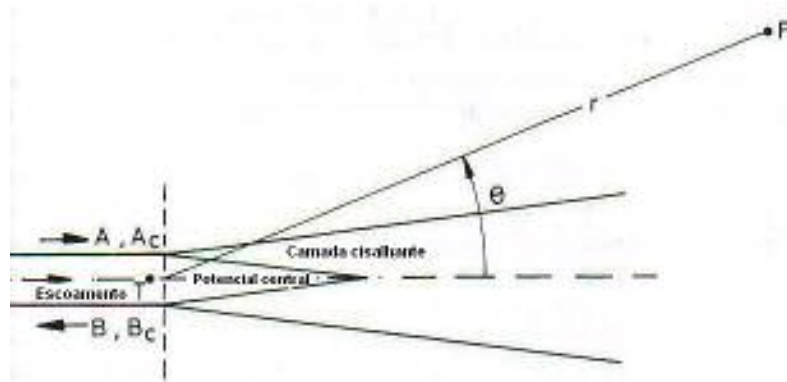


FIGURA 2.6 – Representação esquemática da estrutura de um jato livre circular – interação do campo acústico com o escoamento cisalhante.

FONTE: MUNJAL, 1987.

O crescimento inicial dos jatos turbulentos é consequência direta da geração de movimento em larga escala no contorno do jato. Imediatamente após o orifício de saída, a alta velocidade do jato gera a produção de uma camada laminar cisalhante. 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 (FIGURA 2.7) (LIST, 1982).

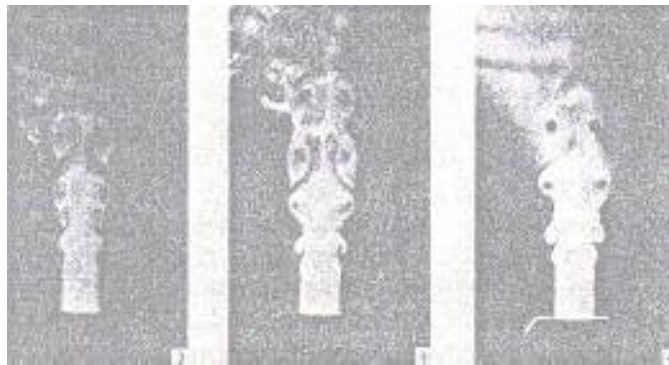


FIGURA 2.7 – Ilustração da produção e fusão de anéis de vórtices em um jato turbulento.

FONTE: LIST, 1982.

A estrutura da camada de mistura, normalmente, inicia-se por uma força sobre o escoamento em sua frequência fundamental ( $f$ ), ou em seus subharmônicos,  $f/2$ ,  $f/4$ , etc. 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 et al., 1997).

O processo de mistura é caótico e grande parte da energia turbulenta é confinada na região estreita no centro da zona de mistura. Vórtices turbulentos são gerados alinhados a direção do fluxo dentro da zona de mistura. Os menores vórtices formados no início da zona de mistura causam, principalmente, ruído de alta frequência, enquanto que os maiores vórtices causam ruído de baixa frequência (GERGES, 2000). Segundo REETHOF (1978), estes vórtices desenvolvem ondas circunferenciais que resultam em um rápido desenvolvimento de uma estrutura de escoamento tridimensional de difícil determinação quantitativa (FIGURA 2.8).

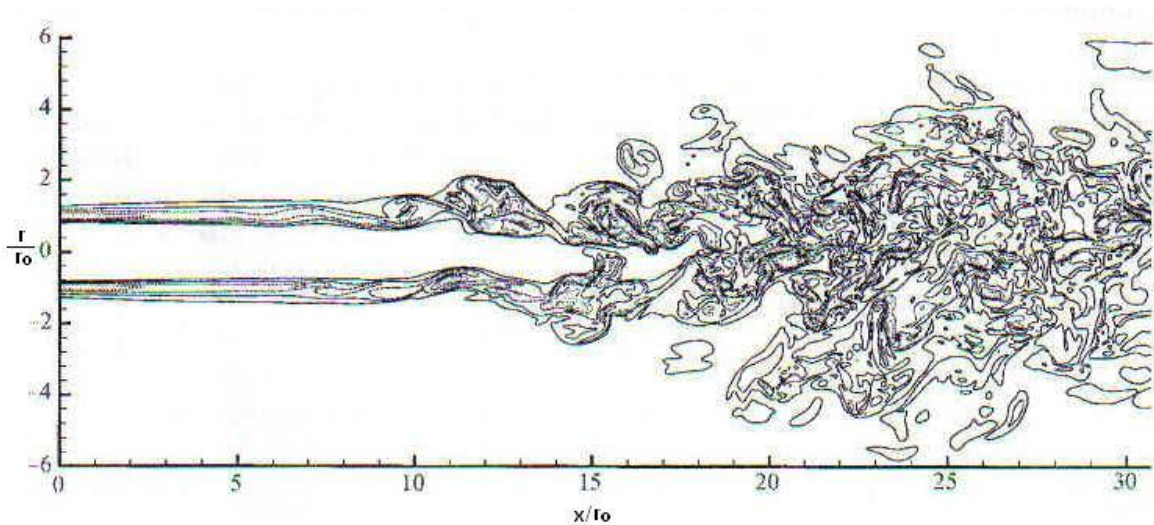


FIGURA 2.8 – Contorno instantâneo simulado da magnitude dos vórtices.

FONTE: FREUND, 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; HYNES, 2004).

Algumas pesquisas atribuem fontes acústicas em jatos subsônicos similares a ondas de instabilidade que crescem inicialmente e em seguida estabilizam e decaem como a espessura da camada cisalhante do jato (FREUND, 2001).

Na camada cisalhante livre de um jato não pulsante, as fontes monopolo e dipolo se cancelam não produzindo nenhuma contribuição na fonte líquida e o ruído gerado é inteiramente devido ao quadripolo e fonte de alta-ordem (REETHOF, 1978).

Segundo DOWLING; HYNES (2004), a turbulência nos jatos é notavelmente ineficiente como fonte acústica. Os principais elementos convectivos da turbulência são silenciosos e somente os elementos espectrais com velocidade em fase supersônica contribuem para o ruído em campo distante. Na ausência de superfícies sólidas, as tensões turbulentas de Reynolds formam quadripolos acústicos que geram e propagam ruídos. Um escoamento turbulento possui grande energia devido a flutuações de velocidade e significantes flutuações de pressão, mas somente certos componentes deste escoamento energético geram ondas acústicas que propagam para um campo distante com a velocidade do som. Investigando as perturbações de uma dada frequência ( $\omega$ ), verificou-se que para cada valor de  $\omega$  somente um único número de onda ( $\kappa$ ) contribui para a radiação sonora. Em uma propagação para um observador a um ângulo  $\theta$  com a direção axial do jato, as componentes espectrais viajam na direção axial com uma velocidade  $c_0/\cos\theta$  supersônica. Quando a velocidade dos vórtices de um jato é subsônica, quase todos os componentes da turbulência são silenciosos e viajam a uma velocidade  $c_0$  (FIGURA 2.9).

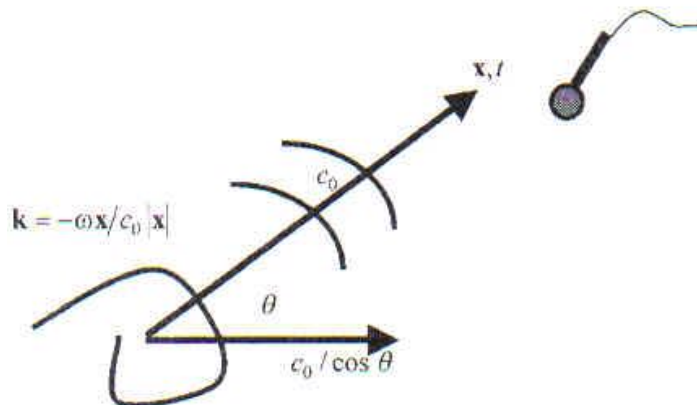


FIGURA 2.9 – Radiação sonora na direção  $\theta$ .

FONTE: DOWLING; HYNES, 2004.

Para TAM (1995), tanto a estrutura de turbulência fina como a larga escala é capaz de gerar ruído. A importância do ruído produzido por estas, depende da extensão do número de Mach e da temperatura do jato. Para jatos subsônicos a turbulência transmitida a um número de Mach é subsônica a menos que a temperatura seja muito alta. Neste caso, a estrutura de turbulência larga é ineficiente como geradora de ruído. O ruído em jato subsônico é predominantemente produzido por estrutura de turbulência fina. Por outro lado, em escoamentos supersônicos e especialmente a altas temperaturas, 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; BURTON (1984) associam o ruído da camada de mistura a amplitude das ondas de instabilidade. De acordo com o modelo de instabilidade de ondas, a estrutura de turbulência larga e as ondas de instabilidade do jato podem ser estatisticamente equivalentes. Em um escoamento cisalhante livre o fluxo principal diverge lentamente em sua direção devido à entrada no fluido ambiente. Próxima a região de saída, a camada de mistura do jato é fina. O alto gradiente de velocidade através da camada cisalhante causa ondas de instabilidade com alta taxa de crescimento. 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. A amplitude decai à medida que continua a propagar até quase desaparecer. O aumento e diminuição da amplitude da onda (onda de instabilidade) são extremamente importantes no processo de radiação sonora.

Para uma onda de frequência fixa de amplitude constante, o espectro de onda é discreto. Com um único número de onda, existe apenas uma velocidade de onda, então as ondas de Mach são radiadas em uma única direção. O aumento e redução da amplitude das ondas de instabilidade conduzem a um espectro de número de onda de banda larga, resultando em radiação de onda de Mach sobre uma ampla direção angular. Alguns componentes desta onda de banda larga, especialmente os de baixos valores de número de onda, movimentam em velocidade de fase supersônica. Estas perturbações de fase supersônica conduzem imediatamente a radiação acústica (FIGURA 2.10). Quando o escoamento é subsônico 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 supersônico a radiação sonora devido às ondas de instabilidades é o processo de geração de ruído predominante.

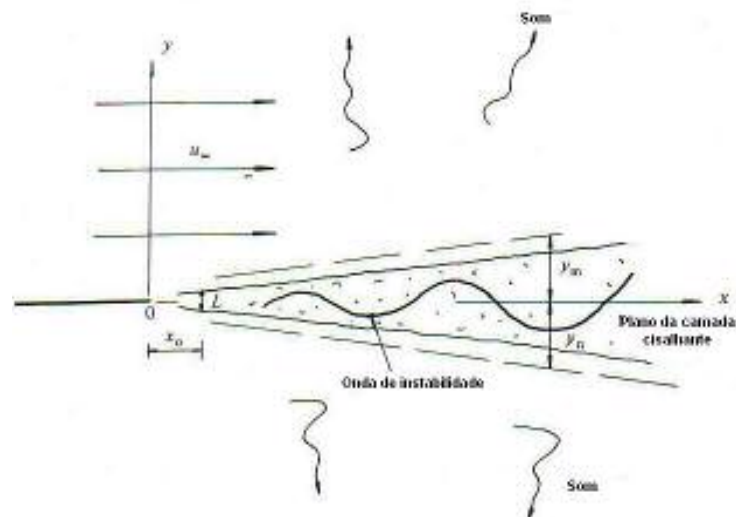


FIGURA 2.10 – Ondas de instabilidade em uma camada de mistura.

FONTE: TAM; BURTON, 1984.

Em um escoamento turbulento a potência acústica total transmitida para o campo distante aumenta em  $M^8$ , onde  $M$  é o número de Mach do escoamento. A razão entre a potência acústica radiada e a taxa com a qual a turbulência extrai energia do meio é a medida de eficiência acústica, a qual aumenta em  $M^5$  para pequeno valor de  $M$ . Entretanto, para estes casos, somente uma pequena fração da energia cinética turbulenta é dissipada em ondas acústicas. A radiação acústica permanece como uma insignificante relação com a energia de turbulência cinética na camada de mistura turbulenta até que o número de Mach atinja valores acima de  $\approx 0,6$ . Para  $M$  próximo a unidade, a eficiência acústica aumenta gradualmente mais que em  $M^5$ . Dados experimentais em escoamento supersônicos mostram que para  $M \geq 1$  a eficiência acústica torna-se independente de  $M$ . Estima-se que na camada limite a  $M_\infty = 5$  a dissipação em energia acústica é da ordem de 1% do trabalho líquido produzido pelas tensões de cisalhamento na parede ( $\tau_w$ ) (LELE, 1994).

Investigações experimentais conduzidas por KRISHNAPPA;CSANADY (1969), através de medições da intensidade sonora emitida por um pequeno bocal circular, buscavam comprovar que:

- I. O ruído de um jato subsônico é produzido por flutuações de tensões turbulentas atuando como um quadripolo acústico. A partir disto segue através de argumentos dimensionais que a intensidade do ruído é proporcional à oitava potência da velocidade do bocal, a Lei de  $U^8$  (eighth-power law).

- II. A alta taxa de força no jato contribui diretamente para o seu ruído, uma vez que esta é indiretamente responsável pela existência das tensões de Reynolds e os ruídos das flutuações nestas tensões são produzidos por elas mesmas (self-noise). O ruído de cisalhamento é radiado como um quadripolo e sua intensidade é maior a  $45^\circ$  do eixo do jato, exceto para uma determinada distorção direcional.
- III. Os radiadores sonoros elementares são pequenas parcelas de fluido turbulento movimentando a alta velocidade no meio. O rápido movimento da fonte distorce a distribuição direcional da radiação e aumenta significativamente a emissão à jusante.

Como conclusão KRISHNAPPA;CSANADY (1969) verificaram que a maior parte do ruído em jatos é devido ao cisalhamento e o quadripolo dominante é função das flutuações de pressão.

Através da FIGURA 2.11 observa-se que a parte dominante do ruído da camada de mistura é radiado em uma seção angular entre  $45$  e  $60^\circ$  da direção do fluxo. Dentro desta seção o espectro de ruído é predominantemente um pico de banda larga único. O pico ocorre a um dado número de Strouhal dependendo da temperatura e número de Mach. Fora desta região, a diretividade do ruído e as características espectrais são muito diferentes. A intensidade sonora é baixa e aproximadamente uniforme ao longo da direção axial. O espectro de ruído é plano para uma larga faixa de número de Strouhal. Esta região representa o ruído de fundo que é gerado pela turbulência de fina escala.

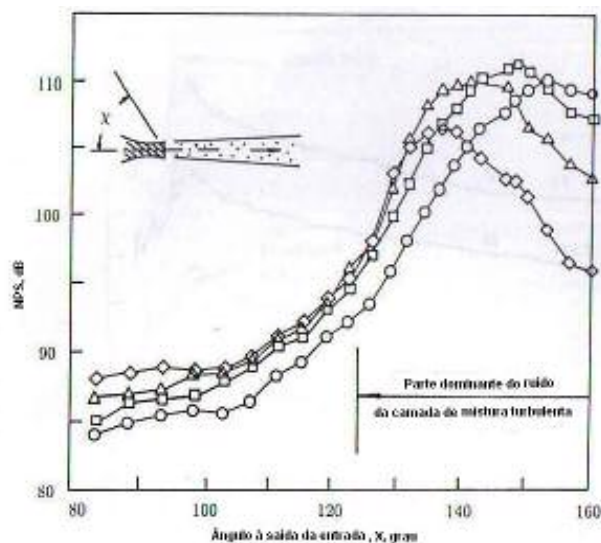


FIGURA 2.11 – Medições da diretividade do ruído a números de Strouhal selecionados versus ângulo de saída à Mach = 2 e temperatura de 500K.

FONTE: TAM, 1995.

Segundo PAPAMOSCHOU (1997), uma fonte dominante de ruído em jatos supersônicos, são as ondas de Mach, geradas pelos vórtices turbulentos na propagação do jato com velocidade de transmissão  $U_c$ , supersônica em relação ao ambiente vizinho, conforme ilustrado na FIGURA 2.12:

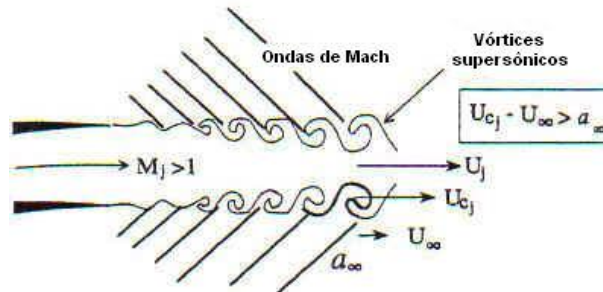


FIGURA 2.12 – Radiação de ondas de Mach em um jato supersônico.

FONTE: PAPAMOSCHOU, 1997.

Medições da velocidade de transmissão nas camadas cisalhantes supersônicas – subsônicas, bem como nas camadas do contorno da região do potencial central do jato, demonstram que  $U_c$  é aproximadamente 80-90% da velocidade da corrente mais rápida (PAPAMOSCHOU, 1997).

Diversos estudos foram desenvolvidos na tentativa de distinguir a emissão de onda de Mach de outras fontes de ruído, nomeadas como ruído quadripolo 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 quadripolo é extremamente difícil. A mesma característica responsável pela emissão de onda de Mach, alta velocidade, também produz fortes fontes de quadripolos, particularmente na região a jusante da potencial central, onde grandes vórtices são dominantes. Um notável trabalho citado por PAPAMOSCHOU; DEBIASE (1999), utilizando uma tela de absorção sonora com um orifício para separar o ruído a montante e a jusante do potencial central, concluiu que as ondas de Mach contribuem em mais de 20 dB para o campo de ruído total.

Segundo MUNJAL (1987), a energia acústica dissipada por uma tubulação com terminação aberta é devida a duas perturbações distintas no exterior do escoamento. A primeira destas é a radiação em espaço livre, no qual a diretividade é equivalente à produzida por uma fonte monopolo e dipolo. Em segundo, ondas de vórtices incompressíveis são excitadas na ponta da tubulação, as quais podem ser associadas em grande parte pela instabilidade do jato. A

interação destes vórtices com o jato absorve uma substancial parte da potência de onda e exerce uma reação de volta sobre a mesma. 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. A potência total radiada por um jato frio para um campo livre, segundo MUNJAL (1987), é dada pela equação (2.13).

$$W_F = W_T \frac{(\kappa r_0)^2}{2M + (\kappa r_0)^2} \quad (2.13)$$

Onde:

$W_F$ : Potência total radiada para um campo livre

$W_T$ : Potência que deixa o final da tubulação

$\kappa$ : Número de onda

$r_0$ : Raio da tubulação

$M$ : Número de Mach

A potência total radiada para um campo distante é sempre menor que a potência que deixa o final do tubo. Esta diferença pode ser visualizada na FIGURA 2.13, e é significativa somente para baixos valores do número de Helmholtz.

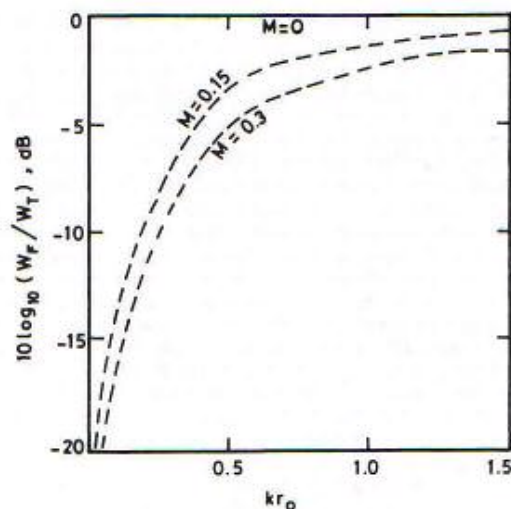


FIGURA 2.13 – Atenuação da onda no jato.

FONTE: MUNJAL, 1987.

### 2.3.2 Choque

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. Segundo BERANEK; VÈR, (1992), sete ou mais células distintas de choque podem ser visíveis a uma distância significativa da saída de um bocal. Existem dois componentes de ruído associados ao choque. Um possui uma frequência discreta, o qual é comumente chamado de “screech” tom. O outro componente é usualmente denominado por ruído associado ao choque de banda larga. A presença destes dois componentes torna o ruído do jato supersônico rico em características espectrais e direcionais, diferenciando distintamente o ruído de um escoamento supersônico e subsônico (TAM, 1995).

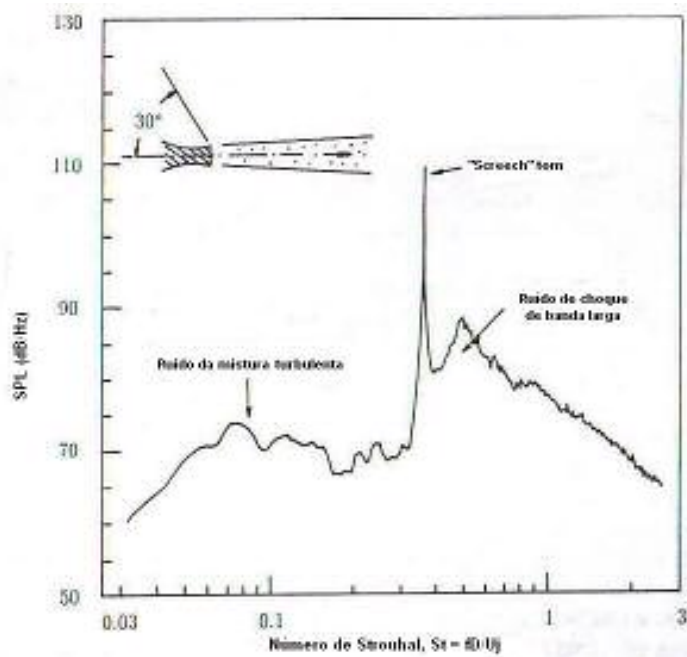


FIGURA 2.14 – Típico espectro para um jato supersônico – microfone a 30° na direção da entrada do bocal.

FONTE: TAM, 1995.

A FIGURA 2.14 ilustra um espectro de ruído de um jato supersônico típico com expansão imperfeita (TAM, 1995).

Assim que o jato expande na saída de um bocal, onde a pressão estática é acima da pressão ambiente, ondas de expansão radiam e refletem através do contorno do jato e formam uma estrutura de célula de choque repetitiva. Simultaneamente, a mistura viscosa na camada cisalhante produz vórtices gerando ruído de mistura. O ruído associado ao choque, embora

naturalmente de banda larga, é caracterizado por um forte pico, sendo a frequência dominante uma função da razão entre a pressão e o ângulo de observação. “Screech” tons (faixa estreita) gerados pelas instabilidades do jato, podem contribuir intensamente para o ruído global de jatos imperfeitamente expandidos (PETELA; JELEN; MOTRIUK, 2000).

A estrutura da célula de choque de um jato imperfeitamente expandido é formada por choques normais/oblíquos e ventilação expandida, os quais são gerados na saída do bocal devido às pressões estáticas desiguais dentro e fora do jato. A ventilação é necessária para permitir que a pressão estática diminua gradualmente para a condição ambiente. Para um jato superexpandido há formação de choque oblíquo na região de saída do bocal. Passando através do choque a pressão estática do gás aumenta abruptamente até igualar ao lado de fora do jato. Uma vez formada, a expansão ventilada ou choque, propaga através do escoamento do jato até encontrar com a camada de mistura do outro lado. Dado um escoamento fora do jato estacionário ou subsônico, nem o choque ou a ventilação expandida são permitidos. O encontro do choque ou expansão é, entretanto, refletido de volta para dentro do jato. Este processo de reflexão é repetido muitas vezes à jusante até que o choque/expansão ventilada seja dissipada pela turbulência. A estrutura da célula de choque pode ser considerada como perturbações aprisionadas dentro do jato pela camada de mistura circundante (TAM, 1995).

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; VÈR, 1992).

“Screech” tons são, talvez, os menos entendidos e menos previsíveis componentes de ruído de um jato supersônico. A principal razão para este fato é a sensibilidade para variações nas condições do ambiente. A intensidade do “screech” aumenta em 10 dB quando um bocal de parede fina é substituído por um de parede espessa. Segundo TAM (1995), os “screech” tons são devido a um fenômeno de realimentação acústica. A FIGURA 2.15 ilustra as várias componentes do ciclo de realimentação. Próximo à saída do bocal, onde a camada de mistura é fina e mais receptiva a excitação externa, o encontro de perturbações acústicas excitam as ondas de instabilidade intrínsecas do jato. A amplitude desta instabilidade excitada é pequena próxima à 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.

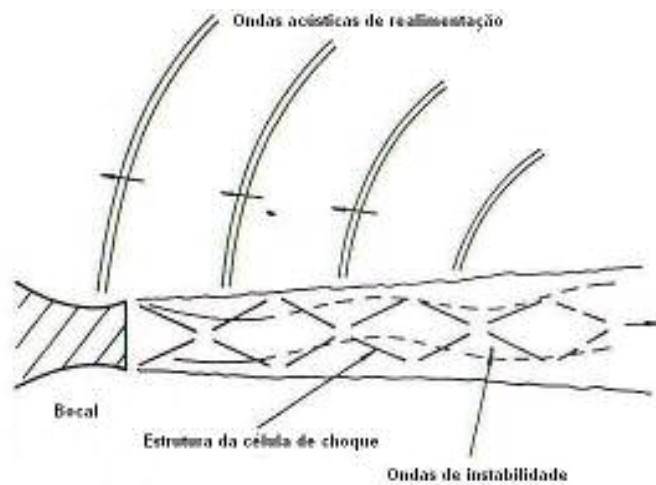


FIGURA 2.15 – Esquema da realimentação do ciclo do “screech” tom.

FONTE: TAM, 1995.

### 2.3.3 Fontes de ruído em tubulações

A produção de ruído em escoamentos internos através de tubos pode ser considerada como resultado das tensões de Reynolds, bem como das flutuações de pressão e do escoamento (REETHOF, 1978).

As variações de pressão em escoamento em tubos resultam de variações de elevação ou de velocidade (em decorrência de mudanças de áreas) e do atrito. No escoamento permanente inteiramente desenvolvido em tubos horizontais, seja laminar ou turbulento, a queda de pressão é equilibrada pelas forças de cisalhamento nas paredes do tubo.

No escoamento turbulento as flutuações de velocidade trocam quantidade de movimento entre as camadas adjacentes de fluido, causando, em consequência, tensões de cisalhamento aparentes ou turbulentas que devem ser adicionadas àquelas provocadas pelos gradientes da

velocidade média. A noção de uma tensão aparente foi introduzida pela primeira vez por Osborne Reynolds e por isto é conhecida como a tensão de Reynolds. Na região muito próxima da parede, o cisalhamento viscoso ou laminar predomina. A tensão turbulenta torna-se zero na parede devido à condição de não-escorregamento que exige velocidade neste local igual a zero. A tensão de cisalhamento total varia linearmente ao longo do raio do tubo, de forma que o cisalhamento turbulento predomina em toda a sua região central.

Conforme ilustrado na FIGURA 2.16, na região entre a camada da parede e a porção central do tubo, tanto o cisalhamento viscoso quanto o turbulento são importantes (WHITE, 1999).

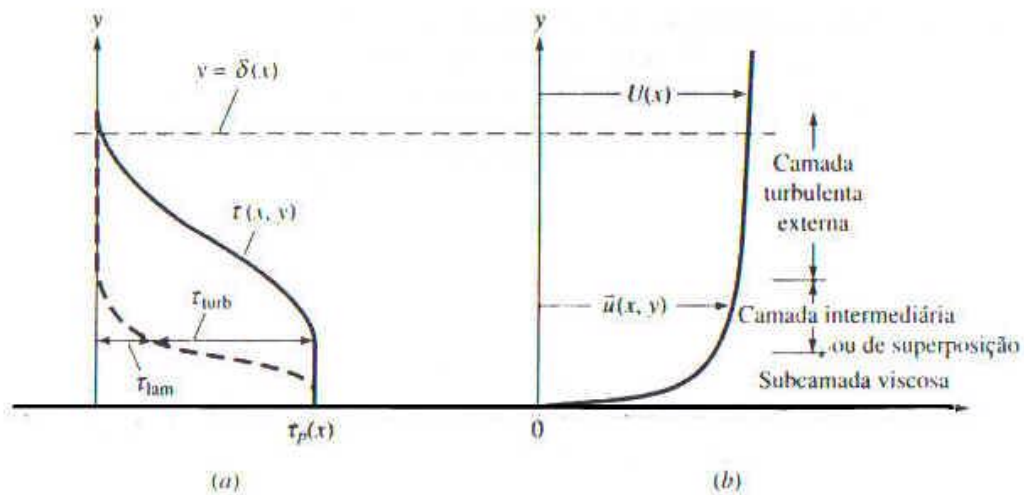


FIGURA 2.16 – Distribuições típicas de velocidade e tensão no escoamento turbulento próximo a uma parede:

(a) tensão; (b) velocidade.

FONTE: WHITE, 1999.

De forma qualitativa, as flutuações de pressão e velocidade resultam no desenvolvimento de fontes acústicas, as quais radiam sons com intensidade e diretividade características de sua natureza e extensão e das características do meio de propagação (REETHOF, 1978).

Segundo MICHALKE (1989), o campo sonoro gerado pela turbulência em tubos é praticamente devido a componente axial das flutuações de velocidade para uma região de onda plana e para frequências distantes acima da frequência de corte. Na frequência de corte e para pequenos números de Mach, a ressonância é determinada principalmente pelas componentes radiais e circunferências das flutuações de velocidade turbulenta. O mesmo acontece para o espectro de potência sonora, quando as componentes de vórtices são desconsideradas.

### 2.3.3.1 Processos de 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. Em algumas aplicações, a queda de pressão excede a pressão crítica gerando condições de escoamento bloqueado e formação de ondas de choques a jusante (FIGURA 2.17).

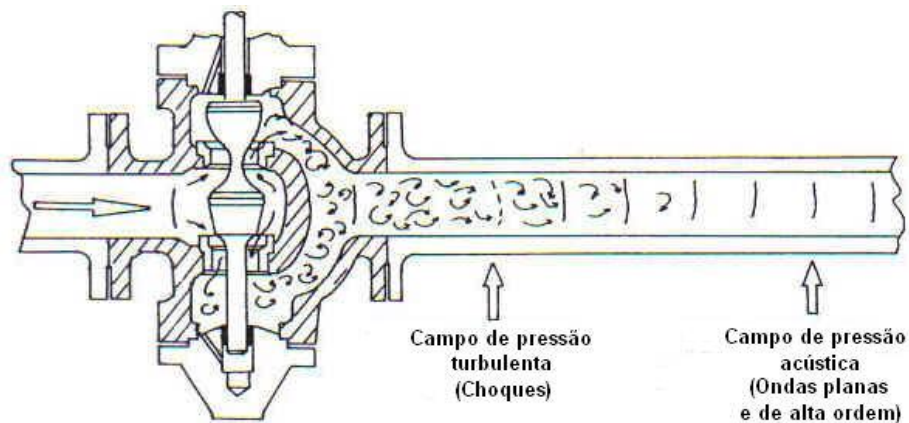


FIGURA 2.17 – Representação esquemática da geração e propagação de ruído em válvula.

FONTE: REETHOF, 1978.

