

**Universidade de São Paulo**

**Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica**

**Características de Absorção Acústica  
de Mantas Poliéster Não-tecido com  
Filamentos Cilíndricos e Trilobais**

**Tese submetida à Universidade de São Paulo para obtenção do grau de  
doutor em engenharia mecânica**

**Marcos Vinicius Meduri**

**São Paulo, dezembro de 1997**

OK

## **Agradecimentos**

Desejo externar os sinceros agradecimentos às seguintes entidades e pessoas, pela inestimável colaboração prestada à execução deste trabalho:

Ao Professor Dr. Sylvio R. Bistafa, pela orientação, valorosas sugestões e, principalmente, por sua interminável paciência e compreensão.

À Rhodia-Ster pelo fornecimento de amostras de Bidim e aquisição dos aparelhos utilizados nos ensaios.

Aos meus pais, João e Odete, pelo constante incentivo.

Ao mestre Jesus, por me amparar e permitir que entidades maravilhosas estivessem sempre ao meu lado, iluminando meus passos.

DEDALUS - Acervo - EPMN



31600010396

## **Dedicatória**

O presente trabalho é dedicado à minha esposa Roseli e às minhas filhas, Beatriz e Juliana, pela paciência que tiveram, quando, nos últimos anos, as privei de minha companhia, realizando pesquisas e dispendendo horas de estudo, além do constante incentivo, sempre dado com muito amor e carinho.

# Errata à tese de doutorado “ Características de Absorção Acústica de Mantas Poliéster Não-tecido com Filamentos Cilíndricos e Trilobais “

Marcos Vinícius Meduri, março de 1998

Substituir **Simbologia**:

## Simbologia

$a$	meia largura de um canal de lâminas paralelas
$A$	área
$A_f$	área do filamento (fibras)
$c$	velocidade de propagação do som
$C_p$	calor específico à pressão constante
$C_v$	calor específico ao volume constante
$d$	distância
$d_h$	espessura térmica da camada limite
$d_v$	espessura viscosa da camada limite
$D_I$	diâmetro interno
$D_{sn}$	densidade superficial nominal
$D_s$	densidade superficial medida
$E$	Módulo de elasticidade
$f_c$	frequência de corte
$g$	aceleração da gravidade
$G_s$	massa adicional
$H$	função de transferência
$j$	unidade imaginária $\sqrt{-1}$
$k$	número de onda = $\omega/c$
$k$	compressibilidade isoentrópica
$k'$	compressibilidade das fibras do material
$\bar{k}$	compressibilidade complexa do meio

$K$	compressibilidade complexa do material
$\bar{K}$	compressibilidade complexa normalizada em relação ao meio
$L$	espessura do material
$L^*$	diferença entre níveis de pressão sonora
$l$	distância
$M$	massa por unidade de volume
$M_e$	massa do êmbolo
$p$	pressão sonora
$p_{ms}$	pressão sonora média quadrática
$p_i$	módulo incidente da pressão sonora
$p_r$	módulo refletido da pressão sonora
$P$	pressão ambiente
$Pr$	Número de Prandtl
$Q$	constante de propagação normalizada
$r$	coeficiente de reflexão de onda
$r_0$	resistência ao fluxo normalizada
$R$	Resistência ao fluxo
$R^*$	Resistência ao fluxo normalizada por polegada
$S$	área
$S_e$	razão de onda estacionária
$S_a$	área anular
$t$	tempo
$T$	tempo de reverberação
$v$	velocidade
$v'$	velocidade de propagação no interior das fibras
$V$	Volume
$w$	frequência
$W_m$	vazão mássica
$y$	distância à superfície do material
$Y$	porosidade
$z$	impedância por unidade de comprimento

$z_v$	parcela viscosa de $z$
$\alpha$	coeficiente de absorção sonora
$\alpha_f$	raio das fibras
$\varepsilon$	diâmetro das fibras
$\phi$	ângulo de fase
$\Gamma_s$	fator de estrutura = $1 + G_s$
$\gamma$	relação entre calores específicos = $C_p/C_v$
$\lambda$	comprimento de onda
$\kappa$	coeficiente de condução térmica
$\mu$	viscosidade
$\eta$	fator de perda de energia
$\eta_i$	admitância normalizada
$\rho$	densidade do meio de propagação
$\rho_a$	densidade aparente do material
$\rho'$	densidade das fibras do material
$\bar{\rho}$	densidade complexa
$\Delta$	relação entre densidade aparente e das fibras

Página 1, 3º parágrafo: Tendo em vista...medida em que se tem um aumento ...em uma só camada.

Página 2, 4º parágrafo: comprovar...fluxo de materiais que, com auxílio de formulação analítica, chega-se ao coeficiente de absorção sonora. Esta contribuição é muito importante, uma vez que a indústria nacional de materiais absorventes basicamente utiliza somente ensaios em câmara reverberante. Além disso, sendo os recursos disponíveis bastante escassos, tanto a nível de informações, quanto a nível econômico, este método alternativo possibilita ao profissional que trabalha na área estimar, de maneira econômica e segura, as propriedades acústicas de uma série de materiais de baixo custo e alta disponibilidade que podem ser utilizados como absorvente sonoro, dos quais não se dispõe de dados de referência.

Página 3, 3º parágrafo : Assim, no estudo da absorção sonora, ou no desenvolvimento de técnicas para sua determinação, não há outra alternativa que não seja utilizar a bibliografia disponível, complementando-a, sempre que possível, com ensaios específicos para o material que se deseja estudar.

Viggo Tarnow [ 32 ] [ 33 ] desenvolveu um método para estimar a resistência ao fluxo, quantificando a perda de carga de onda propagando-se no interior do material a partir do arranjo geométrico de distribuição das fibras componentes do material. Desta forma foram obtidas formulações, para campos de velocidade ortogonais e paralelos ao material, para arranjo de fibras com distribuição aleatória e de fibras paralelas dispostas em várias camadas, com distância constante entre centros ( passo quadrado ). No desenvolvimento do método Viggo Tarnow baseou-se também nos estudos de Kuwabara [ 41 ] para determinação da distribuição de esforços em cilindros imersos em fluxo viscoso com baixo número de Reynolds, e nos estudos de Andrade e Fortes [ 39 ] utilizando-se um método estatístico ponderando-se o campo de velocidades em torno das fibras utilizando Polígonos de Voronoi.

Pelas relações encontradas por Viggo Tarnow a resistência ao fluxo pode ser estimada basicamente em função do diâmetro das fibras e da distância média entre as mesmas, em conjunto com a viscosidade do meio envolvente. Baseando-se no modelo analítico desenvolvido, Viggo Tarnow

[35] comparou os coeficientes de absorção sonora previstos por tal formulação com ensaios em tubo de impedância, chegando a resultados muito próximos.

Página 3, 4º parágrafo : Harris [ 1 ], Beranek [15]... determinação da resistência ao fluxo. Amédin e Berry [ 37 ] basearam-se nos estudos de Delany e Bazley [ 27 ] encontrando relações empíricas para determinação do coeficiente de absorção sonora para materiais fibrosos cuja única variável é a resistência ao fluxo. Em ambos trabalhos os coeficientes de absorção sonora previstos pela formulação empirico-analítica foram comparados com os obtidos por métodos consagrados, como o método do tubo de impedância, chegando a resultados muito próximos.

Nichols [ 16 ] desenvolveu a uma relação empírica para cálculo da resistência ao fluxo que tem como variáveis o diâmetro das fibras e a densidade aparente do material.

A Owens Corning [ 43 ], lider mundial na fabricação de fibra de vidro, utiliza a formulação de Nichols modificada para estimar a resistência ao fluxo de seus produtos.

O Apêndice VI faz uma breve comparação entre os resultados aqui obtidos por medição com algumas das formulações acima citadas.

Página 4, 2º parágrafo : Não encontrando-se ...\_Rhodia-Ster. Assim adotou-se para a compressibilidade normalizada o valor característico  $K= 0.785$ . Este valor está dentro da faixa encontrada por vários autores que estudaram exaustivamente materiais fibrosos [15] [27] [31] [32] [35].

Página 6, 3º parágrafo: Após a policondensação...fiados. Os filamentos...esquematizado na figura 2.1.A obtenção...fieira de fiação. No caso das mantas com filamento circular, o diâmetro final das fibras é constante e igual a 0.05 mm, independente da gramatura do produto final, sendo função da vazão mássica ( $W_M$ ) e da velocidade de arraste no ejetor ( $V_e$ ):

Pela equação da continuidade :

$$\underline{Wm = \rho' A_f V_e = constante}$$

onde  $A_f$  é a área do filamento

$$\therefore \text{diâmetro do filamento} = \sqrt{\frac{4W_M}{\pi V_E \rho'}}$$

Página 8, unidade de gramatura na tabela: g/m<sup>2</sup>

Página 8, último parágrafo : As mantas... 90 e 400 g/m<sup>2</sup>

Página 12, 4º parágrafo: A fonte... alto falante...estacionária.

Página 12, último parágrafo: Uma vez que..., com diâmetro interno D<sub>I</sub>...

Página 12, equação (3.1) :  $fc = \frac{1.84 c}{\pi D_I}$

Página 13, figura 3.1: alto falante

Página 14, 3º parágrafo: definindo-se...de onda, sendo o comprimento de onda dado por  $\lambda=2\pi/k$ , a solução...por:

Página 17, equação 3.16 :  $p_{ms}^2 = \frac{1}{t} \int_0^t p^2(x) dt$

Página 18, 1º parágrafo: Desta forma, no interior do tubo de impedância, o campo de pressão sonora de uma onda estacionária varia com a distância **x**, a partir da face do material absorvente, conforme mostra a figura abaixo:

Página 18. Figura 3.3: diferença entre níveis de pressão sonora L\*

Página 19, 1º parágrafo: A relação...estacionária S<sub>e</sub>

Página 19, equação 3.17:  $S_e = \frac{P_{ms}|_{max}}{P_{ms}|_{min}}$

Página 19, equação 3.18:  $S_e = \frac{p_r + p_i}{p_i - p_r} = \frac{1 + |r|}{1 - |r|} = 10^{\frac{L^*}{20}}$

Página 19, 2º parágrafo: Onde  $\underline{L^*}$  é...

Página 19, equação 3.19:  $\underline{L^*} = \dots$

Página 19, parágrafo abaixo da equação 3.19 :  
das equações...entre  $\alpha$  e  $\underline{S_e}$  :

Página 20, item ii. : com...em (3.19)

Página 20, item iii.: com  $\underline{L^*}$  calcula-se então, utilizando-se a equação (3.18), a razão de onda estacionária  $S_e$  e, finalmente, o coeficiente de absorção sonora  $\alpha$ , por (3.20).

Página 23, figuras 3.5. e 3.6. : alto falante

Página 23, figuras 3.5. e 3.6 : distância entre primeiro microfone e face da amostra =  $\underline{l}$

Página 23, figuras 3.5. e 3.6 : distância entre microfones =  $\underline{s}$

Página 24, equação 3.21:  $r = \left( \frac{H_1 - H_i}{H_r - H_1} \right) e^{j2k(l+s)}$

Página 24, 4º parágrafo: Assim, uma vez...pela relação (3.13).

Página 27, 2º parágrafo: Com...Wallace C. Sabine, na primeira fase de seus trabalhos, entre os anos de 1898 e 1899 na Universidade de Harvard [29] :

Página 29, 2º parágrafo: Assim,... e são definidos a seguir.

Página 29, 3º parágrafo: A porosidade...densidade aparente ( $\rho_a$ ), que pode ser obtida através da pesagem de uma amostra com dimensões conhecidas ... amostra ( $\rho'$ ):

Página 30, 2º parágrafo : A resistência ao fluxo pode ser determinada por métodos experimentais...figura 4.1. O Apêndice VI discute formas alternativas para cálculo da resistência ao fluxo.

Página 30, 3º parágrafo: Conforme se pode ver...relacionadas pela relação (4.2). As hipóteses e dedução da relação estão mostradas no Apêndice V.

Página 30, equação 4.2 :  $R = C \frac{M_e g S}{d A^2} t$

Página 30, definições dos termos de (4.2):  
onde :  $M_e$  é a massa do êmbolo

Página 31, definição de  $t$  :

$t$  é o tempo que o êmbolo demora para se deslocar na distância  $d$

Página 31, fórmula de C ( "parâmetro de correção"):

$$C = \frac{1 - \frac{t_0}{t}}{1 - \frac{t}{t_\infty} + \frac{t_0}{t_\infty}}$$

Página 31, após definição de  $t_0$  e  $t_\infty$ , incluir parágrafo:

Note que a expressão acima difere da formulação clássica proposta por autores como Ingard [ 14 ] uma vez que leva em conta a relação entre os tempos de descida em vazio e com a extremidade do dispositivo vedada. Para dispositivos em que há fugas de fluxo entre o êmbolo e a camisa este termo não pode ser desprezado.

Página 32, 4º parágrafo: A determinação...relaciona o quanto de...vibração.

Página 33, 3º parágrafo: Onde,...módulo de elasticidade do ar...

Página 34, 2º parágrafo: Assim, para...material com 600 g/m<sup>2</sup>...rígido.

Página 34, equação 4.6:  $\bar{k} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{d\rho}{dP} \right) = \frac{1}{P\gamma} \left[ 1 + (\gamma - 1) e^{-k\bar{x}} e^{jk\bar{x}} \right]$

Página 34, definições da equação 4.6 :  $\bar{x}$  é a distância ... consideração.

Página 35, abaixo da relação 4.7 : sendo ... condutibilidade térmica do ar.

Página 36, 2º parágrafo: Adicionando-se à equação (4.10)...por:

Página 37, 5º parágrafo: Expressando a ... substituindo-se em (4.17):

Página 40, 1º parágrafo: Baseando-se ...em (4.20) podem...  $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -j\omega$

Página 40, penúltimo parágrafo : Analogamente, para o material absorvente, definindo-se  $M' = (1 - Y)(\rho' - \rho)$ , a equação....

Página 42, 1º parágrafo: Para mantas..., assim  $\Omega_s \rightarrow 0$ . Ainda...

Página 42, equação 4.27 :

$$Q^4 - (\Lambda_a^2 + \Lambda_s^2) Q^2 + \Lambda_a^2 \Lambda_s^2 + \Psi = 0$$

Página 44, definição dos termos de 4.32:

$$P_1 = -j\rho Z_1 A_1$$

$$P_2 = -j\rho Z_2 A_2$$

$$Z_1 = \frac{1}{Q_1} \left[ \frac{\bar{\rho}}{\rho} - \frac{-j z U_1}{w\rho} \right]$$

$$Z_2 = \frac{1}{Q_2} \left[ \frac{\bar{\rho}}{\rho} - \frac{-j z U_2}{w\rho} \right]$$

Página 45, equação 4.35:

$$\eta_i = \beta_i + j \sigma_i = \rho c \frac{v_0}{p_0} = -j \eta_1 \tan\left(Q_1 \frac{w}{c} L\right) - j \eta_2 \tan\left(Q_2 \frac{w}{c} L\right)$$

Página 46, 2º parágrafo: Assim, de (3.13) e (4.35), ...onda:

Página 48, 1º parágrafo: Conforme...figura 3.6...equipamentos:

Página 48, item 5.2.: Foram...90 a 600  $\text{g/m}^2$ ...sonora. Tendo em vista o tubo de impedância utilizado ter como limite superior de aplicabilidade a frequência de 6300 Hz, não foi possível determinarmos os coeficientes de absorção sonora na banda de oitavas de 8000 Hz.

Página 49, legenda da tabela: Gramatura  $\text{g/m}^2$ , Frequência ( Hz )

Página 50, substituir tabela:

Gramatura	$\rho$ ( $\text{g/cm}^3$ )	Dsn <sup>(1)</sup> ( $\text{g/m}^2$ )	Ds <sup>(2)</sup> ( $\text{g/m}^2$ )	L <sup>(3)</sup> (cm)	$\rho_a$ <sup>(4)</sup> ( $\text{g/cm}^3$ )	Y ( % )
90 $\text{g/m}^2$	1.37	90	93.8	0.08	0.117	91.5
150 $\text{g/m}^2$	1.37	150	162.1	0.15	0.108	92.1
200 $\text{g/m}^2$	1.37	200	207.3	0.20	0.104	92.4
300 $\text{g/m}^2$	1.37	300	315.9	0.26	0.122	91.1
350 $\text{g/m}^2$	1.37	350	363.7	0.28	0.130	90.5
400 $\text{g/m}^2$	1.37	400	428.5	0.37	0.116	91.5
450 $\text{g/m}^2$	1.37	450	464.3	0.28	0.166	87.9
600 $\text{g/m}^2$	1.37	600	572.0	0.45	0.127	90.7

Página 50, último parágrafo: Conforme já discutido no Capítulo 4...

Página 51, 2º parágrafo: A compressibilidade...diversas curvas. Este valor está dentro da faixa usual de variação de compressibilidade complexa normalizada encontrada para materiais fibrosos. Delany e Bazley [27] ensaiaram exaustivamente uma série de mantas fibrosas disponíveis no

mercado americano chegando à conclusão que, para a faixa de frequências em questão, varia entre 0.729 e 0.957, para temperatura de 22°C e pressão atmosférica de 1 atm, coincidindo com a faixa encontrada por Beranek [15]

Smith e Parrot [ 31 ] também ensaiaram uma série de mantas de fibras sintéticas obtendo valores de compressibilidade enquadrados na mesma faixa, o mesmo ocorrendo com Viggo Tarnow [ 32 ] a partir de modelos analíticos baseados em Polígonos de Voronoi e em ensaios com amostras de mantas de fibra de vidro.

Página 51, 3º parágrafo: Através...Capítulo 4...

Página 51, último parágrafo:

Do capítulo 4:

$$R = C \frac{M_e g S}{dA^2} \dot{t}$$

$$\text{onde } C = \frac{1 - t_0/t}{1 - t/t_\infty + t_0/t_\infty}$$

Página 52, definições:

M<sub>e</sub> = massa do êmbolo...

Página 52, substituir tabela:

Gramatura	t s	C ----	L mm	R MKS rayl	R* MKS rayl/pol
90 g/m <sup>2</sup>	12.82	0.1654	44.0	6544	9.28
90 g/m <sup>2</sup> (trilobal)	11.94	0.1039	44.0	3827	5.43
150 g/m <sup>2</sup>	11.70	0.0855	45.0	3087	4.28
200 g/m <sup>2</sup>	11.58	0.0760	44.0	2718	3.85
300 g/m <sup>2</sup>	11.74	0.0886	44.2	3208	4.53
350 g/m <sup>2</sup>	11.58	0.0760	44.8	2716	3.78
400 g/m <sup>2</sup>	11.85	0.0970	44.4	3550	4.99
400 g/m <sup>2</sup> (trilobal)	11.65	0.0815	44.4	2932	4.12
450 g/m <sup>2</sup>	11.73	0.0878	44.8	3179	4.43
600 g/m <sup>2</sup>	11.40	0.0614	45.0	2159	2.99

Página 53, 1º parágrafo:  $t$  é o tempo de...extremidade inferior. Para determinação do tempo de descida da haste do êmbolo, entre duas marcas pré fixadas e distantes de 325 mm, utilizamos um cronômetro digital de acionamento manual Dumont SAAB, com precisão de 1/200 s .Foram efetuadas...inferior a 0.1 s.

Página 53, 2º parágrafo:  $L$  é a espessura...baixa. Uma vez que a resistência ao fluxo tem comportamento linear com a espessura [1] [14] [15] [16], pode-se, a partir de ensaio com espessura qualquer, encontrar a resistência ao fluxo por unidade de comprimento, utilizando-se tal dado na determinação da resistência ao fluxo de materiais com diferentes espessuras. Esta consideração é bastante importante uma vez que, a partir de um dispositivo para medição da resistência ao fluxo ( parágrafo 4.1.2 ) pode-se escolher a espessura mais adequada para realização dos testes.

Página 53, definição de  $R^*$ : É a resistência...por polegada. Para a espessura do material em milímetros e nas condições em que foram efetuados os testes (Pressão atmosférica e 22°C ) este valor é dado pela relação:

$$R^* = \frac{25.4 R}{L \rho c} = 0.0624 \frac{R}{L} \left( \frac{MKS \text{ rayls}}{MKS \text{ rayls polegada}} \frac{1}{1} \right)$$

Página 53, 2º parágrafo, após equação de  $R^*$ :

Assim pode-se, através da formulação descrita no Capítulo 4, obter o coeficiente de absorção sonora do material ensaiado, utilizando-se os seguintes dados:

- densidade aparente da amostra (  $\rho_a$  )

...

Página 53, excluir 3º parágrafo: Pode-se obter o coeficiente...Capítulo 3.

Página 53, item 6.5: Através da ...software , utilizando a seqüência de cálculo descrita no Apêndice IV, a partir do qual...

Página 54, legenda da tabela: Gramatura  $g/m^2$ , Frequência ( Hz )

Página 55, legenda da tabela: Gramatura  $g/m^2$

Página 55, incluir abaixo da tabela o parágrafo:

O **Apêndice III** traz as curvas comparativas dos valores dos coeficientes de absorção sonora para as diversas gramaturas ensaiadas pelos métodos analítico experimental e do tubo de impedância.

Página 56, Substituir 3º parágrafo : Além do exposto acima, os seguintes fatores colaboram para justificar a diferença encontrada entre os métodos analítico experimental e do tubo de impedância:

Página 57, 1º parágrafo: curvas foram...oriundas de ondas de propagação sonora. O valor médio adotado para o qual a tangente das curvas

tendiam (  $K=0.785$  ) está dentro da faixa de variação típica para materiais fibrosos conforme os diversos estudos e ensaios de Viggo Tarnow [ 32 ] [ 35 ], Delany e Bazley [ 27 ], e Beranek [ 15 ]. Todos estes autores chegaram a uma faixa de variação da compressibilidade que pode ser enquadrada entre **0.729** e **0.957**, para temperatura de 22°C e pressão atmosférica de 1 atm. Para os materiais aqui ensaiados simulou-se a variação da compressibilidade nesta faixa não chegando-se a obter-se variação significativa no coeficiente de absorção sonora. Conclui-se assim que, variações do valor de compressibilidade, uma vez enquadrado na faixa típica para o tipo de material, não tem influência prática no resultado final do coeficiente de absorção sonora.

Página 57, incluir após 2º parágrafo:

4. Conforme pode-se ver no **Apêndice VI** a resistência ao fluxo medida apresenta boa aproximação com os valores estimados pelas fórmulas empíricas da Owens Corning e de Nichols e pelas analíticas de Viggo Tarnow e de Kuwabara ( para modelo de distribuição de fibras em arranjo quadrado ) para os casos em que tem-se espessura final testada com menor número de mantas agrupadas, ou seja, onde tem-se a tendência de maior homogeneidade do conjunto. À medida em que é necessário um número maior de mantas agrupadas para obter a mesma espessura final tem-se uma maior quantidade de descontinuidades ao longo da espessura ( interfaces ) além da diferença de compressão nas bordas da amostra ( onde o material é preso ) em relação ao centro da mesma.

Página 58, 2º parágrafo : Com relação ao Bidim ®...com custos menores.. Assim, visando comparar as características de absorção acústica do Bidim® com os principais materiais utilizados em acústica, o **Apêndice II** traz um gráfico comparativo, onde todos os materiais mostrados tem espessura nominal de 50 mm.

