

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA  
MECÂNICA**

Fábio Luis Val Quintans Kulakauskas

**AVALIAÇÃO DO USO DE MATERIAIS POROSOS NA PERDA  
DE TRANSMISSÃO DE PAINÉIS DUPLOS**

Florianópolis  
2016



Fábio Luis Val Quintans Kulakauskas

**AVALIAÇÃO DO USO DE MATERIAIS POROSOS NA PERDA  
DE TRANSMISSÃO DE PAINÉIS DUPLOS**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica.  
Orientador: Prof. Arcanjo Lenzi, Ph.D.

Florianópolis  
2016

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,  
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária  
da UFSC.

Kulakauskas, Fábio

Avaliação do uso de materiais porosos na perda de  
transmissão de painéis duplos / Fábio Kulakauskas ;  
orientador, Arcanjo Lenzi - Florianópolis, SC, 2016.  
195 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa  
Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em  
Engenharia Mecânica.

Inclui referências

1. Engenharia Mecânica. 2. Materiais porosos. 3.  
Caracterização inversa. 4. Perda de transmissão. I. Lenzi,  
Arcanjo. II. Universidade Federal de Santa Catarina.  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

Fábio Luis Val Quintans Kulakauskas

**AVALIAÇÃO DO USO DE MATERIAIS POROSOS NA PERDA  
DE TRANSMISSÃO DE PAINÉIS DUPLOS**

Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de “Mestre em Engenharia Mecânica”, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 18 de Julho de 2016.

---

Prof. Armando Albertazzi Gonçalves Jr., Dr. Eng.  
Coordenador do Curso

**Banca Examinadora:**

---

Prof. Arcanjo Lenzi, Ph.D. – Orientador  
Universidade Federal de Santa Catarina

---

Prof. Andrey Ricardo da Silva, Ph.D.  
Universidade Federal de Santa Catarina

---

Erasmus Felipe Vergara Miranda, Dr. Eng.  
Universidade Federal de Santa Catarina

---

Paulo Henrique Mareze, Dr. Eng.  
Universidade Federal de Santa Maria



Dedico este trabalho ao meu irmão  
Lucas.





## AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais, meus irmãos, meus amigos e a minha pequena. São essas as pessoas que motivaram as minhas escolhas, e ao mesmo tempo, me deram condições emocionais para seguir até o fim desta etapa.

Com muito carinho, respeito e honra, sou grato ao Chefe, professor Arcanjo, pela orientação nos aspectos profissionais e pessoais.

Rapaziada do LVA. Esses *caras* tornaram o caminho das pedras mais divertido, com certeza, muito mais divertido. Em especial, ao Thiago Cavalheiro pelas discussões e, praticamente, coorientação neste trabalho. Agradeço, ainda, aos colombianos: Oscar, Juan Martin e Alexander pela parceria, festas e risadas logo no início do mestrado.

À Vibtech responsável pela minha inserção na área de vibrações e acústica. Particularmente ao Srs. Bernard Baudouin e Ricardo Siqueira.

À Embraer pelo apoio técnico através das reuniões e também pelo fornecimento dos materiais utilizados neste trabalho.

Aos brasileiros que, através da CAPES, apoiaram financeiramente este trabalho.



## RESUMO

Painéis multicamadas são amplamente utilizados nas indústrias automotiva e aeroespacial. Sob a perspectiva vibroacústica, esses setores atuam no aprimoramento desses painéis através do aumento da perda de transmissão sonora com o intuito de proporcionar maior conforto acústico aos seus consumidores. Neste trabalho, o objeto de estudo é um painel duplo composto por duas placas lisas e sem reforços, preenchido com material poroso. O principal objetivo desta dissertação é analisar diferentes materiais porosos na configuração citada. O estudo parte de uma revisão bibliográfica e, em seguida, é realizada a caracterização dos materiais porosos, na qual foi utilizado um método inverso para a obtenção dos parâmetros macroscópicos. A primeira investigação dos materiais porosos na perda de transmissão é realizada com o auxílio do método da matriz de transferência. A partir dessa abordagem, são analisados os modelos de propagação em meios porosos, os parâmetros caracterizadores, as condições de contorno e propagação em meios estratificados. Ao final dessas análises, o método da matriz de transferência é aplicado na obtenção de configurações otimizadas considerando diferentes materiais dispostos em camadas. Para analisar os oito materiais disponíveis em uma condição mais realista, são realizados testes de perda de transmissão em câmaras reverberantes. Os resultados são comparados com a modelagem em SEA (*Statistical Energy Analysis*), na qual os materiais porosos são representados através de um modelo de fluido equivalente em que a estrutura do material é considerada flexível. Os resultados em SEA apresentam boa concordância com os experimentais autenticando, além do modelo SEA, o modelo de propagação em meios porosos e os parâmetros obtidos pelo método inverso. Observou-se nos resultados experimentais de perda de transmissão uma forte influência dos vazamentos. As análises indicam, ainda, que a resistividade ao fluxo atua como parâmetro de maior sensibilidade na perda de transmissão.

**Palavras-chave:** Materiais porosos; caracterização inversa; perda de transmissão.



## ABSTRACT

Multilayered panels are widely used in automotive and aerospace industry. From the vibroacoustic perspective, these industries improve the multilayered panels by increasing the sound transmission loss in order to provide more acoustic comfort to consumers. In this work, the object of study is a double panel composed of two flat plates without reinforcement filled with porous materials. The main objective of this work is to analyze different porous materials in the aforementioned configuration. The study starts with the literature review, it is then performed the characterization of porous materials, in which an inverse method was used to obtain the macroscopic parameters. The first investigation of porous materials in the transmission loss is performed with the transfer matrix method. This approach is applied to evaluate the models of propagation in the porous media, materials properties, boundary conditions and propagation in the stratified media. At the end, the transfer matrix method for optimizing acoustical linings is applied to multilayered panels. In sequence, transmission loss tests are performed in reverberation rooms in order to analyze eight materials in a more realistic condition. The results are compared with statistical energy analysis (SEA) model, in which the porous materials are represented using the equivalent fluid model considering the porous materials as flexible material structure. The SEA results exhibit good agreement with experimental results validating also the propagation model in porous media and the parameters obtained by the inverse method. It was observed in the experimental results of transmission loss a strong influence of the leaks. The analysis also shows that the flow resistivity is the stronger parameter in determining the transmission loss.

