

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO PARANÁ

FERNANDO JUN HATTORI TERASHIMA

**CARACTERIZAÇÃO DAS PROPRIEDADES ACÚSTICAS DE MATERIAIS
ABSORVENTES DE PEQUENAS ESPESSURAS COM TRÊS MÉTODOS DE
AVALIAÇÃO**

CURITIBA

2016

FERNANDO JUN HATTORI TERASHIMA

**CARACTERIZAÇÃO DAS PROPRIEDADES ACÚSTICAS DE MATERIAIS
ABSORVENTES DE PEQUENAS ESPESSURAS COM TRÊS MÉTODOS DE
AVALIAÇÃO**

Dissertação apresentada como requisito à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica, Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Departamento de Ciências Exatas e de Tecnologia, Pontifícia Universidade Católica do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Key Fonseca de Lima

CURITIBA

2016

TERMO DE APROVAÇÃO

Fernando Jun Hattori Terashima

Caracterização das Propriedades Acústicas de Materiais Absorventes de Pequenas Espessuras com Três Métodos de Avaliação

Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre no Curso de Mestrado em Engenharia Mecânica, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola Politécnica da Pontifícia Universidade Católica do Paraná, pela seguinte banca examinadora:



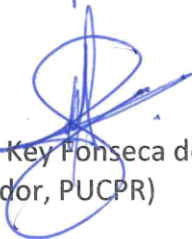
Prof. Dr. Marcio Henrique de Avelar Gomes
(UTFPR)



Prof. Dr. Renato Barbieri
(UDESC)



Prof. Dr. Nilson Barbieri
(PUCPR)



Prof. Dr. Key Fonseca de Lima
(Orientador, PUCPR)

Curitiba, 25 de agosto de 2016



À minha família, que sempre está presente nos
momentos mais importantes da minha vida.

AGRADECIMENTOS

Ao NAMUMYOUHOURENGUEKYOU pela proteção, saúde e paz.

Aos meus pais, Masashi e Nair, que se esforçaram tanto para que eu pudesse chegar até aqui.

À minha irmã Tiemi que me ensinou que dedicação e disciplina são fundamentais para se obter êxito.

À minha noiva Harumi pelo amor, apoio e incentivo.

Aos meus tios, Hécio e Mayumi, que sempre me incentivaram a realizar este trabalho.

Aos professores Key Fonseca de Lima e Nilson Barbieri pela orientação, paciência, ensinamentos e, principalmente, pela amizade.

Aos professores João Elias Abdalla Filho e Hsu Yang Shang pelos conhecimentos transmitidos.

Aos amigos – da Pós Graduação e do Laboratório de Dinâmica – Shimada, Mayara, Nelson, Clebe, Nissen, Marcos, Santiago, Jacqueline, Vinícius, Lucas, Gabriel e Cláudia pela amizade e conversas descontraídas na hora do café e almoço.

À CAPES pelo apoio financeiro.

À COQUIM pelo fornecimento das placas composta por fibra de coco.

Ao Pedro Dornelas pelo fornecimento dos forros de teto veicular.

“Eu sempre penso que a pior coisa é se sentir satisfeito com a presente situação. É preciso possuir um desejo de conquistar sempre um novo recorde mundial”

TODA, K. (Presidente & CEO da Denso Corporation , 1982 - 1987)

RESUMO

A poluição sonora é um problema muito comum no dia a dia das pessoas e pode ser nocivo à saúde humana. Paralelamente a este tipo de problema, tem-se atualmente a necessidade de utilizar matérias primas e desenvolver produtos que não agredam o meio-ambiente, ou seja, materiais sustentáveis. Materiais de origem natural que normalmente são descartados ou subutilizados, como por exemplo a fibra da casca do coco e o bagaço de cana de açúcar, possuem um grande potencial como material sustentável. Na indústria automotiva, tanto o conforto acústico quanto a necessidade da utilização de matérias primas sustentáveis têm sido uma grande preocupação dos engenheiros. O uso de materiais naturais em substituição dos materiais sintéticos, que não permitem o seu descarte na natureza, diminui os custos de produção e ao mesmo tempo, tem o objetivo de atender as normas ambientais que são cada vez mais rigorosas. Nesta dissertação são avaliadas as propriedades acústicas de dois tipos de materiais de pequenas espessuras: uma placa composta por fibra da casca do coco e de um forro de teto de um veículo de passeio. Além disso, também é mostrada a dificuldade de se avaliar materiais de pequena espessura. As propriedades a serem avaliadas são: o coeficiente de absorção sonora, a impedância característica complexa e o número de onda complexo. O coeficiente de absorção sonora é determinado através do Método da Função de Transferência segundo a norma ASTM E1050-10 (2012). A impedância característica e o número de onda complexo são avaliadas por três métodos diferentes: o Método das Duas Cavidades Modificado, o Método das Duas Espessuras e através das expressões empíricas clássicas de Delany & Bazley, com posse da resistividade ao fluxo avaliada conforme a norma ASTM C522-03 (2009). Os resultados obtidos mostraram que o coeficiente de absorção do forro de teto é elevado quando comparado à fibra de coco. Os resultados da impedância acústica e do número de onda mostraram-se concordantes entre os três métodos para alta frequência. Entretanto, para baixa frequência, onde o coeficiente de absorção sonora é baixo, o Método das Duas Cavidades Modificado apresentou os resultados mais confiáveis.

Palavras-chave: Coeficiente de absorção sonora, Impedância característica, Número de onda complexo, Resistividade ao fluxo, Métodos experimentais.

ABSTRACT

Noise pollution is a very common problem in daily life of people and can be harmful to human health. Simultaneously, there is currently a need for using materials and developing products that do not harm the environment, in other words, sustainable materials. Materials from natural origin that are normally discarded or underutilized such as fiber from coconut husk and sugar cane bagasse, they have great potential as sustainable material. In the automotive industry, both acoustic comfort and the need for using sustainable raw materials have been a major concern of the engineers. The use of natural materials instead of synthetic materials, which cannot be discarded in nature, reduces production costs and complies with the environmental standards that are stricter. In this work, the acoustic properties of two types of materials with small thicknesses are evaluated: a plate consisting of fiber from coconut husk and a roof trim of a passenger vehicle. Furthermore, it is also shown the difficulty of evaluating materials with thickness. The properties evaluated are: the sound absorption coefficient, the complex characteristic impedance and the complex wave number. The sound absorption coefficient is determined using the Transfer Function Method according to ASTM E1050-10 (2012). The characteristic impedance and the complex wave number are evaluated by three different methods: the Two Cavities Modified Method, the Two Thicknesses Method and through the classical empirical expressions of Delany & Bazley with the airflow resistivity measured according to ASTM C522-03 (2009). The results showed that the roof trim absorption coefficient is higher than coconut fiber's. The results of the acoustic impedance and the wave number presented are consistent among the three methods for high frequency. However, for low frequency, where the sound absorption coefficient is low, the Two Cavities Modified Method presented the most reliable results.

Keywords: Sound absorption coefficient, Characteristic impedance, Complex wave number, Airflow resistivity, Experimental methods.

LISTA DE FIGURAS

Figura 3.1	Posição inicial e deslocado de um elemento de um fluido quando uma onda sonora atravessa o elemento.	14
Figura 3.2	Elemento de volume diferencial.	19
Figura 3.3	Sistema de coordenadas cilíndricas em dutos circulares.	21
Figura 3.4	Linhas nodais para distribuição transversal de pressão num duto circular para $m=3$ e $n=2$ modos de ordem superior.	22
Figura 3.5	Coeficiente de absorção para uma amostra com 25 e 50 mm de espessura.	25
Figura 3.6	Coeficiente de absorção para uma amostra encostada e afastada da parede rígida.	25
Figura 4.1	Configuração do tubo de impedância para o método ASTM E1050-10.	32
Figura 4.2	Configuração do tubo de impedância para o método das duas cavidades.	37
Figura 4.3	Configuração do tubo de impedância para o método das duas espessuras.	41
Figura 4.4	Configuração do tubo de impedância para o método das duas cargas.	43
Figura 4.5	Calibração entre os microfones. (a) Configuração padrão e (b) Configuração invertido.	49
Figura 4.6	Esquema simplificado da bancada de medição – método ASTM C522-03.	50
Figura 5.1	Materiais utilizados: (a) placa de fibra de coco e (b) forro de teto automotivo.	53
Figura 5.2	Composição do forro do teto.	53
Figura 5.3	Amostras: (a) forro do teto, (b) fibra de coco e (c) poliuretano.	53
Figura 5.4	Ferramentas para corte das amostras: (a) $\varnothing$ 100 mm, (b) $\varnothing$ 28 mm e (c) $\varnothing$ 80 mm.	54
Figura 5.5	Bancada experimental para medição das propriedades acústicas usando os tubos de impedância.	56
Figura 5.6	Analizador e gerador de sinal Brüel & Kjaer Type 3106-A-04.	57
Figura 5.7	Microfones Brüel & Kjaer Type 4935 de 1/4" pré-polarizados.	58

Figura 5.8	Posição dos microfones no tubo de impedância. (a) Tubo de impedância de $\varnothing 100$ mm. (b) Tubo de impedância de $\varnothing 28$ mm.	59
Figura 5.9	Função coerência medida no tubo de impedância de baixa frequência.	60
Figura 5.10	Função coerência medida no tubo de impedância de alta frequência.	60
Figura 5.11	Bancada de medição da resistividade ao fluxo.	61
Figura 5.12	Porta amostra da bancada de medição da resistividade ao fluxo.	62
Figura 5.13	Válvula regulador da pressão.	62
Figura 5.14	Rotâmetro para controle de vazão.	63
Figura 5.15	Transdutor indicador de pressão diferencial: (a) 616WL-22 e (b) 475-000-FM.	63
Figura 6.1	Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FC para o tubo de impedância de baixa frequência.	67
Figura 6.2	Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FC para o tubo de impedância de alta frequência.	67
Figura 6.3	Coeficiente de absorção sonoro das amostras de PU para o tubo de impedância de baixa frequência.	68
Figura 6.4	Coeficiente de absorção sonoro das amostras de PU para o tubo de impedância de alta frequência.	68
Figura 6.5	Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FT para o tubo de impedância de baixa frequência.	69
Figura 6.6	Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FT para o tubo de impedância de alta frequência.	69
Figura 6.7	Coeficiente de absorção sonoro médio das amostras de FC, PU e FT para o tubo de impedância de baixa frequência.	70
Figura 6.8	Coeficiente de absorção sonoro médio das amostras de FC, PU e FT para o tubo de impedância de alta frequência.	70
Figura 6.9	Resistividade ao fluxo das amostras de FC unidas 4 a 4, 5 a 5, 6 a 6 e a média dos resultados.	75
Figura 6.10	Resistividade ao fluxo das amostras de PU.	76
Figura 6.11	Impedância característica normalizada das amostras de FC e PU obtidas por DB.	78
Figura 6.12	Número de onda complexo normalizado das amostras de FC e PU obtidos por DB.	79

Figura 6.13	Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDC no tubo de baixa frequência.	80
Figura 6.14	Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDC no tubo de alta frequência.	80
Figura 6.15	Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidos por MDC no tubo de baixa frequência.	81
Figura 6.16	Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidos por MDC no tubo de alta frequência.	81
Figura 6.17	Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDC no tubo de baixa frequência.	82
Figura 6.18	Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDC no tubo de alta frequência.	83
Figura 6.19	Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidos por MDC no tubo de baixa frequência.	83
Figura 6.20	Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidos por MDC no tubo de alta frequência.	84
Figura 6.21	Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDC no tubo de baixa frequência.	84
Figura 6.22	Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDC no tubo de alta frequência.	85
Figura 6.23	Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidos por MDC no tubo de baixa frequência.	85
Figura 6.24	Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidos por MDC no tubo de alta frequência.	86
Figura 6.25	Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	87
Figura 6.26	Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de alta frequência.	88
Figura 6.27	Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	88
Figura 6.28	Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	89

Figura 6.29	Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	89
Figura 6.30	Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de alta frequência.	90
Figura 6.31	Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	90
Figura 6.32	Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	91
Figura 6.33	Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	91
Figura 6.34	Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de alta frequência.	92
Figura 6.35	Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.	92
Figura 6.36	Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de alta frequência.	93
Figura 6.37	Comparação das médias da impedância característica das amostras de FC obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.	94
Figura 6.38	Comparação das médias da impedância característica das amostras de FC obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.	95
Figura 6.39	Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FC obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.	95
Figura 6.40	Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FC obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.	96
Figura 6.41	Comparação das médias da impedância característica das amostras de PU obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.	96
Figura 6.42	Comparação das médias da impedância característica das amostras de PU obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.	97
Figura 6.43	Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de PU obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.	97
Figura 6.44	Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FC obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.	98

Figura 6.45	Comparação das médias da impedância característica das amostras do FT obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC e MDE.	98
Figura 6.46	Comparação das médias da impedância característica das amostras do FT obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC e MDE.	99
Figura 6.47	Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FT obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC e MDE.	99
Figura 6.48	Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FT obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC e MDE.	100

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1	Relações empíricas da resistividade ao fluxo.	28
Tabela 4.1	Propriedades acústicas medidas e calculadas para os métodos que utilizam o tubo de impedância.	47
Tabela 5.1	Especificação das amostras de fibra de coco.	54
Tabela 5.2	Especificação das amostras de fibra de coco.	54
Tabela 5.3	Especificação das amostras de poliuretano.	55
Tabela 5.4	Especificação das amostras do forro do teto.	56
Tabela 6.1	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC.	71
Tabela 6.2	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 2 a 2.	72
Tabela 6.3	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 3 a 3.	73
Tabela 6.4	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 4 a 4.	73
Tabela 6.5	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 5 a 5.	74
Tabela 6.6	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 6 a 6.	74
Tabela 6.7	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de PU.	76
Tabela 6.8	Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras do FT.	77

LISTA DE SÍMBOLOS

a : aceleração;

A : constante de propagação do material absorvente;

B : constante de atenuação do material absorvente;

c : velocidade do som no meio fluído;

D : diâmetro do duto;

$\mathbf{d}$: vetor velocidade da partícula;

f : frequência;

F : fator de formação

f_c : frequência de corte;

F_{liq} : força líquida;

f_{min} : frequência mínima;

f_{max} : frequência máxima;

$G_{11}(f)$: densidade de auto espectral ou o espectro de potência do microfone 1;

$G_{12}(f)$: densidade espectral cruzada ou o espectro cruzado de potência do microfone 2 em relação ao microfone 1;

$G_{22}(f)$: densidade de auto espectral ou o espectro de potência do microfone 2;

$G_{1s}(f)$: densidade espectral cruzada ou espectro de potência da fonte em relação ao microfone 1;

$G_{s2}(f)$: densidade de espectral cruzada ou espectro de potência do microfone 2 em relação a fonte;

$G_{ss}(f)$: densidade de auto espectral ou espectro de potência da fonte;

$H_{12}(f)$: função de transferência;

i : unidade imaginária;

J_m : função de Bessel de ordem m ;

k : número de onda;

$\tilde{k}$: número de onda complexo do material absorvente;

k_{ar} : número de onda em propagação no ar;

k_r^2 : número de onda que se propaga na direção radial;

k_x : número de onda na direção x ;

k_y : número de onda na direção y ;

k_z : número de onda na direção z ;

m : massa;

N_m : função de Newmann de ordem m ;

p : pressão sonora;

p_1 : pressão medida no microfone 1;

p_2 : pressão medida no microfone 2;

r : direção no sentido radial em coordenadas cilíndricas ou resistência ao fluxo específico;

r_o : raio do duto;

r_0 : resistividade ao fluxo de ar;

R_m : solução da Equação de Bessel;

$R(f)$: coeficiente de reflexão sonoro;

s : distância entre os microfones 1 e 2;

S : área de seção transversal;

$S(f)$: sinal da fonte sonora no domínio da frequência;

t : espessura da amostra;

$TL_n(f)$: perda de transmissão sonora para incidência normal;

u : componente do vetor velocidade da partícula na direção x ;

u_x : velocidade do ar na direção transversal a amostra em m/s;

v : componente do vetor velocidade da partícula na direção y ;

V : volume final do elemento após a passagem da onda sonora;

V_0 : volume inicial do elemento;

V_{ar} : volume de ar;

V_{total} : volume total do material absorvente;

w : componente do vetor velocidade da partícula na direção z ;

x : posição na direção do eixo x ;

X : resistência característica do material absorvente;

Y : reatância característica do material absorvente;

Z_{ar} : impedância característica do ar;

$\tilde{Z}$: impedância característica do material absorvente;

Z_0 : impedância característica do meio;

Z_s : impedância superficial;

$\alpha(f)$: coeficiente de absorção sonora;

γ_{12}^2 : função coerência;

Δp : diferença de pressão entre os dois lados da amostra;

ζ : componente do deslocamento da partícula na direção z ;

η : componente do deslocamento da partícula na direção y ;

θ : direção θ de propagação em coordenadas cilíndricas;

ξ : componente do deslocamento da partícula na direção x ;

ρ : massa específica;

ρ : densidade do fluído perturbado após a passagem da onda sonora;

ρ_0 : densidade do fluído não perturbado;

σ_f : condutividade do fluído;

σ_s : condutividade da amostra saturada pelo fluído;

τ : tortuosidade;

$\tau(f)$: coeficiente de transmissão sonoro;

ϕ : porosidade;

ω : frequência angular;

∇ : operador divergente;

∇^2 : operador Laplaciano;

$\mathcal{E}$: condensação;

$*$: conjugado complexo;

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	CONTEXTO	1
1.2	OBJETIVOS	2
1.2.1	Objetivo geral	2
1.2.2	Objetivos específicos	2
1.3	JUSTIFICATIVA	3
1.4	CONTEÚDO DA DISSERTAÇÃO	3
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	4
2.1	INTRODUÇÃO	4
2.2	MÉTODOS DE AVALIAÇÃO DAS PROPRIEDADES ACÚSTICAS	4
2.3	MATERIAIS ABSORVENTES DE FIBRAS NATURAIS	10
3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	13
3.1	INTRODUÇÃO	13
3.2	EQUAÇÃO DA ONDA UNIDIMENSIONAL	13
3.3	EQUAÇÃO DA ONDA TRIDIMENSIONAL	17
3.4	PROPAGAÇÃO DE ONDA SONORA EM DUTOS CIRCULARES	20
3.5	PROPRIEDADES DOS MATERIAIS ABSORVENTES	23
3.5.1	Coeficiente de absorção sonoro	24
3.5.2	Porosidade	26
3.5.3	Tortuosidade	26
3.5.4	Resistividade ao fluxo de ar	27
3.5.5	Impedância característica e número de onda complexo	29
4	TÉCNICAS DE MEDIÇÃO	31
4.1	INTRODUÇÃO	31
4.2	MÉTODO DA FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA	31
4.3	MÉTODO DAS DUAS CAVIDADES MODIFICADO	37

4.4 MÉTODO DAS DUAS ESPESSURAS	40
4.5 MÉTODO DAS DUAS CARGAS	42
4.6 CALIBRAÇÃO DOS MICROFONES	48
4.7 AVALIAÇÃO DA RESISTIVIDADE AO FLUXO DE AR	50
5 PROCEDIMENTOS METODOLÓGICOS	52
5.1 INTRODUÇÃO	52
5.2 AMOSTRAS	52
5.3 BANCADA EXPERIMENTAL – TUBO DE IMPEDÂNCIA	56
5.4 BANCADA EXPERIMENTAL – RESISTIVIDADE AO FLUXO	61
6 ANÁLISES E RESULTADOS	65
6.1 INTRODUÇÃO	65
6.2 ANÁLISE 1	66
6.3 ANÁLISE 2	71
6.4 ANÁLISE 3	79
6.5 ANÁLISE 4	86
6.6 ANÁLISE 5	93
7 CONSIDERAÇÕES FINAIS	101
REFERÊNCIAS	103

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 CONTEXTO

O crescimento da indústria automotiva nas últimas décadas contribuiu para o aumento do número de veículos em circulação dentro do território nacional. Como consequência, nota-se facilmente que as grandes cidades vêm sofrendo com problemas relacionados ao congestionamento, poluição do ar e com a poluição sonora.

A poluição sonora é um problema muito comum no cotidiano das pessoas e pode ser nocivo à saúde humana. Sabe-se que uma pessoa, quando exposta em um ambiente com ruído por um período prolongado, pode apresentar além dos problemas relacionados com a audição, tais como: deslocamento do limiar auditivo, zumbido e surdez; outros problemas de saúde como: dores de cabeça, estresse, insônia, arritmia cardíaca, hipertensão, entre outros (Griefahn et al., 2006; Canlon et al., 2012; Frei et al., 2014; Babisch et al., 2014).

Para atenuar o ruído presente em um ambiente pode-se utilizar um material que atenua o som integralmente ou parcialmente. Esses materiais, que tem como característica serem fibrosos e porosos, são chamados de materiais com propriedades de absorção acústica ou simplesmente por materiais absorventes. Fisicamente, o material absorvente não absorve o som e sim, transforma a energia sonora em energia térmica. Este processo ocorre quando uma onda sonora propaga-se através de poros ou dentro das disposições irregulares das fibras. Com a passagem da onda sonora, as moléculas de ar vibram no interior dos poros atritando com a fibra. O atrito, por sua vez, transforma a energia sonora em calor.

Paralelamente ao problema relacionado com a poluição sonora, tem-se atualmente a necessidade de utilizar matérias primas e desenvolver produtos que não agredam o meio-ambiente, ou seja, materiais sustentáveis. Materiais de origem natural que normalmente são descartados ou subutilizados, como por exemplo a fibra da casca do coco, fibra de juta, fibra de sisal e o bagaço de cana de açúcar, possuem um grande potencial como

material sustentável. Na indústria automotiva, tanto o conforto acústico quanto a necessidade da utilização de matérias primas sustentáveis têm sido uma grande preocupação dos engenheiros. O uso de materiais naturais em substituição dos materiais sintéticos diminui os custos de produção e ao mesmo tempo, tem o objetivo de atender as normas ambientais que são cada vez mais rigorosas.

Sabe-se que em veículos automotivos existem uma imensa quantidade de componentes que não são biodegradáveis, ou seja, não podem ser descartados diretamente na natureza. Por exemplo, um destes componentes é o forro do teto, que é composto principalmente por poliuretano. O forro do teto veicular tem como objetivo melhorar o acabamento interno, servir como um isolante térmico entre o teto e o interior do veículo e atenuar ruído proveniente do motor e do meio externo evitando a reverberação no habitáculo.

1.2 OBJETIVOS

1.2.1 Objetivo geral

O objetivo desta dissertação foi determinar e avaliar as propriedades acústicas de 3 materiais absorventes: placa composta por fibra de coco, forro de teto veicular e uma placa de poliuretano presente no forro de teto.

1.2.2 Objetivos específicos

Os objetivos específicos são:

- a) Determinar o coeficiente de absorção sonora dos materiais através do método ASTM E1050-10 (2012);
- b) Determinar a resistência ao fluxo específico e a resistividade ao fluxo dos materiais através do método ASTM C522-03 (2009);
- c) Determinar a impedância característica e o número de onda complexo dos materiais através do método das duas cavidades, método das duas espessuras e formulação empírica de Delany & Bazley.
- d) Comparar os resultados obtidos entre os materiais absorventes.

1.3 JUSTIFICATIVA

As grandes empresas estão sempre buscando alternativas para reduzir custos e também desenvolver produtos com o menor impacto ambiental possível. Uma destas maneiras é utilizar materiais eco sustentáveis.

Fibras naturais tem um grande potencial como material de absorção sonora. Como as fibras naturais são resíduos da agricultura, sua aplicação na indústria torna-se uma opção economicamente interessante.

Na indústria automotiva, as fibras de coco já são aplicadas para a confecção de bancos e a fibra de juta para a fabricação da tampa do porta malas.

1.4 CONTEÚDO DA DISSERTAÇÃO

Esta dissertação está dividida em 7 capítulos apresentados da seguinte maneira:

Cap. 2 Revisão Bibliográfica: Neste capítulo será descrito um breve relato sobre alguns trabalhos encontrados na literatura relacionados sobre os temas métodos experimentais, formulações empíricas e a utilização de fibras naturais como materiais de absorção sonora;

Cap. 3 Conceitos Básicos: Neste capítulo serão apresentados alguns conceitos importantes sobre a acústica como: as principais grandezas da acústica, equação característica da onda sonora propagando em dutos circulares e propriedades dos materiais absorventes.

Cap. 4: Técnicas De Medição: Neste capítulo serão apresentados alguns métodos experimentais utilizados na determinação das propriedades acústicas dos materiais absorventes;

Cap. 5 Procedimentos Metodológicos: Neste capítulo serão descritas as características das amostras (material, massa, espessura e densidade), os equipamentos e os procedimentos de medição;

Cap. 6 Análises E Resultados: Neste capítulo serão apresentadas as propriedades acústicas dos materiais absorventes das amostras estudadas;

Cap. 7 Considerações Finais: Neste capítulo serão apresentadas a conclusão do projeto baseado nos resultados obtidos e algumas sugestões de temas para projetos futuros;

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo é apresentada uma breve revisão bibliográfica dos estudos relacionados com métodos de avaliação das propriedades acústicas de materiais absorventes por meio de formulações empíricas e técnicas experimentais. Também podem ser encontrados nesta revisão estudos envolvendo a utilização de fibras naturais, em especial fibra de coco, como materiais de absorção sonora.

2.2 MÉTODOS DE AVALIAÇÃO DAS PROPRIEDADES ACÚSTICAS

Um dos pioneiros no estudo das propriedades acústicas de materiais absorventes foram Brown & Bolt (1942), que desenvolveram um método preciso para obter a resistividade ao fluxo através das medições diretas da queda de pressão, espessura da amostra e velocidade do fluxo de ar que atravessa a amostra. A queda de pressão foi medida com um manômetro diferencial de pressão e a velocidade do fluxo de ar foi obtida a partir da vazão volumétrica de água que sai do recipiente de teste da amostra. Neste trabalho, os autores também apresentaram diretrizes para a montagem das amostras no porta amostra. Nos resultados das medições para a maioria dos materiais avaliados ocorreram a variação da resistividade ao fluxo com a variação da velocidade. Os autores concluíram que essas variações podem ser causadas pelas turbulências decorrentes das altas velocidades de escoamento.

Scott (1946) descreveu uma técnica para a medição de propriedades acústicas de materiais porosos utilizando um microfone do tipo sonda. A impedância característica foi obtida por meio da medição direta da impedância acústica superficial. A parte imaginária do número de onda complexo foi determinada medindo o decaimento da pressão sonora com a distância percorrida pelo microfone. Simultaneamente, a parte real foi determinada medindo a mudança de fase do

campo sonoro com a distância percorrida pelo microfone. Foram utilizadas como amostras fibras de basalto suficientemente espessas para reduzir a reflexão na parede rígida do tubo.

Beranek (1947) usou a teoria de material elástico-poroso para relacionar o número de onda complexo e a impedância característica com as seguintes propriedades: resistência ao fluxo específico, fator estrutural, porosidade e densidade.

Ferrero & Sacerdote (1951) propuseram um outro método para a caracterização acústica de materiais porosos. A partir deste método, conhecido mais tarde como Método das Duas Espessuras, foi possível determinar a impedância característica e o número de onda complexo através da medição da impedância acústica superficial de duas amostras do mesmo material com espessuras diferentes, sendo que a espessura de uma das amostras seja o dobro da outra.

Delany & Bazley (1970) deduziram uma formulação empírica para a impedância característica e o número de onda complexo para materiais de absorção sonora a partir da resistividade ao fluxo. As expressões propostas pelos autores foram baseadas em resultados experimentais de quatro amostras de fibra de vidro, algodão e fibra mineral. Utilizando um tubo de impedância e um microfone do tipo sonda, mediram o campo de pressão sonora primeiro com a amostra apoiada na terminação rígida e depois com uma lacuna de ar de comprimento de um quarto de onda entre a amostra e a terminação rígida. A resistividade ao fluxo foi obtida através de medição direta da variação de pressão que atravessa a amostra. Os resultados obtidos a partir da formulação empírica e experimental possuem boa concordância.

Yaniv (1973) utilizou o mesmo procedimento experimental adotado por Delany & Bazley (1970), mais tarde chamado de Método das Duas Cavidades, e comparou com resultados obtidos com os métodos de Beranek (1947) e Scott (1946) nas frequências de 800, 1200 e 1600 Hz. Somente o comparativo dos resultados entre Yaniv e Beranek apresentaram concordância. A discordância dos resultados obtidos pelo método de Scott em relação aos outros dois métodos é atribuída às dificuldades experimentais inerentes do método.

Seybert & Ross (1977) apresentaram uma nova técnica experimental chamada de Método dos Dois Microfones, para determinação de propriedades acústicas em tubos considerando a presença de escoamento de ar. Através da medição da densidade de auto espectro e densidade de espectro cruzado foram calculados os valores da impedância acústica e do coeficiente de reflexão. Com uma única medição é possível obter a avaliação das propriedades acústica em toda a faixa de frequência utilizando um gerador de ruído aleatório. Três casos foram testados: um tubo fechado com terminação rígida, um tubo aberto e um protótipo de silenciador acústico automotivo. Compararam-se os resultados obtidos do presente método com os resultados teóricos e pela norma ASTM C384 (1972) obtendo uma boa concordância entre os resultados.

Chung & Blaser (1980) apresentaram o método da função de transferência para a medição com incidência normal das propriedades acústicas em dutos. Neste método, uma onda sonora aleatória estacionária de banda larga é decomposta matematicamente em onda incidente e onda refletida, utilizando a relação de função de transferência entre a pressão acústica em duas posições no tubo. Sendo assim, tornou-se possível a determinação do coeficiente de reflexão complexo, da impedância acústica complexa e do coeficiente de absorção de um material, bem como a perda de transmissão em silenciadores acústicos. Este novo método obteve boa concordância com os resultados obtidos conforme a norma ASTM C384, com a vantagem de ser aproximadamente 40 vezes mais rápido.

Smith & Parrott (1983) compararam três métodos de medição de propriedades acústicas: o Método de Scott (1946), o Método das Duas Cavidades e o Método das Duas Espessuras. A impedância característica e o número de onda complexo foram normalizados em relação ao ar e comparados aos valores obtidos pelo modelo teórico de Beranek (1947). Os materiais utilizados neste estudo foram uma espuma de célula aberta e Kevlar de 10 mm de espessura. O Método das Duas Espessuras mostrou-se mais eficiente, porém requer cuidado durante a preparação e montagem da amostra, como por exemplo, garantia de homogeneidade na amostra e estanqueidade com o tubo de impedância.

Fahy (1984) demonstrou a possibilidade de se obter a função de transferência com um microfone. Chu (1986) através de um sinal pseudorrandômico periódico, obteve a impedância acústica e o coeficiente de absorção através da função de transferência medida com o uso de um microfone. Desta maneira, eliminou-se os erros associados à diferença de fases entre os microfones e a necessidade da sua calibração. Os resultados obtidos foram comparados com os dados medidos de acordo com a norma ASTM C384.

Utsuno *et al.* (1989) modificaram o Método das Duas Cavidades utilizadas anteriormente por Yaniv (1973). Dois comprimentos distintos de cavidades de ar foram usados para determinar a impedância característica e o número de onda complexo e a partir delas, obter a impedância superficial e o coeficiente de absorção do material absorvente. Estes valores calculados foram comparados com valores medidos obtidos diretamente através do Método da Função de Transferência. Devido à boa convergência entre os valores comparados, conclui-se que este método é confiável para a obtenção da impedância característica e o número complexo de onda.

Miki (1990) propôs uma nova formulação para a impedância característica e número de onda complexo baseados nos dados experimentais de Delany & Bazley (1970). As novas expressões mostraram ser úteis na previsão do comportamento acústico de materiais porosos,

especialmente nos casos de dupla camada, mesmo fora da faixa de frequência válida do modelo de Delany & Bazley. Allard & Champoux (1992) desenvolveram suas formulações empíricas a partir de considerações teóricas das forças viscosas em materiais absorventes. Nestas formulações necessita-se a determinação da densidade dinâmica (relação entre as forças inerciais e viscosas do ar no material absorvente) e do módulo dinâmico de bulk (relação entre as trocas térmicas entre o ar e os poros do material absorvente). As expressões de Allard & Champoux fornecem resultados similares àqueles obtidos pelas expressões clássicas de Delany & Bazley, com a vantagem de ser válida também em frequências mais baixas.

Song & Bolton (2000) apresentaram um novo método para caracterizar os materiais absorventes baseado na teoria da matriz de transferência. Utilizando o princípio da reciprocidade imposto ao material da amostra, a impedância característica e o número de onda complexo são relacionados com as amplitudes das ondas que são formadas em ambos os lados da amostra. Este método elimina erros associados com a montagem das amostras, erros induzidos pelas diferenças insuficientes da impedância superficial entre as duas espessuras devido à alta resistividade ao fluxo e erros para materiais de alta absorção no qual a impedância superficial não é sensível as condições das cavidades. Os resultados obtidos mostraram boa convergência em relação a formulação empírica de Delany & Bazley (1970).

Castagnède *et al.* (2000) estudou a variação da compressão em materiais fibrosos e a sua influência na absorção sonora e em parâmetros físicos. Predições numéricas baseada no modelo de fluido equivalente de Johnson-Allard foram feitas e a partir dos resultados obtidos foi verificado que quanto maior for a compressão menor será o coeficiente de absorção. O efeito inverso também foi verificado, quanto maior a expansão, maior será o coeficiente de absorção. Entretanto, a variação da espessura pode ter influenciado no resultado. Uma análise experimental também foi realizada para validar a análise numérica, sendo utilizado o Método dos Dois Microfones.

Tao *et al.* (2003) compararam o Método das Duas Fontes com o Método das Duas Cavidades. As teorias para cada método bem como as diferenças entre cada método foram apresentadas. A impedância característica e o número de onda complexo de uma amostra de material absorvente foram medidas utilizando os dois métodos e posteriormente aplicadas para calcular o coeficiente de absorção, a impedância superficial e a perda de transmissão de um silenciador híbrido. Para materiais com alta absorção, os resultados obtidos possuíram boa concordância, entretanto para materiais com baixa absorção, o método das duas fontes mostrou-se mais confiável.

Kino & Ueno (2007) investigaram o efeito que amostras com diâmetros diferentes ao diâmetro interno do tubo de impedância causam nas medições das propriedades acústicas de materiais fibrosos. Para amostras com diâmetros maiores que o do tubo verificou-se a presença de ressonância da estrutura do material, enquanto para diâmetros menores foi verificado vazamento de som pelas laterais das amostras resultando em resultados incorretos. Diâmetros de 0,5 e 1 mm menor que o diâmetro interno do tubo reduzem o efeito da ressonância e do vazamento do som.

Han *et al.* (2007) discutiram a exatidão do coeficiente de absorção sonora quando uma amostra possui baixa absorção. Eles perceberam que os procedimentos recomendados pelas normas ISO 10534-2 (1998) e ASTM E1050 (1998), para calibração da fase e amplitude do sinal medido dos microfones embora adequados para amostra de alta absorção, são insuficientes quando a amostra possui baixa absorção sonora. Neste trabalho foram propostos uma metodologia alternativa para corrigir o erro de fase do microfone e para medir o coeficiente de atenuação do tubo de impedância.

Komatsu (2008) propôs uma nova formulação empírica que relaciona as propriedades acústicas de materiais fibrosos com a resistividade ao fluxo. Neste trabalho foram estudados 15 tipos de fibra de vidro e 9 tipos de fibra de basalto, ambas dispostas em forma de lâ. A impedância característica e o número de onda complexo obtidos experimentalmente através do método das duas cavidades foram comparados com a nova formulação e também com as formulações de Delany & Bazley (1970) e Miki (1990). A formulação proposta pelos autores obteve resultados mais precisos se comparados às formulações anteriores.

Oliva & Hongisto (2013) compararam os valores do coeficiente de absorção sonora obtidos por meio de sete métodos de predição distintos. Estes resultados foram comparados com os dados medidos experimentalmente com o tubo de impedância. As configurações avaliadas possuíam fibra mineral e uma cavidade preenchida com ar entre a fibra e a terminação rígida do tubo de impedância. Os autores desenvolveram uma formulação empírica, a partir do método de Allard & Champoux (1992), para obtenção da impedância e do coeficiente de absorção com boa precisão quando comparados aos outros métodos.

Recentemente, Larner & Davy (2014) estudaram as causas dos erros provenientes dos métodos das duas cavidades e das duas espessuras na obtenção da impedância característica e número de onda complexo de materiais finos e de baixa densidade. Os autores utilizaram o Método das Duas Espessuras (1951) e o Método das Duas Cavidades modificado por Utsuno *et al.* (1989) para avaliação das amostras absorventes. Os autores sugerem que para o Método das Duas Espessuras o módulo do produto do número de onda complexo vezes a espessura da

amostra deve ser maior que 0,7, evitando desta maneira flutuações nos resultados da impedância característica e número de onda complexo. Para o Método de Utsuno et al., os comprimentos das duas cavidades de ar devem ser de um quarto comprimento de onda e meio comprimento de onda da maior frequência investigada provendo desta maneira uma maior diferença na impedância da cavidade de ar sem provocar ressonâncias.

Niresh *et al.* (2015) discutiram em seu trabalho vários métodos disponíveis para a avaliação das características acústicas dos materiais. Entre os métodos experimentais apresentados, foi dado uma atenção especial para o Método da Função de Transferência pois trata-se do método mais usado devido à sua rapidez e por ser a base para o Método das Duas Cavidades, Método das Duas Cargas e para o Método Da Matriz de Transferência. Também foram apresentados os modelos teóricos de Delany & Bazley (1970) e Miki (1990).

Tao *et al.* (2015) propuseram um novo método para determinar a resistividade ao fluxo de um material com base no método do tubo de impedância de acordo com a norma ISO 10534-2 (1998). Foram realizados dois experimentos, um com o tubo de impedância com seção transversal quadrada e outro com o tubo de impedância padrão redondo. Para validar os resultados obtidos com o uso do novo método foi feita uma análise numérica através de um aplicativo comercial de elementos finitos. Verificou-se que o posicionamento do centro do microfone afeta na precisão das medições. Também foi encontrado que amostras mais espessas produz resultados mais precisos e permite medições em frequências mais altas.

Jones & Kessissoglou (2015) apresentaram uma modificação no Método de Delany & Bazley (1970) no qual não são necessários os dados de resistividade ao fluxo do material. Os parâmetros acústicos de uma espuma de poliuretano foram obtidos experimentalmente através do tubo de impedância e de um equipamento de medição de resistividade ao fluxo. Três métodos de aproximações da impedância característica e do número de onda complexo foram comparadas: função original de Delany & Bazley, função de lei de potência com os coeficientes obtidos através de medições experimentais e uma função modificada de Delany & Bazley no qual não é necessário os dados de resistividade ao fluxo. Houve uma boa concordância nos resultados obtidos.

Lima *et al.* (2016) apresentou uma metodologia inversa para a obtenção da impedância acústica característica e o número de onda complexo de um material absorvente utilizado em silenciadores dissipativos. Esta metodologia emprega a avaliação experimental da eficiência acústica de um modelo de câmara dissipativa com o material que se deseja avaliar e o ajuste de parâmetros com um método otimização aplicado juntamente com o método dos elementos finitos. Neste trabalho foram avaliados três modelos de silenciadores dissipativos sendo dois da

literatura estudados por Lee et. al. (2006) e Xu et al., (2004) e um fabricado pelos autores. Os resultados obtidos mostraram que a metodologia é eficiente na obtenção das propriedades acústicas de materiais empregados na fabricação de silenciadores dissipativos.

Pelegrinis *et al.* (2016) apresentaram um modelo baseado na equação de Kozeny-Carman (1937) para calcular com maior precisão a resistividade ao fluxo a partir dos dados do diâmetro da fibra e da densidade de *bulk* de amostras de fibra de poliéster. A resistividade ao fluxo calculada por este novo método é comparada com a resistividade ao fluxo que é obtida a partir do coeficiente de absorção usando o método simplex de otimização de Nelder-Mead (1965). O máximo erro relativo encontrado em uma das amostras foi de 10%. Foi mostrado que a resistividade ao fluxo da fibra de poliéster aumenta proporcionalmente com o quadrado da densidade de *bulk* e diminui proporcionalmente com o quadrado do diâmetro da fibra.

2.3 MATERIAIS ABSORVENTES DE FIBRAS NATURAIS

Nor *et al.* (2004) obteve através de um aplicativo comercial (WinFLAGTM) os coeficientes de absorção acústica de placas de fibra de coco. O efeito da presença de uma placa micro perfurada e/ou com uma camada de ar numa combinação em série com várias placas de fibra de coco também foi estudado. Foi verificado que o aumento na quantidade de placas de fibra de coco aumenta o coeficiente de absorção acústica em baixas frequências bem como a presença da camada de ar e da placa micro perfurada. Entretanto a presença da camada micro perfurada implica numa queda do coeficiente de absorção em altas frequências devido ao fenômeno da ressonância na cavidade atrás da placa.

Ersoy & Küçük (2009) compararam a absorção acústica da fibra de folha de chá, com ou sem a presença de um tecido de algodão na superfície formando um sanduíche, em relação à absorção acústica do poliéster e do polipropileno. Foram avaliadas amostras com espessuras de 10 mm, 20 mm e 30 mm e as medições foram feitas com base no método da função de transferência com 2 microfones. A presença do tecido de algodão na superfície aumentou significativamente a absorção sonora. A fibra de folha de chá mostrou melhores resultados quando comparado ao poliéster e do polipropileno.

Fouladi *et al.* (2010) estudaram uma estrutura multicamada composta de uma placa perfurada, uma camada de fibra de coco e uma camada ar com o objetivo de aumentar absorção acústica. Quatro técnicas de predição foram utilizadas e comparadas com a análise experimental no tubo de impedância. Os resultados obtidos a partir do método da matriz de transferência de

Allard (1987) foram os que mais se aproximaram dos resultados experimentais. Foram analisadas a influência na quantidade de furos da placa perfurada e a sua posição em relação a camada de fibra de coco. Foi observado que a presença da placa perfurada contribui na redução da espessura da camada de ar.