### 2.3.3.2 Propagação de ruído em tubulações

Na maioria dos sistemas as fontes de ruído turbulentas são contidas pelas paredes rígidas dos tubos, que refletem os feixes sonoros, contribuindo para a propagação e até mesmo para a geração de ruído. Em outros casos, as paredes não são acusticamente rígidas, permitindo que uma parcela das ondas incidentes seja absorvida, reduzindo a potência sonora propagada e radiada. Se o tubo é longo quando comparado ao comprimento de onda, parte da energia acústica decai devido aos efeitos visco-térmico e ao atrito turbulento.

Em um tubo excitado por uma fonte sonora, cada modo propaga-se na direção axial segundo um número de onda (GERGES, 2000). O número de onda radial  $\kappa_{mn}$  está relacionado ao número de onda axial  $\kappa_x$  através da equação (2.14).

$$\kappa_x = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_0^2} - \kappa_{mn}} \quad (2.14)$$

A condição de  $\kappa_x \equiv 0$  (não há propagação) acontece para frequência dada em (2.15).

$$f_c = \frac{c_0 \kappa_{mn}}{2\pi} \quad (2.15)$$

Onde  $f_c$  é denominada como frequência de corte ou “cut-off”. Para frequência acima de  $f_c$  a onda se propaga sem atenuação, para valores abaixo de  $f_c$  os modos decaem exponencialmente na direção axial do tubo. Na frequência de corte nenhuma energia é transportada no tubo.

A demonstração de vários modos excitados na frequência de corte em um tubo é dada na FIGURA 2.18. O pico em 2153 Hz corresponde à primeira frequência de coincidência do tubo, onde a frequência da onda de pressão no fluido coincide exatamente com a frequência de ressonância fundamental do tubo (JURY, 2005).

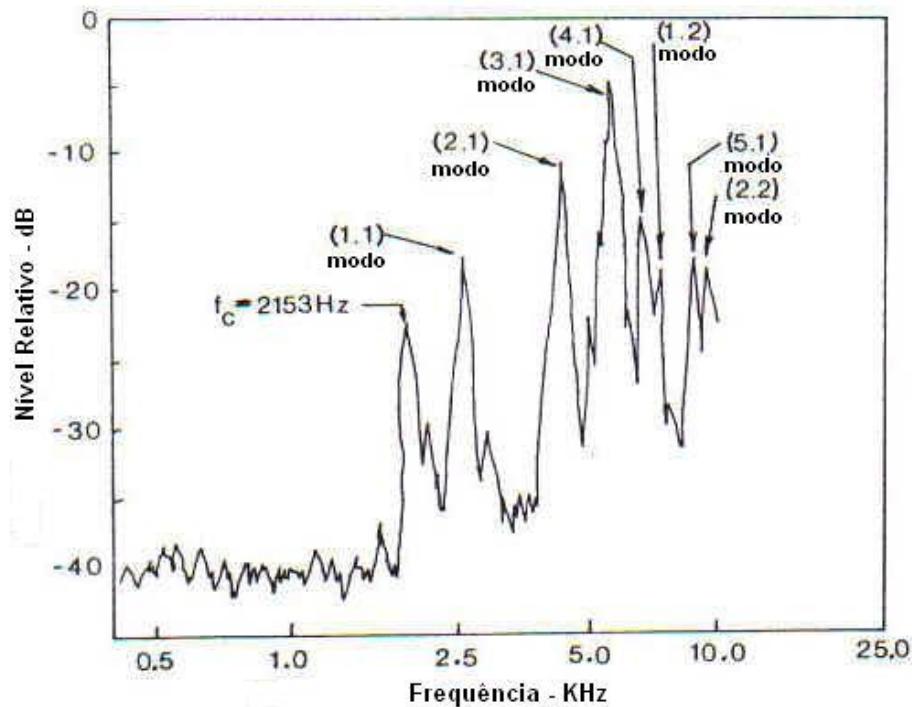


FIGURA 2.18 – Aceleração da parede de um tubo em espectro banda estreita.

FONTE; REETHOF, 1968.

Os efeitos da convecção e camadas cisalhantes devem ser considerados no estudo da propagação em tubos devido a duas influências significativas: a propagação é dispersiva igualando para o menor modo de propagação; o cisalhamento introduz efeitos de refração atenuando vários modos de propagação. Em dutos com escoamento convectivo e cisalhante surgem modos de onda plana próximos à parede rígida atenuando todos os modos. Em paredes acusticamente absorventes os modos de baixa frequência são mais difíceis de serem suprimidos ou atenuados.

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 ambiente vizinho.

Efeitos visco-térmicos são expressos em termos da espessura da camada limite viscosa e a espessura da camada limite térmica, as quais são funções do coeficiente de viscosidade cisalhante, da densidade do gás, da razão entre os calores específicos, da frequência de excitação e do número de Mach do escoamento. O efeito da turbulência é expresso em função do fator de atrito da tubulação e o número de Mach. De acordo com REETHOF (1978), usando formulações para estas perdas e procedimento experimental é possível obter a magnitude dessas três atenuações ( $\Delta dB$ ) através da equação (2.16) desenvolvida para gás natural a 50°F, pressão de 550 psi, número de Mach igual a 0,2 e frequência de 2000 Hz.

$$\Delta dB = \frac{0,015L}{D} \quad (2.16)$$

Onde: L é o comprimento da tubulação e D o diâmetro.

Como outras conclusões deste experimento, observam-se que o aumento da pressão do gás provoca apenas um pequeno efeito devido ao aumento da densidade, a qual apesar de aumentar a transmissão sonora diminui os efeitos viscos-térmicos. Já o aumento da temperatura causa um incremento da velocidade do som, a qual aumenta a queda de energia pelo aumento da transmissão sonora e o incremento da viscosidade. Para uma mesma velocidade o número de Mach pode ser reduzido, diminuindo os efeitos da turbulência, mas aumentando os efeitos visco-térmicos e da condução de calor. O tamanho do tubo é um grande fator, reduzindo a atenuação com o seu aumento, caso os demais fatores permaneçam

constantes. O aumento da espessura da parede diminui a transmissão sonora para o ambiente vizinho, diminuindo a queda dentro da tubulação. A contribuição relativa destes três fatores é ilustrada na FIGURA 2.19 para as condições de escoamento utilizadas na dedução da equação (2.16).

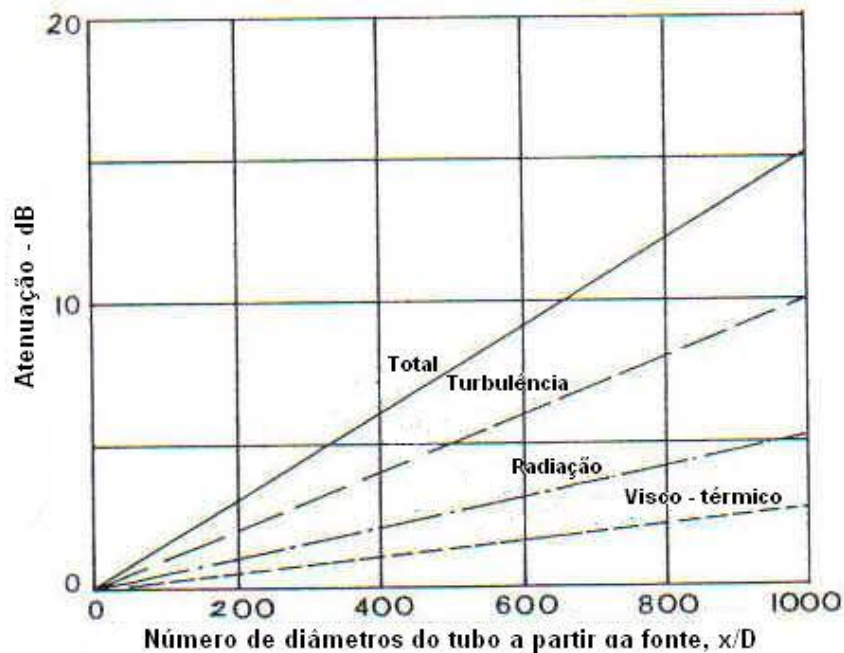


FIGURA 2.19 – Atenuação acústica em tubos devido ao efeito visco-térmico, turbulento e a transmissão acústica através da parede.

FONTE: REETHOF, 1978.

### 2.3.3.3 Transmissão pela parede de tubos

Muitos trabalhos têm sido desenvolvidos para relacionar os campos de pressão, turbulentos ou acústicos, as flutuações de pressão na parede nos aspectos temporal, espectral e características espaciais. Estas flutuações de pressão excitam a parede do tubo em vários modos ressonantes ou em vibrações não ressonantes. O estudo destes efeitos em tubos circunferências, helicoidais ou longitudinais depende das condições de contorno, geometria, dimensões, propriedades físicas do tubo e da frequência de excitação. Devido à complexidade das interações de todos estes fatores, este tópico não será contemplado neste trabalho.

## **CAPÍTULO 3 – CONTROLE DE RUÍDO EM ESCOAMENTOS**

### **3.1 Introdução**

O processo de atenuação sonora é dado pela perda de energia acústica de um feixe de som. A atenuação pode ser dividida em duas partes: mecanismos de absorção que convertem energia acústica em energia térmica e em mecanismos que refletem ou difundem energia para fora do feixe (KINSLER et al., 1982).

O controle de ruído gerado por escoamentos é realizado por dois tipos de sistemas silenciadores: (1) silenciadores passivos, onde o desempenho é função da geometria e propriedades de absorção sonora de seus componentes, e (2) controle ativo de ruído, o qual se baseia na inserção de fontes adicionais que alteram a distribuição espacial de propagação da onda. Este trabalho contempla os silenciadores passivos, os quais são compostos por elementos reativos e dissipativos.

### **3.2 Conceitos básicos e definições**

#### **3.2.1 Resistência Acústica**

A resistência acústica pura em um escoamento é devido às perdas por atrito viscoso, que ocorrem sempre quando há concordância de fase entre o escoamento e a pressão (NEPOMUCENO, 1968).

#### **3.2.2 Inertância Acústica**

A inertância é definida como um elemento acústico que se opõe à variação do fluxo ou vazão acústica sendo análoga à massa acústica ou indutância elétrica que se opõe a variação de corrente (NEPOMUCENO, 1968). A propagação de ondas através de elementos de constrição gera uma inertância dada pela reatância de massa do ar somada a impedância do ar.

### 3.2.3 Compliância Acústica

A compliância é um volume qualquer de ar capaz de sofrer compressão sem apresentar deslocamentos, trata-se da elasticidade do ar, sendo análoga a uma capacitância elétrica. Quando o deslocamento pode ser considerado desprezível, tem-se uma compliância pura. Com a variação da frequência, aparecem deslocamentos que não mais podem ser considerados desprezíveis, passando o elemento de compliante a misto ou a inertância passa a ter papel preponderante (NEPOMUCENO, 1968).

### 3.2.4 Impedância de radiação

O meio onde o som se propaga é um elemento que apresenta certa reação à fonte sonora. A energia fornecida pela fonte é destinada a três finalidades: uma parte é armazenada nas massas e molas e é devolvida a fonte (energia reativa), uma pequena parte é dissipada nas resistências a transmissão devido ao atrito viscoso e o restante é dissipado sob forma de energia sonora que se propaga ao meio. O meio possui também uma componente reativa, que é formada pela inertância do ar.

A impedância geral de radiação ( $Z_0$ ) é dada pela resistência à radiação ( $R_0$  – parte real) e pela reatância ( $X_0$  – parte imaginária), por sua vez composta pela inertância e compliância do sistema (MUNJAL, 1987). Segundo KINSLER et al. (1982) os elementos que compõe a impedância acústica podem ser comparados com sistemas mecânicos e elétricos (FIGURA 3.1).

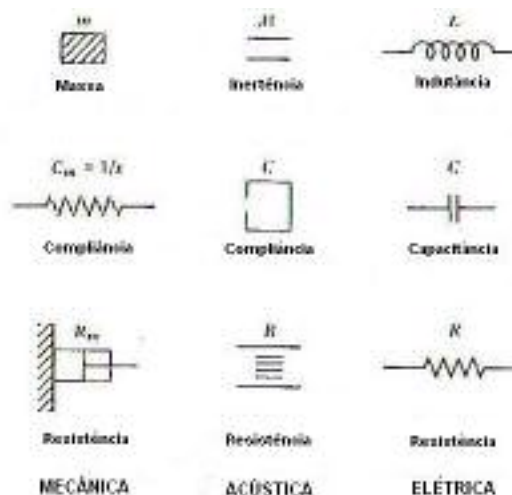


FIGURA 3.1 – Analogias acústica, elétrica e mecânica.

FONTE: KINSLER et al., 1982.

### 3.2.5 Efeitos de terminações abertas em tubos

Quando um pequeno tubo é exposto à atmosfera ou a um grande volume, a reatância à radiação pode ser adicionada à impedância da pequena área de expansão em torno do tubo e a combinação desta reatância pode ser vista com a impedância de um tubo estendido. Este hipotético comprimento adicionado é denominado como correção de terminação (MUNJAL, 1987).

Uma quantidade de fluido além das extremidades do estrangulamento real move-se em unidade com o fluido na garganta, tornando necessária à utilização de um comprimento efetivo ( $L'$ ) maior que o comprimento verdadeiro ( $L$ ) (GERGES, 2000).

Na movimentação do ar em torno do tubo, certa porção de ar fora dos limites geométricos na constrição, move-se junto com ar contido na constrição, dando ao tubo um comprimento acústico que não coincide com o seu comprimento geométrico (NEPOMUCENO, 1968).

Segundo KINSLER et al. (1982) o comprimento efetivo de um tubo ou “pescoço” com terminação aberta de borda rígida é dado pela equação (3.1):

$$L' = L + 2.(0,85.r_0) = L + 1,70.r_0 \quad (3.1)$$

Para terminação aberta sem borda o comprimento efetivo é dado por (3.2):

$$L' = L + (0,85 + 0,6).r_0 = L + 1,50.r_0 \quad (3.2)$$

Onde:

$L'$ : comprimento efetivo do tubo

$L$ : comprimento real do tubo

$r_0$ : raio do tubo (ou orifício de abertura)

Uma abertura composta por um orifício em uma parede fina de um ressonador tem um comprimento efetivo igual a  $1,70.r_0$  (KINSLER et al., 1982) ou a  $t+1,70.r_0$  (MUNJAL, 1987), onde  $t$  é a espessura da parede.

### 3.3 Elementos reativos

Os elementos reativos para controle de ruído são eficientes em baixas frequências, especialmente para atenuação de ruído de frequências discretas (tons puros). Suas características são determinadas apenas por sua forma geométrica (sem o uso de material de absorção). O princípio de funcionamento é baseado na reflexão de ondas para fonte, isto é, as ondas ao passarem pelo silenciador encontram uma mudança de impedância acústica para um valor muito grande ou muito pequeno. Então, uma parcela pequena da energia propaga através do silenciador e a maior parte da energia é refletida de volta para a fonte (GERGES, 2000).

Elementos empregados em silenciadores reativos são apresentados na FIGURA 3.2, onde em adição a tubulação plana (a), podem existir expansões na entrada (b), contrações na saída (c), ressonadores (d), expansão reversa (e) e contração reversa (f).

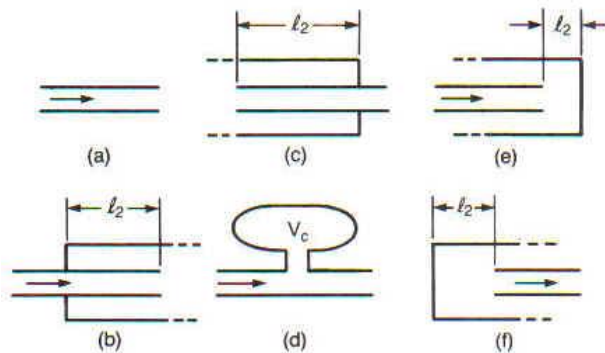


FIGURA 3.2 – Elementos de um silenciador tubular plano.

FONTE: BERANEK; VÈR (1992).

#### 3.3.1 Ressonadores

Um ressonador é uma cavidade aberta na parede da tubulação (FIGURA 3.3). A abertura pode consistir em um simples furo na parede do tubo (a), ou em um grupo de furos próximos uns dos outros (b). A cavidade após esta abertura pode ser diretamente um tubo de área transversal e profundidade determinada (c), ou um cilindro concêntrico com comprimentos determinados antes e após a abertura (d), ou uma câmara de forma indeterminadas com volume total conhecido (e).

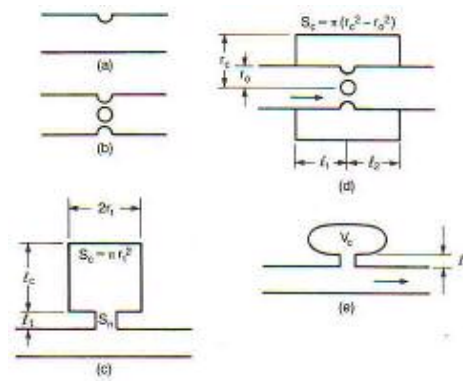


FIGURA 3.3 – Componentes de um ressonador.

FONTE: BERANEK; VÈR (1992).

### 3.3.1.1 Ressonador de Helmholtz

O ressonador de Helmholtz consiste em uma cavidade com parede rígida de volume  $V$ , interligada a uma área de constrição, denominada por “pescoço”, de área transversal  $S$  e comprimento  $L$  (FIGURA 3.4).

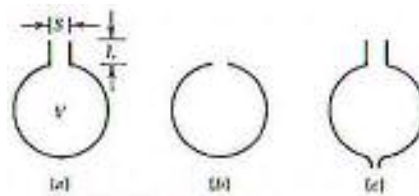


FIGURA 3.4 – Ressonadores simples de Helmholtz.

FONTE: KINSLER et al., (1982).

A forma existente após o “pescoço” não é importante, o ressonador pode ser aberto, esférico, cilíndrico, ou de qualquer outra forma (LAMB, 1960).

A abertura do ressonador na parede de um tubo deve ter uma dimensão axial bem menor que a do comprimento de onda e tipicamente menor que o diâmetro do tubo (BERANEK; VÈR, 1992).

Quando estas relações de dimensões são adotadas, o movimento do meio no sistema é análogo a um sistema mecânico de um grau de liberdade, que segundo GERGES (2000) possui três elementos:

- I. Elemento de massa: Na abertura (“pescoço”), considera-se que o fluido move-se como um elemento de massa.
- II. Elemento de rigidez: A pressão do fluido dentro da cavidade muda quando ele é alternadamente comprimido ou expandido pela excitação acústica do fluido através da abertura.
- III. Elemento de resistência: A resistência do sistema é o termo responsável pela dissipação da energia acústica. Dois mecanismos são responsáveis pela absorção acústica: a radiação acústica do cilindro de ar vibrante na abertura e o atrito viscoso entre o ar vibrante e a superfície da abertura.

A atuação destes três elementos irá compor a impedância acústica do ressonador de Helmholtz, que pode ser representada esquematicamente através da FIGURA 3.5.

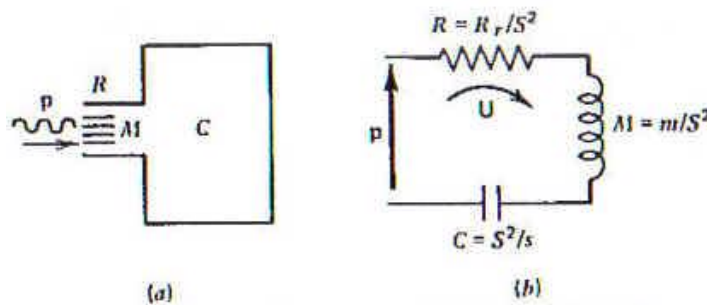


FIGURA 3.5 – Representação esquemática do ressonador de Helmholtz. (a) Sistema acústico (b) Analogia elétrica.

FONTE: KINSLER et al., 1982.

A inércia  $M$  do sistema acústico é representada pelo fluido contido na área de constrição, a qual é pequena para permitir que todas as partículas possam assumir um movimento em fase quando excitadas pela pressão sonora. A compliância  $C$  do sistema, representada pelo volume enclausurado, é associada à flexibilidade ou rigidez do fluido. A resistência pode contribuir para o sistema acústico através de um número de fatores, mas considerado a princípio pelo atrito viscoso na tubulação (KINSLER et al., 1982).

Quando a reatância do sistema ( $M$  e  $C$ ) tende a zero, tem-se a frequência de ressonância, dada pela equação (3.3):

$$\omega_0 = c \sqrt{\frac{S}{L'V}} \quad (3.3)$$

Onde:

$\omega_0$ : frequência de ressonância (rad/s)

c: velocidade de propagação da onda plana

S: área transversal do “pescoço”

$L'$ : comprimento efetivo do “pescoço” – (3.1).

V: volume da cavidade

Observa-se novamente que a forma da cavidade não é importante e sim o seu volume. Na frequência de ressonância existem grandes amplitudes de velocidade de volume na região de constricção. Entretanto, toda a energia acústica transmitida para a cavidade do ressonador, através da onda incidente, é retornada para a tubulação principal com uma relação de fase que a reflete de volta para a fonte (KINSLER et al., 1982).

Na frequência de ressonância do ressonador são verificados altos valores de perda por transmissão, sendo estes valores limitados apenas pelo termo de resistência à radiação da impedância do ressonador (MUNJAL, 1987).

### 3.3.1.2 Orifícios em cavidade concêntrica

Os silenciadores mostrados na FIGURA 3.6 consistem em uma cavidade formada por um anel tubular a qual se comunica com um tubo central através de um número de orifícios (aberturas) atuando através das propriedades resistivas das perfurações que aumentam a redução de ruído através da dissipação de energia. Este dispositivo pode ser comparado ao emprego simultâneo do ressonador de tubos estendidos (variações de área) e o ressonador de Helmholtz (onde o comprimento do “pescoço” é igual à espessura do orifício), e então considerado como uma impedância de ramificação ou desvio.

O cálculo da impedância na cavidade deverá considerar tanto a aproximação das aberturas a um ressonador de Helmholtz, como o comprimento (L) da cavidade anular o qual, neste caso, é acusticamente longo ( $\kappa L$  não é  $\ll 1$ ).

A frequência de ressonância deste dispositivo ocorre quando a impedância devida a inércia dos orifícios é igual e oposta à impedância devida a compliância da cavidade anular. Através da equação de dedução desta frequência, observa-se que a impedância devida ao número ( $n_h$ ) de orifícios é  $1/n_h$  vezes, o que permite considerável flexibilidade no projeto de ressonadores de cavidades concêntricas perfuradas (MUNJAL, 1987).

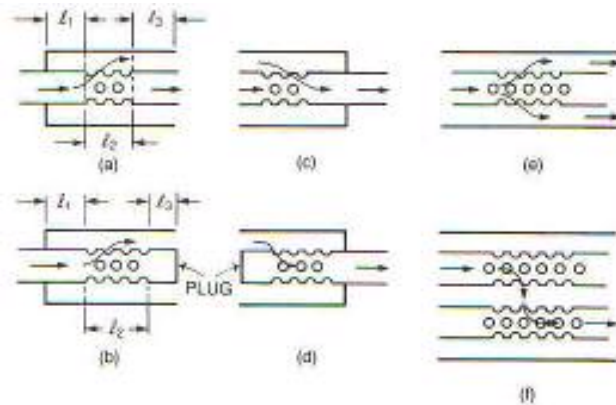


FIGURA 3.6 – Elementos de um silenciador tubular perfurado.

FONTA: BERANEK; VÈR (1992)

### 3.3.2 Variação de Seção

A FIGURA 3.7, representa dois tipos de variações de área abruptas: uma contração (a) e uma expansão (b). Verifica-se que através das áreas de descontinuidades, a pressão, massa e impedância acústica específica permanecem constantes. Entretanto, acusticamente, a variação destas seções é o fundamento dos filtros passa-baixa.

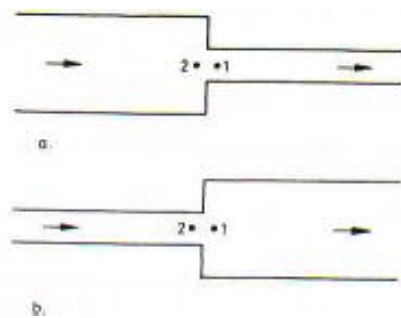


FIGURA 3.7 – Variação de área. (a) contração abrupta. (b) expansão abrupta.

FONTA: MUNJAL, 1987.

Segundo MUNJAL (1987), para diâmetros de tubos limitados pela propagação da onda plana e em regime permanente, a simples variação de área não resulta em nenhuma perda de potência no curso da transmissão, mas isto reflete um substancial incremento da potência

incidente que retorna para fonte. As variações abruptas de áreas são elementos refletoras e constituem a base dos silenciadores reativos ou não dissipativos.

A câmara de expansão é comparada a uma ramificação lateral de compliância acústica através do volume em seu interior. Em uma contração súbita, a redução de área é comparada a uma constrição, introduzindo uma inertância no sistema. Desta forma, a impedância acústica de uma câmara de expansão ou contração pode ser considerada puramente reativa, a resistência acústica deste dispositivo é nula uma vez que não existem mecanismos de dissipação de energia acústica (KINSLER et al., 1982).

A FIGURA 3.8 representa quatro elementos com variações de áreas que atuam como ressonadores de tubo estendido. As discontinuidades das áreas transversais nestes tubos podem ser consideradas como um desvio (ramificação). Em determinadas frequências, a impedância em 2 (junção) tenderá a zero, e nenhuma potência acústica será transmitida à jusante do escoamento (tubo 1). Todo o fluxo de potência de entrada será usado para ressonar a cavidade de terminação fechada, caracterizando esta região como um ressonador de desvio ou ramificação. As paredes rígidas do ressonador atuam principalmente como um elemento de combinação adicional à impedância, assegurando que dificilmente qualquer potência deixará a fonte nas frequências de ressonância (MUNJAL, 1987).

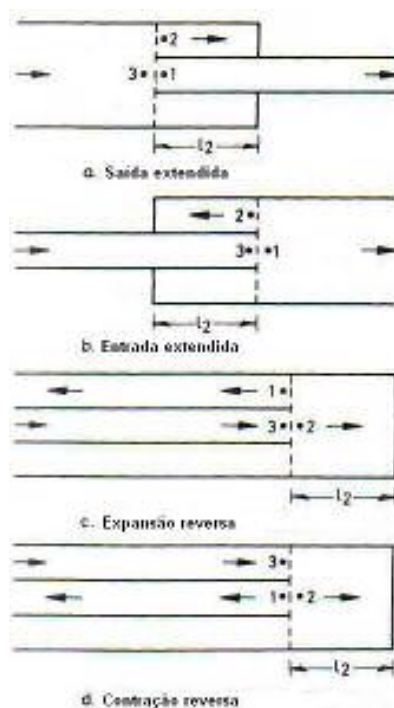


FIGURA 3.8 – Ressonadores de tubos estendidos.

FONTE: MUJAL, 1987.

Quando as paredes do fundo da cavidade do ressonador não são rígidas o suficiente, podem originar forte vibração nas frequências de ressonâncias, e radiar som a jusante do escoamento ou diretamente para a atmosfera. Nestes casos, é recomendável a utilização de discos rígidos na terminação da cavidade ou material de absorção para isolamento externo do sistema, evitando esta última solução, a radiação sonora para a atmosfera. Aplicações práticas, segundo MUNJAL (1987), indicam que as paredes do fundo da cavidade raramente são rígidas o suficiente para garantirem um coeficiente de reflexão igual a um. O valor real para o coeficiente de reflexão é geralmente em torno de 0,95.

### 3.3.3 Filtros

Os filtros acústicos são elementos reativos construídos a partir da teoria de atenuação acústica dos ressonadores e sistemas com variações de áreas. Este tópico sobre exemplificações de alguns filtros foi baseado em KINSLER et al. (1982). Considerando estes dispositivos como desvios laterais na tubulação principal, a impedância de entrada nestas ramificações é que irá classificar a atuação dos filtros como passa-baixa, passa-alta e passa-banda.

#### 3.3.3.1 Filtros passa-baixa

Um filtro acústico passa-baixa é obtido através da inserção de uma expansão de seção  $S_1$  e comprimento  $L$  em uma tubulação de  $S$ , conforme ilustra a FIGURA 3.9.

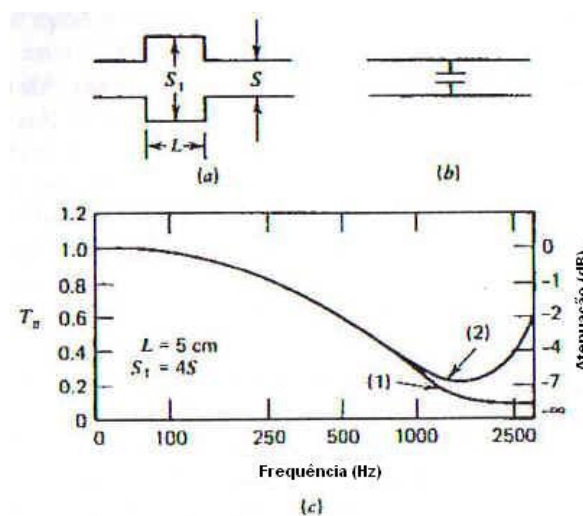


FIGURA 3.9 – (A) Filtro acústico passa-baixa. (b) Analogia a um filtro elétrico  
(C) Curvas de transmissão de potência para o filtro (a).

FONTE: KINSLER et al., 1982.

Em baixas frequências, para  $\kappa L \ll 1$  (sendo  $\kappa$  o número de onda), este filtro atua como uma compliância acústica devida a uma ramificação lateral. A impedância neste filtro é então puramente reativa.

O coeficiente de transmissão de potência sonora ( $T_\pi$ ) através deste filtro, quando  $\kappa L \ll 1$ , pode ser estimado através da equação (3.4):

$$T_\pi = \frac{1}{1 + \left( \frac{1}{2} \frac{S_1}{S} \kappa L \right)^2} \quad (3.4)$$

A curva (1) apresentada na FIGURA 3.9, representa o gráfico dos valores do coeficiente de transmissão calculados a partir da equação (3.4), para uma câmara de expansão de 0,05m de comprimento e seção transversal quatro vezes maior que a tubulação original.

Em situações onde  $\kappa L > 1$ , o coeficiente de transmissão de potência sonora deve ser determinado a partir da equação (3.5), cujo resultado está representado através da curva (2) na FIGURA 3.9.

$$T_\pi = \frac{4}{4 \cdot \cos^2 \kappa L + \left( \frac{S_1}{S} + \frac{S}{S_1} \right)^2 \sin^2 \kappa L} \quad (3.5)$$

O valor mínimo de  $T_\pi$  é alcançado em  $\kappa L = \pi/2$ , quando o comprimento da seção do filtro é igual a um quarto do comprimento de onda. A partir deste valor mínimo, a transmissão de potência sonora aumenta gradualmente com frequência até atingir 100% em  $\kappa L = \pi$ . O contínuo aumento na frequência fará com que o coeficiente de transmissão passe por uma série de valores mínimos e máximos até permanecer em 100% quando  $\kappa a'$  ( $a'$  é o raio da tubulação original) é consideravelmente grande em comparação a unidade.