Página 59, 1º parágrafo : Conforme...Bidim®  $600 \text{ g/m}^2$  obtendo-se como resultados:

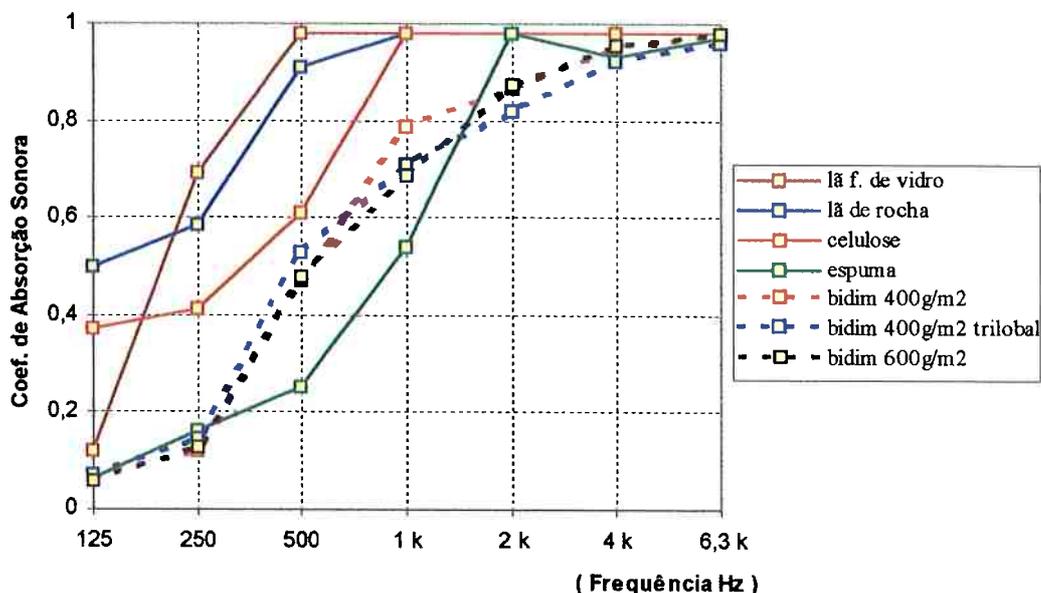
Página 61, 1º parágrafo: Conforme...materiais. Assim, comendo-se através de mantas com gramaturas de 400 e 600 g/m<sup>2</sup> uma espessura nominal de 50 mm obtem-se como coeficientes de absorção sonora :

Página 61, tabela substituída pela a seguir:

<b>Freq ( Hz )</b>		<b>125</b>	<b>250</b>	<b>500</b>	<b>1 K</b>	<b>2 K</b>	<b>4 K</b>	<b>6.3 K</b>
<b>400 g/m<sup>2</sup></b>	método tubo de impedância	<b>7.1</b>	<b>13.2</b>	<b>52.6</b>	<b>79.0</b>	<b>89.9</b>	<b>98.4</b>	<b>98.3</b>
	método an. experimental	<b>6.5</b>	<b>12.9</b>	<b>46.8</b>	<b>78.6</b>	<b>86.5</b>	<b>95.1</b>	<b>97.5</b>
<b>400 g/m<sup>2</sup> trilobal</b>	método tubo de impedância	<b>7.3</b>	<b>14.6</b>	<b>53.0</b>	<b>73.0</b>	<b>86.8</b>	<b>97.9</b>	<b>98.2</b>
	método an. experimental	<b>6.8</b>	<b>14.4</b>	<b>52.8</b>	<b>70.8</b>	<b>81.9</b>	<b>92.1</b>	<b>96.0</b>
<b>600 g/m<sup>2</sup></b>	método tubo de impedância	<b>6.7</b>	<b>13.4</b>	<b>52.0</b>	<b>71.5</b>	<b>89.4</b>	<b>98.3</b>	<b>98.4</b>
	método an. experimental	<b>5.8</b>	<b>12.9</b>	<b>47.8</b>	<b>68.6</b>	<b>87.2</b>	<b>95.3</b>	<b>98.0</b>

Página 61, 2º parágrafo: Conforme... método analítico experimental com os coeficientes...todos materiais com espessura nominal de 50 mm tem-se:

Página 62, gráfico substituído por:



**Figura II.1 Coeficientes de Absorção Sonora de Diversos Materiais com Espessura Nominal de 50 mm**

Página 62, nota sob o gráfico: ...os valores de absorção sonora dos materiais acima comparados com o Bidim® foram obtidos de catálogos comerciais de fornecedores.

Página 62, último parágrafo: Assim, ... absorvente. Na composição do Bidim® para obtenção de manta com 50 mm utilizou-se apenas os materiais com gramatura de 400 e 600 g/m<sup>2</sup> ( espessuras nominais de 3.7 e 4.5 mm respectivamente ) uma vez que, tendo este trabalho como um dos objetivos o desenvolvimento da aplicação do Bidim® como material acústico, seria economicamente inviável compor aquela espessura a partir de mantas com outras gramaturas. É bastante interessante observar que os coeficientes de absorção sonora do Bidim® são praticamente coincidentes para as duas gramaturas testadas.

Página 63, Título do Gráfico: Gramatura: 90 g/m<sup>2</sup>

Página 64, Título do Gráfico: Gramatura:  $90 \text{ g/m}^2$

Página 65, Título do Gráfico: Gramatura:  $150 \text{ g/m}^2$

Página 66, Título do Gráfico: Gramatura:  $200 \text{ g/m}^2$

Página 67, Título do Gráfico: Gramatura:  $300 \text{ g/m}^2$

Página 68, Título do Gráfico: Gramatura:  $350 \text{ g/m}^2$

Página 69, Título do Gráfico: Gramatura:  $400 \text{ g/m}^2$  Filamento: Trilobal

Página 69, 3ª linha da tabela:

Frequência ( Hz )	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Método analítico	0.2	0.3	<u>0.6</u>	2.0	<u>7.1</u>	<u>21.1</u>	<u>36.7</u>

Página 70, Título do Gráfico: Gramatura:  $400 \text{ g/cm}^2$  Filamento: Cilíndrico

Página 70, 3ª linha da tabela:

Frequência ( Hz )	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Método analítico	0.2	0.3	<u>0.7</u>	2.0	<u>7.0</u>	<u>21.6</u>	<u>39.0</u>

Página 71, Título do Gráfico: Gramatura:  $450 \text{ g/m}^2$

Página 72, Título do Gráfico: Gramatura:  $600 \text{ g/m}^2$

Página 75, incluir como referências bibliográficas:

[ 27 ] Delany, M.E. e Bazley, NPL AERO REPORT Ac 37, E.N. Nat. Phys.  
Lab. Aerodyn. Divison Report, março, 1969

[ 28 ] Patrick, Bill, Notes on Sound Absorption Technology  
Noise Control Eng. Journal, 45 (4), 1997 julho-agosto

- [ 29 ] Beranek, L. L. , The Notebooks of Wallace C. Sabine  
Journal of the Acoustic Society of America, vol. 61, nr. 3, pp. 629-639,  
março 1977
- [ 30 ] Geerits, T.W, Kelder, O., Acoustic wave propagation through porous  
media: Theory and experiments  
Journal of the Acoustic Society of America, vol.102, nr. 5, pp. 2495-  
2510, novembro 1997
- [ 31 ] Smith, C.D., Parrot, T.L., Comparasion of three methods for measuring  
acoustic properties of bulk materials  
Journal of the Acoustic Society of America, vol.74, nr. 5, pp. 1577 -  
1582, novembro 1983
- [ 32 ] Tarnow, V. , Compressibility of air in fibrous materials  
Journal of the Acoustic Society of America, vol 99, nr. 5, pp. 3010 -  
3017, maio 1996
- [ 33 ] Tarnow, V. , Airflow resistivity of models of fibrous acoustic materials  
Journal of the Acoustic Society of America, vol 100, nr. 6, pp. 3706 -  
3713, dez 1996
- [ 34 ] Tarnow, V. , Calculation of the dynamic air flow resistivity of fiber  
materials  
Journal of the Acoustic Society of America, vol 102, nr. 3, pp. 1680 -  
1688, set 1997
- [ 35 ] Tarnow, V. , Measurement of sound propagation in glass wool  
Journal of the Acoustic Society of America, vol 97, nr. 4, pp. 2272-  
2281, abril 1995

- [ 36 ] Jones, M. G. e Stiede, P.E. , Comparison of methods for determining specific acoust impedance  
Journal of the Acoustic Society of America, vol101, nr. 5, pp. 2694 - 2704, abril 1997
- [ 37 ] Amédin, C. K. e Berry, A., Acoustical characterization of absorbing porous materials through transmission measurements in free field  
Journal of the Acoustic Society of America, vol102, nr. 4, pp. 1982 - 1994, out 1997
- [ 38 ] Geerits, T.W., Acoustic wave propagation through porous media revisited  
Journal of the Acoustic Society of America, vol100, nr. 5, pp. 2949 - 2959, out 1996
- [ 39 ] Andrade, P.N. e Fortes M.A. , Distribution of cells volumes in a Voroni partition  
Philos. Mag. B vol 58, nr. 6, pp. 671-674, 1988
- [ 40 ] Kanapathipillai, S. e Byrne, K.P., Effects of aporous jacket on sound radiated from a pipe  
Journal of the Acoustic Society of America, vol. 100, nr. 2, pp. 882 - 888, ago 1996
- [ 41 ] Kuwabara, S., The forces experienced by randomly distributed parallel circular cylinders or spheres in viscous flow at small Reynolds numbers  
Journal of Physical Society of Japan, vol. 14, pp. 527-532, 1959
- [ 42 ] Chu, W. T., Impedance tube measurments - a comparative study of current practices  
Noise Control Eng. Journal, vol. 37, pp. 37-44, 1991
- [ 43 ] Owens Corning, Manual de Procedimentos Interno

Apêndice IV adicionado ao texto:

## **APÊNDICE IV : Sequência de Cálculo para Determinação do Coeficiente de Absorção Sonora pelo Método Analítico Experimental**

Conforme exposto no **Capítulo 4**, a seguinte seqüência deve ser seguida para cálculo do coeficiente de absorção sonora pelo método analítico experimental ( MKS ):

1. conhecendo-se a densidade do produto constituinte da manta (  $\rho'$  ), e o tamanho da amostra a ser testada, por pesagem, determina-se a massa da mesma, a densidade superficial ( massa / área ), a massa por unidade de volume (  $M$  ), onde  $M = (1 - Y)\rho'$  , e a porosidade da amostra (  $Y$  ), utilizando-se a equação ( 4.1 )
2. tomando-se uma porção circular da amostra, com área  $S$ , utilizando-se um dispositivo, conforme mostrado na figura 4.1, determina-se a resistência ao fluxo do material (  $R$  ), utilizando-se a equação ( 4.2 )
3. através das equações (4.7) e ( 4.8 ), com as propriedades físicas do ar, ou seja, densidade  $\rho$  , coeficientes de condutividade térmica  $\kappa$  e dos calores específicos  $C_p$  e  $C_v$ , calculam-se as espessuras das camadas limite térmica (  $d_h$  ) e viscosa (  $d_v$  ), para cada banda de frequência (  $\omega$  )
4. com  $R$ ,  $L$  ( espessura da amostra ),  $Y$  e  $d_v$  calcula-se a largura entre lâminas paralelas (  $2a$  ) do modelo equivalente que apresenta a mesma resistência ao fluxo do material testado através da equação ( 4.11 ),

lembrando-se que  $r_o$  é a resistência ao fluxo normalizada em relação à impedância característica do ar, ou seja,  $r_o = \frac{R}{\rho c}$

5. da equação ( 4.6 ) calcula-se a compressibilidade complexa (  $\bar{k}$  ). É bastante importante ter-se em mente que o ponto que interessa no cálculo é o  $\bar{x} = 0$  , ou seja, a superfície do material.
6. com  $a$  e  $d_v$ , utilizando-se ( 4.12 ) determina-se o valor de  $F_v$
7. em função da frequência, de ( 4.10 ) , ( 4.13 ) e ( 4.14 ) , determina-se a densidade complexa do material  $\bar{\rho}$  e a impedância específica  $z$ . O valor  $G_s$  requerido para utilização das fórmulas refere-se à massa adicional. Na falta de informações para determinar-se tal grandeza pode-se utilizar o valor característico 0.2 [1] [14] [16].
8. em função da frequência, por ( 4.24 ) , determina-se o valor de  $\bar{M}$
9. dentro das hipóteses listadas no primeiro parágrafo da página 42, calculam-se os parâmetros auxiliares da equação ( 4.26 ):  $\Lambda_a$  e  $\Lambda_s$
10. de ( 4.27 ) , com auxílio de ( 4.3 ) calcula-se o parâmetro  $\Psi$  para cada banda de frequência. Na ausência de dados para cálculo da magnitude da compressibilidade complexa do material pode-se adotar, no caso de materiais fibrosos, um valor típico entre **0.729** e **0.957** ( ver item 4.1.4 )
11. da equação ( 4.28 ) determinam-se os valores de  $Q_1$  e  $Q_2$  ( modos de propagação do sistema )
12. de ( 4.29 ) determinam-se  $\Pi_1$  e  $\Pi_2$
13. de ( 4.30 ) determinam-se  $U_1$  e  $U_2$  ( relações de velocidades )

14. de ( 4.32 ) calculam-se  $Z_1$  e  $Z_2$

15. de ( 4.34 ) determina-se a pressão  $p_0$  e a velocidade  $v_0$  na superfície exposta do material (  $x = -L$  ). No caso de incidência normal de onda no

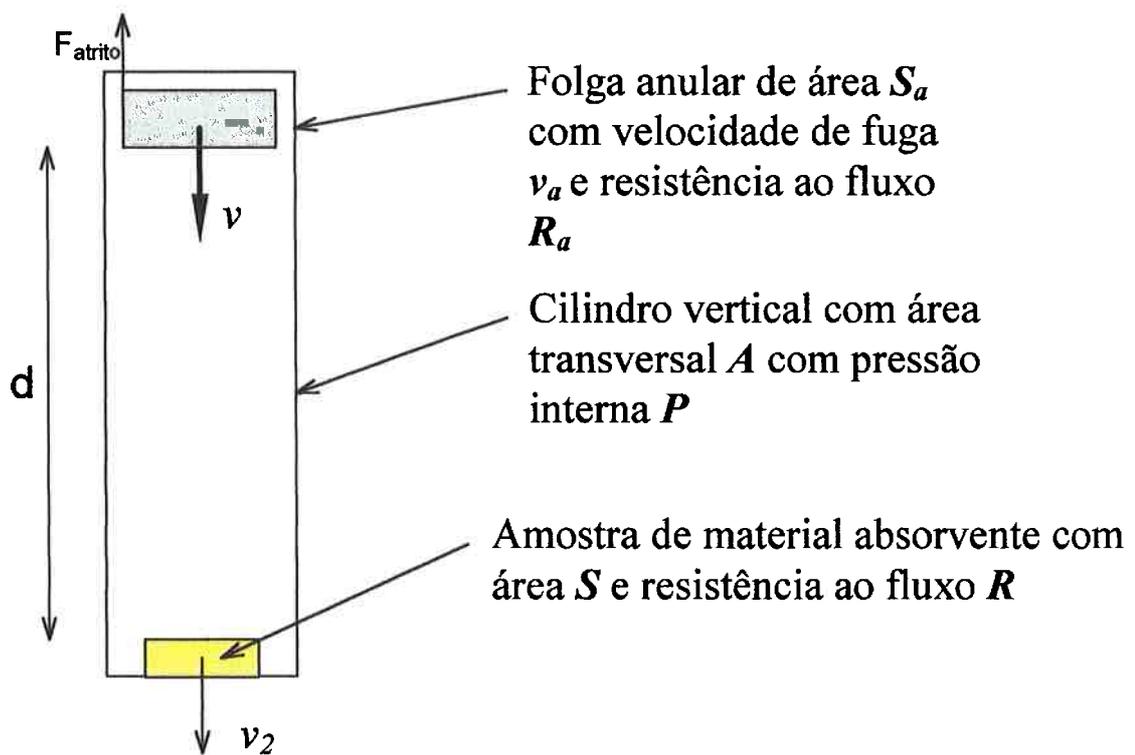
material tem-se  $Q \equiv Q_x = \frac{q_x}{w/c}$

16. com as partes real  $\beta_i$  e imaginária  $\sigma_i$  da equação ( 4.35 ) finalmente, da equação ( 4.36 ), determinam-se os coeficientes de absorção sonora  $\alpha$  para cada banda de frequência (  $w$  ).

Apêndice V adicionado ao texto:

## APÊNDICE V : Análise dos Parâmetros Envolvidos na Determinação Experimental da Resistência ao Fluxo Utilizando-se o Dispositivo Tipo Êmbolo

Tomando-se como referência o dispositivo mostrado na Figura 4.1.:



Pressão externa ao cilindro =  $P_0$   
 Massa do êmbolo =  $M_e$

Admitindo-se que a velocidade terminal do êmbolo seja  $v$ , sendo a resistência ao fluxo definida como a relação entre o diferencial de pressão e a velocidade média no meio:

$$R = \frac{P - P_0}{v_2} \quad \text{e} \quad R_a = \frac{P - P_0}{v_a}$$

e sendo  $\rho v_2 S = \rho v A - \rho v_a S_a$  por conservação de massa temos:

$$Av\rho = (P - P_0) \left[ \frac{S\rho}{R} + \frac{S_a\rho}{R_a} \right] \rightarrow Av = (P - P_0) \left[ \frac{S}{R} + \frac{S_a}{R_a} \right] \quad (\text{V.1})$$

Na condição limite de termos o cilindro fechado em sua extremidade inferior, ou seja  $R \rightarrow \infty$ , definido-se como tempo de descida do êmbolo  $t_\infty$ , tem-se:

$$Av\rho = (P - P_0) \left[ \frac{S_a \rho}{R_a} \right] = \frac{M_e g S_a}{A R_a}$$

$$\frac{S_a}{R_a} = \frac{A^2 v}{M_e g} = \frac{A^2 d}{M_e g t_\infty} \rightarrow R_a = S_a \frac{M_e g t_\infty}{A^2 d} \quad (V.2)$$

Na condição limite de ter-se o cilindro totalmente aberto na extremidade inferior, definido-se como o tempo de descida do êmbolo  $t_0$ , a equação de equilíbrio se reduz a:

$$M_e g = (P - P_0)A + F_{\text{atrito}} \rightarrow M_e g = (P - P_0)A + Bv \quad (V.3)$$

Uma vez que na condição aberta não há diferencial de pressão entre as porções interna e externa do cilindro ( V.3 ) pode ser re-escrita por:

$$M_e g = B \frac{d}{t_0} \rightarrow B = \frac{M_e g t_0}{d} \quad (V.4)$$

Combinando-se ( V.1 ) e ( V.4 ) em ( V.3 ), tem-se:

$$M_e g = \frac{A^2 v}{\frac{S}{R} + \frac{S_a}{R_a}} + \frac{M_e g t_0}{d} v \rightarrow M_e g = \frac{A^2 v}{\frac{S}{R} + \frac{A^2 d}{M_e g t_\infty}} + \frac{M_e g t_0}{d} v \quad (V.5)$$

De onde se obtém a relação final mostrada em (4.2):

$$R = C \frac{MgS}{dA^2} t \quad \text{onde} \quad C = \frac{1 - t_0/t}{1 - t/t_\infty + t_0/t_\infty}$$

Conforme pode-se notar, as equações acima são desenvolvidas admitindo-se velocidade constante de descida do êmbolo, em regime permanente.

Analizando-se a equação de movimento do êmbolo vem:

$$M_e \frac{dv}{dt} = M_e g - (P - P_0)A - F_{\text{atrito}} \quad (\text{V.6})$$

ou, em termos das variáveis anteriores, a equação de movimento pode ser escrita na forma:

$$M_e \frac{dv}{dt} + \left[ \frac{RA^2}{S} + \frac{M_e g t_0}{d} \right] v - M_e g = 0 \rightarrow \frac{dv}{dt} = -\Omega v + g \quad (\text{V.7})$$

onde:  $\Omega = \frac{RA^2}{M_e S} + \frac{g t_0}{d}$

A solução de V.7 é dada por  $v = \frac{g}{\Omega} [1 - e^{-\Omega t}]$

e a distância percorrida é dada por  $z = \frac{g}{\Omega} t - \frac{g}{\Omega^2} [1 - e^{-\Omega t}]$

para as grandezas envolvidas no dispositivo adotado para as medições o valor de  $\Omega$  é no mínimo igual a  $\frac{g t_0}{d} = 324.3 \text{ s}^{-1}$  o que faz com que num intervalo de tempo inferior a 0.1 s ( distância percorrida < 3 mm ) já se tenha a velocidade estabilizada. Desta forma, utilizando-se um dispositivo com comprimento total de 450 mm, com comprimento útil de medição de 325 mm, garante-se a utilização do mesmo na região efetiva de operação.

Apêndice VI adicionado ao texto:

## APÊNDICE VI : Alternativas para cálculo da Resistência ao Fluxo (R)

Além de métodos analíticos, a resistência ao fluxo para materiais fibrosos como Bidim® pode ser estimada através de relações empíricas que relacionam aquela grandeza com o diâmetro das fibras constituintes e a densidade aparente do material. A Owens-Corning [43] utiliza a seguinte relação (MKS) :

$$R = 3180 \frac{\rho_a^{1.53}}{\varepsilon^2} \quad (\text{VI.1})$$

onde  $\varepsilon$  é o diâmetro das fibras em micra (  $10^{-6}$  m )

$\rho_a$  é a densidade aparente do material (  $\text{kg/m}^3$  )

Já Nichols [16] encontrou uma expressão similar para materiais fibrosos na forma:

$$R = 3180 \frac{\rho_a^{1+\lambda}}{\varepsilon^2} \quad (\text{VI.2})$$

onde a constante  $\lambda$  varia entre 0.3 e 1.0. Nichols constatou, através de uma série de experiências que para uma distribuição aleatória de fibras na estrutura do material esta constante tende à unidade e para fibras cruzadas tende á 0.3. Para as amostras de Bidim® testadas, com filamento cilíndrico, através de uma série de simulações observou-se que a melhor aproximação se dá para  $\lambda$  em torno de 0.55.

Viggo Tarnow [33] [34] também desenvolveu, para cálculo da resistência ao fluxo de materiais com velocidade de incidência normal à superfície, as seguintes relações:

- Distribuição de fibras com passo quadrado:

$$R = \frac{4\pi\mu}{\beta^2 [\ln(\Delta^{-0.5}) - 0.738 + \Delta - 0.887\Delta^2 + 2.03\Delta^3]}$$

sendo esta relação bastante próxima da encontrada por Kuwabara [ 41]:

$$R = \frac{4\pi \mu}{\beta^2 [\ln(\Delta^{-0,5}) - 0,75 + \Delta - 0,25\Delta^2]}$$

- Distribuição aleatória de fibras:

$$R = \frac{4\pi \mu}{\beta^2 [0,64 \ln(1/\Delta) - 0,737 + \Delta]}$$

onde :  $\mu$  é a viscosidade do ar ( Poise )

$\Delta$  é o volume de concentração das fibras cilíndricas dado pela relação entre a densidade aparente e a densidade das fibras constituintes do material

$$\beta = \sqrt{\frac{\pi \alpha_f^2}{\Delta}} \text{ onde } \alpha_f \text{ é o raio da fibra ( m )}$$

Comparando-se os valores medidos da resistência ao fluxo ( MKS rayls ) com os obtidos pelas relações supra citadas temos:

Gramatura g/m <sup>2</sup>	Medido Bidim®	Owens Corning	Nichols modificada	Tarnow distribuição quadrada	Tarnow distribuição aleatória	Kuwabara distribuição quadrada
90	6544	1857	2043	1738	1078	1764
150	3087	1643	1804	1514	949	1537
200	2718	1551	1702	1420	894	1441
300	3208	1980	2179	1870	1153	1899
350	2716	2182	2405	2093	1278	2125
400	3550	1833	2016	1712	1063	1738
450	3179	3171	3513	3290	1920	3338
600	2159	2105	2319	2007	1230	2038

**Tabela IV.1 : Comparação entre os valores de resistência ao fluxo ( MKS Rayls ) medidos para o Bidim® e calculados a partir de modelos existentes**

Conforme pode-se ver na tabela acima, os valores obtidos para a resistência ao fluxo, pelas formulações anteriormente discutidas, apresentam valores bastante próximos, com exceção do modelo de fibras com distribuição aleatórias apresentado por Viggo Tarnow.