Mahzan *et al.* (2010) investigaram a viabilidade de um painel acústico composto por casca de coco, borracha reciclada e poliuretano. Amostras com composições diferentes de poliuretano, casca de coco e borracha reciclada foram fabricadas com 28 e 100 mm de diâmetro. O coeficiente de absorção sonora foi determinado usando o tubo de impedância aplicado o método da função de transferência. Também foram avaliadas a densidade e porosidade das amostras. Após o estudo, conclui-se que o compósito possui boa eficiência acústica sendo a composição que apresentou melhores resultados é composta por: 25% de poliuretano e 75% de fibras sendo que destes 40%, é composta por casca de coco e 60% de borracha reciclada.

Novamente, Fouladi *et al.* em 2011 analisaram as características acústicas da fibra de coco. Dois tipos de fibras foram investigados: a fibra do coco fresco e a fibra de coco industrializada com a adição de cola. Os modelos analíticos de Delany-Bazley (1970), Biot-Allard (1993) e ensaios experimentais com o tubo de impedância foram utilizados na análise. O modelo de Biot-Allard considera que a onda sonora irá se propagar em um meio elástico poroso. Os resultados mostraram que a fibra do coco fresco obteve melhor absorção devido a presença de umidade entre as fibras e que a presença da cola na fibra de coco industrializada resulta em ressonância em altas frequências. A solução sugerida pelos autores foi a utilização de várias camadas, uma lacuna de ar e uma placa perfurada para melhorar a absorção acústica da fibra de coco industrializada, uma vez que a fibra de coco na sua forma natural não é viável comercialmente.

Yeon *et al.* (2014) estudaram as propriedades físicas de absorvedores sonoros a base de celulose e na forma de espuma. As propriedades acústicas foram medidas numa câmara de reverberação e comparadas com a fibra de vidro e poliéster. A absorção acústica do material absorvente de papel reciclado foi levemente inferior que a da fibra de vidro, porém, maior que a do poliéster.

Lacoste *et al.* (2015) estudaram o coeficiente de absorção sonora de espuma à base de casca de pinus e outra espuma à base de barauína. As medições experimentais foram feitas no tubo de impedância de acordo com a norma ISO 10534-1 (1998). Os resultados obtidos foram comparados a outros tipos de espumas comerciais e materiais de absorção acústicos clássicos. Os resultados mostraram que as espumas estudadas pelos autores apresentaram melhor absorção acústica que as espumas comerciais e próximos a da fibra de vidro para uma espessura de 30

mm. Para espessura maiores que 30 mm a espuma de baráúna obteve melhor absorção que a fibra de vidro.

CAPÍTULO 3

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

3.1 INTRODUÇÃO

A condição de propagação de ondas planas no interior de um tubo de impedância é de extrema importância durante os ensaios experimentais. Neste capítulo são apresentadas a dedução da equação da onda sonora unidimensional e tridimensional, assim como a condição para a propagação da onda plana em dutos circulares como ocorre no tubo de impedância. Na seção 3.4 são descritas algumas das principais propriedades acústicas de materiais absorventes.

3.2 EQUAÇÃO DA ONDA UNIDIMENSIONAL

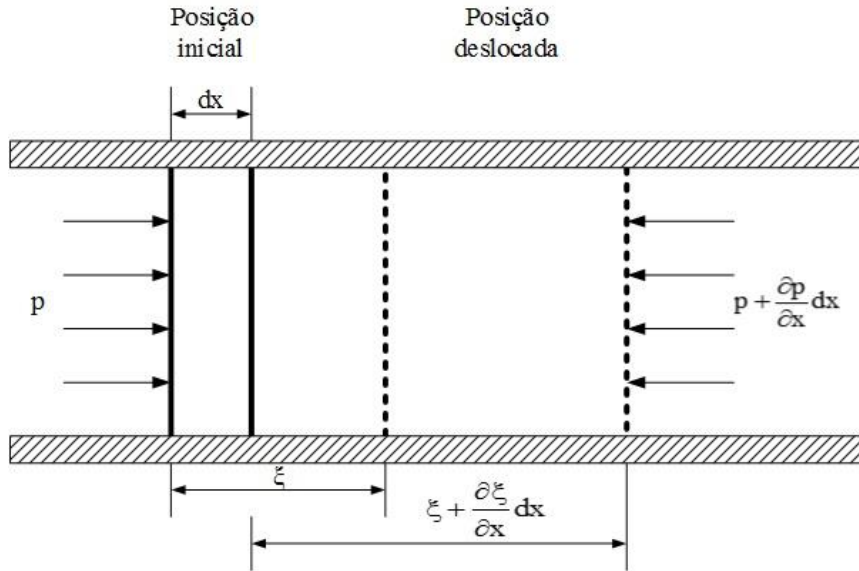
Considerando um tubo reto de seção transversal circular ou retangular, na propagação unidirecional, a pressão acústica possui a mesma amplitude em todos os pontos de qualquer plano perpendicular a direção de propagação. A condição de onda plana é empregada nos ensaios experimentais com o tubo de impedância, também chamado de Tubo de Kundt, para determinar as propriedades acústicas de um material absorvente. Algumas hipóteses devem ser consideradas para o desenvolvimento da equação da onda (Beranek, 1954, Munjal, 1987 e Barron, 2003):

- Não há dissipação de energia do meio para o tubo e do tubo para o meio externo;
- A amplitude da pressão sonora é muito pequena em comparação a pressão estática do meio;
- O efeito da força da gravitacional sobre o meio é desprezível;
- O meio será considerado como incompressível.

Na Figura 3.1 mostra o momento que uma onda sonora passa por um diferencial de um fluido contido em uma tubulação. Nestas condições, uma pressão sonora p é aplicada a um elemento de um fluido inicialmente com espessura dx e área de seção transversal S , em repouso. Após um pequeno incremento de tempo dt , uma face move-se da posição x

para a posição $x+\xi$, onde ξ é deslocamento instantâneo da partícula. A outra face move-se da posição $x+dx$ para a posição $x + dx + \xi + \frac{\partial \xi}{\partial x} dx$ sob uma pressão $p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$.

Figura 3.1 – Posição inicial e deslocado de um elemento de um fluido quando uma onda sonora atravessa o elemento.



Fonte: O autor, 2016.

Como não há a presença de forças dissipativas, o atrito entre o elemento do fluido e as paredes do tubo é desprezível, as únicas forças externas atuando no elemento diferencial são as forças decorrentes da propagação da onda sonora. Então, a força líquida atuando no elemento torna-se:

$$F_{\text{líq}} = pS - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) S = - \frac{\partial p}{\partial x} dx S \quad (3.1)$$

A velocidade da partícula para o elemento é a variação do deslocamento por unidade de tempo na direção x , ou seja:

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (3.2)$$

A aceleração da partícula para o elemento é a variação da velocidade por unidade de tempo na direção x , ou seja:

$$a = \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (3.3)$$

O diferencial de massa pode ser obtido multiplicando a massa específica (ρ) pelo diferencial de volume do meio, matematicamente:

$$dm = \rho dV = \rho S dx \quad (3.4)$$

Aplicando a segunda lei de Newton ao diferencial de fluido tem-se que

$$\sum \mathbf{F} = m \cdot \mathbf{a} \quad (3.5)$$

A substituição das Equações 3.1 e 3.4 na Eq. 3.5 fornece:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} dx S = \rho S dx \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (3.6)$$

Simplificando a Eq 3.6 e obtém-se:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (3.7)$$

Considerando o processo de propagação de ondas como sendo isentrópico, sem a geração de entropia, a velocidade do som no meio fluído (c) pode ser determinada por (Munjal, 1987; Kinsler et al., 2000 e Moran & Shapiro, 2002):

$$c^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} \quad (3.8)$$

Derivando a equação 3.8 em relação ao tempo fornece

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (3.9)$$

A propriedade condensação, simbolizada por $\mathcal{C}$, é definida pela razão da perturbação do fluido pela passagem da onda sonora em relação a sua densidade inicial do fluido não perturbado, matematicamente (Barron, 2003):

$$\mathcal{C} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \quad (3.10)$$

onde ρ_0 é a densidade do fluído não perturbado e ρ é a densidade do fluído perturbado após a passagem da onda sonora.

Para a massa de um elemento do fluído, a condensação pode ser reescrita em termos do deslocamento da partícula e consequentemente através da variação de seu volume, ou seja:

$$\mathcal{C} = \frac{V_0 - V}{V} = \frac{S dx - S \left(\xi + \frac{\partial \xi}{\partial x} dx + dx - \xi \right)}{S \left(\xi + \frac{\partial \xi}{\partial x} dx + dx - \xi \right)} = - \frac{\frac{\partial \xi}{\partial x}}{1 + \frac{\partial \xi}{\partial x}} \quad (3.11)$$

onde V_0 é o volume inicial do elemento e V é o volume final do elemento após a passagem da onda sonora.

Considerando que o deslocamento da partícula, ao ser atravessado por uma onda sonora seja muito pequeno, isto é, $\partial \xi / \partial x \ll 1$ e nestas condições a Eq. 3.11 torna-se

$$\mathcal{E} = -\frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (3.12)$$

A densidade do fluído pode ser escrita em termos da condensação através da Eq. 3.10:

$$\rho = \rho_0(1 + \mathcal{E}) \quad (3.13)$$

Derivando a Eq. 3.13 em relação ao tempo e substituindo o resultado na Eq. 3.09:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \rho_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \quad (3.14)$$

Derivando a Eq. 3.14 novamente em relação ao tempo

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c^2 \rho_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \quad (3.15)$$

Agora, derivando a Eq 3.7 em relação ao espaço e rearranjando os termos tem-se:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = -\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) \quad (3.16)$$

A densidade é praticamente constante quando o diferencial de fluido é atravessado por uma onda sonora, conclui-se então:

$$\rho \approx \rho_0 \quad (3.17)$$

Substituindo as Equações 3.12 e 3.17 na Eq. 3.16 obtém-se:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \rho_0 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \quad (3.18)$$

Agora substituindo a Eq. 3.18 na Eq. 3.14 e rearranjando os termos a equação da onda unidirecional, isto é:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] p = 0 \quad (3.19)$$

A Eq. 3.19 é uma equação diferencial linear, unidimensional, homogênea com coeficientes constantes, onde c é independente de x e t . Utilizando a técnica de separação de variáveis e considerando uma função harmônica, a solução da equação diferencial pode ser escrita como (Munjál, 1987):

$$p(x, t) = C_1 e^{i(\omega t - kx)} + C_2 e^{i(\omega t + kx)} \quad (3.20)$$

onde,

$$\begin{aligned} i &= \sqrt{-1} && \text{é a unidade imaginária;} \\ \omega &= 2\pi f && \text{é a frequência angular [rad/s];} \\ k &= \omega/c && \text{é o número de onda.} \end{aligned}$$

A Eq. 3.20 representa uma onda estacionária e é definida como a superposição de duas ondas progressivas com amplitudes C_1 e C_2 em sentidos opostos. O termo contendo a expressão $e^{i(\omega t - kx)}$ representa a pressão da onda sonora que se move no sentido positivo do eixo x . O termo contendo a expressão $e^{i(\omega t + kx)}$ representa a pressão da onda sonora que se move na direção negativa do eixo x . Esta equação é a base para o entendimento do Método Da Função de Transferência (Seybert & Ross, 1977) e como consequência, a determinação das propriedades acústicas de materiais absorventes. A Eq. 3.7 pode ser reescrita em função da velocidade da partícula (u) desde que u seja igual a $\partial \xi / \partial t$, então:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.21)$$

Derivando a Eq. 3.20 em relação à x e substituindo na Eq. 3.21 tem-se:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{ik}{\rho} [C_1 e^{i(\omega t - kx)} - C_2 e^{i(\omega t + kx)}] \quad (3.22)$$

Integrando a Eq. 3.22 em relação à t é possível obter:

$$u(x, t) = \frac{1}{\rho c} [C_1 e^{i(\omega t - kx)} - C_2 e^{i(\omega t + kx)}] \quad (3.23)$$

onde $\rho c = Z_0$ é a impedância característica do meio, sendo definida como a razão entre a pressão sonora e a velocidade da partícula para uma onda plana progressiva. Para ondas não planas a impedância característica é uma grandeza complexa e pode-se escrita como:

$$\tilde{Z} = \frac{p}{u} \quad (3.24)$$

3.3 EQUAÇÃO DA ONDA TRIDIMENSIONAL

A equação da onda tridimensional é obtida de maneira análoga a equação da onda unidimensional. Os componentes do deslocamento da partícula nas direções x , y e z são definidas por ξ , η e ζ , respectivamente. Os componentes do vetor velocidade da partícula são definidos por:

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad v = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{e} \quad w = \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (3.25 \text{ a, b e c})$$

Redefinindo a propriedade de condensação para a condição da propagação da onda sonora tridimensional a Eq. 3.11 torna-se:

$$\mathcal{C} = \frac{V_0 - V}{V} = \frac{(dx dy dz) - (dx + \frac{\partial \xi}{\partial x} dx)(dy + \frac{\partial \eta}{\partial y} dy)(dz + \frac{\partial \zeta}{\partial z} dz)}{(dx + \frac{\partial \xi}{\partial x} dx)(dy + \frac{\partial \eta}{\partial y} dy)(dz + \frac{\partial \zeta}{\partial z} dz)} \quad (3.26)$$

Eliminando os diferenciais de segunda e terceira ordem e simplificando a Eq. 3.26 tem-se

$$\mathcal{C} = \frac{1 - (1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial z})}{(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial z})} = \frac{\frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial z}}{(1 + \frac{\partial \xi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial z})} = -\frac{\nabla \mathbf{d}}{1 + \nabla \mathbf{d}} \quad (3.27)$$

onde,

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \quad \text{é o operador divergente;}$$

$$\mathbf{d} = \xi \mathbf{i} + \eta \mathbf{j} + \zeta \mathbf{k} \quad \text{é o vetor deslocamento da partícula.}$$

Como os deslocamentos das partículas são muito pequenos para o ar, conclui-se que

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} \ll 1, \quad \frac{\partial \eta}{\partial y} \ll 1 \quad \text{e} \quad \frac{\partial \zeta}{\partial z} \ll 1. \quad (3.28 \text{ a, b e c})$$

A substituição das Equações (3.28) em (3.27) fornece:

$$\mathcal{C} = -\nabla \mathbf{d} \quad (3.29)$$

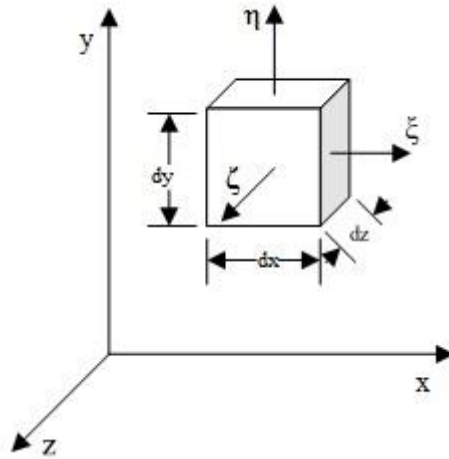
A força líquida nas três direções para um diferencial do fluido, demonstrado na Figura 3.2, sendo atravessado por uma onda sonora pode ser calculada por:

$$\sum \mathbf{F} = p dx dy + p dx dz + p dy dz - [(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx) dy dz + (p + \frac{\partial p}{\partial y} dy) dx dz + (p + \frac{\partial p}{\partial z} dz) dx dy]$$

ou

$$\sum \mathbf{F} = -\left(\frac{\partial p}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{k} \right) dx dy dz \quad (3.30)$$

Figura 3.2 – Elemento de volume diferencial.



Fonte: O Autor, 2016.

Agora, aplicando a segunda lei de Newton ao diferencial de volume da Figura 3.2 tem-se que:

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\mathbf{k}\right)dx dy dz = dm\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\mathbf{i} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\mathbf{j} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}\mathbf{k}\right) \quad (3.31)$$

Sendo $dm = \rho dx dy dz$, a Eq. 3.31 torna-se:

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z}\mathbf{k}\right) = \rho\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\mathbf{i} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\mathbf{j} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}\mathbf{k}\right) \quad (3.32)$$

Aplicando o divergente em ambos os lados da Eq. 3.32:

$$-\nabla^2 p = \rho \nabla \cdot \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\mathbf{i} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\mathbf{j} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}\mathbf{k}\right)$$

Novamente, como a densidade é constante quando o diferencial de fluido é atravessado por uma onda sonora ($\rho \approx \rho_0$), então:

$$-\nabla^2 p = \rho_0 \nabla \cdot \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}\mathbf{i} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}\mathbf{j} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2}\mathbf{k}\right) \quad (3.33)$$

A Eq. 3.33 pode ser reescrita como:

$$-\nabla^2 p = \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial \eta}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial \zeta}{\partial z}\mathbf{k}\right) = \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\nabla \mathbf{d}) \quad (3.34)$$

Finalmente, a equação da onda tridimensional pode ser obtida pela substituição das Equações 3.15 e 3.29 na Eq. 3.34, ou seja:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.35)$$

onde o operador laplaciano é fornecido por:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (3.36)$$

Utilizando novamente a técnica de separação de variáveis e considerando uma função harmônica, a solução da equação diferencial pode ser escrita como (Munjál, 1987):

$$p(x, y, z, t) = C_1 e^{i(\omega t - k_x x)} + C_2 e^{i(\omega t + k_x x)} + C_3 e^{i(\omega t - k_y y)} + C_4 e^{i(\omega t + k_y y)} \\ + C_5 e^{i(\omega t - k_z z)} + C_6 e^{i(\omega t + k_z z)} \quad (3.37)$$

onde,

C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 e C_6 são as amplitudes máximas das pressões;

k_x, k_y e k_z são o número de onda nas direções x, y e z , respectivamente.

3.4 PROPAGAÇÃO DA ONDA SONORA EM DUTOS CIRCULARES

Substituindo o operador Laplaciano de coordenadas cartesianas por coordenadas cilíndricas (Figura 3.3) na Eq. 3.35 obtém-se a equação de propagação da onda em coordenadas cilíndricas (Munjál, 1987):

$$\frac{\partial p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (3.38)$$

onde o operador Laplaciano ∇^2 em coordenadas cilíndricas é dado por:

$$\nabla^2 = \left[\frac{\partial}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \quad (3.39)$$

A propagação da onda sonora em um tubo de seção transversal circular é governada pela Eq. 3.38. Utilizando a técnica de separação de variáveis, e usando os termos $e^{i\omega t}$ e $e^{im\theta}$ como dependente do tempo e do ângulo θ , respectivamente, tem-se:

$$p(r, \theta, x, t) = \sum_m R_m(r) e^{im\theta} Z(x) e^{i\omega t} \quad (3.40)$$

Assumindo a função $Z(x)$ como sendo similar a Eq. 3.37:

$$Z(x) = C_1 e^{-ik_x x} + C_2 e^{ik_x x} \quad (3.41)$$

onde k_x é o número de onda que se propaga na direção axial x .

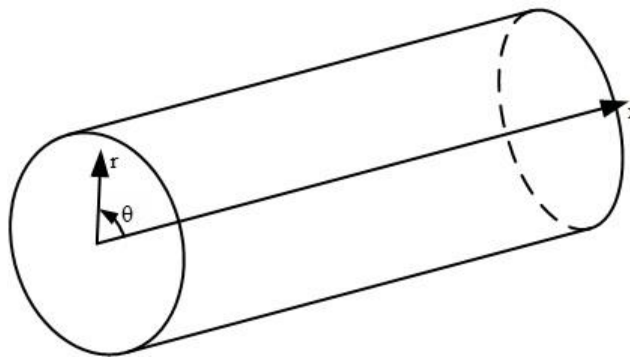
Derivando $Z(x)$ 3.41 duas vezes em relação a x resulta em:

$$\frac{d^2 Z}{dx^2} = -k_x^2 Z \quad (3.42)$$

Substituindo as Equações 3.40 e 3.42 na Eq. 3.38, resulta na Equação de Bessel para $R_m(r)$:

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

Figura 3.3 – Sistema de coordenadas cilíndricas em dutos circulares.



Fonte: O autor, 2016

A solução geral da Equação 3.43 é dada por (Munjál, 1987):

$$R_m = C_3 J_m(k_r r) + C_4 N_m(k_r r) \quad (3.44)$$

onde,

$k_r^2 = k^2 - k_x^2$ é o número de onda que se propaga na direção radial;

J_m é a função de Bessel de ordem m ;

N_m é a função de Newmann de ordem m .

Quando $r = 0$, $N_m(k_r r)$ tende ao infinito (Munjál, 1987). Como a pressão acústica em qualquer ponto do plano transversal a direção axial x deve ser finito, a constante C_4 deve ser 0. Novamente, a velocidade radial na parede ($r = r_0$) deve ser 0, portanto:

$$\frac{dJ_m(k_r r)}{dr} = 0 \text{ em } r = r_0 \quad (3.45)$$

Assim, k_r assume somente valores discretos para satisfazer a equação abaixo:

$$J'_m(k_r r) = 0 \quad (3.46)$$

Reescrevendo o valor de k_r correspondente a n -ésima raiz da equação acima como $k_{r,m,n}$ tem-se:

$$p(r, \theta, x, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} J_m(k_{r,m,n} r) e^{im\theta} e^{i\omega t} \times (C_{1,m,n} e^{-ik_{x,m,n} x} + C_{2,m,n} e^{ik_{x,m,n} x}) \quad (3.47)$$

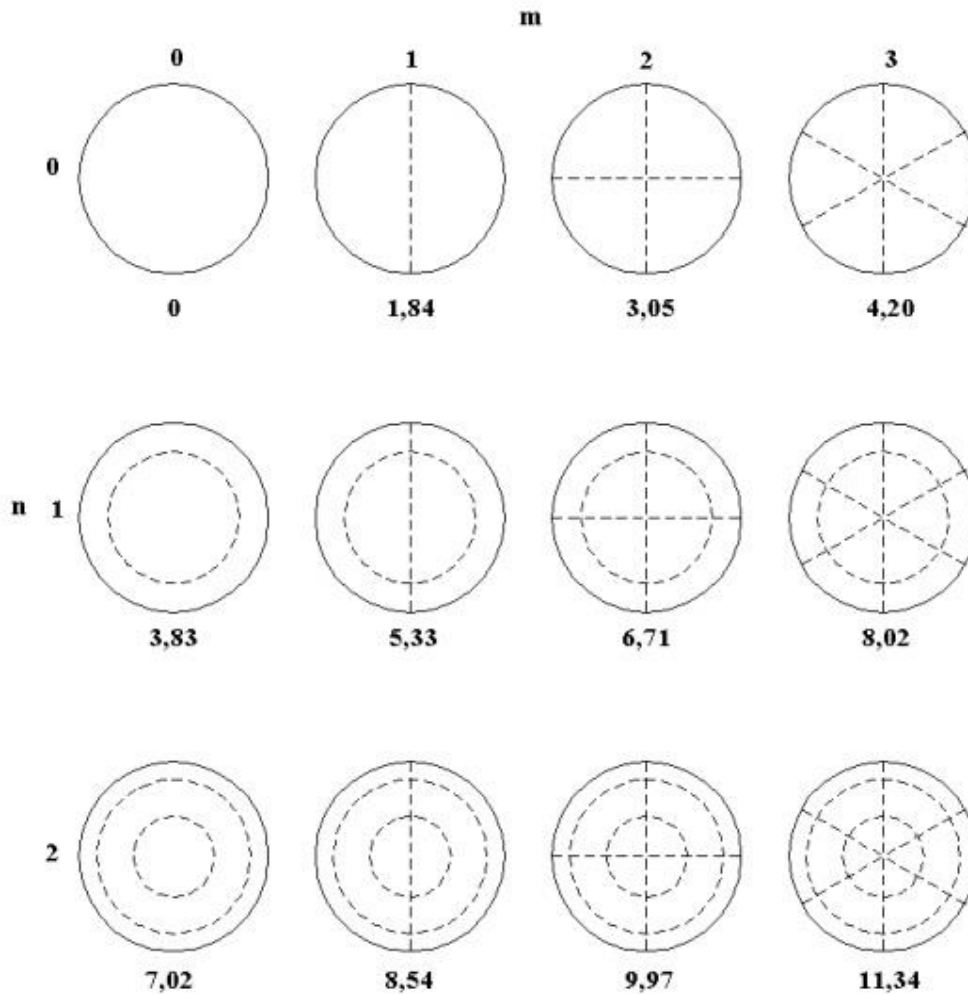
onde,

$$k_{x,m,n} = \sqrt{k^2 - k_{r,m,n}^2} \quad (3.48)$$

Como o primeiro zero de J'_0 (ou J_1) é zero, $k_{r,0,1} = 0$ e $k_{x,0,1} = k_0$. Portanto para o modo (0,1), a Equação 3.47 reduz-se para a Equação 3.20, que é a equação da onda plana que se propaga sem atenuação.

Nos dutos circulares, n representa o número de zeros da derivada J'_m . A Figura 3.4 mostra a distribuição da pressão transversal em dutos circulares onde n corresponde ao número de nós circulares. A propagação de ondas planas é representada pelo modo (0,0) e os índices m e n representam o número de nós da distribuição de pressão nas suas respectivas direções.

Figura 3.4 – Linhas nodais para distribuição transversal de pressão num duto circular para $m=3$ e $n=2$ modos de ordem superior.



Fonte: Eriksson, 1980.

Os primeiros modos (1,0) e (0,1) possuem frequência de corte se $k_{x,0,1}$ e $k_{x,1,0}$ forem números reais, ou seja, $k > k_{r,1,0}$ e $k > k_{r,0,1}$. Sendo assim, o primeiro zero de J'_1 ocorre em 1,84 e o segundo zero em de J'_0 ocorre em 3,83. Portanto, os números de onda para as frequências de corte serão $1,84/r_0$ e $3,83/r_0$, respectivamente. Em outras palavras, o primeiro modo azimutal ou diametral começa a se propagar em $kr_0 = 1,84$ e o primeiro modo axi-simétrico em $kr_0 = 3,83$.

Considerando a propagação de ondas planas no interior de um duto:

$$kr_0 < 1,84 \quad (3.49)$$

Substituindo a Equação 3.4 na Equação 3.47 e obtém-se a frequência de corte f_c :

$$f_c < \frac{1,84c}{\pi D} \quad (3.50)$$

onde,

$$D = 2r_0 \quad \text{é o diâmetro do duto.}$$

3.5 PROPRIEDADES DOS MATERIAIS ABSORVENTES

Os silenciadores são utilizados para atenuar ou eliminar os ruídos indesejáveis emitidos pelos veículos automotores. Para aumentar a eficiência destes silenciadores, são utilizados materiais absorventes em seu interior. Em ambientes abertos o controle do ruído pode ser feito com o isolamento acústico. Nestes casos a eficiência do isolamento pode ser aumentado revestindo a superfície do isolamento com materiais absorventes. Além disso, pode-se tratar superfícies com a adição de materiais acústicos para evitar reflexões e reverberações indesejadas.

Os materiais de absorção acústica, com exceção dos ressonadores, têm como característica serem fibrosos e porosos. Nesses tipos de materiais, a energia sonora é dissipada em forma de energia térmica devido ao atrito que é gerado pelo movimento vibratório das partículas de ar nos interstícios das fibras ou poros. Uma outra característica que também deve estar presente é que o material absorvente admita a passagem de um fluxo de ar, permitindo a possibilidade de propagação da onda sonora no interior dos poros e/ou interstícios das fibras, ou seja, o material deve possuir células abertas (Lee, 2005).

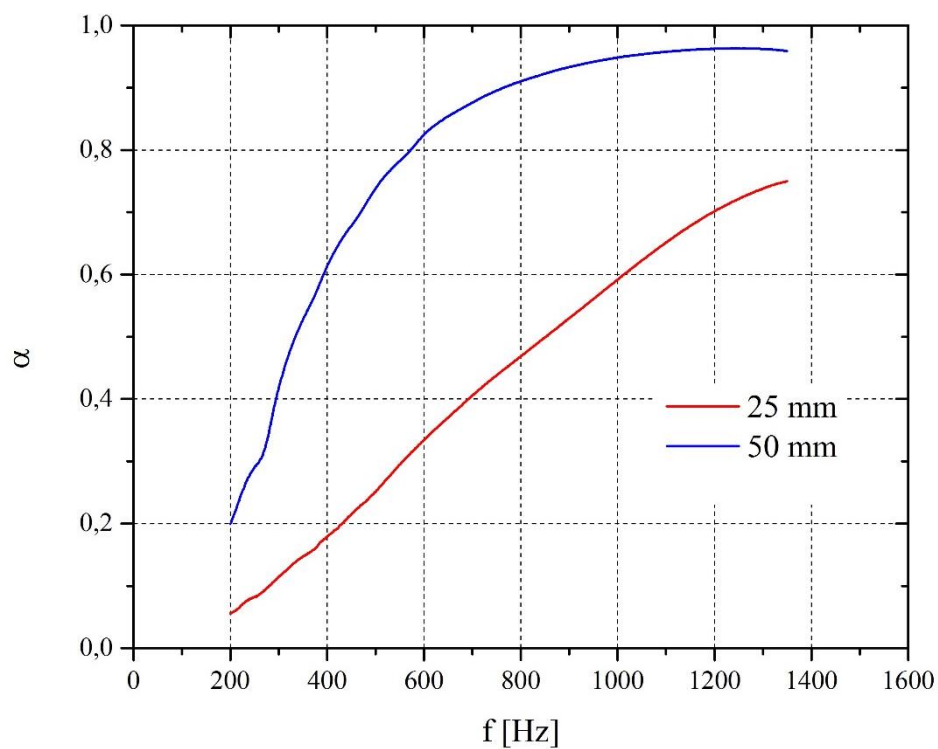
As propriedades de materiais absorventes são geralmente obtidas em ensaios experimentais devido à sua alta complexidade (Lee, 2005). No próximo capítulo serão discutidos os métodos experimentais utilizados para se obter o coeficiente de absorção sonora α , a impedância característica ($\tilde{Z}$), o número de onda complexo ($\tilde{k}$) e a resistividade ao fluxo de ar (r_0).

3.5.1 Coeficiente de absorção sonora (α)

O coeficiente de absorção sonora é um número real que varia entre 0 e 1 (quanto mais próximo da unidade, maior será a absorção). É definido como a razão entre a intensidade sonora absorvida e a intensidade sonora incidente. É uma propriedade dependente da frequência e do ângulo de incidência das ondas sonoras no material absorvente. Nesta dissertação será tratado apenas o caso de incidência normal uma vez que no tubo de impedância as ondas sonoras incidem perpendicularmente nas amostras.

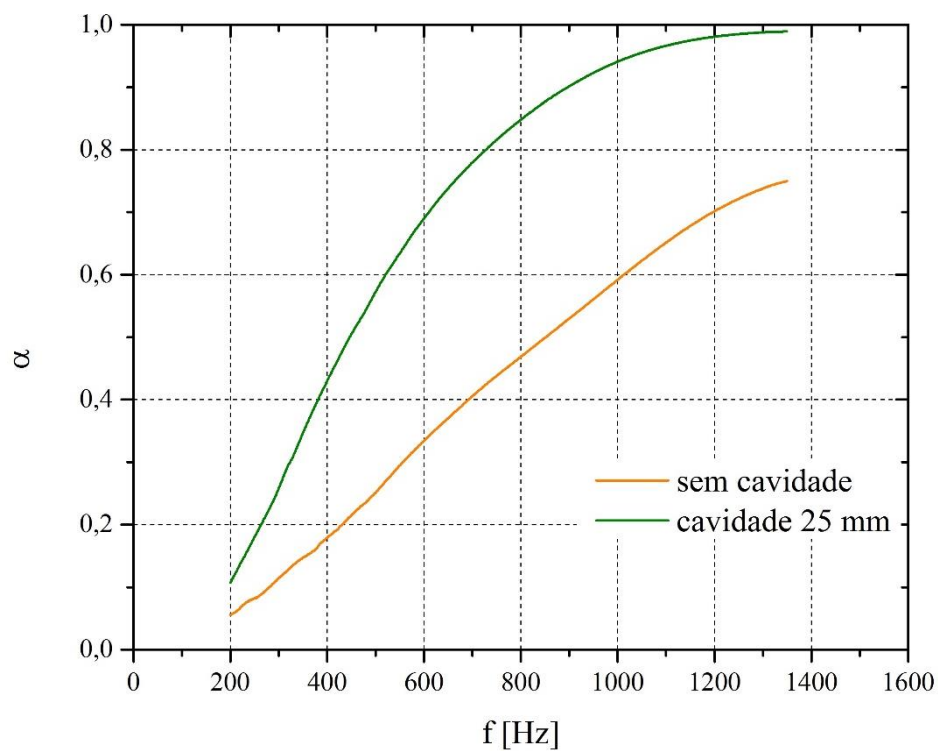
Os materiais absorventes possuem baixos coeficientes de absorção em baixas frequências, porém, seu rendimento aumenta gradativamente nas frequências mais altas. Comparando duas amostras de mesmo material mas com espessura distintas, verifica-se que o material de maior espessura terá o coeficiente de absorção maior. Outra maneira mais viável de melhorar a absorção sonora é afastar o material absorvente da superfície que se deseja tratar acusticamente. O material absorvente deve ser posicionado preferencialmente onde a velocidade da partícula é maior pois a dissipação devido ao atrito gerado pela vibração da partícula de ar é máxima. Isto ocorre quando a amostra encontra-se a um quarto de comprimento de onda de distância da parede rígida (Oldfield, 2006 e Möser, 2009). As Figuras 3.5 e 3.6 mostram o aumento do coeficiente de absorção sonora de uma amostra de lã de vidro devido ao aumento da espessura da amostra e a presença de uma camada de ar atrás da amostra, respectivamente.

Figura 3.5 - Coeficiente de absorção para uma amostra com 25 e 50 mm de espessura.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 3.6 - Coeficiente de absorção para uma amostra encostada e afastada da parede rígida.



Fonte: O autor, 2016.

3.5.2 Porosidade (ϕ)

A porosidade ϕ é um dos parâmetros necessários para a caracterização acústica de materiais de absorção sonora e pode ser calculada através da relação entre o volume de ar V_{ar} em relação ao volume total do material absorvente V_{total} , ou seja:

$$\phi = \frac{V_{ar}}{V_{total}} \quad (3.51)$$

Em materiais com alta absorção sonora a porosidade é próxima da unidade e varia muito pouco entre eles, ou seja, é importante que os poros sejam abertos ao invés de fechados (Oldfield, 2006).

Um método para determinar a porosidade consiste em mergulhar uma amostra em um líquido e medir o volume, com a desvantagem de contaminar as amostras (Vér & Beranek, 2005). Outro método consiste em utilizar princípios termodinâmicos com a compressão da amostra e uso da lei de Boyle (Beranek, 1942; Champoux *et al.*, 1991).

3.5.3 Tortuosidade (τ)

A tortuosidade é uma medida da irregularidade da disposição das fibras ou poros no interior do material absorvente. Um material com alta tortuosidade possui boa absorção sonora, pois um caminho de propagação mais tortuoso dificultará a passagem da onda sonora através do material e conseqüentemente, maior será a energia sonora dissipada (Oldfield, 2006).

Este parâmetro também está relacionado com o fator de formação usado para descrever a condutividade elétrica de sólidos porosos saturados de fluídos condutores e por isso pode ser calculado por (Beranek, 2005):

$$\tau = \frac{F}{\phi} \quad (3.52)$$

onde F é o fator de formação definido por:

$$F = \frac{\sigma_s}{\sigma_f} \quad (3.53)$$

onde σ_f e σ_s são a condutividade do fluído e da amostra saturada pelo fluído, respectivamente.

A tortuosidade pode também ser obtida através da medição da velocidade de uma onda ultrassônica propagando no interior de um material poroso saturado de ar (Allard *et al.*, 1994)

3.5.4 Resistividade ao fluxo de ar (r_0)

A resistividade ao fluxo pode ser interpretada como a resistência que um fluxo de ar encontra ao atravessar um material fibroso e poroso. Trata-se de uma das propriedades mais importantes dos materiais absorventes pois uma vez conhecida, pode-se determinar a impedância característica e o número de onda complexo através de formulações empíricas. Microscopicamente, a resistividade ao fluxo é a formação de uma camada limite viscosa durante o escoamento de um fluido dentro dos poros, ou seja, um acoplamento viscoso entre as fases fluída e sólido do material.

O método usado para a medição da resistividade ao fluxo é padronizado pela norma ASTM C522-03 (2009). No próximo capítulo será mostrado minuciosamente todo o procedimento experimental para obtenção desta grandeza.

A resistividade ao fluxo (r_0) é definida como:

$$r_0 = \frac{\Delta p}{u_x \times t} \left[\frac{\text{Pa.s}}{\text{m}^2} \right] \text{ ou } [\text{rayl/m}] \quad (3.50)$$

onde,

Δp é a diferença de pressão entre os dois lados da amostra em Pa;

u_x é a velocidade do ar na direção transversal a amostra em m/s;

t é a espessura da amostra em m.

O r_0 é dependente principalmente do diâmetro da fibra, orientação das camadas e da densidade (Lee, 2005).

Há também um outro parâmetro similar à resistividade ao fluxo que é a resistência ao fluxo específica. Sua determinação é importante pois a norma ASTM C-522 foi desenvolvida para medições de resistência ao fluxo específico na faixa que compreende 100 a 10000 rayl.

A resistência ao fluxo específico (r) é definida por:

$$r = \frac{\Delta p}{u} \left[\frac{\text{Pa.s}}{\text{m}} \right] \text{ ou } [\text{rayl}] \quad (3.51)$$

Algumas relações empíricas da resistividade ao fluxo foram obtidas para diferentes materiais, tamanho e disposição de fibras. Na Tabela 3.1 encontram-se algumas dessas formulações.

Tabela 3.1 – Relações empíricas da resistividade ao fluxo.

Material	Formulação
Paralelo em relação às fibras, todas as fibras possuem o mesmo raio.	$r_0 = \frac{3,94\eta(1-\phi)^{1,413}[1+27(1-\phi)^3]}{a^2\phi}$
Perpendicular em relação às fibras, todas as fibras possuem o mesmo raio.	$r_0 = \frac{10,56\eta(1-\phi)^{1,531}}{a^2\phi^3} \quad 6 \leq a \leq 10 \mu\text{m}$
	$r_0 = \frac{6,8\eta(1-\phi)^{1,296}}{a^2\phi^3} \quad 20 \leq a \leq 30 \mu\text{m}$
Orientação aleatória das fibras, todas as fibras possuem o mesmo raio.	$r_0 = \frac{4\eta}{a^2} \left[\frac{0,55(1-\phi)^{\frac{4}{3}}}{\phi} + \frac{\sqrt{2}(1-\phi)^2}{\phi^3} \right]$
Orientação aleatória das fibras, fibras possuem raio diferentes.	$r_0 = \frac{3,2\eta(1-\phi)^{1,42}}{a_m^2} \quad \text{fibra de vidro}$
	$r_0 = \frac{4,4\eta(1-\phi)^{1,59}}{a_m^2} \quad \text{fibra mineral}$
Material fibroso de polyester $18 \leq 2a \leq 48 \mu\text{m}$ $12 \leq \rho_m \leq 60 \text{ kg/m}^3$ $900 \leq \sigma \leq 8500 \text{ rayls/m}$	$r_0 = \frac{25,989 \cdot 10^{-9} \rho_m^{1,404}}{(2a)^2}$
Fibra de polyester $6 \leq 2a \leq 39 \mu\text{m}$ $28 \leq \rho_m \leq 101 \text{ kg/m}^3$ $4000 \leq \sigma \leq 70000 \text{ rayls/m}$	$r_0 = \frac{15 \cdot 10^{-9} \rho_m^{1,53}}{(2a)^2}$
Lã de ovelha $22 \leq 2a \leq 35 \mu\text{m}$ $13 \leq \rho_m \leq 90 \text{ kg/m}^3$	$r_0 = \frac{490 \cdot 10^{-6} \rho_m^{1,61}}{2a}$
Fibras curtas à base de madeira $2a \approx 30 \mu\text{m}$	$r_0 = 20,8 \rho_m^{1,57}$
Nota: η é a viscosidade do ar. $\phi = \rho_m / \rho_f$ é a porosidade sendo ρ_m a densidade de <i>bulk</i> do material e ρ_f a densidade das fibras ou dos grãos do material. a é o raio das fibras e a_m o raio médio das fibras.	

Fonte: Cox & Antonio, 2009.

3.5.5 Impedância característica ($\tilde{Z}$) e número de onda complexo ($\tilde{k}$)

A impedância característica e o número de onda complexo avaliam a dissipação e a propagação da onda sonora em um material absorvente. Elas possuem um componente real e outra imaginária.

$$\tilde{Z} = X - iY \quad (3.52)$$

$$\tilde{k} = A - iB \quad (3.53)$$

onde,

- X é a resistência característica do material absorvente;
- Y é a reatância característica do material absorvente;
- A é a constante de propagação do material absorvente;
- B é a constante de atenuação do material absorvente.

Analogamente a teoria de linha de transmissão elétrica, a resistência característica está associado com a perda da energia sonora enquanto que a reatância característica com a mudança de fase (Vér & Beranek, 2006 e Cox & D'Antonio, 2009). A constante de propagação indica que a velocidade do som propagando através do material absorvente é sempre menor que a velocidade do som propagando-se no ar. A constante de atenuação determina o modo com que a onda sonora se extingue ou atenua durante sua propagação no material absorvente (Lee, 2005). Nota-se que as componentes imaginárias da impedância característica e número de onda complexo são negativas. Estas duas propriedades podem ser obtidas tanto por métodos experimentais quanto por formulações empíricas.