Um outro tipo de filtro passa-baixa é obtido através de contrações em tubulações. Estes sistemas atuam através da inserção de inertâncias em séries na tubulação. Assim como nas câmaras de expansão, estes filtros acústicos só podem ser comparados a filtros elétricos em uma determinada faixa de frequências. O coeficiente de transmissão para seções de contração pode ser calculado através da equação (3.5).

### 3.3.3.2 Filtros passa-alta

Um filtro passa-alta é baseado em um pequeno tubo atuando como uma ramificação em uma tubulação principal de seção  $S$  (FIGURA 3.10). Se o raio ( $a$ ) e o comprimento ( $L$ ) deste tubo são consideravelmente pequenos quando comparados ao comprimento de onda, sua impedância pode ser considerada como a de um orifício, ou seja, uma parcela da impedância é devida à resistência acústica do desvio e outra devida à reatância. Visto que o raio é pequeno quando comparado com o comprimento de onda, a resistência acústica pode ser desprezada em relação à reatância e o coeficiente de transmissão  $T_\pi$  sonora pode ser determinado através da equação (3.6):

$$T_\pi = \frac{1}{1 + \left( \frac{\pi a^2}{2SL'\kappa} \right)^2} \quad (3.6)$$

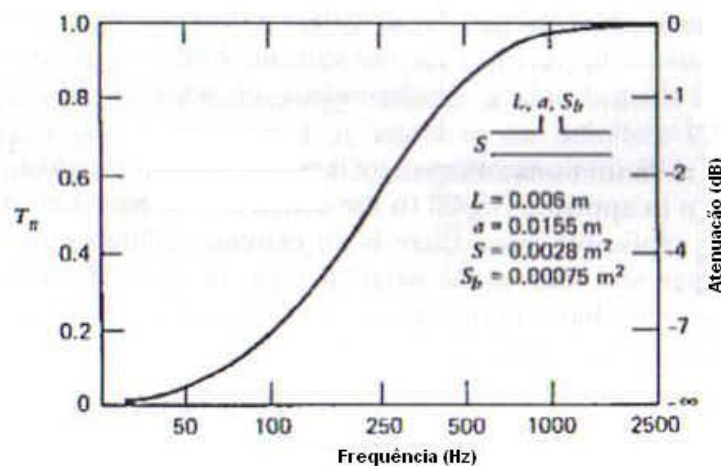


FIGURA 3.10 – Atenuação produzida por um orifício em abertura lateral.

FONTE: KINSLER et al., 1982.

A atenuação em baixas frequências aumenta à medida que o raio do orifício também aumenta. A disposição de vários orifícios próximos uns aos outros (separados por uma pequena fração do comprimento de onda), faz o conjunto atuar como uma impedância paralela. Caso contrário, se este espaçamento entre os orifícios for maior, o sistema atua análogo a um filtro elétrico. As ondas refletidas por cada orifício estão fora de fase umas com as outras e o coeficiente de transmissão em um único orifício deve ser determinado através da equação (3.7):

$$T_{\pi} = \frac{2\kappa^2 S}{\pi \left[ 1 + \left( \frac{2SL'\kappa}{\pi a^2} \right)^2 \right]} \quad (3.7)$$

Em geral, a atenuação em baixa-freqüência de um número considerável de orifícios espaçados pode ser bem maior que a de um único orifício com área total equivalente.

### 3.3.3.3 Filtros passa-banda

Um filtro acústico passa-banda é composto por um elemento em ramificação lateral que ofereça inertância e compliância simultaneamente, como por exemplo, um ressonador de Helmholtz (FIGURA 3.11).

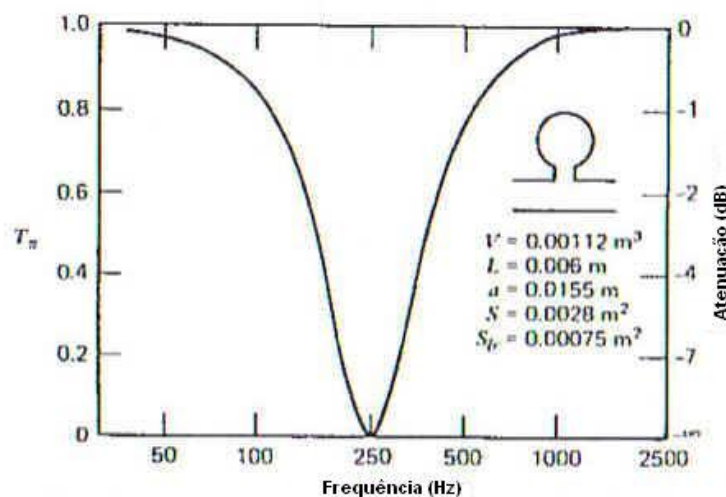


FIGURA 3.11 – Atenuação produzida por um ressonador de Helmholtz na abertura lateral.

FONTE: KINSLER et al., 1982.

Desprezando as perdas por atrito, não há nenhuma dissipação de energia do tubo para o ressonador, ou seja, toda a energia absorvida por este último, retorna ao tubo principal. Logo, a impedância da ramificação é apenas reativa. Considerando a área de entrada do ressonador  $S_b = \pi a^2$ , o comprimento do pescoço  $L$  e o volume  $V$ , o coeficiente de transmissão de potência sonora  $T_{\pi}$  pode ser calculado através da equação (3.8).

$$T_{\pi} = \frac{1}{1 + \frac{c^2}{4S^2 \left( \frac{\omega L'}{S_b} - \frac{c^2}{\omega V} \right)^2}} \quad (3.8)$$

Onde  $L'$  é dado pela equação (3.1). O coeficiente de transmissão será zero na frequência de ressonância do ressonador de Helmholtz dada pela equação (3.9).

$$\omega = \omega_0 = c \sqrt{\frac{S_b}{L'V}} \quad (3.9)$$

A equação (3.8) é indicada em situações onde diâmetro do "pescoço" é consideravelmente grande, caso contrário, as forças dissipativas devido a viscosidade não podem ser desconsideradas. A redução no coeficiente de transmissão abrange uma faixa de frequência superior a uma oitava acima e abaixo da frequência de ressonância, conforme ilustrado na curva da FIGURA 3.11.

### 3.4 Elementos dissipativos

A dissipação de energia acústica é dada por fontes divididas em duas categorias: perdas no meio e perdas por fronteira. As perdas no meio são representativas quando o volume do fluido é grande e podem ser associadas a perdas viscosas, perdas por condução de calor e energia de variações moleculares. As perdas por fronteira são importantes em casos opostos como em materiais porosos, dutos finos e pequenas salas (KINSLER et al., 1982).

Elementos dissipativos atenuam o som convertendo a energia acústica de propagação em energia térmica causada pelo atrito entre as partículas de gás oscilantes e os materiais de absorção sonora (fibrosos ou porosos) (BERANEK, VÈR, 1992).

#### 3.4.1 Materiais de absorção sonora

Materiais de absorção sonora são disponibilizados em forma de mantas, painéis ou elementos modulados em fibras de vidro, mineral ou orgânica, cortiça, feltros de tecido ou espumas de células abertas. São constituídos de poros abertos com dimensões tipicamente abaixo de 1,0mm (bem menor que o comprimento de onda).

A caracterização acústica destes materiais é dada pela predição de sua impedância característica ( $Z_a$ ) e constante de propagação ( $\Gamma_a$ ), ambas compostas por uma parte real ( $\Gamma_a'$ ,  $Z_a'$ ) e outra imaginária ( $\Gamma_a''$ ,  $Z_a''$ ), normalmente determinadas experimentalmente.

Segundo BERANEK; VÈR (1992), as perdas de energia sonora por um material de absorção estão relacionadas essencialmente a três fatores:

- I. Perdas por atrito e momento na direção de propagação: Devidas à oscilação das partículas de ar nos interstícios do material poroso e variações na direção do fluxo, expansões e contrações através de poros irregulares. Estes fenômenos são responsáveis por grande parte da perda de energia em altas frequências.
- II. Perdas por condução de calor: Em baixas frequências a longa duração do ciclo de oscilação, a condução de calor das fibras e a eficiência da troca de calor, tornam o processo de compressão do ar isotérmico. Em altas frequências o processo de compressão é adiabático. Na faixa de frequência entre os processos isotérmico e adiabático a troca de calor resulta em perda de energia sonora. Em materiais fibrosos esta perda é significativamente alta se a propagação do som for paralela ao plano das fibras, podendo ser acima de 40% da atenuação sonora.
- III. Perdas por oscilações mecânicas forçadas: Representando baixos valores quando comparadas às demais, as perdas devido à estrutura (rede) dos materiais porosos são desconsideradas.

#### 3.4.1.1 Características físicas dos materiais de absorção

Porosidade: A porosidade ( $h$ ) de um material de absorção é definida como a razão entre o volume poroso ( $\rho_A$ ) e o volume total ( $\rho_M$ ) da matéria prima da fibra, dado pela equação (3.10). Segundo GERGES (2000), materiais de boa absorção acústica têm uma porosidade variando entre 85 a 95%.

$$h = 1 - \frac{\rho_A}{\rho_M} \quad (3.10)$$

Fator estrutural: O fator estrutural ( $\chi$ ) descreve a influência da geometria da estrutura interna do material sobre a densidade efetiva, e compressibilidade do fluido (GERGES, 2000). O fator estrutural adimensional ( $\chi$ ) considera o efeito dos poros e cavidades que são

perpendiculares à direção de propagação da onda (BERANEK; VÈR, 1992). Normalmente não é possível determinar o seu valor teoricamente. O fator estrutural diminui com o aumento da frequência e varia entre os valores extremos de  $\chi=6$  e  $\chi=1$ , gerando normalmente em torno de  $\chi=1,3$  (por este fato muitos cálculos adotam  $\chi=1$ ).

Resistividade ao fluxo: A resistividade ao fluxo (resistência específica ao fluxo por unidade de espessura)  $R_1$  é a característica física mais importante de um material de absorção (BERANEK; VÈR, 1992), definida através da equação (3.11):

$$R_1 = -\frac{1}{v} \frac{\Delta p}{\Delta x} = -\frac{tS}{V} \frac{\Delta p}{\Delta x} \quad (3.11)$$

Onde:

$\Delta p$ : pressão estática através da camada homogênea de espessura  $\Delta x$ ;

$v$ : velocidade de face do fluxo através do material;

$V$ : volume de ar passando através da amostra durante o período de tempo  $t$ ;

$S$ : área da face (de um lado) da amostra.

Apesar de  $R_1$  variar com a velocidade  $v$ , experimentos verificaram que esta relação deixa de existir para valores de velocidade abaixo de 0,05 cm/s. Estudos de alguns materiais fibrosos demonstraram que a resistividade é função da densidade e que aumenta consideravelmente o seu valor com a redução do diâmetro da fibra (FIGURA 3.12). Para uma mesma densidade, 50% de redução do diâmetro da fibra resultam em um aumento da resistividade em oito vezes (BERANEK; VÈR, 1992).

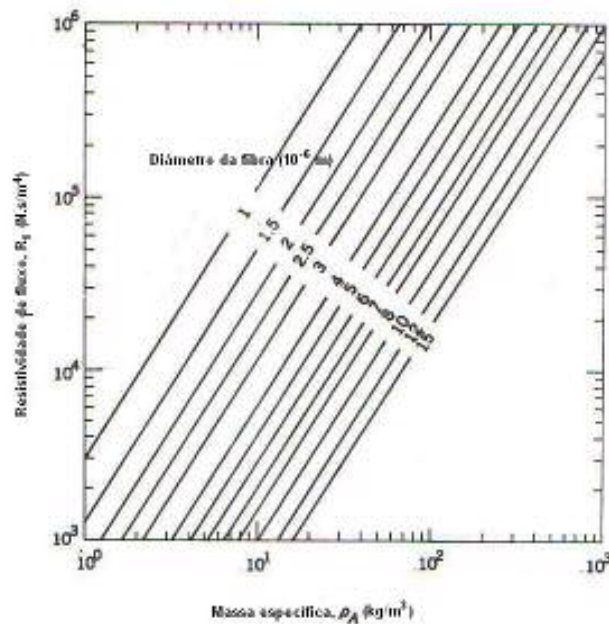


FIGURA 3.12 – Resistividade ao fluxo aproximada ( $r_f$ ) como função da massa específica ( $\rho_a$ ) e diâmetros médios de fibra.

FONTE: BERANEK; VÈR, 1992.

### 3.4.2 Absorvedores porosos

A utilização de materiais de absorção sonora está condicionada a determinação da porção absorvida ou refletida de uma onda sonora sobre o absorvedor. Quando a superfície de um absorvedor é plana e suficientemente grande, pode-se considerar que a difusão das ondas sonoras nas bordas é desprezível e desta forma, determinar o coeficiente de absorção de energia sonora através da equação (3.12):

$$\alpha = 1 - |R|^2 \quad (3.12)$$

Onde  $R$  é o fator de reflexão, o qual é definido pela razão entre a pressão sonora refletida e incidente na interface. Um alto coeficiente de absorção sonora ( $\alpha \rightarrow 1$ ) requer  $|R| \rightarrow 0$ .

Para uma incidência sonora perpendicular o fator de reflexão e o coeficiente de absorção são determinados apenas em função da impedância característica da parede do absorvedor  $Z_1$  e da impedância característica do ar para ondas planas  $Z_0$  (equações (3.13) e (3.14)):

$$R = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (3.13)$$

$$\alpha = \frac{4Z_1'Z_0}{(Z_1 + Z_0)^2 + Z_1'^2} \quad (3.14)$$

Pela equação (3.13) para  $|R| \rightarrow 0$  é necessário que  $Z_1 \rightarrow Z_0$ , o que significa que um absorvedor ideal não deve resistir ao som mais do que o ar livre. Para absorvedores com porosidade (h) limitada na superfície (ex. cobertos por chapa perfurada) a impedância característica será dada por  $Z_1=Z_i/h$ , onde  $Z_i$  é a impedância acústica específica no orifício (com o absorvedor atrás) e (h) a porosidade da chapa perfurada. Em situações onde  $\Gamma_a'd > 2$ , sendo (d) a espessura de camada do absorvedor, considera-se que este é de espessura infinita e seu coeficiente de reflexão passa a ser definido pela equação (3.15).

$$R = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \quad (3.15)$$

Observa-se que para espessuras infinitas a impedância do absorvedor torna-se significativa, desprezando-se assim a impedância devido à parede. Quanto maior for a resistividade ao fluxo, maior será o valor de  $Z_a$  e conseqüentemente menor será o coeficiente de absorção, o que é verificado em baixas frequências. Em médias e altas frequências a tendência é que  $Z_a \rightarrow Z_0/h$  resultando em um alto coeficiente de absorção.

Em absorvedores de espessura finita aplicados sobre uma parede rígida, a impedância da parede ( $Z_1$ ) é controlada pela combinação das ondas incidentes e refletida na camada, relacionadas através da equação (3.16).

$$Z_1 = Z_a \coth(\Gamma_a d) \quad (3.16)$$

Quando  $d \ll 1/4\lambda_a$  ( $\lambda_a$  é o comprimento de onda no material de absorção) a espessura da camada é fina ou a frequência é baixa, tornando a magnitude de  $\coth(\Gamma_a d)$  alta, e a diferença entre  $Z_1$  e  $Z_0$  resultará em um baixo coeficiente de absorção. É por esta razão que pinturas e rugosidades podem ser consideradas apenas como modestos absorvedores.

Para obter um alto coeficiente de absorção em materiais porosos, em baixas frequências, com baixa espessura de camada, seria necessário que  $Z_a \rightarrow Z_0$ , o que é alcançado através de uma baixa resistividade ao fluxo, baixa densidade e alto valor de  $\Gamma_a'$  (BERANEK; VÈR; 1992).

Em configurações como demonstradas na FIGURA 3.13, onde uma camada de ar existe entre o material de absorção e uma parede rígida, uma impedância  $Z_2$  devida as ondas sonoras incidentes e refletidas na camada de ar, surge na superfície atrás do absorvedor. Verifica-se em baixas frequências que uma fina camada de ar entre o absorvedor e a parede rígida é ineficiente. Quando a espessura da camada absorvedora é pequena em comparação ao comprimento de onda ( $d \ll 1/8\lambda_a$ ), a camada de ar atua reduzindo a impedância da parede, aproximando este valor, em baixas frequências, ao valor de  $Z_0$ . Com isto, baixos valores para o coeficiente de reflexão representam respectivos incrementos no coeficiente de absorção sonora. Observa-se, ainda, uma sensível melhoria quando a espessura da camada de ar ( $t$ ) é igual a  $1/4\lambda_0$ . Para frequências onde a espessura da camada de ar corresponde a múltiplos de  $1/2\lambda_0$  o valor de  $Z_2$  é muito alto tornando a camada de ar totalmente ineficiente (BERANEK; VÈR; 1992).

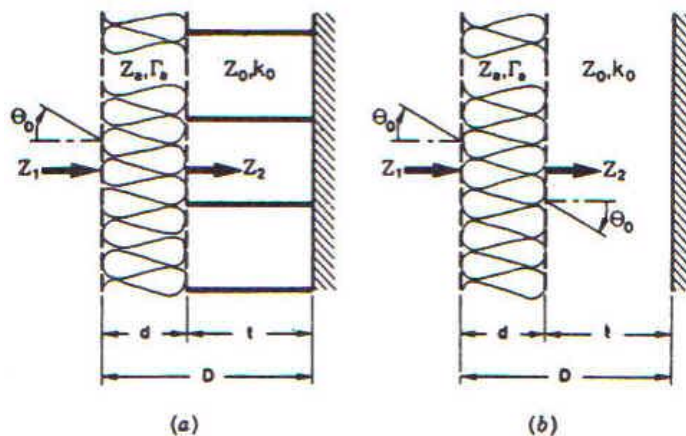


FIGURA 3.13 – Combinação de camadas de absorvedor com (a) camadas de ar localizadas (b) camadas de ar livre.

FONTE: BERANEK; VÈR, 1992.

### 3.4.3 Ressonadores

Em construções acústicas é comum a utilização de ressonadores de Helmholtz (3.3.1.1) como elementos de absorção conforme ilustrado na FIGURA 3.14. Os materiais de absorção porosos têm baixa eficiência nas baixas frequências, uma vez que a absorção é dependente da espessura, densidade e estrutura interna dos materiais. Torna-se mais viável (devido a custos e disponibilização de espaço) o emprego de dispositivos como o ressonador de Helmholtz e painéis vibrantes que atuam, respectivamente, como neutralizadores e dissipadores de ruído em baixas frequências. (GERGES, 2000).

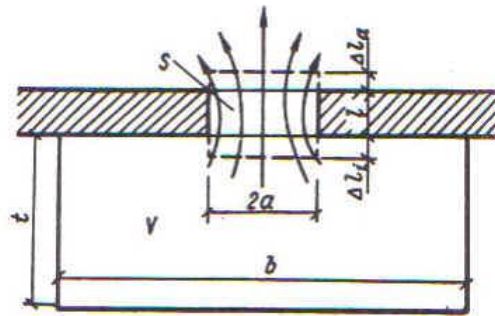


FIGURA 3.14 – Parâmetros geométricos de um ressonador de Helmholtz.

FONTE: BERANEK; VÈR, 1992.

Refere-se ao mesmo princípio de funcionamento abordado em 3.3.1.1, uma massa de ar em uma área transversal de constrição (como furos ou fendas na placa de cobertura) e uma compliância do volume de ar atrás da placa de cobertura. A impedância acústica do ressonador é dada pela soma da impedância do volume de ar enclausurado e do volume de ar que oscila na entrada, dentro e na saída da seção de constrição. A frequência de ressonância do sistema ocorre quando a reatância tende a zero. O fator de qualidade  $Q$ , parâmetro que define a curva de resposta em frequência do ressonador de Helmholtz na faixa de sua ressonância, é dado pela equação (3.17):

$$Q = \frac{\omega_0 M}{R} \quad (3.17)$$

Onde  $\omega_0$  é a frequência de ressonância,  $M$  é a massa de ar vibrante e  $R$  é a resistência do sistema.

A resistência do sistema é o termo responsável pela dissipação da energia acústica, a qual ocorre através de dois mecanismos: resistência à radiação acústica do cilindro de ar vibrante na abertura e resistência ao atrito viscoso entre o ar vibrante e a superfície da abertura.

A resistência de atrito, normalmente determinada experimentalmente, depende da forma da abertura do ressonador e da absorção do material colocado na abertura ou cavidade. Um material de absorção colocado junto à face oposta à abertura é menos eficiente do que se colocado próximo ou no interior da abertura, sendo que nestes casos, materiais muito compactos podem refletir o som incidente e desacoplar o ressonador do ambiente. (GERGES, 2000).

Um baixo valor de resistência ao atrito viscoso resulta em um elevado fator de qualidade, o que representa um pico de ressonância bastante estreito, tornando o ressonador adequado para absorção de ruído em frequência muito bem definida. Ao contrário, quando a meta é absorção de som em banda de frequência relativamente larga, é necessário um baixo fator de qualidade, o que pode ser obtido através do aumento da seção transversal de abertura. Em situações práticas, verifica-se que a porosidade das paredes de alguns materiais utilizados como ressonadores, também possuem uma importante influência sobre a largura de pico de absorção destes dispositivos, conforme ilustrado pela FIGURA 3.15 (GERGES, 2000)

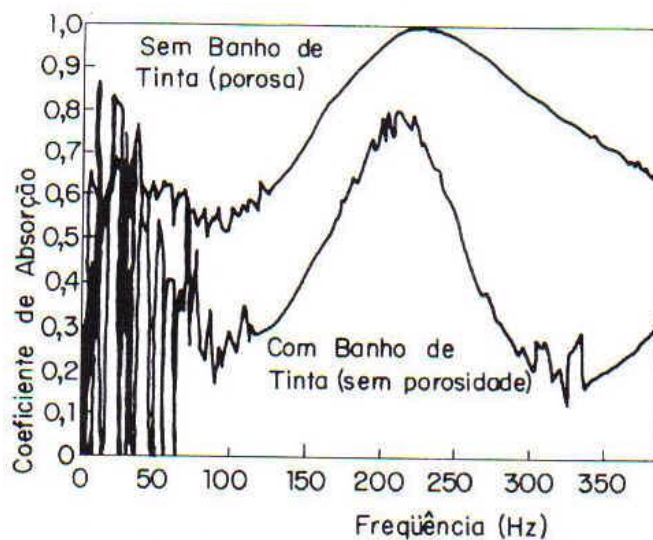


FIGURA 3.15 – Coeficiente de absorção para um ressonador de bloco vazado (efeito da porosidade).

FONTE: GERGES, 2000.

#### 3.4.4 Placas vibrantes

Placas absorvedoras são utilizadas para absorção de ruído tonal de baixa frequência em situações onde os ressonadores de Helmholtz não são aplicáveis, atuando como painéis vibrantes tipo membrana. O sistema consiste da massa de uma placa fina e da dureza do espaço de ar entre a placa e suporte elástico em seu perímetro. “Foils” são casos especiais de placas finas flexíveis.

Um absorvedor de placa ressonante pode ser tratado como uma placa rígida suportada elasticamente. O suporte elástico é obtido com pontos discretos de tiras de material resiliente ao longo do perímetro. A fixação da placa paralela a uma placa rígida faz com que o espaço de ar entre elas atue como um elemento de rigidez. A massa da placa e a rigidez da camada de

ar formam um sistema mecânico que possui sua frequência de ressonância. A frequência de ressonância da placa é dada em função da dureza efetiva do conjunto ( $s''$ ) e sua massa ( $m''$ ), conforme equação (3.18):

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{s''}{m''}} \quad (3.18)$$

O princípio de funcionamento das placas vibrantes baseia-se em sua excitação por ondas sonoras na frequência de ressonância e a dissipação da energia acústica incidente por um amortecimento interno da placa. Portanto, é importante que a chapa vibre no seu primeiro modo de vibração (GERGES, 2000). É possível aumentar a energia dissipada usando matérias de absorção no espaço do ar, aumentando com isto a largura do pico de absorção máxima na frequência de ressonância. A FIGURA 3.16 mostra valores típicos do coeficiente de absorção para várias espessuras da camada de ar.

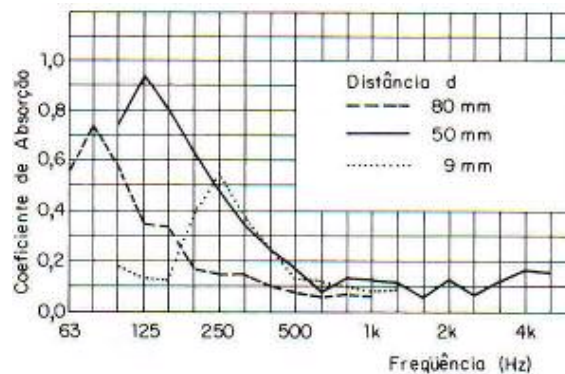


FIGURA 3.16 – Curva do coeficiente de absorção do painel vibrante.

FONTE: GERGES, 2000.

“Foils” são membranas flexíveis frequentemente utilizadas recobrendo materiais de absorção porosos, principalmente quando estes requerem uma proteção superficial. O efeito do “foil” sobre o absorvedor é o de uma impedância adicional em série que deve ser adicionada à impedância da parede. Neste tipo de aplicação, é essencial que a “foil” não fique esticado demais, deixando de atuar como uma membrana flexível. Normalmente uma tela de malha superior a 1,0 cm é instalada entre o absorvedor e a “foil” para garantir a sua maleabilidade.

A frequência de ressonância ( $f_0$ ) de um “foil” é dada apenas em função de sua massa por unidade de área ( $m''$ ) e pela profundidade da camada de ar de separação ( $t$ ), conforme equação (3.19), para ( $t < 1/8\lambda$ ) (BERANEK; VÈR, 1992).

$$f_0 = \frac{60}{\sqrt{m''t}} \quad (3.19)$$

Quando não existe uma camada de ar de separação, a frequência de ressonância do “foil” depende do ângulo de incidência sonora.

Outra importante e usual forma de aplicação das “foils” absorvedoras consiste em pequenos volumes de ar enclausurados em finos compartimentos, com dimensões em torno de alguns centímetros (dimensões pequenas quando comparadas ao comprimento de onda incidente). A pequena espessura das paredes dos compartimentos faz com que as ressonâncias destes sistemas situem-se na faixa de frequências entre 200Hz a 3150Hz. A “foil” utilizada pode ser de material plástico ou metálico. A disposição das folhas absorvedoras em compartimentos moldados promove uma maior distribuição das frequências de ressonância.

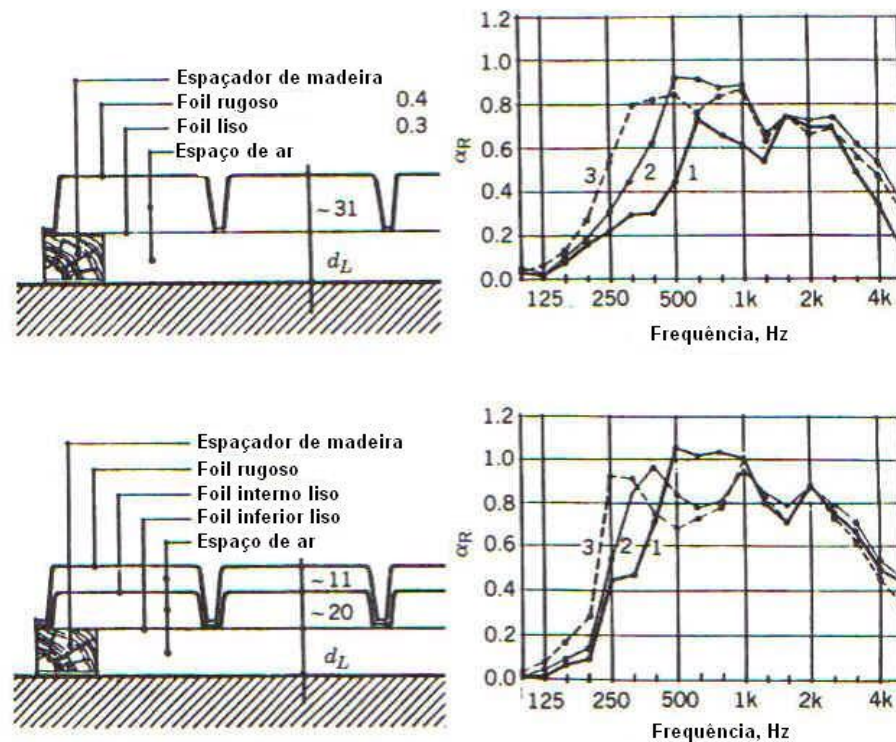


FIGURA 3.17 – Coeficiente de absorção sonora  $\alpha_r$  para incidência randômica de folhas absorvedoras em PVC:

(1)  $d_L=0$ ; (2);  $d_L=25\text{mm}$ ; (3)  $d_L=50\text{mm}$ .

FONTE: BERANEK; VÈR, 1992.

A FIGURA 3.17 representa medições do coeficiente de absorção sonora obtidas com diferentes configurações de “foils” absorvedoras, demonstrando absorção sonora em uma banda significativamente ampla. Por não serem porosas, a aplicação destes sistemas é extremamente importante em áreas que requeiram maior higiene, luminosidade (podem ser transparentes) e menor peso.

No próximo capítulo serão tratados os materiais e métodos, envolvendo a metodologia utilizada para realização de experimentos e avaliação do desempenho de um silenciador de ruído.

## CAPÍTULO 4 – MATERIAIS E MÉTODOS

### 4.1 Introdução

Este capítulo é dedicado à descrição do silenciador utilizado como banco de ensaio experimental na realização dos testes, segundo o procedimento experimental adotado. Os testes foram realizados no laboratório de vazão de gás do CETEC (Fundação Centro Tecnológico de Minas Gerais). O capítulo inicia com a descrição do banco de testes, dos seus componentes e dos instrumentos de medição e de aquisição de dados. Em seguida, é apresentado o procedimento experimental utilizado no ensaio. Finalmente, é descrita a metodologia utilizada para avaliação do desempenho acústico e perda de carga do silenciador. A análise de incertezas é também apresentada.

### 4.2 Dispositivo experimental

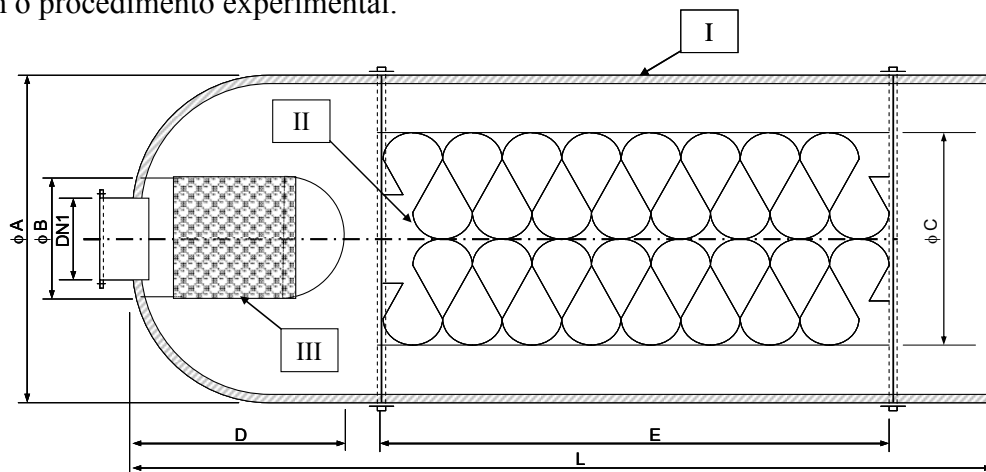
O banco de ensaio experimental utilizado (FIGURA 4.1 e FIGURA 4.2) consiste de um silenciador de ruído, composto por um corpo cilíndrico metálico revestido internamente com material de absorção, um núcleo absorvedor e um difusor perfurado, alimentado por um sistema de geração de ar comprimido.