Os valores medidos para o Bidim® se aproximam daqueles para maiores gramaturas e divergem à medida em que a gramatura vai diminuindo, ou seja, mais mantas são necessárias ser sobrepostas para se atingir a espessura final, obtendo-se um meio cada vez menos homogêneo. Para gramatura de 90 g/m<sup>2</sup> foi necessária a superposição de 55 mantas para obtenção de uma amostra com 44 mm, ao passo que, foram necessárias apenas 10 mantas com gramatura de 600 g/m<sup>2</sup> para uma amostra de 45 mm.

É bastante interessante notar-se que, pela formulação desenvolvida por Viggo Tarnow, o modelo de distribuição quadrada, e não o de distribuição aleatória, é o que mais se aproxima do comportamento do Bidim® e das fórmulas empíricas desenvolvidas por Nichols e pela Owens Corning.

# Índice

Resumo.....	i
Abstract.....	ii
Simbologia.....	iii
1. Introdução	
1.1. Generalidades.....	1
1.2. Revisão Bibliográfica.....	3
2. O Material	
2.1. Generalidades.....	6
2.2. Utilização como Absorvente Acústico.....	10
3. Técnicas Experimentais para Determinação do Coeficiente de Absorção Sonora	
3.1. Discussão Geral.....	11
3.2. O Tubo de Impedância Clássico.....	12
3.3. Incidência normal de onda sobre superfície plana.....	14
3.4. Propagação da onda no tubo de impedância.....	17
3.5. Determinação experimental do coef. de absorção.....	19
3.6. Tubo de impedância computadorizado.....	20
3.7. Medição pelo método da câmara reverberante.....	26
4. Determinação analítica do coeficiente de absorção sonora	
4.1. Introdução.....	29
4.2. Constante de propagação normalizada.....	37
4.3. Equações acopladas de propagação .....	39
4.4. Relação de dispersão.....	41
4.5. Campos de pressão e velocidade.....	42
4.6. Determinação do coeficiente de absorção sonora.....	45

5. Determinação Experimental do Coeficiente de Absorção Sonora do Bidim®	
5.1. Equipamentos utilizados.....	48
5.2. Resultados obtidos pela técnica do tubo de impedância.....	48
6. Determinação Analítico/experimental do Coeficiente de Absorção Sonora do Bidim®	
6.1. Determinação da Porosidade.....	50
6.2. Fator de Perda de Energia.....	50
6.3. Compressibilidade Complexa.....	51
6.4. Resistência ao Fluxo.....	51
6.5. Resultados Obtidos pelo Método Analítico Experimental.....	53
7. Comparação dos Resultados / Conclusões	
7.1 Comparação dos Resultados Obtidos.....	55
7.2 Conclusões.....	56
Apêndice I : Comparação de Resultados :Tubo de Impedância X Câmara Reverberante.....	59
Apêndice II : Comparação do Bidim® com os materiais tradicionais.....	61
Apêndice III : Comparação dos coeficientes de absorção sonora do Bidim® obtidos pelos métodos do tubo de impedância e analítico experimental.....	63
Referências Bibliográficas.....	73

## Resumo

O principal objetivo deste estudo é estudar as características de absorção acústica das mantas de poliéster tipo não-tecido com filamentos trilobais, encontradas no mercado nacional, a fim de compará-las com as propriedades das mantas não-tecido tradicionais, com filamento circular. Este estudo é bastante importante no que tange a um melhor conhecimento das propriedades acústicas desse material alternativo, de baixo custo, que foi inicialmente desenvolvido para aplicação geotextil.

A técnica de medição adotada foi a do tubo de impedância com dois microfones, regulamentada pela norma ASTM E-1050 85a (1982).

Os resultados obtidos nos ensaios serão ainda confrontados com os estimados por métodos analíticos descritos por Uno Ingard [14].

## **Abstract**

The aim of this thesis is to study the acoustic absorption characteristics of non-woven polyester blankets with lobular filaments found in the national market in order to compare them with the properties of blankets with cylindrical filaments.

This study is very important because it allows a better knowledge of the acoustic properties of the above mentioned alternative material, which has low cost, and was initially developed for geotextile purposes.

The properties measurement will be done using the impedance tube with two microphones, which was already regulated by the ASTM E-1050 85a (1982).

Experimental results are still going to be compared with theoretical method described by Uno Ingard [14].

## Simbologia

$c$	velocidade de propagação do som
$f_c$	frequência de corte
$G_s$	massa adicional
$j$	unidade imaginária $\sqrt{-1}$
$k$	número de onda = $w/c$
$K$	compressibilidade complexa normalizada
$L$	espessura do material
$p$	pressão sonora
$p_{ms}$	pressão sonora média quadrática
$p_i$	módulo incidente da pressão sonora
$p_r$	módulo refletido da pressão sonora
$r$	coeficiente de reflexão de onda
$R$	resistência ao fluxo normalizada por unidade de espessura
$S$	razão de onda estacionária
$t$	tempo
$T$	tempo de reverberação
$Y$	porosidade
$v$	velocidade
$w$	frequência
$\alpha$	coeficiente de absorção sonora
$\Gamma_s$	fator de estrutura = $1 + G_s$
$\lambda$	comprimento de onda
$\rho$	densidade do meio de propagação
$\rho_a$	densidade aparente do material
$\rho'$	densidade das fibras do material

# 1. Introdução

## 1.1. Generalidades

Além do objetivo de determinar as propriedades de absorção sonora do **Bidim®**, em toda gama de fabricação, que são dados praticamente inexistentes na bibliografia, uma vez que este material foi originariamente desenvolvido para o mercado geotextil, e não o acústico, o grande objetivo deste trabalho é comprovar a aplicação prática de um método simples de ensaio de forma que, com o apoio de equações analíticas já conhecidas de escoamento e propagação de onda, possa-se de forma rápida e confiável determinarem-se coeficientes de absorção sonora de materiais fibrosos e porosos.

Apesar do método de ensaio aqui abordado ser descrito superficialmente em algumas fontes bibliográficas, as mesmas não apresentam resultados de ensaios práticos comparando-os com outros obtidos por métodos normalizados, indicando sua confiabilidade. Assim, visando indicar a aproximação relativa do "método analítico experimental", todos os resultados aqui encontrados foram comparados com os obtidos pelo método do tubo de impedância ou em câmara reverberante.

Tendo em vista o fato do **Bidim®** possuir baixa espessura, constatou-se que o método não apresenta bons resultados em baixas frequências mas, a medida em que tem-se uma aumento da frequência ou da espessura do material, ou seja, diminui-se a relação espessura / comprimento de onda, os coeficientes de absorção sonora obtidos por este método e pelos métodos consagrados tendem a convergir, indicando ser viável a utilização prática do mesmo, uma vez que os materiais usuais tem grandes espessuras quando comparados com o **Bidim®** utilizado em uma só camada.

Assim, como resumo, este trabalho tem como principais objetivos e contribuições:

- determinar as propriedades de absorção sonora do Bidim® em toda faixa de espessuras disponíveis no mercado, preenchendo assim a falta de informações ora existente, possibilitando sua imediata utilização por profissionais da área
- comparar resultados obtidos por métodos convencionais, como tubo de impedância e câmara reverberante, por método alternativo analítico experimental
- comprovar a viabilidade da utilização de método extremamente simples ( tipo êmbolo por gravidade ) na determinação da resistência ao fluxo de materiais.

## 1.2. Revisão Bibliográfica

Se por um lado os métodos consagrados de ensaio para determinação dos coeficientes de absorção sonora são amplamente abordados na bibliografia específica, a determinação analítica experimental é muito pouco discutida.

Apesar de haver uma série de fontes onde encontramos referências sobre os métodos usuais, dados específicos sobre materiais absorventes não são facilmente encontrados, por um lado, pela pequena gama disponível no mercado, por outro, talvez pelo pouco interesse dos fabricantes em estudar ou divulgar resultados ou ainda pela falta de recursos de institutos de pesquisa.

Assim, no estudo da absorção sonora ou no desenvolvimento de técnicas para sua determinação, não há outra alternativa que não seja a de se fazer um verdadeiro “garimpo” na pouca bibliografia disponível.

Harris [1], Beranek [15] e Ingard [14] estudaram a utilização do método analítico experimental concluindo que a resistência ao fluxo é a principal variável na determinação dos coeficientes de absorção sonora. Tais referências descrevem a utilização de um dispositivo em forma de duto onde, através de um soprador de ar e transdutores de pressão, colocados a montante e a jusante, determina-se a perda de carga através do material a ser testado e por consequência sua resistência ao fluxo. Infelizmente este método, depende de uma série de equipamentos que o tornam bastante dispendioso. Ingard [14] propôs um dispositivo bastante simples constituído por uma camisa com um êmbolo interno que, com o peso próprio desce, forçando o ar através do material a ser testado. Conhecendo-se o tempo de descida em vazio, para um dado curso, com o tempo de descida em teste pode-se então determinar a resistência ao fluxo do material. Neste trabalho utilizou-se tal dispositivo na determinação da resistência ao fluxo.

Além da resistência ao fluxo, o fator de perda, a compressibilidade e a porosidade também influem na absorção sonora do material. Harris [1], Ingard [14] [20], Beranek [15] [21], Nichols [16] e Attenborough [26] estudaram o comportamento em absorção sonora de materiais fibrosos como o Bidim® mas não dispo de dados explícitos daquelas variáveis. Ingard [14] fornece faixas características para os valores de compressibilidade e fator de perda para materiais convencionais, o mesmo ocorrendo para os estudos de Beranek [15] [21].

Não encontrando-se referências específicas para os valores de compressibilidade do material em questão, mas apenas indicação da faixa de variação para os materiais usualmente utilizados, adotou-se neste trabalho um valor característico obtido a partir de curva experimental da variação da espessura em função da pressão externa. Tendo-se em vista a grande diferença entre os valores absolutos dos níveis de pressão sonora e as pressões de aterramento utilizadas no levantamento desta curva, tomou-se o valor assintótico de compressibilidade para pressões tendendo a zero. Esta curva foi fornecida pelo fabricante do Bidim®, ou seja, a Rhodia Ster.

Quanto ao fator de perda de energia, dissipada no trabalho de deformação, Ingard [14], Nichols [16] e Beranek [15] [21] mencionam valores característicos para outros materiais. Durante os testes constatou-se que, variando-se tal valor na faixa mencionada por aqueles autores, não ocorre variação significativa no resultado final do coeficiente de absorção sonora. Assim adotou-se neste trabalho um valor característico médio.

Novamente Beranek [15] [21] e Ingard [14] [20] descrevem o modelo para transformar-se o comportamento de propagação de onda no interior de um material absorvente com estrutura fibrosa ou porosa num modelo equivalente de mesma espessura com canais paralelos, mantendo-se a resistência ao fluxo.

O comportamento do campo pressões e velocidades no interior do modelo de lâminas paralelas foi exaustivamente estudado por autores como Tietjens [22],

Schlichting [23], Landau [24] e Rouse [25] restando apenas a adequação do modelo para a aplicação em questão, conforme utilizado pelos autores anteriormente mencionados.

## 2. O Material

### 2.1. Generalidades

A manta de poliéster não-tecido, conhecida mundialmente como “*non woven*”, é obtida pela extrusão direta, ou fundida, pelo sistema “*spunbonded*” de filamentos contínuos interligados mecanicamente por agulhagem.

A matéria prima de base é um polietileno tereftalato obtido pela policondensação de:

- um diácido (ácido tereftálico puro) ou um diéster (dimetil tereftalato)
- um diol (etileno glicol)

Após a policondensação, o polímero é transformado em grãos, os quais são fundidos e filados. Os filamentos assim obtidos são resfriados, estirados e depositados sobre uma esteira rolante, cuja velocidade determina a espessura da manta. Este processo está esquematizado na figura 1.1. A obtenção dos filamentos trilobais é determinada pela seção com formato não circular da fiação de filagem.

Para dar maior coesão aos filamentos, a manta é agulhada. O tipo de agulhas e a frequência de agulhagem determinam o tipo do material a ser fabricado. A agulhagem confere à manta uma eficiência de ligação de filamentos bastante superior àquela obtida em mantas a partir de fibras ligadas por processos químicos.

Assim, o processo de fabricação dessas mantas tem como pontos fortes a alta velocidade de produção, elevado grau de automatização e portanto, a pequena possibilidade de erro humano, resultando numa qualidade final altamente controlada. Além disso, o processo mecânico de entrelaçamento e

a orientação multidirecional dos filamentos conferem à manta alta resistência e características isotrópicas.

As principais propriedades físicas do produto final são:

- ponto de fusão 260°C
- unidade de equilíbrio a 25 C e 65% U.R. 0.4 %
- inflamabilidade: auto-extinguível/ Grupo 2
- resistência ao molhado: inalterada

A resistência à luz solar deste material é também bastante grande uma vez que testes feitos em aparelhos do tipo Xenoteste mostram a superioridade do mesmo sobre produtos obtidos a partir de outros polímeros.

A aplicação das mantas não tecido poliéster é, na prática, bastante simples uma vez que podem ser facilmente cortadas com tesoura manual ou com máquinas elétricas de corte. Por ser extremamente maleável o material pode se amoldar aos mais variados contornos, sem que haja necessidade de mão de obra especializada em seu manuseio. Sua aplicação pode ser feita por simples colagem, uma vez que obtem-se bons resultados de aderência com praticamente todos adesivos encontrados no mercado. Nas diversas aplicações na indústria, como revestimento, obtiveram-se excelentes resultados colando as mantas com adesivos à base de PVA.

Pelo fato das mantas serem fabricadas exclusivamente de filamentos contínuos de poliéster, o produto final não desfibra, como ocorre com alguns produtos utilizados na área acústica, e sua resistência à fadiga é bastante alta.

Sendo constituído 100% em poliéster, o produto tem vida perene uma vez que o poliéster apresenta-se como um meio não favorável ao desenvolvimento de mofo e microorganismos, permitindo assim, sua utilização sob as mais diversas condições de uso.

No Brasil a manta não-tecido de poliéster é patenteada e fabricada pela **Rhodia-Ster**, com o nome comercial **Bidim®**, em sua Usina em São José dos Campos-SP.

O **Bidim®** é normalmente colocado à disposição no mercado sob as seguintes condições:

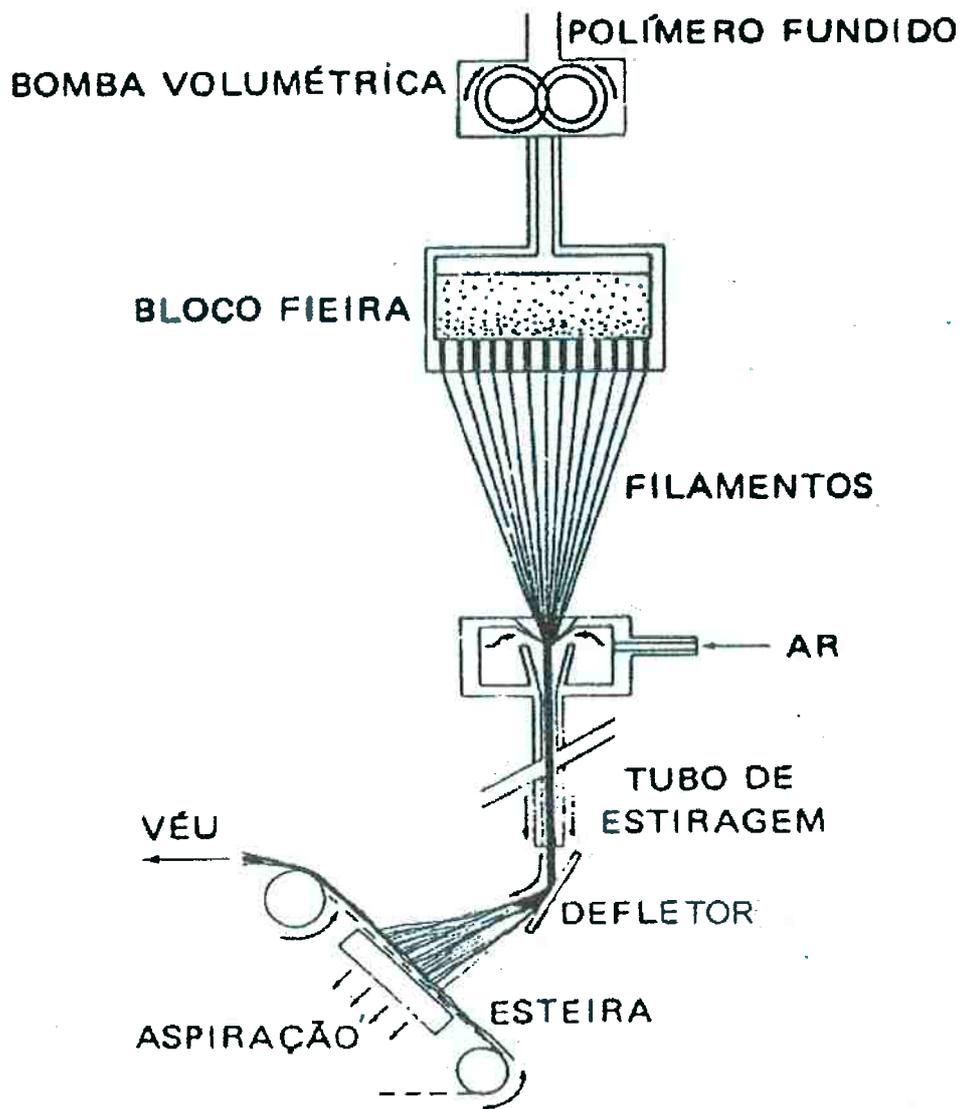
## I. MANTAS COM FILAMENTO CILÍNDRICO

Gramatura (g/m <sup>2</sup> )		90	150	200	300	350	400	450	600
Espessura Nominal (mm)		0.8	1.5	2.0	2.6	2.8	3.7	2.8	4.5
Comprimento (m)		400	400	300	200 / 210	200	150	150	100
Cor (função da largura)		B	B,P	B,C,P	B, C	C	B, P	C	C
largura 1.04 m	Peso médio (kg)	62	62	62	62	--	62	--	--
largura 1.07 m	Peso médio (kg)	--	--	64	67	--	64	--	64
largura 1.45 m	Peso médio (kg)	--	--	--	--	--	--	--	--
largura 2.05 m	Peso médio (kg)	--	123	123	123	--	123	--	--
largura 2.15 m	Peso médio (kg)	--	--	129	135	150	129	145	129

cor: P = preto C = cinza B = branco

## II. MANTAS COM FILAMENTOS TRILOBAIS

As mantas com filamentos trilobais produzidas no Brasil tem designação comercial **Bidim® Trilobal** e se encontram disponíveis no mercado nas gramaturas 90 e 400 gr/m<sup>2</sup>.



ESQUEMA DO PRINCÍPIO DE AGULHAGEM

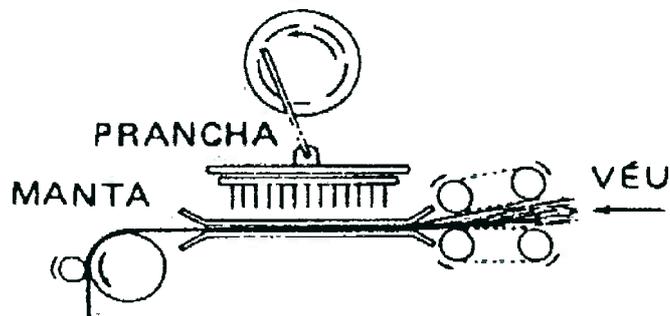


figura 2.1: Esquema do princípio de fabricação da manta não tecido

## **2.2. Utilização como Absorvente Acústico**

A manta não-tecido, devido a sua fácil aplicação e baixo custo, vem sendo bastante utilizada como absorvente acústico, apesar dos poucos dados disponíveis na bibliografia, quando comparada com outros produtos encontrados no mercado voltados para tal aplicação.

Conforme ensaios efetuados, para mantas com filamentos circulares, o material apresenta bons resultados como absorvente para médias e altas frequências. Como alternativa para melhorar a eficiência do material, devido a sua alta maleabilidade, pode-se corrugar a manta de forma a ter-se uma maior espessura, aumentando-se assim o número de moléculas do meio vibrante em contato com o material, maximizando-se o efeito de redução da energia cinética da propagação da onda.

Outra aplicação das mantas não-tecido é na maximização da perda de transmissão em painéis. Uma vez que a manta, por ser fibrosa, perde bastante energia por atrito interno quando vibra, sua aplicação sobre superfícies isolantes aumenta o amortecimento destas, minimizando assim os cavados de ressonância e do vale de coincidência da curva de atenuação. Tal aplicação tem sido comprovada com bastante sucesso na prática, não fazendo, entretanto, parte deste trabalho, a sua quantificação.

Assim se, por um lado, há um interesse potencial do mercado em utilizar a manta não-tecido, quer seja pela facilidade de aplicação, de custo, ou de eficiência absorvente, e, por outro lado, uma escassez bastante grande de dados, procurar-se-á ao longo deste trabalho quantificar toda gama de produtos disponíveis no mercado nacional, dando assim subsídios técnicos para seu aproveitamento pleno.

### 3. Técnicas Experimentais para Determinação do Coeficiente de Absorção Sonora

#### 3.1. Discussão Geral

O propósito fundamental da utilização de materiais absorventes é reduzir ou procurar eliminar efeitos de reflexão sonora em superfícies reflexivas. Quando uma onda sonora incide sobre uma superfície absorvente, parte de sua energia é dissipada internamente à mesma, enquanto que a restante é refletida. Desta forma define-se como coeficiente de absorção sonora a relação entre a energia sonora absorvida e a incidente.

O coeficiente de absorção sonora é, então, igual a unidade quando toda energia incidente é absorvida e, igual a zero, quando ocorre reflexão total.

Tal propriedade não é somente função da espessura e das propriedades físicas do material, mas também função do ângulo de incidência, intensidade e frequência da onda sonora, forma de montagem e tamanho da superfície absorvente.

As formas mais usuais para determinação do coeficiente de absorção sonora são: determinação sob incidência difusa, dada por ensaios em câmaras reverberantes e, sob incidência normal, feita em tubos de impedância.

A medição utilizando-se o tubo de impedância, fornece o valor do coeficiente de absorção para o caso de incidência normal, que é raramente encontrado em aplicações práticas. Em contrapartida, os ensaios utilizando-se o tubo de impedância demandam uma quantidade de tempo muito menor do que o requerido para a câmara reverberante, requerem amostras de tamanho reduzido, além do fato de que, para a grande maioria dos materiais, o coeficiente de absorção normal é menor do que o obtido sob incidência aleatória [ 5 ].

Assim os coeficientes obtidos pelo método do tubo refletem, via de regra, a mínima eficiência absorvente do material.

### 3.2. O Tubo de Impedância Clássico

O tubo de impedância clássico, ou tubo de onda estacionária, é um aparelho utilizado para medição do coeficiente de absorção sonora e impedância acústica de materiais. Este dispositivo consiste de um tubo de parede rígida com uma fonte sonora em uma extremidade e uma tampa com isolamento acústico na outra, onde é colocada a amostra de material a ser testada.