Em 1970, Delany & Bazley apresentaram expressões empíricas, baseadas em resultados experimentais, para calcular a impedância característica e número de onda complexo a partir da resistividade ao fluxo de materiais fibrosos. Estas expressões são dadas por:

$$\frac{\tilde{Z}}{Z_{ar}} = \left[1 + 0,0511 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,75} \right] - i \left[0,0768 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,73} \right] \quad (3.54)$$

$$\frac{\tilde{k}}{k_{ar}} = \left[1 + 0,0858 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,70} \right] - i \left[0,1749 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,59} \right] \quad (3.55)$$

Sendo válida na faixa de frequência onde:

$$10^{-2} < \frac{f}{r_0} < 1 \quad (3.56)$$

As expressões de Delany & Bazley são as mais consagradas na literatura sendo utilizadas até hoje para a caracterização de materiais absorventes e posteriormente, foi utilizada como base para a dedução de outras expressões empíricas como a formulação de Miki (1990), Allard & Champoux (1992) e Komatsu (2008), por exemplo.

CAPÍTULO 4

TÉCNICAS DE MEDIÇÃO

4.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentados os principais métodos experimentais usados para avaliar e caracterizar materiais absorventes: Método da Função de Transferência, Método das Duas Cavidades, Método das Duas Espessuras, Método das Duas Cargas e avaliação da resistividade de fluxo (r_0) através da norma ASTM C522-03. Todos estes métodos com exceção da avaliação da r_0 são realizados com uso do Tubo de Impedância. Além disso, neste capítulo são apresentados alguns cuidados que se devem ter na avaliação das propriedades acústicas.

4.2 MÉTODO DA FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA

Em 1977, Seybert & Ross criaram o Método da Função de Transferência para avaliar as propriedades acústicas de materiais absorventes com uso do tubo de impedância e que, em 1980, foi aperfeiçoado por Chung & Blaser. Este método é a base da avaliação de materiais absorventes com a norma ASTM 1050-10 (2012). Com o método tornou-se possível determinar as propriedades acústicas de um material absorvente através da medição da pressão em dois pontos distintos. A principal vantagem é a rápida obtenção das propriedades acústicas em uma grande faixa de frequência. Neste método é necessário a calibração entre os dois microfones com o objetivo de corrigir os valores da função de transferência devido à diferença de fases e amplitude entre os microfones. Este procedimento de calibração será melhor detalhado na seção 4.5.

Em uma das extremidades do tubo é montado a fonte sonora. Na outra extremidade é posicionado uma amostra de material absorvente com espessura t e apoiada por uma terminação rígida. Os microfones estão separados entre si por uma distância s e posicionados a uma distância x_1 e x_2 da face frontal da amostra como mostra a Figura 4.1.

Para a condição de ondas planas propagando-se no interior do tubo de impedância o campo de pressão sonora é dado pela Eq 3.24:

$$p(x, t) = C_1 e^{i(\omega t - kx)} + C_2 e^{i(\omega t + kx)}$$

A pressão sonora p_1 e p_2 , no domínio do tempo, medida pelos microfones 1 e 2 são dadas por:

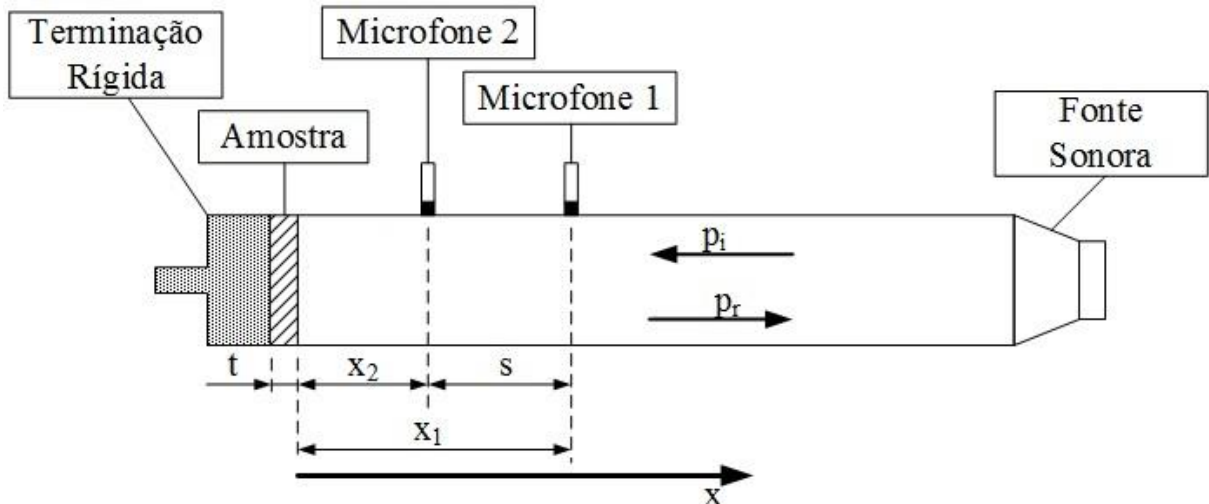
$$p_1(t) = C_1 e^{i(\omega t + kx_1)} + C_2 e^{i(\omega t - kx_1)} \quad (4.1)$$

e

$$p_2(t) = C_1 e^{i(\omega t + kx_2)} + C_2 e^{i(\omega t - kx_2)} \quad (4.2)$$

onde C_1 e C_2 são as amplitudes das ondas que propagam-se na direção negativa e positiva em relação ao eixo x , respectivamente. Observe-que a onda progressiva incidente na amostra propaga-se na direção oposta de x ao contrário da referência adotada na seção 3.1.

Figura 4.1 – Configuração do tubo de impedância para o método ASTM E1050-10.



Fonte: O autor, 2016.

A função de transferência H_{12} é a razão entre a pressão p_2 medida no microfone 2 em relação à pressão p_1 medida no microfone 1, ou seja:

$$H_{12} = \frac{p_2}{p_1} = \frac{C_1 e^{i(\omega t + kx_2)} + C_2 e^{i(\omega t - kx_2)}}{C_1 e^{i(\omega t + kx_1)} + C_2 e^{i(\omega t - kx_1)}} \quad (4.3)$$

Simplificando os termos semelhantes entre o numerador e denominador na Eq. 4.3, tem-se

$$H_{12} = \frac{C_1 e^{ikx_2} + C_2 e^{-ikx_2}}{C_1 e^{ikx_1} + C_2 e^{-ikx_1}} \quad (4.4)$$

Dividindo pela amplitude da onda progressiva incidente (C_1) no numerador e no denominador da Eq. (4.4) obtém-se:

$$H_{12} = \frac{e^{ikx_2} + C_2 / C_1 e^{-ikx_2}}{e^{ikx_1} + C_2 / C_1 e^{-ikx_1}} \quad (4.5)$$

O coeficiente de reflexão sonoro $R(f)$ pode ser definido como o valor absoluto da razão entre as amplitudes da onda refletida e a amplitude da onda incidente (Seybert & Soenarko, 1981; Munjal, 1987; Kinsler *et al.*, 2000 e Allard & Atalla, 2009), ou seja:

$$|R(f)| = \frac{C_2}{C_1} \quad (4.6)$$

Desde que ocorra dissipação da energia sonora no interior da amostra, a amplitude da onda refletida é menor do que a amplitude da onda incidente. Com a substituição da Eq. 4.6 na Eq. 4.5 obtém-se $R(f)$ em função de $H_{12}(f)$:

$$R(f) = \frac{H_{12} e^{ikx_1} - e^{ikx_2}}{e^{-ikx_2} - H_{12} e^{-ikx_1}} \quad (4.7)$$

De acordo com a Figura 4.1 a cota $x_2 = x_1 - s$. Substituindo o valor de x_2 na Eq. 4.7, tem-se

$$R(f) = \frac{H_{12} - e^{-iks}}{e^{iks} - H_{12}} e^{2ikx_1} \quad (4.8)$$

O coeficiente de absorção sonora, representado pela letra grega α , em função da frequência de excitação da onda sonora incidente f , pode ser obtido por (Chung & Blaser, 1980; Seybert & Soenarko, 1981 e Chu, 1986):

$$\alpha(f) = 1 - |R|^2 \quad (4.9)$$

Além disso, de acordo com Seybert & Ross (1977) a impedância superficial da amostra Z_s é obtida através da seguinte expressão:

$$Z_s(f) = Z_{ar} \frac{1 + R}{1 - R} \quad (4.10)$$

onde $Z_{ar} = \rho_{ar}c$ é a impedância característica do ar.

Com a manipulação dos sinais obtidos pelos microfones 1 e 2, a função de transferência também pode ser obtida diretamente através da Eq. 4.11 por

$$H_{12}(f) = \frac{P_2(f)}{P_1(f)} = \frac{G_{12}(f)}{G_{11}(f)} \quad (4.11)$$

onde,

$P_1(f)$ é a transformada de Fourier da pressão sonora medida no microfone 1.

$P_2(f)$ é a transformada de Fourier da pressão sonora medida no microfone 2.

$G_{11}(f)$ é a densidade de auto espectral ou o espectro de potência do microfone 1.

$G_{12}(f)$ é a densidade espectral cruzada ou o espectro cruzado de potência do microfone 2 em relação ao microfone 1.

A densidade auto espectral $G_{11}(f)$ e a densidade de espectral cruzada $G_{12}(f)$ são obtidas por (Chu, 1986):

$$G_{11}(f) = \frac{1}{2} [P_1(f)P_1^*(f)] \quad (4.12)$$

e

$$G_{12}(f) = \frac{1}{2} [P_2(f)P_1^*(f)] \quad (4.13)$$

onde o sobrescrito * indica complexo conjugado.

O coeficiente de reflexão torna-se indeterminado quando o denominador da Eq. 4.7 tende a zero, ou seja, quando

$$e^{iks} - H_{12} = 0 \quad (4.14)$$

Esta indeterminação ocorre quando o produto entre o número de onda em propagação k no interior do tubo e o espaçamento entre os microfones s é um múltiplo inteiro de π , ou seja:

$$ks = m\pi \quad \text{para} \quad m = 1, 2, 3... \quad (4.15)$$

Sabendo que $k = \omega/c$ pode-se reescrever a Eq. 4.15 em função de uma determinada frequência de excitação f como sendo

$$s < \frac{c}{2f} \quad (4.16)$$

Em 1981, Seybert & Soenarko mostraram que erros sistemáticos (*bias errors*) são reduzidos quando os microfones são posicionados próximo as amostras. Os erros aleatórios são minimizados quando há alta coerência entre os sinais adquiridos pelos dois microfones. Com a diminuição do espaçamento entre os microfones há o aumento da coerência. Entretanto, uma pequena distância entre os microfones pode reduzir a precisão das medições em baixas frequências. Isso se deve a erros que ocorrem quando $ks \rightarrow 0$ ou $ks \rightarrow \pi$. Quando um microfone está localizado num ponto nodal do campo sonoro, também há baixa coerência. A função coerência é definida por (Vér & Beranek, 2006 e Shin & Hammond, 2008):

$$\gamma_{12}^2 = \frac{|G_{12}|^2}{G_{11}G_{22}} \quad (4.17)$$

onde $G_{22}(f)$ é a densidade de auto espectral ou o espectro de potência do microfone 2. A densidade de auto espectral $G_{22}(f)$ é definida analogamente a Eq 4.12.

Em 1986, Bodén & Abom verificaram que existe uma faixa de frequência no qual há uma boa precisão nas medições das propriedades acústicas dos materiais, ou seja:

$$0,1\pi < ks < 0,8\pi \quad (4.18)$$

Novamente, substituindo a definição do número de onda k na inequação da Eq. 4.18, pode-se obter a frequência mínima e máxima de utilização do tubo de impedância, sendo assim:

$$f_{\min} > \frac{0,1c}{2s} \quad (4.19)$$

e

$$f_{\text{máx}} < \frac{0,8c}{2s} \quad (4.20)$$

No mesmo ano Chu (1986) utilizou o Método da Função de Transferência com apenas um microfone, possibilitando desta maneira eliminar o procedimento de calibração entre os microfones. Neste caso, a Eq. (4.11) pode ser reescrita como:

$$H_{12}(f) = \frac{[P_2(f)P_1^*(f)][S(f)S^*(f)]}{[P_1(f)P_1^*(f)][S(f)S^*(f)]} \quad (4.21)$$

ou

$$H_{12}(f) = \frac{G_{1s}(f)G_{s2}(f)}{G_{11}(f)G_{ss}(f)} \quad (4.22)$$

onde,

$S(f)$ é o sinal da fonte sonora no domínio da frequência;

$G_{ss}(f)$ é a densidade de auto espectral ou espectro de potência da fonte;

$G_{1s}(f)$ é a densidade espectral cruzada ou espectro cruzado da fonte em relação ao sinal medido no microfone 1

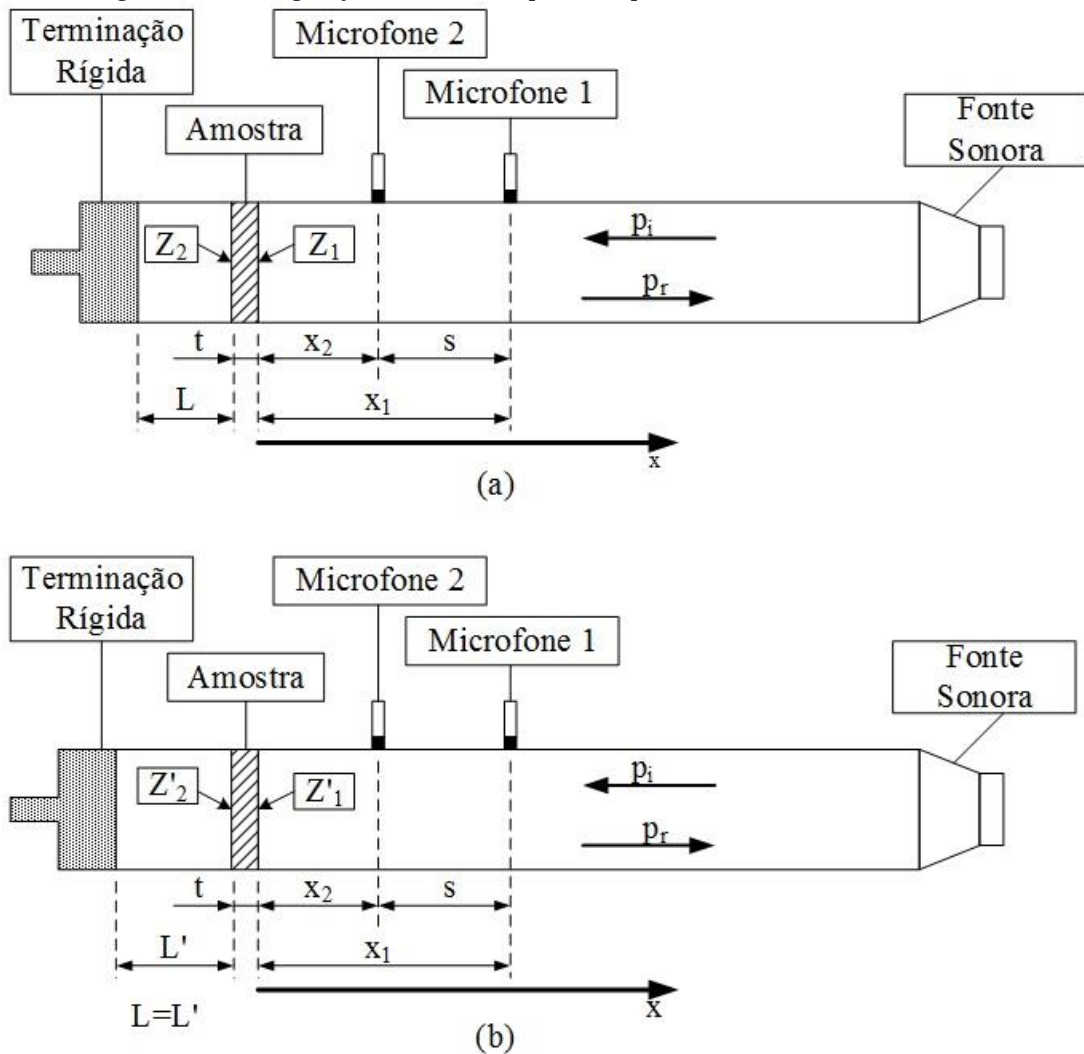
$G_{s2}(f)$ é a densidade de espectral cruzada ou espectro cruzado do sinal medido no microfone 2 em relação a fonte.

Considerando o processo como estacionário, ou seja propagação de ondas estacionárias no interior do tubo, $G_{1s}(f)$ e $G_{s2}(f)$ não precisam, necessariamente, serem obtidos simultaneamente. Portanto, é possível obter a função de transferência $H_{12}(f)$ em dois pontos com um único microfone. Dessa maneira, erros sistemáticos associados à mudança de fase entre os dois microfones e incertezas em relação ao espaçamento entre os microfones podem ser eliminados ou minimizados.

4.3 MÉTODO DAS DUAS CAVIDADES MODIFICADO

Em 1989, Utsuno *et al.* determinaram a impedância característica complexa ($\tilde{Z}$) e o número de onda complexo da onda em propagação ($\tilde{k}$) de materiais porosos utilizando o Método das Duas Cavidades, Figura 4.2. Neste método, duas condições da impedância superficial da amostra (Z_1 e Z'_1) e duas condições de impedância da cavidade de ar atrás da amostra (Z_2 e Z'_2) são obtidas através das mudanças nos comprimentos de lacunas de ar (L e L') presentes entre a amostra e a terminação rígida do tubo de impedância. O caractere (') nos parâmetros Z'_1 e Z'_2 indica que as impedâncias superficiais, tanto da parte anterior como na parte posterior, foram determinadas para um segundo comprimento de cavidade L' preenchida com ar, Fig. 4.2b.

Figura 4.2 – Configuração do tubo de impedância para o método das duas cavidades.



Fonte: Adaptado de Utsuno *et al.*, 1989.

Para aplicação deste método é importante que a amostra tenha diâmetro igual ou um pouco menor (décimos de milímetros) que o diâmetro interno do tubo, para evitar o efeito da vibração da amostra ao ser excitada por uma onda sonora (Kino & Ueno, 2007). Se esta condição não for atendida, a amostra não fica perfeitamente montada na parede do tubo e assim cria-se um efeito de membrana. Este fenômeno é conhecido como *frame resonance effect* e é responsável por uma queda no resultado do coeficiente de absorção e perda de transmissão do material absorvente.

Outra imprecisão que pode ser encontrada nas medições com o tubo de impedância é chamada de vazamento de sinal, que ocorre quando a amostra a ser avaliada é menor que o diâmetro do tubo, ou seja, quando a diferença de diâmetros é maior de 1 mm. Este vazamento é a passagens de ondas sonoras pela lateral da amostra que conduzem a impedância menor que a real (Kino & Ueno, 2007).

Segundo Zwikker & Kosten (1949), considerando uma amostra de material absorvente posicionada a uma distância L da terminação (Fig. 14.2a), a impedância Z_1 pode ser relacionada com a impedância característica do material absorvente $\tilde{Z}$, com o número de onda complexo do material absorvente $\tilde{k}$, com a impedância Z_2 e com a espessura do material absorvente t através da equação:

$$Z_1 = \tilde{Z} \frac{Z_2 \cosh(\tilde{k}t) + \tilde{Z} \sinh(\tilde{k}t)}{Z_2 \sinh(\tilde{k}t) + \tilde{Z} \cosh(\tilde{k}t)} \quad (4.23)$$

onde o $\sinh(\tilde{k}t)$ e $\cosh(\tilde{k}t)$ podem ser definidos matematicamente por (Kreyszig, 1999)

$$\sinh(\tilde{k}t) = \frac{e^{\tilde{k}t} - e^{-\tilde{k}t}}{2} \quad (4.24)$$

e

$$\cosh(\tilde{k}t) = \frac{e^{\tilde{k}t} + e^{-\tilde{k}t}}{2} \quad (4.25)$$

Substituindo as definições das Equações 4.24 e 4.25 na Eq. 4.23 e após manipulações algébricas, tem-se:

$$e^{2\tilde{k}t} = \frac{(Z_1 + \tilde{Z})(Z_2 - \tilde{Z})}{(Z_1 - \tilde{Z})(Z_2 + \tilde{Z})} \quad (4.26)$$

O lado esquerdo da Eq. 4.26 é uma função que depende somente do número complexo de onda $\tilde{k}$ e da espessura t da amostra. De maneira análoga, considerando a mesma amostra, posicionada a uma distância L' da terminação (Fig. 14.3b), pode-se reescrever a Eq. 4.26 como sendo

$$\frac{(Z_1 + \tilde{Z})(Z_2 - \tilde{Z})}{(Z_1 - \tilde{Z})(Z_2 + \tilde{Z})} = \frac{(Z'_1 + \tilde{Z})(Z'_2 - \tilde{Z})}{(Z'_1 - \tilde{Z})(Z'_2 + \tilde{Z})} \quad (4.27)$$

A impedância característica complexa da amostra $\tilde{Z}$ é obtida com a correta manipulação da Eq. 4.27, ou seja

$$\tilde{Z}(f) = \pm \sqrt{\frac{Z_1 Z'_1 (Z_2 - Z'_2) - Z_2 Z'_2 (Z_1 - Z'_1)}{(Z_2 - Z'_2) - (Z_1 - Z'_1)}} \quad (4.28)$$

onde o sinal da equação é selecionado para a parte real de $\tilde{Z}$ ser positiva (Utsuno *et al.*, 1989).

As impedâncias Z_1 e Z'_1 são obtidas através da Eq. 4.10 com posse do coeficiente de reflexão R para as duas montagens da Fig. 14.2, com base no Método da Função de Transferência visto na seção anterior. As impedâncias Z_2 e Z'_2 são obtidas analiticamente através das seguintes relações trigonométrica (Zwikker & Kosten, 1949; Utsuno *et al.*, 1989):

$$Z_2 = -iZ_{ar} \cot(kL) \quad (4.29)$$

e

$$Z'_2 = -iZ_{ar} \cot(kL') \quad (4.30)$$

Deve-se evitar que o valor de Z_2 se aproxime de Z'_2 na Eq. 4.28, pois desta maneira $\tilde{Z}$ tenderia à Z_2 , ou seja, a impedância característica da amostra no interior do tubo de impedância seria igual a impedância acústica do tubo fechado. Isto provoca a eliminação do termo $(Z_1 - Z'_1)$ na Equação 4.28 e surge quando (Utsuno *et al.*, 1989):

$$f(L - L') = \frac{n\lambda}{2} \quad \text{e} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4.31)$$

Recomenda-se utilizar um quarto de comprimento de onda e meio comprimento de onda da frequência máxima a ser avaliada para obter a maior diferença de impedância entre Z_2 e Z'_2 (Larner & Davy, 2014). O número de onda complexo $\tilde{k}$ da amostra pode ser facilmente obtido isolando-o na Eq. 4.26, ou seja:

$$\tilde{k}(f) = \frac{1}{i2t} \ln \left| \frac{(Z_1 + \tilde{Z})(Z_2 - \tilde{Z})}{(Z_1 - \tilde{Z})(Z_2 + \tilde{Z})} \right| \quad (4.32)$$

Utilizando a amostra apoiada diretamente na terminação rígida como uma segunda condição de cavidade, ($L' = 0$ e $Z'_2 \rightarrow \infty$), as Equações 4.28 e 4.32 são simplificadas para (Larner & Davy, 2014):

$$\tilde{Z}(f) = \pm \sqrt{Z_2(Z_1 - Z'_1) + Z_1 Z'_1} \quad (4.33)$$

$$\tilde{k}(f) = \frac{1}{i2t} \ln \left| \frac{(Z_1 + \tilde{Z})}{(Z_1 - \tilde{Z})} \right| \quad (4.34)$$

4.4 MÉTODO DAS DUAS ESPESSURAS

O Método das Duas Espessuras foi desenvolvido por Ferrero & Sacerdote em 1951 e mais tarde, Smith & Parrot (1983) avaliaram a precisão deste método para medir as propriedades acústicas de materiais absorventes com relação aos Métodos das Duas Cavidades (Yaniv, 1973), Beranek (1947) e Scott (1946), Figura 4.3. O método necessita que seja alterada por duas vezes a espessura da amostra e além disso, são necessárias duas condições de impedância superficial da amostra. Isto possibilita a obtenção da impedância característica complexa ($\tilde{Z}$) e número de onda complexo ($\tilde{k}$) da amostra de material absorvente. As impedâncias superficiais Z_t e Z_{2t} estão relacionadas com $\tilde{Z}$ e $\tilde{k}$ por

$$Z_t = -i\tilde{Z} \cot(\tilde{k}t) \quad (4.35)$$

$$Z_{2t} = -i\tilde{Z} \cot(\tilde{k}2t) \quad (4.36)$$

onde Z_t e Z_{2t} são as impedâncias superficiais das amostras de espessura t e $2t$, respectivamente.

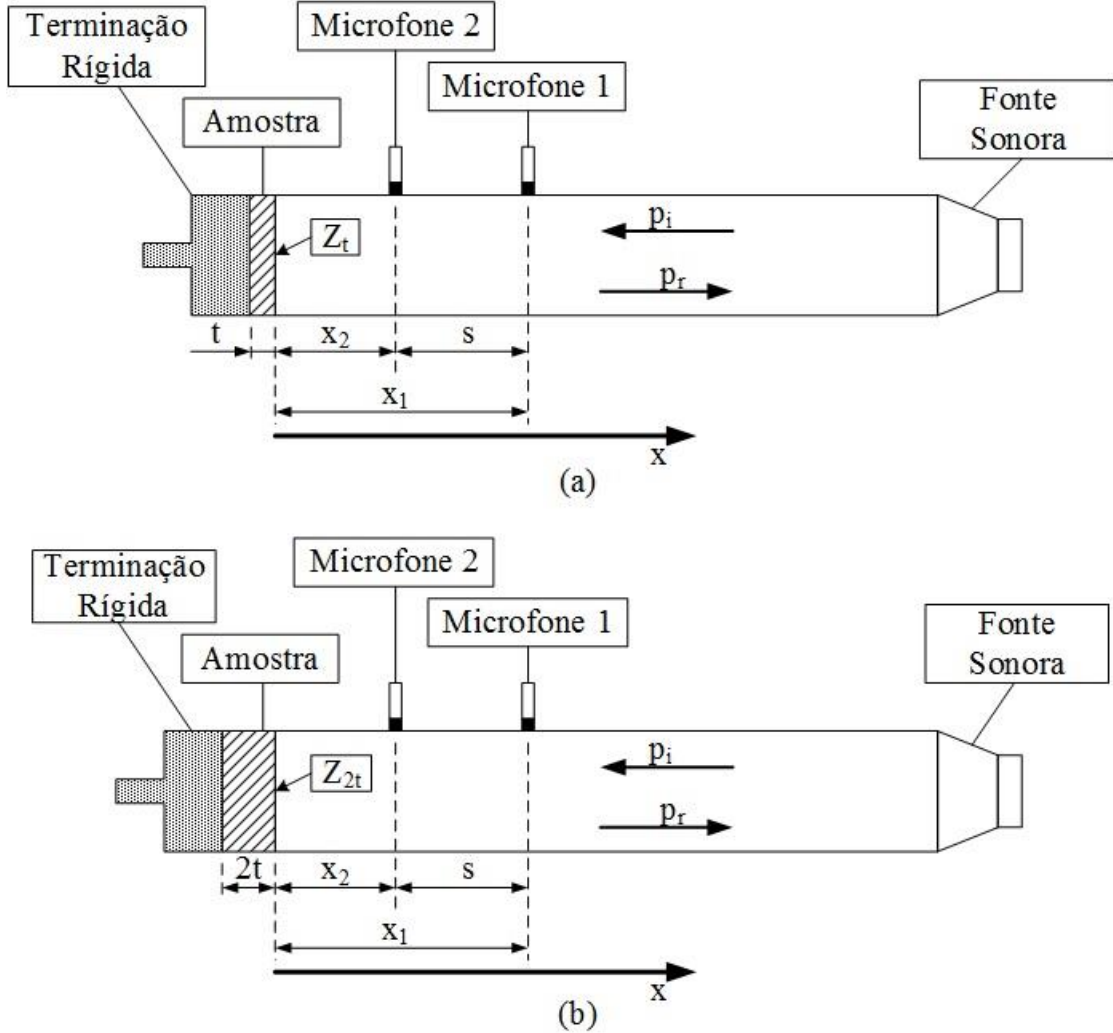
As Equações 4.35 e 4.36 podem ser escritas como funções hiperbólicas (Kreyszig, 1999)

$$Z_t = \tilde{Z} \coth(\tilde{k}t) \quad (4.37)$$

$$Z_{2t} = \tilde{Z} \coth(\tilde{k}2t) \quad (4.38)$$

Para a montagem da Fig. 4.3 b em que a espessura da amostra é o dobro da espessura da amostra inicial, pode se utilizar a relação hiperbólica (Ferrero & Sacerdote, 1951).

Figura 4.3 – Configuração do tubo de impedância para o método das duas espessuras.



Fonte: Adaptado de Ferrero & Sacerdote, 1951.

$$1 + \coth^2(i\tilde{z}) = 2 \coth(i\tilde{z}) \coth(2i\tilde{z}) \quad (4.39)$$

A substituição do resultado da correta manipulação das Equações 4.37 e 4.38 na Equação 4.39 fornece:

$$1 + \frac{Z_t^2}{\tilde{z}^2} = 2 \frac{Z_t}{\tilde{z}} \frac{Z_{2t}}{\tilde{z}} \quad (4.40)$$

A impedância característica complexa do material ($\tilde{z}$) pode ser escrita a partir da Eq 4.40 como sendo

$$\tilde{z}(f) = \sqrt{Z_t(2Z_{2t} - Z_t)} \quad (4.41)$$

A função exponencial hiperbólica é definida como (Kreyszig, 1999):

$$e^{2i\tilde{k}t} = (\coth(i\tilde{k}t) + 1) / (\coth(i\tilde{k}t) - 1) \quad (4.42)$$

Substituindo a manipulação da Eq. 4.37 na relação hiperbólica fornecida pela Eq. 4.42, o número de onda complexo ($\tilde{k}$) pode ser escrito como:

$$e^{2i\tilde{k}t} = \frac{Z_t / \tilde{Z} + 1}{Z_t / \tilde{Z} - 1} \quad (4.43)$$

A relação $Z_t / \tilde{Z}$ também pode ser obtida a partir da Eq. 4.40. Substituindo esta relação na Eq (4.43) tem-se

$$e^{2i\tilde{k}t} = \frac{1 + \sqrt{(2Z_{2t} - Z_t)/Z_t}}{1 - \sqrt{(2Z_{2t} - Z_t)/Z_t}} \quad (4.44)$$

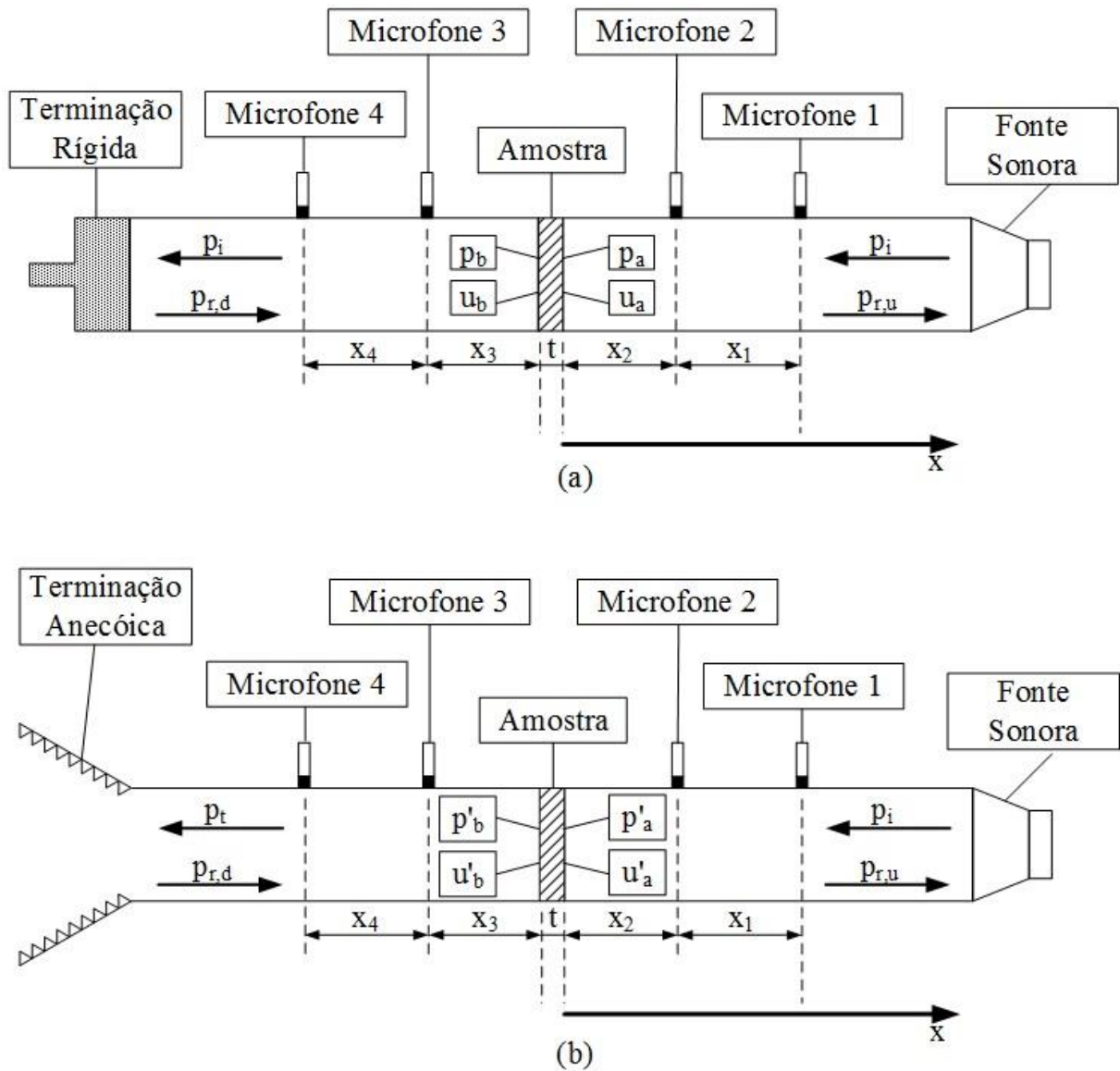
O número de onda complexo do material ($\tilde{k}$) no domínio da frequência pode ser determinado isolando-o na Eq. 4.44 por:

$$\tilde{k}(f) = \frac{1}{i2t} \ln \left| \frac{1 + \sqrt{(2Z_{2t} - Z_t)/Z_t}}{1 - \sqrt{(2Z_{2t} - Z_t)/Z_t}} \right| \quad (4.45)$$

4.5 MÉTODO DAS DUAS CARGAS

Lee (2005), em um trabalho para avaliar as propriedades acústicas de amostras de fibra de vidro com o ajuste de curvas, utilizou o Método das Duas Cargas (Munjal, 1987) para determinar a impedância característica e o número de onda complexo de materiais absorventes. Outras propriedades como coeficiente de absorção sonora, coeficiente de reflexão sonora, coeficiente de transmissão sonora e a perda de transmissão sonora também podem ser obtidas a partir deste método. Este método é a base para obtenção das propriedades acústicas de materiais absorvente com a norma ASTM E2611-09 (2012). A Figura 4.4 apresenta um esquema da montagem do tubo de impedância para aplicar o Método das Duas Cargas.

Figura 4.4 – Configuração do tubo de impedância para o método das duas cargas.



Fonte: Adaptado da norma ASTM E2611-09 (2012).

Uma amostra de espessura t é montada dentro do tubo de impedância e posicionada entre os microfones 2 e 3; x_1, x_2, x_3 e x_4 são as distâncias entre os microfones 1 e 2, a distância entre o microfone 2 e a superfície a da amostra, a distância entre a superfície b da amostra e o microfone 3 e a distância entre o microfone 3 e 4, respectivamente; os pares (p_a, u_a) e (p'_a, u'_a) são as pressões sonoras e as velocidades da partícula na superfície a da amostra para as terminações rígida e anecóica, respectivamente e os pares (p_b, u_b) e (p'_b, u'_b) são as pressões sonoras e as velocidades da partícula na superfície b da amostra para as terminações rígida e anecóica, respectivamente.

Duas diferentes condições de terminações são usadas neste método para obter as propriedades acústicas do material: uma terminação rígida e uma terminação anecóica. A qualidade da terminação anecóica é importante para a precisão dos resultados, pois garante (minimiza) a ausência da onda refletida na seção do tubo de impedância onde estão posicionados os microfones 3 e 4. Além disso, a terminação anecóica diminui a possibilidade de erros na medição na seção do tubo posterior a amostra (Song & Bolton, 2000).

As matrizes de transferência que relacionam a pressão acústica e a velocidade da partícula nas superfícies a e b das amostras para terminação rígida e anecóica, respectivamente, são fornecidas por (Munjial, 1987):

$$\begin{bmatrix} p_a \\ u_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}t) & i\tilde{z}\sin(\tilde{k}t) \\ i\frac{\sin(\tilde{k}t)}{\tilde{z}} & \cos(\tilde{k}t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_b \\ u_b \end{bmatrix} \quad (4.49)$$

e

$$\begin{bmatrix} p'_a \\ u'_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}t) & i\tilde{z}\sin(\tilde{k}t) \\ i\frac{\sin(\tilde{k}t)}{\tilde{z}} & \cos(\tilde{k}t) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p'_b \\ u'_b \end{bmatrix} \quad (4.50)$$

Representando as matrizes das Equações 4.49 e 4.50 por uma única matriz, tem-se

$$\begin{bmatrix} p_a \\ u_a \\ p'_a \\ u'_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_b & u_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_b & u_b \\ p'_b & u'_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p'_b & u'_b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}t) \\ i\tilde{z}\sin(\tilde{k}t) \\ i\frac{\sin(\tilde{k}t)}{\tilde{z}} \\ \cos(\tilde{k}t) \end{bmatrix} \quad (4.51)$$

ou

$$\begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}t) \\ i\tilde{z}\sin(\tilde{k}t) \\ i\frac{\sin(\tilde{k}t)}{\tilde{z}} \\ \cos(\tilde{k}t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_b & u_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_b & u_b \\ p'_b & u'_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p'_b & u'_b \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p_a \\ u_a \\ p'_a \\ u'_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \end{bmatrix} \quad (4.52)$$

onde

$$\begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} p_b & u_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p_b & u_b \\ p'_b & u'_b & 0 & 0 \\ 0 & 0 & p'_b & u'_b \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p_a \\ u_a \\ p'_a \\ u'_a \end{bmatrix} \quad (4.52^*)$$

As pressões acústicas (p_a , p_b , p'_a , e p'_b) e as velocidades das partículas (u_a , u_b , u'_a e u'_b) na superfície a e b da amostra podem ser calculadas através das pressões medidas nos 4 microfones para as duas montagens da Figura 14.4, ou seja, p_1 , p_2 , p_3 , p_4 , p'_1 , p'_2 , p'_3 e p'_4 . Para a terminação rígida, a matriz de transferência entre a superfície a da amostra e o microfone 2 é dado por:

$$\begin{bmatrix} p_a \\ u_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_2) & i\tilde{z}\sin(kx_2) \\ i\frac{\sin(kx_2)}{\tilde{z}} & \cos(kx_2) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p_2 \\ u_2 \end{bmatrix} \quad (4.53)$$

A partir da Eq. 4.53, a velocidade da partícula no microfone 2 pode ser expressa em termos das pressões medidas nos microfones 1 e 2 como sendo:

$$u_2 = \frac{p_1 - p_2 \cos(kx_1)}{iZ_{ar}\sin(kx_1)} \quad (4.54)$$

Com posse de u_2 , a equação 4.53 pode ser reescrita como:

$$\begin{bmatrix} p_a \\ u_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_2) & i\tilde{z}\sin(kx_2) \\ i\frac{\sin(kx_2)}{\tilde{z}} & \cos(kx_2) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p_2 \\ \frac{p_1 - p_2 \cos(kx_1)}{iZ_{ar}\sin(kx_1)} \end{bmatrix} \quad (4.55)$$

A Equação 4.55 expressa a pressão acústica e a velocidade da partícula na superfície da amostra a em termos somente das pressões medidas nos microfones 1 e 2. Analogamente, a pressão acústica e a velocidade da partícula na superfície da amostra a para a condição de terminação anecóica é fornecida por:

$$\begin{bmatrix} p'_a \\ u'_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_2) & i\tilde{z}\sin(kx_2) \\ i\frac{\sin(kx_2)}{\tilde{z}} & \cos(kx_2) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p'_2 \\ \frac{p'_1 - p'_2 \cos(kx_1)}{iZ_{ar}\sin(kx_1)} \end{bmatrix} \quad (4.56)$$

As pressões acústicas e as velocidades das partículas na superfície b da amostra com terminações rígida e anecóica podem ser expressas em termos das pressões medidas nos microfones 3 e 4, respectivamente, como sendo:

$$\begin{bmatrix} p_b \\ u_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_3) & i\tilde{z}\sin(kx_3) \\ i\frac{\sin(kx_3)}{\tilde{z}} & \cos(kx_3) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p_3 \\ \frac{p_3 \cos(kx_4) - p_4}{iZ_{ar}\sin(kx_4)} \end{bmatrix} \quad (4.57)$$

e

$$\begin{bmatrix} p'_b \\ u'_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kx_3) & i\tilde{z}\sin(kx_3) \\ i\frac{\sin(kx_3)}{\tilde{z}} & \cos(kx_3) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} p'_3 \\ \frac{p'_3 \cos(kx_4) - p'_4}{iZ_{ar}\sin(kx_4)} \end{bmatrix} \quad (4.58)$$

A impedância característica complexa pode ser fornecida em termos de T_2 e T_3 através da Eq. 4.52*, por:

$$\tilde{z}(f) = \sqrt{T_2 / T_3} \quad (4.59)$$

Agora, com posse dos termos T_1 e T_4 pode-se escrever o número de onda complexo como

$$\tilde{k}(f) = \frac{1}{t} \cos^{-1}(T_1) \quad (4.60)$$

ou

$$\tilde{k}(f) = \frac{1}{t} \cos^{-1}(T_4) \quad (4.61)$$

Espera-se que T_1 e T_4 sejam iguais em condições ideais. Entretanto, isto não acontece nas medições experimentais devido à não-homogeneidade no interior e imperfeições na superfície da amostra (Lee, 2005). Então, o número de onda complexo pode ser obtido usando a média de T_1 e preterindo as Equações 4.60 ou 4.61 da seguinte forma:

$$\tilde{k}(f) = \frac{1}{t} \cos^{-1}\left(\frac{T_1 + T_4}{2}\right) \quad (4.62)$$

Com posse dos quatro parâmetros T_1 , T_2 , T_3 e T_4 , o coeficiente de transmissão sonoro τ entre a amostra pode ser encontrada por (Song & Bolton, 2000):

$$\tau(f) = \frac{2e^{ikt}}{T_1 + \frac{T_2}{Z_{ar}} + Z_{ar}T_3 + T_4} \quad (4.63)$$

e conseqüentemente a perda de transmissão sonora (TL) através da amostra devido a incidência de ondas normais na superfície do material absorvente é fornecido por:

$$TL_n(f) = 20 \log \left| \frac{1}{\tau} \right| \quad (4.64)$$

onde o sub índice n indica a incidência de ondas normais a superfície.