FIGURA 4.1 – Vista externa do silenciador de ruído do banco de ensaios.

Construído pela empresa mineira Isobrasil em 2005, os elementos construtivos e as dimensões básicas do silenciador de ruído podem ser visualizados através da FIGURA 4.2. Segue abaixo a descrição resumida dos principais elementos:

- I. Corpo cilíndrico construído em aço carbono espessura 2,0mm, revestida internamente com material de absorção em fibra cerâmica 12,0mm de espessura e massa específica de  $96\text{kg/m}^3$ , contida por uma chapa perfurada galvanizada de 1,0mm de espessura e diâmetro de furo de 6,35mm, com espaçamento entre centros de 9,0mm. Uma calota elíptica, em aço carbono, interligada ao corpo cilíndrico através de flanges, recebe a tubulação de entrada do ar de  $\frac{3}{4}$ ". Internamente, a calota é revestida com material de absorção análogo ao do corpo. O comprimento do corpo do silenciador variou de acordo com procedimento experimental.
- II. Núcleo acústico cilíndrico composto por manta de fibra cerâmica de massa específica de  $96\text{kg/m}^3$  contida por chapa perfurada galvanizada de 1,0mm de espessura e diâmetro de furo de 6,35mm com espaçamento entre furos de 9,0mm. A área transversal do núcleo variou de acordo com o procedimento experimental.
- III. Difusor cilíndrico com comprimento e diâmetro fixo, construído em chapa perfurada de espessura 0,8mm, com diâmetro de furos e espaçamento entre centros variável de acordo com o procedimento experimental.



QUADRO DE DIMENSÕES (MM)	
A	248
B	75
C	206/213
D	115
E	1200
L	1500/2500
DN 1	19,05

FIGURA 4.2 – Desenho esquemático e quadro de dimensões do silenciador de ruído.

O dimensionamento do silenciador foi baseado em um cálculo preliminar a partir da capacidade do sistema de geração de ar comprimido, de maneira que fossem atingidas condições de escoamento incompressível, compressível e sônico na entrada do silenciador.

A alimentação do silenciador é através de um sistema de geração de ar comprimido composto por dois compressores modelo GA-37-150AFF, fabricado pela Atlas Copco Brasil Ltda, o qual utiliza parafusos rotativos de perfil assimétrico para compressão do ar. Os compressores são instalados para operação em paralelo, podendo gerar vazões de até  $600\text{m}^3/\text{h}$  de ar. A FIGURA 4.3 apresenta a disposição dos compressores na sala anexa ao laboratório.



FIGURA 4.3 – Sistema de geração de ar comprimido.

Os compressores são equipados com um sistema de separação da mistura ar/óleo e um secador de ar integrado dentro de suas cabines. Ao sair do estágio de compressão, o ar comprimido é resfriado a uma temperatura em torno de  $3^{\circ}\text{C}$ , onde a maior parte do vapor d'água presente é condensada e drenada automaticamente. Em seguida, é reaquecido a uma temperatura próxima a do ar ambiente admitido no compressor, proporcionando ao sair do secador um ar comprimido praticamente isento de umidade. Após o compressor/secador, o ar comprimido passa por dois filtros do tipo coalescente (pré-filtro tipo GFM fino, eficiência: 99,99 % de partículas maiores que  $0,1\ \mu\text{m}$  e filtro tipo GFS superfino, eficiência: 99,99 % de partículas maiores que  $0,1\ \mu\text{m}$ ), para remoção de condensados (óleo/água) e partículas sólidas, e em seguida, é encaminhado a dois tanques reservatórios, instalados em série, com capacidade unitária para armazenar  $1\text{m}^3$  de ar, numa pressão de trabalho de 10bar.

Dos reservatórios, o ar é encaminhado para uma linha de distribuição a qual direciona o fluxo para duas válvulas redutoras de pressão, as quais foram utilizadas para varredura das vazões (FIGURA 4.4).

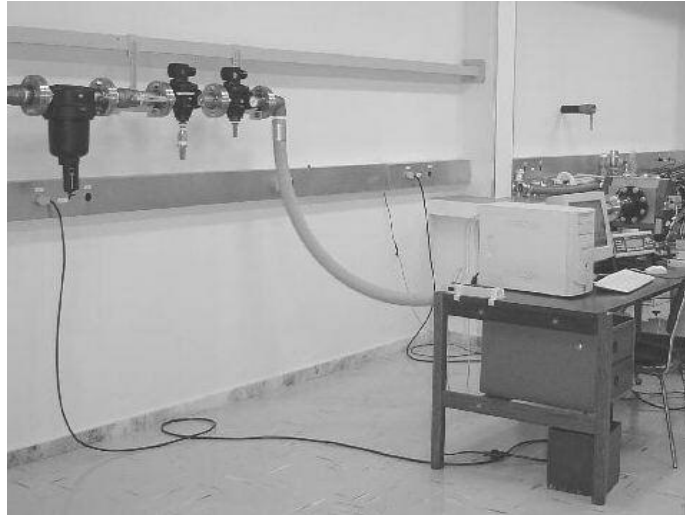


FIGURA 4.4 – Detalhe das válvulas redutoras de pressão.



FIGURA 4.5 - Vista geral do dispositivo experimental.

A bancada possui três termômetros de resistência tipo Pt 100, três sensores de pressão piezo-resistivos, um sensor de pressão ressonante para determinação da pressão barométrica, um medidor de vazão e um medidor do nível de pressão sonora. Os sinais dos termômetros e dos sensores de pressão são registrados em um sistema de aquisição de dados.

Para um melhor entendimento do dispositivo de testes, e visualização dos pontos de medição de temperatura, pressão, vazão e pressão sonora, o desenho esquemático da FIGURA 4.6 é apresentado.

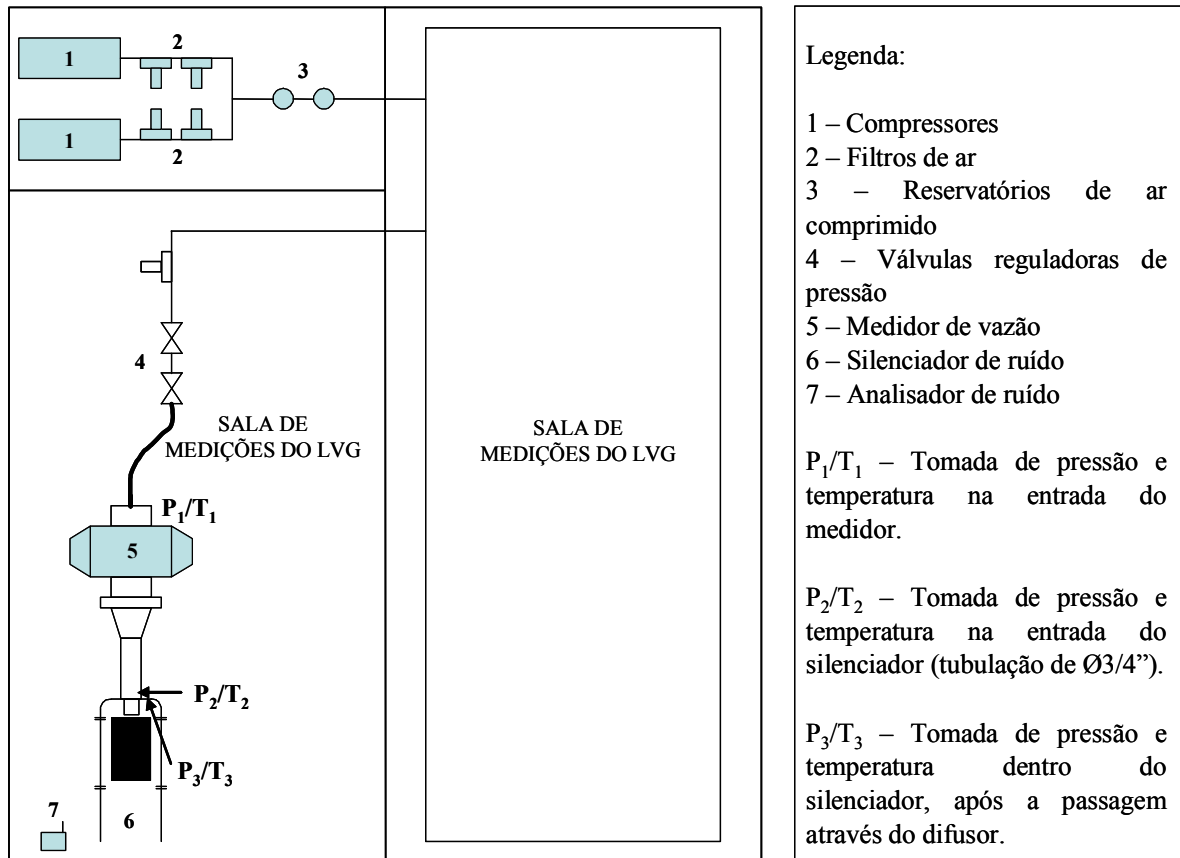


FIGURA 4.6 – Desenho esquemático do dispositivo experimental.

#### 4.2.1 Instrumentação

O silenciador foi instrumentado com medidores de temperatura, pressão, vazão e nível de pressão sonora. A descrição dos dispositivos é apresentada a seguir.

##### 4.2.1.1 Medidores de temperatura

O banco de testes possui três termômetros de resistência Pt 100, com faixa de medição entre 280 e 320K e incerteza de 0,1K. O sensor T1 foi instalado na entrada do medidor de vazão, o T2 na entrada do silenciador na tubulação de  $3/4''$  e o T3 na carcaça do silenciador logo após a passagem do ar pelo difusor. A localização dos sensores T2 e T3 é apresentada na FIGURA 4.7. Através da leitura do termômetro T2 percebeu-se o processo de expansão adiabática na

entrada do silenciador, onde o ar se expande sem troca calor com a vizinhança, realizando trabalho e diminuindo sua energia interna e temperatura.

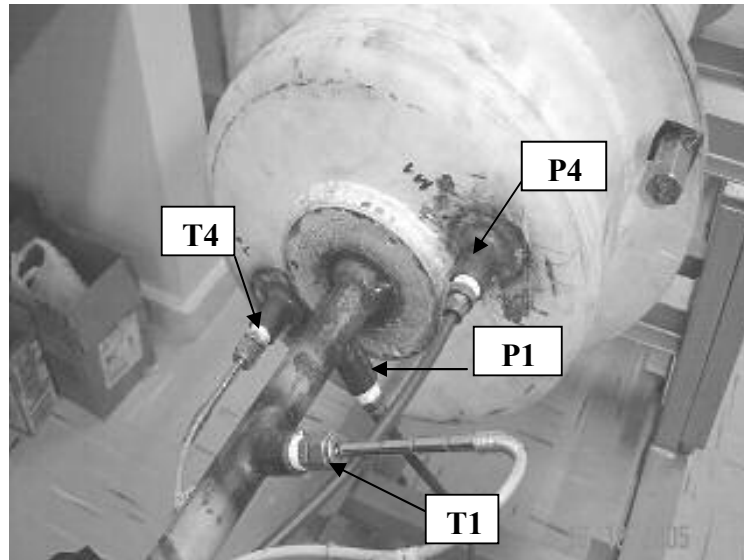


FIGURA 4.7 – Disposição dos sensores de temperatura e pressão no silenciador.

#### 4.2.1.2 Sensores de pressão

Três sensores de pressão manométrica piezo-resistivo foram utilizados no banco de testes. O  $P_0$  instalado na entrada do medidor de vazão possui faixa de medição entre 0 a 1000kPa com incerteza de 0,04% da leitura.  $P_1$  e  $P_4$  instalados conforme a FIGURA 4.7, possuem faixa de medição entre -10 a 10kPa com incerteza de 0,04% da leitura. Um quarto sensor tipo ressonante foi utilizado para medição da pressão barométrica, com faixa de medição entre 80 a 116kPa e incerteza de 0,007% f.e.

#### 4.2.1.3 Medidor de vazão

O medidor de vazão utilizado é do tipo piston rotativo modelo DUO – Instromet, G400, diâmetro nominal de 4" e faixa de vazão de  $6\text{m}^3/\text{h}$  a  $650\text{m}^3/\text{h}$ , calibrado no Netherlands Measurements Institute Nmi/Holanda com uma incerteza expandida máxima declarada de 0,19%, correspondente a uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95%. O piston rotativo modelo DUO da Instromet tem como principal característica a utilização de dois pares de rotores no interior do corpo do medidor, de tal forma que as pulsações produzidas por cada par de rotores estão sempre em fases opostas, obtendo-se assim, um

movimento suave na saída do medidor (FIGURA 4.8). Com este sistema, pulsações no fluxo do fluido sob medição são praticamente eliminadas no modelo DUO – Instromet (ZEFERINO; SANTOS, 2003).

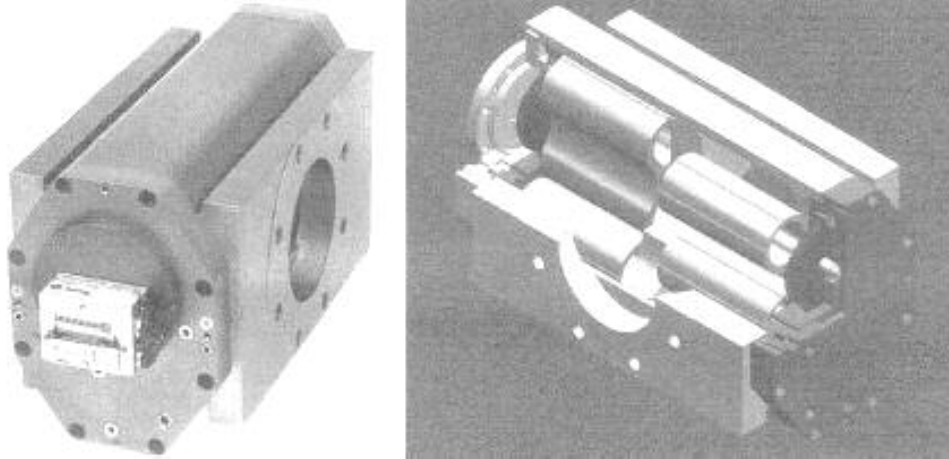


FIGURA 4.8 – Vistas externa e interna do medidor Instromet ROTARY PISTON Prover® - Modelo DUO.

FONTE: ZEFERINO; SANTOS, 2003.

#### 4.2.1.4 Medição de ruído

Para medição do nível de pressão sonora foi utilizado um microfone capacitivo modelo 2540, fabricado pela Larson & Davis, com sensibilidade em mV/Pa e dB referente a 1V/Pa. O sensor é calibrado pelo INMETRO/Brasil, com uma incerteza expandida declarada de  $\pm 0,2$ dB de 31,5Hz até 63Hz,  $\pm 0,3$ dB de 8kHz até 12,5kHz,  $\pm 0,5$ dB a 16kHz e  $\pm 0,8$ dB a 20kHz, correspondente a uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95%.

#### 4.2.2 Sistema de Aquisição de Dados

Todos os sinais gerados pelos diferentes sensores do banco de testes, exceto pressão sonora, são recebidos e tratados por sistemas de aquisição de dados. Um programa desenvolvido em LabVIEW<sup>1</sup> permite a visualização das temperaturas, pressões e vazões em tempo real. Os valores obtidos são registrados em um arquivo de saída.

<sup>1</sup>LabVIEW - Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench - é uma linguagem de programação gráfica utilizada em técnicas de medição, aquisição e manipulação de dados, pertencente à National Instruments Corporation.

Na medição de temperatura é utilizado um instrumento indicador com scanner programável fabricado pela Fluke. Na medição das pressões é utilizado um indicador de pressão multifunção com quatro canais, fabricado pela Druck. Na medição de vazão é empregada uma placa de aquisição Counter/Timer para contagem do número de pulsos e tempo de medição fabricada pela National Instruments. A visualização do sistema de aquisição é apresentada na FIGURA 4.9.

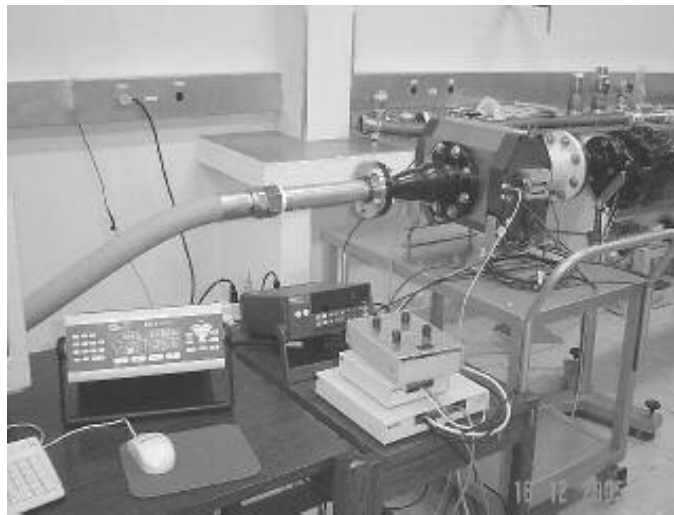


FIGURA 4.9 – Sistema de aquisição para vazão, temperatura e pressão.

Os valores de pressão sonora foram coletados e tratados pelo analisador de ruído modelo 2800 tipo I, fabricado pela Larson & Davis (FIGURA 4.11). São funções características do analisador curvas de ponderação A, C e linear, ponderação temporal “fast”, “slow” e “impulse”, “detetor RMS”, linearidade, média temporal ( $L_{eq}$ ) e filtros de bandas de terços de oitavas de 20Hz a 20KHz. O analisador é calibrado pelo INMETRO/Brasil, com uma incerteza expandida declarada de 0,2dB correspondente a uma probabilidade de abrangência de aproximadamente 95%.

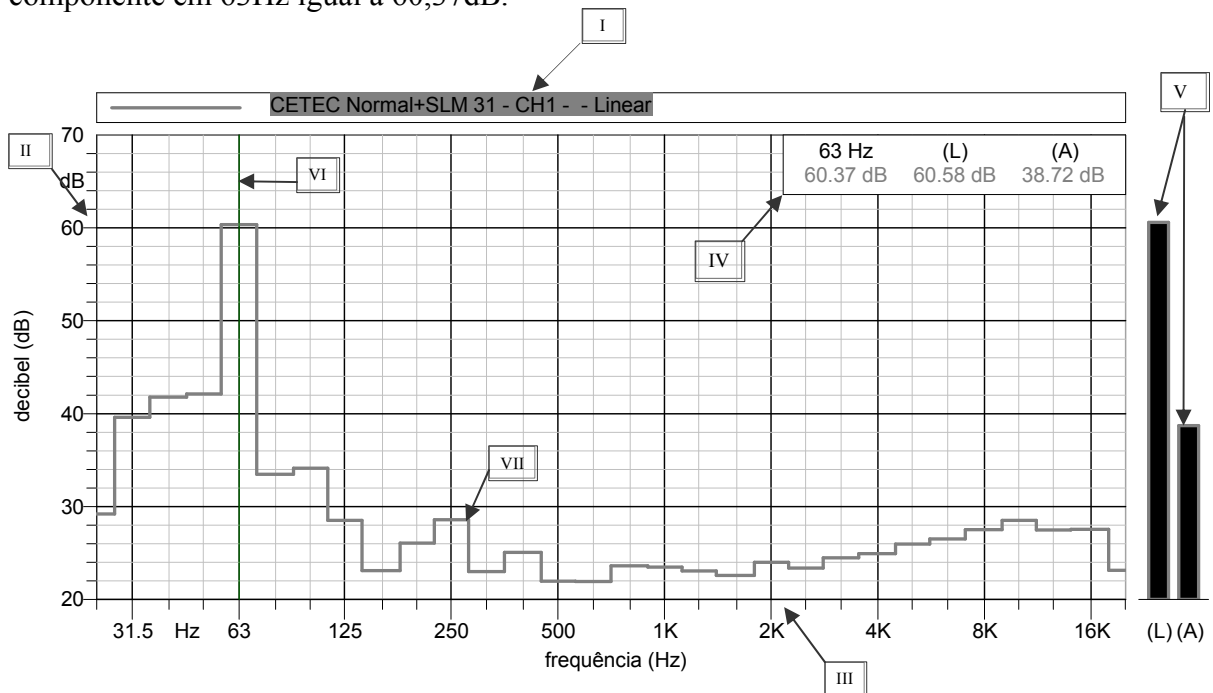
### 4.3 Procedimento experimental

Neste item será descrito o procedimento experimental adotado nos testes realizados. Foram realizados testes em oito montagens diferentes, buscando avaliar a influência de determinados elementos do silenciador no desempenho acústico e na perda de carga.

### 4.3.1 Considerações iniciais

Antes de iniciar os testes foi registrada a temperatura e umidade ambiente com os respectivos valores de 21,2°C e 78,5%.

Com o sistema de geração de ar comprimido fechado e apenas o sistema de aquisição de dados ligado, foi registrado o ruído de fundo do laboratório, conforme demonstrado na FIGURA 4.10 , o nível de pressão sonora (NPS) global foi de 38,72dB(A) com uma componente em 63Hz igual a 60,37dB.



#### Legenda:

- I Título: nome do arquivo, tipo e número do ponto de medição.
- II Eixo da ordenada: apresenta o nível de ruído em decibel (dB).
- III Eixo da abscissa: apresenta o espectro de frequências em banda de 1/3 oitava (Hz).
- IV Legenda: apresenta o nível de ruído na posição do cursor, o nível global na escala linear em dB e o nível global na escala A em dB(A).
- V Nível global: apresenta a esquerda o nível global na escala linear e à direita o nível global na escala A.
- VI Cursor: apresenta a posição do cursor no gráfico.
- VII Espectro de ruído (dB) em banda de 1/3 oitava (Hz).

FIGURA 4.10 – Gráfico do nível de pressão sonora (NPS) do ruído de fundo.

O microfone foi posicionado durante as medições a 40cm do raio externo do silenciador, a 20cm na direção axial da saída de ar e a altura correspondente com o eixo do silenciador. Para orientação desta posição foi verificada, através de fios de linha, a não interferência direta do jato sobre o microfone.

A FIGURA 4.11 mostra a posição do microfone durante o teste da montagem 8. Para todas as montagens a posição foi mantida a mesma distância em relação à saída do ar.



FIGURA 4.11 – Posição do microfone durante os testes.

Ao iniciarmos os testes verificamos uma alta transmissão de ruído através da parede da tubulação de alimentação e da própria carcaça do silenciador, superando notavelmente o ruído na região de saída. Desta forma, foi providenciado o isolamento acústico da tubulação e da região correspondente a calota da carcaça. Este isolamento pode ser visualizado na FIGURA 4.5 através do revestimento em preto. O material utilizado foi manta de lã de vidro  $32\text{kg/m}^3$  e espessura de 50mm, ensacadas com polietileno. O objetivo deste procedimento não foi o de extinguir com o ruído transmitido por estas regiões, mas identificar suas principais componentes.

A FIGURA 4.12 compara o NPS emitido pela carcaça, região da calota, antes (Curva 1 – linha sólida) e após (Curva 4 – linha pontilhada) o isolamento. Verifica-se que a contribuição principal é em alta frequência, com componentes acima de 1000Hz.

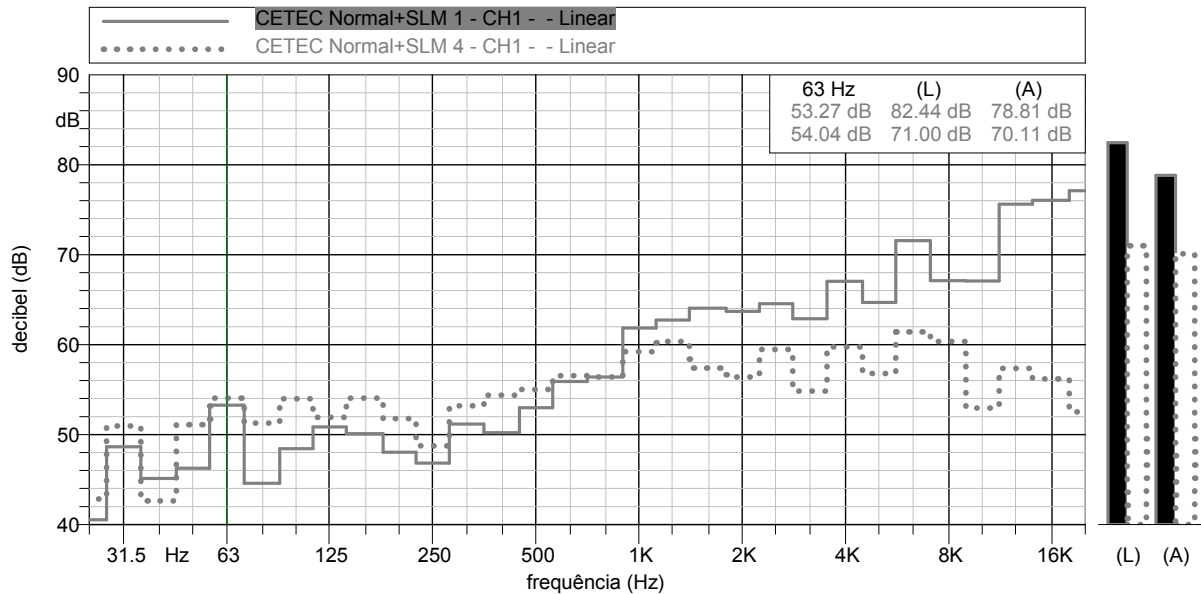


FIGURA 4.12 – Gráfico do NPS transmitido pela carcaça do silenciador antes e após o isolamento acústico.

Uma considerável transmissão de ruído da calota para o corpo cilíndrico da carcaça gerou uma intervenção nos flanges de união entre estas duas peças. Anéis e arruelas de vedação foram instalados com o objetivo de desacoplar a calota e o corpo cilíndrico e desta forma, interromper a transmissão de ruído através da estrutura.

Adotado os procedimentos descritos, a vazão máxima do fluxo de ar para cada série de medições foi estabelecida em função da pressão manométrica na entrada do silenciador, até o momento em que esta apresentou uma queda abrupta, como pode ser observado na FIGURA 4.13, através do ponto correspondente a vazão de  $280\text{m}^3/\text{h}$ . A partir deste valor, a condição sônica é atingida na entrada do silenciador e presença de ondas de choque é responsável por uma grande instabilidade nos parâmetros associados ao escoamento no ponto. Devido ao considerável incremento na incerteza das medições, apenas um ponto foi registrado para a condição sônica. Para cada série de medições foram considerados sete pontos de vazão, correspondentes a variação do número de Mach na entrada do silenciador entre 0,15 a 1,00. Na 8ª série de medições foram registrados apenas seis pontos de vazão, o ponto correspondente à vazão de  $280\text{m}^3/\text{h}$  não foi considerado, fato que pode ser observado na FIGURA 4.13, pela queda abrupta da pressão a partir da vazão de  $250\text{m}^3/\text{h}$ .

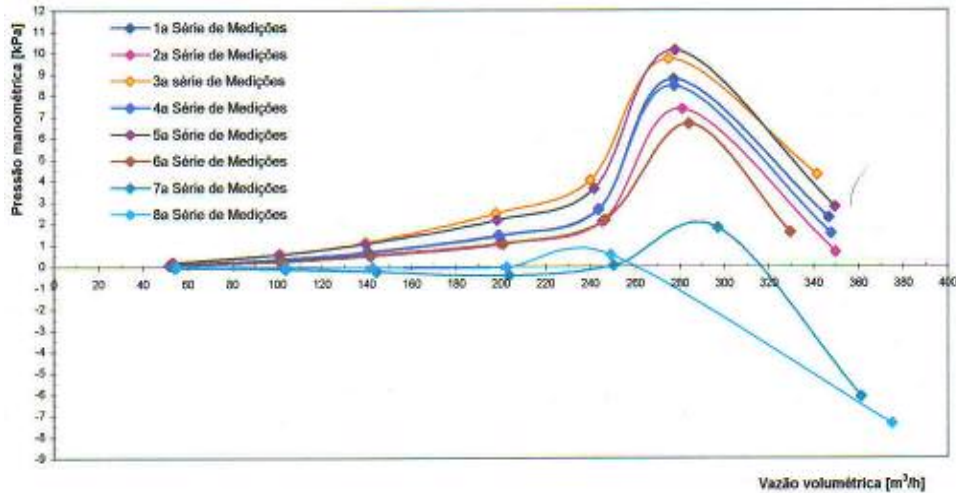


FIGURA 4.13 – Gráfico da pressão manométrica em função da vazão na entrada do silenciador.

#### 4.3.2 Descrição das séries de ensaios

Oito séries de ensaios foram realizadas para diferentes montagens. A TABELA 4.1 apresenta o resumo da composição e seqüência das montagens ensaiadas, com as respectivas faixas de vazões e pontos de medição acústica.

TABELA 4.1 – Quadro resumo dos testes realizados com o silenciador de ruído.

Série de Ensaios	Montagem	Faixa de vazões de Mach (Nº)	Ponto de medição (NPS)
1	D2-N206-L1	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	7, 14, 9 ao 13
2	D3-N206-L1	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	15 ao 21
3	D1-N206-L1	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	22 ao 28
4	D2-N206-L2	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	32 ao 38
5	D2-N213-L1	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	39 ao 45
6	D2-L1	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	46 ao 52
7	L1	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 0,80 - 1,00	53 ao 59
8	Descarga livre	0,15 - 0,30 - 0,40 - 0,60 - 0,70 - 1,00	60 ao 65

A TABELA 4.2 apresenta a legenda utilizada para caracterização de cada uma das montagens.

TABELA 4.2 – Legenda dos componentes do silenciador.

Componentes	Nomenclatura	Características
Comprimento do silenciador (L)	<b>L1</b>	Comprimento total do silenciador, a partir da saída do tubo de 3/4", é igual 1,50m.
	<b>L2</b>	Acrescenta-se um módulo de corpo cilíndrico, com 1,0m de comprimento, revestido internamente com material de absorção. O comprimento total do silenciador passa para 2,50m.
Núcleo Absorvedor (N)	<b>N206</b>	Promove um área média de passagem do fluxo de ar (entre o núcleo e corpo cilíndrico isolado) de 0,0057m <sup>2</sup> .
	<b>N213</b>	Promove uma área média de passagem do fluxo de ar (entre o núcleo e corpo cilíndrico isolado) de 0,0034m <sup>2</sup> .
Difusor (D)	<b>D1</b>	A chapa perfurada que constitui o difusor tem 20% de área aberta. Ø do furo igual a 0,5mm e espaço entre centros de 1,0mm.
	<b>D2</b>	A chapa perfurada que constitui o difusor tem 23% de área aberta. Ø do furo igual a 1,0mm e espaço entre centros de 2,0mm.
	<b>D3</b>	A chapa perfurada que constitui o difusor tem 33% de área aberta. Ø do furo igual a 1,8mm e espaço entre centros de 3,0mm.