**Keywords:** Porous materials; inverse characterization; transmission loss.



## LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Impedância de superfície de um fluido com terminação rígida. ....	38
Figura 2: Impedância de superfície de várias camadas. ....	39
Figura 3: Perfil de velocidade de partícula: a) Poiseuille e b) Helmholtz (FAHY, 2000). ....	41
Figura 4: Módulo de compressibilidade efetivo normalizado para os três materiais: A ( $\Lambda' = 105,3 \mu\text{m}$ ), em azul; B ( $\Lambda' = 162,3 \mu\text{m}$ ), em vermelho e C ( $\Lambda' = 73,8 \mu\text{m}$ ), em preto. ....	58
Figura 5: Densidade equivalente $\rho_{eq}$ normalizada utilizando modelo JCA rígido (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada) para os três materiais: A ( $\rho_m = 17 \text{ kg/m}^3$ ), B ( $\rho_m = 58 \text{ kg/m}^3$ ) e C ( $\rho_m = 46 \text{ kg/m}^3$ ). ....	60
Figura 6: Número de onda complexo. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente de estrutura rígida (linha contínua) e flexível (linha tracejada). ....	60
Figura 7: Velocidade do som para os materiais A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente de estrutura rígida (linha contínua) e flexível (linha tracejada). ....	62
Figura 8: Impedância de superfície, espessura de 25 mm. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente JCA rígida (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada). ....	63
Figura 9: Coeficiente de absorção, espessura de 25 mm. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente JCA rígido (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada). ....	64
Figura 10: Contribuição dos efeitos viscosos e térmicos no coeficiente de absorção. Curva de absorção do material A utilizando-se do modelo JCA flexível. ....	66
Figura 11: Coeficiente de absorção, espessura de 25 mm. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). Modelo de fluido equivalente JCA flexível (o) e modelo poroelástico (linha contínua). ....	67
Figura 12: Razão de amplitudes da velocidade das três ondas do modelo elástico para o material C. ....	69
Figura 13: Componente real das velocidades de propagação de cada modelo, considerando material C. ....	70
Figura 14: Bancada experimental utilizada na medição da impedância de superfície e coeficiente de absorção. ....	75

Figura 15: Zona I, II e III do coeficiente de absorção de um material típico (ATALLA E PANNETON, 2005).....	82
Figura 16: Coeficiente de absorção dos materiais A e B, considerando espessura de 50 mm. Modelo JCA flexível.....	83
Figura 17: Avaliação da função objetivo em função do comprimento característico viscoso e térmico, $\Lambda$ e $\Lambda'$ . Considerando material hipotético B. Parâmetros do material: $\sigma=23000$ (Ns/m <sup>4</sup> ); $\phi=0,95$ ; $\alpha\infty=1$ ; $\Lambda=54$ ( $\mu\text{m}$ ); $\Lambda'=162$ ( $\mu\text{m}$ ) e $\rho m=58$ (kg/m <sup>3</sup> ). Espessura do material 50 mm. ....	84
Figura 18: Avaliação da função objetivo em função do comprimento característico viscoso e térmico, $\Lambda$ e $\Lambda'$ . Considerando material hipotético A. Parâmetros fixados: $\sigma=105000$ (Ns/m <sup>4</sup> ); $\phi=0,95$ ; $\alpha\infty=1$ ; $\Lambda=35$ ( $\mu\text{m}$ ); $\Lambda'=105$ ( $\mu\text{m}$ ) e $\rho m=17$ (kg/m <sup>3</sup> ). Espessura do material 50 mm.....	85
Figura 19: Comparação entre os algoritmos GA e DE. Curva de referência considerando material A, modelo JCA-flexível e espessura de 25 mm. Figura a: impedância de superfície normalizada. Figura b: coeficiente de absorção. ....	87
Figura 20: Amostras de 107 mm de diâmetro usadas na caracterização inversa. ....	89
Figura 21: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro A (9,6 kg/m <sup>3</sup> ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25,4 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50,8 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	90
Figura 22: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro B (13 kg/m <sup>3</sup> ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 34 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 68 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.....	91
Figura 23: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro C (16 kg/m <sup>3</sup> ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 19,1 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 38,1 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	92
Figura 24: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro D (19,22 kg/m <sup>3</sup> ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 19,1 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 38,1 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	93
Figura 25: Resultados experimentais referentes à espuma A (10 kg/m <sup>3</sup> ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a)	