O coeficiente de reflexão sonoro do material também pode ser obtido em função dos 4 parâmetros do material por:

$$R(f) = \frac{T_1 - Z_{ar}T_3}{T_1 + Z_{ar}T_3} \quad (4.65)$$

O coeficiente de absorção sonora do material pode ser obtido da mesma forma que no Método da Função de Transferência, isto é, com uso da Eq. 4.9.

A Tabela 4.1 apresenta um breve resumo das propriedades acústicas que foram obtidas diretamente na medição e as propriedades que foram calculadas posteriormente para cada um dos métodos utilizando o tubo de impedância já apresentados.

Tabela 4.1 – Propriedades acústicas medidas e calculadas para os métodos que utilizam o tubo de impedância.

	Método da Função de Transferência	Método das Duas Cavidades Modificado	Método das Duas Espessuras	Método das Duas Cargas
Propriedade medida	H ₁₂	H ₁₂ e H` ₁₂	H _{12,t} e H _{12,2t}	H _{12,a} e H _{12,r}
Propriedade calculada	R	z̃	z̃	z̃
				k̃
	α		k̃	k̃
	Z _s	TL _a		
			α _r	

Fonte: O Autor, 2016.

4.6 CALIBRAÇÃO DOS MICROFONES

A calibração dos microfones é um procedimento importante nas medições com uso tubo de impedância, uma vez que os erros associados ao ângulo de fase e amplitude dos microfones podem ser corrigidos e desta forma, obter os resultados mais precisos.

Seybert & Ross (1977) desenvolveram um método para a calibração com os microfones montados em uma terminação rígida circular localizada em uma das extremidades do tubo de impedância. Nesta configuração, ambos os microfones devem medir a mesma amplitude de pressão sonora e ângulo de fase. Quando os sinais medidos não possuem o mesmo ângulo de fase os autores verificaram a necessidade de verificar de corrigir os resultados com o uso do fator de calibração. Este fator é obtido quando os microfones são montados diretamente na terminação rígida, a pressão sonora medida por cada microfone serão máximas e a coerência do sinal próximo da unidade.

Chung & Blaser (1980) desenvolveram um outro procedimento para calibração no qual a função de transferência é medida, primeiramente, em uma configuração normal (Figura 4.5 a) e uma segunda medição é feita após a inversão das posições dos microfones (Figura 4.5 b). O fator de calibração é obtido através da média geométrica entre os resultados das medições da configuração inicial e invertida.

A norma ASTM E1050-10 segue o procedimento de calibração proposto por Chung & Blaser. A norma determina que a calibração dos microfones seja realizada com uma amostra de alta absorção acústica, para prevenir as reflexões sonoras indesejáveis durante o processo. Entretanto, a maioria dos materiais não possuem boa absorção acústica em baixas frequências e consequentemente a precisão dos resultados será melhor somente em altas frequências.

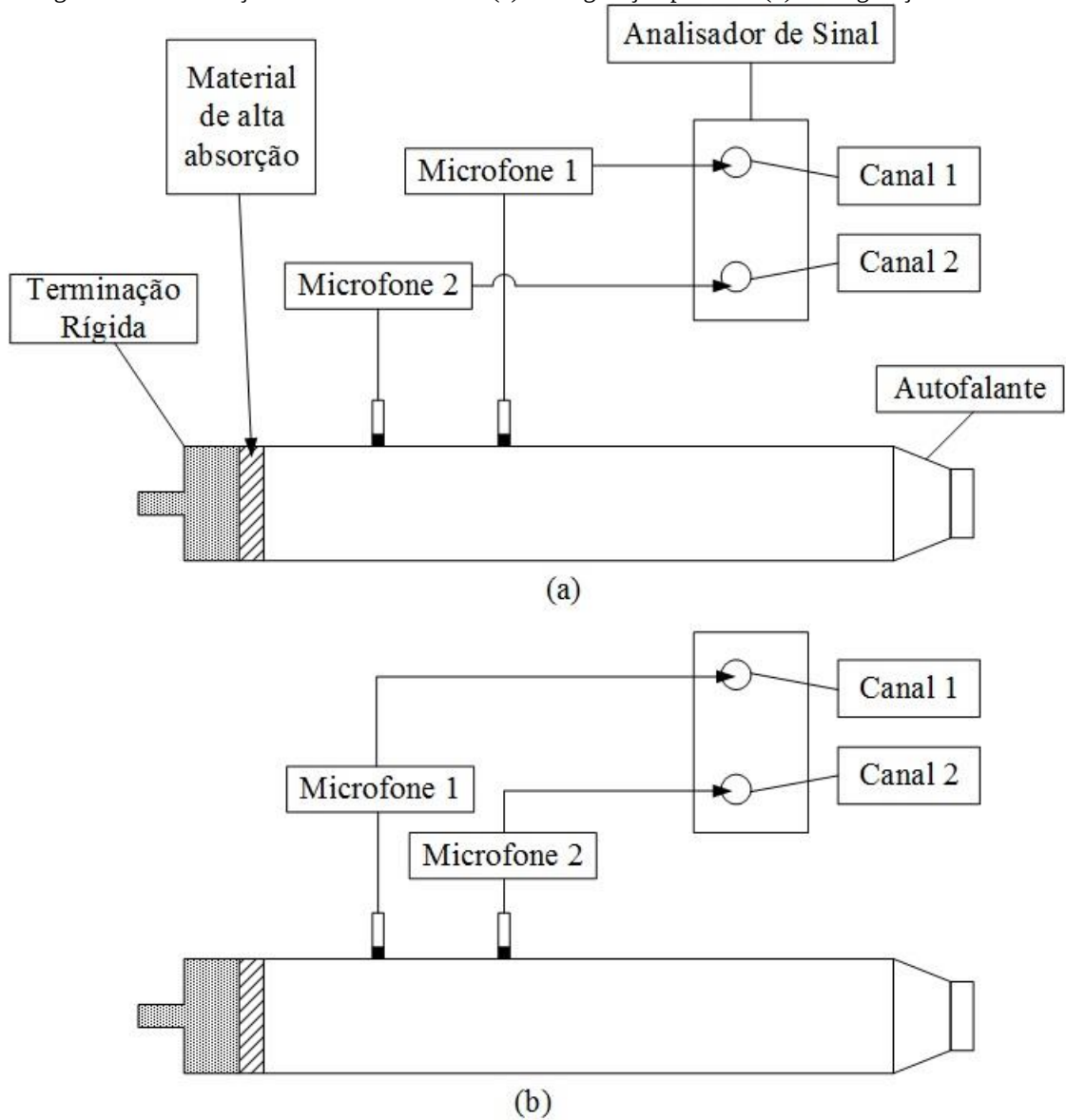
Uma vez posicionado o material de alta absorção sonora no tubo de impedância, mede-se as funções de transferências conforme Figura 4.5. A função de transferência medida na configuração normal e depois inverte-se os microfones de posição. Neste caso são obtidas duas funções de transferência simbolizadas por $\bar{H}_I$ e $\bar{H}_{II}$, respectivamente. Quando o canal 1 do analisador de sinais for a referência, o fator de calibração $\bar{H}_c$ é obtido através de:

$$\bar{H}_c = \sqrt{\bar{H}_I \cdot \bar{H}_{II}} \quad (4.66)$$

Após obter o fator de calibração, posiciona-se os microfones na configuração inicial (padrão) e mede-se a função de transferência das amostras a serem avaliadas ($\bar{H}_{12}$). A função de transferência com a amplitude e ângulo de fase corrigidos é dado por:

$$H_{12} = \frac{\bar{H}_{12}}{\bar{H}_c} \quad (4.67)$$

Figura 4.5 – Calibração entre os microfones. (a) Configuração padrão e (b) Configuração invertido.



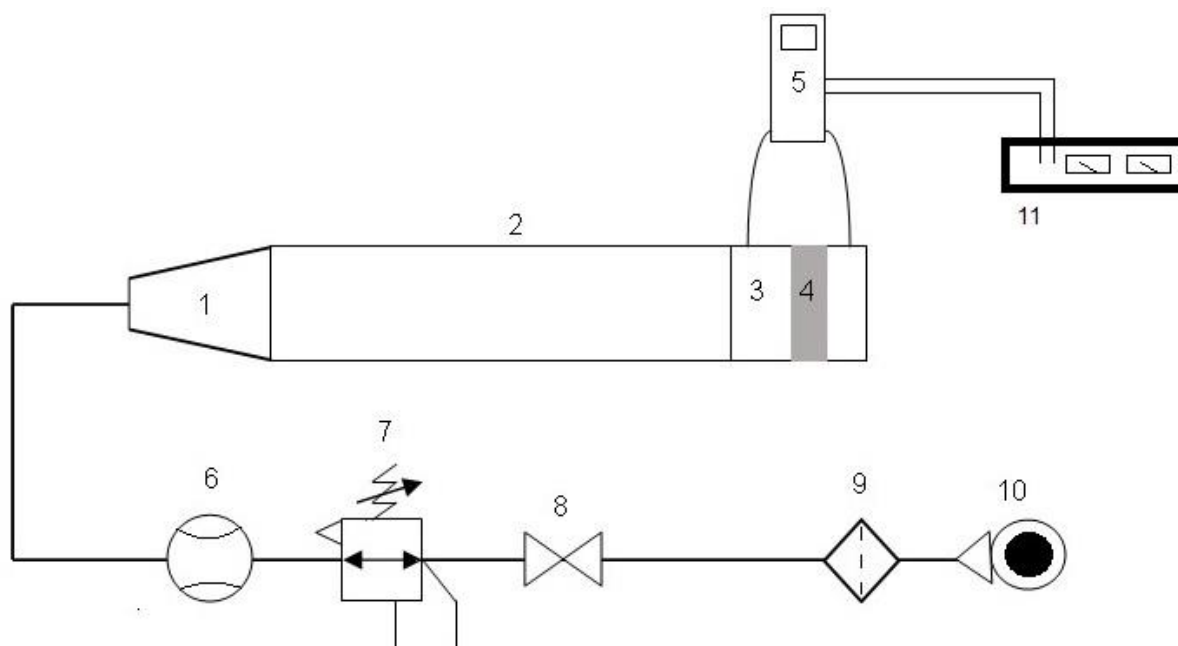
Fonte: Adaptado da norma ASTM E1050-10 (2012).

4.7 AVALIAÇÃO DA RESISTIVIDADE AO FLUXO DE AR

A resistividade de fluxo (r_0) é outra propriedade importante na avaliação de materiais absorventes. Com posse de r_0 pode-se avaliar a impedância característica complexa ($\tilde{z}$) e o número de onda complexo ($\tilde{k}$) de materiais absorventes através de relações empíricas como as clássicas equações de Delany & Bazley (1970), já descritas na seção 3.4.5. O método para a medição da resistividade ao fluxo e da resistência ao fluxo específico de materiais fibrosos ou porosos é padronizado pela norma ASTM C522-03.

Para esta medição foi construída uma bancada conforme Figura 4.6. Um fluxo de ar, vindo da rede de ar comprimido, é forçado a atravessar a amostra. A queda de pressão entre os lados da amostra é medida por um manômetro para cada valor de vazão, sendo este variado por um rotâmetro.

Figura 4.6 – Esquema simplificado da bancada de medição – método ASTM C522-03.



1-Difuso; 2-Tubo (acrílico); 3-Luva de acoplamento da amostra; 4-Suporte da amostra de material absorvente a ser medida; 5-Medidor diferencial de pressão; 6-Medidor de Fluxo; 7-Válvula reguladora de pressão; 8-Válvula reguladora de fluxo; 9-Filtro de água e poeira; 10-Fonte de ar; 11-Fonte de alimentação DC para medidor diferencial de pressão.

Fonte: O autor, 2016.

A norma apresenta alguns requisitos importantes que devem ser seguidos para garantir que os resultados medidos sejam válidos, tais como:

- A norma ASTM C522 (2009) tolera uma incerteza de medição de 5% na determinação da resistividade ao fluxo, sendo assim, é necessário que os instrumentos de medição tenham no máximo um erro de 2%.
- Os valores de resistência ao fluxo específico devem estar dentro da faixa de 100 a 10000 rayls (Pa.s/m);
- A velocidade de escoamento de ar variando de 0,5 a 50 mm/s;
- A diferença de pressão variando de 0,1 a 250 Pa;
- A temperatura do ar deve estar aproximadamente em 22 ± 5 °C;
- É recomendado aplicar vaselina na região entre o porta amostra com o material a ser medido para evitar possíveis vazamentos;
- O escoamento dentro e fora da amostra deve ser laminar;
- O escoamento no interior do tubo de acrílico deve permanecer constante e totalmente desenvolvido. Para que isso ocorra o comprimento de entrada do tubo (L_e) deverá ser equivalente (Fox *et al.*, 2006):

$$\frac{L_e}{d} \approx 0,06 Re \quad (4.68)$$

onde,

d é o diâmetro interno do tubo;

Re é o número de Reynolds para a maior velocidade de escoamento.

- A resistência ao fluxo específico e a resistividade ao fluxo devem ser constante dentro da faixa da velocidade de escoamento;
- São necessários no mínimo 3 amostras do mesmo material.

Como visto na seção 3.4.4, a resistividade ao fluxo pode ser obtida através de:

$$r_0 = \frac{\Delta p}{u_x \times t} \quad (3.50)$$

onde,

Δp é a diferença de pressão medida entre os dois lados da amostra em Pa;

u_x é a velocidade do ar na direção transversal a amostra em m/s;

t é a espessura da amostra em m.

CAPÍTULO 5

PROCEDIMENTOS METODOLÓGICOS

5.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são apresentados os três tipos de materiais avaliados neste trabalho. As dimensões e densidades, bem como as ferramentas utilizadas na confecção de cada amostra dos materiais estão descritas na Seção 5.1.

Na seção 5.2 é apresentada a bancada para a medição das propriedades acústicas com o uso do tubo de impedância. Parâmetros como frequência mínima e máxima devido ao espaçamento entre os microfones e frequência de corte também consta nesta seção.

A bancada para medição da resistividade ao fluxo dos materiais encontra-se na última seção deste capítulo. O procedimento de medição para a determinação da resistividade segundo a norma também está descrita na seção 5.3.

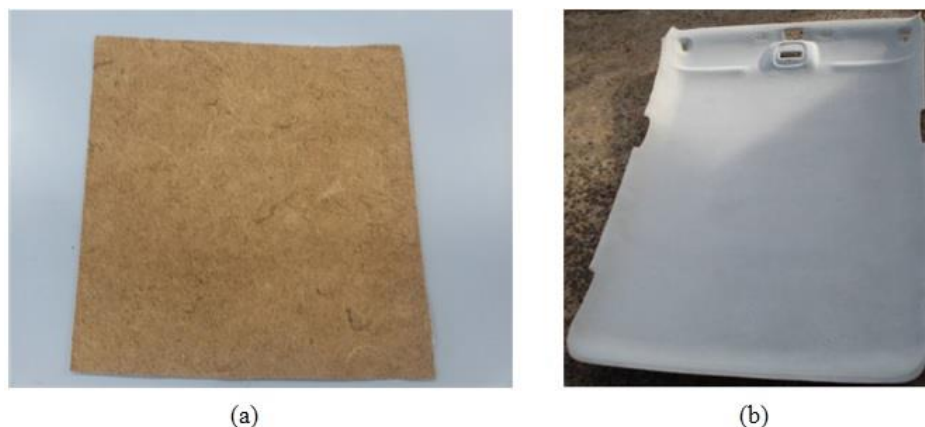
5.2 AMOSTRAS

Neste trabalho são analisadas e comparadas as propriedades acústicas de três placas finas compostas por:

- a) fibras da casca do coco, Figura 5.1 a;
- b) compósito sintético utilizado na indústria automotiva como revestimento para tetos dos veículos também conhecida como *roof trim*, Figuras 5.1 b e 5.2;
- c) núcleo de poliuretano do compósito sintético do revestimento do teto, Figura 5.2.

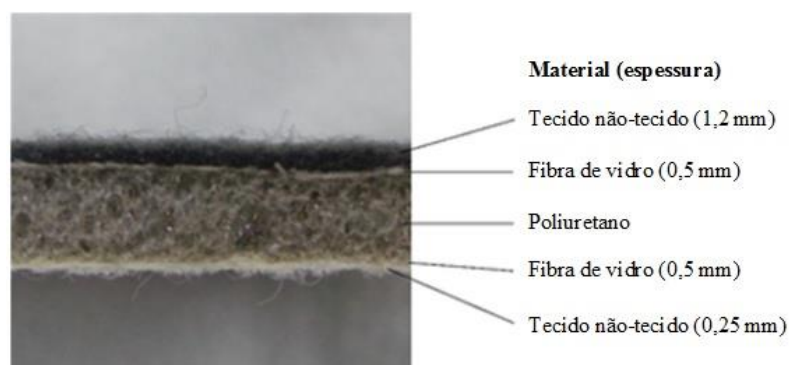
A Tabela 5.1 apresenta os diâmetros das amostras usados nos ensaios experimentais nos tubos de impedância e na bancada de medição da resistividade ao fluxo. Os diâmetros de 28 e 100 mm correspondem as amostras testadas nos tubos de impedância de alta e baixa frequência, respectivamente. As amostras com 80 mm de diâmetro foram utilizadas para a determinação da resistência ao fluxo específico e resistividade ao fluxo.

Figura 5.1 – Materiais utilizados: (a) placa de fibra de coco e (b) forro de teto automotivo.



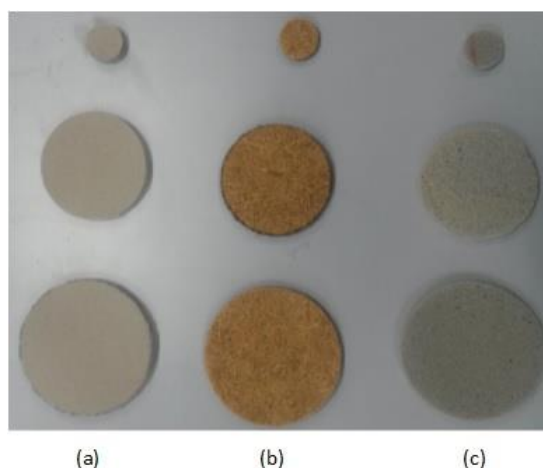
Fonte: O autor, 2016

Figura 5.2 – Composição do forro do teto.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 5.3 – Amostras: (a) forro do teto, (b) fibra de coco e (c) poliuretano.



Fonte: O autor, 2016.

A Figura 5.4 mostra as ferramentas utilizadas no corte das amostras. As amostras de $\varnothing$ 28 mm e $\varnothing$ 100 mm foram confeccionadas pela empresa COPLAC (Companhia Paulista de Aperfeiçoamento Acústico) enquanto as amostras de $\varnothing$ 80 mm foram cortadas no laboratório de Usinagem da PUCPR.

Figura 5.4 – Ferramentas para corte das amostras: (a) Ø 100 mm, (b) Ø 28 mm e (c) Ø 80 mm.



Fonte: O autor, 2016.

Tabela 5.1 – Diâmetros das amostras utilizadas nos ensaios experimentais.

	Fibra de Coco	Forro de teto veicular	Poliuretano
Tubo de impedância de baixa frequência	Ø 28 mm	Ø 28 mm	Ø 28 mm
Bancada de resistividade ao fluxo	Ø 80 mm	Ø 80 mm	Ø 80 mm
Tubo de impedância de alta frequência	Ø 100 mm	Ø 100 mm	Ø 100 mm

Fonte: O Autor, 2016.

As dimensões e as densidades das três amostras são mostradas nas Tabelas 5.2 a 5.4.

Tabela 5.2 – Especificação das amostras de fibra de coco.

Fibra de coco Amostra (Ø em mm)	Massa (g)	Espessura (mm)	Densidade (kg/m³)
A Ø28	0,80	4,56	284,76
B Ø28	0,66	3,89	275,72
C Ø28	0,60	4,76	204,60
D Ø28	0,58	4,18	225,61
E Ø28	0,67	4,53	240,46
A Ø80	5,87	5,58	209,47
B Ø80	5,93	4,48	263,63
C Ø80	5,00	4,45	223,05
D Ø80	6,15	5,25	233,05
E Ø80	5,66	5,20	216,54
F Ø80	5,73	6,06	198,94
A Ø100	8,85	5,14	219,33
B Ø100	9,67	4,89	251,91
C Ø100	8,24	5,25	199,84
D Ø100	9,04	4,70	244,90
E Ø100	9,35	5,78	206,14

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 5.3 – Especificação das amostras de poliuretano.

Poliuretano Amostra (Ø em mm)	Massa (g)	Espessura (mm)	Densidade (kg/m³)
A Ø28	0,07	5,50	20,67
B Ø28	0,07	5,50	20,67
C Ø28	0,07	5,60	20,30
D Ø28	0,07	5,50	20,67
E Ø28	0,07	5,65	20,67
A Ø80	0,61	5,59	21,71
B Ø80	0,71	5,33	26,50
C Ø80	0,65	5,39	23,99
D Ø80	0,67	5,18	25,73
E Ø80	0,74	5,40	27,26
A Ø100	0,92	5,60	20,92
B Ø100	0,91	5,54	20,91
C Ø100	0,94	5,61	21,33
D Ø100	0,91	5,39	21,50
E Ø100	0,89	5,18	21,88

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 5.4 – Especificação das amostras do forro do teto.

Forro do teto Amostra (Ø em mm)	Massa (g)	Espessura (mm)	Densidade (kg/m³)
A Ø28	0,43	5,93	117,86
B Ø28	0,41	5,90	112,86
C Ø28	0,40	5,70	113,97
D Ø28	0,43	5,61	124,42
E Ø28	0,43	5,64	123,87
A Ø80	4,61	6,66	137,66
B Ø80	4,33	6,70	128,57
C Ø80	4,81	6,71	142,56
D Ø80	4,37	6,55	132,73
E Ø80	4,52	6,68	134,72
A Ø100	5,39	6,25	109,80
B Ø100	5,55	6,39	110,63
C Ø100	5,58	6,40	111,01
D Ø100	5,62	6,33	113,13
E Ø100	5,62	6,34	112,91

Fonte: O autor, 2016.

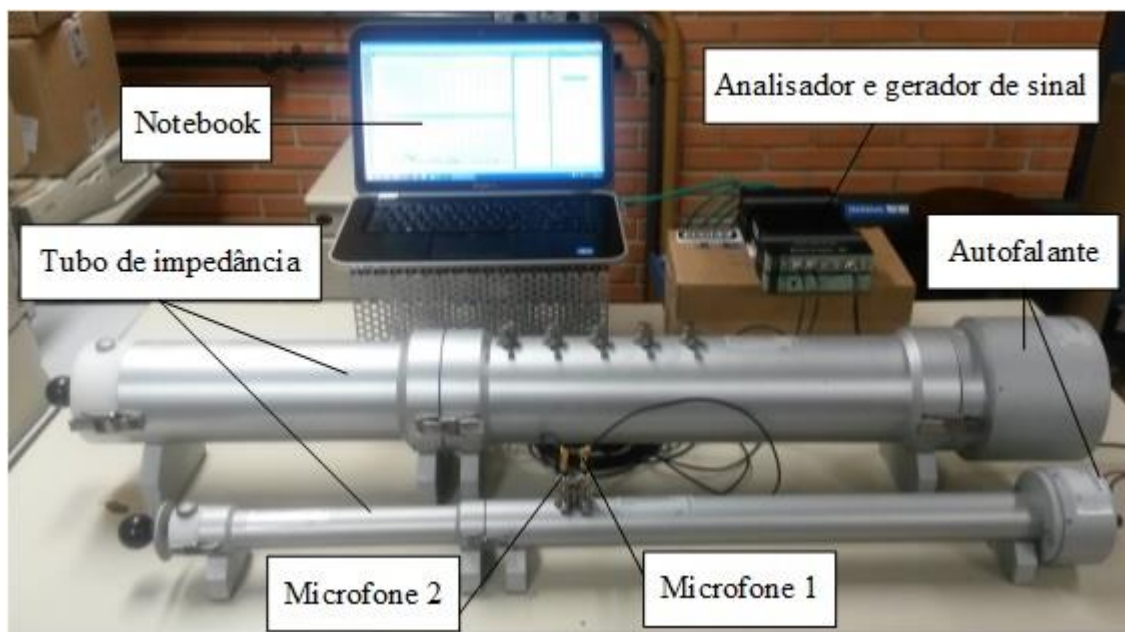
5.3 BANCADA EXPERIMENTAL – TUBO DE IMPEDÂNCIA

Na Figura 5.5 são mostrados os equipamentos utilizados para a determinação do coeficiente de absorção sonoro, impedância característica e número de onda complexo das amostras com os métodos da Função de Transferência (Seybert & Ross, 1977 e Chung & Blaser, 1980), das Duas Cavidades Modificado (Utsuno *et al.*) e das Duas Espessuras (Ferrero & Sacerdote, 1951).

Os tubos de impedância são da marca SCS 9020B/K com 28 e 100 mm de diâmetro interno. Portanto, para garantir que somente ocorra a propagação de ondas planas no interior do tubo, propriedade indispensável para aplicação dos três métodos de medição, a frequência da onda sonora de excitação emitida pela fonte não deve ultrapassar a frequência de corte. As frequências de corte para cada tubo são fornecidas pela Eq. 3.50, ou seja:

$$f_c < \frac{1,84c}{\pi D} \quad (3.50)$$

Figura 5.5 – Bancada experimental para medição das propriedades acústicas usando os tubos de impedância.



Fonte: O autor, 2016.

Outros cuidados também devem ser tomados para a realização de ensaios utilizando o tubo de impedância segundo a norma ASTM E1050-10 (2012):

- a) A superfície interna do tubo de impedância deve ser lisa, limpa e não porosa para evitar atenuação sonora;
- b) A seção transversal do tubo deve se manter constante ao longo de toda a extensão do tubo de impedância;

c) É necessária uma distância mínima de três vezes o diâmetro interno do tubo entre a fonte sonora e os microfones. Isso garante que ondas planas completamente desenvolvidas alcancem os microfones e a amostra.

d) É recomendado revestir o tubo de impedância com um material de absorção sonora próximo à fonte sonora com a finalidade de minimizar os efeitos da ressonância da coluna de ar no tubo;

e) Também é necessária uma distância mínima entre os microfones e a amostra a ser analisada. Para amostra com superfície plana, o microfone mais próximo da amostra deve estar a uma distância mínima de meio diâmetro interno do tubo de impedância. Para amostra com superfície não homogênea, o microfone mais próximo da amostra deve estar a uma distância mínima de um diâmetro interno do tubo. Para amostra com superfície assimétrica, o microfone mais próximo deve estar no mínimo a dois diâmetros interno do tubo de distância.

O analisador e gerador de sinais é da marca Brüel & Kjær Type 3160-A-042 de seis canais, sendo quatro canais de entrada e dois canais de saída, Figura 5.6. Os microfones utilizados para a aquisição dos sinais foram o Brüel & Kjær Type 4935 de ¼”, pré-polarizados, com pré-amplificadores e transdutores de identificação. Sua sensibilidade nominal é de 5,6 mV/Pa, Figura 5.7.

Figura 5.6 – Analisador e gerador de sinal Brüel & Kjær Type 3106-A-04.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 5.7 – Microfones Brüel & Kjaer Type 4935 de ¼” pré-polarizados.



Fonte: O autor, 2016.

Nas avaliações experimentais foram utilizados os dois tubos de impedância: um para baixa frequência (100 mm de diâmetro interno) e outro para alta frequência (28 mm de diâmetro interno). Para o tubo de impedância de baixa frequência foi utilizado o espaçamento entre os microfones de $s = 100$ mm, a distância entre o microfone mais perto da amostra e a amostra foi de 150 mm e a distância entre o microfone mais próximo do autofalante e o autofalante foi de 350 mm, conforme Figura 5.8 a. Para o tubo de impedância de alta frequência foi utilizado o espaçamento entre os microfones foi de $s = 20$ mm, a distância entre o microfone mais perto da amostra e a amostra foi de 60 mm e a distância entre o microfone mais próximo do autofalante e o autofalante foi de 470 mm. Estes dois espaçamentos garantem medições confiáveis na faixa de frequência definida pelas Equações 4.19 e 4.20.

A Tabela 5.5 apresenta a frequência de corte, mínima e máxima de cada tubo de impedância.

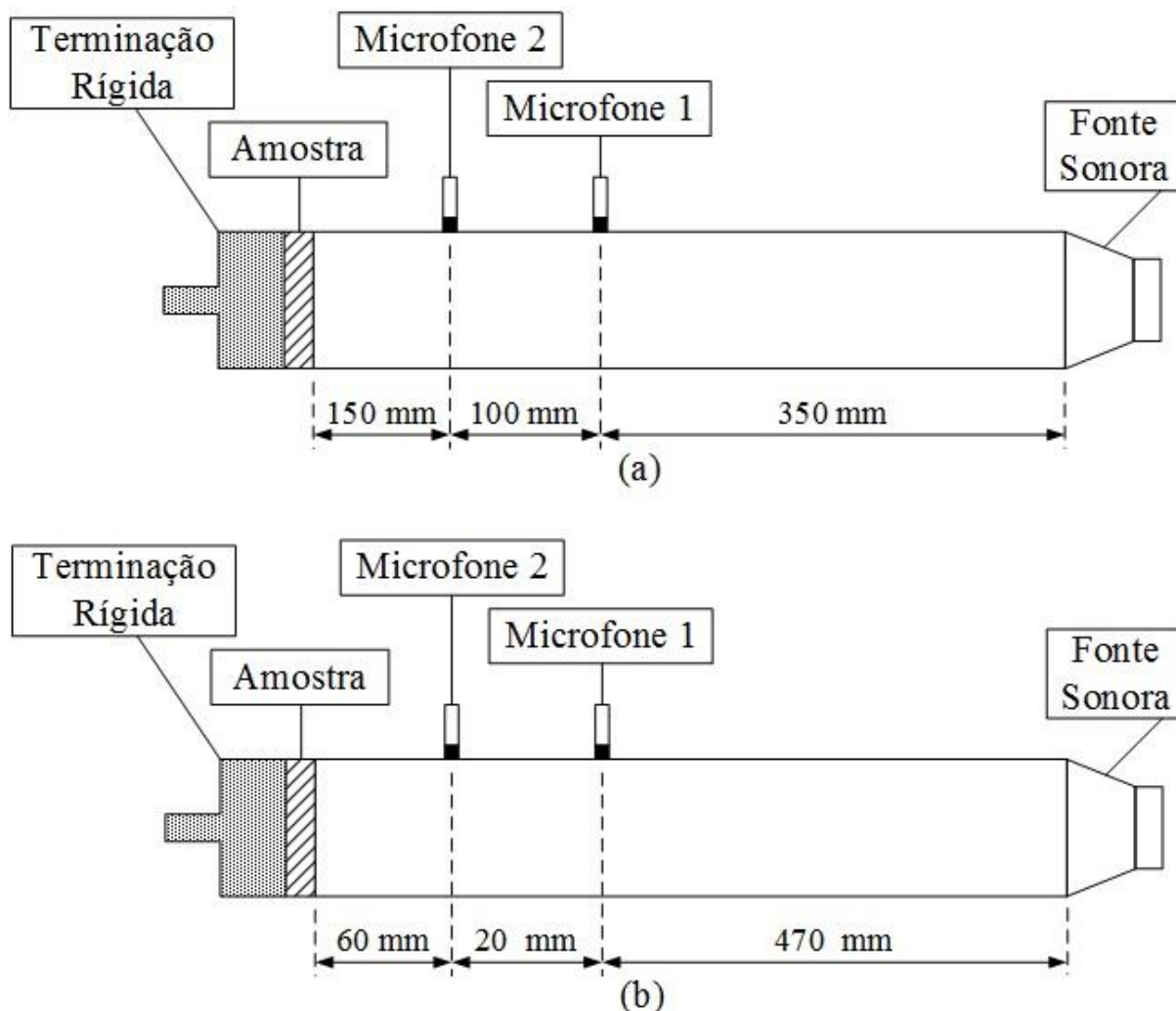
Tabela 5.5 – Frequência de corte, mínima e máxima dos tubos de impedâncias

	Tubo de Baixa Frequência	Tubo de Alta Frequência
f_c	2027	7238
$f_{\min}$	173	865
$f_{\max}$	1384	6920

Fonte: O Autor, 2016.

A norma ASTM E1050-10 (2012) recomenda que o sinal de teste seja um ruído aleatório com densidade de espectro uniforme ao longo da faixa de frequência de interesse. O *swept sine* também pode ser utilizado como sinal de acordo com a norma. Optou-se em utilizar como sinal o ruído aleatório pois o tempo gasto para cada medição é menor se comparado com o tempo de medição do *swept sine*.

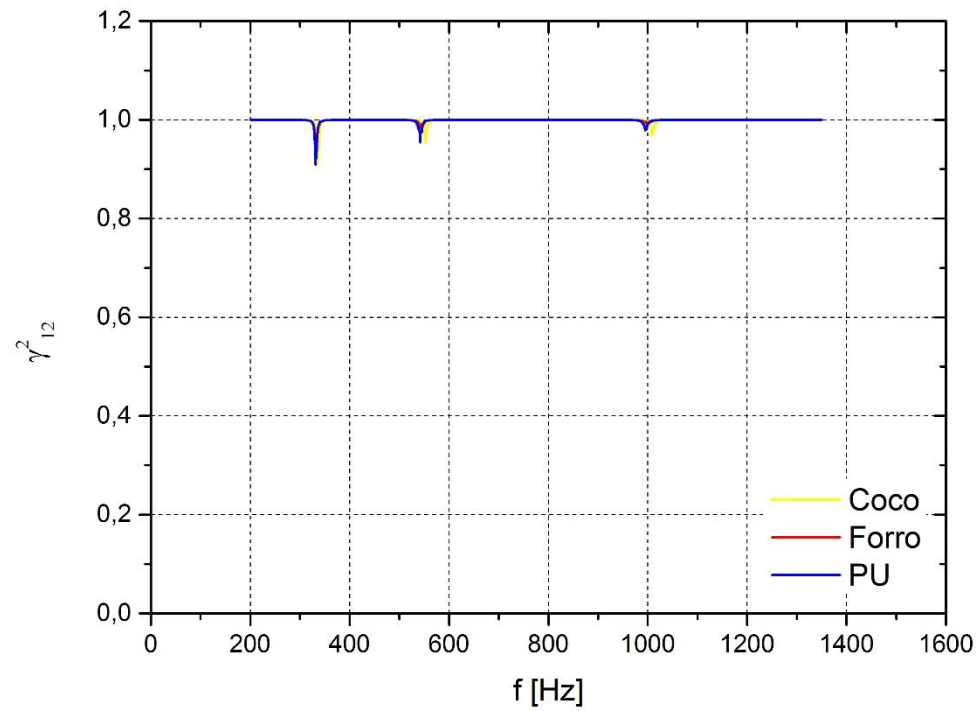
Figura 5.8 – Posição dos microfones no tubo de impedância. (a) Tubo de impedância de $\varnothing 100$ mm. (b) Tubo de impedância de $\varnothing 28$ mm.



Fonte: O Autor, 2016.

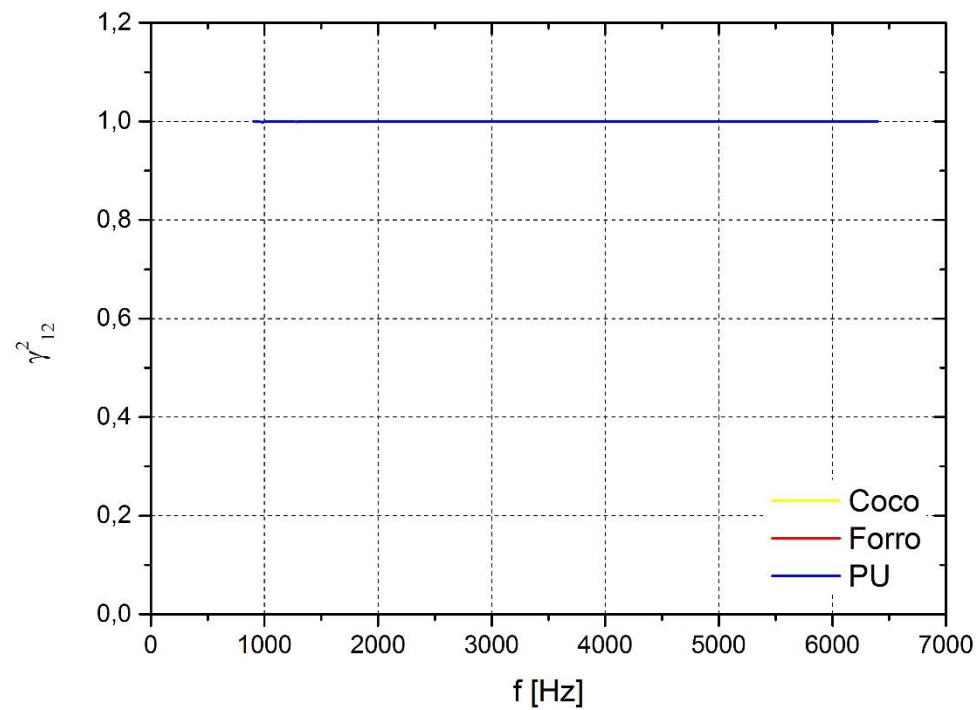
A Função Coerência (Eq. 4.17) é um importante parâmetro que varia entre zero e a unidade e mede o grau de casualidade entre dois sinais quaisquer, ou seja, verifica a validade da Função de Transferência (H_{12}) medida (Vér & Beranek, 2006). As Figuras 5.9 e 5.10 mostram a função coerência de uma mostra de fibra de coco, forro de teto veicular e poliuretano medidas nos tubos de impedância de baixa e alta frequência. Nota-se que a função coerência manteve-se superior à 0,9 nos dois tubos de impedância e, consequentemente, o sinal medido pelos dois microfones são confiáveis. As três quedas nos valores da Função Coerência na Figura 5.9 podem estar relacionadas quando os pontos nodais coincidem com as mesmas posições dos microfones.

Figura 5.9 – Função coerência medida no tubo de impedância de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 5.10 – Função coerência medida no tubo de impedância de alta frequência.



Fonte: O autor, 2016.

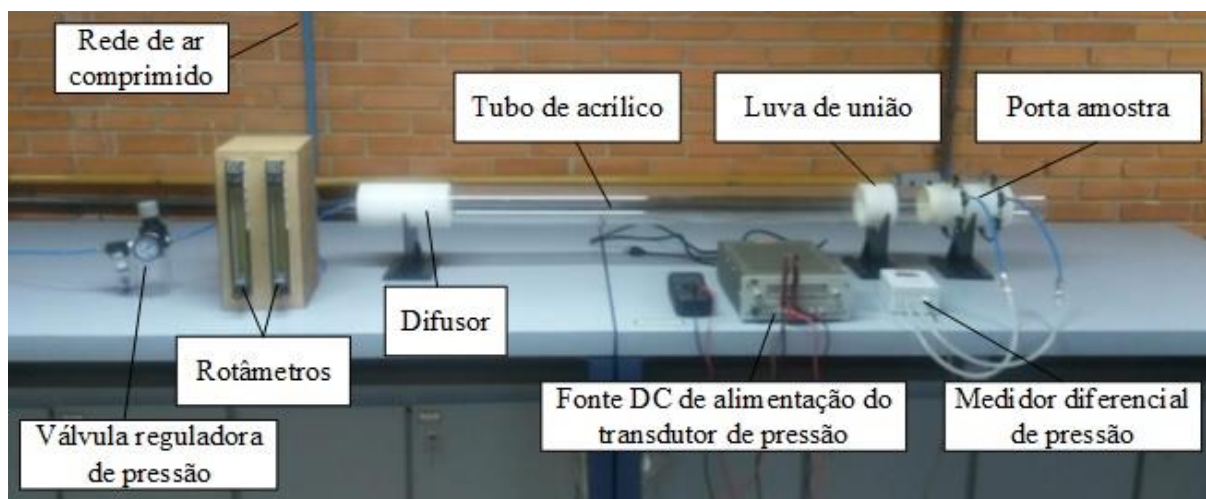
5.4 BANCADA EXPERIMENTAL – RESISTIVIDADE AO FLUXO

Na Figura 5.11 são mostrados os equipamentos utilizados para a medição da resistividade ao fluxo (r_0) conforme as diretrizes da norma ASTM C-522 (2009). O tubo de acrílico possui 80 mm de diâmetro interno e 1,1 m de comprimento entre o difusor e o porta amostra. Isto garante dessa maneira um escoamento laminar, constante e completamente desenvolvido ao longo do seu interior. Este comprimento foi calculado com Eq. 4.68 (Fox *et al.*, 2006).