#### 4.3.3 Metodologia para análise do desempenho acústico

Diversos fatores são considerados no dimensionamento de um silenciador para que o mesmo alcance um desempenho satisfatório. Na proposição de um estudo de caso sobre o desempenho de um silenciador, o interesse não apenas pelo resultado global do conjunto, conduz a uma análise exploratória da influência dos principais elementos construtivos do silenciador.

Nas três primeiras séries de medições uma análise comparativa do desempenho dos diferentes modelos de difusores (FIGURA 4.14), avalia a influência do diâmetro dos furos e conseqüentemente da velocidade de passagem do fluxo de ar. Posteriormente nas 6<sup>a</sup> e 7<sup>a</sup> séries de medições, respectivamente com e sem o difusor instalado, observa-se às características de operação do mesmo através da comparação dos espectros de ruído.

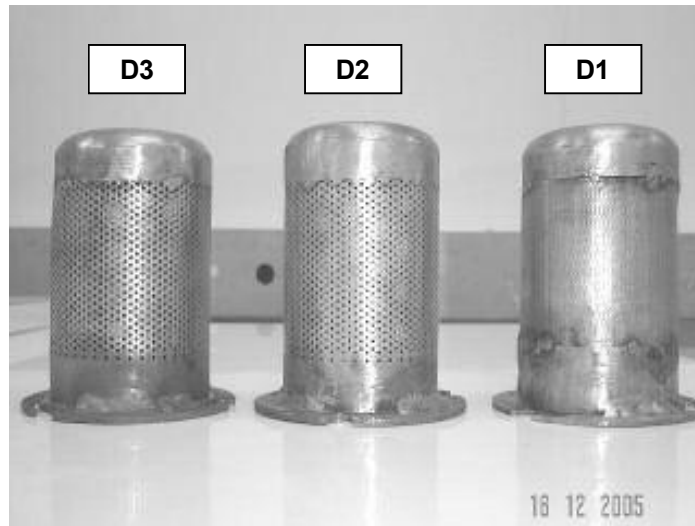


FIGURA 4.14 – Três modelos de difusores utilizados D1, D2 e D3.

A comparação dos resultados obtidos nas 1ª e 5ª séries de medições caracteriza a influência da área livre de passagem do fluxo de ar (ou da velocidade de passagem) existente entre o núcleo e a camada de revestimento interno da carcaça proporcionada pelos dois modelos de núcleo utilizados (FIGURA 4.15). Já a 1ª e 6ª séries de medições foca a influência geral do núcleo absorvedor sobre a atenuação global do silenciador, uma vez que nesta última série o mesmo é retirado do conjunto (FIGURA 4.16). Uma gama de informações é obtida na análise espectral destas duas montagens.



FIGURA 4.15 – Dois modelos de núcleos absorvedores utilizados N206 e N213.

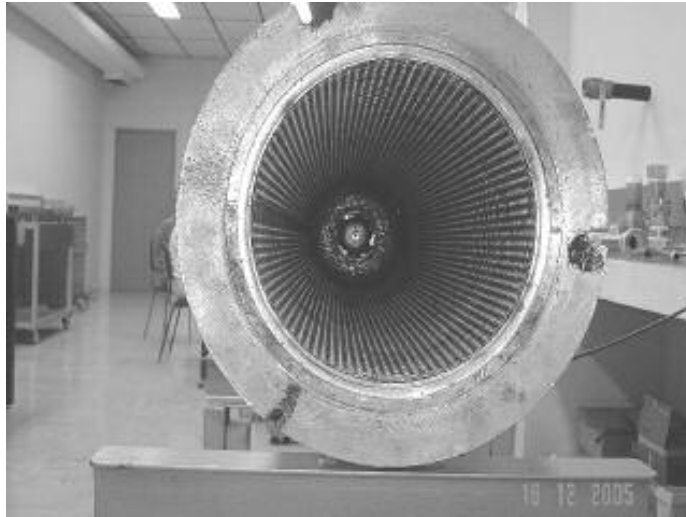


FIGURA 4.16 - Montagem da 6ª série de medições – sem núcleo absorvedor.

A associação do desempenho de um silenciador a seu comprimento foi avaliada nas 1ª e 4ª séries de medições. A mesma configuração de núcleo absorvedor e difusor é mantida acrescentando-se apenas um complemento, revestido internamente com material de absorção, ao corpo cilíndrico do silenciador.

Finalizando, é realizada uma análise geral do desempenho do silenciador (com comprimento L1, núcleo N206 e difusor D2) através da comparação entre o espectro de ruído da 1ª série de medições e o ruído de descarga livre da 8ª série de medições (FIGURA 4.17).



FIGURA 4.17 – Montagem da 8ª série de medições – Descarga livre.

Todas as análises foram realizadas para 07 valores de vazão (faixa de número de Mach entre 0,15 a 1,00) permitindo a observação do desempenho em diferentes tipos de escoamento.

#### 4.3.4 Metodologia para avaliação da perda de carga

##### 4.3.4.1 Queda de pressão

A avaliação da queda de pressão no silenciador é realizada através de quatro pontos de medição de pressão e temperatura.  $P_0$  e  $T_0$  foram mensurados na entrada do medidor de vazão,  $P_1-T_1$ ,  $P_4-T_4$  e  $P_{amb}-T_{amb}$  conforme localização na FIGURA 4.18. Os pontos 2 e 3 foram utilizados como referência para os cálculos de  $P_2-T_2$  e  $P_3-T_3$ .

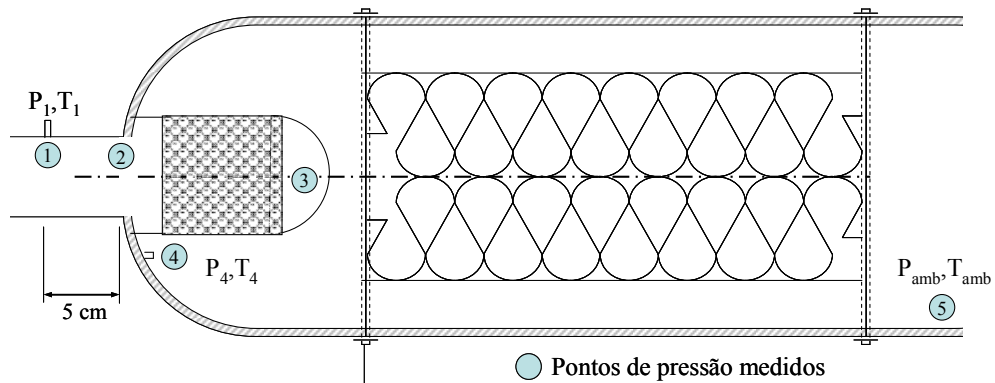


FIGURA 4.18 – Pontos de referência medidos para avaliação da perda de carga do silenciador.

As medições e cálculos iniciais da 1ª série de ensaios podem ser verificados na TABELA 4.3.

TABELA 4.3 – Resultados das medições de vazão, pressão, temperatura e NPS para a 1ª série de ensaios.

Pistom Rotativo	Unidade	Ponto 1	Ponto 2	Ponto 3	Ponto 4	Ponto 5	Ponto 6	Ponto 7
Vazão Volumétrica	m <sup>3</sup> /h	49	84	101	111	113	113	113
Massa específica	kg/m <sup>3</sup>	1,1429	1,3214	1,5347	2,0090	2,4425	2,9646	3,4602
Vazão mássica	kg/h	56	111	155,000	223	276	335	391
Temperatura T0	°C	21,85	21,81	21,790	21,7	21,64	21,59	21,76
Pressão manométrica	kPa	5,311	19,771	38,259	77,552	115,666	159,671	201,822
Pressão Absoluta P0	kPa	97,158	111,617	130,119	169,41	207,533	251,531	293,677
<b>Tubulação 3/4" - Entrada do Silenciador</b>								
Vazão Volumétrica	m <sup>3</sup> /h	52	101	141	199	244	277	347
Massa específica	kg/m <sup>3</sup>	1,0769	1,0990	1,0993	1,1206	1,1311	1,2094	1,1268
Vazão mássica	kg/h	56	111	155,000	223	276	335	391
Temperatura T1	°C	21,27	20,03	18,640	16,73	16,32	16,55	16,69
Pressão manométrica	kPa	0,068	0,341	0,683	1,448	2,664	8,762	2,283
Pressão absoluta P1	kPa	91,914	92,187	92,543	93,305	94,531	100,623	94,138
Velocidade do som c1	m/s	343,95	343,22	342,41	341,28	341,04	341,18	341,26
Vel. Escoamento V1	m/s	50,68	98,44	137,42	193,95	237,80	269,97	338,19
Número de Mach M1	-	0,15	0,29	0,40	0,57	0,70	0,79	0,99
<b>Silenciador - Após Difusor</b>								
Vazão Volumétrica	m <sup>3</sup> /h	52	102	142	204	253	306	356
Massa específica	kg/m <sup>3</sup>	1,0769	1,0882	1,0915	1,0931	1,0909	1,0948	1,0983
Vazão mássica	kg/h	56	111	155,000	223	276	335	391
Temperatura T4	°C	21,71	21,56	21,500	21,22	21,07	20,88	20,9
Pressão manométrica	kPa	0,02	0,089	0,175	0,355	0,534	0,769	1,02
Pressão absoluta P4	kPa	91,867	91,935	92,035	92,212	92,4	92,629	92,875
Velocidade do som c4	m/s	344,20	344,12	344,08	343,92	343,83	343,72	343,73
Vel. Escoamento V4	m/s	4,10	8,04	11,20	16,09	19,95	24,13	28,07
Número de Mach M4	-	0,01	0,02	0,03	0,05	0,06	0,07	0,08
<b>Saída do Silenciador</b>								
NPS	dB	53,67	59,44	62,18	66,16	69,06	70,81	71,99
NPS	dB(A)	47,9	49,68	55,320	60,67	63,19	66,34	67,61

A queda de pressão total das cinco primeiras montagens é obtida diretamente através dos pontos de pressão  $P_1$  e  $P_5$  (atm), sendo dada pela equação (4.1).

$$\Delta P_{\text{Total}} = P_1 - P_5 \quad (4.1)$$

A queda de pressão total é avaliada em seis pontos para cada montagem de Mach 0,15 a 0,80, uma vez que para Mach próximo a unidade a queda abrupta da pressão eleva a incerteza das medições.

Simultaneamente é analisada a queda de pressão ocorrida no difusor  $\Delta P_{14}$  e a queda de pressão no corpo cilíndrico  $\Delta P_{45}$  visando uma verificação superficial da região do silenciador responsável pela maior perda de energia (equações (4.2) e (4.3)).

$$\Delta P_{14} = P_1 - P_4 \quad (4.2)$$

$$\Delta P_{45} = P_4 - P_5 \quad (4.3)$$

#### 4.3.4.2 Perda de carga

Os dados obtidos experimentalmente são utilizados para descrição de uma equação para predição da perda de carga do silenciador. Todos os cálculos foram realizados adotando a suposição do ar como um gás ideal. A equação da energia, para escoamento compressível, entre os pontos 1 e 5 do silenciador, considerando o mesmo em posição horizontal, é dada segundo WHITE (1999), pela equação (4.6):

$$\left( h_1 + \frac{V_1^2}{2} \right) - \left( h_5 + \frac{V_5^2}{2} \right) = \text{cte} \quad (4.4)$$

Sendo:

$$h = u + \frac{P}{\rho} \quad (4.5)$$

Substituindo (4.5) em (4.4) e multiplicando todos os termos por  $\rho$ , a equação pode ser simplificada a forma apresentada em (4.6):

$$\left( P_1 + \rho_1 \frac{V_1^2}{2} \right) - \left( P_5 + \rho_5 \frac{V_5^2}{2} \right) = h_{LT} \quad (4.6)$$

Onde  $h_{LT}$  representa a perda de carga total, ou seja, a conversão (irreversível) de energia mecânica na entrada do silenciador (seção 1) em energia térmica indesejada ( $u_5 - u_1$ ) em kPa.

A perda de carga total,  $h_{LT}$ , é considerada como a soma das perdas distribuídas,  $h_L$ , devidas aos efeitos de atrito no escoamento inteiramente desenvolvido em tubos de seção constante, com as perdas localizadas,  $h_{Lm}$ , devidas a entradas, acessórios, mudanças de área, etc.

A perda de carga total do silenciador é dada pelo seguinte somatório de perdas equação (4.7):

$$h_{LT} = h_{LT14} + h_{LT45} \quad (4.7)$$

Onde  $h_{LT14}$  é a perda de carga no difusor (do ponto 1 na entrada até o ponto 4 após a passagem pelo difusor), e  $h_{LT45}$  é a perda de carga no corpo cilíndrico do silenciador (do ponto 4 até o ponto 5 na saída em condições atmosféricas).

#### 4.3.4.2.1 Perda de carga no difusor

A perda de carga total no difusor,  $h_{LT14}$ , é composta de três elementos distintos (4.8):

$$h_{LT14} = h_{L12} + h_{Lm23} + h_{Lm34} \quad (4.8)$$

Sendo:

$h_{L12}$ : perda distribuída, devido ao atrito, entre as seções 1 e 2 do tubo de entrada de  $\text{Ø}3/4''$ ;

$h_{Lm23}$ : perda localizada devida a expansão entre as seções 2 e 3;

$h_{Lm34}$ : perda localizada devido à passagem de ar pelos orifícios da chapa perfurada do difusor.

a) Termo  $h_{L12}$ 

O escoamento entre a seção 1 e 2 do tubo de entrada é considerado como compressível, com atrito e adiabático. Em análises do escoamento compressível em tubos de seção constante, com atrito, a força de atrito pode ser relacionada com as propriedades do fluido através do fator de atrito pela equação (4.7), segundo FOX e MCDONALD (1995):

$$f_{12} \frac{L_{12}}{D_1} = \left[ \frac{1 - M_1^2}{k \cdot M_1^2} + \left( \frac{k+1}{2 \cdot k} \right) \cdot \ln \left( \frac{(k+1) \cdot M_1^2}{2 + (k-1) \cdot M_1^2} \right) \right] - \left[ \frac{1 - M_2^2}{k \cdot M_2^2} + \left( \frac{k+1}{2 \cdot k} \right) \cdot \ln \left( \frac{(k+1) \cdot M_2^2}{2 + (k-1) \cdot M_2^2} \right) \right] \quad (4.9)$$

Sendo:

$f_{12}$ : fator de atrito;

$L_{12}$ : comprimento do tubo entre as seções 1 e 2;

$D_1$ : diâmetro do tubo;

$M_1$ : Número de Mach à entrada do tubo;

$M_2$ : Número de Mach à saída do tubo;

$k$ : razão entre os calores específicos do ar.

Com esta expressão é possível determinar  $M_2$  e assim prever as demais propriedades no ponto 2. A perda de carga entre 1 e 2 devido ao atrito no escoamento compressível adiabático é dada por (4.10):

$$h_{L12} = P_1 - P_2 \quad (4.10)$$

b) Termo  $h_{Lm23}$ 

A perda de carga localizada  $h_{Lm23}$  devida a expansão da seção 2 para 3 é dada pela equação (4.11):

$$h_{Lm23} = \rho_2 K_1 \frac{V_2^2}{2} \quad (4.11)$$

Onde  $K_1$  é o coeficiente de perda o qual deve ser determinado experimentalmente para cada situação.

Segundo CRANE (1969) o coeficiente  $K_1$  pode ser determinado pela equação (4.12) e conforme FIGURA 4.19:

$$K_1 = \left[ 1 - \frac{d_1^2}{d_2^2} \right]^2 \quad (4.12)$$

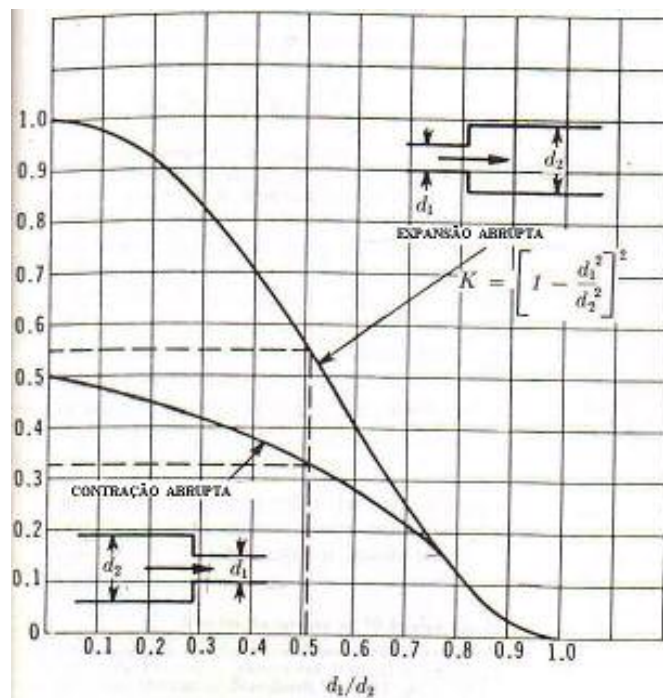


FIGURA 4.19 – Coeficiente de resistência para contrações e expansões abruptas.

FONTE: CRANE, 1969.

O coeficiente  $K_1$  experimental é determinado em (d) através da aplicação da equação da energia entre as seções 1 e 4. Em seguida, este valor é comparado com o valor teórico obtido a partir de (4.12).

c) Termo  $h_{Lm34}$

A perda através dos orifícios da chapa perfurada do difusor foi aproximada como a perda de carga de uma placa de orifício através da equação (4.13), segundo CRANE (1969):

$$\dot{m} = C \cdot A_4 \cdot (2\rho_4 \Delta P_{34})^{0.5} \quad (4.13)$$

Onde  $C$  é o coeficiente de vazão de escoamento dado segundo a relação entre os diâmetros de entrada e saída e o número de Reynolds em função do diâmetro de entrada, conforme FIGURA 4.20:

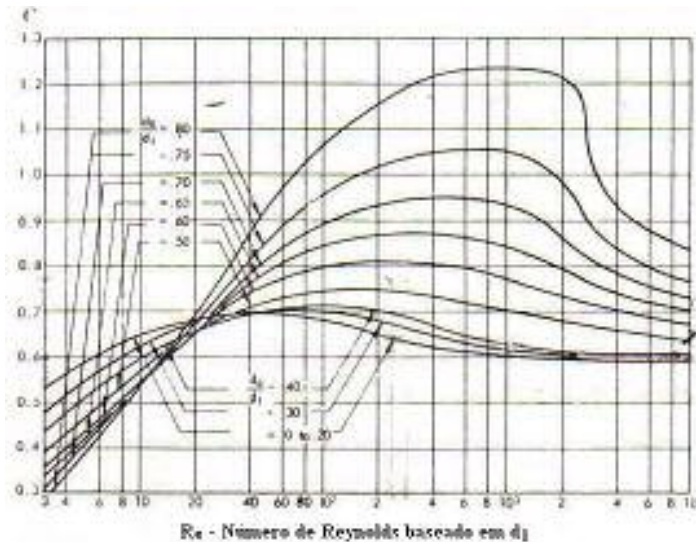


FIGURA 4.20 – Coeficiente de vazão para orifícios.

FONTE: CRANE, 1969.

O coeficiente de descarga obtido a partir de gráfico acima considera a aproximação do valor de Reynolds no orifício ao Reynolds no difusor, devido à impossibilidade da determinação deste último. Outros cálculos são realizados, para avaliar a influência do coeficiente de descarga no resultado da perda de carga total expressa em (4.14).

$$h_{Lm34} = \Delta P_{34} \quad (4.14)$$

d) Equação da energia entre as seções 1 e 4

Determinadas as equações para a predição das perdas de carga entre as seções 1-2, 2-3 e 3-4 a aplicação da equação da energia entre 1 e 4 permitirá a obtenção do valor de  $K_1$  experimental citado em (b):

$$\left( P_1 + \rho_1 \frac{V_1^2}{2} \right) - \left( P_4 + \rho_4 \frac{V_4^2}{2} \right) = h_{L12} + h_{Lm23} + h_{Lm34} \quad (4.15)$$

Este valor  $K_1$  obtido experimentalmente é comparado com o valor teórico estimado pela equação (4.12) e então é verificada a influência de sua adoção na predição da perda de carga.

#### 4.3.4.2.2 Perda de carga no corpo cilíndrico

No corpo cilíndrico a perda de carga total,  $h_{LT45}$ , é dada pelos seguintes componentes:

$$h_{LT45} = h_{L45} + h_{Lm45} \quad (4.16)$$

Sendo:

$h_{L45}$ : perda distribuída, devido ao atrito, no anel circular entre as seções 4 e 5.

$h_{Lm45}$ : perda localizada, devido a perda de energia cinética na mudança de direção do escoamento (curva) entre 4 e 5.

a) Termo  $h_{L45}$

A perda de carga distribuída entre as seções 4 e 5, devido ao atrito, é calculada através da equação (4.17):

$$h_{L45} = \rho_4 f_{45} L_{45} \frac{\overline{V_{45}^2}}{2 \cdot D_5} \quad (4.17)$$

Onde  $f_{45}$  é o fator de atrito entre os pontos 4 e 5,  $L_{45}$  é o comprimento do corpo cilíndrico e  $D_5$  é o diâmetro hidráulico do corpo cilíndrico (diâmetro do anel circular entre a carcaça isolada,  $D_{ext}$ , e o núcleo,  $D_{int}$ ) dado pela equação (4.18):

$$D_5 = \pi \left[ \frac{D_{ext}^2 - D_{int}^2}{\pi(D_{ext} + D_{int})} \right] \quad (4.18)$$

b) Termo  $h_{Lm45}$

A perda de carga localizada,  $h_{Lm45}$ , devida à perda parcial da energia cinética em 4 (mudança de direção) é dada pela equação (4.19):

$$h_{Lm45} = \rho_4 K_2 \frac{V_4^2}{2} \quad (4.19)$$

$K_2$  é o coeficiente de perda determinado experimentalmente através da equação da energia descrita em (c).

c) Equação da energia entre as seções 4 e 5

Conhecidas as propriedades em 4 e 5 (medidas) a solução da equação da energia indicará o valor de um  $K_2$  experimental.

$$\left( P_4 + \rho_4 \frac{V_4^2}{2} \right) - \left( P_5 + \rho_5 \frac{V_5^2}{2} \right) = h_{L45} + h_{Lm45} \quad (4.20)$$

#### 4.3.4.2.3 Perda de carga total

A equação (4.21) determina a queda de pressão total do silenciador:

$$\Delta P_{15} = -\rho_1 \frac{V_1^2}{2} + \rho_5 \frac{V_5^2}{2} + h_{LT14} + h_{LT45} \quad (4.21)$$

Ou substituindo os valores:

$$\Delta P_{15} = -\rho_1 \frac{V_1^2}{2} + \rho_5 \frac{V_5^2}{2} + (P_1 - P_2) + \left( \rho_2 K_1 \frac{V_2^2}{2} \right) + \left( \frac{\dot{m}^2}{2\rho_4 C^2 A_4^2} \right) + \left( \rho_4 f_{45} L_{45} \frac{\overline{V_{45}}}{2 \cdot D_5} \right) + \left( \rho_4 K_2 \frac{V_4^2}{2} \right) \quad (4.22)$$

Na predição da perda de carga total são conhecidas normalmente apenas as propriedades na seção de entrada e saída (condições atmosféricas), além de suas características dimensionais. Na equação (4.22) apresenta-se como parâmetro desconhecido (dada uma situação não experimental) apenas o valor de  $\rho_4$ , sobre o qual a influência sobre o resultado final será avaliado através de sua substituição pela massa específica nas condições ambiente ( $\rho_{atm}$ ).

Conforme mencionado em 4.3.4.2.1(b) e 4.3.4.2.2(b) uma avaliação da influência dos valores de  $K_1$  e  $K_2$  experimentais, bem como do coeficiente de vazão  $C$ , suas comparações com valores teóricos existentes e indicação de um valor aproximado adequado para a previsão da perda de carga é realizado para os cinco primeiros ensaios.

## 4.4 Incerteza de medição

### 4.4.1 Avaliação do desempenho acústico

A incerteza de um processo de medição de uma determinada grandeza depende de um grande número de fatores. Aspectos construtivos, características e condições de operação, ação de grandezas ambientais, princípio de medição empregado, número e forma de coleta de dados e degradação física dos meios de medição são alguns exemplos destes fatores. A incerteza de medição (IM) pode ser expressa pela soma de três parcelas básicas de erro de medição:

$$IM = e_s + e_a + e_g \quad (4.23)$$

Onde  $e_s$ ,  $e_a$  e  $e_g$  são respectivamente as parcelas dos erros sistemáticos, dos erros aleatórios e dos erros grosseiros.

O erro sistemático ( $e_s$ ) é a parcela de erro sempre presente nas medições realizadas em idênticas condições de operação. Pode ser causado tanto por um problema de ajuste ou desgaste do sistema de medição, quanto por fatores construtivos. Pode estar associado ao próprio princípio de medição empregado ou, ainda, ser influenciado por grandezas ou fatores externos, como as condições ambientais.

Quando a mesma medição é repetida diversas vezes, nas mesmas condições, observam-se variações nos valores obtidos. Em relação ao valor médio, nota-se que as variações ocorrem de forma imprevisível, tanto para valores superiores ou inferiores ao valor médio. Este efeito é provocado pelos erros aleatórios ( $e_a$ ). A existência de folgas, atrito, vibrações, flutuações na tensão elétrica, instabilidades internas, condições ambientais ou outras grandezas de influência contribuem para o aparecimento deste tipo de erro.

O erro grosseiro ( $e_g$ ) é, geralmente, decorrente de mau uso ou funcionamento inadequado do sistema de medição. Pode, por exemplo, ocorrer em função da leitura errônea, operação indevida ou dano do sistema de medição.

Neste trabalho, é considerado que os instrumentos de medição foram utilizados de maneira adequada, sendo, portanto, o erro grosseiro considerado como nulo. Devido às dificuldades de

montagem e tempo restrito de locação do laboratório do CETEC não foram feitas medições repetidas para cada ponto de vazão nas diversas montagens, sendo, portanto desconsiderada também a parcela do erro aleatório.

A incerteza padrão combinada ( $u$ ) associada ao erro sistemático (tipo B) será fornecida então pela equação:

$$u = (u_p^2 + u_{\text{analis}}^2 + u_{\text{arred}}^2)^{0,5} \quad (4.24)$$

Onde:

$u_p = u_{\text{sp}}/k$ , é a incerteza padrão combinada da calibração do microfone utilizado, para um fator de abrangência  $k$  ( $u_{\text{sp}}$  é a incerteza expandida do microfone extraída do certificado de calibração).

$u_{\text{analis}}$ , é a incerteza padrão devido a não linearidade quando sinais de diferentes magnitudes são medidos pelo analisador de sinais.

$u_{\text{arred}}$ , é a incerteza padrão devido ao erro de arredondamento adotado.

A incerteza expandida das medições a ser determinada, para um fator de abrangência  $k$ , é dada pela equação:

$$U = k \cdot u \quad (4.25)$$

A TABELA 4.4 apresenta o cálculo da incerteza expandida para a faixa de frequências de 31,5Hz a 20kHz, conforme certificados de calibração do microfone capacitivo e do analisador fornecido pelo INMETRO.

TABELA 4.4 – Incertezas de medição expandida (dB) para um fator de abrangência  $K=2$ .

<b>Incerteza</b>	<b>31,5Hz até 63 kHz</b>	<b>8 kHz até 12,5 kHz</b>	<b>16 kHz</b>	<b>20 kHz</b>
$u_p$	0,1	0,15	0,25	0,4
$u_{\text{analis}}$	0,1	0,1	0,1	0,1
$u_{\text{arred}}$	0,00289	0,00289	0,00289	0,00289
$u$	0,14	0,18	0,27	0,41
$U$	0,28	0,36	0,54	0,82

Visto que o resultado é arredondado para uma resolução de 0,01dB, tem-se uma incerteza com distribuição retangular onde a meia largura desta componente é 0,005dB, o que equivale a uma incerteza padrão  $u_{\text{arred}}$  de  $0,005/\sqrt{3}$ .

#### 4.4.2 Avaliação da perda de carga

Considerando que os instrumentos de medição foram utilizados de maneira adequada e que não foram feitas medições repetidas para cada ponto de vazão nas diversas montagens, as parcelas do erro grosseiro e do erro aleatório serão consideradas nulas.

A incerteza padrão combinada ( $u$ ) associada ao erro sistemático (tipo B) será fornecida então pela equação:

$$u = (u_{p1}^2 + u_{p5}^2)^{0,5} \quad (4.26)$$

Onde:

$u_{p1}$  = é a incerteza padrão devida ao sensor de pressão manométrica P1, instalado na entrada do silenciador igual a 0,04% da leitura.

$u_{p5}$  = é a incerteza padrão devida ao sensor de pressão manométrica P5, instalado próximo a saída do silenciador igual a 0,007% f.e.

A TABELA 4.5 apresenta segundo JR. GONÇALVES (2002), o cálculo da incerteza de medição relacionada à perda de carga das cinco montagens ensaiadas, para a faixa de vazão correspondente a números de Mach na entrada do silenciador entre 0,15 a 0,80.

TABELA 4.5 – Incertezas de medição relacionadas a perda de carga.

Ensaio	Mach	$u_{p1}$ (Pa)	$u_{p5}$ (Pa)	$u$ (Pa)
( 1 ) D2-N206-L1	0,15	36,77	8,12	37,65
	0,3	36,87	8,12	37,76
	0,4	37,02	8,12	37,90
	0,6	37,32	8,12	38,20
	0,7	37,81	8,12	38,67
	0,8	40,25	8,12	41,06
( 2 ) D3-N206-L1	0,15	36,73	8,12	37,61
	0,3	36,81	8,12	37,69
	0,4	36,91	8,12	37,80
	0,6	37,13	8,12	38,00
	0,7	37,53	8,12	38,40
	0,8	39,64	8,12	40,47
( 3 ) D1-N206-L1	0,15	36,74	8,12	37,63
	0,3	36,91	8,12	37,79
	0,4	37,12	8,12	38,00
	0,6	37,65	8,12	38,52
	0,7	38,28	8,12	39,13
	0,8	40,55	8,12	41,36
( 4 ) D2-N206-L2	0,15	36,83	8,12	37,71
	0,3	36,93	8,12	37,81
	0,4	37,07	8,12	37,94
	0,6	37,37	8,12	38,24
	0,7	37,88	8,12	38,74
	0,8	40,18	8,12	41,00
( 5 ) D2-N213-L1	0,15	36,87	8,12	37,75
	0,3	37,02	8,12	37,90
	0,4	37,22	8,12	38,10
	0,6	37,65	8,12	38,52
	0,7	38,24	8,12	39,10
	0,8	40,85	8,12	41,65

## CAPÍTULO 5 – ANÁLISE DOS RESULTADOS

Este capítulo contempla a análise dos resultados de desempenho acústico e perda de carga do silenciador. Todos os resultados foram obtidos a partir da variação de vazão até valores próximos ao escoamento sônico na entrada do silenciador. O desempenho acústico foi avaliado de forma global e em função das características do difusor, do núcleo absorvedor (velocidade de passagem do escoamento) e do comprimento do silenciador. A perda de carga foi avaliada em função dos trechos que provocam maior queda de pressão buscando uma equação para sua predição em função dos coeficientes de perdas experimentais. Finalizando, será feita uma análise sobre a melhor montagem em termos de desempenho acústico e queda de pressão.