Impedância de superfície normalizada para espessura de 21 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 42 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	94
Figura 26: Resultados experimentais referentes à espuma B ( $7,3 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	95
Figura 27: Resultados experimentais referentes à espuma C ( $27 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA rígido, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	96
Figura 28: Resultados experimentais referentes à lã de rocha ( $64 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA rígido, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras. ....	97
Figura 29: Validação da caracterização inversa para altas frequências.....	100
Figura 30: Reflexão, absorção e transmissão de uma onda acústica incidente sobre uma barreira (CAMPOLINA, 2012). ....	104
Figura 31: $TL$ de painéis duplos sem tratamento acústico considerando somente incidência normal de ondas planas (FAHY, 2000). ....	105
Figura 32: Onda plana incidindo com um ângulo $\theta$ sobre um material de espessura $h$ (ALLARD; ATALLA, 2009). ....	108
Figura 33: Onda acústica incidente sobre um meio estratificado (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995; ALLARD; ATALLA, 2009). ....	115
Figura 34: $TL$ por incidência normal a partir da formulação da TMM. Placa simples com espessuras de: 1, 0,5 e 1,5 mm. Painel duplo (1 e 0,5 mm) com espaçamento de ar de 50 mm entre as placas. ....	121
Figura 35: $TL$ de painel duplo (placa 1 e 2 com espessuras de 1 e 0,5 mm, respectivamente) preenchido com material poroso (tratamento com 48 mm de espessura). Propriedades de cada material conforme Tabela 1. Material desacoplado de ambas as placas com espaçamento de ar de 1 mm.....	123
Figura 36: Curva de absorção por incidência normal dos materiais A, B e C, conforme Tabela 1, à frente de uma parede rígida. Espessura de 48 mm. ....	123
Figura 37: $TL$ de painel duplo com material C. Avaliação das condições de contorno AA, AD e DD. ....	125

Figura 38: <i>TL</i> de painel duplo com material C. Comparação entre os três modelos de propagação acústica em meios porosos. ....	126
Figura 39: Configuração experimental para medição de <i>TL</i> em tubo de impedância (OLIVIERI; BOLTON; YOO, 2006). ....	127
Figura 40: <i>TL</i> incidência normal. Fibra A. Espessuras de 25,4 e 50,8 mm. ....	130
Figura 41: <i>TL</i> incidência normal. Fibra B. Espessuras de 34 e 68 mm. ....	131
Figura 42: <i>TL</i> incidência normal. Fibra C. Espessuras de 19,1 e 38,1 mm. ....	131
Figura 43: <i>TL</i> incidência normal. Fibra D. Espessura de 19,1 e 38,1 mm. ....	131
Figura 44: <i>TL</i> incidência normal. Espuma A. Espessura de 25 e 50 mm. ....	132
Figura 45: <i>TL</i> incidência normal. Espuma B. Espessura de 25 e 50 mm. ....	132
Figura 46: <i>TL</i> incidência normal. Espuma C. Espessura de 25 e 50 mm. ....	132
Figura 47: <i>TL</i> incidência normal. Lã de rocha. Espessura de 25 e 50 mm. ....	133
Figura 48: <i>TL</i> incidência normal. Fibra D. Espessuras de 19,1 e 38,1 mm. Parâmetros obtidos pelo método inverso e valores ajustados. ....	135
Figura 49: <i>TL</i> incidência normal. Espuma B. Espessuras de 25 e 50 mm. Parâmetros obtidos pelo método inverso e valores ajustados. ....	135
Figura 50: Configurações do painel duplo preenchido com material poroso. a) configuração de referência. b) Configuração da <i>TLotm</i> na região de 100 a 400 Hz. c) Configuração da <i>TLotm</i> na região de 500 a 5000 Hz. ....	139
Figura 51: Resultados da otimização da <i>TL</i> . Massa do tratamento restringida em 75% da massa do tratamento utilizado na <i>TLref</i> ( $m_{otm} < 0,75m_{ref}$ ). ....	140
Figura 52: <i>TL</i> através da TMM de painel duplo (placas de 1 e 0,5 mm de espessura) preenchido com 50 mm de material. Materiais conforme Tabela 14. Materiais porosos representados pelo modelo JCA-flexível. ....	140
Figura 53: Configurações do painel duplo preenchido com material poroso. a) configuração de referência. b) Configuração da <i>TLotm</i> na região de 100 a 400 Hz. c) Configuração da <i>TLotm</i> na região de 500 a 5000 Hz. d) Configuração da <i>TLotm</i> na região de 10 a 10000 Hz. ....	142
Figura 54: Resultados da otimização da <i>TL</i> . Massa do tratamento restringida em 75% da massa do tratamento utilizado na <i>TLref</i> ( $m_{otm} < 0,75m_{ref}$ ). ....	143
Figura 55: Modelo de perda de transmissão de um painel simples acoplado a duas cavidades acústicas no VA One. ....	147
Figura 56: Caminhos de transmissão de energia de um modelo em SEA de um painel simples. ....	148

Figura 57: Modelo de perda de transmissão de painel duplo no <i>software</i> VA One. ....	149
Figura 58: Caminhos de transmissão de energia de um modelo em SEA de um painel duplo com cavidade central (subsistema 3). ....	150
Figura 59: Esquema da barreira acústica: a) espessura da barreira e materiais utilizados; b) imagem do experimento. ....	153
Figura 60: Esquema do painel duplo utilizado. Placas 1 e 2 possuem espessura de 1 e 0,5 mm, respectivamente. ....	154
Figura 61: Exemplos da colocação dos materiais porosos utilizados nos testes experimentais. Figura-a: fibra de vidro B cobrindo toda a área do painel. Figura-b: placa de alumínio e a fibra de vidro C cobrindo parte da área do painel. ....	154
Figura 62: Imagens das câmaras 1 e 2 com o painel montado: a) câmara 1 (emissão); b) câmara 2 (recepção). ....	155
Figura 63: Tempo de reverberação ( $T60$ ) da câmara receptora para diferentes configurações. ....	156
Figura 64: Variação da $TL$ devido ao método utilizado para obtenção da área equivalente de absorção da câmara receptora. Dois resultados apresentados: $TL$ do painel duplo sem tratamento (em preto) e $TL$ do painel duplo com 50 mm de tratamento (em verde), neste caso foi utilizada a fibra de vidro A. ....	157
Figura 65: Perda de transmissão para as seguintes configurações: abertura entre câmaras totalmente fechada; painel simples de 0,5 mm e 1 mm de espessura, painel duplo com e sem tratamento. ....	158
Figura 66: Avaliação do ruído de fundo e NPS nas duas câmaras. ....	159
Figura 67: Avaliação da repetibilidade do experimento de $TL$ . Duas medições com diferentes amostras para o painel duplo com tratamento (50 mm de espessura da fibra de vidro A) e três medições para o painel duplo sem tratamento. ....	160
Figura 68: Nível de pressão sonora câmara 1 (em azul) e câmara 2 (em preto). Painel duplo sem tratamento. ....	161
Figura 69: Verificação da presença e influência de vazamentos nos resultados de $TL$ considerando painel duplo sem tratamento. Medição 1: massa de calafetar em torno de todo painel somente pela câmara de emissão. Medição 2: mantida a massa de calafetar pela câmara emissora e adicionada massa de calafetar pelo lado da câmara receptora na parte inferior do painel. Medição 3: painel montado sem a inserção da massa de calafetar. ....	162
Figura 70: $TL$ incidência difusa. Placa simples de 1 e 0,5 mm. Experimento em azul, modelo SEA em preto e Lei da massa em vermelho. ....	163