O porta amostra possui 4 pontos de tomada de pressão antes da amostra e quatro pontos depois da amostra. A tela para acomodar a amostra foi feita com um fio de nylon de 0,8 mm de diâmetro e para fixá-la no porta amostra utilizou-se o nó Parnell que é utilizado para encordoar raquete de tênis (Figura 5.12).

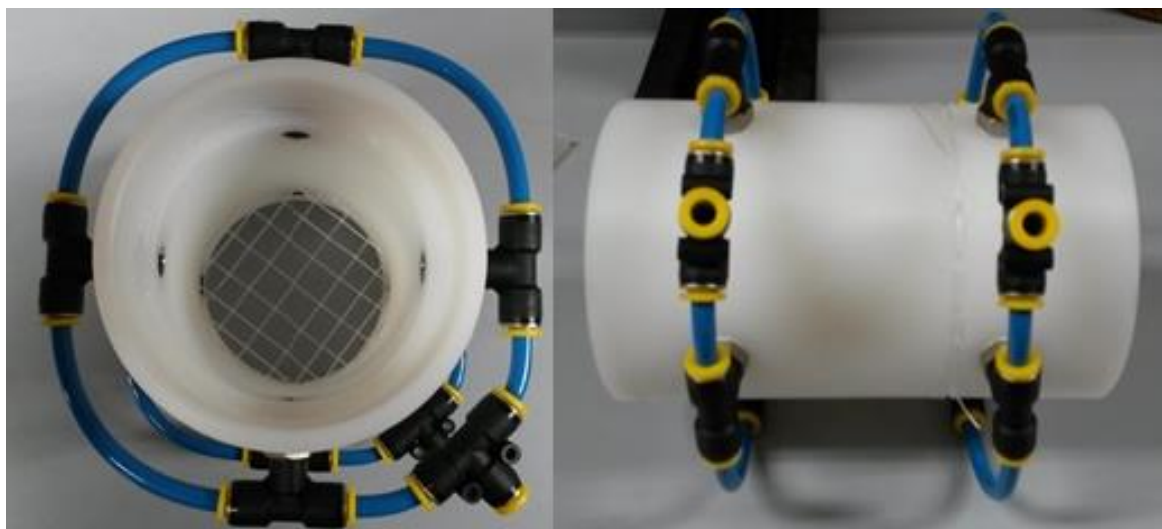
Na entrada do sistema, foi utilizada a válvula reguladora de pressão Parker modelo 27R112AD da série 27R com faixa de medição de 0 a 2 bar com Filtro de particulado e água, SERIE 6 – 1/2 com dreno manual e elemento filtrante de 40 micra (Figura 5.13). Para controlar a vazão de ar foram utilizados os rotômetros Omega modelo FL-3139SA-NISTAIR com faixa de medição de 0 a 11,887 L/min de ar e FL-3140SA-NISTAIR com faixa de medição de 0 a 29,364 L/min de ar (Figura 5.14). Entretanto, a vazão foi regulada por uma válvula reguladora de vazão para evitar desgaste no regulador dos rotômetros. Ambos os rotômetros possuem fundo de escala de 2% do máximo medido.

Figura 5.11 – Bancada de medição da resistividade ao fluxo.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 5.12 – Porta amostra da bancada de medição da resistividade ao fluxo.



Fonte: O Autor, 2016.

Figura 5.13 – Válvula regulador da pressão.



Fonte: O autor, 2016.

A variação de pressão foi medida por dois manômetros diferenciais de pressão com faixa de medição de 0 a 60 Pa da Dwyver modelo 616WL-22 (Figura 5.15 a) e outro com faixa de medição de 0 a 250 Pa da Dwyver modelo 475-000-FM serie 475 Mark III (Figura 5.16 b). O medidor diferencial de pressão 616WL-22 foi alimentado por uma fonte DC da Hawllet Packard enquanto que o 475-000-FM serie 475 Mark III com uma bateria 9V. Ambos os manômetros possuem fundo de escala de 0,5% do máximo medido.

Figura 5.14 – Rotâmetro para controle de vazão.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 5.15 – Transdutor indicador de pressão diferencial: (a) 616WL-22 e (b) 475-000-FM.



(a)



(b)

Fonte: O autor, 2016.

O procedimento realizado para determinar a resistividade ao fluxo segue as seguintes etapas (ASTM C522):

1. Montagem da amostra no porta amostra;
2. Ajustar a válvula reguladora de pressão para 0,5 bar com o intuito de manter a pressão do ar comprimido da rede constante e proteger os equipamentos da cadeia de medição, rotâmetro e os manômetros diferenciais de pressão, contra sobrecarga;
3. Regular o fluxo de ar para as velocidades de 5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45 e 50 mm/s através dos rotâmetros;
4. Medir a diferença de pressão entre um ponto antes e depois da amostra com o manômetro diferencial de pressão nas velocidades já mencionadas no passo anterior.
5. Calcular a resistividade ao fluxo e a resistência ao fluxo específico com as Equações 3.50 e 3.51, respectivamente. Se a resistividade ao fluxo aumentar com o aumento da velocidade de escoamento, o escoamento provavelmente é turbulento e portanto, os resultados devem ser descartados.
6. Três ou mais amostras de um mesmo material devem ser testados. Quando o material não é uniforme, várias amostras representativas deste material devem ser testadas e posteriormente fazer uma média dos resultados.

Após determinar a resistividade ao fluxo, a impedância característica e o número de onda complexo do material absorvente podem ser obtidos de acordo com as clássicas equações empíricas de Delany e Bazley (1970), ou seja:

$$\frac{\tilde{Z}}{Z_{ar}} = \left[1 + 0,0511 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,75} \right] - i \left[0,0768 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,73} \right] \quad (3.54)$$

$$\frac{\tilde{k}}{k_{ar}} = \left[1 + 0,0858 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,70} \right] - i \left[0,1749 \left(\frac{f}{r_0} \right)^{-0,59} \right] \quad (3.55)$$

CAPÍTULOS 6

ANÁLISES E RESULTADOS

6.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo são mostradas cinco análises para avaliar o coeficiente de absorção sonoro (α), a resistência ao fluxo específico (r), a resistividade ao fluxo (r_0), a impedância característica ($\tilde{z}$) e o número de onda complexo ($\tilde{k}$) de três tipos de materiais absorventes de pequena espessura: fibra de coco, poliuretano e forro de teto automotivo.

Análise 1 – São avaliados o coeficiente de absorção sonoro através do Método da Função de Transferência segundo a norma ASTM E1050-10 (2012).

Análise 2 – A resistência ao fluxo específico e a resistividade ao fluxo são obtidos conforme a norma ASTM C522-03 (2009). Com posse de r_0 determina-se a impedância característica e o número de onda complexo dos três materiais em estudo através da formulação empírica de Delany & Bazley (1970).

Análise 3 – Utilizando o Método das Duas Cavidades Modificado de Utsuno *et al.* (1989), são obtidos a impedância característica e o número de onda complexo dos materiais em estudo.

Análise 4 – A impedância característica e o número de onda complexo são determinados através do Método das Duas Espessuras de Ferrero & Sacerdote (1951).

Análise 5 – Comparação dos resultados obtidos das análises 2, 3 e 4.

Para simplificar a leitura são utilizadas as abreviaturas MDC, MDE e DB para referir-se ao método das duas cavidades modificado, método das duas espessuras e formulações empíricas de Delany & Bazley, respectivamente. Também são utilizadas as abreviaturas FC, PU e FT para referir-se à fibra de coco, poliuretano e forro de teto automotivo, respectivamente.

6.2 ANÁLISE 1

Seguindo a norma ASTM E1050-10, determinou-se o coeficiente de absorção sonora das amostras de três tipos de materiais. Esta propriedade foi avaliada em duas faixas de frequência: uma faixa que varia de 200 a 1350 Hz e outra que varia de 900 a 6400 Hz. O primeiro intervalo corresponde as medições feitas no tubo de impedância de 100 mm de diâmetro interno (tubo de impedância de baixa frequência) e o segundo intervalo corresponde as medições feitas no tubo de impedância de 28 mm de diâmetro interno (tubo de impedância de alta frequência), como já dito na seção 5.2.

As Figuras 6.1 e 6.2 apresentam os coeficientes de absorção sonora das amostras de fibra de coco medidas no tubo de impedância de baixa frequência e alta frequência, respectivamente. Nota-se que para as amostras de fibra de coco a absorção na faixa de frequência foi inferior a 0,08 e para altas frequências, inferior a 0,4. O resultado da Amostra E medido no tubo de baixa frequência e o resultado da Amostra A medido no tubo de alta frequência não foram considerados na média do coeficiente de absorção sonoro pois seus resultados estão muito discrepantes em relação à tendência das demais amostras.

As Figuras 6.3 e 6.4 apresentam os coeficientes de absorção sonora das amostras da placa de poliuretano. Assim como visto nas amostras de fibra de coco, a absorção em baixa frequência continua reduzida ($\alpha < 0,1$). Entretanto, percebe-se as amostras de poliuretano possuem uma alta absorção em frequências superiores a 5000 Hz ($\alpha > 0,8$).

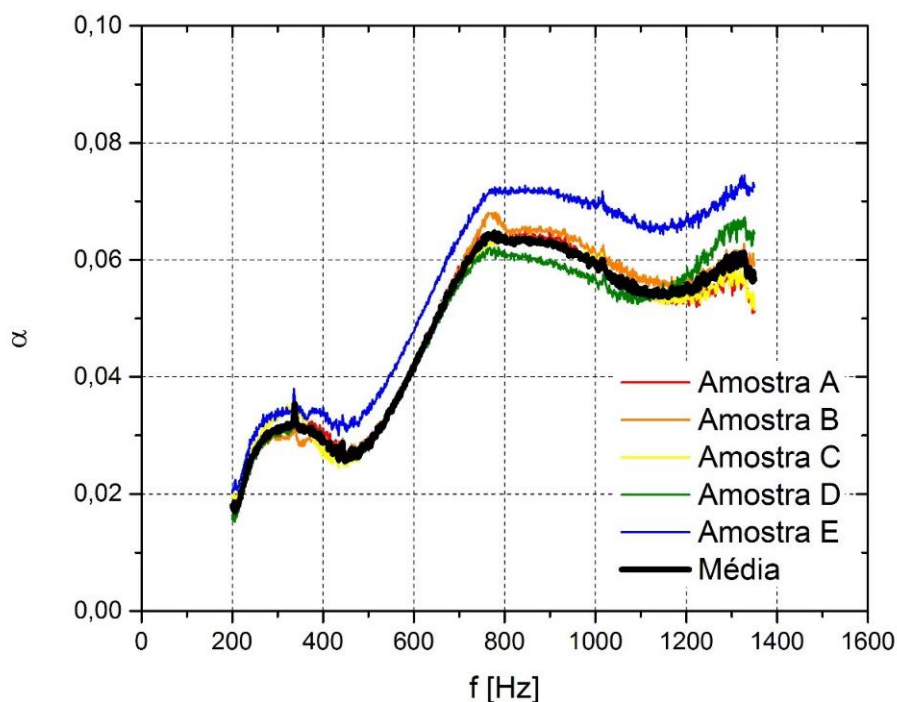
Nas Figuras 6.1 e 6.3 também apresentam uma queda no coeficiente de absorção na faixa de frequência entre 300 a 500 Hz. Esta queda pode ser uma imprecisão de medição decorrente de materiais de baixa absorção sonora, podendo ser amenizada aplicando-se a técnica de calibração de Han *et al.* (2007).

As Figuras 6.5 e 6.6 apresentam os coeficientes de absorção sonora das amostras do forro de teto automotivo. A absorção sonora continua baixa para as amostras medidas no tubo de baixa frequência ($\alpha < 0,2$). Nas amostras medidas do tubo de baixa frequência observa-se uma boa absorção em frequências superiores a 4700 Hz ($\alpha > 0,8$).

As Figuras 6.7 e 6.8 apresentam a média dos coeficientes de absorção sonoro de cada material. Nota-se que absorção do material feito de fibra de coco e da placa de poliuretano são praticamente idênticas na faixa de 200 a 800 Hz, sendo que em frequência superior a 800 Hz a placa de poliuretano mostrou-se superior, principalmente em altas frequências. Percebe-se também que o forro de teto automotivo possui o melhor coeficiente de absorção sonoro em toda

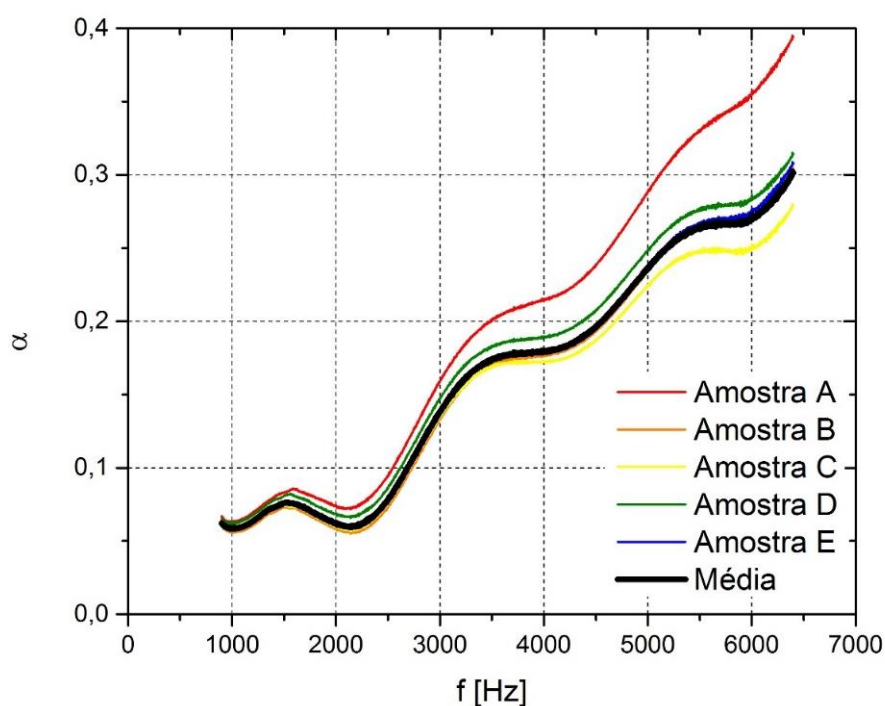
a faixa de frequência da medição. Portanto, a presença das camadas de TNT e fibra de vidro contribuem no aumento do coeficiente de absorção sonoro tanto em baixas frequências quanto em altas frequências.

Figura 6.1 – Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FC para o tubo de impedância de baixa frequência.



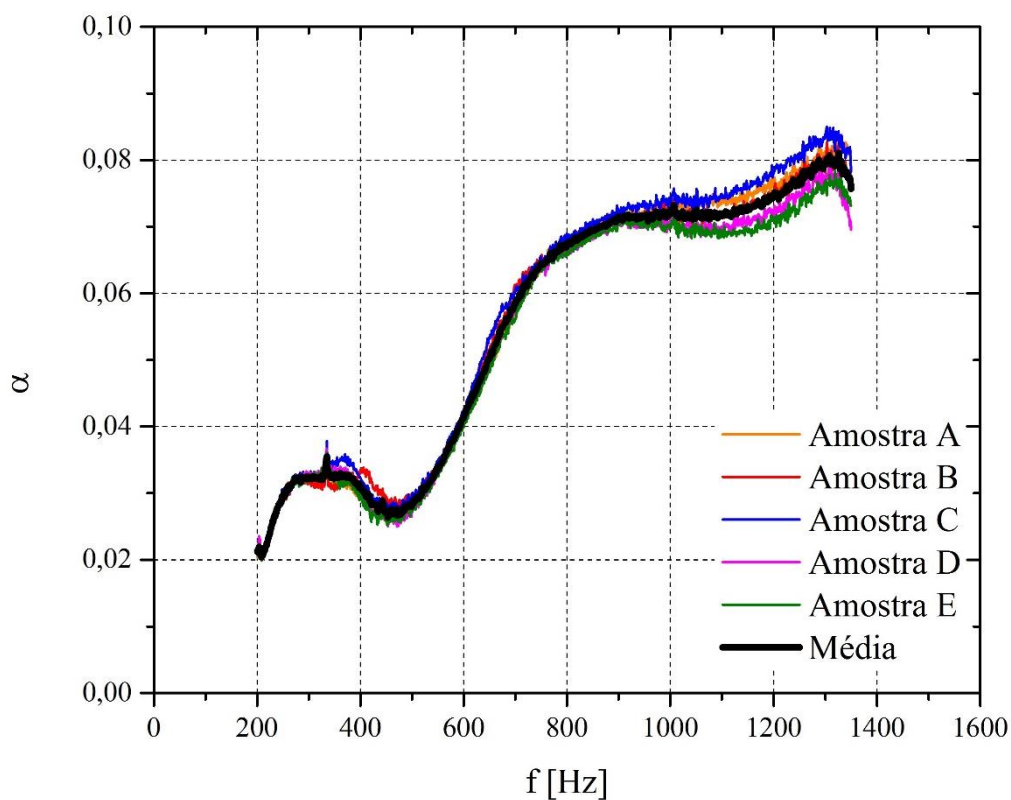
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.2 – Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FC para o tubo de impedância de alta frequência.



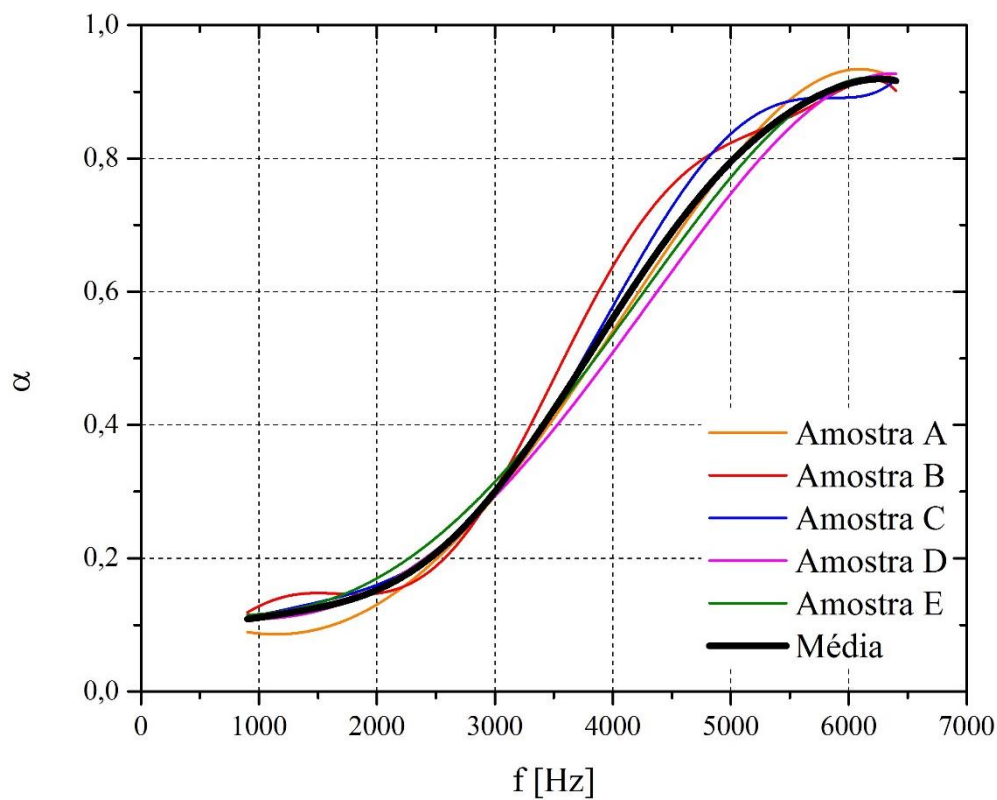
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.3 – Coeficiente de absorção sonora das amostras de PU para o tubo de impedância de baixa frequência.



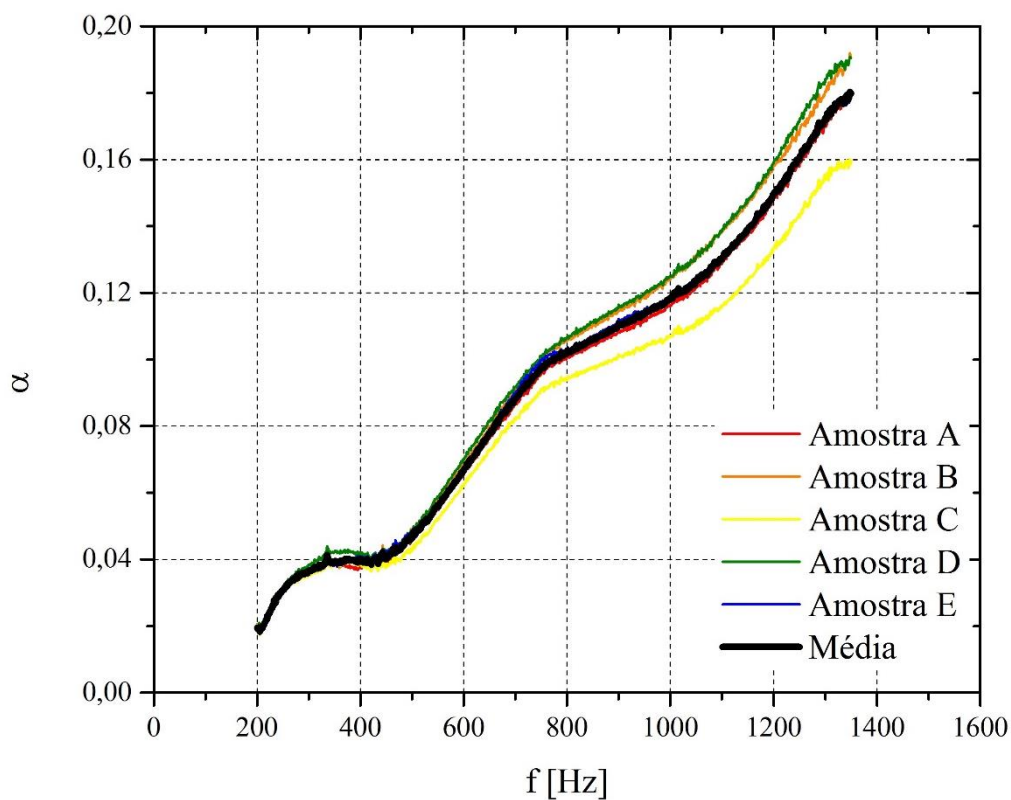
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.4 – Coeficiente de absorção sonora das amostras de PU para o tubo de impedância de alta frequência.



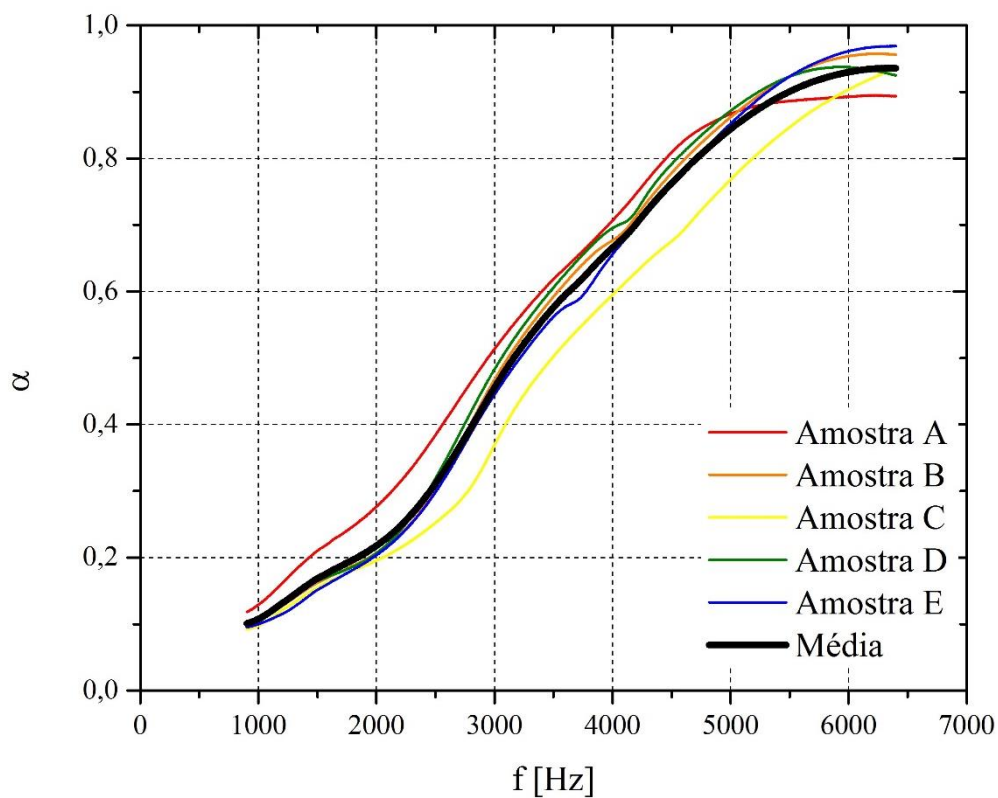
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.5 – Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FT para o tubo de impedância de baixa frequência.



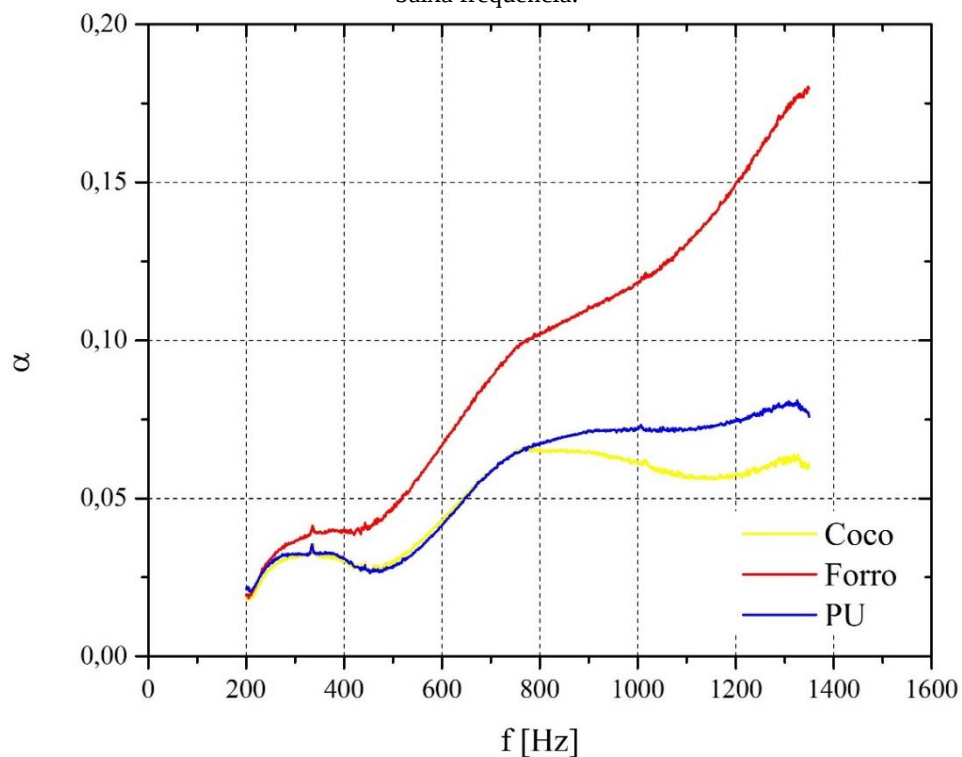
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.6 – Coeficiente de absorção sonoro das amostras de FT para o tubo de impedância de alta frequência.



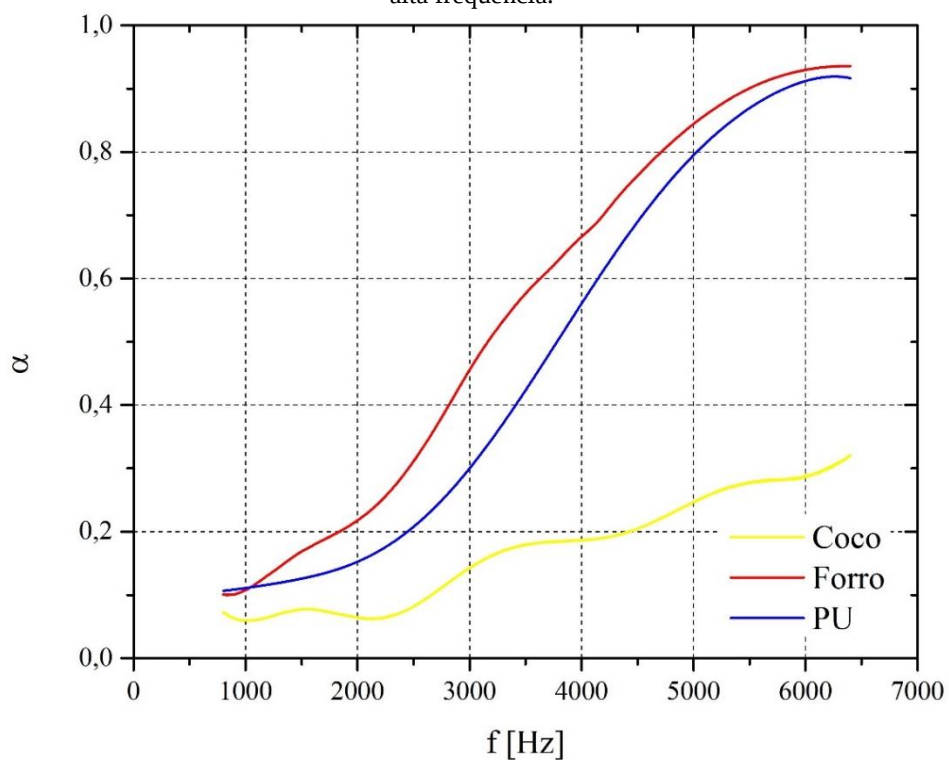
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.7 – Coeficiente de absorção sonoro médio das amostras de FC, PU e FT para o tubo de impedância de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.8 – Coeficiente de absorção sonoro médio das amostras de FC, PU e FT para o tubo de impedância de alta frequência.



Fonte: O autor, 2016.

6.3 ANÁLISE 2

Nesta segunda análise foram avaliados a resistência ao fluxo de ar específico (r) e a resistividade ao fluxo (r_0) dos materiais. Uma vez determinada a resistividade ao fluxo será possível caracterizar acusticamente os materiais através da obtenção da sua impedância característica e número de onda complexo utilizando as expressões empíricas de Delany & Bazley (1970).

Para a medição da diferença de pressão das amostras de fibra de coco e poliuretano utilizou-se o transdutor indicador de pressão diferencial da Dwyver modelo 616WL-22 pois seu erro associado ao fundo de escala (0,3 Pa) é menor do que o erro do transdutor Dwyver modelo 475-000-FM serie 475 Mark III (1,25 Pa).

A Tabela 6.1 mostra os resultados da diferença de pressão e da resistência ao fluxo específico das amostras de fibra de coco. Nota-se que r não ultrapassou 100 rayls, ou seja, é menor que o limite inferior recomendado pela norma. Portanto, o resultado de Δp da Tabela 6.1 não pode ser utilizado para calcular r_0 .

Tabela 6.1 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC.

u [mm/s]	Amostra A		Amostra B		Amostra C		Amostra D		Amostra E	
	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]
5	0,1	20,0	0,1	20,0	0,1	20,0	0,1	20,0	0,1	20,0
10	0,2	20,0	0,2	20,0	0,2	20,0	0,2	20,0	0,3	30,0
15	0,3	20,0	0,4	26,7	0,4	26,7	0,4	26,7	0,4	26,7
20	0,4	20,0	0,5	25,0	0,5	25,0	0,5	25,0	0,5	25,0
25	0,6	24,0	0,6	24,0	0,6	24,0	0,7	28,0	0,6	24,0
30	0,7	23,3	0,8	26,7	0,8	26,7	0,8	26,7	0,8	26,7
35	0,8	22,9	0,9	25,7	0,9	25,7	1,0	28,6	0,9	25,7
40	0,9	22,5	1,1	27,5	1,0	25,0	1,2	30,0	1,0	25,0
45	1,0	22,2	1,2	26,7	1,2	26,7	1,4	31,1	1,2	26,7
50	1,1	22,0	1,4	28,0	1,3	26,0	1,5	30,0	1,3	26,0

Fonte: O autor, 2016.

Para continuar o estudo, foi necessário montar mais amostras no porta amostra com o objetivo de aumentar a espessura e consequentemente a variação de pressão. Uma sexta amostra foi confeccionada para aumentar a quantidade de combinação entre as amostras.

As Tabelas 6.2 e 6.3 mostram a queda de pressão e a resistência ao fluxo específico obtidos montando as amostras no porta amostra 2 a 2 e 3 a 3, respectivamente. A espessura total das combinações das amostras A+B, C+D, E+F, A+B+C e D+E+F são 10,06, 9,7, 11,26, 14,51 e 16,51 mm, respectivamente. Novamente, observa-se que a resistência ao fluxo específico é inferior a 100 rayls e, portanto, seus resultados não são válidos segundo a norma. Porém, há um aumento nos valores da resistência ao fluxo específico conforme o esperado.

As Tabelas 6.4, 6.5 e 6.6 apresentam os resultados das diferenças de pressão e resistência ao fluxo específico obtidos montando as amostras no porta amostra 4 a 4, 5 a 5 e 6 a 6, respectivamente. A espessura total das combinações das amostras A+B+C+D, A+B+C+D+E e A+B+C+D+E+F são 19,76, 24,96, 31,02 mm, respectivamente. Agora, a resistência ao fluxo específico foi superior a 100 rayls e portanto, está dentro da faixa exigida pela norma. A resistividade ao fluxo foi calculada dividindo a diferença de pressão pela espessura total. Com posse dos resultados calculados anteriormente, monta-se um gráfico com a finalidade de verificar se os resultados da resistividade ao fluxo serão constantes em relação a velocidade de escoamento do ar.

Tabela 6.2 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 2 a 2.

u [mm/s]	Amostra A+B		Amostra C+D		Amostra E + F	
	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]
5	0,3	60,0	0,2	40,0	0,2	40,0
10	0,6	60,0	0,6	60,0	0,5	50,0
15	0,9	60,0	0,9	60,0	0,8	53,3
20	1,3	65,0	1,2	60,0	1,1	55,0
25	1,6	64,0	1,5	60,0	1,4	56,0
30	1,9	63,3	1,8	60,0	1,7	56,7
35	2,2	62,9	2,1	60,0	1,9	54,3
40	2,5	62,5	2,4	60,0	2,2	55,0
45	2,9	64,4	2,7	60,0	2,5	55,6
50	3,2	64,0	3,1	62,0	2,8	56,0

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 6.3 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 3 a 3.

u [mm/s]	Amostra A+B+C		Amostra C+D+F	
	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]
5	0,4	80,0	0,4	80,0
10	0,9	90,0	0,9	90,0
15	1,4	93,3	1,4	93,3
20	1,9	95,0	1,8	90,0
25	2,4	96,0	2,3	92,0
30	2,9	96,7	2,9	96,7
35	3,3	94,3	3,1	88,6
40	3,8	95,0	3,6	90,0
45	4,3	95,6	4,1	91,1
50	4,9	98,0	4,6	92,0

Fonte: O autor, 2016.

Tabela 6.4 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 4 a 4.

u [mm/s]	Amostra A+B+C+D	
	Δp [Pa]	r [rayl]
5	0,6	120,0
10	1,3	130,0
15	2,0	133,3
20	2,7	135,0
25	3,4	136,0
30	4,0	133,3
35	4,5	128,6
40	5,2	130,0
45	5,8	128,9
50	6,6	132,0

Fonte: O autor, 2016.

A Figura 6.9 apresenta os resultados da resistividade ao fluxo das amostras de fibra de coco unidas 4 a 4 (curva vermelha), 5 a 5 (curva verde), 6 a 6 (curva azul) e a média das três curvas anteriores (curva preta). Verifica-se um aumento na resistividade ao fluxo na faixa de velocidade de escoamento de 5 a 15 mm/s. Possivelmente este aumento ocorreu pois a pressão

medida naquela faixa de velocidade é muito próxima ao limite inferior de medição do transdutor de pressão e consequentemente, resultando em valores poucos precisos. Portanto, considera-se os resultados da resistividade na faixa da velocidade de escoamento de 15 a 50 mm/s.

Tabela 6.5 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 5 a 5.

u [mm/s]	Amostra A+B+C+D+E	
	Δp [Pa]	r [rayl]
5	0,7	140,0
10	1,5	150,0
15	2,4	160,0
20	3,1	155,0
25	3,9	156,0
30	4,7	156,7
35	5,4	154,3
40	6,2	155,0
45	7,0	155,6
50	7,9	158,0

Fonte: O autor, 2016.

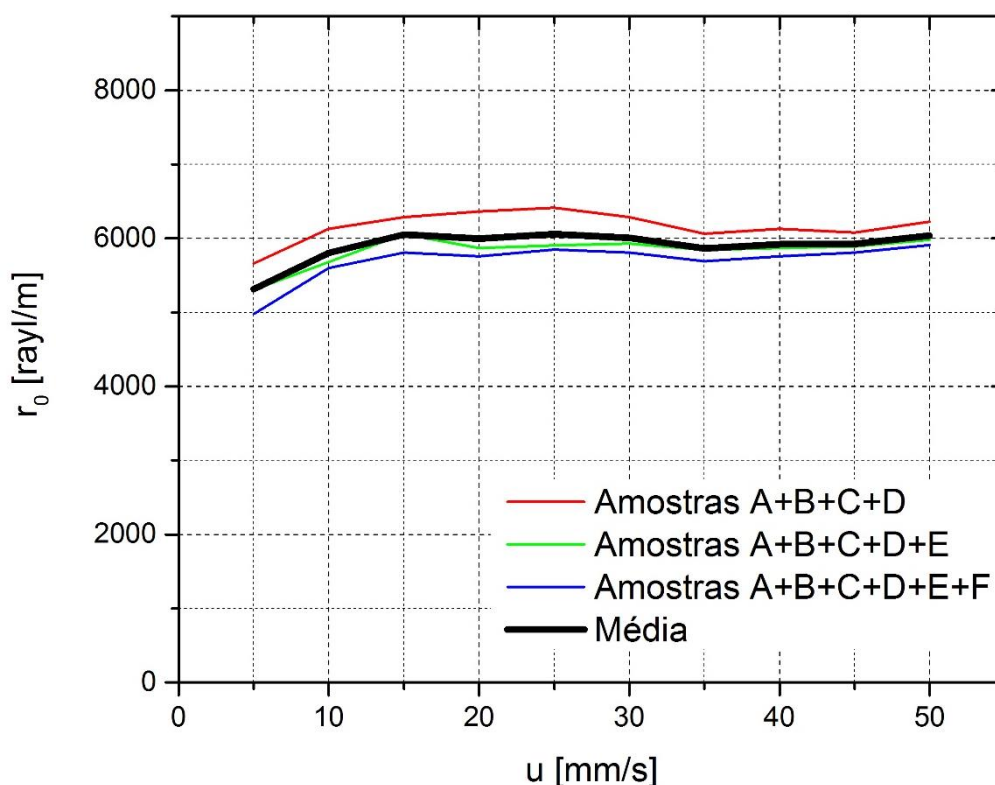
Tabela 6.6 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de FC montadas 6 a 6.

u [mm/s]	Amostra A+B+C+D+E+F	
	Δp [Pa]	r [rayl]
5	0,8	160,0
10	1,8	180,0
15	2,8	186,7
20	3,7	185,0
25	4,7	188,0
30	5,6	186,7
35	6,4	182,9
40	7,4	185,0
45	8,4	186,7
50	9,5	190,0

Fonte: O autor, 2016.

A resistividade média das amostras de fibras de coco pode ser estimado em aproximadamente em 6000 rayls/m.

Figura 6.9 – Resistividade ao fluxo das amostras de FC unidas 4 a 4, 5 a 5, 6 a 6 e a média dos resultados.



Fonte: O autor, 2016.

A Tabela 6.7 mostram os resultados da diferença de pressão e resistência ao fluxo específico das amostras de poliuretano. Nota-se que as duas grandezas estão dentro da faixa determinada pela norma (0,1 a 250 Pa e 100 a 10000 rayls).

A Figura 6.10 apresenta os resultados da resistividade ao fluxo das amostras de poliuretano. Na faixa de velocidade de 5 a 15 mm/s há o aumento da resistividade ao fluxo assim como ocorreu nas amostras de fibra de coco. Na faixa de 15 a 40 mm/s a resistividade ao fluxo manteve-se constante, com exceção da amostra C cuja resistividade esteve constante na faixa de 30 a 35 mm/s. Na faixa de 40 a 50 mm/s há novamente o aumento na resistividade ao fluxo, com exceção da amostra A. O aumento na resistividade ao fluxo pode estar relacionado com a presença de turbulência. Portanto, considera-se os resultados da resistividade na faixa da velocidade de escoamento de 30 a 35 mm/s.