### 5.1 Desempenho acústico

Para analisar o desempenho acústico do silenciador é necessário inicialmente conhecer as características do ruído produzido pelo jato livre. A FIGURA 5.1 representa o espectro de ruído e o nível global da descarga livre do jato para uma faixa de Mach de 0,15 a 1,00.

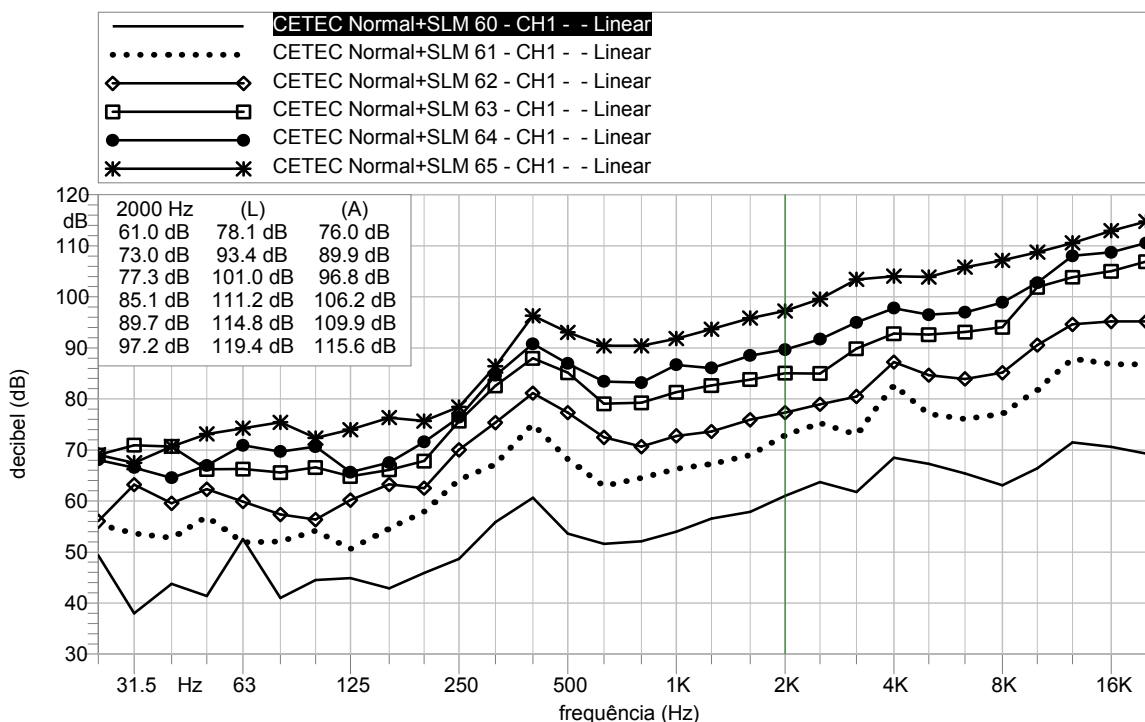


FIGURA 5.1 – NPS do jato livre para Mach ( $M$ ) = 0,15 (Curva 60),  $M$  = 0,30 (Curva 61),  $M$  = 0,40 (Curva 62),  $M$  = 0,60 (Curva 63),  $M$  = 0,70 (Curva 64) E  $M$  = 1,00 (Curva 65).

Observa-se que o ruído é predominantemente de média e alta frequência. Um acréscimo mais significativo (15,3dB) no nível de pressão global é verificado quando o escoamento torna-se compressível. Um resumo dos níveis globais na escala A e linear pode ser visualizado na legenda no canto superior esquerdo do gráfico. Características como pressões, temperaturas e velocidades dos escoamentos a diferentes números de Mach (TABELA 4.3) são utilizadas em conjunto na análise de resultados.

A FIGURA 5.2 apresenta o desempenho acústico do silenciador para diferentes montagens. O melhor desempenho obtido foi aquele para a montagem com difusor D2 e núcleo de absorção N213 (5ª Série de medições). Um menor espaçamento no canal de passagem de ar, entre o núcleo e a carcaça, promoveu um acréscimo em torno de 3dB na atenuação global entre os números de Mach 0,40 a 0,70, quando comparado com a montagem D2-N206-L1 (núcleo N206). Uma análise espectral entre os dois modelos de absorção é descrita no item 5.1.2. Para Mach menor que 0,60, o pior desempenho foi verificado para a montagem com o comprimento L2 e para valores acima a montagem com difusor D1 (menor diâmetro). As diferenças obtidas entre as montagens D2-N206-L1 e D3-N206-L1 podem ser consideradas pequenas, para Mach acima de 0,6 as variações entre os resultados estão em torno de 1%, sendo que em algumas faixas de frequência as diferenças existentes situam-se dentro da incerteza da medição.

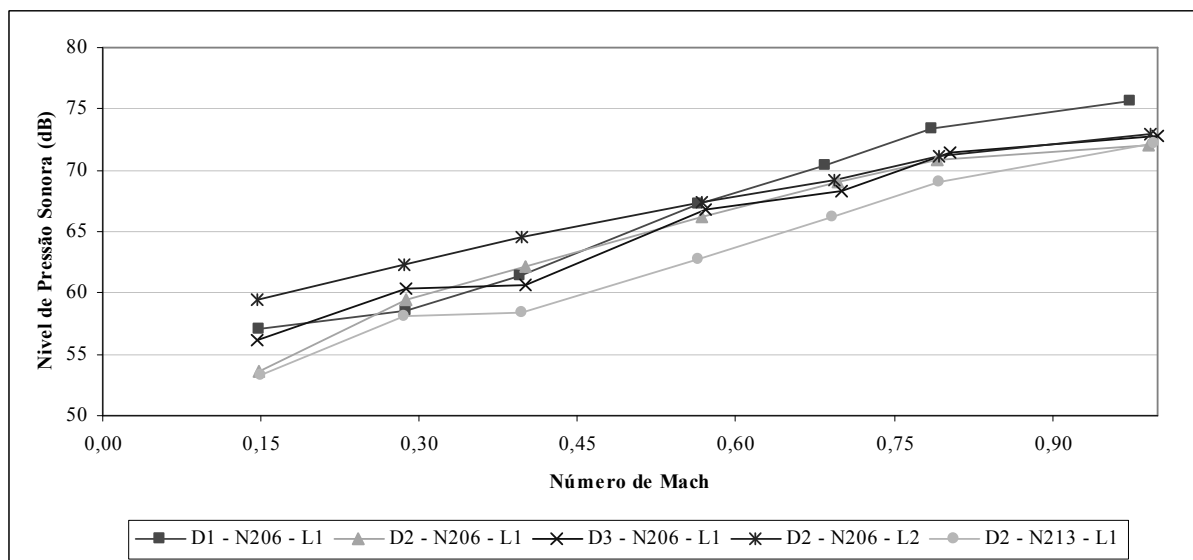


FIGURA 5.2 – Desempenho acústico do silenciador para diferentes montagens.

O desempenho acústico global das montagens correspondentes aos ensaios 01 a 05 foi satisfatório, reduzindo o nível de ruído de 119,4dB para 75,6 dB para a montagem D1-N206-L1 e condição sônica na entrada do silenciador.

O gráfico da FIGURA 5.3 representa o espectro de atenuação do ruído do jato livre para Mach variando entre 0,15 e 1,00 com a montagem D2-N206-L1. Uma região de transição no desempenho do silenciador para baixas e médias/altas frequências é identificada entre 160Hz e 400Hz. Em baixas frequências a atenuação torna-se expressiva a partir de Mach 0,40, com um comportamento mais uniforme (variações inferiores a 10dB) acima de Mach 0,60, onde atenuações entre 10 a 20dB são alcançadas. Entre 400Hz e 4kHz ocorrem atenuações de 30 a 46dB (exceto para escoamento incompressível) e acima desta, valores crescentes são verificados até 60dB.

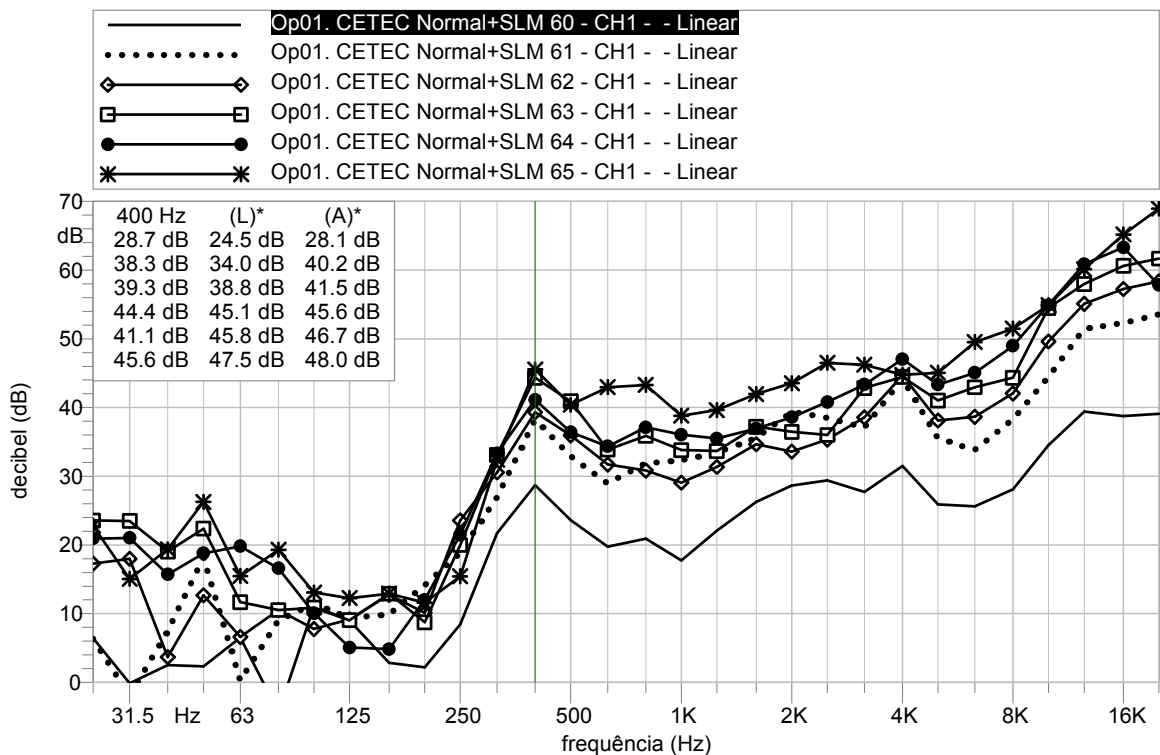


FIGURA 5.3 – Atenuação do ruído do jato livre obtida na montagem D2-N206-L1 (1ª série de montagens) para Mach ( $M$ ) = 0,15 (Curva 60),  $M$  = 0,30 (Curva 61),  $M$  = 0,40 (Curva 62),  $M$  = 0,60 (Curva 63),  $M$  = 0,70 (Curva 64) e  $M$  = 1,00 (Curva 65).

### 5.1.1 Difusor

O desempenho acústico dos difusores D1, D2 e D3 foi analisado através das séries de medições 1 a 3. Os níveis de pressão sonora global verificados com estas montagens podem

ser acompanhados na FIGURA 5.4. Enquanto o difusor D1 apresenta o pior desempenho acima de  $M = 0,60$ , as diferenças existentes entre os desempenhos de D2 e D3 para este mesmo escoamento são próximas a 1%. Apesar desta pequena variação o difusor D2 apresenta um melhor desempenho em relação a D3 em 05 das 07 faixas de vazões ensaiadas. Algumas análises espectrais auxiliam na identificação dos principais componentes responsáveis pelos diferentes desempenhos.

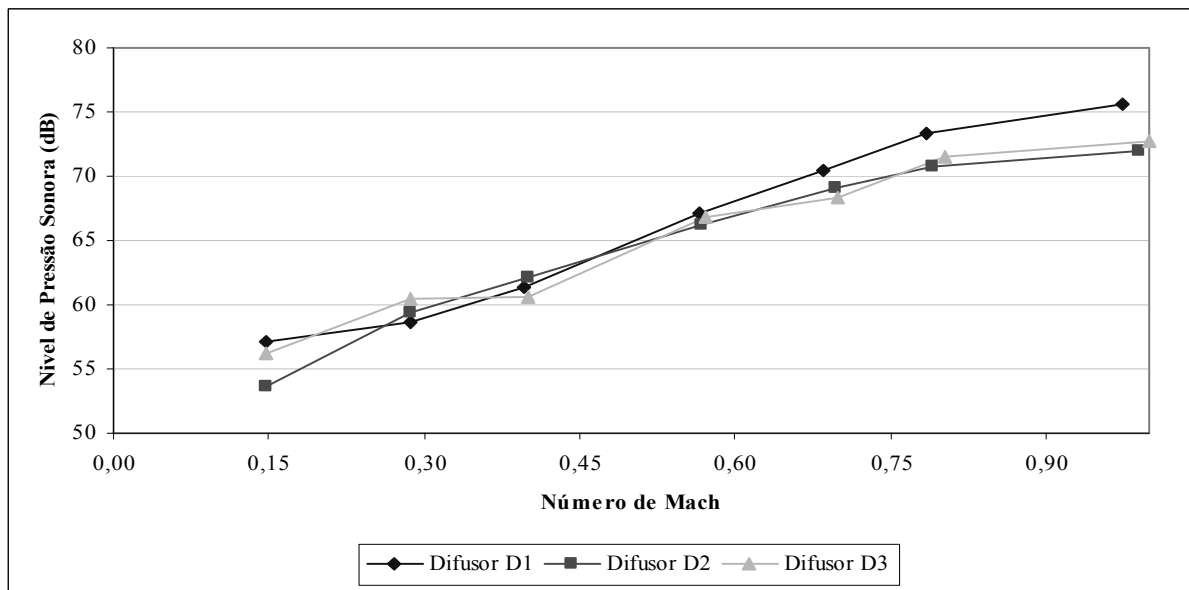


FIGURA 5.4 – Desempenho acústico dos difusores D1 – D2 – D3.

A FIGURA 5.5 exemplifica a teoria de filtros acústicos passa-alta apresentada na FIGURA 3.10. Uma maior atenuação em baixas frequências para o difusor D3 (o qual possui orifícios de maior diâmetro) é percebida quando comparada ao difusor D1. O aumento do diâmetro dos orifícios de D3 em aproximadamente três vezes e meia em relação a D1 (o que corresponde a um aumento de 1,65 na velocidade de passagem) promove um acréscimo de atenuação entre 3,74dB e 7,85dB nas frequências de 25Hz a 125Hz (TABELA 5.1). O mesmo comportamento não é verificado para valores de Mach inferior a 0,60.

TABELA 5.1 – Atenuação do difusor D3 em relação ao difusor D1 para  $M = 0,70$ .

Mach = 0.70								
Frequências (Hz)	25	31,5	40	50	63	80	100	125
Difusor D1 - NPS (dB)	49,53	53,5	54,09	53,62	57,85	57,57	60,3	63,33
Difusor D3 - NPS (dB)	45,79	46,47	46,24	50,26	50,63	53,08	55,64	56,96
Atenuação (dB)	3,74	7,03	7,85	3,36	7,22	4,49	4,66	6,37

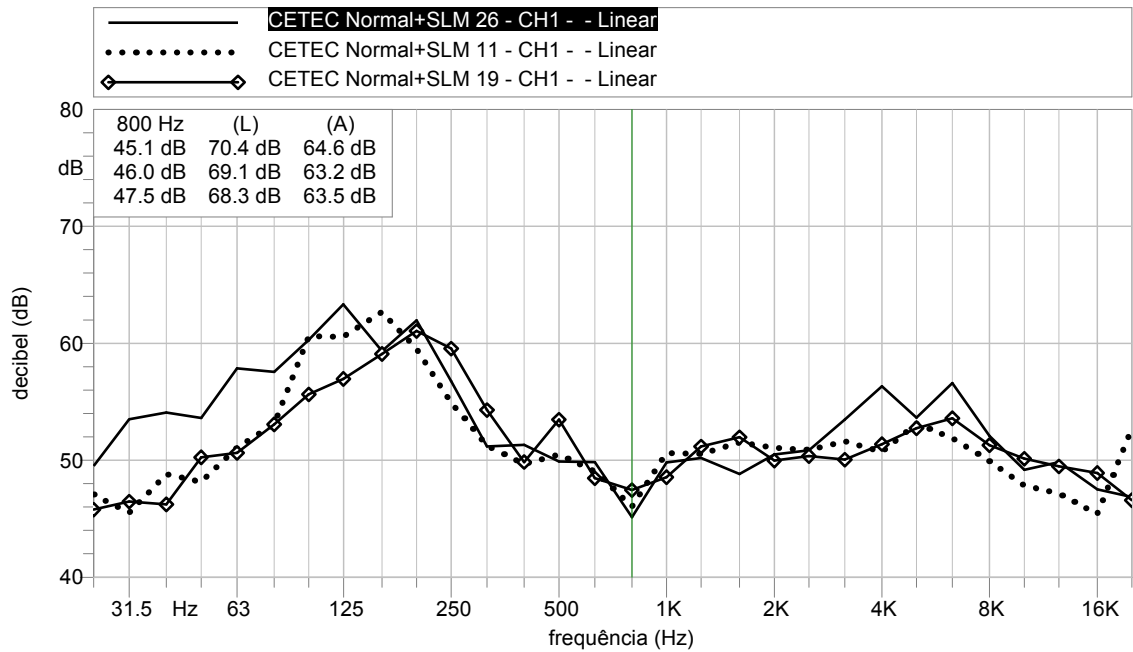


FIGURA 5.5 – Espectro do desempenho acústico dos difusores D1 (Curva 26), D2 (Curva 11) e D3 (curva 19) em Mach = 0,70

As 6ª e 7ª séries de medições fornecem importantes resultados. Nesta última montagem a retirada do núcleo absorvedor e do difusor permite a avaliação do efeito da carcaça revestida internamente com material de absorção (duto absorvedor), na atenuação do ruído do jato livre em altas frequências. Verificam-se para valores de Mach entre 0,15 e 1,00, atenuações entre 25dB a 40dB para as componentes acima de 2000Hz (FIGURA 5.6).

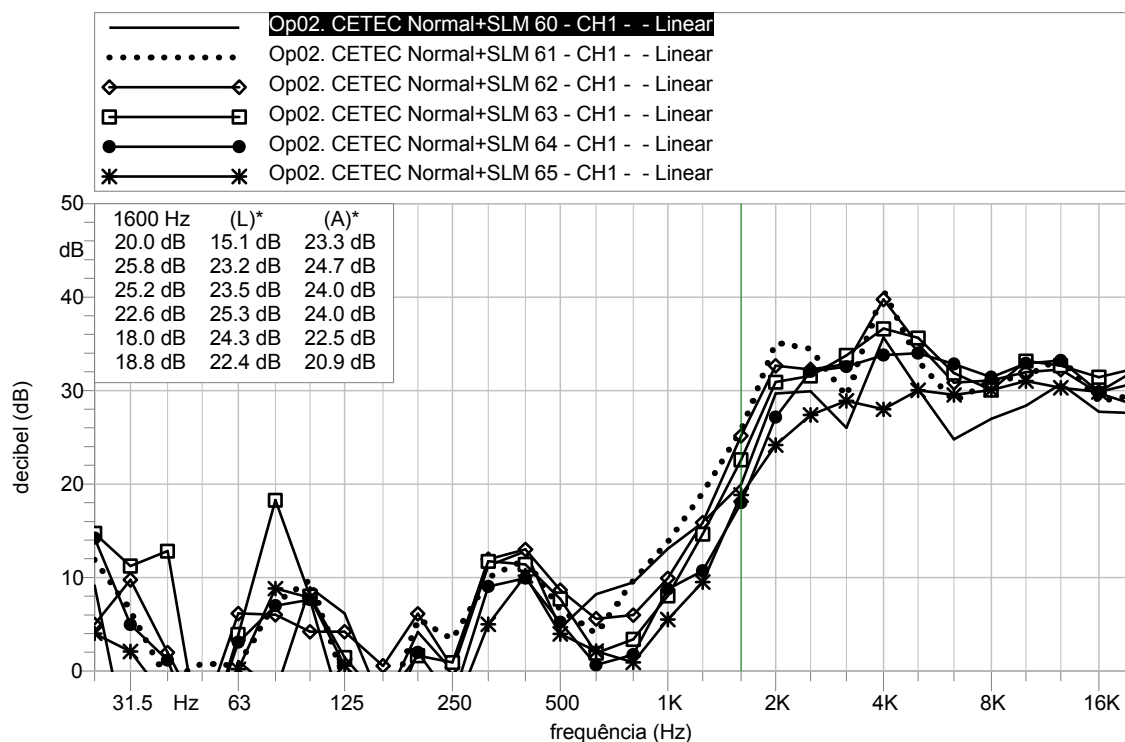


FIGURA 5.6 – Atenuação do jato livre devido a carcaça absorvente para Mach ( $M$ ) = 0,15 (Curva 60),  $M$  = 0,30 (Curva 61),  $M$  = 0,40 (Curva 62),  $M$  = 0,60 (Curva 63),  $M$  = 0,70 (Curva 64) e  $M$  = 1,00 (Curva 65).

Com a inserção do difusor D2 na 6ª série de medições é possível, através da comparação com os resultados da 7ª série, observar a atuação deste elemento como um filtro passa-alta. Na FIGURA 5.7 verifica-se claramente que as atenuações são promovidas em componentes abaixo de 250Hz, com uma contribuição mais acentuada abaixo de 63Hz (acima de 10dB). Comportamento oposto é observado em médias e altas frequências, sendo que uma amplificação do ruído pelo elemento difusor é apresentada na FIGURA 5.8, atingindo pico de 16dB na frequência de 800Hz. Em síntese o comportamento geral do difusor como um filtro passa-alta é ilustrado na FIGURA 5.9, onde baixas frequências são atenuadas e altas frequências são transmitidas e até mesmo amplificadas, a curva de atenuação revela comportamento semelhante ao apresentado na FIGURA 3.10.

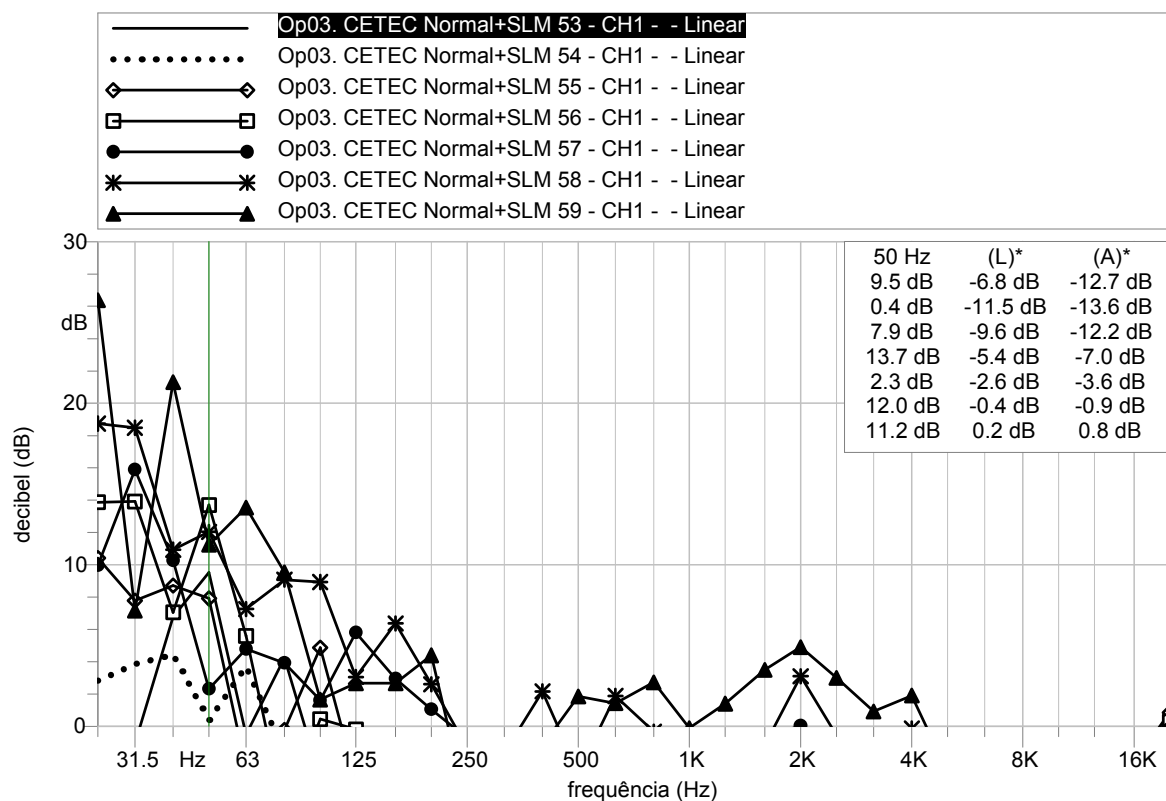


FIGURA 5.7 – Atenuação promovida pela inserção do difusor D2 para Mach ( $M$ ) = 0,15 (Curva 53),  $M$  = 0,30 (Curva 54),  $M$  = 0,40 (Curva 55),  $M$  = 0,60 (Curva 56),  $M$  = 0,70 (Curva 57),  $M$  = 0,8 (Curva 58) e  $M$  = 1,00 (Curva 59).

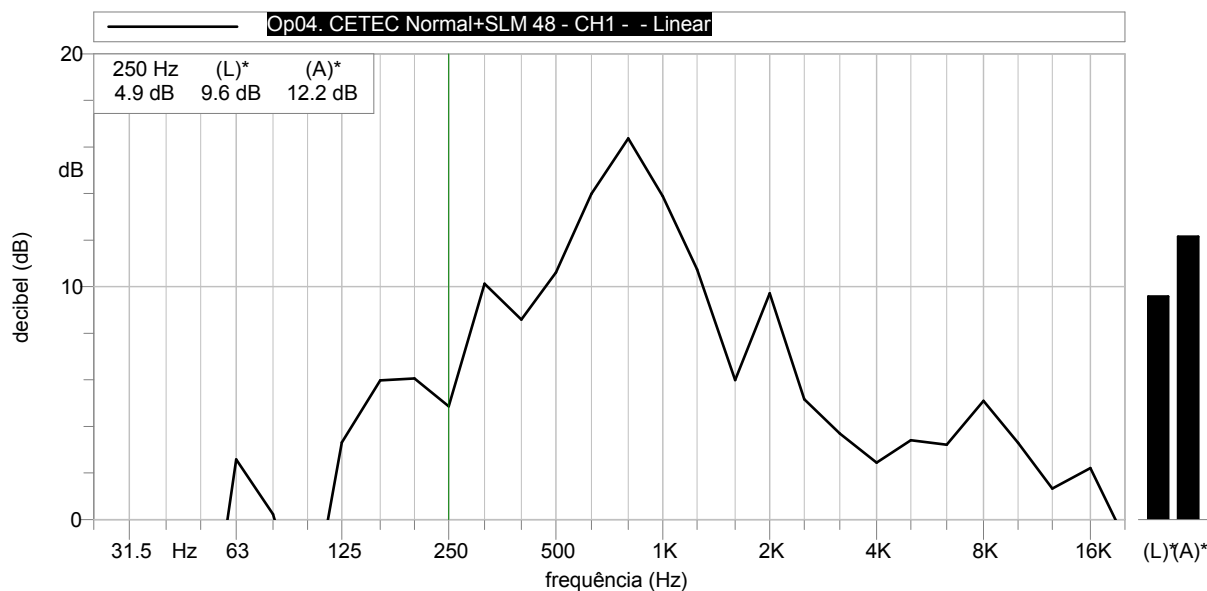


FIGURA 5.8 – Amplificação de ruído promovida após a inserção do difusor D2 para Mach 0,40.

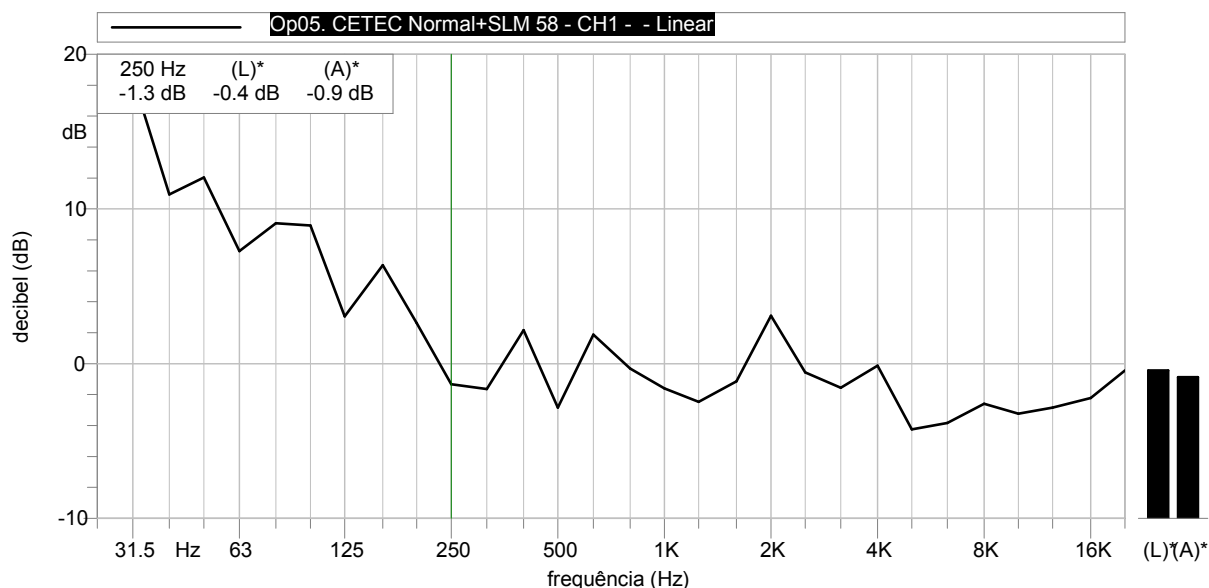


FIGURA 5.9 – Atenuação promovida pelo difusor D2 a Mach 0,80.

A TABELA 5.2 permite uma avaliação da contribuição dada pela carcaça do silenciador revestida internamente com material de absorção e do difusor D2 na atenuação do conjunto silenciador (D2-N206-L1). Para facilitar a leitura, a tabela foi dividida em partes A, B e C respectivamente para desempenhos a baixas, médias e altas frequências.

TABELA 5.2 – (A) – Baixa frequência.

Mach = 0.70										
Frequências (Hz)	25	31,5	40	50	63	80	100	125	160	200
Atenuação carcaça (dB)	14,19	4,97	1,16	-8,3	3,08	6,98	7,62	-5,25	-6,82	2
Atenuação difusor (dB)	9,97	15,89	10,27	2,33	4,8	3,93	1,62	5,81	2,96	1,06
Atenuação silenciador (dB)	20,96	21,03	15,74	18,8	19,83	16,6	10,06	5,08	4,84	13,02

Na parte (A) da tabela, percebe-se que a maior contribuição na atenuação geral do silenciador em baixas frequências é devido ao núcleo absorvedor, seguido do elemento difusor.