Figura 71: Influência dos vazamentos nos modelos em SEA de perda de transmissão de painel simples com e sem a presença de material poroso. ....	164
Figura 72: Perda de transmissão de painel simples (1 mm) revestido com 50 mm de material poroso: a) resultados experimentais e b) resultados em SEA. Material poroso representado pelo modelo JCA-flexível. Parâmetros caracterizadores dos materiais porosos conforme Tabela 14. ....	165
Figura 73: Perda de transmissão de painel duplo sem tratamento. Comparação entre resultados experimentais e numéricos. ....	166
Figura 74: Influência dos vazamentos nos modelos em SEA de perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso. ....	167
Figura 75: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com 50 mm de material poroso: a) resultados experimentais e b) resultados em SEA. Material poroso representado pelo modelo JCA-flexível. Parâmetros caracterizadores dos materiais porosos conforme Tabela 14. ....	168
Figura 76: Resultados do modelo em SEA de perda de transmissão de painel duplo com material poroso (50 mm) sem incluir vazamentos como caminho de transmissão. Material poroso representado pelo modelo JCA-flexível. Parâmetros caracterizadores dos materiais porosos conforme Tabela 14. ....	170
Figura 77: Impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som, referentes ao material A, conforme Tabela 20. ....	186
Figura 78: Impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som, referentes ao material B, conforme Tabela 20. ....	187
Figura 79: Impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som, referentes ao material C, conforme Tabela 20. ....	188
Figura 80: Condições de contorno do material poroso entre as duas placas do painel duplo. a) Acoplado-Acoplado (AA); b) Acoplado-Desacoplado (AD) e c) Desacoplado-Desacoplado (DD). Espaçamentos de ar $\Delta 1 = \Delta 2 = 1$ mm. ....	189
Figura 81: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso a partir dos modelos de fluido equivalente (rígido e flexível) e modelo poroelástico. Condição de contorno AA. ....	190
Figura 82: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso a partir dos modelos de fluido equivalente (rígido e flexível) e modelo poroelástico. Condição de contorno AD. ....	191
Figura 83: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso a partir dos modelos de fluido equivalente (rígido e flexível) e modelo poroelástico. Condição de contorno DD. ....	192
Figura 84: Perda de transmissão de painel com a Fibra A. ....	193

Figura 85: Perda de transmissão de painel com a Fibra B. ....	193
Figura 86: Perda de transmissão de painel com a Fibra C. ....	194
Figura 87: Perda de transmissão de painel com a Fibra D. ....	194
Figura 88: Perda de transmissão de painel com a Espuma A. ....	194
Figura 89: Perda de transmissão de painel com a Espuma B. ....	195
Figura 90: Perda de transmissão de painel com a Espuma C. ....	195
Figura 91: Perda de transmissão de painel com a lâ de rocha. ....	195



## LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Propriedades dos parâmetros dos materiais porosos A, B e C (DOUTRES <i>et al.</i> , 2007). .....	58
Tabela 2: Limites máximos e mínimos de cada variável do problema de caracterização inversa dos materiais fibrosos. ....	81
Tabela 3: Limites máximos e mínimos de cada variável do problema de caracterização inversa para as espumas (PILON; PANNETON; SGARD, 2003). ....	81
Tabela 4: Parâmetros obtidos através da caracterização a partir dos algoritmos de otimização GA e DE. A densidade do material é um parâmetro fixo. ....	87
Tabela 5: Materiais utilizados na caracterização inversa e suas respectivas densidades e espessuras nominais. ....	89
Tabela 6: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro A. ....	90
Tabela 7: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro B. ....	91
Tabela 8: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro C. ....	92
Tabela 9: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro D. ....	93
Tabela 10: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro D. ....	94
Tabela 11: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à espuma B. ....	95
Tabela 12: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à espuma C. ....	96
Tabela 13: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à lã de rocha. ....	97
Tabela 14: Parâmetros caracterizadores obtidos pelo método inverso. ....	98
Tabela 15: Elementos da matriz $[\Gamma_s]$ .....	111
Tabela 16: Elementos da matriz $[\Gamma_P]$ .....	114
Tabela 17: Representação matricial das relações de continuidade para diferentes combinações de materiais (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995). ....	117
Tabela 18: Valores dos parâmetros inversos e valores ajustados. Fibra D. ....	135

Tabela 19: Valores dos parâmetros inversos e valores ajustados. Espuma B..135

Tabela 20: Propriedades dos parâmetros dos materiais porosos A, B e C (DOUTRES *et al.*, 2007). .....185



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

DE	<i>Differential Evolution</i>
DWJ	<i>Double Wall Area Junction</i>
GA	<i>Genetic Algorithm</i>
JCA	<i>Johnson-Champoux-Allard</i>
LVA	Laboratório de Vibrações e Acústica
NCT	<i>Noise Control Treatments</i>
$NPS_{ref}$	Nível de pressão sonora médio no interior da câmara, gerado pela fonte de referência
$NWS_{ref}$	Nível de potência sonora da fonte de referência
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina