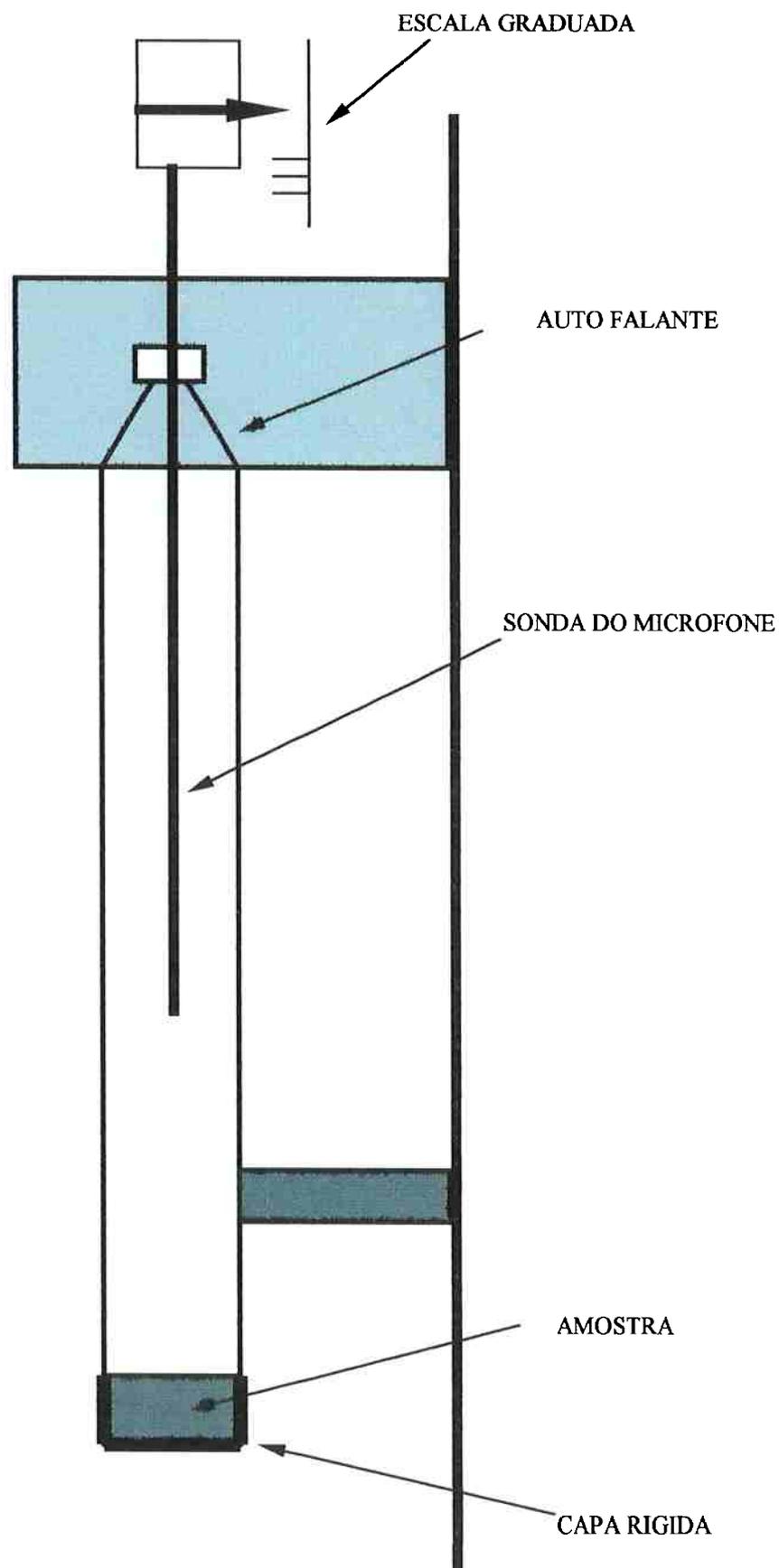
O campo de pressão sonora, internamente ao tubo, é medido através de um microfone que se move axialmente, captando assim seus pontos de máximo e mínimo.

A fonte sonora é constituída por um auto falante que, conectado a um gerador de sinais senoidais e amplificador, produz dentro do tubo uma onda estacionária.

No tubo de impedância somente existem ondas planas excitadas por tons puros, abaixo da frequência de corte, que incidem normalmente à superfície do material a ser testado.

Uma vez que as medições somente são válidas para uma faixa de frequência, onde só existem ondas planas no interior do tubo, é bastante importante a determinação da frequência de corte ou seja, o valor limite superior sob o qual somente ondas planas podem se propagar. Num tubo de seção circular uniforme, com diâmetro interno  $d$ , a menor frequência de corte é dada pela relação clássica [ 15 ]:

$$f_c = \frac{1,84 \cdot c}{\pi \cdot d} \quad (3.1)$$



**Fig 3.1. Tubo de Impedância**

### 3.3. Incidência Normal de Onda sobre uma Superfície Plana

Considerando-se uma onda plana incidindo normalmente numa superfície absorvente também plana colocada sobre uma outra superfície idealmente isolante, onde haja transmissão de energia através da mesma:

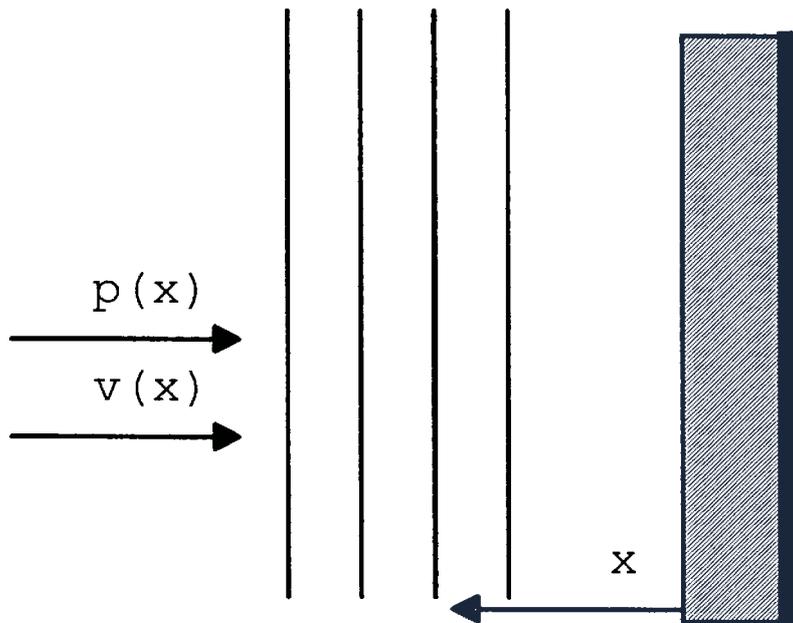


Fig 3.2 Incidência Normal de Onda

A equação de propagação da onda, em termos de pressão, é dada por [ 5 ]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

definindo-se  $k = w/c$  como "número de onda", a solução harmônica da equação acima é dada por:

$$p = p_1 e^{j(\omega t - kx)} + p_2 e^{j(\omega t + kx)} \quad (3.3)$$

O primeiro termo descreve o comportamento de uma onda que caminha no sentido oposto ao eixo x, isto é incidente, ao passo que o segundo termo descreve uma onda refletida. Ou seja:

$$p_r = p_r e^{j(\omega t + kx)} \quad (3.4)$$

Assim ( 3.3 ) pode ser reescrita na forma:

$$p = p_i e^{j(\omega t - kx)} + p_r e^{j(\omega t + kx)} \quad (3.5)$$

Definindo-se  $v_i$  e  $v_r$  como velocidades de propagação da onda incidente e refletida, a equação de propagação da onda, em termos de velocidade, é dada por:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

cuja solução é:

$$v = v_i e^{j(\omega t - kx)} - v_r e^{j(\omega t + kx)} \quad (3.7)$$

A relação entre pressão sonora e velocidade de uma partícula, para uma onda plana senoidal, é:

$$v = \frac{j}{k\rho c} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.8)$$

Para uma onda individual se propagando no ar a equação ( 3.8 ) resulta em:

$$v = \frac{p}{\rho c} \quad (3.9)$$

que substituindo-se em ( 3.7 ) vem:

$$v = \frac{P_i}{\rho c} e^{j(\omega t - kx)} - \frac{P_r}{\rho c} e^{j(\omega t - kx)} \quad (3.10)$$

Definindo-se a impedância característica (Z) do material como o valor limite em sua superfície (x = 0 ) sendo:

$$Z = \lim_{x \rightarrow 0} \left( \frac{p}{v} \right)$$

das equações ( 3.5 ) e ( 3.7 ) vem:

$$Z = \frac{P_i + P_r}{\frac{P_i}{\rho c} + \frac{P_r}{\rho c}} \quad (3.11)$$

de onde tira-se o coeficiente de reflexão acústica  $r$  :

$$r = \frac{Z - \rho c}{Z + \rho c} \quad (3.12)$$

O coeficiente de absorção acústica (  $\alpha$  ) indica a parcela de energia que é absorvida pelo material e é dada por:

$$\alpha = 1 - |r|^2 \quad (3.13)$$

### 3.4. Propagação da Onda no Interior do Tubo de Impedância

Assumindo-se que as perdas no interior do tubo de impedância são desprezíveis e que não haja transmissão de energia do interior do tubo para fora, pode-se descrever o campo de pressão acústica no interior do mesmo pela relação:

$$p(x) = p_i e^{j(\omega t - kx)} + |r| p_i e^{j(\omega t - kx + \phi)} \quad (3.14)$$

onde  $\phi$  é a diferença de fase entre as ondas incidente e refletida.

Sendo  $\omega$  o termo que define o argumento das amplitudes complexas de  $p_i$  e  $p_r$ , e sendo que, na prática, medimos apenas o valor real da pressão sonora, pode-se então escrever

$$p_{\text{medido}}(x) = p_i \cos(\omega t + kx) + |r| p_i \cos(\omega t - kx + \phi) \quad (3.15)$$

O valor obtido pelo aparelho de medição é a média quadrática no intervalo de medição  $t$ , daí:

$$p_{ms}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T p(x) dt$$

ou

$$p_{ms}^2 = \frac{1}{2} [(p_i + p_r)^2 \cos^2(kx + \phi/2) + (p_i - p_r)^2 \sin^2(kx + \phi/2)] \quad (3.16)$$

Analisando-se a expressão anterior verifica-se que  $p_{ms}^2$  tem seus valores máximo e mínimo dados respectivamente por:

$$Kx + \frac{\phi}{2} = \pm n\pi$$

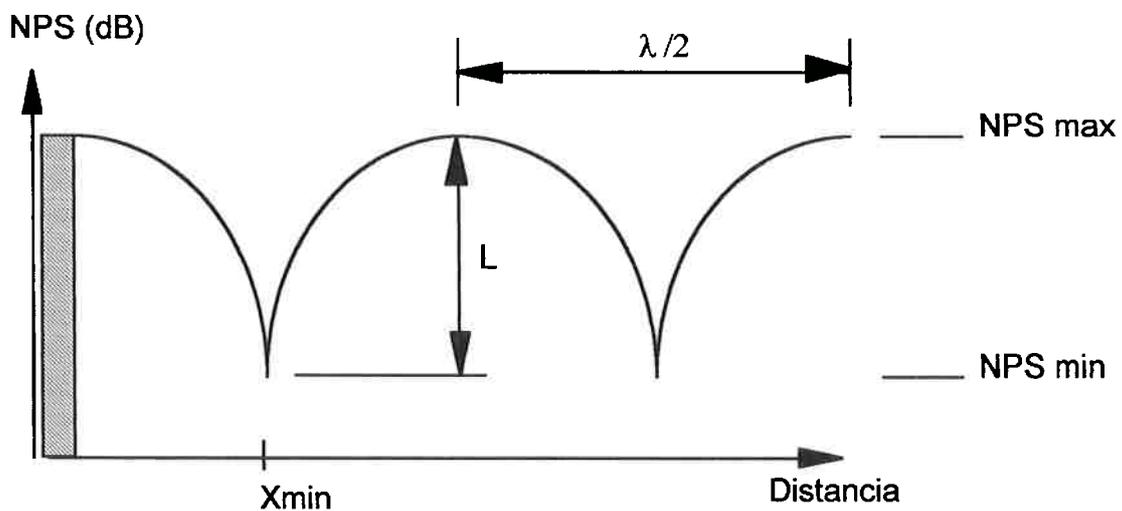
$$Kx + \frac{\phi}{2} = \pm(2n - 1)\pi$$

ou seja:

$$p_{ms}^2|_{max} = \frac{1}{2}(p_i + p_r)^2$$

$$p_{ms}^2|_{min} = \frac{1}{2}(p_i - p_r)^2$$

Desta forma no interior do tubo de impedância o campo de pressão sonora de uma onda estacionária varia com x na forma mostrada na figura abaixo:



**Fig. 3.3 : Campo Sonoro no Interior do Tubo**

A relação entre os valores máximo e mínimo de  $p_{ms}$  é chamada de razão de onda estacionária  $S$  :

$$S = \frac{p_{ms}|_{max}}{p_{ms}|_{min}} \quad (3.17)$$

ou ainda:

$$S = \frac{p_r + p_i}{p_i - p_r} = \frac{1 + |r|}{1 - |r|} = 10^{\frac{L}{20}} \quad (3.18)$$

Onde  $L$  é a diferença em dB dos níveis  $p_{ms}|_{max}$  e  $p_{ms}|_{min}$  :

$$L = 10 \cdot \log \left[ \frac{p_{ms}|_{max}^2}{p_{ms}|_{min}^2} \right] = 20 \cdot \log \left[ \frac{p_{ms}|_{max}}{p_{ms}|_{min}} \right] \quad (3.19)$$

das equações (3.12) e (3.17) tira-se então a relação entre  $\alpha$  e  $S$ :

$$\alpha = 1 - \frac{(S-1)^2}{(S+1)^2} \quad (3.20)$$

### 3.5. Determinação Experimental do Coeficiente de Absorção Sonora

Conforme descrito anteriormente, o coeficiente de absorção sonora pode ser medido utilizando-se o tubo de impedância clássico seguindo-se os passos:

- i. mede-se o primeiro máximo de pressão próximo à superfície da amostra e a primeira subsequente mínima

ii. com  $p_{ms}|_{max}$  e  $p_{ms}|_{min}$  tira-se valor de  $L$  dado em ( 3.18 )

iii. com  $L$  calcula-se então a razão de onda estacionária  $S$  e finalmente o coeficiente de absorção sonora (  $\alpha$  )

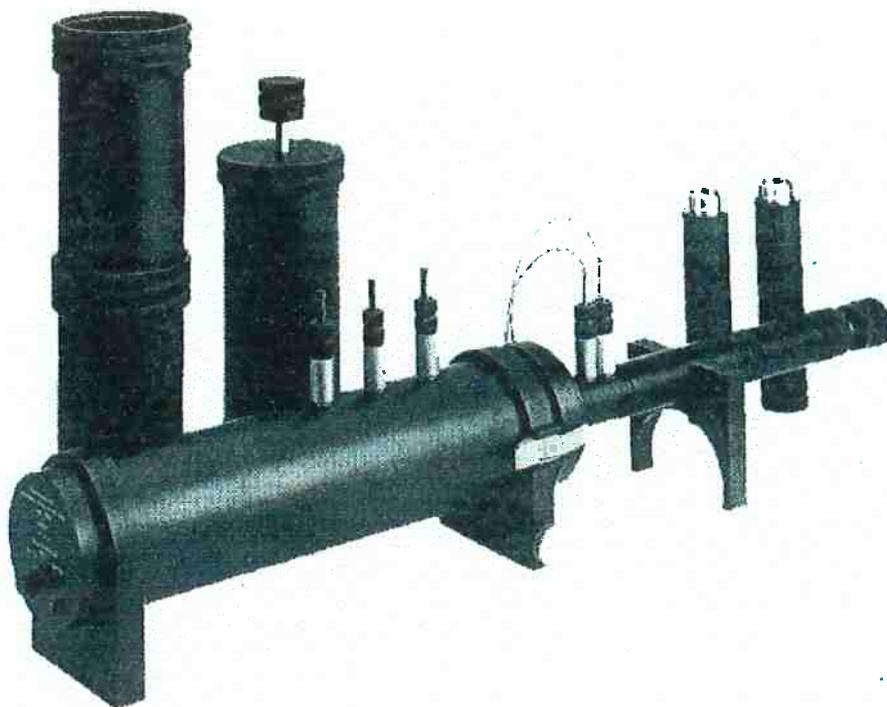
Os requisitos e procedimentos para determinação do coeficiente de absorção sonora pelo método descrito é regulamentado pela ASTM C 384-85 [4].

Uma vez que as medições são feitas em frequências discretas, com tons puros, fica evidente que são necessárias diversas medições para cobrir-se uma determinada faixa de frequência, o que demanda um tempo bastante grande para gerar-se a curva de absorção de um material.

### **3.6. Tubo de Impedância Computadorizado**

Conforme discutido anteriormente, o tubo de impedância clássico utiliza um método de medição analógico que fornece valores apenas para frequências discretas. Utilizando-se técnicas digitais de análise de sinais, é possível obter-se o coeficiente de absorção sonora numa faixa de frequências contínua excitando-se o tubo com um ruído branco e medindo-se em seu interior, em duas posições pré-determinadas, o valor da pressão sonora.

Os sinais obtidos são então processados por um analisador de frequências, de dois canais, através do qual se obtém a curva de absorção acústica do material.



**Fig. 3.4. Tubo de Dois Microfones**

Dentre as vantagens deste método, em relação ao que utiliza o tubo de impedância clássico, pode-se ressaltar:

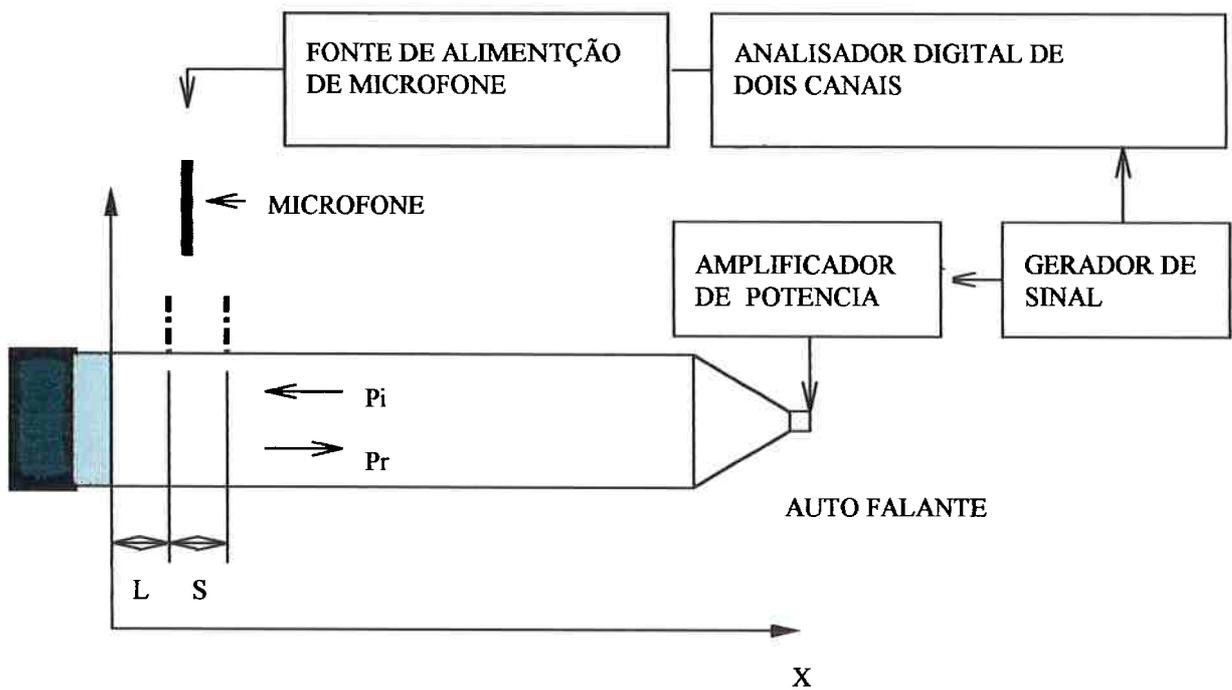
- Dispensa-se o tubo de impedância de grande comprimento. Se no método clássico se torna necessária a utilização de tubo que abranja pelo menos meio comprimento de onda, para medição dos primeiros pico e cavado, na técnica digital, o tubo deve ter um comprimento da mesma ordem de grandeza que a distância pré-determinada entre os microfones.
- O tempo necessário para levantar a curva de absorção é muito menor que naquele caso, sendo aqui obtida, para uma dada banda de frequências, de forma contínua e simultânea. Daí decorre outra

importante vantagem que é a possibilidade de detectar-se qualquer particularidade do comportamento do material em função da frequência, ao passo que, pelo método clássico a determinação de tais singularidades se torna difícil tendo em vista sua baixa resolução.

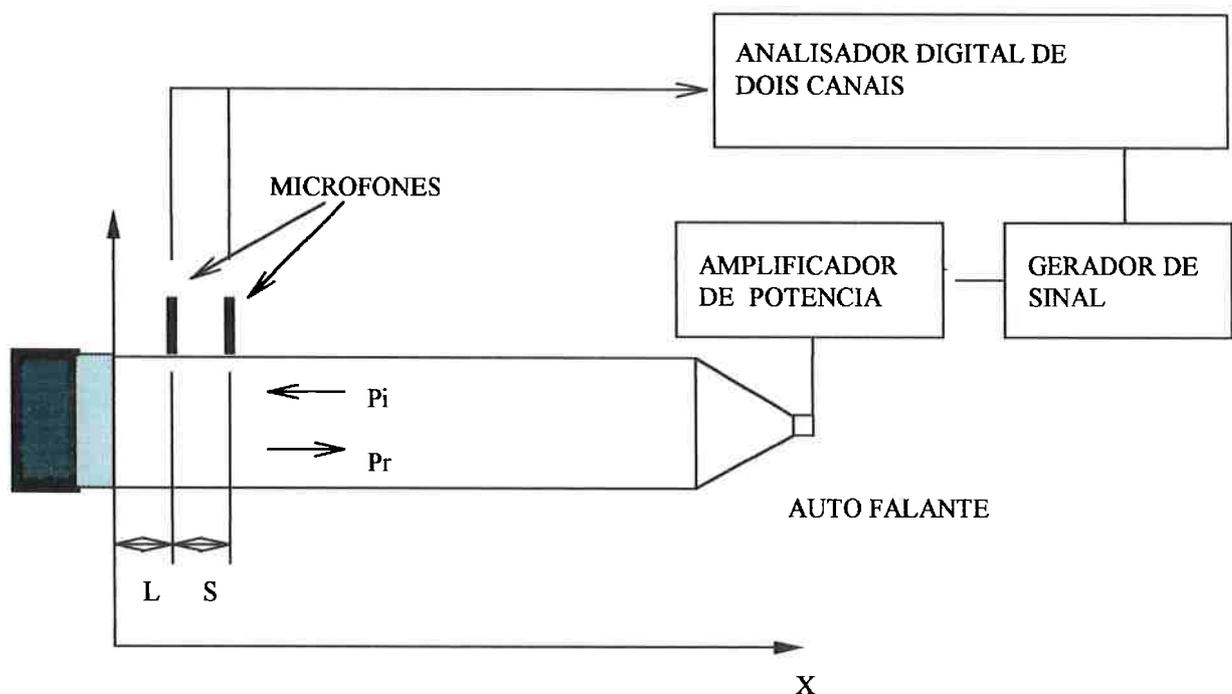
Para excitação com ruído branco, o campo sonoro no interior do tubo pode ser considerado estacionário, assim os sinais dos microfones não necessitariam ser computados simultaneamente, utilizando-se apenas um microfone para realizar as duas medições. Em cada medição é obtida a função de transferência entre o sinal do microfone e o sinal do gerador responsável pelo campo sonoro no interior do tubo. A grande vantagem da utilização de apenas um microfone é a eliminação de erros sistemáticos de diferença de amplitude, fase e eventuais diferenças entre os dois canais de medição [3].

Se por um lado a utilização de apenas um microfone visa evitar-se uma série de dificuldades computacionais necessárias para correção das eventuais diferenças existentes entre os dois canais, pelo método dos dois microfones, uma vez ajustados tais fatores, o tempo requerido para medição é menor. No presente trabalho será discutido apenas o método dos dois microfones, tendo em vista que, para condução das medições, se utilizará um sistema especialista gerenciado por computador que permite conduzi-las de forma bastante rápida.

O procedimento para determinação do coeficiente de absorção sonora utilizando-se a técnica dos dois microfones é regulamentado pela ASTM E-1050 85a (1982).



**Fig. 3.5. Esquema da Técnica de Um Microfone**



**Fig. 3.6. Esquema da Técnica de Dois Microfones**

Conforme mencionado, o método dos dois microfones envolve a decomposição do campo de pressão sonora de um ruído branco estacionário em suas componentes incidente ( $P_i$ ) e refletida ( $P_r$ ). Dessas componentes, nas posições dos microfones, são então calculadas três funções de transferência:

$H_1$  : função de transferência de frequência

$H_i$  : função de transferência associada à componente incidente

$H_r$  : função de transferência associada à componente refletida

Com as três funções de transferência o coeficiente de reflexão acústica é dado por [9]:

$$r = \left( \frac{H_1 - H_i}{H_i - H_r} \right) e^{j2k(1+s)} \quad (3.21)$$

onde:  $l$  é a distância entre o primeiro microfone e a face da amostra

$s$  é a distância entre os dois microfones

Assim, uma vez obtido o coeficiente de reflexão acústica, pode-se determinar o coeficiente de absorção sonora pela relação (3.12).