TABELA 5.2 – (B) – Média frequência.

Mach = 0.70										
Frequências (Hz)	250	315	400	500	630	800	1000	1250	1600	2000
Atenuação carcaça (dB)	-3,13	9,05	9,92	5,22	0,64	1,76	8,75	10,7	17,99	27,16
Atenuação difusor (dB)	-0,75	-0,96	-1,03	-3,6	-2,14	-3,53	-6,44	-5,46	-0,66	0,05
Atenuação silenciador (dB)	21,47	33,34	41,13	36,43	34,36	37,13	36,06	35,49	36,94	38,59

Em (B) o difusor já aparece completamente ineficiente, atuando como um amplificador de ruído. Neste caso, a parcela de atenuação devida à carcaça começa a ser expressiva a partir de 1600Hz aproximando de três quartos da atenuação global em 2000Hz. Abaixo desta faixa de

freqüências verifica-se que o principal elemento responsável pela atenuação é o núcleo de absorção.

Em (C) a participação da carcaça revestida continua praticamente uniforme (três quartos) até 6300Hz. Acima desta, passa a ser responsável pela metade da absorção. O núcleo absorvedor passa a atuar com melhor desempenho acima de 10kHz acrescentando mais de 30dB na atenuação do conjunto. Verifica-se que o elemento difusor permanece totalmente ineficiente como elemento de atenuação.

TABELA 5.2 – (C) – Alta freqüência.

Comparação entre as atenuações dadas pela carcaça, difusor D2 e silenciador (D2-N206-L1) à Mach 0,70.

Mach = 0.70										
Frequências (Hz)	2500	3150	4000	5000	6300	8000	10000	12500	16000	20000
Atenuação carcaça (dB)	32,03	32,55	33,8	34	32,83	31,42	32,93	33,21	29,86	32,06
Atenuação difusor (dB)	-5,5	-4,52	-0,47	-5,03	-6,75	-5,11	-3,29	-3,43	-1,52	-0,26
Atenuação silenciador (dB)	40,81	43,34	47,06	43,34	45,06	48,96	54,94	60,87	63,31	57,83

### 5.1.2 Núcleo Absorvedor

Nos ensaios comparativos entre os dois modelos de núcleos de absorção, observou-se que a redução da área do anel de passagem de ar (formado entre o núcleo e carcaça isolada) em 60%, implicando em um aumento aproximado de 70% da velocidade média de passagem, promoveu uma melhoria no desempenho do silenciador na faixa de números de Mach entre 0,40 e 0,80 (FIGURA 5.10).

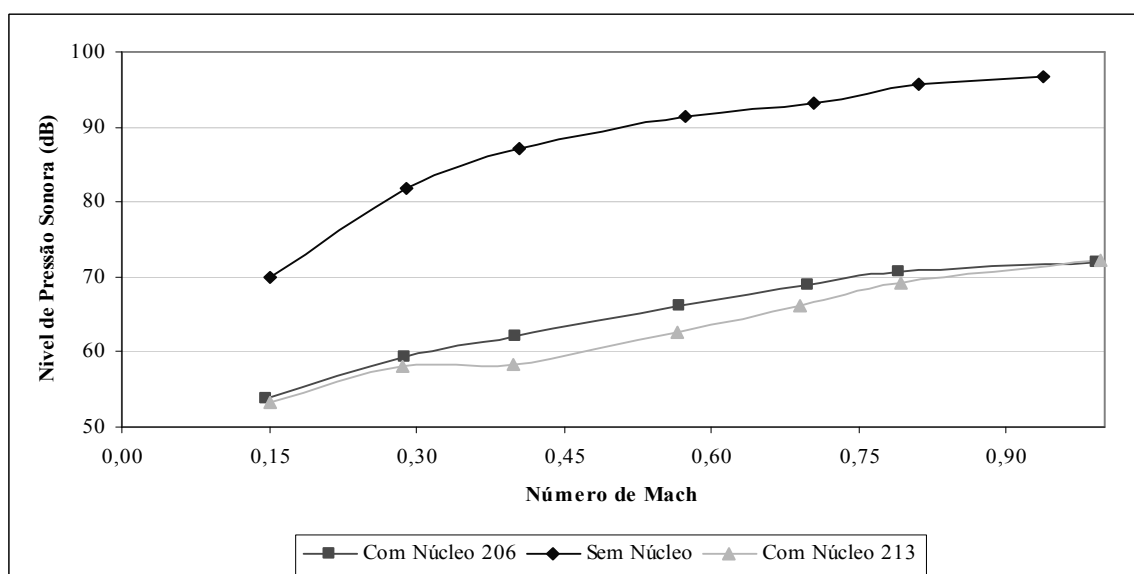


FIGURA 5.10 – Desempenho acústico dos núcleos de absorção.

Este resultado é justificado pela teoria da atenuação dissipativa, onde a energia sonora é transformada em calor pelo atrito entre as partículas do gás e o material de absorção poroso. A atenuação é inversamente proporcional à largura da passagem em médias e principalmente em baixas frequências. O acréscimo do núcleo de absorção, ou a redução da área de passagem, implica no aumento da área de contato e conseqüentemente das perdas por atrito.

A FIGURA 5.11 representa em quais frequências e em quanto à atenuação do núcleo 213 superou o modelo 206 para Mach entre 0,40 e 0,8. Observa-se que o melhor desempenho do núcleo 213 é praticamente devido a componentes abaixo de 250Hz resultando em um acréscimo na atenuação de até 10dB.

A atenuação de um silenciador cilíndrico com núcleo de absorção central aumenta até que o comprimento de onda do som torne-se igual à largura da passagem anular estreita (BERANEK, VÈR; 1992). É assim que modestos incrementos nas atenuações em baixas e médias frequências são obtidos com a redução da área transversal de passagem do modelo 213.

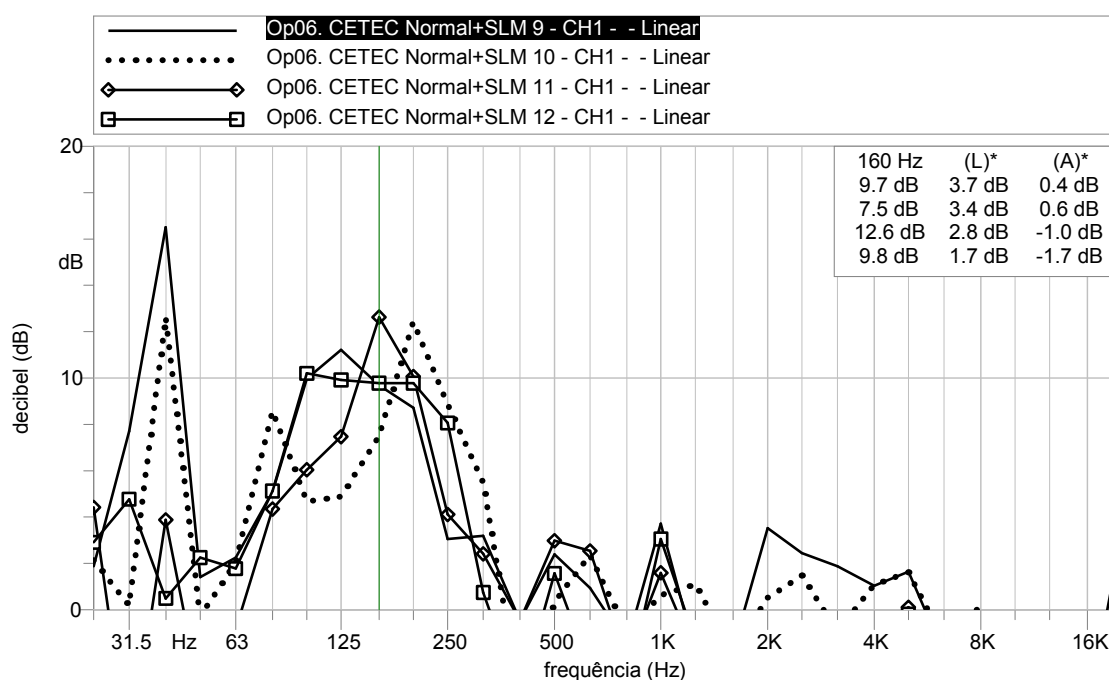


FIGURA 5.11 – Atenuação do núcleo 213 em relação ao modelo 206 para Mach ( $M$ ) = 0,40 (Curva 9),  $M$  = 0,60 (Curva 10),  $M$  = 0,70 (Curva 11) e  $M$  = 0,8 (Curva 12).

Com o aumento da velocidade, Mach acima de 0,8, o desempenho do modelo 213 em altas frequências reduz. A FIGURA 5.12 mostra para Mach entre 0,40 e 1,0 a atenuação do modelo

206 em relação ao modelo 213. Observa-se um acréscimo na atenuação do modelo 206, para as curvas Mach 0,80 e 1,00, em torno de 4,0dB nas altas frequências.

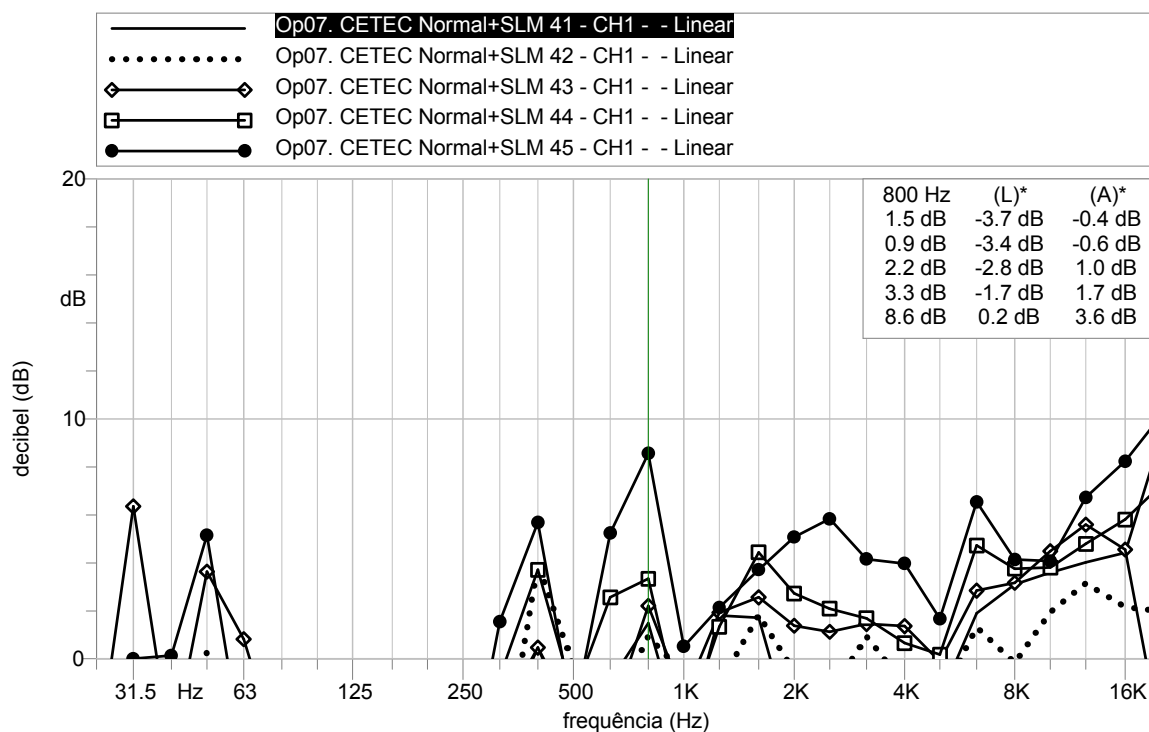


FIGURA 5.12 – Atenuação do núcleo 206 em relação ao núcleo 213 Mach (M) = 0,40 (Curva 41), M = 0,60 (Curva 42), M = 0,70 (Curva 43), M = 0,80 (Curva 44) e M = 1,00 (Curva 45).

O gráfico da FIGURA 5.13 representa a atenuação promovida pela inserção do núcleo 206 na carcaça isolada internamente e com o difusor D2. Como verificado na TABELA 5.2(B) a principal contribuição do núcleo absorvedor é na atenuação de médias e altas frequências atingido valores de até 40dB, e modestas contribuições em atenuações de baixas frequências que devem ser adicionadas àquelas produzidas pelo difusor.

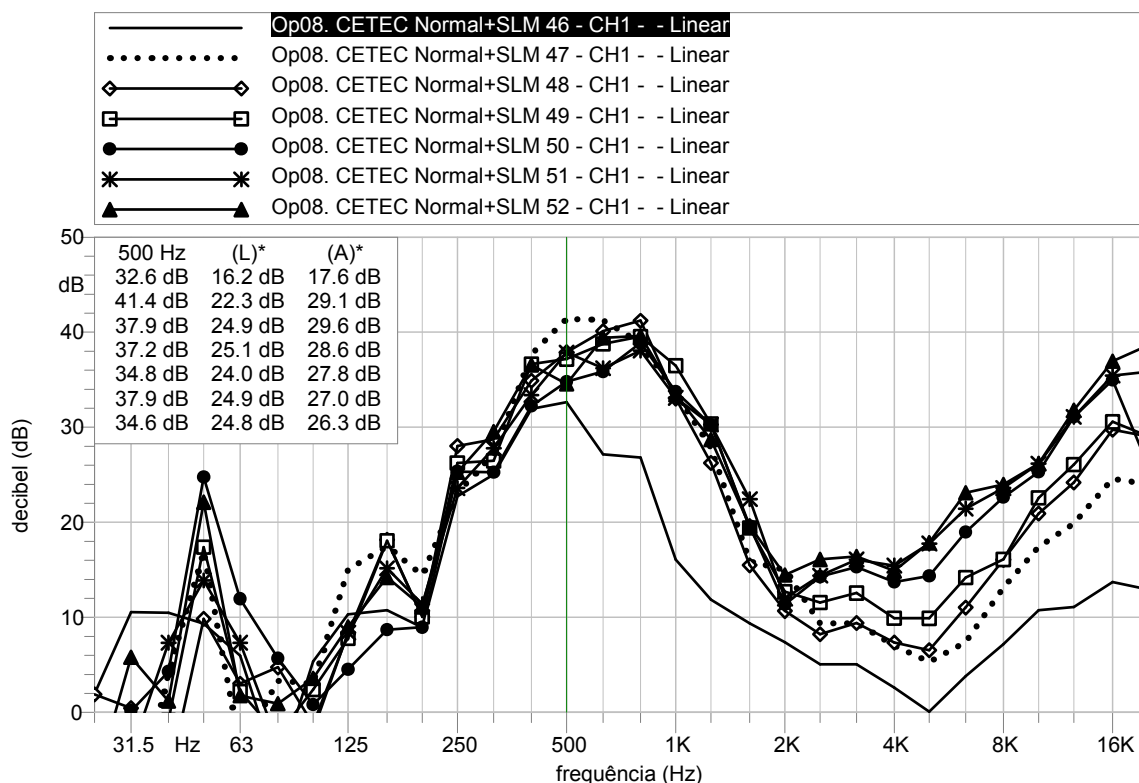


FIGURA 5.13 – Atenuação pela inserção do núcleo N206 em  $M = 0,15$  (Curva 46),  $M = 0,30$  (Curva 47),  $M = 0,40$  (Curva 48),  $M = 0,60$  (Curva 49),  $M = 0,70$  (Curva 50),  $M = 0,8$  (Curva 51) e  $M = 1,00$  (Curva 52).

### 5.1.3 Comprimento

A FIGURA 5.14 apresenta o desempenho global dos silenciadores com os comprimentos L1 e L2. Observa-se que a série de medições com o módulo de comprimento L2 apresentou resultados inferiores, sobretudo para Mach abaixo de 0,70. A obtenção deste resultado pode ser associada ao comportamento do escoamento na montagem com L2, no qual foi verificado um menor valor de perda de carga. Entretanto, uma análise do escoamento (numérica ou visual), não contemplada neste estudo, pode fornecer informações mais específicas da influência do aumento do corpo cilíndrico. Ao deixar a seção anular existente no corpo cilíndrico de comprimento L1 o fluxo encontra uma área livre para escoamento aproximadamente 7 vezes maior que a da seção anterior e uma perda de carga adicional devida ao comprimento L2.

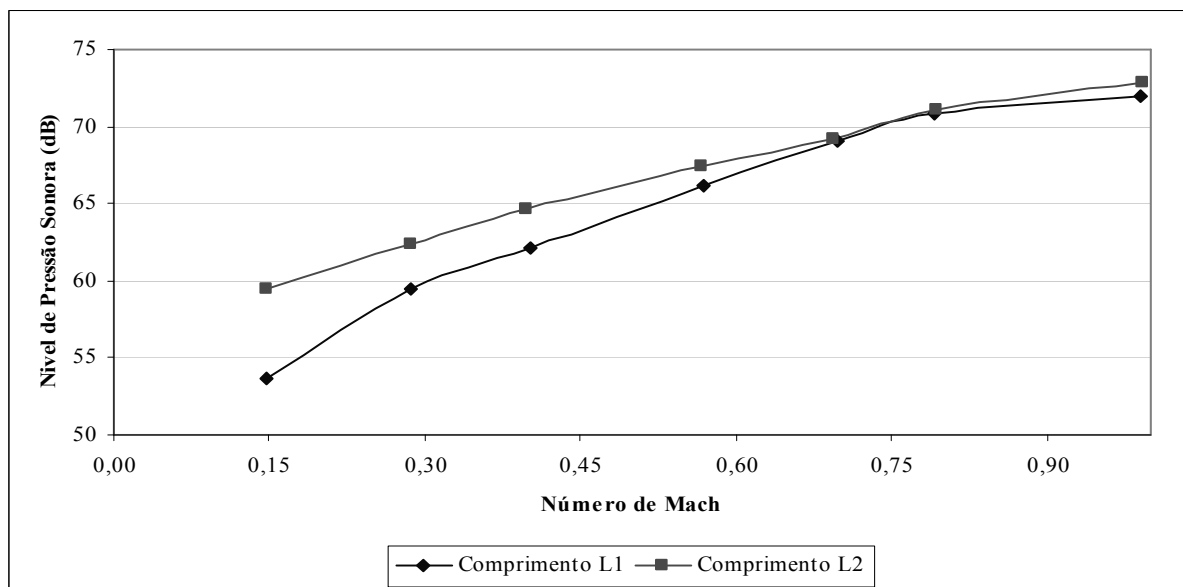


FIGURA 5.14 – Desempenho acústico dos comprimentos L1 e L2.

Através da FIGURA 5.15 verifica-se que são em baixas frequências que a atenuação de L1 supera L2 em valores próximos a 10dB em 63Hz.

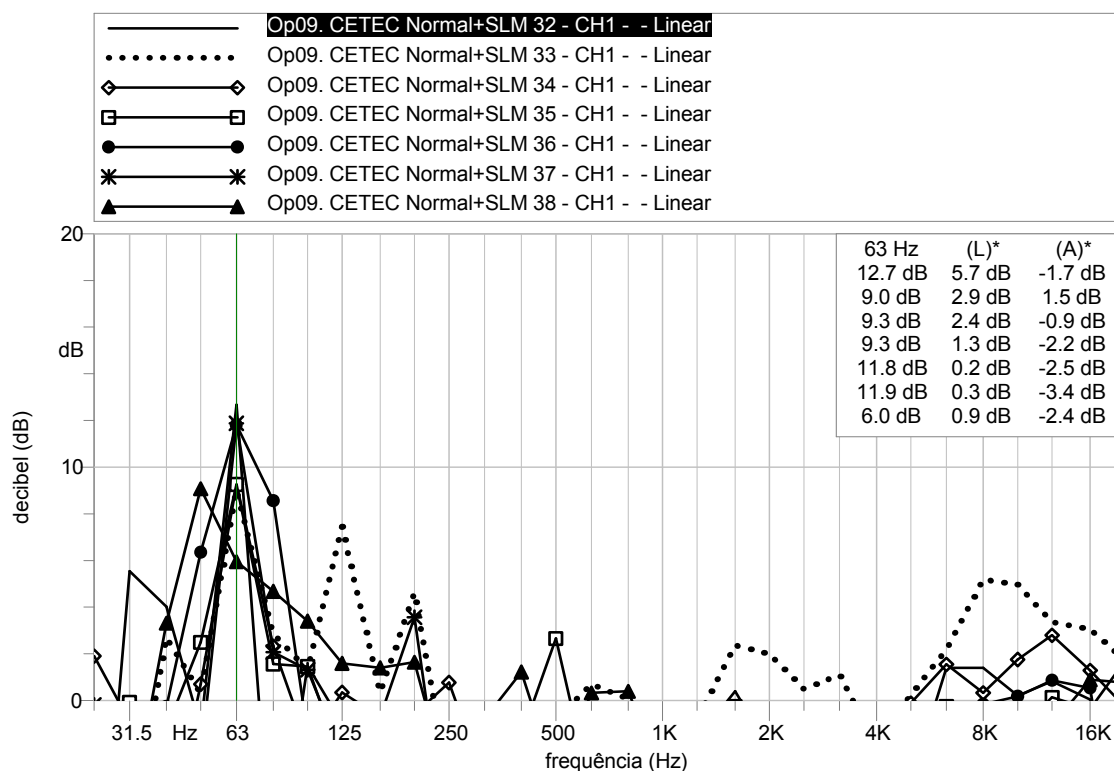


FIGURA 5.15 – Atenuação de L1 em relação a L2 para Mach M = 0,15 (Curva 32), M = 0,30 (Curva 33), M = 0,40 (Curva 34), M = 0,60 (Curva 35), M = 0,70 (Curva 36), M = 0,8 (Curva 37) e M = 1,00 (Curva 38).

## 5.2 Avaliação da perda de carga

Os resultados apresentados neste item referem-se à metodologia apresentada no item 4.3.4, desenvolvida no software EES<sup>2</sup>.

### 5.2.1 Queda de pressão

A FIGURA 5.16 apresenta a queda de pressão total para as séries de ensaios 01 a 05. Observa-se que o melhor desempenho, para faixa de Mach entre 0,4 a 0,8, é dado para a montagem D3-N206-L1 a qual possui simultaneamente o difusor com maior diâmetro dos orifícios, o núcleo com menor diâmetro e o menor comprimento do corpo cilíndrico. Este melhor desempenho é percebido por uma redução de 12,8% a 24,7% na queda de pressão em relação à segunda melhor montagem (D2-N206-L2). Para Mach 0,15 e 0,30, as montagens 1, 2 e 4 apresentam o melhor desempenho, estando a diferença entre seus resultados dentro da faixa de incerteza das medições.

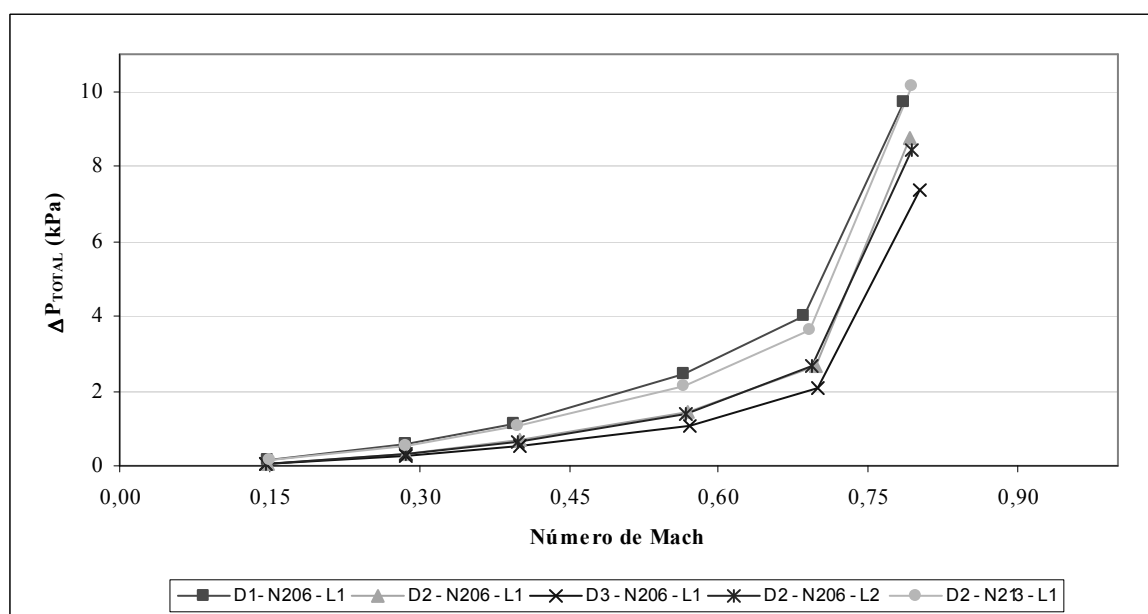


FIGURA 5.16 – Queda de pressão total (Kpa) para séries de ensaio 1 a 5.

<sup>2</sup>EES - Engineering Equation Solver © 1992-2004 S.A. Klein Academic Commercial V7.171, disponibilizado pelo DEMEC/UFMG, é um software utilizado para resolução de equações.

Na TABELA 5.3 verifica-se, para cada faixa de vazão, a queda de pressão para as montagens 01 a 05. Os piores desempenhos foram verificados para as montagens D1-N206-L1 e D2-N213-L1, respectivamente com a menor área de passagem pelos orifícios e no corpo cilíndrico. Para Mach 0,15, 0,30 e 0,40 a diferença entre os resultados destas duas montagens, situa-se dentro da própria faixa de incerteza das medições. Em Mach igual 0,6 e 0,7 o pior desempenho, ( $\Delta P=2,458$  kPa e  $4,029$  kPa respectivamente) é atribuído a montagem em D1-N206-L1, e para Mach 0,8 à montagem D2-N213-L1 ( $\Delta P=10,128$  kPa)

TABELA 5.3 - Quadro resumo das quedas de pressões nos ensaios de 01 a 05.

Série de Ensaios	Nº de Mach	m (kg/s)	P1 (Pa)	P2 (Pa)	P3 (Pa)	P4 (Pa)	P5 (Pa)	T1 (Pa)	T4 (Pa)	$\Delta P_{14}$ (Pa)	$\Delta P_{45}$ (Pa)	$\Delta P_{15}$ (Pa)
1	0,15	0,01556	91914	91813	91892	91867	91847	294,4	294,9	47	20	67
2	0,15	0,01583	91820	91715	91790	91777	91758	295	295,5	43	19	62
3	0,15	0,01583	91857	91753	91755	91721	91702	294,6	295	136	19	155
4	0,15	0,01556	92069	91968	92051	92026	92004	295,5	296	43	22	65
5	0,15	0,01611	92168	92060	92127	92100	91999	295,1	295,6	68	101	169
1	0,29	0,03083	92187	91787	92033	91935	91846	293,2	294,7	252	89	341
2	0,29	0,03056	92020	91627	91884	91837	91754	293,6	295,3	183	83	266
3	0,29	0,03083	92271	91871	91912	91782	91698	293,4	295	489	84	573
4	0,29	0,03056	92316	91923	92192	92096	92007	294,1	295,8	220	89	309
5	0,28	0,03056	92554	92163	92423	92327	91994	293,8	295,5	227	333	560
1	0,40	0,04306	92543	91682	92226	92035	91860	291,8	294,7	508	175	683
2	0,40	0,04306	92284	91418	92013	91920	91754	292,1	295,1	364	166	530
3	0,40	0,04278	92805	91961	92103	91853	91687	292	294,8	952	166	1118
4	0,40	0,04278	92663	91815	92370	92182	92009	292,6	295,5	481	173	654
5	0,40	0,04278	93053	92210	92785	92597	91998	292,4	295,3	456	609	1065
1	0,57	0,06194	93305	90966	92606	92212	91858	289,9	294,4	1093	354	1447
2	0,57	0,06167	92816	90480	92281	92091	91756	290,1	294,8	725	335	1060
3	0,56	0,06194	94137	91841	92542	92020	91679	290,2	294,5	2117	341	2458
4	0,57	0,06194	93419	91077	92756	92362	92011	290,6	295,1	1057	351	1408
5	0,56	0,06194	94137	91836	93563	93173	91993	290,6	295,1	964	1180	2144
1	0,69	0,07667	94531	89402	93001	92400	91867	289,5	294,2	2131	533	2664
2	0,70	0,07667	93831	88545	92553	92260	91752	289,7	294,6	1571	508	2079
3	0,68	0,07639	95692	90859	92964	92173	91663	289,7	294,2	3519	510	4029
4	0,69	0,07667	94690	89564	93132	92530	92006	290,2	295	2160	524	2684
5	0,69	0,07694	95608	90580	94315	93717	91988	290,1	294,9	1891	1729	3620
1	0,79	0,09306	100623	87498	93512	92629	91860	289,7	294	7994	769	8763
2	0,80	0,09306	99111	82923	92897	92467	91742	289,8	294,5	6644	725	7369
3	0,79	0,09306	101382	89135	93568	92397	91660	290	294	8985	737	9722
4	0,79	0,09278	100457	87399	93633	92754	92004	290,3	294,8	7703	750	8453
5	0,79	0,09444	102121	88640	95385	94491	91993	290,3	294,7	7630	2498	10128

Exceto para a montagem 05 (maior núcleo N213), as quedas de pressão devidas ao difusor ( $\Delta P_{14}$ ) sobressaem às quedas do corpo cilíndrico ( $\Delta P_{45}$ ). A TABELA 5.4 apresenta a participação (%) da queda de pressão no difusor em relação à queda de pressão total em função do tipo de escoamento. No escoamento sônico observa-se que a queda de pressão total é praticamente devida às perdas no difusor.

TABELA 5.4 – Contribuição da queda de pressão no difusor em relação à queda de pressão total.

Influência de $\Delta P_{14}$ em (%)			
Série de Ensaio	Mach $\cong$ 0,15	Mach $\cong$ 0,3 a 0,8	Mach $\cong$ 1,0
1, 2 e 4	66,2 a 73,9	68,4 a 80,5	90,2 a 91,2
3	85,3 a 87,7	85,2 a 87,3	92,4
5	40,4	42,8 a 52,2	75,3

### 5.2.2 Perda de carga

Uma análise dos componentes da perda de carga no difusor e no corpo cilíndrico permite a identificação dos trechos mais importantes e a determinação dos coeficientes de perda  $K_1$  e  $K_2$ . A aplicação da equação de energia entre os pontos 1-4 e 4-5 conforme a metodologia descrita em 4.3.4.2, forneceu os seguintes valores de  $K_1$  e  $K_2$  experimentais (TABELA 5.5).

TABELA 5.5 – Coeficientes de perda  $k_1$  e  $k_2$  experimentais.