## LISTA DE SÍMBOLOS

### Alfabeto latino:

$a$	Vetor composto pelos parâmetros macroscópicos
$A$	Área [m <sup>2</sup> ]
$A_{eq}$	Área equivalente de absorção da câmara [m <sup>2</sup> ]
$\tilde{c}$	Velocidade do som complexa [m/s]
$c_0$	Velocidade do som no ar [m/s]
$c_p$	Calor específico a pressão constante
$c_v$	Calor específico a volume constante
$C$	Vetor composto pelas variáveis de otimização na $TL$
$d$	Espessura da camada do fluido 2 [m]
$d_{int}$	Diâmetro interno do tubo de impedância [m]
$div$	Operador divergente
$d_p$	Profundidade de penetração [m]
$e_{ij}^s$	Componentes de deformação na fase sólida do material poroso
$E$	Módulo de elasticidade [Pa]
$E'$	Módulo elástico [Pa]
$E''$	Módulo de amortecimento [Pa]
$\tilde{E}$	Módulo de elasticidade complexo ( $\tilde{E} = E' + jE''$ ) [Pa]
$f$	Frequência [Hz]
$f_0$	Frequência de ressonância massa-mola-massa [Hz]
$f_c$	Frequência crítica [Hz]
$f_{co}$	Frequência de coincidência [Hz]
$f_{ct}$	Frequência de corte do tubo de impedância [Hz]
$f_d$	Frequência de acoplamento [Hz]
$f_i, f_s$	Frequências inferior e superior utilizadas na caracterização inversa [Hz]
$f_{inf}$	Frequência de corte inferior do tubo de impedância [Hz]
$f_{sup}$	Frequência de corte superior do tubo de impedância [Hz]
$f_r$	Frequência de ressonância no modelo de Biot [Hz]
$F$	Taxa de mutação do algoritmo DE
$F_1, F_2$	Fluido 1 e 2
$F_{obj}$	Função objetivo da caracterização inversa
$F_{obj}^*$	Função objetivo dupla utilizada na caracterização inversa
$F_{obj}^{TL}$	Função objetivo para maximização da $TL$

$G$	$= \left( 1 + j \frac{4\omega\rho_0\eta\alpha_\infty^2}{\sigma^2\phi^2\Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}}$
grad	Operador gradiente
$h$	Espessura da amostra [m]
$H_{12}$	Função transferência da pressão 2 em relação à pressão 1
$H_{12}^I$	$H_{12}^I = H_{12}$
$H_{12}^{II}$	Função transferência com microfones invertidos
$H_{12}^*$	Função transferência corrigida
$I_i, I_t$	Intensidade sonora incidente e transmitida
$j$	Raiz quadrada de -1
$k$	Número de onda [ $m^{-1}$ ]
$k_0$	Número de onda no ar [ $m^{-1}$ ]
$k_1$	Componente do número de onda na direção $x_1$ [ $m^{-1}$ ]
$k_2$	Número de onda do fluido 2 [ $m^{-1}$ ]
$k_f$	Condutibilidade térmica
$\tilde{k}$	Número de onda complexo [ $m^{-1}$ ]
$K$	Módulo de compressibilidade do fluido
$K_b$	Módulo de compressibilidade do material poroso no vácuo [Pa]
$K_s$	Módulo de compressibilidade do material que constitui a fase sólida do material poroso [Pa]
$\tilde{K}_{ef}$	Módulo de compressibilidade efetivo do fluido equivalente [Pa]
$\tilde{K}_{eq}$	Módulo de compressibilidade equivalente do fluido equivalente [Pa]
$L$	Espessura da camada do fluido 1 [m]
$L_1, L_2$	Espessuras de amostra 1 e 2 utilizadas na caracterização inversa [m]
$m_1, m_2$	Massa por unidade por unidade de área referente às placas 1 e 2 [ $kg/m^2$ ]
$M_1, M_2$	Ponto próximo à superfície do fluido 1 e 2, respectivamente
$N$	Dimensão do vetor $V_0$
$N_p$	Módulo de cisalhamento do material poroso [Pa]
$\langle NPS_i \rangle$	Nível de pressão sonora médio [dB]
$p$	Pressão acústica [Pa]
Pr	Número de Prandtl
$P$	Primeiro coeficiente elástico de Biot
$P_m$	Número máximo de camadas na otimização da $TL$
$q_0$	Permeabilidade viscosa [ $m^2$ ]

$q'_0$	Permeabilidade térmica [ $m^2$ ]
$Q$	Segundo coeficiente elástico de Biot
$Q_i$	Material da camada $i$ na otimização da $TL$
$r$	Coefficiente de reflexão
$r_f$	Resistência ao fluxo [ $Nm^{-3} s$ ]
$R$	Terceiro coeficiente elástico de Biot
$S$	Área da superfície da amostra [ $m^2$ ]
$S_p$	Área do painel [ $m^2$ ]
$t$	Tempo [s]
$t_{exp}$	Coefficiente de transmissão experimental
$T$	Matriz de transferência
$T_{exp}$	Matriz de transferência experimental
$T^f$	Matriz de transferência de um fluido
$T^s$	Matriz de transferência de um material sólido
$T^p$	Matriz de transferência de um material poroelástico
$TL$	Perda de transmissão
$TL_m$	Perda de transmissão segundo a lei da massa para incidência normal [dB]
$TL_{md}$	Perda de transmissão segundo a lei da massa para incidência difusa [dB]
$u$	Velocidade de partícula [m/s]
$u^f$	Deslocamento macroscópico da fase fluida [m]
$u^s$	Deslocamento macroscópico da fase sólida [m]
$v$	Velocidade microscópica de propagação [m/s]
$v_m$	Velocidade macroscópica de propagação [m/s]
$v_i$	Velocidade do fluido na superfície do poro [m/s]
$V_0$	Vetor composto pelas variáveis que descrevem o campo acústico em um sistema multicamadas
$V^f$	Vetor com as variáveis que descrevem o campo acústico em um meio fluido
$V^s$	Vetor com as variáveis que descrevem o campo acústico em um sólido
$V^p$	Vetor com as variáveis que descrevem o campo acústico em um material poroelástico
$V_a$	Volume de poros abertos preenchidos com ar [ $m^3$ ]
$V_c$	Volume da câmara [ $m^3$ ]
$V_p$	Volume do poro [ $m^3$ ]
$V_v$	Vazão volumétrica [ $m^3/s$ ]
$V_T$	Volume total da amostra [ $m^3$ ]