A fim de eliminarem-se os possíveis erros de medição decorrentes das diferenças existentes entre os dois canais, a calibração do conjunto deve obrigatoriamente anteceder qualquer ensaio. Durante o procedimento de calibração, a função de transferência de frequência é calculada primeiramente com os microfones em suas posições originais, e posteriormente invertendo-se os mesmos.

Durante calibração as funções de transferência de frequência, para os microfones na posição inicial ( $H_{e1}$ ) e invertidos ( $H_{e2}$ ) são calculados como [9]:

$$H_{c1} = |H_{c1}| e^{j\phi_1}$$

e

$$H_{c2} = |H_{c2}| e^{j\phi_2}$$

onde  $\phi_1$  e  $\phi_2$  são as fases de calibração das funções de transferência de frequência.

A partir desses valores, o fator de calibração ( $H_c$ ) é calculado como:

$$H_c = |H_c| e^{j\phi} \quad (3.22)$$

Sendo:

$$|H_c| = \sqrt{|H_{c1}| |H_{c2}|}$$

e

$$\phi_c = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2}$$

Esse fator de calibração é então incorporado a qualquer função de transferência obtida para a configuração calibrada do tubo de impedância, obtendo-se assim valores não afetados por diferenças de fase ou amplitude existentes entre os dois canais.

Admitindo-se que, com os microfones na posição inicial, obtem-se uma função de transferência  $H$ :

$$H = |H| e^{j\phi} \quad (3.23)$$

Incorporando-se o fator de correção, a correção é feita, obtendo-se, então, a função de transferência desejada  $H_1$  que permite obter-se a curva de absorção desejada da amostra:

$$H_1 = \frac{H}{H_c} = |H_1| e^{j\phi_h} \quad (3.24)$$

Sendo:  $|H_1| = \frac{|H|}{|H_c|}$  e  $\phi_h = \phi - \phi_c$

### 3.7. Medição do Coeficiente de Absorção Utilizando-se o Método da Câmara Reverberante

Este método baseia-se no fato de que o decaimento da energia sonora, no interior de um ambiente, é função do coeficiente de absorção sonora de suas paredes. A câmara reverberante é internamente construída com superfícies altamente reflexivas, sendo que várias câmaras tem formatos irregulares, protuberâncias internas ou fontes sonoras rotativas com o intuito de aumentar a difusibilidade do som em seu interior, propiciando assim, dentro da mesma, um campo sonoro difuso ou uniformemente incidente em todas as direções.

Para medição do coeficiente de absorção sonora, numa câmara reverberante, gera-se um sinal sonoro, com frequência determinada, que é subitamente cortado, medindo-se assim o tempo de decaimento do nível de pressão sonora. O tempo de reverberação é definido como o tempo requerido para que a pressão sonora caia de 60 dB.

Tendo-se levantada a característica de decaimento da câmara de medição, para toda faixa de frequência em que se tem interesse, coloca-se em seu interior uma amostra do material a ser medido repetindo-se então o procedimento anteriormente descrito.

Com os dados de ambas as medições pode-se, então, calcular o coeficiente de absorção sonora do material, utilizando-se uma das equações que relacionam tal coeficiente com o tempo de reverberação. A relação mais comumente utilizada foi desenvolvida empiricamente pelo prof. Wallace Sabine, da Universidade de Harvard:

$$T = 0.161 \frac{V}{\sum_{i=1}^n A_i} \quad (3.25)$$

Onde:  $T$  = tempo de reverberação ( s )

$V$  = volume da câmara (  $m^3$  )

$A_i$  = área de absorção Sabine da  $i$ -ésima superfície constituinte da câmara (  $m^2$  )

O coeficiente de absorção *Sabine* é definido como sendo o produto do coeficiente de absorção (  $\alpha$  ) pela sua área superficial de absorção (  $S$  ):

$$\sum_{i=1}^n A_i = \sum_{i=1}^n S_i \alpha_i \quad (3.26)$$

Sendo  $T_o$  e  $T_s$  os tempos de reverberação medidos nas condições de câmara vazia e com amostra, respectivamente, o coeficiente de absorção sonora, para incidência aleatória, é dado por [2]:

$$\alpha = 0.161 \frac{V}{S_{amostra}} \left( \frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_o} \right) + \alpha. \quad (3.27)$$

onde:  $S_{amostra}$  é a área de absorção do material a ser medido

$\alpha_s$  é o coeficiente de absorção sonora da superfície sobre a qual está a amostra

Em alguns casos, neste tipo de ensaio, obtêm-se valores de coeficientes de absorção maiores que a unidade. Essa aparente violação das leis físicas ocorre devido à difração de onda nas bordas da amostra, ou nos casos em que o material a ser medido é montado afastado da superfície da câmara, majorando assim sua área absorvente. Normalmente quando isso ocorre ajusta-se o valor determinado para o valor limite de 0.99.

Métodos padronizados de ensaio, para determinação do coeficiente de absorção sonora, são normalizados por uma série de normas, entre elas BS 3638, ASTM-C423 e ISO/R354.

## 4. Determinação Analítica do Coeficiente de Absorção Sonora

### 4.1. Introdução

Todo desenvolvimento teórico será feito assumindo-se que o material se comporta como um meio isotrópico a fim de relacionar-se a interação do meio de propagação da onda com o material propriamente dito, tratando, desta forma, o problema como a propagação de onda entre dois meios compressíveis [14].

Assim, para determinação analítica do coeficiente de absorção sonora, é necessário o conhecimento de alguns parâmetros físicos que, combinados, descreverão o comportamento acústico de absorção do material. Esses parâmetros são determinados experimentalmente, e são definidos:

#### 4.1.1. Porosidade ( $Y$ )

A porosidade de um dado material pode ser definida como sendo a fração volumétrica de vazios contida no mesmo. Essa grandeza é, então, expressa em termos da densidade aparente (  $\rho_a$  ) e da densidade do material constituinte da amostra (  $\rho'$  ):

$$Y = 1 - \frac{\rho_a}{\rho'} \quad (4.1)$$

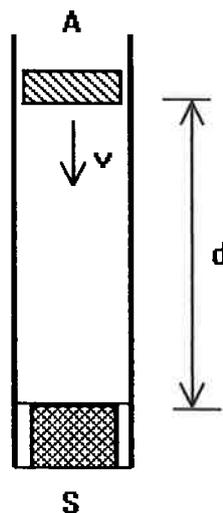
#### 4.1.2. Resistência ao Fluxo ( $R$ )

A resistência ao fluxo é definida como sendo a relação entre a queda de pressão e a velocidade média do fluxo através de um elemento permeável. Frequentemente esta variável é normalizada em relação à impedância de onda  $\rho.c$  (  $\rho$  densidade do meio e  $c$  a velocidade de propagação ).

A nível microscópico, a resistência ao fluxo é determinada pela largura equivalente dos canais existentes entre as fibras ou poros do material, daí a razão pela qual, no estudo de materiais complexos, utiliza-se analogia de

escoamento entre o mesmo e uma grade com canais uniformes paralelos de dimensões conhecidas para a qual o comportamento do escoamento é analiticamente determinavel.

A resistência ao fluxo é determinada por métodos experimentais onde, normalmente, submete-se a amostra a um fluxo forçado, medindo-se assim a diferença de pressão entre suas faces, para o que se faz necessário dispor de medidores de vazão e pressão, o que torna o experimento bastante difícil. A fim de facilitar a determinação de  $R$ , adotou-se um dispositivo de construção bastante simples, conforme mostrado na figura 3.1.



**Fig. 4.1. Dispositivo para Medição da Resistência ao Fluxo**

Conforme pode-se ver na figura, a velocidade do êmbolo depende da resistência ao fluxo do material, assim, o tempo que o mesmo leva para percorrer uma distância pré determinada  $d$  no tubo, a massa do êmbolo e a relação entre áreas da amostra e do tubo podem ser relacionadas na forma [14]:

$$R = C \frac{MgS}{dA^2} t \quad (4.2)$$

onde :  $M$  é a massa do êmbolo

- g é a aceleração da gravidade
- S é a área seccional da amostra
- A é a área seccional do tubo
- t é o tempo que o embolo demora para se deslocar de d
- C é um parâmetro de correção que leva em conta possíveis vazamentos de ar entre o embolo e o tubo e o atrito entre estas partes:

$$C = \frac{1 - \frac{t_0}{t}}{1 - \frac{t}{t_\infty}}$$

- $t_0$  é o tempo de deslocamento com o tubo sem amostra
- $t_\infty$  é o tempo de deslocamento com o tubo fechado

Neste trabalho foi adotado um tubo de metálico, usinado e polido internamente com diâmetro interno de 42 mm, comprimento total de 450 mm, sendo apenas 325 mm adotado como comprimento de curso útil. O êmbolo, também metálico, tem vedação entre as paredes da camisa e seu corpo obtida através de uma gaxeta de neoprene e, a fim de minimizarem-se os efeitos de atrito, a camisa foi lubrificada internamente com vaselina líquida. A massa total do êmbolo com haste é de 148 grs. As amostras foram colocadas na extremidade inferior do tubo através de um dispositivo de encaixe fabricado de forma a não permitir o vazamento de ar pelas laterais da amostra.

#### **4.1.3.Fator de Estrutura ( $\Gamma_s$ )**

A interação entre a onda incidente e o material absorvente não tem apenas caráter resistivo, devido às forças viscosas, mas também reativo, por efeitos inerciais. Quando a onda sonora é forçada a passar pelos interstícios do material absorvente, a mesma sofre uma série de mudanças de direção, com variações aleatórias de aceleração, transferindo, assim, ao material, forças de reação inerciais. Uma vez que todo estudo será feito em termos de velocidades

e acelerações médias, tal efeito é compensado pela introdução do conceito de massa virtual, que é aquela massa que, considerando-se aceleração e velocidade médias, geraria a mesma magnitude de esforços viscosos e inerciais ocorrentes no escoamento real.

Normalmente o fator de estrutura é expresso como  $\Gamma_s = I + G_s$  onde o termo  $G_s$  é a massa adicional.

#### **4.1.4. Compressibilidade Complexa**

As propriedades elásticas do material tem uma importância bastante grande em seu comportamento absorvente, principalmente em baixas frequências. A elasticidade de elementos flexíveis é, no estudo de absorção, representada através de sua compressibilidade complexa. Uma vez que o efeito do ar no material é levado em conta, no decorrer do desenvolvimento teórico, através de sua própria compressibilidade e sua interação viscosa e inercial com as fibras do material, a determinação da compressibilidade complexa deve ser feita colocando-se a amostra numa câmara de vácuo, tirando assim a influência do ar no interior do material.

A determinação da compressibilidade complexa é feita a partir da determinação do módulo de elasticidade do material e de seu fator de perda de energia ( $\eta$ ). Este fator relaciona o quando de energia é dissipada pelo material a cada ciclo de vibração.

Normalmente o módulo de elasticidade é determinado colocando-se um "sanduiche" formado por uma amostra do material colada entre duas placas rígidas dentro de uma câmara de vácuo. A função das placas é possibilitar a colocação de acelerômetros ( A1 e A2 ), e assentar o "sanduiche" no piso da câmara. O conjunto então é excitado axialmente com vibrações aleatórias, medindo-se assim a relação complexa entre as amplitudes de velocidade das placas através de um analisador FFT de dois canais.

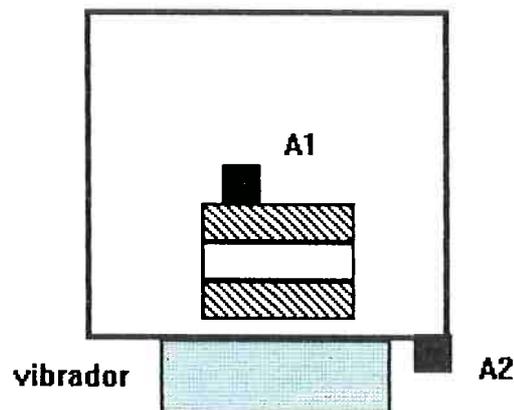
As massas das placas são convenientemente escolhidas a fim de adequar a frequência natural do conjunto fora da faixa de frequências em que se submete a amostra.

Desta forma, conhecendo-se a geometria da amostra, através de um modelo massa-mola com um grau de liberdade, baseando-se na relação de velocidades entre suas extremidades, pode-se determinar o módulo de elasticidade complexo do material  $E(1+j\eta)$  que é o inverso da compressibilidade.

Assim a compressibilidade complexa normalizada ( $\bar{K}$ ), em relação ao ar, é dada por:

$$\bar{K} = \frac{c^2 \rho}{E} \quad (4.3)$$

Onde, na expressão acima,  $c^2 \rho$  é o módulo do ar ( $\approx 1.4 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ ).



**Fig. 4.2 : Dispositivo para Determinação da Compressibilidade Complexa**

Infelizmente, devido a dificuldade de determinação do fator de perda e do módulo de elasticidade, dispõe-se de muito poucas referências na bibliografia, até mesmo para os materiais mais utilizados.

Por outro lado o comportamento acústico do material pode ser expresso assumindo-se o mesmo como tendo comportamentos extremos, rígido ou solto, dependendo do valor de sua frequência característica  $f_m$ . Assim, define-se como característica aquela frequência na qual a onda incidente iguala os esforços viscosos aos inerciais, e é dada por:

$$f_m = \frac{r_o}{M2\pi} \quad (4.4)$$

Sendo  $r_o$  a resistência ao fluxo normalizada por unidade de comprimento, dada por:

$$r_o = \frac{R}{\rho cL} \quad (4.5)$$

Assim, para uma onda incidente com frequência  $f$  tem-se que se  $f \gg f_m$ , as forças inerciais serão dominantes, assim, sob o ponto de vista de absorção, o material se comporta como rígido, isto é,  $\bar{K} \rightarrow 0$ . Por outro lado, quando  $f \ll f_m$  as forças viscosas serão dominantes, e o material se comporta como solto, isto é,  $\bar{K} \rightarrow \infty$ . Para os materiais aqui abordados o mínimo valor de  $f_m$  é obtido para o material com 600 gr/m<sup>2</sup>, ou seja,  $f_m \approx 5800$  Hz. Logo, para a faixa de frequências de interesse os materiais não tem comportamento rígido.

Para o ar a compressibilidade complexa é definida por [14]:

$$\bar{k} = \frac{1}{\rho} \left( \frac{d\rho}{dP} \right) = \frac{1}{P\gamma} \left[ 1 + (\gamma - 1) e^{-ky} e^{*ky} \right] \quad (4.6)$$

onde:  $\gamma = C_p / C_v$

$P$  é a pressão ambiente

$k_s = (1 + j) / d_s$  sendo  $d_s$  a espessura da camada limite térmica

$y$  é a distância da superfície ao ponto em consideração.

Relembrando que o escoamento será sempre discretizado tomando-se um material equivalente de lâminas paralelas, com vão entre lâminas  $2a$ , com mesma resistência equivalente do material em estudo. Nesse modelo simplificado a espessura da camada limite térmica, para dada frequência  $\omega$ , é dada por:

$$d_h = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C_p w}} \quad (4.7)$$

sendo  $\kappa$  o coeficiente de condução térmica do ar.

A relação entre as espessuras viscosa e térmica da camada limite, para o modelo em questão, é dada pelo *Número de Prandtl* (Pr):

$$\frac{d_h}{d_v} = \sqrt{\text{Pr}} \quad (4.8)$$

Vale a pena notar que, próximos a parede ( $y=0$ ), a compressibilidade assume o valor isotérmico ( $k = 1/\rho$ ) e, ao longe o valor isoentrópico ( $k = 1/\rho\gamma$ ). Em pontos intermediários a compressibilidade tem valor complexo.

Na ausência de condução de calor, a compressibilidade assume valor real, e a pressão e densidade estão em fase.

#### **4.1.5. Densidade Complexa**

Pode-se definir a densidade complexa do material como sendo a parcela complexa da massa, num modelo massa-mola, que nos dá força de atrito proporcional à velocidade. Assim esta grandeza pode ser escrita na forma [14]:

$$\bar{\rho} = \left(1 + j \frac{z}{w\rho}\right) \rho = \left(\Gamma_s + j \frac{z_v}{w\rho}\right) \rho \quad (4.9)$$

onde  $z = z_v - jwG_s\rho$  é a impedância de interação específica por unidade de comprimento. Sendo que o termo  $z_v$  leva em conta as forças de interação viscosas num canal de largura  $2a$ , e é dado por [ 14 ]:

$$z_v = \frac{1}{Y}(-jw\rho) \frac{F_v}{1-F_v} \quad (4.10)$$

Onde o fator  $F_v$  é determinado em função da relação entre a espessura da camada limite viscosa e a meia distância entre as faces paralelas do modelo simplificado de escoamento com mesma resistência ao fluxo normalizada. Nesse caso temos [14]:

$$a/d_v = \sqrt{3w\rho/2r_o Y} = \sqrt{3kL/2RY} \quad (4.11)$$

e

$$F_v = \frac{\tan\left[\frac{a}{d_v}\right]}{a/d_v} \quad (4.12)$$

Adicionando-se à equação (3.10) o termo de reatância da massa adicional devido à presença do material absorvente, a impedância total de interação ar-material pode ser expressa por:

$$z = -jG_s w\rho + z_v = \frac{-jw\rho}{Y} \left[ G_s Y + \frac{F_v}{1-F_v} \right] \quad (4.13)$$

Adicionando-se na expressão acima a reatância de massa por unidade de volume  $-jw\rho$  obtemos a impedância específica por unidade de comprimento do material  $z_1 = -jw\rho + z_v$  e sua correspondente densidade complexa, definida por:

$$\frac{\bar{\rho}}{\rho} = 1 + G_s + \frac{1}{Y} \frac{F_v}{1-F_v} \equiv \Gamma_s + \frac{1}{Y} \frac{F_v}{1-F_v} \quad (4.14)$$

Normalmente o coeficiente de absorção sonora tem dependência muito pequena com a massa adicional  $G_s$  de forma que tem-se muito pouca diferença no resultado assumir-se tal valor como nulo [14].

Ainda no modelo de canal com lâminas paralelas, a compressibilidade complexa é dada por:

$$\frac{\bar{k}}{k} = 1 + (\gamma - 1)F_h \quad (4.15)$$

De maneira análoga a  $F_v$ , a função  $F_h$  que relaciona a espessura da camada limite térmica com a meia distância entre as faces entre lâminas do modelo simplificado, é definida como:

$$F_h = \frac{\tan\left[\frac{a}{d_h}\right]}{a/d_h} \quad (4.16)$$

#### 4.2. Constante de Propagação Normalizada ( $Q$ )

A equação de propagação da onda, em termos da pressão, é dada por [14]:

$$\nabla^2 p + Y\bar{k}p\bar{\rho} = 0 \quad (4.17)$$

Expressando a amplitude complexa do campo de pressão  $p(x,y,z,w)$  como sendo uma superposição de ondas na forma  $\exp(jq_x x + jq_y y + jq_z z)$ , vem:

$q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = \left(\frac{w}{c}\right)^2$ . Ou ainda, substituído-se em ( 3.17 ):

$$q^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2 = \left(\frac{w}{c}\right)^2 \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho}\right) \left(Y \frac{\bar{k}}{k}\right) \quad (4.18)$$

Onde, conforme já dito,  $k = \frac{1}{c^2 \rho}$  é a compressibilidade isoentrópica.

Assim define-se a constante normalizada de propagação como:

$$Q \equiv \frac{q}{w/c} \equiv Q_r + Q_i = \sqrt{\left(\frac{\rho}{\rho} Y \frac{k}{k}\right)} \quad (4.19)$$

A parte real da constante de propagação normalizada nos fornece a razão entre a velocidade do som em campo aberto e a fase da velocidade de propagação da onda no material, ao passo que, a parte imaginária fornece o decaimento  $\exp(-k Q_x)$  no qual a distância de um comprimento de onda é  $\exp(-2\pi Q)$ .

A figura 4.3 mostra, para um material típico absorvente, com porosidade  $Y=0.95$  e fator de estrutura  $\Gamma_s=1.3$ , as partes real e imaginária em função da frequência normalizada  $f/f_1$  onde  $f_1 = \frac{r_0}{2\pi\rho}$

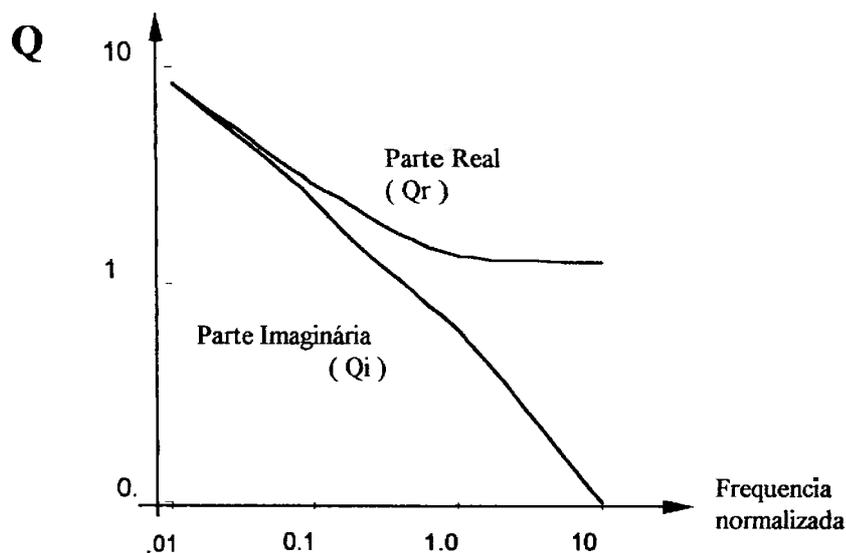


Fig. 4.3: Partes real e imaginária da constante de propagação normalizada

Q

### 4.3. Equações Acopladas de Propagação

Conforme já mencionado, o material absorvente é assumido como um meio isotrópico equivalente levando em conta sua compressibilidade. Assim define-se  $k'$  e  $\rho'$  como sendo, respectivamente, a compressibilidade e a densidade das fibras componentes do material absorvente que tem compressibilidade do conjunto igual a  $K$ . A massa por unidade de volume do material é então dada por  $M=(1-Y) \rho'$ .

Definindo-se  $\bar{v}$  como sendo a velocidade média do ar propagando-se no material absorvente e  $Y'= 1-Y$ , tem-se como equações de conservação da massa:

$$Y \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial Y}{\partial t} + \rho \operatorname{div}(\bar{v}) = 0 \quad (4.20)$$

$$Y' \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho' \frac{\partial Y'}{\partial t} + Y' \rho' \operatorname{div}(\bar{v}) = 0$$

Uma vez que o material é assumido como um meio isotrópico, pode-se considerar a propagação da onda como em campo livre, daí, sendo  $p$  a pressão, pode-se escrever :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} = k \frac{\partial p}{\partial t} \quad \text{onde } k \text{ é a compressibilidade isoentrópica}$$

$$\frac{1}{Y'} \frac{\partial Y'}{\partial t} = K \frac{\partial p'}{\partial t} \quad \text{onde } p' \text{ é a pressão no interior do material}$$

$$\frac{1}{\rho'} \frac{\partial \rho'}{\partial t} \approx k' \frac{\partial p}{\partial t} \quad \text{assumindo-se que a pressão incidente é responsável pelo efeito de compressão das fibras constituintes do material. Esse efeito normalmente é desprezado.}$$

Baseando-se nessas relações, as equações de amplitude complexa dadas em ( 3 .20 ) podem ser reescritas como ( com  $\partial / \partial \rightarrow -j\omega$  ):

$$\begin{aligned} jY' w \bar{K} p' - jY w \bar{k} p &= -\text{div}(\vec{v}) \\ -jw \bar{K} p' - jw \bar{k}' &= -\text{div}(\vec{v}) \end{aligned} \quad (4.21)$$

Onde assumiu-se  $\partial Y = -\partial Y' = -Y \bar{K} p'$  na primeira equação.