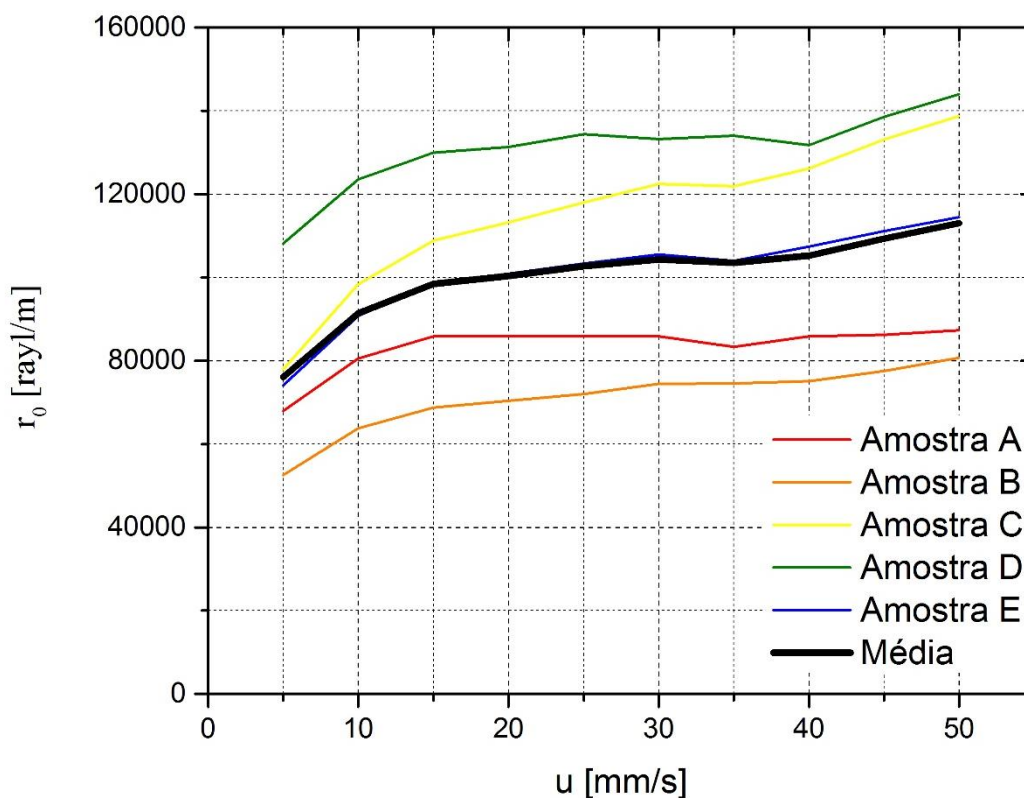
A resistividade média das amostras de poliuretano pode ser estimado em aproximadamente em 104400 rayls/m. Este alto valor da resistividade ao fluxo pode ser explicado pela presença de poros fechados no interior das amostras do poliuretano, diferentemente do caso das amostras de fibra de coco que possuem poros abertos.

Tabela 6.7 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras de PU.

u [mm/s]	Amostra A		Amostra B		Amostra C		Amostra D		Amostra E	
	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]
5	1,9	380,0	1,4	280,0	2,1	420,0	2,8	560,0	2,0	400,0
10	4,5	450,0	3,4	340,0	5,3	530,0	6,4	640,0	4,9	490,0
15	7,2	480,0	5,5	366,7	8,8	586,7	10,1	673,3	8,0	533,3
20	9,6	480,0	7,5	375,0	12,2	610,0	13,6	680,0	10,9	545,0
25	12,0	480,0	9,6	384,0	15,9	636,0	17,4	696,0	14,0	558,0
30	14,4	480,0	11,9	396,7	19,8	660,0	20,7	690,0	17,1	570,0
35	16,3	465,7	13,9	397,1	23,0	657,1	24,3	694,3	19,7	561,4
40	19,2	480,0	16,0	400,0	27,2	680,0	27,3	682,5	23,2	580,0
45	21,7	482,2	18,6	413,3	32,3	717,8	32,3	717,8	27,0	600,0
50	24,4	488,0	21,5	430,0	37,4	748,0	37,3	746,0	30,9	618,0

Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.10 – Resistividade ao fluxo das amostras de PU.



Fonte: O autor, 2016.

A Tabela 6.8 mostra os resultados da pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras do forro de teto automotivo somente para a velocidade de escoamento de 5 mm/s.

Isto se deve porque a resistência ao fluxo específico está acima do permitido pela norma ASTM C522 (2009) que varia entre 100 a 10000 rayls. Por isso não mediu-se Δp e r para outras velocidades de escoamento. Consequentemente, a resistividade ao fluxo também não pode ser determinada. A alta resistência ao fluxo específico pode ser explicada pela presença de poliuretano. A cola usada para unir as camadas também pode ter contribuído para o fechamento dos poros da superfície de cada camada que compões o forro.

Tabela 6.8 – Pressão diferencial e resistência ao fluxo específico das amostras do FT.

u [mm/s]	Amostra A		Amostra B		Amostra C		Amostra D		Amostra E	
	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]	Δp [Pa]	r [rayl]
5	180,6	36120	197,1	39420	102,2	20440	86	17200	121,1	24220

Fonte: O autor, 2016.

Com posse da resistividade ao fluxo e utilizando a formulação empírica de Delany & Bazley pode-se determinar a impedância característica e o número de onda complexo desses materiais.

Substituindo o valores da resistividade ao fluxo da fibra de coco ($r_0 = 6000$ rayls/m) e do poliuretano ($r_0 = 104400$ rayls/m) nas Eqs. 3.53 e 3.54 obtém-se:

$$\frac{\tilde{Z}_{\text{coco}}}{Z_{\text{ar}}} = \left[1 + 0,0511 \left(\frac{f}{6000} \right)^{-0,75} \right] - i \left[0,0768 \left(\frac{f}{6000} \right)^{-0,73} \right] \quad (6.1)$$

$$\frac{\tilde{k}_{\text{coco}}}{k_{\text{ar}}} = \left[1 + 0,0858 \left(\frac{f}{6000} \right)^{-0,70} \right] - i \left[0,1749 \left(\frac{f}{6000} \right)^{-0,59} \right] \quad (6.2)$$

$$\frac{\tilde{Z}_{\text{PU}}}{Z_{\text{ar}}} = \left[1 + 0,0511 \left(\frac{f}{104400} \right)^{-0,75} \right] - i \left[0,0768 \left(\frac{f}{104400} \right)^{-0,73} \right] \quad (6.3)$$

$$\frac{\tilde{k}_{\text{PU}}}{k_{\text{ar}}} = \left[1 + 0,0858 \left(\frac{f}{104400} \right)^{-0,70} \right] - i \left[0,1749 \left(\frac{f}{104400} \right)^{-0,59} \right] \quad (6.4)$$

Conforme a Eq. 3.56, as Eqs. 6.1 e 6.2 são válidas dentro da faixa de frequência de 60 a 6000 Hz e as Eqs. 6.3 e 6.4 dentro da faixa de frequência de 1044 a 104400 Hz.

Manipulando algebricamente, as Eqs. 6.1 a 6.4 tornam-se:

$$\frac{\tilde{Z}_{\text{coco}}}{Z_{\text{ar}}} = \left[1 + 34,8365(f)^{-0,75} \right] - i \left[43,9958(f)^{-0,73} \right] \quad (6.5)$$

$$\frac{\tilde{k}_{\text{coco}}}{k_{\text{ar}}} = \left[1 + 37,8611(f)^{-0,70} \right] - i \left[29,6414(f)^{-0,59} \right] \quad (6.6)$$

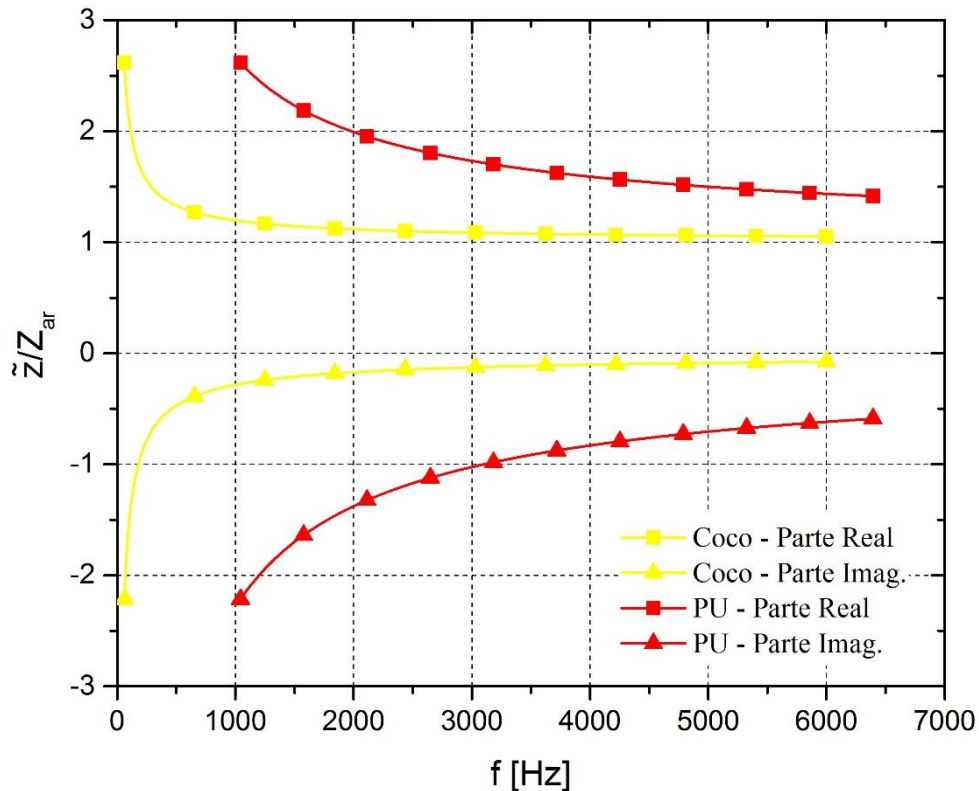
$$\frac{\tilde{Z}_{PU}}{Z_{ar}} = \left[1 + 296,7880(f)^{-0,75} \right] - i \left[354,0076(f)^{-0,73} \right] \quad (6.7)$$

$$\frac{\tilde{k}_{PU}}{k_{ar}} = \left[1 + 279,6261(f)^{-0,70} \right] - i \left[159,8907(f)^{-0,59} \right] \quad (6.8)$$

As Figuras 6.11 e 6.12 mostram, respectivamente, a impedância característica e o número de onda complexo, normalizados em relação ao ar, das amostras de fibra de coco e poliuretano obtidos através da formulação empírica de Delany & Bazley. Os resultados do poliuretano foram mostrados até a frequência de 6400 Hz pois a frequência máxima utilizada nos ensaios experimentais.

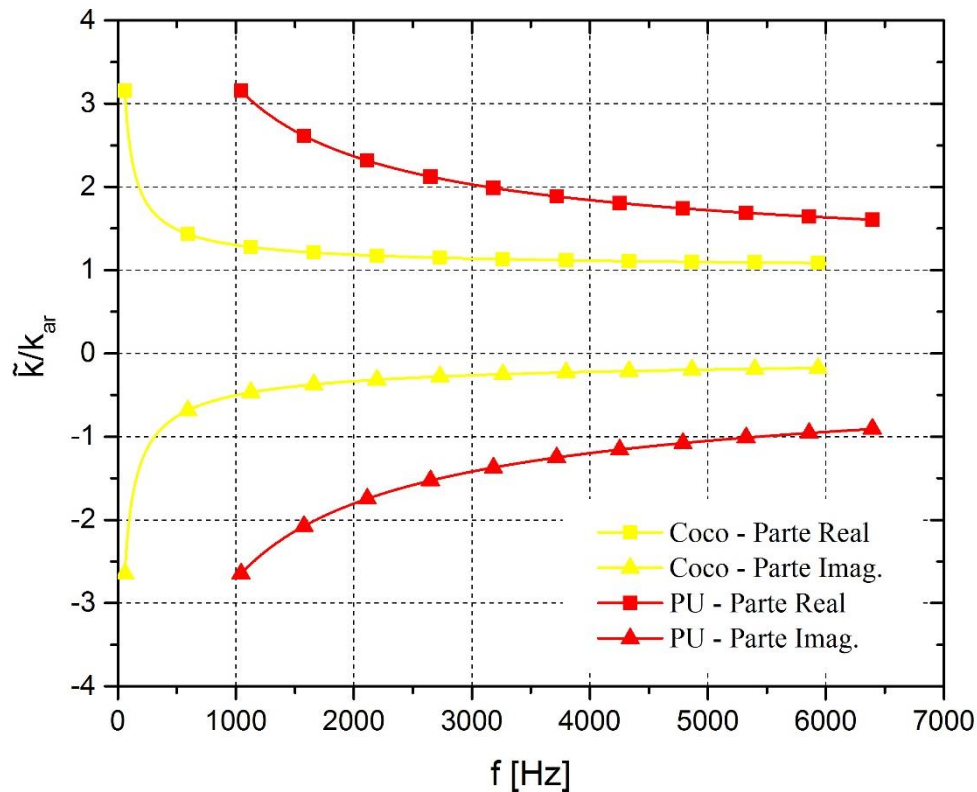
Nota-se que a magnitude dos componentes reais e imaginários da impedância característica e do número de onda complexo do poliuretano são maiores que o da fibra de coco. Observa-se nestas amostras que a resistência característica (parte real da impedância característica) e a constante de propagação (parte real do número de onda complexo) em altas frequências aproximam-se da unidade enquanto que a reatância característica (parte imaginária da impedância característica) e a constante de atenuação (parte imaginária da impedância característica) aproximam-se de zero.

Figura 6.11 – Impedância característica normalizada das amostras de FC e PU obtidas por DB.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.12 – Número de onda complexo normalizado das amostras de FC e PU obtidos por DB.



Fonte: O autor, 2016.

6.4 ANÁLISE 3

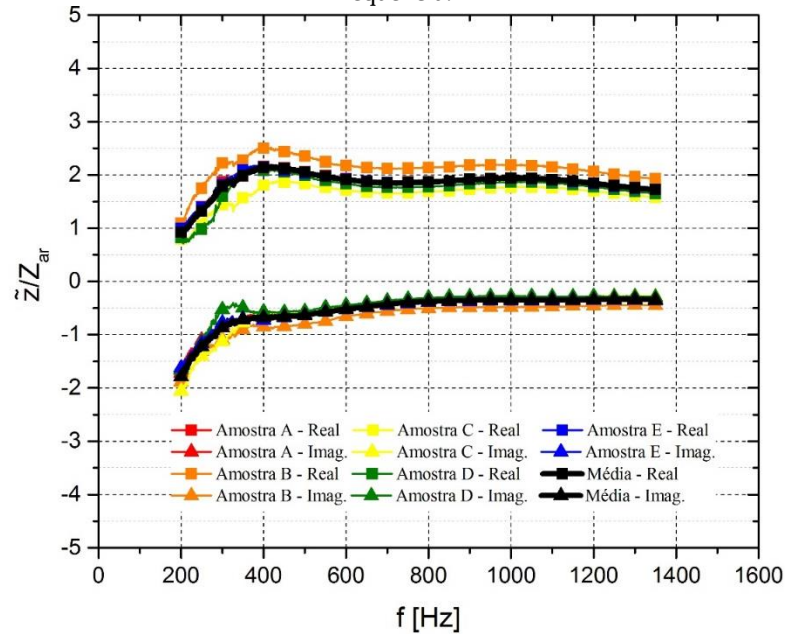
Utilizando o método das duas cavidades de Utsuno *et al.* (1989), determinou-se a impedância característica e o número de onda complexo dos materiais. As configurações do tubo de impedância foram as mesmas utilizadas na Análise 1.

Para o tubo de baixa frequência as configurações dos comprimentos das camadas de ar utilizadas foram: (10 e 20 mm), (10 e 30 mm), (10 e 40 mm), (10 e 50 mm), (20 e 30 mm), (20 e 40 mm), (20 e 50 mm), (30 e 40 mm), (30 e 50 mm) e (40 e 50 mm). Para o tubo de alta frequência as configurações das camadas de ar foram: (1 e 2 mm), (1 e 3 mm) e (2 e 3 mm). Como os resultados para cada configuração foram próximos, serão apresentados os valores médios das configurações.

As Figuras 6.13 e 6.14 apresentam a impedância característica das amostras de fibra de coco no tubo de baixa e alta frequência, respectivamente. Nota-se que a componente real é aproximadamente duas vezes maior que a impedância característica do ar e a componente imaginária está muito próxima de zero nas faixas de frequências entre 500 e 1350 Hz e entre

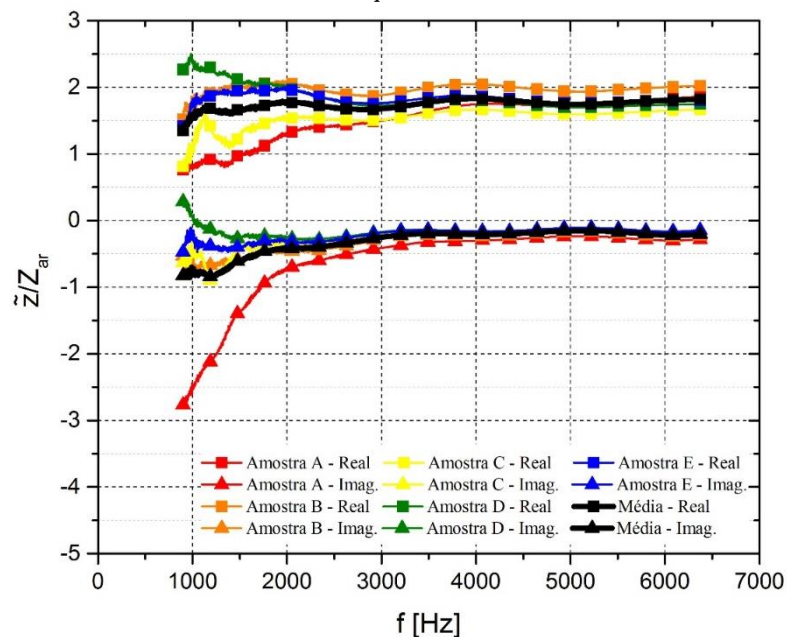
2000 e 6400 Hz. Esse mesmo comportamento ocorre com o número de onda complexo conforme mostrados nas Figuras 6.15 e 6.16. Porém, a constante de atenuação só será próxima de zero em frequências superiores a 2000 Hz. Observa-se também que houve uma dispersão nos resultados obtidos no tubo de alta frequência de 900 a 2000 Hz. Essa diferença é maior nos resultados da amostra A de $\varnothing$ 28 mm.

Figura 6.13 – Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDC no tubo de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.14 – Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDC no tubo de alta frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.15 – Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidos por MDC no tubo de baixa frequência.

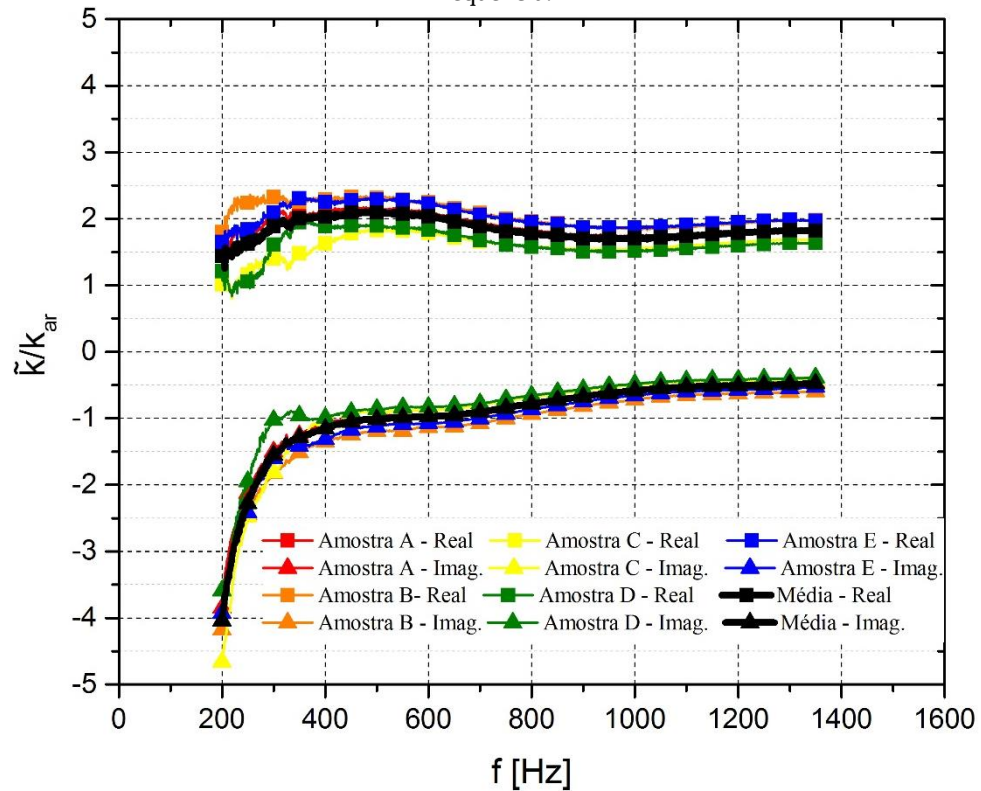
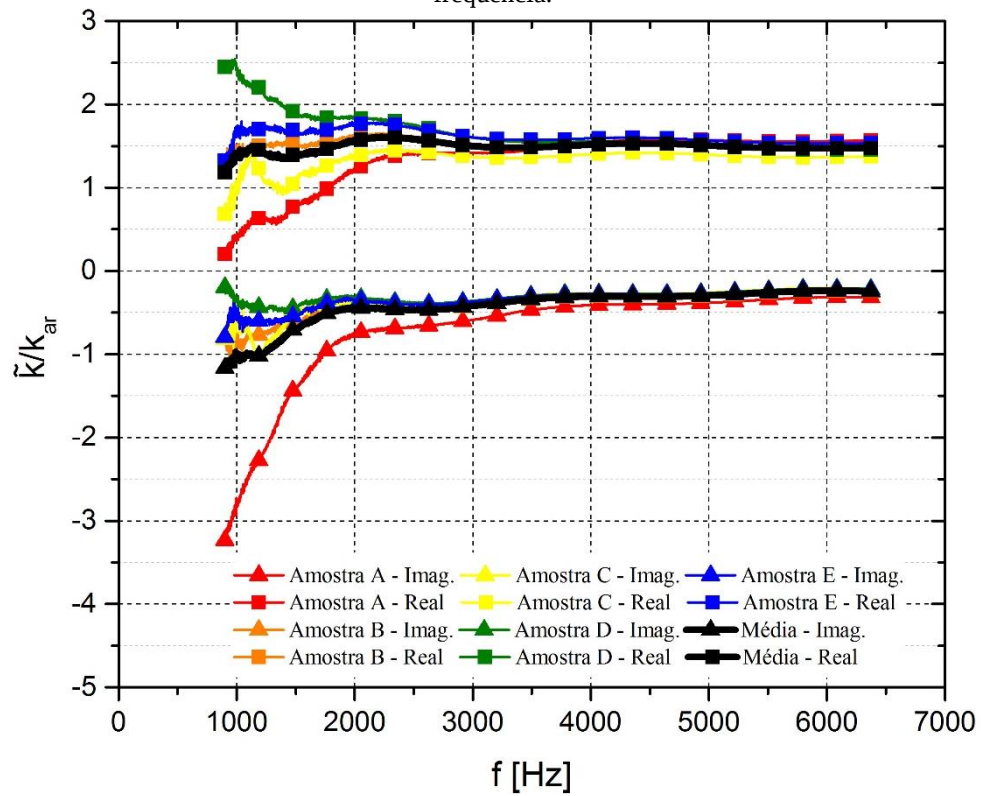


Figura 6.16 – Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidos por MDC no tubo de alta frequência.



As Figuras 6.17, 6.18, 6.19 e 6.20 referem-se aos resultados das amostras de poliuretano. As duas primeiras figuras são da impedância característica e as duas últimas do número de onda complexo. Observa-se que a parte real da impedância característica varia entre 3 a 2,5 vezes a impedância do ar nas faixas de frequências entre 500 e 1350 Hz e entre 2000 e 6400 Hz e a parte imaginária possuía valores entre -1 e 0 em quase toda a faixa de 0 a 6400 Hz. A constante de propagação varia entre 4 a 2,5 vezes em relação ao ar e a constante de atenuação entre -2 e 0 nas mesmas faixas de frequências vistas anteriormente. Observa-se também que há uma queda nos valores de $\tilde{z}$ e $\tilde{k}$ próximo a 400 Hz. Esta queda pode ser causada pelo fenômeno conhecido como *frame resonance effect*, visto também no trabalho de Kino & Ueno (2007).

As Figuras 6.21, 6.22, 6.23 e 6.24 são os resultados das amostras do forro de teto automotivo. As duas primeiras figuras são da impedância característica e as duas últimas do número de onda complexo. Nota-se que as componentes reais e imaginárias dos resultados apresentam grandes variações ao longo da frequência. Estas variações podem ser causadas pelo fato do forro de teto ser composto por 5 camadas com 3 materiais diferentes (2 camadas de tecido não tecido, fibra de vidro e o núcleo de poliuretano).

Figura 6.17 – Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDC no tubo de baixa frequência.

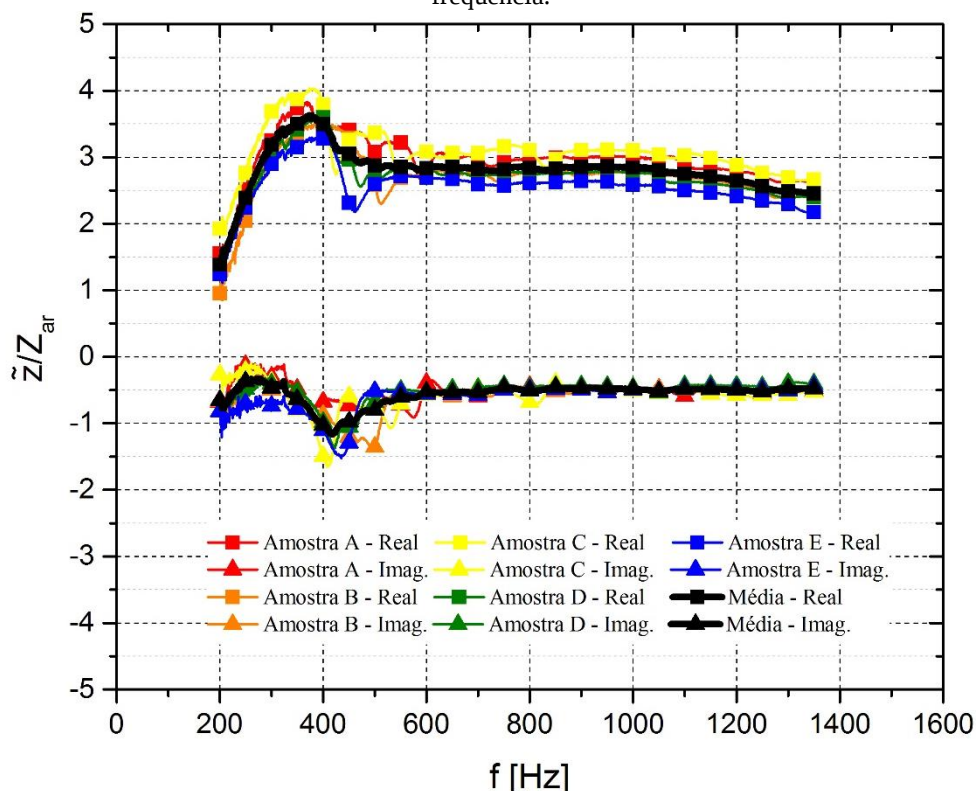
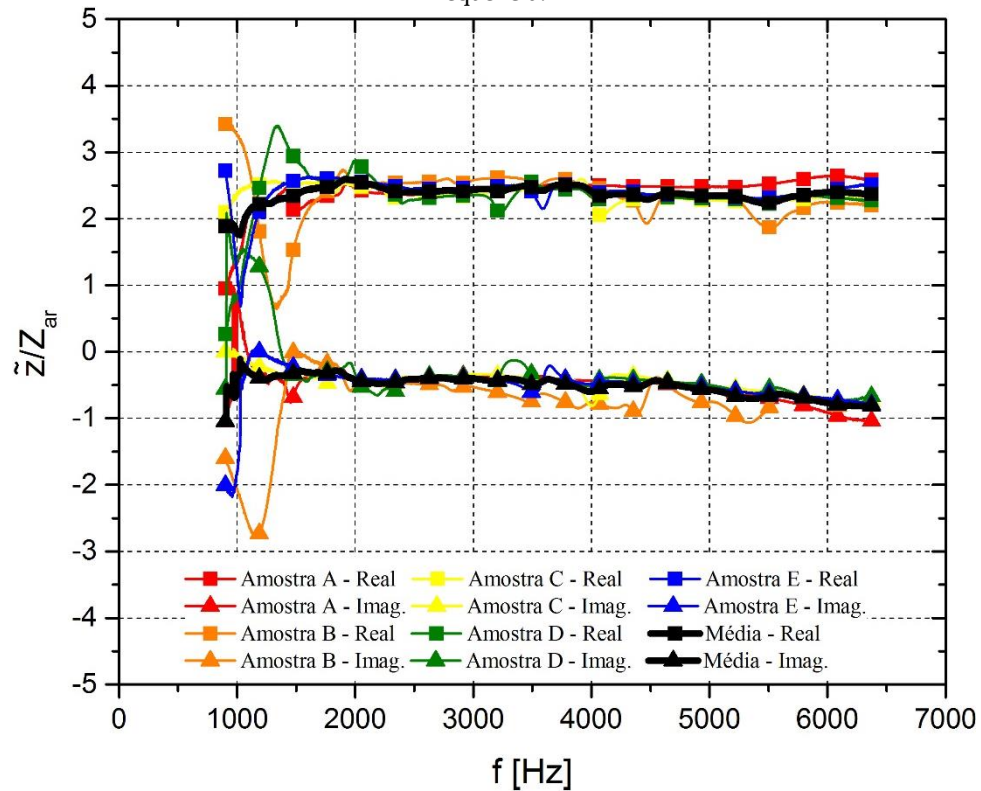
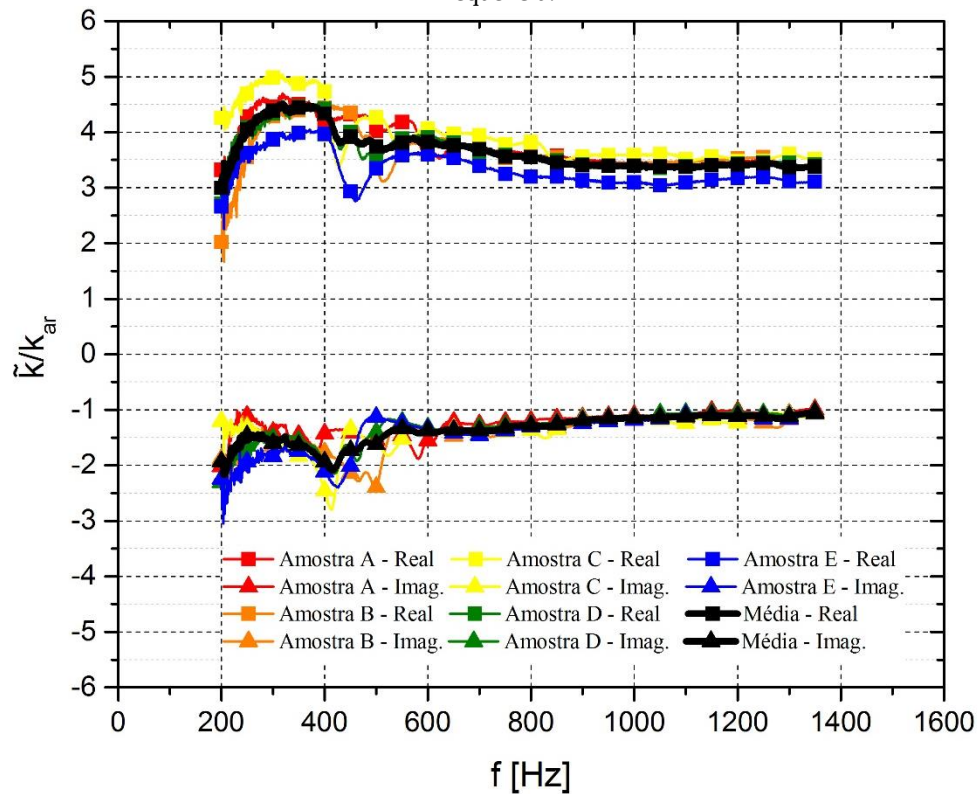


Figura 6.18 – Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDC no tubo de alta frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.19 – Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidos por MDC no tubo de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.20 – Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidos por MDC no tubo de alta frequência.

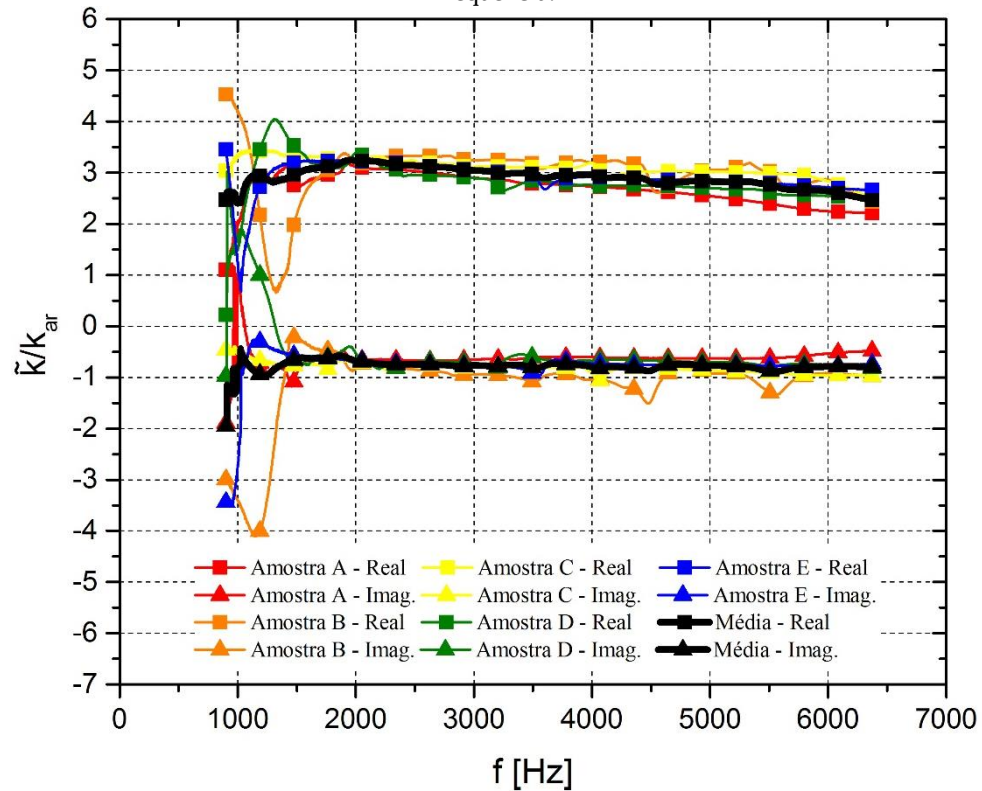


Figura 6.21 – Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDC no tubo de baixa frequência.

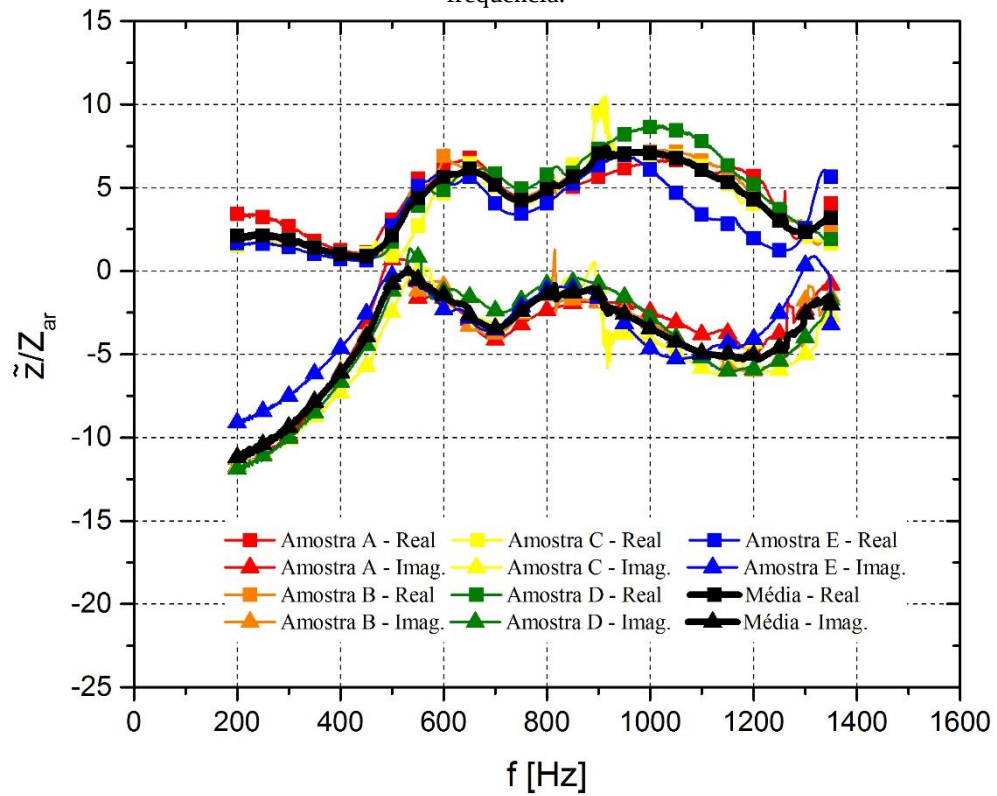
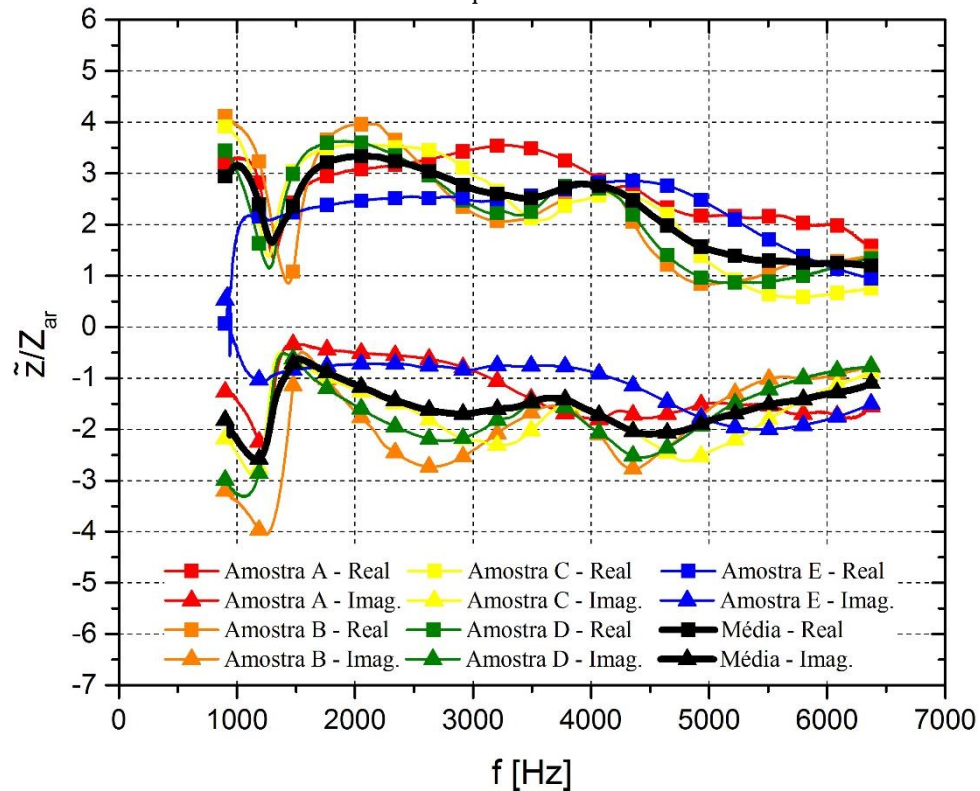
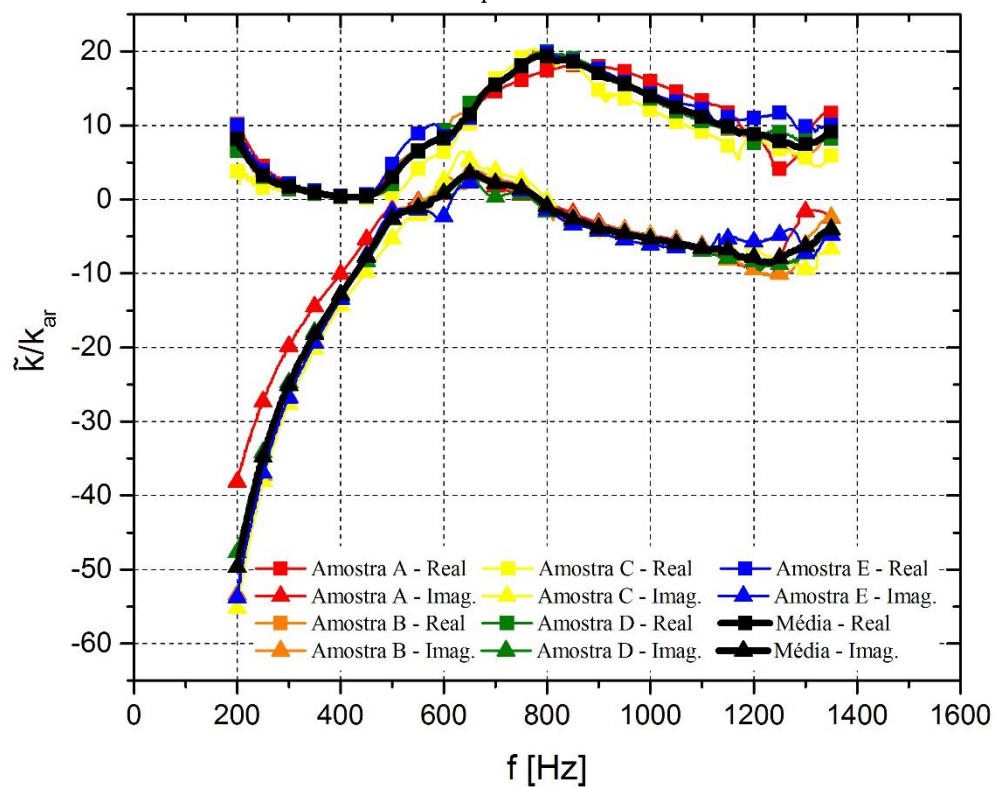


Figura 6.22 – Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDC no tubo de alta frequência.