$x$	Posição em relação à origem [m]
$X, Y$	Constantes utilizadas na caracterização inversa
$Z_i^f, Z_i^s$	Impedância característica no modelo de Biot referentes as duas ondas, tanto na fase fluida como na fase sólida [Pa s/m]
$Z_0$	Impedância característica do ar ( $\rho_0 c_0$ ) [Pa s/m]
$Z_c$	Impedância característica [Pa s/m]
$\tilde{Z}_c$	Impedância característica complexa [Pa s/m]
$\tilde{Z}_s$	Impedância de superfície complexa [Pa s/m]

### Alfabeto grego:

$\alpha$	Coefficiente de absorção
$\alpha_k$	Constante de atenuação
$\alpha_\infty$	Tortuosidade
$\beta_k$	Constante de propagação
$\gamma$	Razão de calores específicos
$\tilde{\gamma}$	Coefficiente de acoplamento volumétrico
$\Delta$	Operador Laplace ( $\Delta = \text{div grad}$ )
$\varepsilon$	Deformação [m]
$\varepsilon_x, \varepsilon_y,$ $\varepsilon_z$	Deformações nas direções x, y e z [m]
$\eta$	Viscosidade dinâmica do ar
$\eta_{ij}, \eta^v$	Caminhos de transmissão de energia do modelo SEA
$\eta_{\text{mat}}$	Fator de perda do material poroso
$\theta^s$	Dilatação na fase sólida do material poroso
$\theta^f$	Dilatação na fase fluida do material poroso
$\delta_{ij}$	Delta de Kronecker
$\delta_1^2,$ $\delta_2^2, \delta_3^2$	Número de onda ao quadrado referente à primeira, segunda e terceira onda do modelo de Biot
$\Lambda$	Comprimento característico viscoso [m]
$\Lambda'$	Comprimento característico térmico [m]
$\mu_i$	Razão entre as velocidades de propagação
$\nu$	Coefficiente de Poisson do material poroso
$\rho$	Densidade do fluido [ $\text{kg/m}^3$ ]
$\rho_0$	Densidade do ar [ $\text{kg/m}^3$ ]
$\rho_1$	Densidade do material poroso no vácuo [ $\text{kg/m}^3$ ]
$\tilde{\rho}_{11}, \tilde{\rho}_{12},$ $\tilde{\rho}_{22}$	Coefficientes inerciais de Biot

$\rho_a$	$\rho_a = \phi \rho_0 (\alpha_\infty - 1)$
$\rho_m$	Densidade do material poroso ou densidade aparente [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tilde{\rho}_{ef}$	Densidade efetiva do fluido equivalente [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tilde{\rho}_{eq}$	Densidade equivalente do fluido equivalente [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tilde{\rho}_{flex}$	Densidade flexível [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tilde{\rho}_s$	Densidade efetiva da fase sólida do material poroso [kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Resistividade ao fluxo [Nm <sup>-4</sup> s]
$\sigma_{ij}^f$	Componente de tensão na fase fluida do material poroso [Pa]
$\sigma_{ij}^s$	Componente de tensão na fase sólida do material poroso [Pa]
$\sigma^s$	Tensor tensão de um material sólido elástico [Pa]
$\sigma_{mat}$	Tensão [Pa]
$\tau$	Coefficiente de transmissão
$\phi$	Porosidade
$\varphi^f$	Potencial de velocidade na fase fluida do material poroso
$\varphi^s$	Potencial de velocidade na fase sólida do material poroso
$\omega$	Frequência angular [rad/s]





## SUMÁRIO

<b>1. INTRODUÇÃO .....</b>	<b>35</b>
<b>1.1. Objetivos.....</b>	<b>35</b>
1.1.1. Objetivo geral.....	35
1.1.2. Objetivos específicos .....	36
<b>1.2. Estrutura do trabalho .....</b>	<b>36</b>
<b>2. PROPAGAÇÃO ACÚSTICA EM MEIOS POROSOS.....</b>	<b>37</b>
<b>2.1. Parâmetros acústicos.....</b>	<b>37</b>
2.1.1. Impedância de superfície .....	37
2.1.2. Teorema da translação da impedância de superfície .....	38
2.1.3. Coeficiente de absorção .....	39
<b>2.2. Materiais porosos .....</b>	<b>40</b>
<b>2.3. Modelos analíticos .....</b>	<b>42</b>
2.3.1. Parâmetros caracterizadores de materiais porosos .....	46
2.3.2. Modelo de estrutura rígida (JCA-rígido) .....	50
2.3.3. Modelo de estrutura flexível (JCA-flexível).....	52
2.3.4. Modelo de estrutura poroelástica (Biot) .....	53
<b>2.4. Comparação entre os modelos analíticos .....</b>	<b>57</b>
<b>3. CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POROSOS.....</b>	<b>73</b>
<b>3.1. Introdução .....</b>	<b>73</b>
<b>3.2. Procedimento experimental para obtenção da impedância de superfície .....</b>	<b>74</b>
<b>3.3. Caracterização inversa.....</b>	<b>77</b>
3.3.1. Restrições dos parâmetros de busca.....	80
3.3.1. Avaliação da Função Objetivo.....	81
3.3.2. Algoritmo de otimização.....	86
<b>3.4. Resultados .....</b>	<b>88</b>