As equações que relacionam o equilíbrio de momentos entre o fluido e o “meio” estrutura podem ser escritas na forma:

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} = -z_v(t)(\vec{v} - \vec{v}') - \frac{\partial \rho G_s(\vec{v} - \vec{v}')}{\partial t} - \text{grad}(p) \quad (4.22)$$

Onde  $\text{grad}(p)$  representa a rigidez ou força de restauração do material.

Sendo a impedância de interação  $z = z_v - jG_s w \rho$ , a equação de amplitude complexa pode ser escrita como:

$$-jw \bar{\rho} \vec{v} = z \vec{v}' - \text{grad}(p) \quad (4.23)$$

onde  $-jw \bar{\rho} = -jw \rho + z = -jw \rho \left(1 + \frac{jz}{w \rho}\right) = -jw \rho \left(\Gamma_s + \frac{jz}{w \rho}\right)$

Analogamente, para o material absorvente, a equação de amplitude complexa é:

$$-jw \bar{M} \vec{v}' = z \vec{v} - \text{grad}(p') \quad (4.24)$$

$$\bar{M} = M \left(1 + \frac{jz}{w M}\right)$$

Combinando-se as equações (4.21) e (4.23-24) vem:

$$\begin{aligned} \nabla p + Y\omega^2 \bar{\rho} \bar{k} \left(1 - jz\bar{k}' / \omega\bar{\rho}Y\bar{k}\right) p &= j\omega z\bar{K} \left(1 - jY\bar{w}\bar{\rho} / z\right) p' \\ \nabla p' + \omega^2 \bar{M} \bar{K} \left(1 + jYz / \omega\bar{M}\right) p &= j\omega zY\bar{k} \left(1 + jw\bar{k}'\bar{M} / Yz\bar{k}\right) p \end{aligned} \quad (4.25)$$

#### 4.4. Relação de Dispersão

Sendo  $q_x$ ,  $q_y$  e  $q_z$  componentes da constante de propagação  $q$  que exprimem a amplitude do campo de pressão complexo, pode-se obter a relação de dispersão para a onda, no material absorvente, introduzindo em ( 4.25 ) essa correlação espacial, obtendo:

$$\begin{aligned} \left[-q^2 + \left(\frac{w}{c}\right)^2 \Lambda_s^2\right] p &= (jwz\bar{K})\Omega_s p' \\ \left[-q^2 + \left(\frac{w}{c}\right)^2 \Lambda_s^2\right] p' &= (jwYz)\Omega_p p \end{aligned} \quad (4.26)$$

Onde:

$$\Lambda_s^2 = \frac{\bar{\rho} Y\bar{k}}{k\rho} \left(1 - jz\bar{k}' / wk\rho'\right)$$

$$\Lambda_p^2 = \frac{\bar{M} \bar{K}}{k\rho} \left(1 + jzY' / w\bar{M}\right)$$

$$\Omega_s = 1 - jY'\bar{w}\bar{\rho} / z$$

$$\Omega_p = 1 + jw\bar{M}\bar{k}' / Yz\bar{k}$$

Para as mantas poliéster, e para os materiais absorventes fibrosos, em geral, a compressibilidade das fibras é muito menor que a da manta, isto é,  $k'$  é desprezível, assim  $\Omega_a \rightarrow 0$ . Ainda, para a grande maioria dos materiais de interesse  $Y = 1 - Y \ll 1$  razão pela qual pode-se admitir que  $\Omega_a \approx 1$ . Ainda, dentro dessas considerações, vem  $\Lambda_a^2 \approx Y \bar{\rho} \bar{k} / \rho k$  e  $\Lambda_s^2 \approx \bar{M} \bar{K} / \rho k$ .

Assim a relação de dispersão, dada na em ( 4.26 ) pode ser reescrita, em termos da constante de propagação normalizada  $Q = q/(w/c)$  :

$$Q^4 - (\Lambda_a^2 + \Lambda_s^2)Q^2 + \Lambda_a^2\Lambda_s^2 + \Psi \quad (4.27)$$

$$\text{onde } \Psi = Y \frac{\bar{K} \bar{k}}{k k} \left( \frac{z}{w\rho} \right)^2$$

A equação ( 4.27 ) apresenta duas soluções, correspondendo aos dois modos característicos de propagação do sistema:

$$Q_1 = \frac{1}{2}(\Lambda_a^2 + \Lambda_s^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(\Lambda_a^2 - \Lambda_s^2)^2 - 4\Psi}$$

$$Q_2 = \frac{1}{2}(\Lambda_a^2 + \Lambda_s^2) - \frac{1}{2}\sqrt{(\Lambda_a^2 - \Lambda_s^2)^2 - 4\Psi} \quad (4.28)$$

#### 4.5. Campos de Pressão e Velocidade

##### Relação de Pressões

Substituindo-se os modos característicos de propagação  $Q_1$  e  $Q_2$  em (4.26) obtemos a relação pressões  $p'/p$  para cada modo. Assim, em termos da constante de propagação normalizada, vem:

$$\Pi_1 \equiv \frac{p'}{p} = \frac{Q_1 - \Lambda_1^2}{\left(\frac{-jz}{w\rho}\right)\left(\frac{\bar{K}}{k}\right)} = \frac{(-jYz/w\rho)(\bar{k}/k)}{Q_1 - \Lambda_1^2}$$

e

(4.29)

$$\Pi_2 \equiv \frac{p'}{p} = \frac{Q_2 - \Lambda_2^2}{\left(\frac{-jz}{w\rho}\right)\left(\frac{\bar{K}}{k}\right)} = \frac{(-jYz/w\rho)(\bar{k}/k)}{Q_2 - \Lambda_2^2}$$

### Relação de Velocidades

A relação de velocidades  $v'/v$  é obtida a partir das equações 4.23 - 24, resultando em :

$$U_1 \equiv \frac{v'}{v} = \frac{jw\bar{\rho} \Pi_1 - z}{jw \bar{M} - z\Pi_1}$$

(4.30)

$$U_2 \equiv \frac{v'}{v} = \frac{jw\bar{\rho} \Pi_2 - z}{jw \bar{M} - z\Pi_2}$$

Onde  $\Pi_1$  e  $\Pi_2$  são dados nas equações (4.29).

Na prática os dois campos acima expostos coexistem, sendo que a definição relativa entre suas intensidades é função do grau de interação entre o material absorvente e o meio de propagação que o circunda. Se raciocinar-se em termos de uma fraca interação entre os dois meios, os modos de propagação podem ser definidos como sendo o modo do meio e o modo do material (que aqui foi considerado como isotrópico). Assim, na medida em que ocorre interação entre os meios crescente, o modo resultante se torna uma superposição dos dois. No presente trabalho se discutirá apenas o caso em que essa interação é bastante forte, referindo-se assim à utilização da manta poliéster que apresenta uma superfície exposta de grande porosidade superficial.

Assumindo-se como coordenadas  $x=0$  a superfície posterior da amostra, posicionada contra superfície rígida assumida reflexiva, e  $x=-L$  na face frontal,

onde a onda incide, o campo de velocidades pode ser escrito, para propagação normal à superfície:

$$Q \equiv Q_x = \frac{q_x}{w/c}$$

$$v_x = \left[ A_1 \sin(q_{1x}) + A_2 \sin(q_{2x}) \right] e^{k_y y}$$

e

$$v'_x = \left[ A_1 U_1 \sin(q_{1x}) + A_2 U_2 \sin(q_{2x}) \right] e^{k_y y} \quad (4.31)$$

Analogamente, a partir das componentes em relação ao eixo x, o campo de pressões pode ser escrito em termos das equações ( 4.31 ):

$$p = \left[ P_1 \cos(q_{1x}) + P_2 \cos(q_{2x}) \right] e^{k_y y}$$

e

$$p = \left[ \Pi_1 P_1 \cos(q_{1x}) + \Pi_2 P_2 \cos(q_{2x}) \right] e^{k_y y} \quad (4.32)$$

Sendo:

$$P_1 = -j\rho Z_1 U_1$$

$$P_2 = -j\rho Z_2 U_2$$

$$Z_1 = \frac{1}{Q_1} \left[ \frac{\bar{\rho}}{\rho} - \frac{-jzA_1}{w\rho} \right]$$

$$Z_2 = \frac{1}{Q_2} \left[ \frac{\bar{\rho}}{\rho} - \frac{-jzA_2}{w\rho} \right]$$

Definindo-se como valores de velocidade e pressão na superfície do material,  $v_0$  e  $p_0$ , vem :  $v_x = v_x(-L)$  e  $p_0 = p(-L)$  e, sabendo-se que na superfície do material temos tensão normal nula, isto é,  $p'(-L) = 0$ , vem:

$$P_2 \cos(q_2 L) = -\frac{\Pi_1}{\Pi_2} P_1 \cos(q_1 L) \quad (4.33)$$

Assim a pressão sonora e velocidade podem ser expressas, para  $x=-L$ , como:

$$p_0 = P_1 \left( 1 - \frac{\Pi_1}{\Pi_2} \right) \cos(q_1 L) \quad (4.34)$$

$$\begin{aligned} v_0 &= -U_1 \sin(q_1 L) - U_2 \sin(q_2 L) \\ &= -j \left( \frac{P_1}{\rho c Z_1} \right) \sin(q_1 L) - j \left( \frac{P_2}{\rho c Z_2} \right) \sin(q_2 L) \end{aligned}$$

#### 4.6. Determinação do Coeficiente de Absorção Sonora ( $\alpha$ )

Baseando-se nas relações anteriores, pode-se então determinar a admitância normalizada ( $\eta_i$ ), na superfície do material absorvente por:

$$\eta = \beta_i + j\sigma_i = \rho c \frac{v_0}{p_0} = -j\eta \tan\left(Q_1 \frac{w}{c} L\right) - j\eta \tan\left(Q_2 \frac{w}{c} L\right) \quad (4.35)$$

sendo:

$$\eta_1 = \frac{\Pi_2}{Z_1(\Pi_2 - \Pi_1)}$$

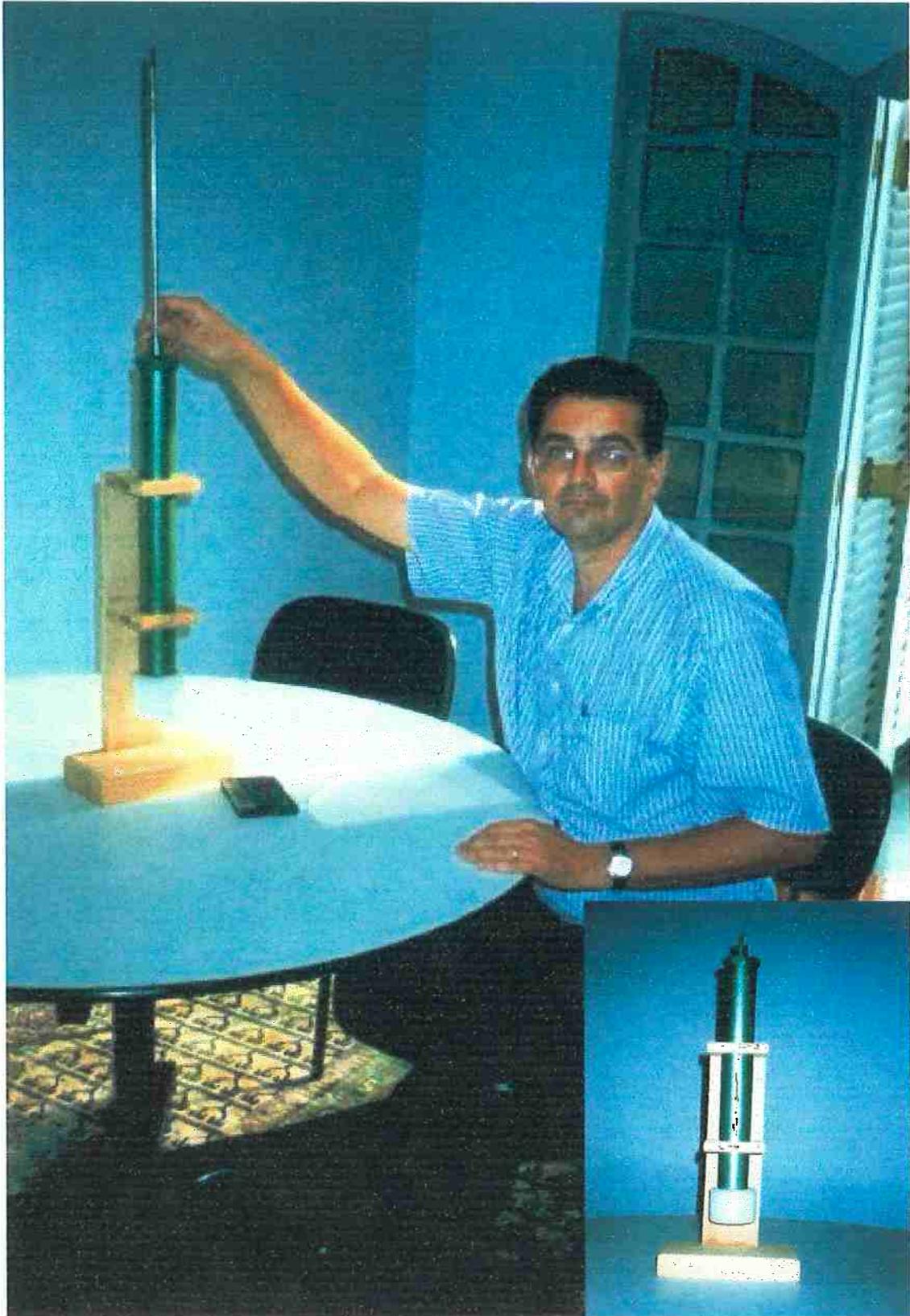
$$\eta_2 = \frac{\Pi_1}{Z_1(\Pi_1 - \Pi_2)}$$

Conforme já discutido no *Capítulo 2*, o coeficiente de absorção sonora é definido como  $\alpha = 1 - |r|^2$  onde  $r$ , em termos da admitância, pode ser escrito, para incidência normal de onda por [14]:

$$r = \frac{1 - \eta_i}{1 + \eta_i}$$

Assim, chega-se finalmente ao valor desejado do coeficiente de absorção sonora, para incidência normal de onda:

$$\alpha = \frac{4\beta_i}{(\beta_i + 1)^2 + \sigma_i^2} \quad (4.36)$$



**Fig. 4.4 : Dispositivo Utilizado para Medição da Resistência ao Fluxo**

## **5. Determinação Experimental do Coeficiente de Absorção Sonora do Bidim ®**

### **5.1. Equipamentos Utilizados**

Conforme mostrado esquematicamente na *figura 2.6*, foram utilizados para condução dos testes de determinação do coeficiente de absorção sonora, pela técnica do tubo de impedância com dois microfones os seguintes equipamentos:

- **Tubo de impedância** : Two-microphone Impedance Measurement Tube  
Type 4206 - Bruel & Kjaer
  
- **Analizador de Sinais** : Dual Channel Portable Signal Analyzers  
Type 2148 - Bruel & Kjaer
  
- **Gerador de Sinais** : WB 1314 Noise Generator  
Bruel & Kjaer
  
- **Calibrador** : Sound Level Calibrator  
Type 4228 - Bruel & Kjaer

### **5.2. Resultados Obtidos pela Técnica do Tubo de Impedância**

Foram testadas amostras com gramaturas variando de 90 a 600 gr/m<sup>2</sup>. Cada ponto da curva foi obtido a partir da média automática de 200 medições feitas pelo conjunto do tubo de impedância, obtendo-se, num intervalo de confiança de 95%, um desvio padrão máximo de 5% no valor do coeficiente de absorção sonora.

A tabela a seguir mostra o resumo dos resultados obtidos:

## Resumo dos coeficientes de absorção sonora $\alpha$ obtidos em tubo de impedância ( % )

---

Gramatura gr/m <sup>2</sup>	FREQUÊNCIA						
	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
<b>90</b>	2.9	3.0	3.3	3.8	5.7	8.3	13.2
<b>90*</b>	2.9	3.2	3.7	4.6	6.6	10.0	12.4
<b>150</b>	2.9	3.0	3.5	4.5	6.5	10.3	14.1
<b>200</b>	2.7	2.8	3.2	4.7	8.5	13.6	18.8
<b>300</b>	3.0	3.1	3.8	7.8	17.5	25.8	38.3
<b>350</b>	2.8	3.1	4.2	6.3	9.0	19.1	27.0
<b>400*</b>	3.6	3.4	4.3	6.0	11.0	20.7	28.2
<b>400</b>	3.5	3.2	3.6	6.4	12.3	27.2	44.0
<b>450</b>	3.6	3.1	3.7	5.9	10.5	22.6	34.5
<b>600</b>	3.7	3.2	4.2	8.1	16.1	31.2	36.5

(\*) filamento trilobal

## 6.1 Determinação Analítica / Experimental do Coeficiente de Absorção Sonora do Bidim ®

### 6.1. Determinação da Porosidade ( Y )

A porosidade dos materiais em questão foram determinadas através da pesagem em laboratório de amostras com dimensões conhecidas. Para o valor da espessura das amostras adotou-se o valor nominal conforme norma ABNT NBR 12569, ao passo que, a densidade do polímero constituinte dos filamentos assumiu-se como constante e igual a  $1.37 \text{ gr/cm}^3$  que é o valor característico do mesmo antes da fusão. Os valores obtidos estão relacionados na tabela a seguir:

Gramatura	$\rho$ ( $\text{gr/cm}^3$ )	Dsn <sup>(1)</sup> ( $\text{gr/m}^2$ )	Ds <sup>(2)</sup> ( $\text{gr/m}^2$ )	L <sup>(3)</sup> (cm)	$\rho_a$ <sup>(4)</sup> ( $\text{gr/cm}^3$ )	Y (%)
90 $\text{gr/m}^2$	1.37	90	93.8	0.08	0.117	91.5
150 $\text{gr/m}^2$	1.37	150	162.1	0.15	0.108	92.1
200 $\text{gr/m}^2$	1.37	200	207.3	0.20	0.104	92.4
300 $\text{gr/m}^2$	1.37	300	315.9	0.26	0.122	91.1
350 $\text{gr/m}^2$	1.37	350	363.7	0.28	0.130	90.5
400 $\text{gr/m}^2$	1.37	400	428.5	0.37	0.116	91.5
450 $\text{gr/m}^2$	1.37	450	464.3	0.28	0.166	87.9
600 $\text{gr/m}^2$	1.37	600	572.0	0.45	0.127	90.7

#### Notas:

- (1) densidade superficial nominal
- (2) densidade superficial obtida por pesagem das amostras testadas
- (3) espessura nominal conforme ABNT NBR 12569
- (4) densidade aparente

### 6.2. Fator de Perda de Energia ( $\eta$ )

Conforme já discutido no *Capítulo 3*, o fator de perda de energia, a exemplo do decremento logaritmico utilizado em vibrações mecânicas, relaciona o quanto

de energia é dissipada pelo material a cada ciclo de vibração. Devido a impossibilidade de determinar-se tal valor experimentalmente, por falta de recursos, adotou-se o valor característico de  $\eta = 10 \%$  [ 14 ]. A adoção deste valor não afeta os coeficientes de absorção sonora obtidos uma vez que, para o material em questão, variando-se este valor entre 5 e 15% não observaram-se alterações significativas nos resultados.

### 6.3. Compressibilidade Complexa ( K )

A compressibilidade complexa normalizada, que é a relação entre os módulos de elasticidade do ar e do material em questão, foi adotada como tendo um valor característico igual a  $K = 0.785$ . O valor do módulo de elasticidade do Bidim® (inverso da compressibilidade) foi obtido através de tangente tirada da curva “ *Varição da Espessura com a Pressão das Mantas Bidim*” fornecida pela Rhodia-Ster. Devido às incertezas de leitura dos gráficos disponíveis, adotou-se um valor médio das diversas curvas.

### 6.4. Resistência ao Fluxo ( R )

Através do dispositivo descrito no *Capítulo 3*, cada amostra de material foi ensaiada no mínimo 200 vezes a fim de determinarem-se os tempos de descida do êmbolo na condição livre e com amostra. Afim de eliminar-se a influência da temperatura no atrito viscoso do êmbolo, as medidas foram feitas dez a dez, alternadas, nas condições vazia e com amostra. Tomou-se ainda o cuidado de efetuar-se as medições sempre à mesma temperatura ambiente ( 22° ).

Do *Capítulo 3* :

$$R = C \frac{MgS}{dA^2} t$$

$$C = \frac{1 - \frac{t_0}{t}}{1 - \frac{t}{t_0}}$$

**Onde:**

M = massa do êmbolo	=	148 gramas
d = curso do êmbolo	=	0.325 m
S = área da amostra	=	13.20 cm <sup>2</sup>
A = área seccional do tubo	=	13.85 cm <sup>2</sup>
g = aceleração da gravidade	=	9.85 m/s <sup>2</sup>

Uma vez que a vedação entre o êmbolo e a camisa é obtida por uma gaxeta de neoprene, com lubrificação por vaselina líquida, pode-se assumir que, para a massa do mesmo, o tempo de descida com a extremidade inferior obstruída por material com porosidade nula é  $\lim_{t \rightarrow \infty} t_o$

Desta forma o fator C será dado por:  $C = 1 - \frac{t_o}{t}$

Para o dispositivo de medição construído o tempo de descida obtido para a condição "em vazio" foi  $t_o = 10.70 \pm 0.06$  s.

Os resultados obtidos nos ensaios foram:

Gramatura	t s	C ----	L <sub>a</sub> mm	R MKS rayl	R*
90 gr/m <sup>2</sup>	12.82	0.1654	44.0	6544	9.28
90 gr/m <sup>2</sup> (trilobal)	11.94	0.1039	44.0	3827	5.43
150 gr/m <sup>2</sup>	11.70	0.0855	45.0	3087	4.28
200 gr/m <sup>2</sup>	11.58	0.0760	44.0	2718	3.85
300 gr/m <sup>2</sup>	11.74	0.0886	44.2	3208	4.53
350 gr/m <sup>2</sup>	11.58	0.0760	44.8	2716	3.78
400 gr/m <sup>2</sup>	11.85	0.0970	44.4	3550	4.99
400 gr/m <sup>2</sup> (trilobal)	11.65	0.0815	44.4	2932	4.12
450 gr/m <sup>2</sup>	11.73	0.0878	44.8	3179	4.43
600 gr/m <sup>2</sup>	11.40	0.0614	45.0	2159	2.99

**Onde:**

**t** é o tempo de descida do êmbolo com a amostra posicionada em sua extremidade inferior. Foram efetuadas, conforme dito anteriormente, no mínimo 200 medições, até que o desvio padrão, para um intervalo de confiança de 95% fosse inferior a 0.1 s

**L<sub>a</sub>** é a espessura da amostra testada. Foi necessária a superposição de várias camadas do material até obter-se uma espessura da ordem de 44 mm a fim de terem-se diferenças de tempo entre descida em vazio e com material da ordem de 1 segundo uma vez que o material, em sua espessura original, oferecia uma resistência ao fluxo muito baixa.

**R\*** É a resistência ao fluxo normalizada ( em relação ao ar ) por polegada. No caso este valor é dado pela relação:

$$R^* = \frac{R \cdot 25,4}{L_a \cdot \rho \cdot c} = \frac{R \cdot 25,4}{L_a \cdot 407,1} = 0,0624 \frac{R}{L_a}$$

Desta forma, com os dados acima obtidos, ou seja:

- densidade da amostra (  $\rho$  )
- espessura (  $L$  )
- porosidade (  $\gamma$  )
- fator de perda de energia (  $\eta$  )
- resistência ao fluxo normalizada (  $R^*$  )
- compressibilidade complexa (  $K$  )

Pode-se obter o coeficiente de absorção sonora do material ensaiado utilizando-se a formulação mostrada no *Capítulo 3*.