Série de Ensaio	Nº Mach	$K_{1,exp}$	$K_{2,exp}$
1	0,15	0,935	0,8245
	0,29	0,9435	1,434
	0,4	0,9326	1,557
	0,57	0,8952	1,584
	0,69	0,8402	1,582
	0,79	0,7679	1,562
2	0,15	0,9438	1,84
	0,29	0,9441	2,908
	0,4	0,9312	3,064
	0,57	0,8908	3,081
	0,7	0,8308	3,036
	0,8	0,6746	2,923
3	0,15	0,9885	0,0734
	0,29	0,9796	0,7508
	0,4	0,9689	0,9386
	0,56	0,9368	1,022
	0,68	0,8935	1,046
	0,79	0,891	1,043
4	0,15	0,932	-0,4083
	0,29	0,9384	0,2438
	0,4	0,9309	0,399
	0,57	0,8935	0,461
	0,69	0,8413	0,4627
	0,79	0,7635	0,4567
5	0,15	0,9472	5,045
	0,28	0,9399	4,96
	0,4	0,929	4,603
	0,56	0,891	4,166
	0,69	0,837	3,864
	0,79	0,7544	3,639

Visto que a relação de diâmetro  $d1/d2$  não foi alterada em nenhuma montagem, o coeficiente  $K_1$  teórico esperado como coeficiente de perda pela expansão entre as seções 2 e 3 é de 0,8751 (CRANE, 1969). Comparando este valor com os dados da TABELA 5.5 verifica-se que o coeficiente experimental está variando em torno de  $\pm 10\%$  em relação ao valor teórico até Mach 0,70. Acima deste valor  $K_1$  experimental reduz tornando-se 29,7% menor que o valor teórico na montagem 02. Visto que  $K_1$  multiplica o termo responsável pela maior contribuição na perda de carga do difusor, esta diferença de  $\pm 10\%$  é suficientemente elevada para impedir que o valor de  $K_1$  teórico seja utilizado na predição da perda de carga total. A TABELA 5.6 apresenta os valores da queda de pressão total medido e calculado com a utilização de  $K_1$  teórico para as séries de ensaio 01 e 03. Para Mach 0,8, na montagem 03, a variação de  $K_1$  experimental para  $K_1$  teórico em apenas +1,8% provocou um acréscimo na queda de pressão total de 37,8%, evidenciando a impossibilidade de adoção do valor teórico.

TABELA 5.6 - Influência de  $K_1$  teórico e  $K_2$  médio na queda de pressão total para as séries de ensaio 01 e 03.

Série de Ensaio	Nº Mach	$\Delta P_{15}$ , medido (Pa)	$\Delta P_{15}$ , calculado com $K_1$ teórico (Pa)	$\Delta P_{15}$ , calculado com $K_{1exp}$ e $K_2$ médio (Pa)
1	0,15	67	-8,36	73,71
	0,29	341	-20,97	345,8
	0,4	683	85,23	683,9
	0,57	1447	1012	1445
	0,69	2664	3825	2662
	0,79	8763	14030	8766
3	0,15	155	12,89	173,5
	0,29	573	50,95	611,3
	0,4	1118	212,4	1175
	0,57	2458	1234	2561
	0,7	4029	3879	4178
	0,8	9722	13395	9944

A estimativa de  $K_2$  experimental revela um comportamento uniforme no regime de escoamento compressível, porém, com valores característicos para cada tipo de montagem. Valores médios de  $K_2$  iguais a 1,571, 3,026, 1,012, 0,445 e 4,068 podem ser assumidos respectivamente para as montagens de 01 a 05. A TABELA 5.6 mostra, para as séries de ensaios 1 e 3, que a utilização de um  $K_2$  médio (obtido no regime de escoamento compressível) ocasiona uma variação na queda de pressão total entre 1,4% e 11,9% para o escoamento incompressível e entre -0,14% a 5,1% para Mach > 0,3.

TABELA 5.7 – Perdas de carga distribuídas e localizadas no difusor e corpo cilíndrico – Montagens 01 a 05.

Série de Ensaios	Nº de Mach	$h_{L12}$ (Pa)	$h_{Lm23}$ (Pa)	$h_{Lm34}$ (Pa)	$h_{LT14}$ (Pa)	$h_{L45}$ (Pa)	$h_{Lm45}$ (Pa)	$h_{LT45}$ (Pa)
1	0,15	100,8	1282	24,95	1407,75	18,15	7,41	25,56
2	0,15	104,5	1344	12,6	1461,1	11,64	8,35	19,98
3	0,15	104,3	1405	34,26	1543,56	26,87	0,9	20,01
4	0,15	101	1280	25,01	1406,01	31,26	-3,68	27,58
5	0,15	107,7	1392	26,77	1526,47	51,75	48,62	100,4
1	0,29	399,9	5060	97,91	5557,81	60,24	50,55	110,8
2	0,29	393,5	4988	46,85	5428,35	37,59	49,04	86,63
3	0,29	399,7	5252	129,8	5781,5	82,16	35,09	86,76
4	0,29	392,8	4951	96,35	5440,15	102	84,58	110,5
5	0,28	391,1	4941	96	5428,1	159,2	171,4	330,6
1	0,40	860,8	9714	190,7	10765,5	110,5	106,9	217,4
2	0,40	865,6	9738	92,88	10696,48	70,7	102,5	173,2
3	0,40	844,3	9940	249,6	11033,9	145,6	84,33	173,5
4	0,40	848,3	9584	188,4	10620,7	187,9	27,07	215
5	0,40	842,5	9518	187,5	10548	293,4	310,7	604,1
1	0,57	2339	19279	393,5	22011,5	216,9	224,5	441,3
2	0,57	2336	19130	190	21656	138,8	210,7	349,5
3	0,56	2296	20006	521,8	22823,8	282,4	192	350,3
4	0,57	2342	19266	393,9	22001,9	373,2	65,38	438,6
5	0,56	2301	19056	390,5	21747,5	583,2	585,5	1169
1	0,69	5129	27981	601,3	33711,3	323,9	342,4	666,3
2	0,70	5286	27944	293	33523	210	320,2	530,1
3	0,68	4833	28822	791,5	34446,5	414	298,1	531,7
4	0,69	5126	28035	602	33763	557,3	100,3	657,6
5	0,69	5028	27785	598,5	33411,5	877,2	832,6	1710
1	0,79	13125	37710	883,1	51718,1	467,7	496,6	964,3
2	0,80	16188	34605	430,4	51223,4	304,4	452,8	757,2
3	0,79	12247	38896	1171	52314	595,8	439,8	759,9
4	0,79	13058	37393	878,8	51329,8	800,3	144,4	944,7
5	0,79	13481	37723	893,7	52097,7	1296	1171	2467

A TABELA 5.7 apresenta as perdas de carga distribuídas e localizadas no difusor e corpo cilíndrico. Em uma primeira observação, verifica-se que a perda de carga no difusor ( $h_{LT14}$ ) representa em torno de 98% da perda total ( $h_{LT15}$ ) para as montagens de 01 a 04 e em torno de 93% a 95% para a montagem 05. Logo, torna-se fundamental a análise detalhada deste trecho (seção 1-4).

A perda de carga devido à expansão da seção 2 para 3 ( $h_{Lm23}$ ) é a componente de maior contribuição para  $h_{LT14}$ , correspondendo, em todas as montagens, entre 90% a 91% para Mach até 0,40, 83% a 88% para  $0,40 < \text{Mach} < 0,80$  e 67% a 74% para Mach 0,8. A segunda contribuição é devida a perda de carga no tubo entre as seções 1 e 2 e por último com uma participação máxima de 2,3% a perda de carga devida aos orifícios do difusor.

A FIGURA 5.17 apresenta as componentes da perda de carga no difusor para a série de medições 01, ilustrando a influência de  $h_{Lm23}$ .

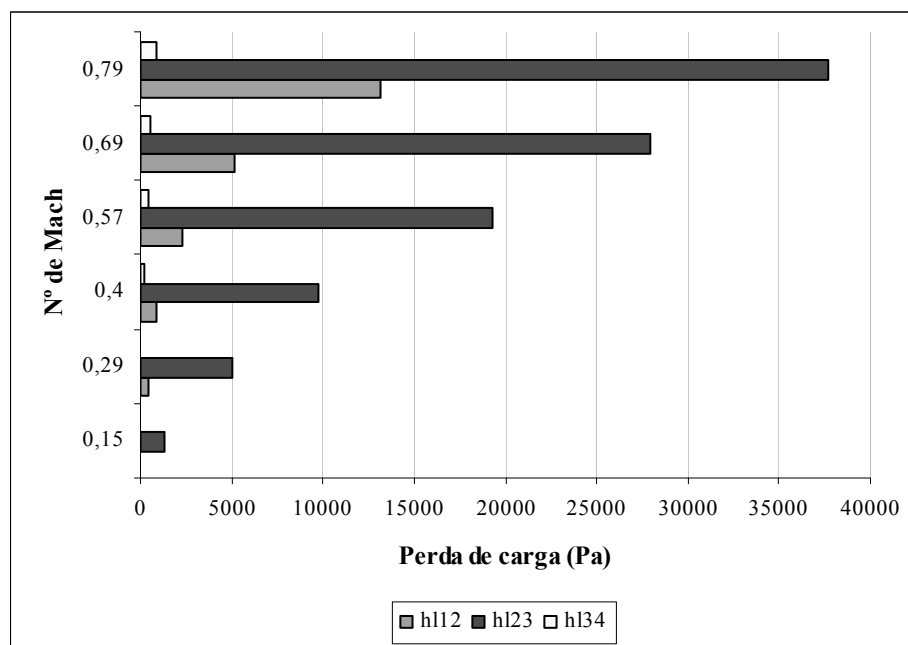


FIGURA 5.17 – Componentes da perda de carga no difusor  $h_{L14}$  para série de medições 01.

A utilização da equação para predição da queda de pressão total do silenciador (4.22) implica no conhecimento do valor de  $\rho_4$ , que por sua vez só é conhecido experimentalmente. Entretanto, verifica-se que a utilização de  $\rho_5$  (ambiente) no lugar de  $\rho_4$ , provoca uma alteração na perda de carga total inferior a 0,2% (TABELA 5.8). Este resultado já era esperado visto que a variação de  $\rho_4$  em relação à  $\rho_5$  é de no máximo 1,8%.

TABELA 5.8 - Influência de  $\rho_4$  no cálculo de  $\Delta_{15}$  para série 02.

Série de Ensaios	Nº Mach	$\Delta P_{15, \text{medido}}$ (Pa)	$\Delta P_{15, \text{calculado com}} \rho_5$ ao invés de $\rho_4$ (Pa)	Diferença entre os dois cálculos (%)
2	0,15	62	61,95	-0,08
	0,29	266	265,7	-0,11
	0,4	530	529,3	-0,13
	0,57	1060	1058	-0,19
	0,69	2079	2076	-0,14
	0,79	7369	7363	-0,08

Apesar de ter sido verificada a influência não relevante da perda de carga nos orifícios ( $h_{Lm34}$ ), inferior a 2,3%, na perda de carga total do difusor, foi analisada a influência do coeficiente de

vazão,  $C$ , na queda de pressão total. A utilização do valor de  $C$  igual a 0,60 foi em função da menor relação entre os diâmetros e o número de Reynolds na saída (FIGURA 4.20).

Observa-se que a adoção deste valor implica em um cálculo otimista, uma vez que é gerado um acréscimo na queda de pressão total. Novos cálculos foram realizados considerando o número de Reynolds na entrada (no trecho 3 dentro do difusor) correspondendo a um valor de  $C$  próximo a 0,70. A variação dada pela utilização destes dois valores encontra-se exposta na TABELA 5.9. Com uma oscilação entre 1,57% e 5,69%, a adoção de  $C$  igual a 0,60 demonstra ser mais recomendável, visto que os resultados estarão concorrendo para uma situação superestimada.

TABELA 5.9 - Influência do coeficiente de vazão ( $c$ ) no cálculo de  $\Delta P_{15}$  para série 02.

Série de Ensaio	Nº Mach	$\Delta P_{15}$ , $C=0,60$ (Pa)	$\Delta P_{15}$ , $C=0,70$ (Pa)	Diferença entre os dois cálculos (%)
2	0,15	62	58,66	-5,69
	0,29	266	253,6	-4,89
	0,4	530	505,4	-4,87
	0,57	1060	1010	-4,95
	0,69	2079	2001	-3,90
	0,79	7369	7255	-1,57

Finalizando a TABELA 5.10 apresenta a variação na queda de pressão total com o uso simultâneo de  $\rho_5$  e  $K_2$  médio na equação (4.22). Observa-se que apenas para escoamento incompressível (Mach 0.15) a variação foi significativa, apesar de inferior a 10%. Para os demais escoamentos a variação foi inferior a 1%, indicando que o uso destes valores na predição da queda de pressão total não acarreta alterações significativas nos resultados.

TABELA 5.10 – Influência conjunta do uso de  $\rho_5$  e  $k_2$  médio no cálculo de  $\Delta P_{15}$  para série 02.

Série de Ensaio	Nº Mach	$\Delta P_{15}$ , medido (Pa)	$\Delta P_{15}$ , com $\rho_5$ e $K_2$ médio (Pa)	Diferença entre os dois cálculos (%)
2	0,15	62	67,3	7,88
	0,29	266	267,7	0,64
	0,4	530	528	-0,38
	0,57	1060	1054	-0,57
	0,69	2079	2075	-0,19
	0,79	7369	7379	0,14

### 5.3 Desempenho acústico x queda de pressão

A TABELA 5.11 apresenta o desempenho acústico global e a queda de pressão total para as montagens de 01 a 05.

TABELA 5.11 – Desempenho acústico x queda de pressão para os ensaios 01 a 05.

ENSAIOS										
Mach	1		2		3		4		5	
	D2-N206-L1		D3-N206-L1		D1-N206-L1		D2-N206-L2		D2-N213-L1	
	NPS (dB)	$\Delta P$ (Pa)	NPS (dB)	$\Delta P$ (Pa)	NPS (dB)	$\Delta P$ (Pa)	NPS (dB)	$\Delta P$ (Pa)	NPS (dB)	$\Delta P$ (Pa)
0,15	53,67	0,067	56,19	62	57,12	155	59,41	65	53,25	169
0,3	59,44	0,341	60,38	266	58,57	573	62,35	309	58,14	560
0,4	62,18	0,683	60,66	530	61,33	1118	64,61	654	58,45	1065
0,6	66,16	1,447	66,76	1060	67,18	2458	67,42	1408	62,72	2144
0,7	69,06	2,664	68,32	2079	70,38	4029	69,23	2684	66,23	3620
0,8	70,81	8,763	71,49	7369	73,33	9722	71,09	8453	69,12	10128
1	71,99	-	72,78	-	75,62	-	72,89	-	72,15	-

A análise dos dados mostra que a montagem 05 obteve melhor desempenho acústico para toda a faixa de vazão. Melhoria que pode ser justificada pela redução do espaçamento entre a carcaça interna do corpo cilíndrico e o núcleo absorvedor conforme relatado em 5.1.2. Entretanto, considerando a incerteza de medição, esta mesma montagem é responsável pela segunda maior queda de pressão em escoamento com Mach de 0,6 e 0,7 e a maior queda para Mach 0,15, 0,30, 0,40 e 0,80, considerando a incerteza das medições.

Atenuando em até 4dB a menos (para  $M < 1$ ) as montagens 01 e 02 apresentam o segundo melhor desempenho acústico, com a menor queda de pressão de todos os ensaios atribuída à montagem 02 (60% a menos que a montagem 05 para  $M=0,15$ , 30 a 40% para  $M = 0,3$  a 0,60, 26% para  $M=0,70$  e 13% para  $M=0,80$ ), resultado justificado pela menor perda de carga nos orifícios do difusor D3 e no corpo cilíndrico. Observa-se que, exceto para  $M=0,60$ , o ganho de atenuação em apenas 2dB com a utilização do modelo 05, implica em acréscimo de pelo menos 26% na queda de pressão gerada.

Como discutido nas seções anteriores aproximadamente 98% da queda de pressão no silenciador é atribuída ao difusor (da tubulação de entrada até a passagem pelos orifícios) e o melhor desempenho acústico ao menor espaçamento da passagem de ar no corpo cilíndrico. Um conjunto com melhor custo x benefício pode estar relacionado a uma suposta montagem com o difusor D3 e o núcleo absorvedor N213.

## CAPÍTULO 6 – CONCLUSÃO

### 6.1 Conclusões finais

O projeto eficiente de um silenciador para jatos, provenientes de descargas de gás para atmosfera, está relacionado às características da fonte de ruído. O ruído de alta frequência, predominantemente formado na região de saída do jato pela instabilidade da camada cisalhante, é dominante no espectro para as faixas de vazão de Mach 0,15 a 1,0. Um acréscimo de 15dB no ruído global foi verificado na passagem para o escoamento compressível. Apesar da aparente presença de choque, (queda brusca de pressão) componentes espectrais adicionais não foram evidenciadas no escoamento sônico.

O desempenho acústico do silenciador verificado para diversas montagens permitiu a observação isolada da influência de seus principais elementos construtivos. Os resultados apontaram uma atenuação global para todas as montagens de 18 a 25dB para  $M=0,15$ , de 30 a 42dB para  $M=0,30$  e  $0,40$  e de 43 a 50dB para  $M>0,60$ .

O ensaio de três modelos de difusores demonstrou que estes elementos atuam como bons filtros acústicos passa-alta, atenuando aproximadamente 10dB em baixas frequências. O difusor D3 (como maior diâmetro dos orifícios) apresentou o melhor desempenho devido ao acréscimo de 3 a 7dB na atenuação em relação a D1 em baixas frequências. Não foi surpreendente observar que o sistema de conversão de frequências gerou um aumento dos níveis totais, apesar de sua contribuição se concentrar no espectro superior, onde a atenuação convencional é mais fácil. Este efeito foi verificado para valores acima de 250Hz, principalmente em médias frequências, onde o acréscimo dado pelo difusor D2 foi em torno de 16dB para 800Hz e  $M=0,40$ .

O isolamento interno do corpo cilíndrico do silenciador com material de absorção promoveu uma significativa contribuição para o desempenho acústico em altas frequências, sendo responsável por 75% da atenuação global entre 2kHz e 6,3kHz e 50% para frequências superiores (dividindo a outra metade com a atenuação promovida pelo núcleo absorvedor). Trata-se de um resultado esperado uma vez que o princípio do silenciador em elevar as frequências é exatamente para viabilizar a atenuação convencional com material absorvedor.

O núcleo absorvedor exerce importante contribuição na atenuação de todo o espectro. Entretanto, assim como o difusor desempenha melhor função em baixas frequências e o isolamento do corpo cilíndrico da carcaça contribui entre 50% e 75% da atenuação em altas, verifica-se que o núcleo absorvedor é o principal elemento responsável pela redução do ruído em médias frequências. A comparação entre os dois modelos de núcleo testados apontou que para uma redução em torno de 60% da área de passagem de ar (núcleo com maior diâmetro N213) promove-se um acréscimo de 2 a 4dB na atenuação global. Este resultado é devido ao desempenho abaixo de 250Hz onde a atenuação foi acrescida em torno de 10dB.

O acréscimo do módulo de 1,0m de comprimento no corpo cilíndrico (montagem D2-N206-L2), com revestimento interno de absorção, demonstrou que uma seção mais longa nem sempre é mais vantajosa, atenuando entre 1 a 6dB a menos em relação ao modelo inicial (D2-N206-L1) para  $M < 0,70$ . Este resultado é justificado pelo melhor desempenho de L1 em baixas frequências, superando a atenuação de L2 em 6 a 10dB e uma moderada contribuição acima de 5kHz para escoamento com  $M < 0,40$ .

Na análise da queda de pressão originada pelo silenciador, a montagem com maior diâmetro dos orifícios do difusor, menor diâmetro do núcleo absorvedor e menor comprimento (D3-N206-L1) obteve os melhores resultados a partir de Mach 0,4, sendo de: 0,53 kPa a 7,369 kPa para  $M=0,80$ . Para  $M=0,15$  e  $Mach=0,30$  as montagens 1, 2 e 4 obtiveram os melhores desempenhos, estando a diferença entre seus resultados dentro da própria faixa de incerteza das medições. Para as montagens 1, 2 e 4 a queda de pressão no difusor foi responsável por 66% a 91% da queda total, na montagem 3 entre 85% e 92% e em 5 de 40% a 75%.

Nas montagens de 1 a 4, 98% da perda de carga é gerada no difusor, enquanto para a montagem 5 entre 93% a 95%. Três elementos são identificados como geradores de perda de carga no difusor: o atrito do escoamento compressível na tubulação de entrada, a expansão abrupta ao deixar a tubulação de entrada e a passagem do ar pelos orifícios do difusor. Destes elementos, foi verificado em todas as montagens que a expansão após a tubulação de entrada é responsável por 90% a 91% para  $M < 0,40$ , 83% a 88% para  $0,40 < M < 0,80$  e 67% a 74% para  $M=1,0$  da perda de carga total no difusor. A diminuição da área de passagem entre o corpo cilíndrico e o núcleo absorvedor, representada pela comparação entre a montagem 1 e 5, aumenta a queda de pressão em aproximadamente duas vezes.

Com objetivo de desenvolver uma equação geral para a predição da perda de carga do silenciador, os dados experimentais foram utilizados para a determinação dos coeficientes de perda  $K_1$  (expansão no difusor) e  $K_2$  (após o difusor para o corpo cilíndrico). Os valores atribuídos a  $K_1$  foram comparados aos indicados pela literatura consultada, apesar da razoável variação entre os resultados experimentais e teóricos (próxima de 10%), os valores teóricos não se mostraram aplicáveis uma vez que este coeficiente multiplica o termo responsável por 98% da perda de carga. Para  $K_2$  os resultados encontrados mantiveram-se uniformes na faixa de vazão, exceto para escoamento incompressível. Entretanto, valores específicos foram caracterizados para cada tipo de montagem (entre 0 e 4). A adoção de um  $K_2$  médio (entre Mach 0,4 a 0,8) acarretou variações nos resultados inferiores a 5% para escoamento compressível e de até 11,9% para  $M < 0,3$ . O emprego da formulação desenvolvida para predição da queda de pressão fica condicionado a utilização de coeficientes de perda obtidos experimentalmente.

A utilização da massa específica ambiente nos cálculos da perda de carga, ao invés da massa específica após a passagem pelo difusor, acarretou uma variação dos resultados inferior a 0,2%. A adoção do coeficiente de vazão (C) para os orifícios do difusor baseado em Reynolds na região de saída (a teoria recomenda Reynolds na entrada) provoca uma variação nos resultados inferior a 5,7% atuando de forma conservadora nos cálculos.

A relação entre o desempenho acústico e a queda de pressão está associada à análise de tipo de escoamento, a atenuação pretendida e ao custo representado pela perda de carga imposta pelo silenciador. Contudo, a utilização de difusor com diâmetro de orifícios maior (modelo D3), o qual promove acréscimos na atenuação em baixa frequência e reduz a queda de pressão, associado ao núcleo absorvedor com maior diâmetro, parece gerar uma montagem com uma melhor relação de custo x benefício.

## **6.2 Recomendações e proposições de trabalhos futuros**

O projeto de silenciadores de descarga ao envolver inúmeros parâmetros oferece várias possibilidades de estudo para trabalhos futuros, visando à otimização de seus elementos construtivos. Recomenda-se então:

1. O desenvolvimento de modelos com semelhança geométrica, verificando a possibilidade de utilização de variáveis reduzidas.
2. Fazer um estudo com visualização de escoamento com a finalidade de se verificar os mecanismos exatos envolvidos, para facilitar a modelagem numérica e para permitir uma associação mais precisa dos fenômenos de escoamento com a geração de ruído.
3. Criação de um modelo numérico para o estudo do escoamento, observando a sua validação nos resultados experimentais.
4. Aumentar a espessura do isolamento interno do corpo cilíndrico, observando a possibilidade de melhoria do desempenho acústico sem que haja uma redução sensível da área de passagem e conseqüente o aumento da perda de carga.
5. Verificar o ganho de atenuação obtido com o aumento progressivo do diâmetro dos orifícios do difusor e do núcleo absorvedor.
6. Analisar a influência de outros materiais de absorção na composição do núcleo absorvedor e isolamento interno do corpo cilíndrico.
7. Avaliar modelos de difusores com diâmetros diferenciados, buscando a influência de uma expansão mais suave entre a tubulação de entrada e este. Explorar os resultados de uma expansão progressiva na tubulação de entrada antes do elemento difusor.
8. Verificar a transmissão de ruído pela carcaça do silenciador, destacando as possibilidades e resultados de dispositivos de isolamento sobre a mesma.
9. Realizar testes com repetição e em sala com condições acústicas adequadas. Manter o sistema de aquisição do lado externo evitando a influência do ruído de fundo sobre as medições.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ABNT, INMETRO, SBM – Guia para a expressão da incerteza de medição. 2ª edição brasileira em língua portuguesa. SERIFA Editoração e Informática S/C Ltda, R.J., 1998.
2. ABNT - Norma NBR 10151 - Avaliação do ruído em áreas habitadas visando o conforto da comunidade. R.J., 2000.
3. ABNT – Norma NBR 10152 - Níveis de ruído para conforto acústico (NB 95). R.J., 1990.
4. AZEVEDO A.; FIGUEIREDO R. – Atualização em zumbido. Caderno de Debates da RBORL, vol.70, ed.2, p.56-69, mar.-abr.,2004. Disponível em: [http://www.rborl.org.br/suplementos/detalhes\\_print.asp?id=53](http://www.rborl.org.br/suplementos/detalhes_print.asp?id=53). Acesso em: 08 set. 2005.
5. BERANEK L.L.; VÉR I.L. – Noise and vibration control engineering: Principles and applications. John Wiley & Sons, Inc. Canada. 1992.
6. BRASIL. Portaria N° 3124, 08 julho de 1978. Aprova as normas regulamentadoras – NR. Manuais de legislação Atlas: Segurança e medicina do trabalho. 20ª Edição. Editora Atlas S.A. São Paulo, SP. 1991.
7. COELHO J.L.B. – O ruído na indústria: Como controlar. Revista acústica e vibrações. SOBRAC. Florianópolis, SC, n°24, p.18-21, dez.1999.
8. COLONIUS T.; LELE S. K.; MOIN P. – Sound generation in a mixing layer. Journal of Fluid Mech. Vol. 330, pp.375-409, 1997.
9. CRANE CO. Engineering Division – Flow of fluids through valves, fittings and pipe. Crane Co. Technical paper N°410, 11ª Edition, 1969.
10. DAVIS M. R.; PAN N. H. – Noise generated by a turbulent jet interacting with a rigid plate. Journal of Sound and Vibration. 167(1), 165-181, 1993.

11. DOSANJH D. S.; YU J. C.; ABDELHAMID A. N. – Reduction of noise from supersonic jet flows. *AIAA Journal*, Vol.9, Nº12. 1970.
12. DOWLING A. P.; HYNES T.P. – Sound generation by turbulence. *European Journal of Mechanics B/Fluids*. 23 (491-500), 2004.
13. FOX R. W.; MCDONALD A. T. – Introdução à mecânica dos fluidos. 4ª Edição. LTC Livros Técnicos e Científicos Editora S.A. Rio de Janeiro, R.J. 1995.
14. FREUND J. B. – Noise sources in a low-Reynolds-number turbulent jet at Mach 0.9. *Journal of Fluid Mech.* Vol.438, pp.277-305, 2001.
15. GERGES S.N.Y – Ruído: Fundamentos e controle. 2ª Edição. NR Editora. Florianópolis, SC. 2000.
16. HOVER M. S. – Sound produced by turbulence flow over perforated inlet. *Journal of Sound and Vibration*. 139(2), 227-240. 1990.
17. JR. GONÇALVES A. A. – Metrologia. Parte I – 2002.1. LabMetro Laboratório de Metrologia e Automação. Departamento de Engenharia Mecânica, UFSC. Florianópolis, SC. 2002.
18. JURY F. D. – Understanding IEC aerodynamic noise prediction for control valves. IEC noise prediction for valves, Technical monograph 41, 1995. Disponível em: <http://www.iceweb.com.au/Technical/ValveNoise.htm>. Acesso em: 07 jul 2005.
19. KINSLER L.E.; FREY A. R.; COPPENS A.B.; SANDERS J.V. – Fundamentals of acoustics. 3ª Edição. John Willey & Sons, Inc. Canadá. 1982.
20. KRISHNAPPA G.; CSANADY G.T. – An experimental investigation of the composition of jet noise. *Journal of Fluid Mech.* Vol.37, part 1, pp.149-159, 1969.
21. LAMB H. – The dynamical theory of sound. 2ª Edition. Dover Publications, Inc. New York. 1960.

22. LELE S. K. – Compressibility effects on turbulence. *Annual Reviews Fluid Mech.* 26: 211-54, 1994.
23. LIST E. J. – Turbulent jets and plumes. *Annual Reviews Fluid Mech.* 14: 189-212, 1982.
24. MEDURI M.V.; BISTAFA S.R. – Geração de ruído em válvulas de controle. *Revista acústica e vibrações. SOBRAC.* Florianópolis, SC, nº24, p.22-26, dez.1999.
25. MICHALKE A. – On the propagation of sound generation in a pipe of circular cross-section with uniform mean flow. *Journal of Sound and Vibration.* 134(2), 203-234, 1989.
26. MUNJAL M. L. – Acoustics of ducts and mufflers – With applications to exhaust and ventilation system design. *Jonh Wiley & Sons, Inc.* Canadá. 1987.
27. NEPOMUCENO L. X – Acústica Técnica. 1ª Edição. ETEGIL – Editora Técnico-Gráfica Industrial Ltda. São Paulo. 1968.
28. PAPAMOSCHOU D. – Mach wave elimination in supersonic jets. *AIAA Journal.* Vol. 35, Nº10, 1997.
29. PAPAMOSCHOU D.; DEBIASI M. – Noise measurements in supersonic jets treated with the Mach wave elimination method. *AIAA Journal.* Vol. 37, Nº2, 1999.
30. PETELA G.; JELEN J.; MOTRIUK R. – Venting and blowdown jet noise suppressor. *International Journal of Acoustics and Vibration,* Vol.5, Nº2, pp. 51-59, 2000.
31. REETHOF G. – Turbulence-generated noise in pipe flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 10:333-67, 1978.
32. SILVIA E. L.; MENEZES E.M. – Metodologia da pesquisa e elaboração de dissertação. 3ª Edição revisada e atualizada. Laboratório de ensino à distância da UFSC, Florianópolis, SC. 2001.

33. SILVA I. M. – Redução de ruído em gases com diferentes temperaturas. Dissertação de Mestrado, Departamento de física e química de materiais aeroespaciais, ITA, São José dos Campos – SP, Brasil, 2002.
34. SOARES Z. M. D.; HOFFMANN W. E – Cálculo da incerteza expandida de medição na calibração de microfones capacitivos. Anais do XIX Encontro da sociedade brasileira de acústica, p.p. 234-238, 2000.
35. TAM C. K. W. – Supersonic jet noise. Annual Reviews Fluid Mech. 27: 17-43, 1995.
36. TAM C. K. W ; BURTON D. E – Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 1. Two-dimensional mixing layers. Journal of Fluid Mech. Vol.138, pp.249-271, 1984.
37. WENDOLOSKI J. C. – Sound absorption by an orifice plate in a flow duct. J. Acoust. Soc. Am. 104 (1), July, 1998.
38. WHITE F.M. – Mecânica dos fluidos. 4ª Edição. McGraw-Hill Interamericana do Brasil Ltda. Rio de Janeiro. RJ. 1999.
39. ZEFERINO R.; SANTOS M.L.M – Metodologia e sua importância para o desenvolvimento da indústria do gás natural. 3º Relatório técnico de projeto. Financiamento: FINEP, CTPETRO – PETROBRÁS. 2003.