<b>4. PERDA DE TRANSMISSÃO POR INCIDÊNCIA NORMAL (MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA) .....</b>	<b>103</b>
4.1. <b>Introdução .....</b>	<b>103</b>
4.2. <b>Matriz de transferência - TMM.....</b>	<b>108</b>
4.2.1. Fluido .....	109
4.2.2. Sólido .....	109
4.2.3. Poroelástico.....	112
4.2.4. Matrizes de acoplamento .....	114
4.2.5. Montagem da matriz de transferência global e indicadores acústicos.....	118
4.3. <b>Exemplos de TL por incidência normal.....</b>	<b>120</b>
4.4. <b>Procedimento experimental para obtenção da perda de transmissão por incidência normal .....</b>	<b>126</b>
4.5. <b>Validação experimental .....</b>	<b>130</b>
4.6. <b>Maximização da perda de transmissão de materiais porosos em camadas .....</b>	<b>136</b>
<b>5. PERDA DE TRANSMISSÃO POR INCIDÊNCIA DE CAMPO DIFUSO .....</b>	<b>145</b>
5.1. <b>Modelagem numérica – SEA.....</b>	<b>145</b>
5.2. <b>Procedimento experimental para obtenção da perda de transmissão em campo difuso .....</b>	<b>150</b>
5.3. <b>Resultados preliminares .....</b>	<b>155</b>
5.4. <b>Validação experimental .....</b>	<b>162</b>
<b>6. CONCLUSÕES.....</b>	<b>171</b>
6.1. <b>Sugestões para trabalhos futuros .....</b>	<b>172</b>
<b>7. REFERÊNCIAS.....</b>	<b>175</b>
<b>APÊNDICE A .....</b>	<b>185</b>

**APÊNDICE B..... 189**

**APÊNDICE C ..... 193**



## 1. INTRODUÇÃO

O isolamento acústico é um problema de engenharia com alta solicitação do mercado, principalmente das indústrias aeronáutica e automotiva. Essa demanda é impulsionada pela competitividade desses setores que estimula a busca pela melhoria contínua de seus produtos.

Painéis são amplamente utilizados nos setores citados e o estudo vibroacústico desses é fundamental para o aprimoramento das características dos mesmos. Em painéis duplos, a inserção de materiais porosos de alta absorção é uma prática comumente utilizada. Dessa forma, o desempenho desses painéis é dependente de uma série de fatores como: massa, rigidez e amortecimento das placas, parâmetros que caracterizam os materiais porosos e as condições de contorno destes, além da excitação e tipo de fonte (DOUTRES; ATALLA, 2010; CAMPOLINA, 2012).

Os primeiros trabalhos realizados na área datam de programas de desenvolvimento tecnológico estimulados pela Segunda Guerra Mundial (BERANEK; WORK, 1949; LONDON, 1949). Atualmente, há uma variedade de modelos disponíveis na literatura. Embora tais modelos tenham atingido alto grau de maturidade, ainda permanecem obscuras quais propriedades os materiais porosos devem ter para se maximizar a perda de transmissão de painéis duplos (DOUTRES; ATALLA, 2010). Dentre os diferentes estudos realizados com o objetivo de maximizar o isolamento proporcionado pelos painéis, têm-se os trabalhos que buscam otimizar configurações em meios estratificados (TANNEAU; CASIMIR; LAMARY, 2006; LEE *et al.*, 2007).

Os aspectos supracitados fundamentam este trabalho que surge com o propósito de auxiliar o entendimento referente à contribuição dos materiais porosos em painéis duplos e auxiliar no desenvolvimento de painéis mais eficientes no âmbito acústico.

### 1.1. Objetivos

#### 1.1.1. Objetivo geral

O foco principal deste trabalho é a análise da inclusão de materiais porosos em painéis duplos com intuito de aumentar a perda de transmissão sonora.

### 1.1.2. Objetivos específicos

- Avaliar os principais modelos analíticos de materiais porosos disponíveis na literatura e aplicação de um método de caracterização inversa de materiais porosos.
- Investigação quanto à função dos materiais porosos na perda de transmissão de painéis duplos, análise da sensibilidade dos parâmetros macroscópicos e das condições de contorno.
- Propor uma metodologia sistematizada para obtenção de uma configuração estratificada otimizada.
- Aplicação de modelo numérico para avaliação da perda de transmissão por incidência de campo difuso seguido de validação experimental.

## 1.2. Estrutura do trabalho

No Capítulo 2, apresentam-se três modelos de propagação acústica em meios porosos. Sendo dois modelos de fluido equivalente (onde somente uma onda de propagação é considerada) e o modelo poroelástico (no qual a propagação pela fase sólida do material poroso também é contabilizada). A avaliação de cada modelo é feita através de exemplos considerando materiais disponíveis na literatura. No capítulo seguinte, a metodologia de caracterização inversa de materiais porosos para obtenção dos parâmetros macroscópicos é apresentada.

Em seguida, no Capítulo 4, a perda de transmissão de painéis duplos é avaliada através de modelos analíticos. A importância dos materiais porosos nesse tipo de aplicação é verificada, juntamente com análise da influência das diferentes condições de contorno. Na sequência, é realizada uma validação experimental dos parâmetros obtidos pelo método inverso, do modelo analítico de propagação acústica em meios porosos e do modelo de matriz de transferência. Por fim, é elaborada uma proposta sistematizada de se obter uma configuração otimizada a partir de materiais diferentes dispostos em camadas.

O Capítulo 0 é voltado ao desenvolvimento de um modelo SEA para predição da perda de transmissão de painéis preenchidos com materiais porosos. O mesmo é confrontado com resultados experimentais.