### **6.5. Resultados Obtidos pelo Método Analítico Experimental**

Através da formulação supra citada desenvolveu-se um *software* a partir do qual foram obtidas as curvas analítico-experimentais dos coeficientes de

absorção sonora das amostras ensaiadas, cujos resultados estão mostrados a seguir. A exemplo dos valores obtidos pela técnica do tubo de impedância, assumiu-se aqui um intervalo de confiança de 95%, no qual obteve-se um desvio padrão máximo de 18% no valor do coeficiente de absorção sonora.

## Resumo dos coeficientes de absorção sonora $\alpha$ obtidos de forma analítico-experimental ( % )

---

Gramatura gr/m <sup>2</sup>	FREQUÊNCIA						
	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
<b>90</b>	0.1	0.1	0.1	0.2	0.6	2.1	4.5
<b>90*</b>	0.1	0.1	0.1	0.3	0.8	2.9	5.5
<b>150</b>	0.1	0.1	0.2	0.6	2.0	6.5	12.0
<b>200</b>	0.1	0.1	0.3	0.9	3.1	9.4	15.9
<b>300</b>	0.1	0.2	0.4	1.1	4.0	11.9	22.8
<b>350</b>	0.1	0.2	0.4	1.4	4.7	13.9	24.3
<b>400</b>	0.2	0.3	0.7	2.0	7.0	21.6	39.0
<b>400*</b>	0.2	0.3	0.6	2.0	7.1	21.1	36.7
<b>450</b>	0.1	0.2	0.4	1.3	4.5	13.9	25.2
<b>600</b>	0.2	0.3	0.9	2.9	9.9	26.6	42.3

(-) filamento trilobal

## 7.Comparação dos Resultados Obtidos/ Conclusões

### 7.1. Comparação dos Resultados Obtidos para coeficiente de absorção sonora (%) pelo Tubo de Impedância e pelo Método Analítico Experimental

Gramatura gr/m <sup>2</sup>	Método Ensaio	FREQUÊNCIA ( Hz )						
		125	250	500	1000	2000	4000	6300
90	TUBO IMPED.	2.9	3.0	3.3	3.8	5.7	8.3	13.2
	ANAL/ EXP	0.1	0.1	0.1	0.2	0.6	2.1	4.5
90 TRILOBAL	TUBO IMPED.	2.9	3.2	3.7	4.6	6.6	10.0	12.4
	ANAL/ EXP	0.1	0.1	0.1	0.3	0.8	2.9	5.5
150	TUBO IMPED.	2.9	3.0	3.5	4.5	6.5	10.3	14.1
	ANAL/ EXP	0.1	0.1	0.2	0.6	2.0	6.5	12.0
200	TUBO IMPED.	2.7	2.8	3.2	4.7	8.5	13.6	18.8
	ANAL/ EXP	0.1	0.1	0.3	0.9	3.1	9.4	15.9
300	TUBO IMPED.	3.0	3.1	3.8	7.8	17.5	25.8	38.3
	ANAL/ EXP	0.1	0.2	0.4	1.1	4.0	11.9	22.8
350	TUBO IMPED.	2.8	3.1	4.2	6.3	9.0	19.1	27.0
	ANAL/ EXP	0.1	0.2	0.4	1.4	4.7	13.9	24.3
400	TUBO IMPED.	3.5	3.2	3.6	6.4	12.3	27.2	44.0
	ANAL/ EXP	0.2	0.3	0.7	2.0	7.0	21.6	39.0
400 TRILOBAL	TUBO IMPED.	3.6	3.4	4.3	6.0	11.0	20.7	28.2
	ANAL/ EXP	0.2	0.3	0.6	2.0	7.1	21.1	36.7
450	TUBO IMPED.	3.6	3.1	3.7	5.9	10.5	22.6	34.5
	ANAL/ EXP	0.1	0.2	0.4	1.3	4.5	13.9	25.2
600	TUBO IMPED.	3.7	3.2	4.2	8.1	16.1	31.2	36.5
	ANAL/ EXP	0.2	0.3	0.9	2.9	9.9	26.6	42.3

## 7.2. Conclusões

Conforme pode-se ver nas tabelas anteriores, os resultados obtidos pelo método analítico experimental apresentam dispersão bastante grande quando comparados com aqueles obtidos pelo método experimental do tubo de impedância. Em baixas frequências o método analítico experimental não apresenta resposta significativa ao passo que, com o aumento da frequência temos convergência de ordem de grandeza entre os dois métodos.

A não obtenção de resposta para baixas frequências é explicada pelo fato de estar-se lidando com materiais de baixa espessura de forma que, para grandes comprimentos de onda não pode-se assumir a hipótese básica do modelo analítico adotado, ou seja, um canal de lâminas paralelas, com a mesma espessura do material em consideração, com largura tal que apresenta a mesma resistência ao fluxo e com escoamento em regime permanente em seu interior. Assim, para um canal de pequeno comprimento com grande largura, o escoamento tem características predominantemente turbulentas, não podendo ser determinado analiticamente com precisão. Com a diminuição da relação comprimento do canal/ comprimento de onda, que se dá, ou pelo aumento da frequência, ou com o aumento de espessura da amostra, tem-se uma melhor convergência dos resultados, tornando o modelo aplicável.

Apesar das considerações acima, mesmo em altas frequências, ou com materiais de maior espessura, os resultados entre os dois métodos também não apresentaram boa aproximação. Além das justificativas acima mencionadas temos como fatores que justificam as diferenças encontradas:

1. Os resultados pelo método analítico experimental foram simulados variando-se o fator de perda na faixa de 5 a 15%. Notando-se que este fator não teria impacto a nível de ordem de grandeza do resultado, adotou-se um valor médio de 10%. Apesar desta constatação, a execução de testes em laboratório, com maiores recursos, certamente levarão os resultados, por este método, a valores mais próximos dos valores obtidos experimentalmente.
2. A compressibilidade complexa foi obtida através da extrapolação das curvas dos materiais quando submetidos a pressão de compressão. Estas

curvas foram obtidas para pressões da ordem de grandeza que o material é submetido em trabalhos na área geotextil, que são muito maiores que as pressões oriundas de ondas de propagação sonora. Assim o valor médio para o qual a tangente das curvas de compressibilidade tendiam ( $K=0.785$ ) certamente diverge do valor correto que cada material tem. Sendo o **Bidim®** um material de características altamente flexíveis, não pode-se tratar o mesmo como um absorvente rígido, assim um valor de compressibilidade complexa mais realista também fará os resultados dos dois métodos convergirem.

3. No modelo analítico considerou-se que as amostras tinham espessura constante, o que não é verdade para o caso do **Bidim®**. Este material, pela sua estrutura de filamentos contínuos, e não trançados, apresenta uma superfície bastante irregular com uma “camada cheia de fiapos” em ambas faces. Se por um lado esta camada não colabora na majoração da resistência ao fluxo, ao contrário, diminui, uma vez que ela é resultante da perda de espessura, por outro lado ela majora a área aparente projetada de absorção, resultando em maiores coeficientes de absorção sonora no tubo de impedância. As mantas com menor espessura apresentam este comportamento com maior intensidade o que confirma a maior diferença de resultados entre os dois métodos obtidos para estes materiais. Além deste efeito de sobre área aparente, os fiapos também majoram a compressibilidade do material, permitindo com que o mesmo absorva mais energia da onda de pressão incidente pela alta flexibilidade destes elementos.

Assim, com relação ao método analítico experimental, conclui-se que o mesmo não pode ser aplicado com precisão para materiais de baixa espessura, apresentando bons resultados para materiais com espessura maior.

Com relação ao material trilobal também não podemos comparar sua eficiência ao material com filamento cilíndrico, de mesma densidade superficial. São materiais diferentes que apresentam como ponto comum sua densidade superficial. Assim sua utilização deve ser analisada individualmente. Tendo em vista, ainda, o fato de que o tamanho característico dos lóbulos não é significativo quando comparado com os

comprimentos de onda na banda de frequência estudada, tem-se como resultado a não influência destes lóbulos na absorção sonora do material.

Com relação ao **Bidim®** apesar de apresentar baixos valores de absorção sonora, quando comparado de maneira absoluta com outros materiais típicos para utilização em acústica, deve-se ter em mente que tal fato é resultado direto de sua baixa espessura, de forma que deve-se fazer sempre uma análise da relação custo-benefício para verificar-se a viabilidade de utiliza-lo em mantas sobrepostas ou pregueado. Nestes arranjos o mesmo passa a apresentar valores de absorção na mesma ordem de grandeza que aqueles materiais e, dependendo da utilização, com custos menores. O **Apêndice II** traz valores comparativos das propriedades do **Bidim®**, composto com espessura de 50 mm, com materiais que normalmente são utilizados na área de acústica.

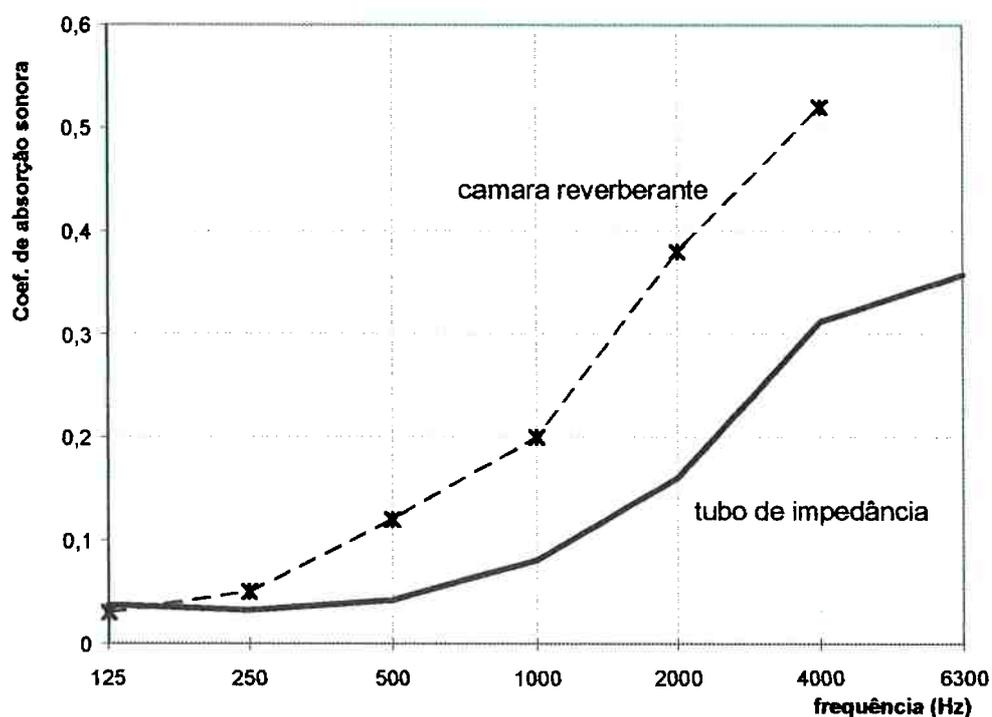
## APÊNDICE I : Comparação com resultado de câmara reverberante

Conforme certificado número 470.997 do Instituto de Pesquisas Tecnológicas (IPT), feito em câmara reverberante segundo recomendação ISO 354, foi testado o **BIDIM® OP-60** obtendo-se como resultados:

Freq (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	8 K
$\alpha$ (%)	3.0	5.0	12.0	20.0	38.0	52.0	---

Os valores acima podem então ser comparados com os coeficientes de absorção obtidos pela técnica do tubo de impedância:

Freq (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	8 K
$\alpha$ (%)	3.7	3.2	4.2	8.1	16.1	31.2	36.5



Constatou-se, conforme mencionamos anteriormente, que os valores obtidos em câmara reverberante são superiores aos registrados pela técnica do tubo, uma vez que, neste, as ondas sonoras incidem perpendicularmente sobre as

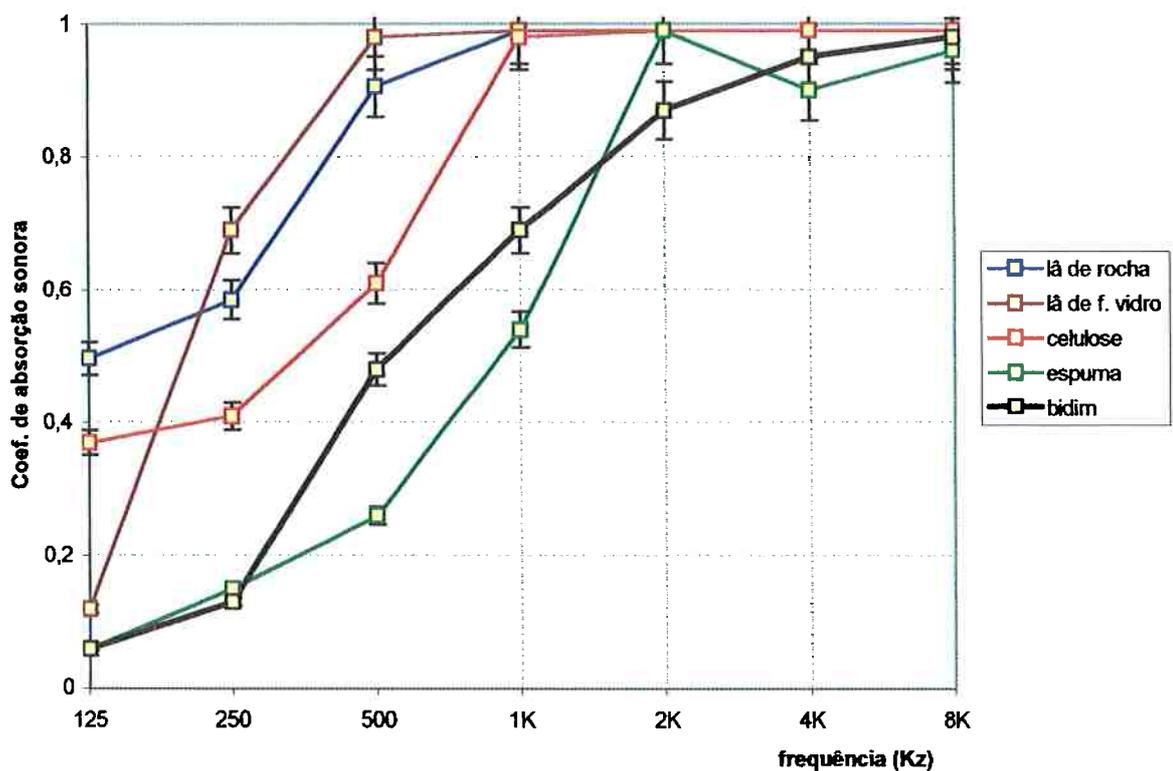
amostras, minimizando a eficiência de absorção. Desta forma os resultados obtidos neste trabalho, pelo método do tubo de impedância, podem ser aplicados conservativamente em projetos que envolvam absorção acústica.

## APÊNDICE II : Comparação do Bidim® com os materiais tradicionais

Conforme mencionado anteriormente, devido à baixa espessura das mantas de Bidim encontradas no mercado, a eficiência de absorção sonora deste material se mostra bastante inferior às encontradas para os materiais acústicos convencionais. Por outro lado pode-se incrementar os valores dos coeficientes de absorção sonora através da utilização de camadas agrupadas onde tem-se espessuras da mesma ordem daqueles materiais. Assim, compondo-se através de mantas com uma gramatura 600 gr/m<sup>2</sup> espessura de 50 mm tem-se como coeficientes de absorção sonora (%):

Freq (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	8 K
Método Tubo de Impedância	6.7	13.4	52.0	71.5	89.4	98.3	98.4
Método An. Experimental	5.8	12.9	47.8	68.6	87.2	95.3	98.0

Conforme pode-se ver na tabela acima, com o aumento de espessura, tem-se uma aproximação muito boa nos valores dos coeficientes de absorção sonora obtidos pelos métodos do Tubo de Impedância e Analítico Experimental, o que torna a utilização prática do segundo método bastante confiável. Comparando-se os resultados obtidos pelo método analítico experimental com os coeficientes de absorção sonora da lã de rocha (40 kg/m<sup>3</sup>), lã de fibra de vidro (40 kg/m<sup>3</sup>), celulose jateada e espuma flexível de poliuretano (30 kg/m<sup>3</sup>), todos materiais com espessura de 50 mm tem-se:



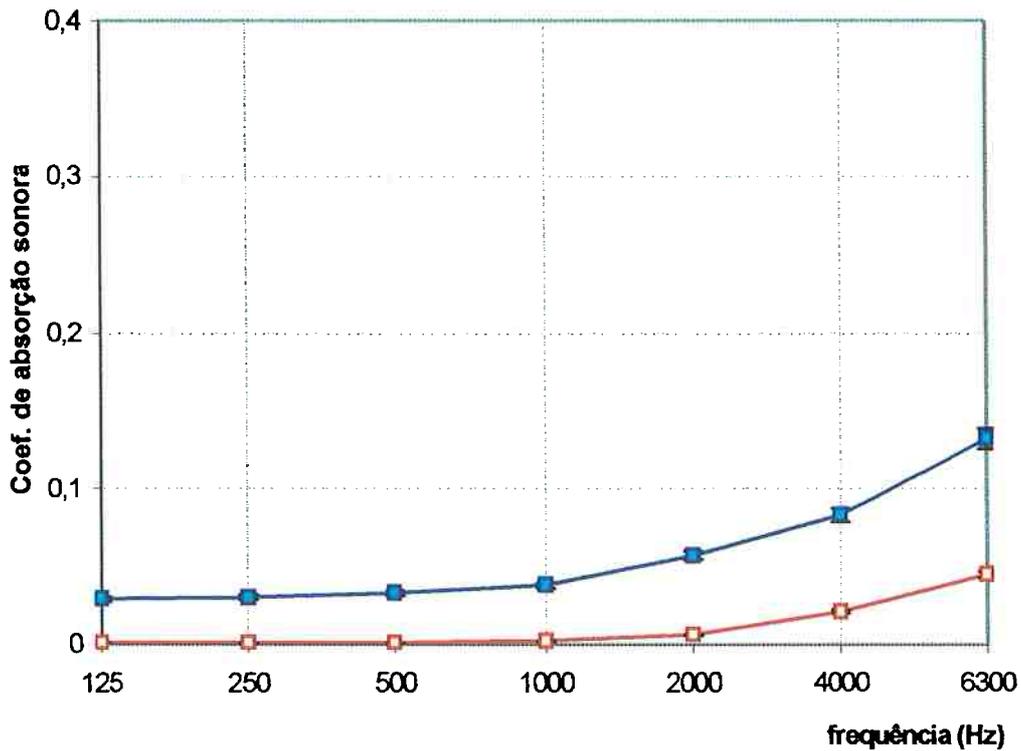
**NOTA:** os valores de absorção sonora dos materiais acima foram, obtidos de catálogos comerciais de fornecedores.

Assim, conforme pode-se ver no gráfico anterior, o Bidim® com espessura da mesma ordem de grandeza dos materiais acústicos convencionais, apresenta coeficientes de absorção sonora compatível com aqueles o que, mediante uma análise custo-benefício, pode viabilizar sua utilização prática como material absorvente.

**APÊNDICE III : Comparação dos coeficientes de absorção sonora do Bidim® obtidos pelos métodos do tubo de impedância e analítico experimental.**

**Gramatura : 90gr/m<sup>2</sup>**

**Filamento : Cilíndrico**



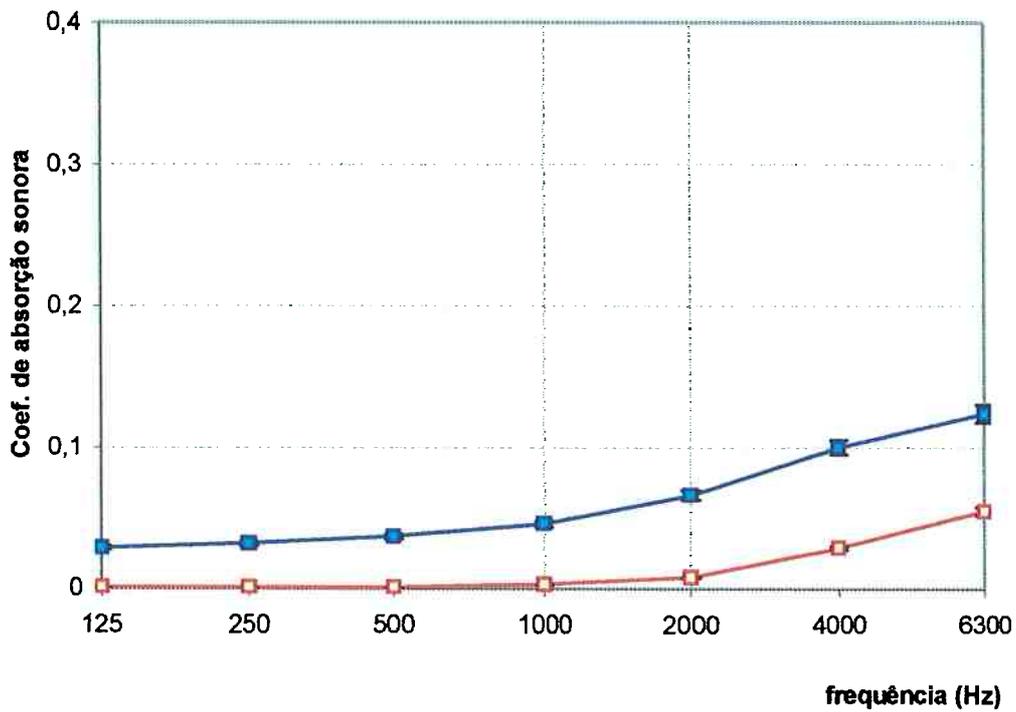
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	2.9	3.0	3.3	3.8	5.7	8.3	13.2
Método analítico	0,1	0,1	0,1	0,2	0,6	2,1	4,5

Gramatura : 90 gr/m<sup>2</sup>

Filamento : Trilobal



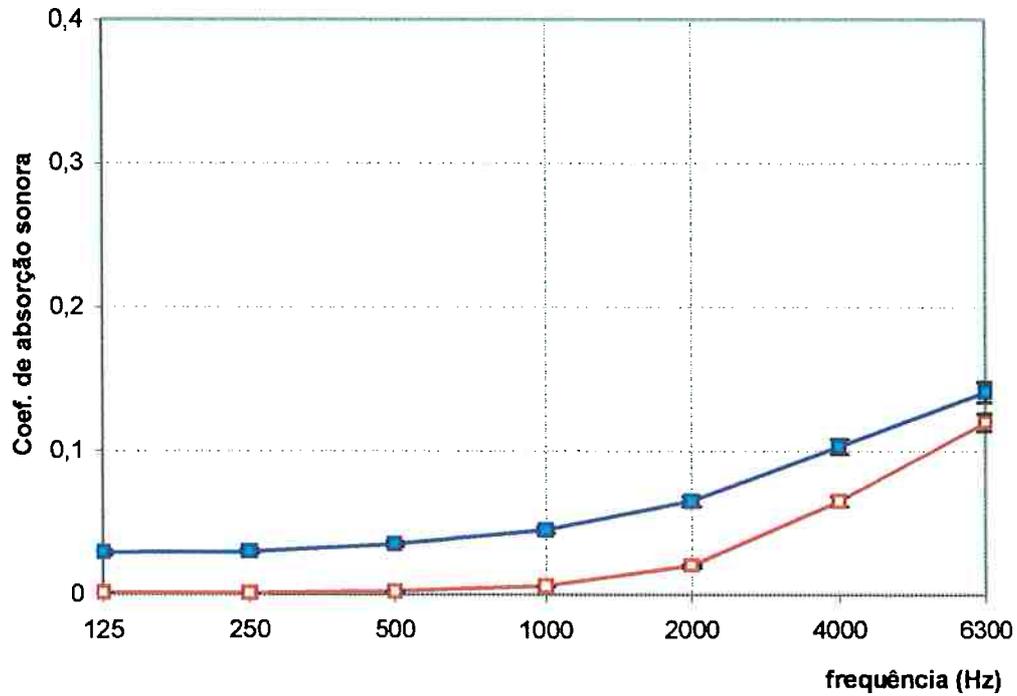
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	2.9	3.2	3.7	4.6	6.6	10.0	12.4
Método analítico	0.1	0.1	0.1	0.3	0.8	2.9	5.5