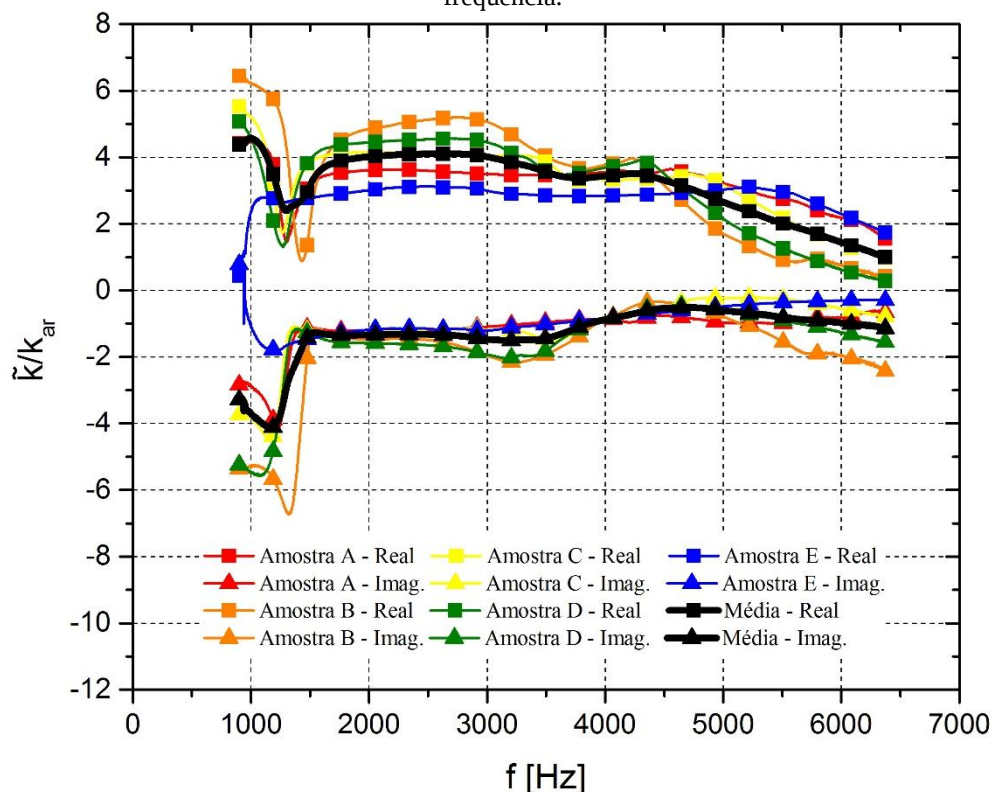
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.23 – Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidos por MDC no tubo de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.24 – Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidos por MDC no tubo de alta frequência.



6.5 ANÁLISE 4

Utilizando o método das duas espessuras de Ferrero & Sacerdote (1951), determinou-se a impedância característica e o número de onda complexo dos materiais. As configurações do tubo de impedância foram as mesmas utilizadas na Análise 1 e 3. Para caracterização dos materiais absorventes usando o método das duas espessuras são necessárias duas medições: a primeira montando uma amostra e a segunda montando duas amostras. Quanto mais parecidas forem as duas amostras, melhores serão os resultados.

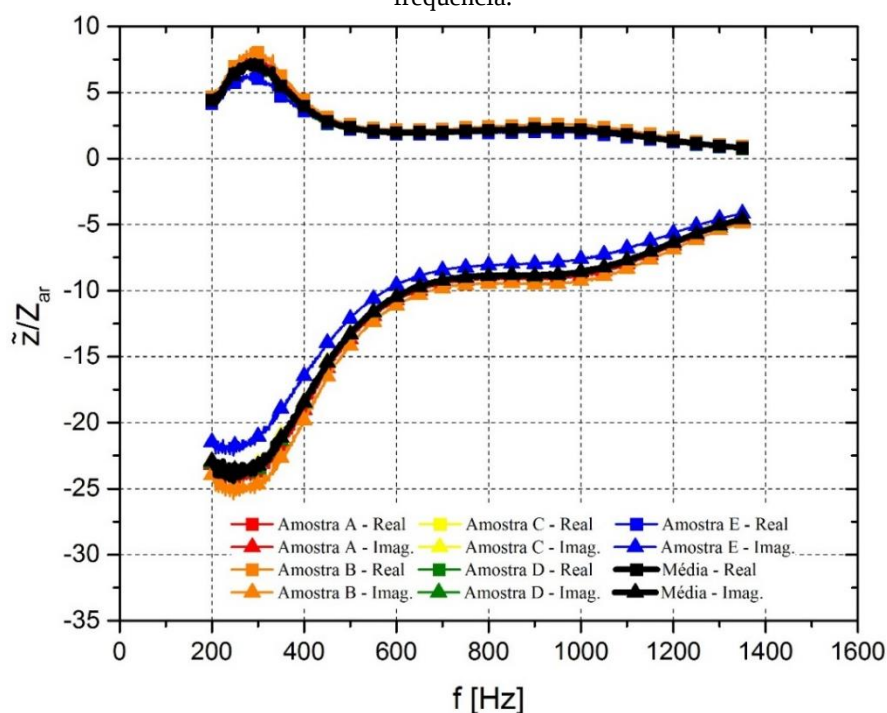
As Figuras 6.25 e 6.26 apresentam a impedância característica das amostras de fibra de coco medidos no tubo de baixa e alta frequência, respectivamente. A componente real nas faixa de frequência entre 500 e 1350 Hz é aproximadamente 2,5 vezes maior do que a impedância característica do ar e praticamente igual ao ar na faixa de 2000 a 6400 Hz. A componente imaginária varia acentuadamente em frequências inferiores a 600 Hz. As Figuras 6.27e 6.28 mostram o número de onda complexo medidos no tubo de baixa e alta frequência, respectivamente. Nas frequências inferiores a 600 Hz, nota-se uma variação muito acentuada

tanto na constante de propagação quanto na constante de atenuação. Nas frequências superiores a 6000 Hz, a constante de atenuação é próxima de zero.

As Figuras 6.29 e 6.30 mostram a impedância característica das amostras de poliuretano medidos no tubo de baixa e alta frequência, respectivamente. A componente real da impedância característica varia entre 1 a 2 vezes a impedância característica do ar na faixa de frequência de 500 a 1350 Hz e na faixa de 900 a 6400 Hz, com exceção da faixa de 1600 a 2600 Hz no qual varia entre 0,5 e 1 vez a impedância do ar. A componente imaginária varia acentuadamente nas frequências menores que 600 Hz e alcança valores próximos de zero nas frequências superiores a 5000 Hz. As Figuras 6.31 e 6.32 apresentam o número de onda complexo medidos no tubo de baixa e alta frequência, respectivamente. Nota-se novamente uma variação muito acentuada na constante de atenuação em frequências inferiores a 600 Hz.

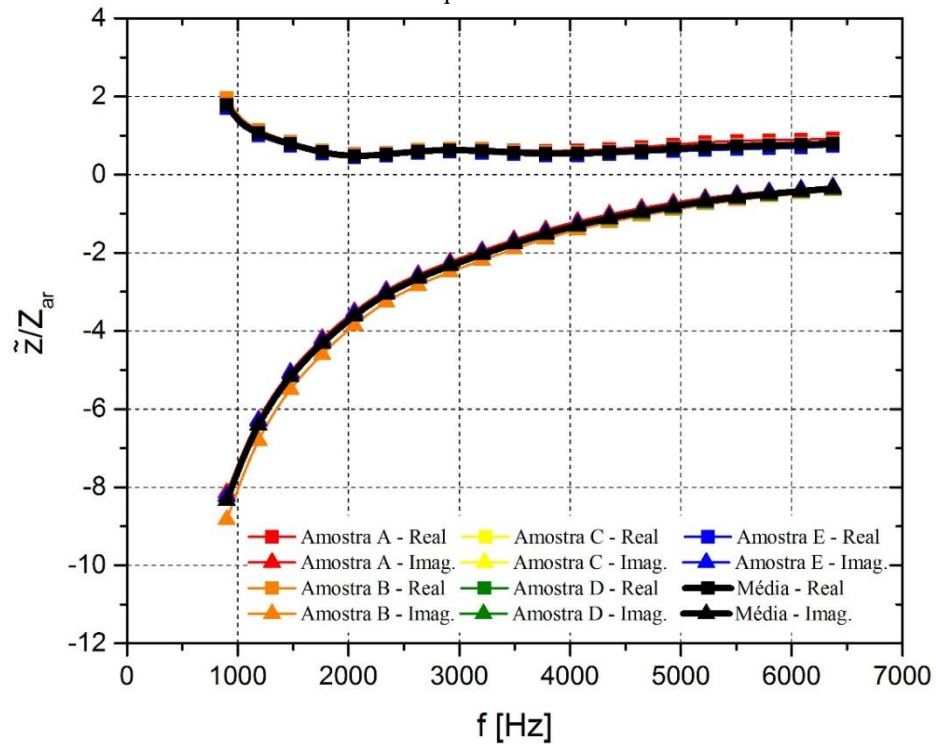
As Figuras 6.33 e 6.34 mostram a impedância característica das amostras do forro de teto automotivo. A componente real varia entre 2,5 a 10 vezes a impedância do ar na faixa de 200 a 1350 Hz e 1,5 a 3 vezes na faixa de 900 a 6400 Hz. A componente imaginária varia acentuadamente nas faixas inferiores a 600Hz. As Figuras 6.35 e 6.36 apresentam ao número de onda complexo medidos no tubo de baixa e alta frequência respectivamente. Nas frequências inferiores a 600 Hz, tanto a constante de propagação quanto a constante de atenuação variam acentuadamente. Nas frequências superiores a 4000 Hz a constante de atenuação aproxima-se de zero.

Figura 6.25 – Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.



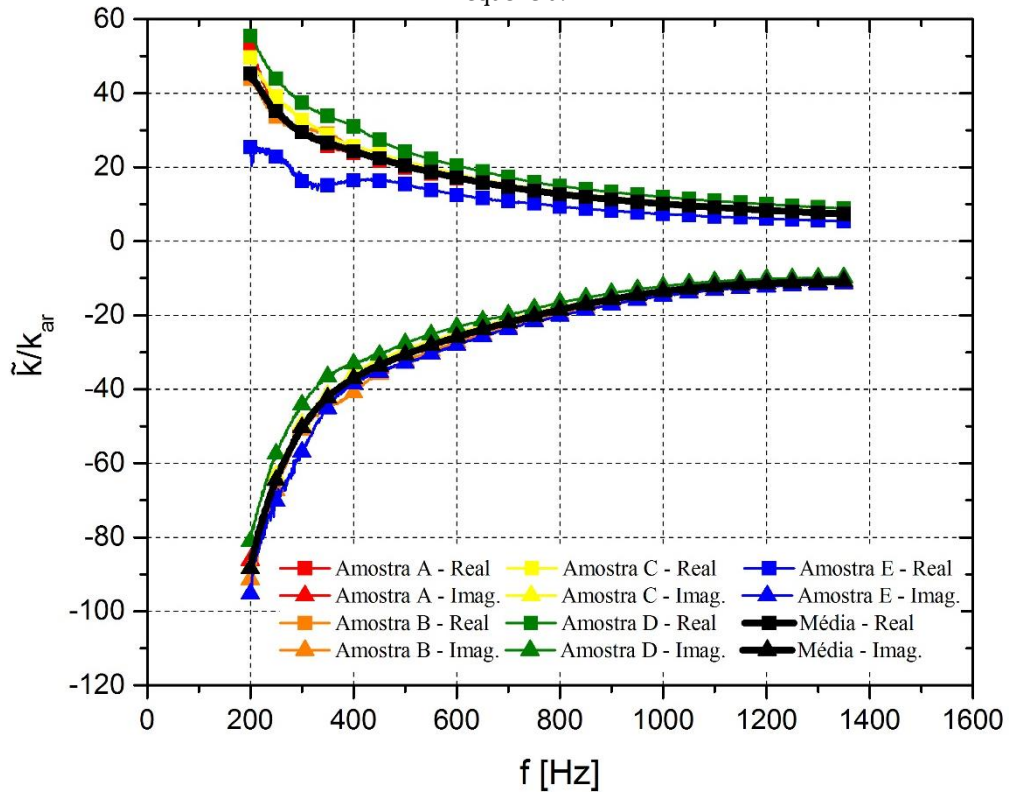
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.26 – Impedância característica normalizada das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de alta frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.27 – Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.28 – Número de onda complexo normalizado das amostras de FC obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.

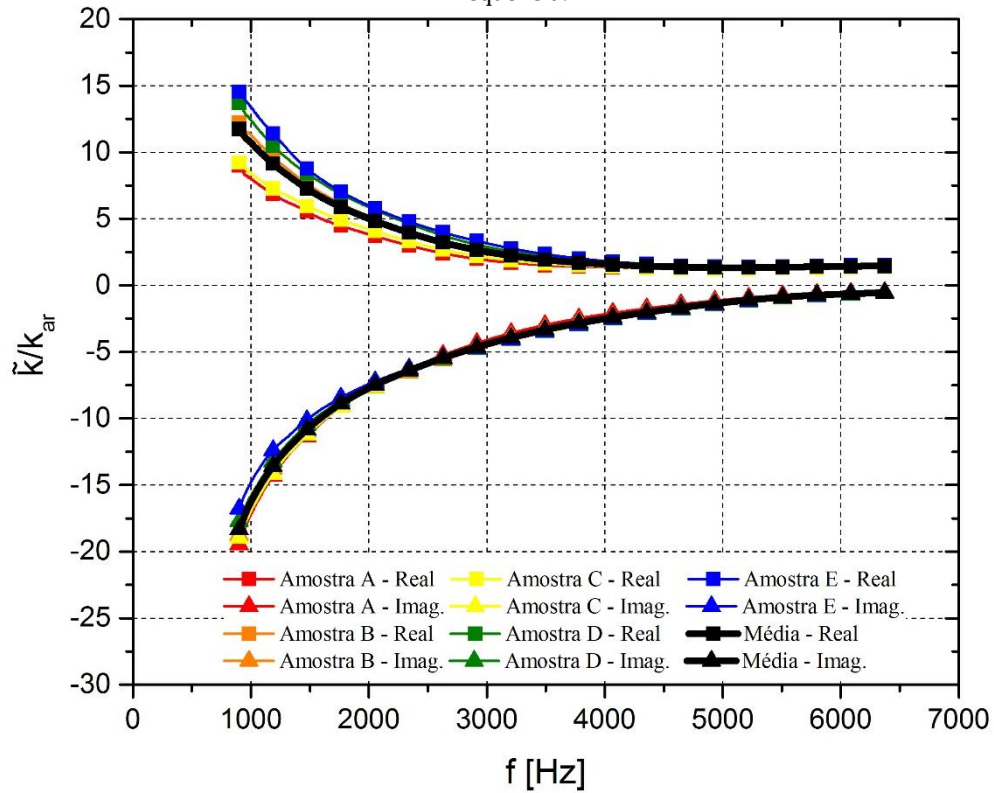


Figura 6.29 – Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.

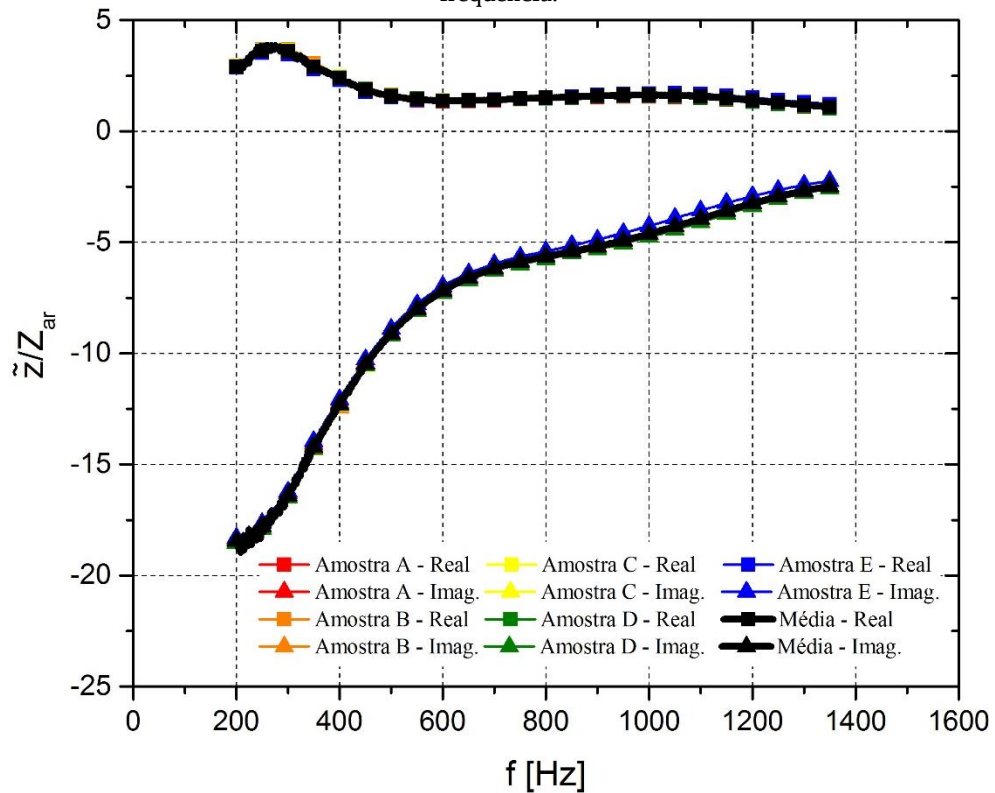
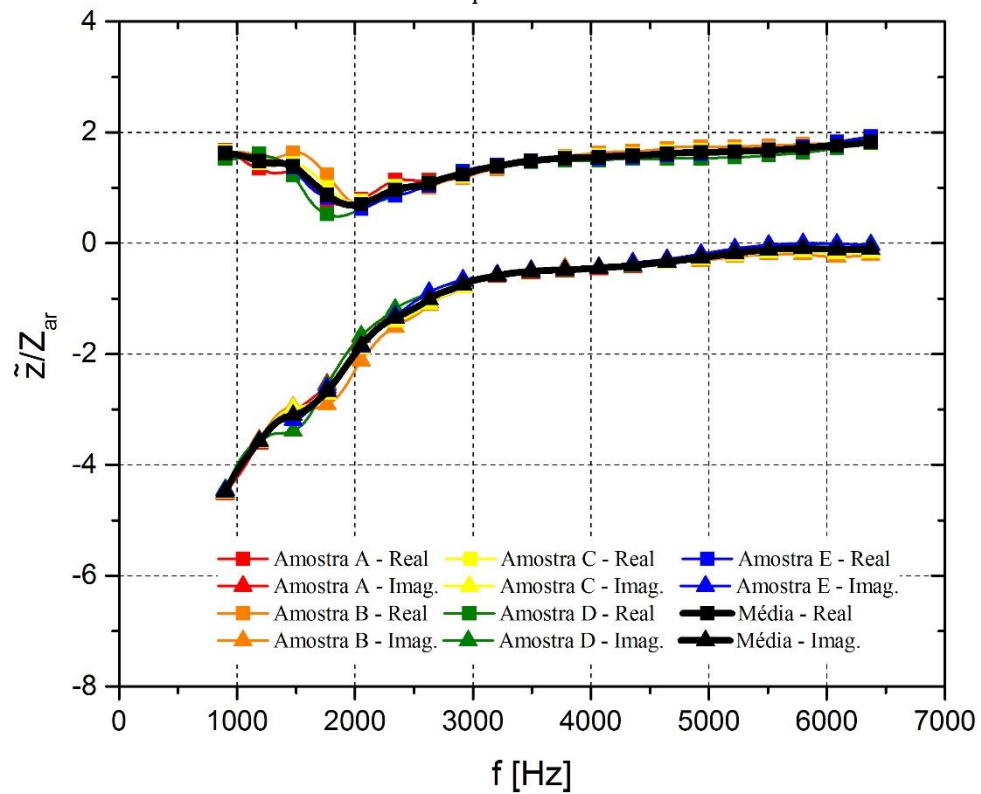
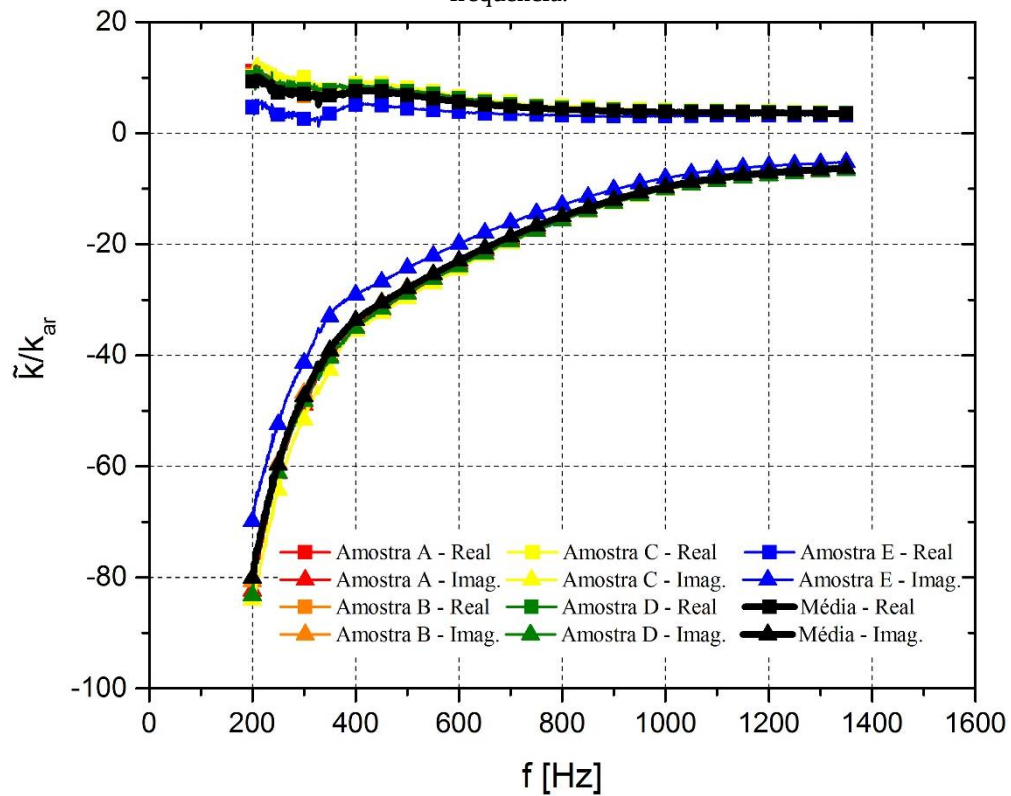


Figura 6.30 – Impedância característica normalizada das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de alta frequência.



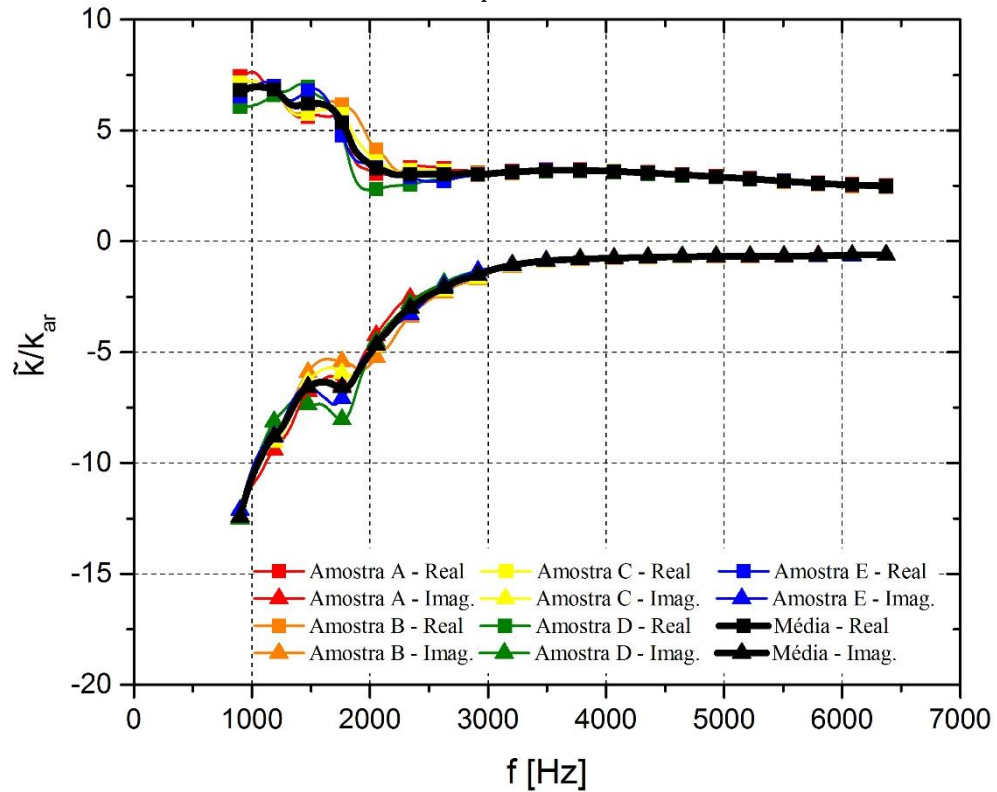
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.31 – Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.



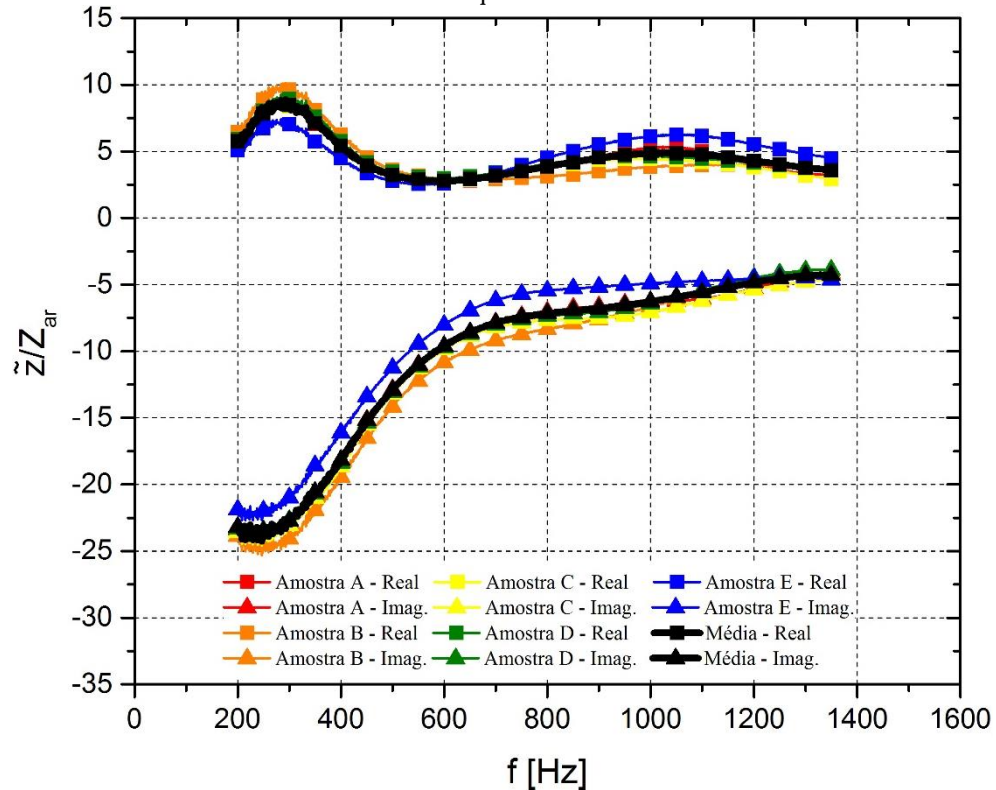
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.32 – Número de onda complexo normalizado das amostras de PU obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.



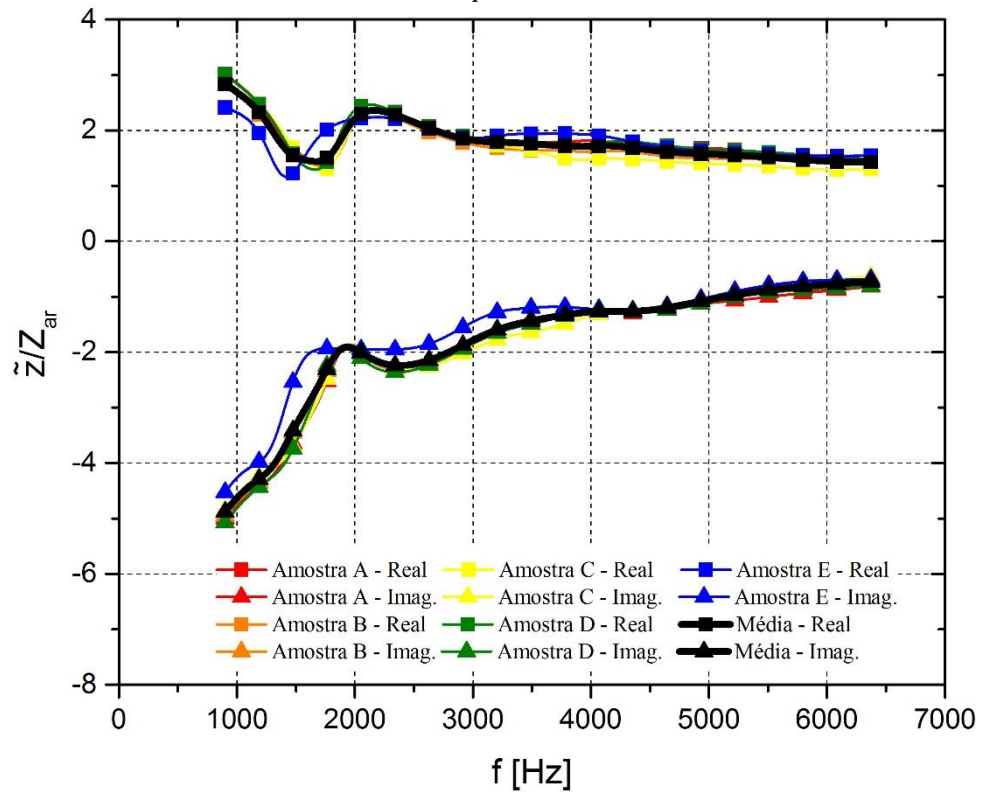
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.33 – Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.



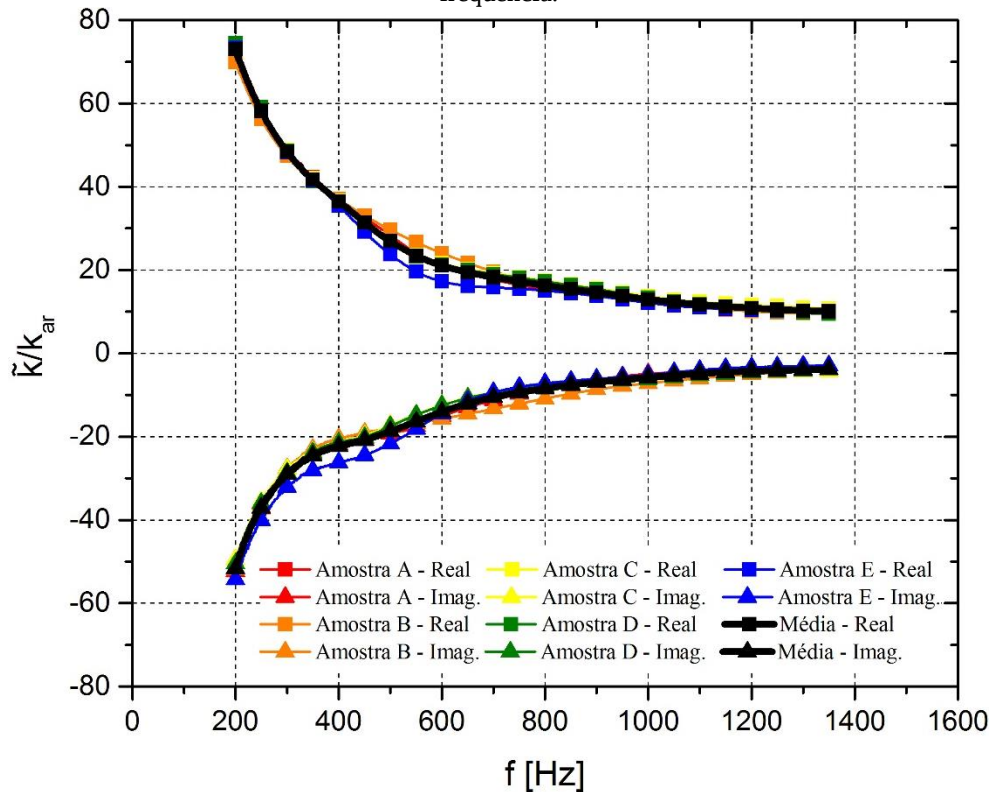
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.34 – Impedância característica normalizada das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de alta frequência.



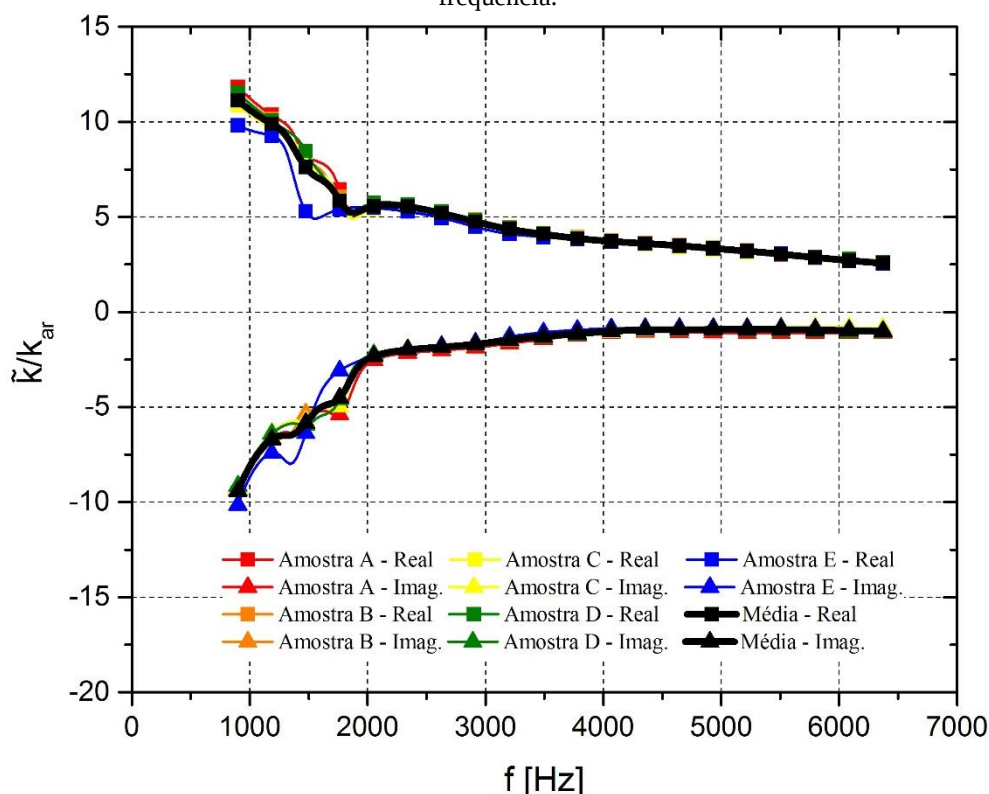
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.35 – Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de baixa frequência.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.36 – Número de onda complexo normalizado das amostras do FT obtidas por MDE no tubo de alta frequência.



Fonte: O autor, 2016.

6.6 ANÁLISE 5

As Figuras 6.37, 6.38, 6.39 e 6.40 mostram a comparação das médias da impedância característica e número de onda complexo das amostras de fibra de coco obtidas pelos três métodos. Nota-se que há uma boa concordância entre os resultados obtidos pelo método das duas cavidades de Utsuno *et al.* e a formulação empírica de Delany & Bazley. A parte real da impedância característica na faixa de frequência de 500 a 1100 Hz e a constante de propagação na faixa de frequência de 4000 a 6400 Hz converge em relação aos outros dois métodos. As partes imaginárias da impedância característica e número de onda complexo divergiram muito em relação aos outros dois métodos.

As Figuras 6.41, 6.42, 6.43 e 6.44 mostram a comparação das médias da impedância característica e número de onda complexo das amostras de poliuretano obtidas pelos três métodos. Nota-se uma boa concordância entre os três métodos na parte real da impedância característica e na constante de propagação na faixa de frequência entre 200 e 1350 Hz. Nas frequências superiores a 3000 Hz as partes reais e imaginárias da impedância característica e número de onda complexo possuem uma boa convergência. As partes imaginárias da impedância característica e número de onda complexo divergiram muito em relação aos outros

dois métodos nas frequências inferiores a 3000 Hz. As curvas feitas somente por triângulos verdes, presentes nas Figuras 6.41 e 6.43, são os resultados obtidos pelas expressões de Delany & Bazley para frequências de 200 a 1044 Hz, ou seja, fora da faixa de frequência conforme a Eq. 3.56.

As Figuras 6.45, 6.46, 6.47 e 6.48 mostram a comparação das médias da impedância característica e número de onda complexo das amostras do forro de teto automotivo obtidas pelos três métodos. Nota-se uma boa concordância da impedância característica e número de onda complexo nas frequências superiores a 2000 Hz. Nas medições feitas no tubo de baixa frequência observa-se uma divergência entre os métodos na parte imaginária da impedância característica nas frequências inferiores a 1100 Hz e na constante de propagação nas frequências inferiores a 800 Hz.

Figura 6.37 – Comparação das médias da impedância característica das amostras de FC obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.

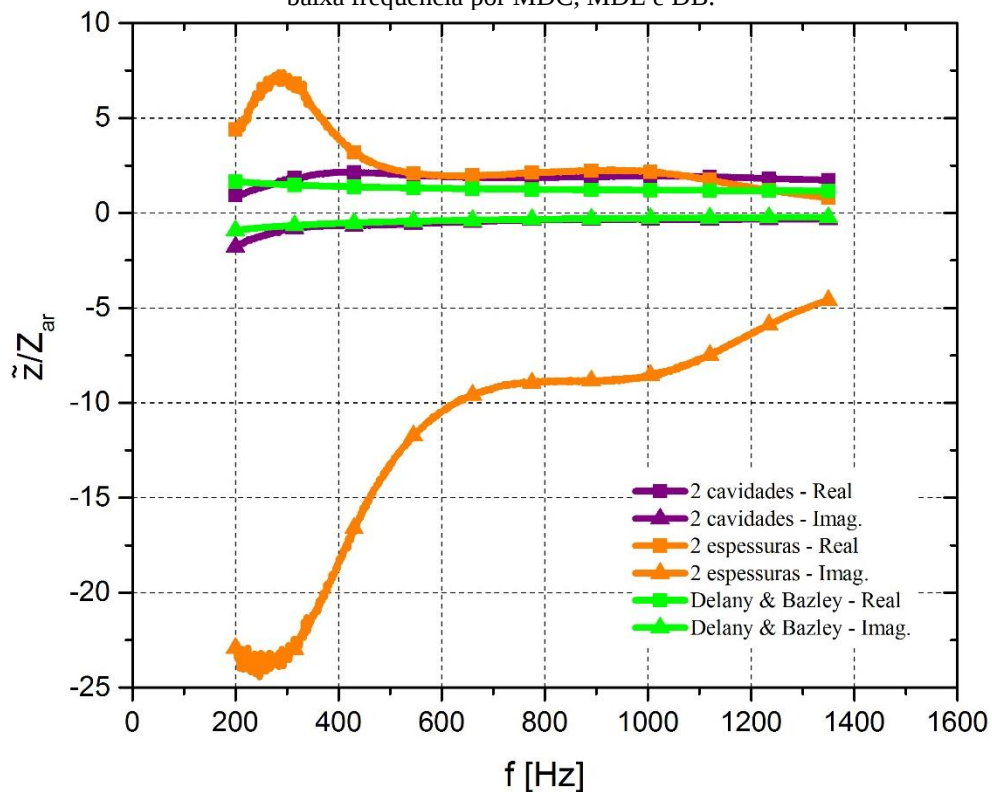
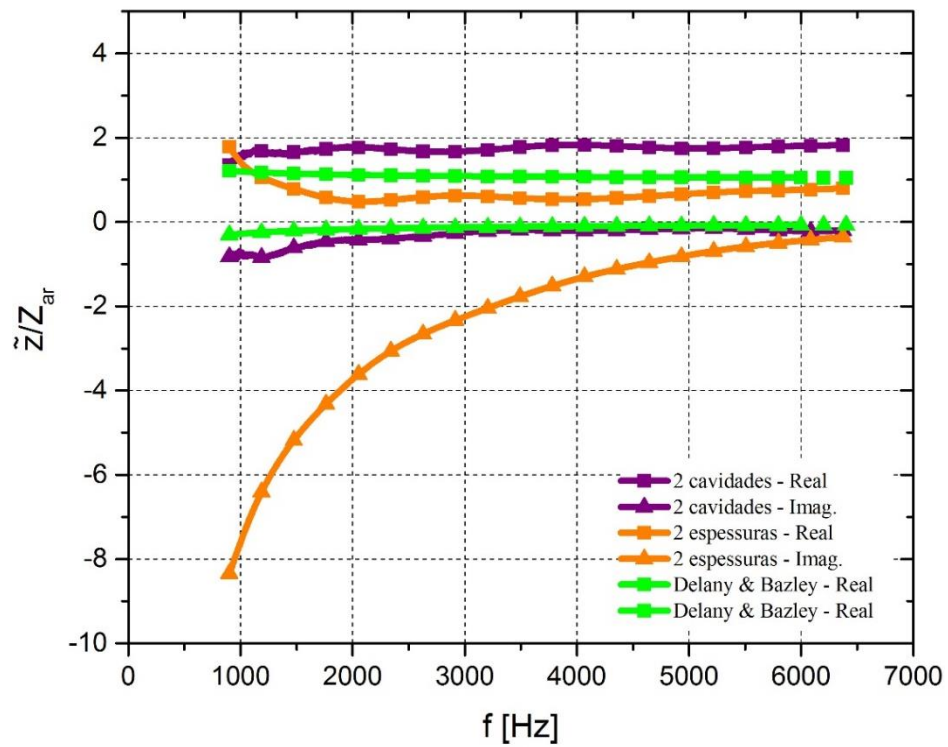
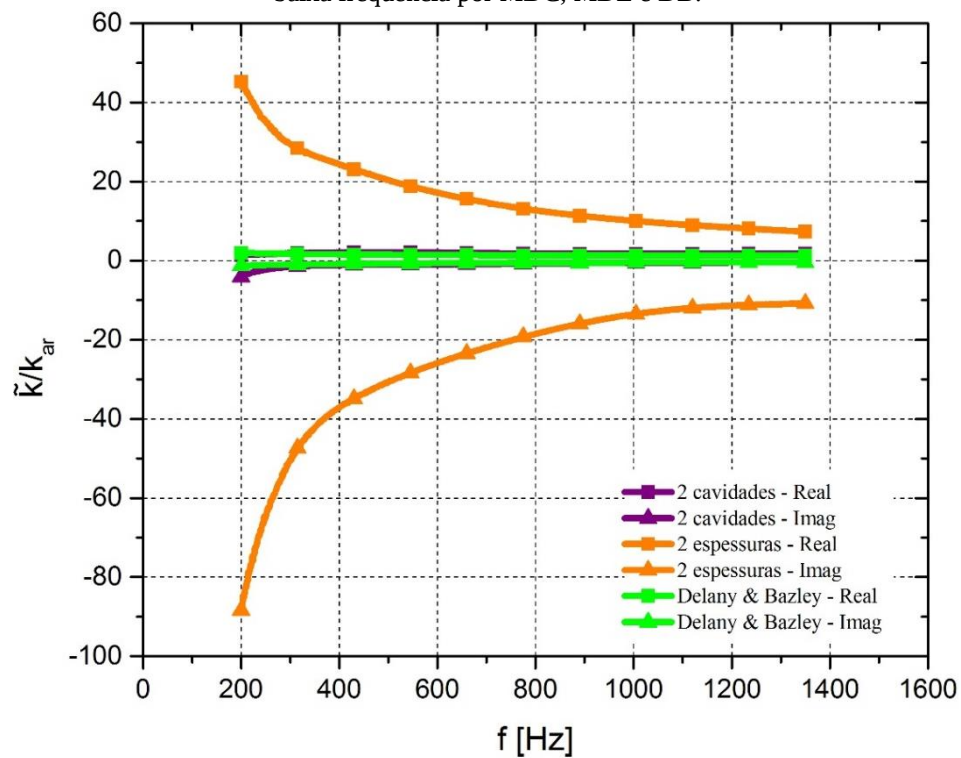


Figura 6.38 – Comparação das médias da impedância característica das amostras de FC obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.