**Gramatura : 150 gr/m<sup>2</sup>**

**Filamento : Cilíndrico**



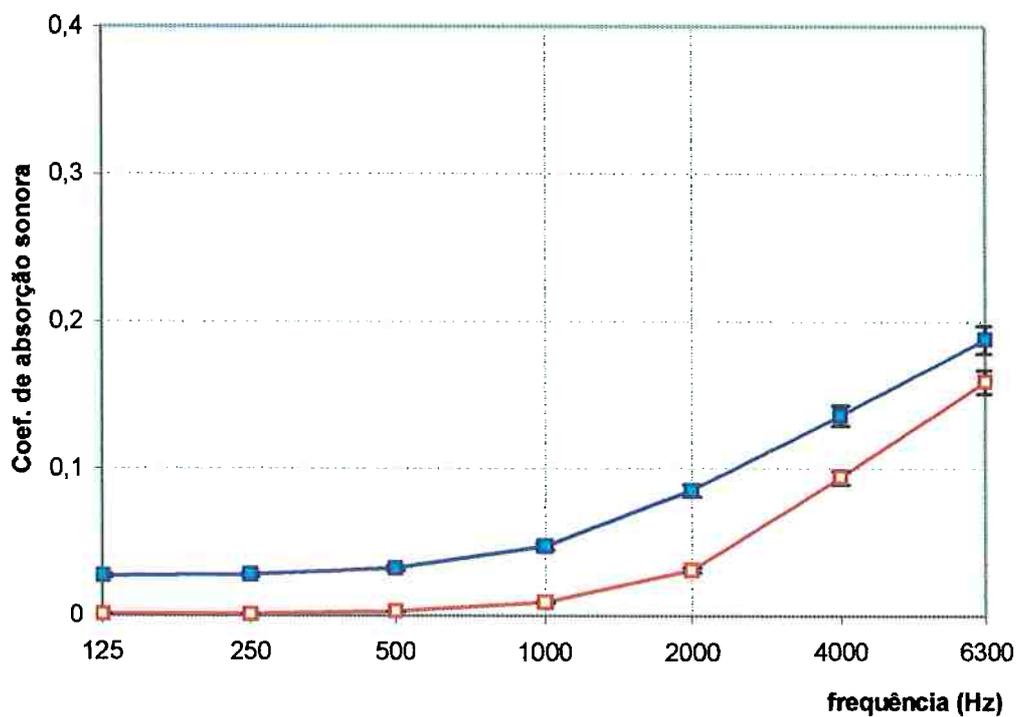
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	2.9	3.0	3.5	4.5	6.5	10.3	14.1
Método analítico	0.1	0.1	0.2	0.6	2.0	6.5	12.0

Gramatura : 200 gr/m<sup>2</sup>

Filamento : Cilíndrico



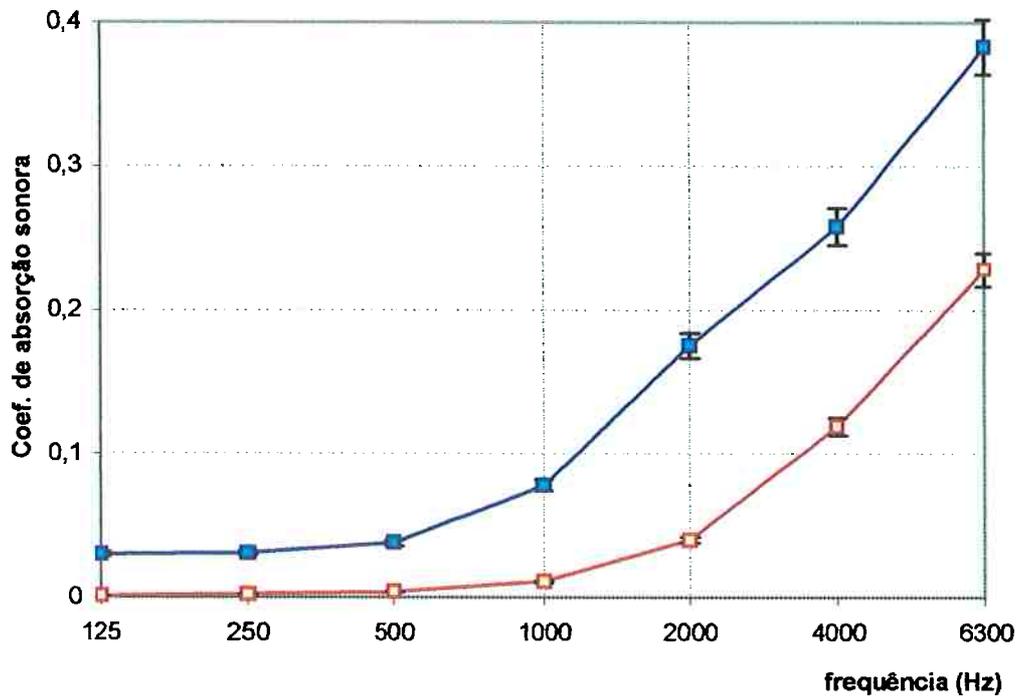
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	2.7	2.8	3.2	4.7	8.5	13.6	18.8
Método analítico	0.1	0.1	0.3	0.9	3.1	9.4	15.9

Gramatura : 300 gr/m<sup>2</sup>

Filamento : Cilíndrico



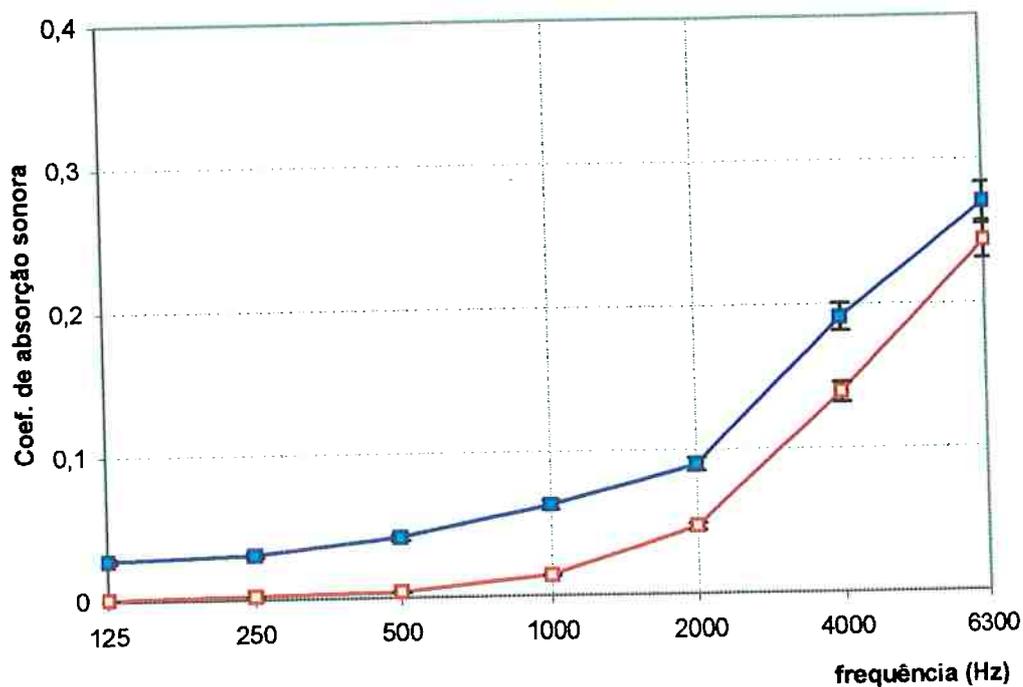
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	3.0	3.1	3.8	7.8	17.5	25.8	38.3
Método analítico	0.1	0.2	0.4	1.1	4.0	11.9	22.8

Gramatura : 350 gr/m<sup>2</sup>

Filamento : Cilíndrico



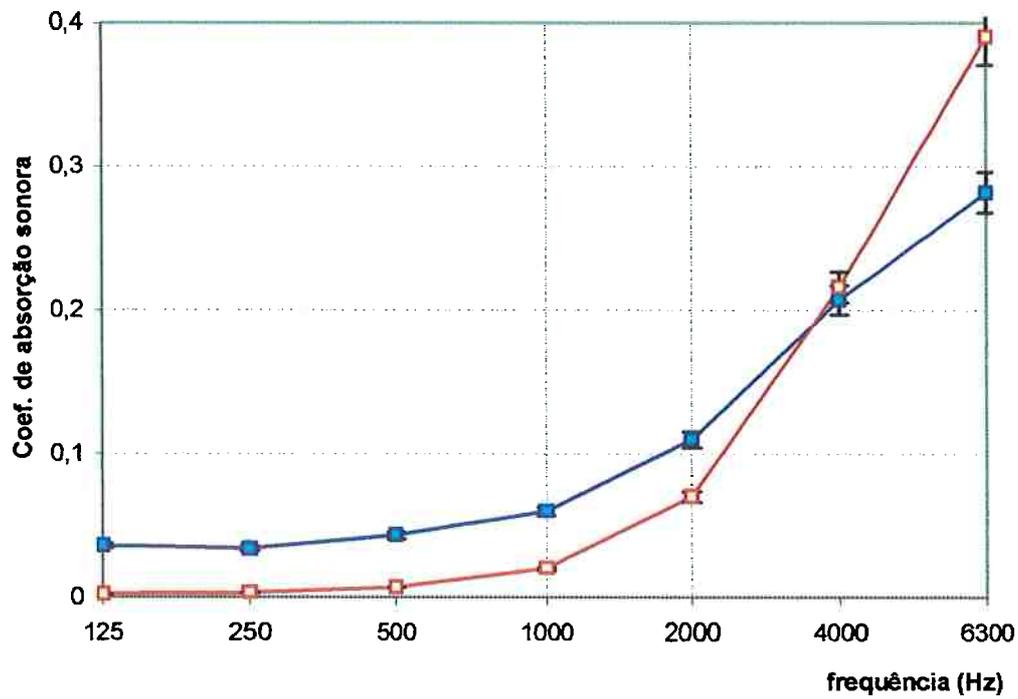
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	2.8	3.1	4.2	6.3	9.0	19.1	27.0
Método analítico	0.1	0.2	0.4	1.4	4.7	13.9	24.3

**Gramatura : 400 gr/m<sup>2</sup>**

**Filamento : Trilobal - Cilíndrico**



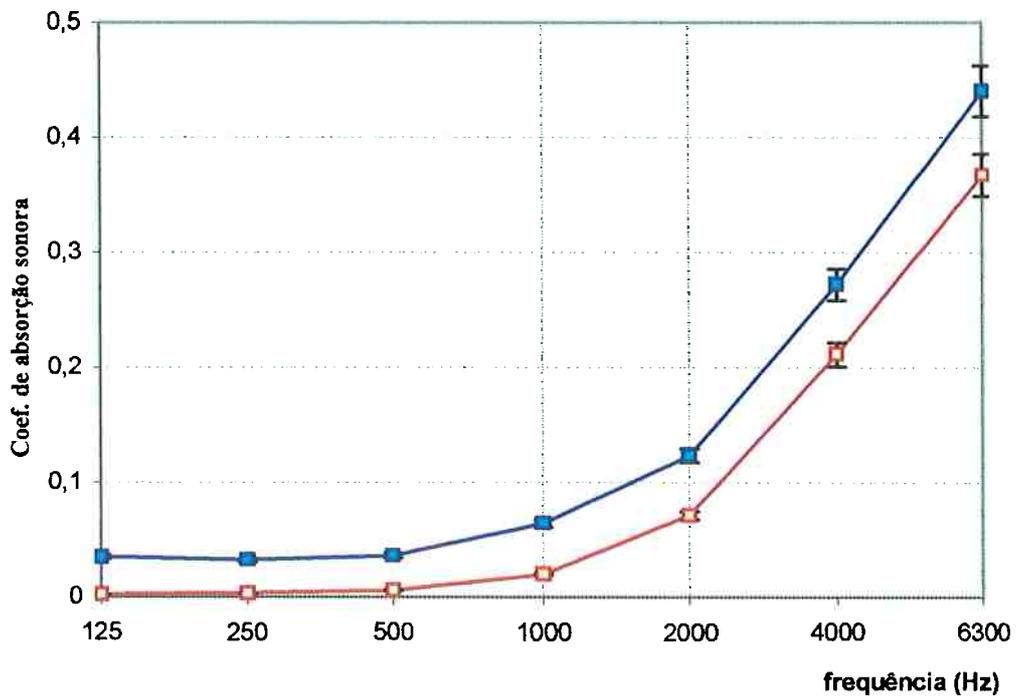
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	3.6	3.4	4.3	6.0	11.0	20.7	28.2
Método analítico	0.2	0.3	0.7	2.0	7.0	21.6	39.0

Gramatura : 400 gr/m<sup>2</sup>

Filamento : Cilíndrico - Trilobal



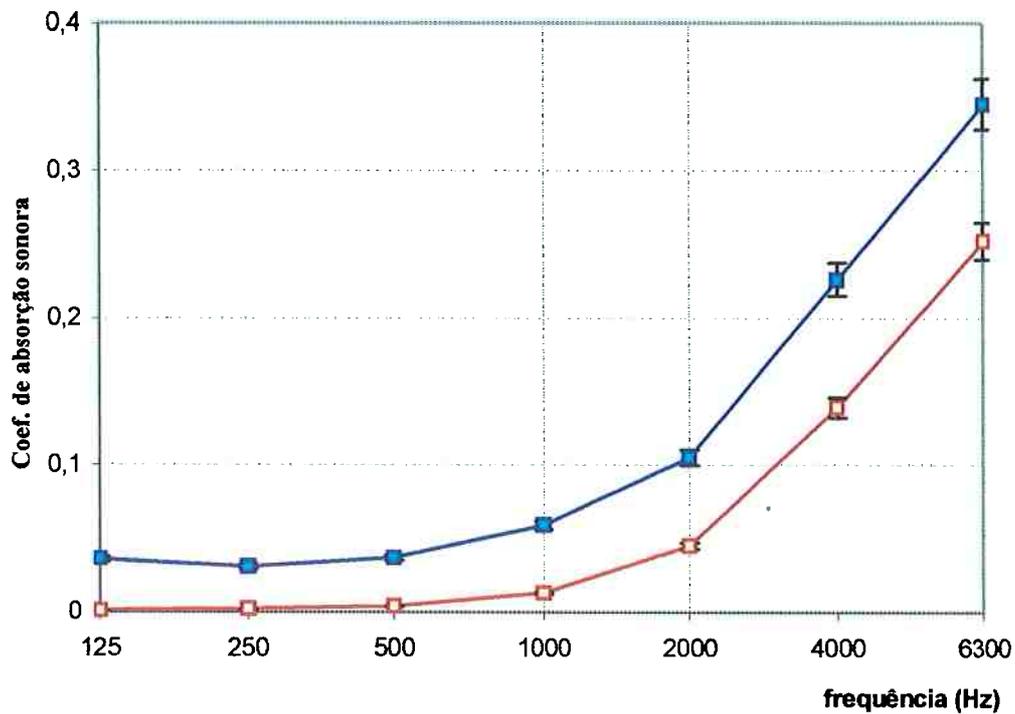
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	3.5	3.2	3.6	6.4	12.3	27.2	44.0
Método analítico	0.2	0.3	0.6	2.0	7.1	21.1	36.7

**Gramatura : 450 gr/m<sup>2</sup>**

**Filamento : Cilíndrico**



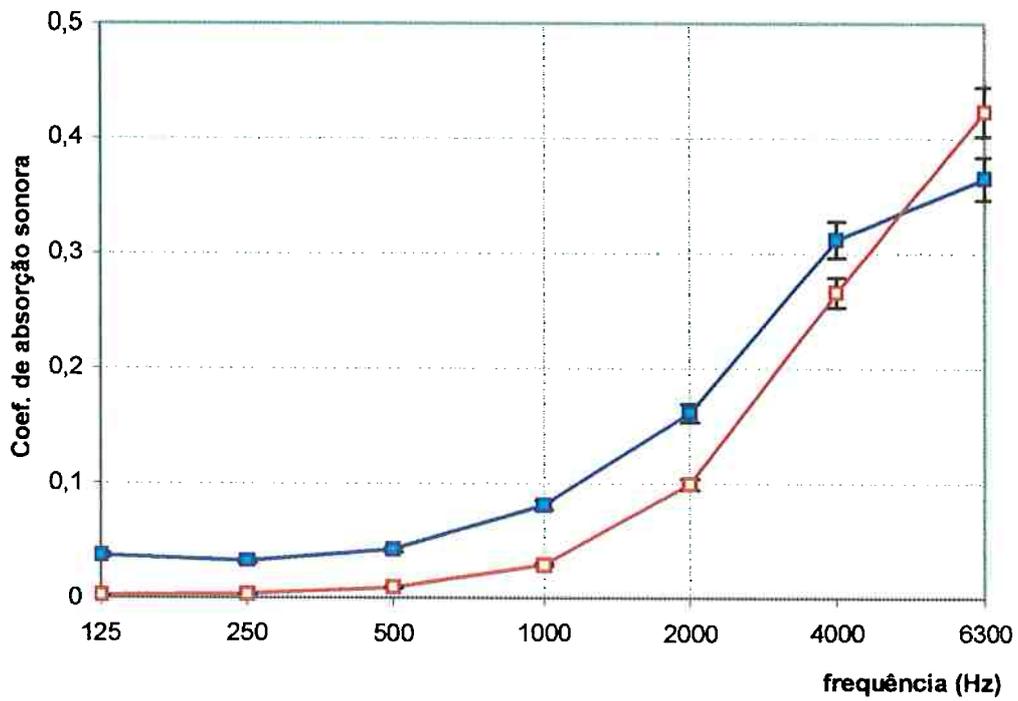
— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	3.6	3.1	3.7	5.9	10.5	22.6	34.5
Método analítico	0.1	0.2	0.4	1.3	4.5	13.9	25.2

Gramatura : 600 gr/m<sup>2</sup>

Filamento : Cilíndrico



— Curva obtida pelo método do tubo de impedância

— Curva obtida pelo método analítico experimental

Freq. (hz)	125	250	500	1 K	2 K	4 K	6.3 K
Tubo de impedância	3.7	3.2	4.2	8.1	16.1	31.2	36.5
Método analítico	0.2	0.3	0.9	2.9	9.9	26.6	42.3

## Referências Bibliográficas

- [1] Harris, Cyril M., Handbook of Noise Control  
McGraw-Hill Book Company, New York, USA, 1ª edição, 1957
  
- [2] Sharland, Ian, Woods Practical Guide to Noise Control  
Woods Acoustics, Cambridge, UK, 4ª edição, 1986
  
- [3] Gerges, S.N.Y., Ruído- Fundamentos e Controle  
Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Eng.  
Mecânica, 1ª edição, 1992
  
- [4] ASTM, Standard Test Method for Impedance and Acoustical Materials by the Impedance Tube Method ASTM C-384, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1985
  
- [5] McDaniel, O.H., Acoustical Absorbing Materials  
Monografia, Noise Control Laboratory of Pensilvania State University, December, 1972
  
- [6] ASTM, Sound Absortion of Acoustical Materials in Reverberation Room ASTM C-423-66 (mesmo que ANSI S1.7-1970), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, USA
  
- [7] ISO, Measurement of Absorption Coefficient in Reverberation Room ISO R- 354 , International Standard Organization,
  
- [8] Bistafa, S.R., PMC-823 Fundamentos de Acústica e Técnicas de Controle de Ruído, Universidade de São Paulo, Escola Politécnica, Departamento de Engenharia Mecânica, 1994
  
- [9] Bruel & Kjaer, Technical Documentation of Two-Microphone Impedance Measurement Tube Type 4206, Bruel & Kjaer, 1996

## Referências Bibliográficas

- [1] Harris, Cyril M., Handbook of Noise Control  
McGraw-Hill Book Company, New York, USA, 1ª edição, 1957
- [2] Sharland, Ian, Woods Practical Guide to Noise Control  
Woods Acoustics, Cambridge, UK, 4ª edição, 1986
- [3] Gerges, S.N.Y., Ruído- Fundamentos e Controle  
Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Eng.  
Mecânica, 1ª edição, 1992
- [4] ASTM, Standard Test Method for Impedance and Acoustical Materials by the Impedance Tube Method ASTM C-384, American Society for Testing and Materials, Philadelphia, USA, 1985
- [5] McDaniel, O.H., Acoustical Absorbing Materials  
Monografia, Noise Control Laboratory of Pensilvania State University,  
December, 1972
- [6] ASTM, Sound Absortion of Acoustical Materials in Reverberation Room ASTM C-423-66 (mesmo que ANSI S1.7-1970), American Society for Testing and Materials, Philadelphia, USA
- [7] ISO, Measurement of Absorption Coefficient in Reverberation Room ISO R- 354 , International Standard Organization,
- [8] Bistafa, S.R., PMC-823 Fundamentos de Acústica e Técnicas de Controle de Ruído, Universidade de São Paulo, Escola Politécnica, Departamento de Engenharia Mecânica, 1994
- [9] Bruel & Kjaer, Technical Documentation of Two-Microphone Impedance Measurement Tube Type 4206, Bruel & Kjaer, 1996

- [10] Giampaoli, E., Características da Absorção Acústica de Tijolos Transformados em Absorvedores de Ruído de Baixa Frequência.  
Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Santa Catarina,  
Departamento de Engenharia Mecânica, 1987
- [11] Gerges, S.N.Y., Curso Intensivo sobre Controle de Ruído Industrial  
Universidade Federal de Santa Catarina, Departamento de Eng.  
Mecânica, 1995
- [12] Ramos, C.E.T.R., Avaliação e Controle de Ruído e Vibração Industrial  
Cetesb/Procop, São Paulo, 1991
- [13] Nepomuceno, L.X., Acústica  
Editora Edgard Blucher Ltda, 1ª edição, 1977 .
- [14] Ingard, U., Notes on Sound Absorption Technology  
Noise Control Foundation, New York, USA, 1ª edição, 1994
- [15] Beranek, L. L. , Noise and Vibration Control  
Institute of Noise Control Engineering, Washington,DC, USA, 2ª Edição,  
1988
- [16] R.H. Nichols, Jr., Flow-resistance Characteristics of Fibrous Acoustical  
Materials, Journal of the Acoustical Society of America, vol. 19, nr 5, pp.  
866-871, 1947
- [17] C. Zwiker e C.W. Kosten, Sound Absorbing Materials  
Elsevier, 1949
- [18] Abisou, G. e Gamba, R. , La protection des Travailleurs Contre le Bruit,  
Éditions de L'Anact, Montrouge, França, 1ª edição, 1992
- [19] ASTM, Airflow Resistance of Acoustical Materials ASTM C-522-80  
American Society for Testing and Materials, Philadelphia, USA

- [20] Ingard, U., Perforated Facing and Sound Absorption  
Journal of the Acoustical Society of America, vol. 26, nr 2, pp. 151-154, 1954
- [21] Beranek, L. L., Acoustical Properties of Homogeneous, Isotropic Rigid Tiles and Flexible Blankets,  
Journal of American Acoustical Society, vol. 19, nr 4, pp. 556-568, 1947
- [22] Tietjens, O G, Fundamentals of Hydro and Aeromechanics  
McGraw-Hill Book Company, New York, USA, 1ª edição, 1934
- [23] Schlichting, H. , Boundary Layer Theory  
McGraw-Hill Book Company, New York, USA, 4ª edição, 1960
- [24] Landau, L D e E M Lifshitz, Fluid Mechanics  
Pergamon Press Ltd, UK, 1ª edição, 1959
- [25] Rouse, H , Advanced Mechanics of Fluids  
John Wiley & Sons, Inc. 1ª edição 1959
- [26] Attenborough, K., The Prediction of Oblique Incidence Behavior of Fibrous Absorbents, Journal of Sound and Vibration, 14, pp. 139-142, 1971