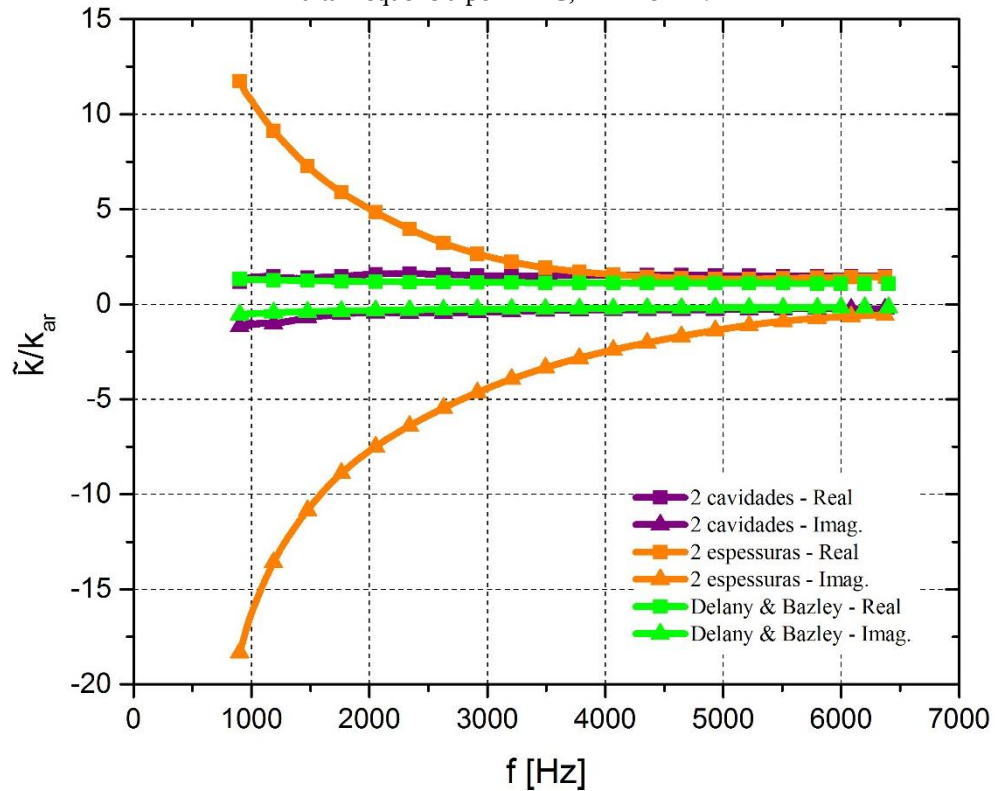
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.39 – Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FC obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.



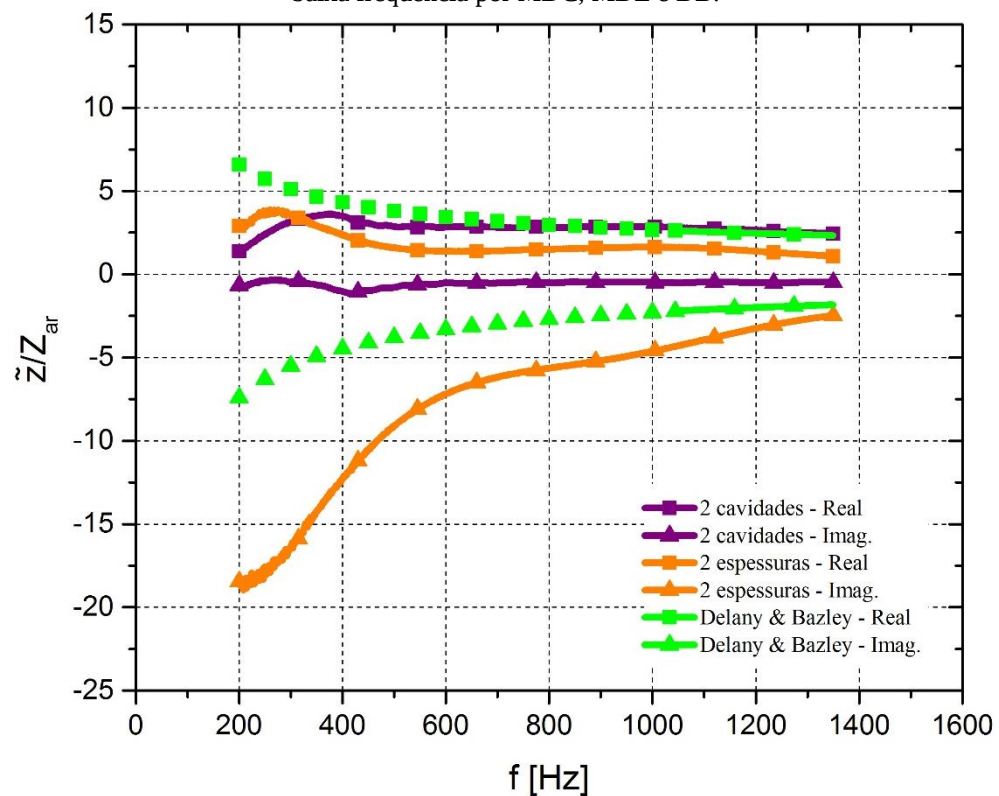
Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.40 – Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FC obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.41 – Comparação das médias da impedância característica das amostras de PU obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.



Fonte: O autor, 2016.

Figura 6.42 – Comparação das médias da impedância característica das amostras de PU obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.

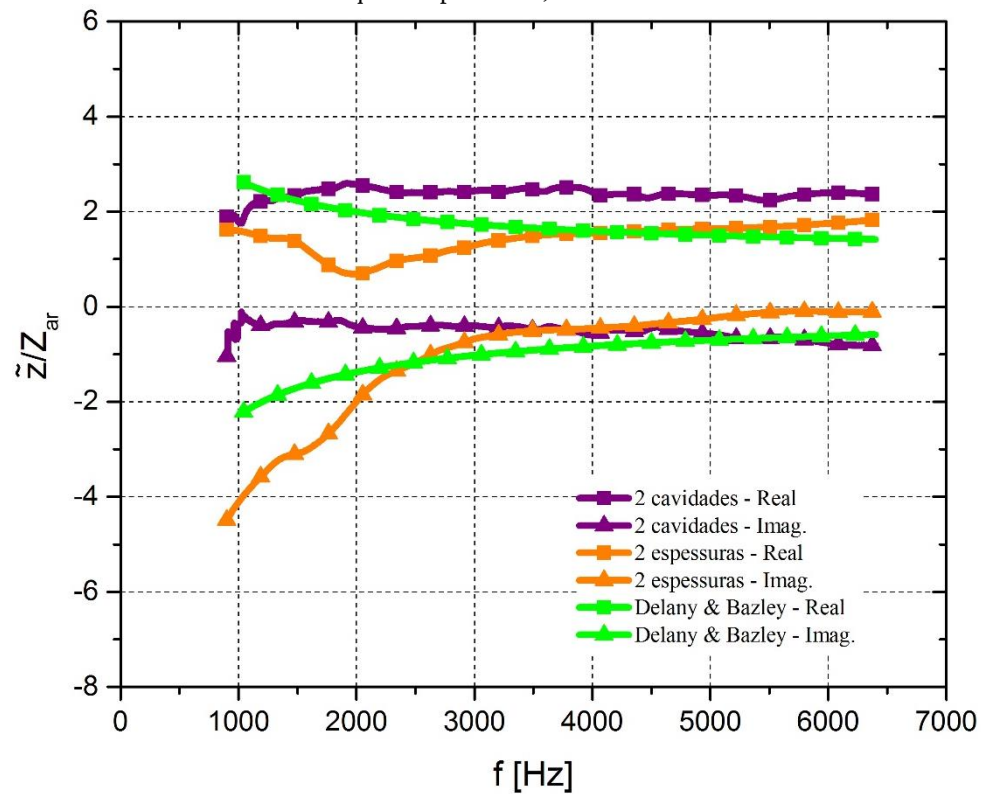


Figura 6.43 – Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de PU obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC, MDE e DB.

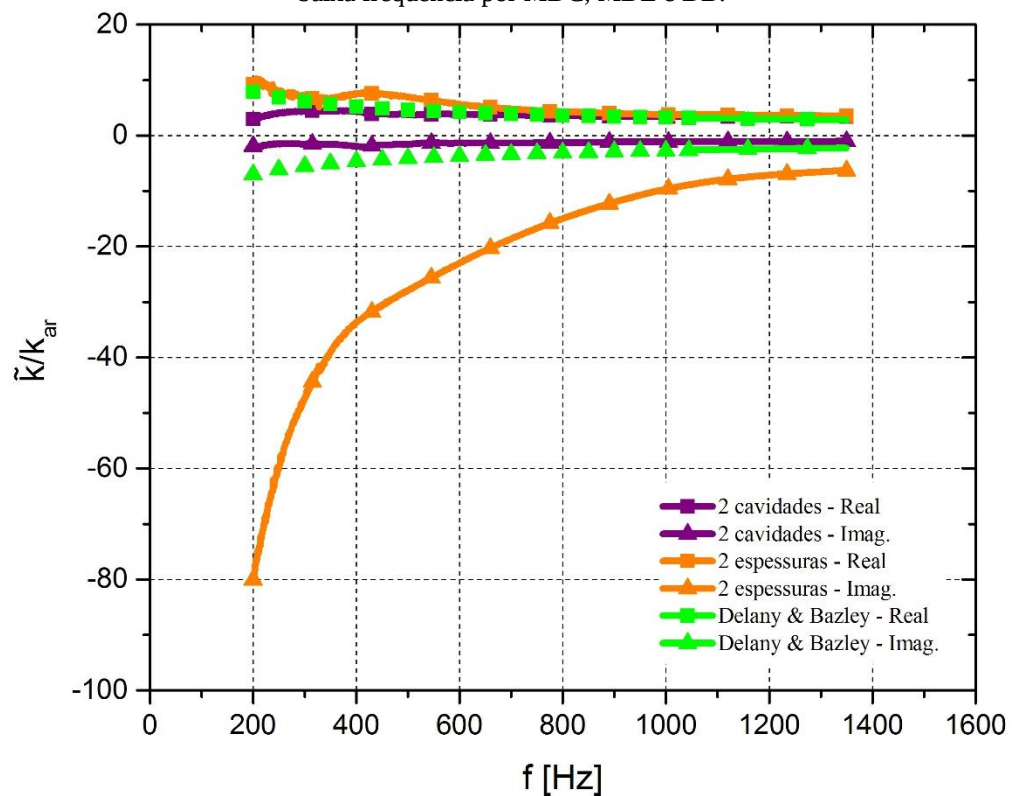


Figura 6.44 – Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FC obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC, MDE e DB.

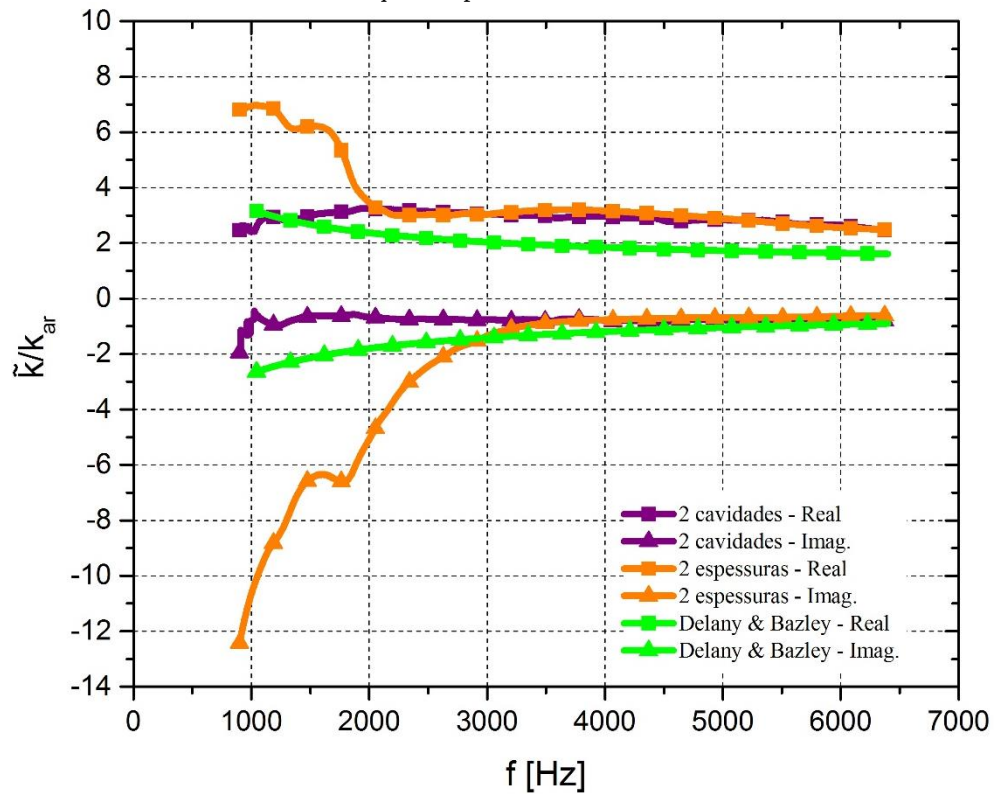


Figura 6.45 – Comparação das médias da impedância característica das amostras do FT obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC e MDE.

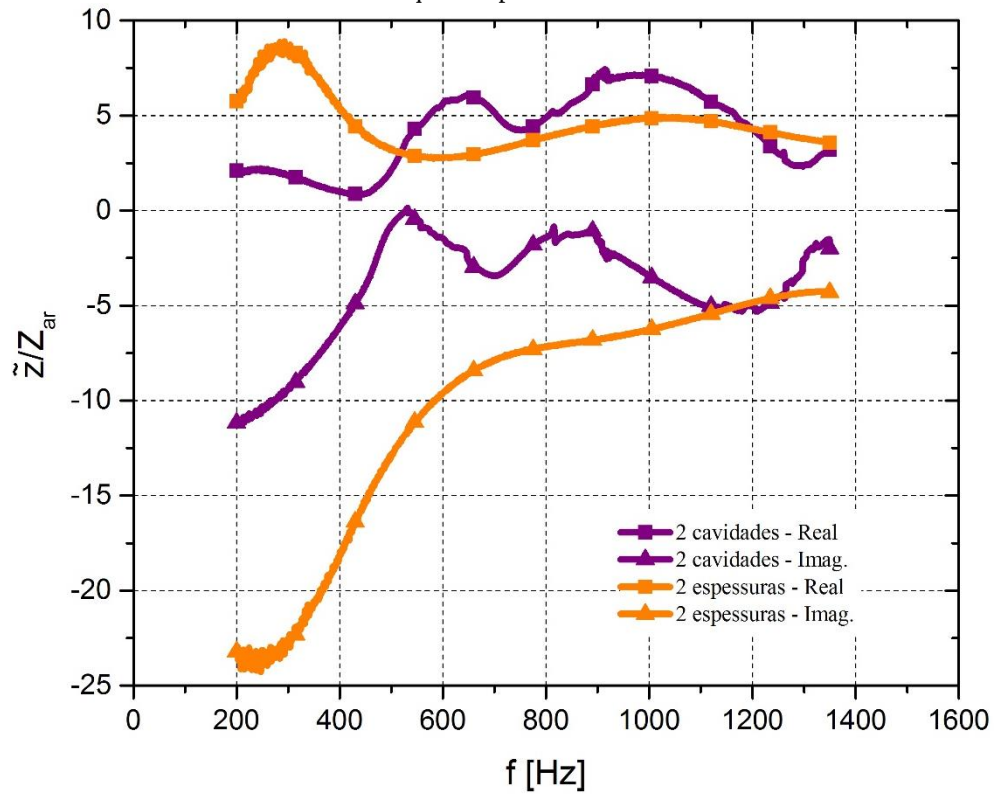


Figura 6.46 – Comparação das médias da impedância característica das amostras do FT obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC e MDE.

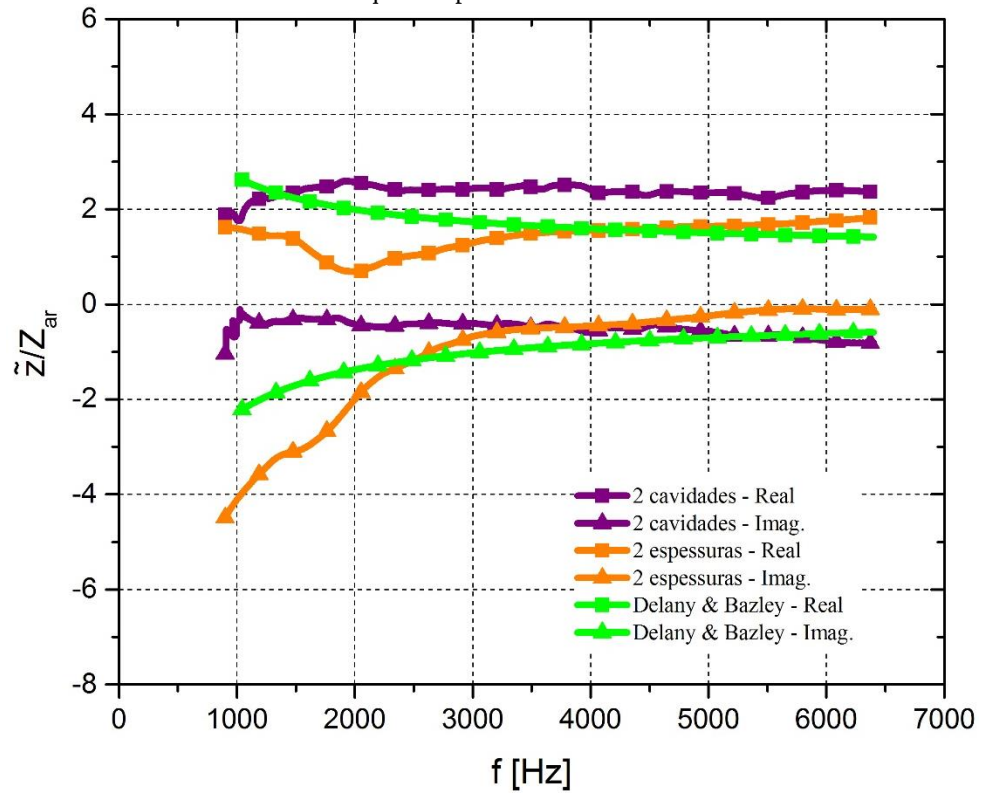


Figura 6.47 – Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FT obtidos pelo tubo de baixa frequência por MDC e MDE.

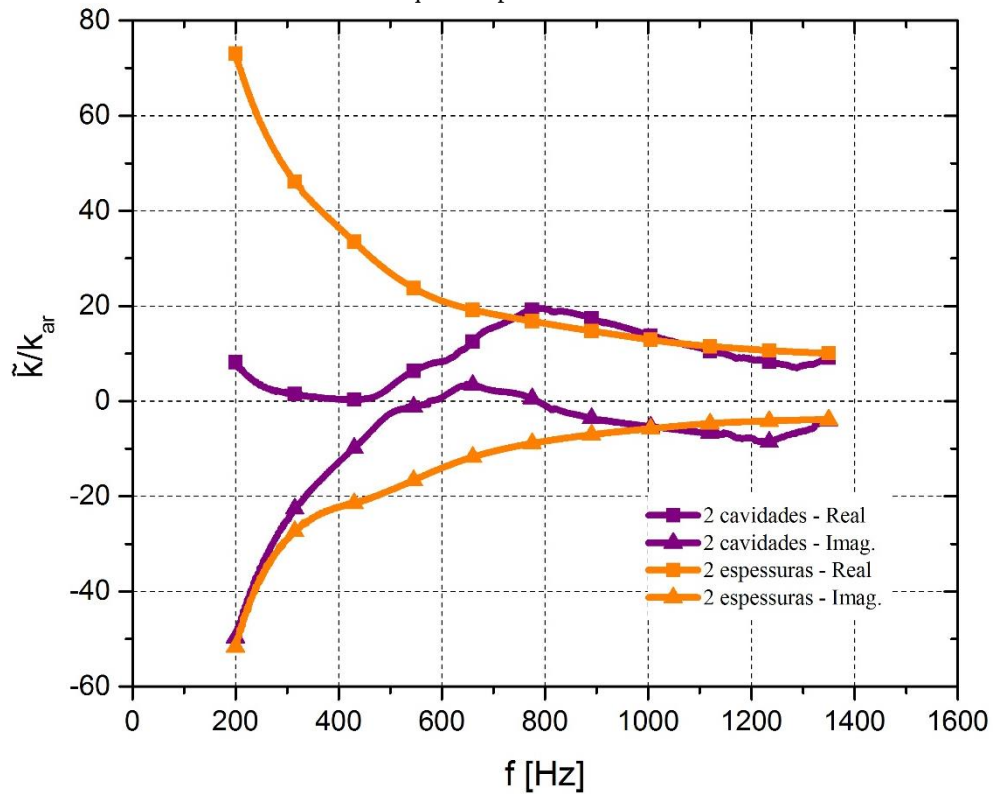
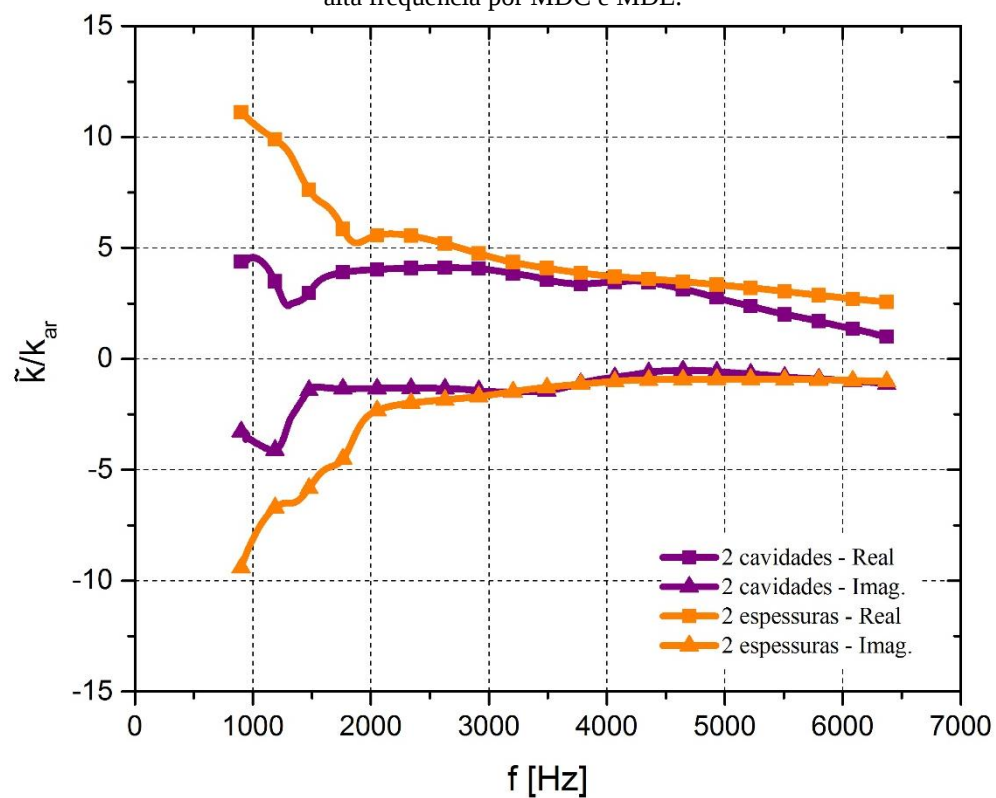


Figura 6.48 – Comparação das médias do número de onda complexo das amostras de FT obtidos pelo tubo de alta frequência por MDC e MDE.



CAPÍTULO 7

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Nesta dissertação foram comparadas as propriedades acústicas da fibra de coco com as propriedades do forro de teto veicular e também com o poliuretano que é um dos seus componentes, com o objetivo de substituir o material polimérico pela fibra vegetal.

As propriedades avaliadas foram: o coeficiente de absorção sonoro, a impedância característica complexa e o número de onda complexo. O coeficiente de absorção sonoro foi determinado através do Método da Função de Transferência segundo a norma ASTM E1050-10 (2012). A impedância característica e o número de onda complexo foram avaliadas por três métodos diferentes: o Método das Duas Cavidades Modificado, o Métodos das Duas Espessuras e através das expressões empíricas clássicas de Delany & Bazley, com posse da resistividade ao fluxo avaliada conforme a norma ASTM C522-03 (2009).

A primeira propriedade analisada foi o coeficiente de absorção sonoro. A energia dissipada pela fibra de coco é próxima à do poliuretano em frequências inferiores a 800 Hz. Em frequências superiores o material composto mostrou-se mais eficiente do que a fibra vegetal. O material composto apresentou resultado superior em toda a faixa de frequência estudada. A combinação de camadas de materiais distintos mostrou-se eficaz quando é necessário “absorver” um ruído.

A resistividade ao fluxo foi investigado posteriormente. Nas amostras de fibra de coco houve a necessidade fazer a medição da pressão diferencial com mais de uma amostra, pois a resistência ao fluxo específico era menor que o permitido pela norma. Não foi possível determinar a resistividade ao fluxo das amostras do forro de teto veicular pois a resistência ao fluxo específico foi maior que o permitido pela norma, isto pode ter ocorrido pela presença de um material com poros fechados (tecido não tecido branco) em uma de suas camadas.

A concordância dos resultados obtidos pelo método das duas cavidades e pela formulação de Delany & Bazley foram muito boas. Entretanto, os resultados determinados pelo método das duas espessuras não tiveram seus resultados convergindo para os resultados dos outros dois métodos, principalmente as componentes imaginárias. Conforme Lerner & Davy (2014), a impedância característica e número de onda complexo podem ser imprecisos em materiais

muito finos e portanto, $|\tilde{k} \times t|$ deve ser maior que 0,7. Portanto para o método das duas espessuras é aconselhável utilizar materiais mais espessos.

No método das duas cavidades modificado foram observados a dispersão nos resultados da impedância característica e número de onda complexo obtidos no tubo de impedância de alta frequência na faixa de 1000 a 2000 Hz. Sugere-se utilizar para o cálculo da frequência mínima a expressão $f_{\min} > \frac{0,3c}{2s}$.

Na norma ASTM E1050, ASTM C522 e no método das duas cavidades não há restrição em relação à espessura das amostras. Porém, é notável a dificuldade de determinar as propriedades acústicas de materiais finos, principalmente em baixas frequências.

RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Para trabalhos futuros podem-se sugerir:

- Determinar uma espessura mínima para as normas ASTM E1050, C522 e método das duas cavidades;
- Aplicar o método de calibração desenvolvido por Han *et al.* (2007) na medição utilizando o método das duas cavidades e duas espessuras;
- Comparar a resistividade ao fluxo obtido pela norma C522 com a resistividade ao fluxo determinada através do tubo de impedância.
- Analisar o coeficiente de transmissão e a perda de transmissão dos materiais analisados neste trabalho através da norma ASTM E2611;
- Comparar os resultados obtidos nesta dissertação com os resultados medidos através da norma ASTM E2611.

REFERÊNCIAS

- [1] ALLARD, J. F. and ATALLA, N., “Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials”, 2 ed, John Wiley & Sons, (2009).
- [2] ALLARD, J. F.; CASTAGNEDE, B.; HENRY, M. and LAURIKS, W., “Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, pp. 754-755, (1994).
- [3] ALLARD, J. F. and CHAMPOUX, Y., “New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 91, pp. 3346-3353, (1992).
- [4] ASTM C522-03, “Standard Test Method for Airflow Resistance of Acoustical Materials”, American Society of Testing Materials, (2009).
- [5] ASTM E1050-10, “Standard Test Method for Impedance and Absorption of Acoustical Materials Using a Tube, Two Microphones and a Digital Frequency Analysis System”, American Society of Testing Materials, (2012).
- [6] ASTM E2611-09, “Standard Test Method for Measurement of Normal Incidence Sound Transmission of Acoustical Materials Based on the Transfer Matrix Method”, American Society of Testing Materials, (2012).
- [7] BABISCH, W.; WÖLKE, G; HEINRICH, J. and STRAFF, W. “Road traffic noise and hypertension – Accounting for the location of rooms”, *Environmental Research*, vol. 133, pp. 380-387, (2014).
- [8] BARRON, R. F., “Industrial noise control and acoustics”, 1 ed, Marcel Dekker, (2003)
- [9] BERANEK, L. L., “Acoustical properties of homogeneous, isotropic rigid tiles and flexible blankets”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 13, pp. 556-568, (1942).

- [10] BERANEK, L. L., “Acoustic impedance of porous materials”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 19, pp. 248-260, (1947).
- [11] BERANEK, L.L., “Acoustics”, 1 ed, *Acoustical Society Of America*, (1954).
- [12] BODÉN, H. and ABOM, M., “Influence of errors on the two-microphone method for measuring acoustic properties in ducts”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 79, pp. 541-549, (1986).
- [13] BROWN, R. L. and BOLT, R. H., “The measurement of flow resistance of porous acoustic materials”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 13, pp. 337-344, (1942).
- [14] CANLON, B.; THEORELL, T. and HASSON, D., “Associations between stress and hearing problems in humans”, *Hearing Research*, vol. 295, pp. 9-15, (2012)
- [15] CASTAGNEDE, B.; AKNINE, A.; BROUARD. B. and TARNOW, V., “Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials”, *Applied Acoustics*, vol. 61, pp. 173-182, (2000).
- [16] CHAMPOUX, Y.; STINSON, M. R. and DAIGLE, G. A., “Air-based system for the measurement of porosity”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 89, pp. 910-916, (1991).
- [17] CHU, W. T., “Transfer function technique for impedance and absorption measurements in an impedance tube using a single microphone”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 80, pp. 555-560, (1986).
- [18] CHUNG, J. Y. and BLASER, D. A., “Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties: I. Theory, II. Experiment”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, pp. 907-921, (1980).
- [19] COX, T. J. and D’ANTONIO, P., “Acoustics absorbers and diffusers: theory, design and application”, 2 ed., *Taylor & Francis*, (2009).

- [20] DELANY, M. E. and BAZLEY, E. N., “Acoustical properties of fibrous absorbent materials”, *Applied Acoustics*, vol. 3, pp. 105-116, (1970).
- [21] DENSO CORPORATION, “DENSO SPIRIT”, pp. 11, (2005).
- [22] ERSOY, S. and KÜÇÜK, H., “Investigation of industrial tea-leaf-fibre waste material for its sound absorption properties”, *Applied Acoustics*, vol. 70, pp. 215-220, (2009).
- [23] FAHY, F. J., “Rapid method for the measurement of sample acoustic impedance in a standing wave tube”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 97, pp. 168-170, (1984).
- [24] FERRERO, M. A. and SACERDOTE, G. G., “Parameters of sound propagation in granular absorption materials”, *Acustica* 1, vol. 1, pp. 135-142 (1951).
- [25] FREI, P.; MOHLER, P. and RÖÖSLI, M., “Effect of nocturnal road traffic noise exposure and annoyance on objective and subjective sleep quality”, *International Journal Hygiene Environmental*, vol. 217, pp. 188-195, (2014).
- [26] FOULADI, M. H.; AYUB, M. and NOR, M. J. M., “Analysis of coir fiber acoustical characteristics”, *Applied Acoustics*, vol. 72, pp. 35-42, (2011).
- [27] FOULADI, M. H.; NOR, M. J. M.; AYUB, M. and LEMAN, Z. A., “Utilization of coir fiber in multilayer acoustic absorption panel”, *Applied Acoustics*, vol. 71, pp. 241-249, (2010).
- [28] FOX, R.W.; MCDONALD, A. T. and PTRITCHARD, P. J., “Introdução à mecânica dos fluidos”, 6 ed, Ed. LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., (2006).
- [29] GRIEFAHN, B., MARKS, A. and ROBENS, S., “Noise emitted from road, rail and air traffic and their effects on sleep”, *Journal of sound and vibration*, vol. 295, pp. 129-140, (2006).

- [30] HAN, J.; HERRIN, D. W. and SEYBERT, A. F., “Accurate measurement of small absorption coefficients”, Society of Automotive Engineers, Inc., 07NVC-234, (2007).
- [31] JONES, P. W. and KESSISSOGLOU, N. J., “Simplification of the Delany-Bazley approach for modelling the acoustic properties of a poroelastic foam”, Applied Acoustics, vol. 88, pp. 146-152, (2015).
- [32] KINO, N. and UENO, T., “Investigation of sample size effects in impedance tube measurements”, Applied Acoustics, vol. 68, pp. 1485-1493, (2007).
- [33] KINSLER, L.E.; FREY, A.R.; COPPENS, A. B. and SANDERS, J. V., “Fundamentals of acoustics”, 4th ed., John Wiley & Sons, (2000).
- [34] KOMATSU, T., “Improvement of the Delany–Bazley and Miki models for fibrous sound-absorbing materials”, Acoustical Science and Technology, vol. 29, pp. 121-129, (2008).
- [35] KREYSZIG, E., “Advanced Engineering Mathematics”, 8 ed, John Wiley & Sons, (1999).
- [36] LACOSTE, C.; BASSO, M. C.; PIZZI, A., CELZARD, A.; EBANG, E. E.; GALLON, N. and CHARRIER, B., “Pine (*P. pinaster*) and quebracho (*S. lorentzii*) tannin-based foams as green acoustic absorbers”, Industrial Crops and Products, vol. 67, pp. 70-73, (2015).
- [37] LARNER, D. J. and DAVY, J. L., “The prediction of the complex characteristic acoustic impedance of porous material”, In Norm Broner, Charles Don (ed.) Proceedings of the 43rd International Congress on Noise Control Engineering: Internoise 2014, Australia, 16-19 November 2014.
- [38] LEE, I., “Acoustic characteristics of perforated dissipative and hybrid silencers”. Tese de doutorado, The Ohio State University, 195f, 2005.

- [39] LEE, I.; SELAMET, A and HUFF, N. T., “Acoustic impedance of perforations in contact with fibrous material”, *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 119, pp. 2785-2797, (2006).
- [40] LIMA, K.F.; BARBIERI, N. e BARBIERI, R., “Alternative method for acoustical characterization of absorbent materials based on the assessment of the acoustical efficiency of dissipative silencers”, *Noise Control Engineering Journal*, vol. 64, pp. 197-207, (2016).
- [41] MAHZAN, S.; ZAIDI, A. M. A.; ARSAT, N.; HATTA, M. N. M.; GHAZALI, M. I. and MOHIDEEN, S. R., “Study on sound absorption properties of coconut coir fibre reinforced composite with added recycled rubber”, *International Journal of Integrated Engineering*, vol. 2, pp. 29-34, (2010).
- [42] MIKI, Y., “Acoustical properties of porous materials – Modifications of Delany & Bazley models –”, *Journal of Acoustical Society of Japan*, vol. 11, pp. 19-24, (1990).
- [43] MORAN, M. J. and SHAPIRO, H. N., “Princípios de termodinâmica para engenharia”, 4 ed, Ed. LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., (2002).
- [44] MÖSER, M., “Engineering acoustics: an introduction to noise control”, 2 ed, Springer, (2009).
- [45] MUNJAL, M. L., “Acoustics of ducts and mufflers with application to exhaust and ventilation system design”, 1 ed, John Wiley & Sons, (1987).
- [46] NIRESH, J.; NEELAKRISHNAN, S.; SUBHARANI, S.; KANNAIAN, T. and PRABHAKARAN, R., “Review of acoustic characteristics of materials using impedance tube”, *ARPJ Journal of Engineering and Applied Sciences*, vol. 10, pp. 3319-3326, (2015).
- [47] NOR, M. J. M.; JAMALIDIN, N. and TAMIRI, F. M., “A preliminary study of sound absorption using multi-layer coconut coir fibers”, *Electronic Journal: Technic Acoustics*, (2004).

- [48] OLDFIELD, R., “Improved membrane absorbers”. Dissertação de mestrado, University of Salford, 195f, 2006.
- [49] OLIVA, D. and HONGISTO, V., “Sound absorption of porous materials – Accuracy of prediction methods”, *Applied Acoustics*, vol. 74, pp. 1473-1479, (2013).
- [50] PELEGRINIS, M. T.; HOROSHENKOV, K. V. and BURNETT, A., “An application of Kozeny-Carman flow resistivity model to predict the acoustical properties of polyester fibre”, *Applied Acoustic*, vol. 101, pp. 1-4, (2016).
- [51] SCOTT, R. A. “An apparatus for accurate measurement of the acoustic impedance of sound-absorbing materials”, *Physical Society*, vol. 58, pt. 3, pp. 253-264, (1946)
- [52] SEYBERT, A. F. and SOENARKO, B., “Errors analysis of spectral estimates with application to the measurements of acoustic parameters using random using sound fields in ducts”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 69, pp. 1190-1199, (1981).
- [53] SEYBERT, A. F. and ROSS, D. F., “Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 61, pp. 1362-1370, (1977).
- [54] SHIN, K. and HAMMOND, J. K., “Fundamentals of signal processing for sound and vibration engineers”, 1 ed, John Wiley & Sons, (2008).
- [55] SMITH, C. D. and PARROT, T.L., “Comparison of three methods for measuring acoustic properties of bulk materials”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 74, pp. 1577-1582, (1983).
- [56] SONG, B. H. and BOLTON, J. S., “A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave number of limp and rigid porous materials”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 107, pp. 1131-1152, (2000).

- [57] TAO, J.; WANG, P.; QIU, X. and PAN, J., “Static flow resistivity measurements based on the ISO 10534.2 standard impedance tube”, *Building and Environment*, vol. 94, pp. 853-858, (2015).
- [58] TAO, Z.; HERRIN, D. W. and SEYBERT, A. F., “Measuring Bulk Properties of Sound-Absorbing Materials using the Two-Source Method”, *Society of Automotive Engineers, Inc.*, 03NVC-200, (2003).
- [59] UTSUNO, H.; TANAKA, T.; FUJIKAWA, T. and SEYBERT A. F., “Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous material”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 86, pp. 637-643, (1989).
- [60] VÉR, I. L. and BERANEK, L. L., “Noise and vibration control engineering: principles and applications”, *John Wiley & Sons*, 2 ed, (2006).
- [61] XU, M. B.; SELAMET, A.; LEE, I. J. and HUFF, N. T., “Sound attenuation in dissipative expansion chambers”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 272, pp. 1125-1133, (2004).
- [62] YANIV, S. L., “Impedance tube measurement of propagation constant and characteristic impedance of porous acoustical material”, *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 54, pp. 1138-1142, (1973).
- [63] YEON, J. O.; KIM, K. W.; YANG, K. S.; KIM, J. M. and KIM, M. J., “Physical properties of cellulose sound absorbers produced using recycled paper”, *Construction and Building Materials*, vol. 70, pp. 494-500, (2014).
- [64] ZWIKKER, C. and KOSTEN, C., “Sound Absorbing Materials”, 1 ed, *Elsevier*, (1949).