A partir dos resultados apresentados ao longo do trabalho, são sintetizadas as discussões pertinentes e as conclusões relatadas no Capítulo 6. Por último, são apontadas sugestões para trabalhos futuros.

## 2. PROPAGAÇÃO ACÚSTICA EM MEIOS POROSOS

Este capítulo é direcionado a uma revisão bibliográfica referente à definição de parâmetros acústicos (impedância de superfície e coeficiente de absorção), parâmetros caracterizadores dos materiais porosos (resistividade ao fluxo, porosidade, tortuosidade, comprimentos característicos viscoso e térmico, módulo de elasticidade, fator de perda, coeficiente de *Poisson* e densidade), tipos de materiais porosos, mecanismos de dissipação de energia acústica e modelagem analítica da propagação acústica em meios porosos.

### 2.1. Parâmetros acústicos

Materiais porosos são amplamente utilizados no controle de ruído em diversas áreas, como: arquitetura, estúdios, indústria automobilística, aeronáutica entre outras. Essa extensa gama de aplicações se deve à capacidade desses de absorverem energia acústica em amplas faixas de frequência. Em geral, pode-se dizer que a instalação dos materiais porosos é simples e também, em muitos casos, esses apresentam baixo peso. Dada essa versatilidade dos materiais porosos, diversos trabalhos têm sido realizados internamente no Laboratório de Vibrações e Acústica da UFSC (Universidade Federal de Santa Catarina), avaliando os modelos analíticos de materiais porosos (HONORATO, 2013), modelos de perda de transmissão de painéis (CALÇADA, 2006), silenciadores acústicos (LOPES, 2006; CAVALHEIRO, 2015), atenuadores aplicados a compressores (MAREZE, 2013), entre outros.

Em diversas aplicações de engenharia acústica, tem-se como objetivo controlar o ruído. Para isso, são necessárias as definições de parâmetros acústicos, como impedância de superfície e coeficiente de absorção. Através destes, o desempenho acústico dos materiais pode ser avaliado.

#### 2.1.1. Impedância de superfície

Considerando a equação da onda linear em um meio fluido sem dissipações, o número de onda  $k$  e a impedância característica  $Z_c$  são dados por (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$k = \omega(\rho/K)^{1/2}, \quad (2.1)$$

$$Z_c = (\rho K)^{1/2}, \quad (2.2)$$

sendo  $\omega = 2\pi f$  a frequência angular, na qual  $f$  é a frequência em Hz,  $\rho$  é a densidade do fluido e  $K$  é o módulo de compressibilidade. A representação da propagação acústica em meios onde há dissipação acústica, por exemplo, um material poroso de estrutura rígida, pode ser realizada através de um modelo de fluido equivalente, no qual o número de onda e a impedância característica se tornam valores complexos,  $\tilde{k}$  e  $\tilde{Z}_c$ , respectivamente. (ALLARD; ATALLA, 2009).

Seja agora uma onda plana propagando-se em um determinado fluido 2, conforme Figura 1, essa onda sofre uma mudança de meio para um fluido 1 à frente de uma terminação rígida. Na condição descrita, tem-se que a impedância de superfície do fluido 1, onde há a mudança de um meio para o outro, no caso de uma incidência normal, é dada por:

$$\tilde{Z}_s = -jZ_c \cotg(kL), \quad (2.3)$$

na qual  $j$  representa  $\sqrt{-1}$ ,  $Z_c$  é a impedância característica,  $k$  é o número de onda referentes ao fluido 1, e,  $L$  é a distância entre a superfície do fluido 1 e a parede rígida.

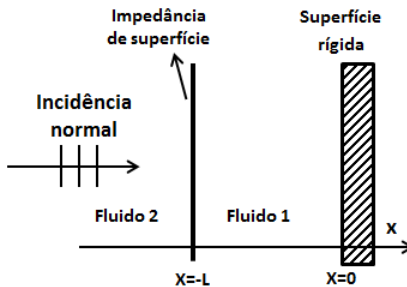


Figura 1: Impedância de superfície de um fluido com terminação rígida.

### 2.1.2. Teorema da translação da impedância de superfície

No caso de uma variação sucessiva de impedâncias, conforme Figura 2, pode-se utilizar o teorema da translação de impedância para se obter as diversas impedâncias de superfície (DUNN; DAVERN, 1986).



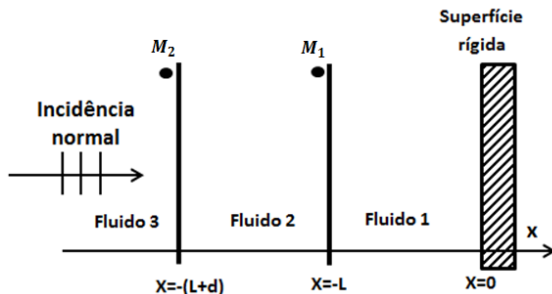


Figura 2: Impedância de superfície de várias camadas.

No caso da Figura 2, a impedância de superfície  $Z_s^{M_1}$ , no ponto  $M_1$ , é dada pela Equação 2.3. A impedância de superfície  $Z_s^{M_2}$ , no ponto  $M_2$ , é dada por:

$$\tilde{Z}_s^{M_2} = Z_{c_2} \frac{-jZ_s^{M_1} \cotg k_2 d + Z_{c_2}}{Z_s^{M_1} - jZ_{c_2} \cotg k_2 d}, \quad (2.4)$$

onde  $d$  é a espessura do fluido 2,  $Z_{c_2}$  e  $k_2$  são a impedância característica e o número de onda, respectivamente, referentes ao fluido 2. Mudanças de impedâncias de superfície sucessivas, por exemplo, um material poroso separado da superfície rígida por um espaçamento de ar, ou ainda, materiais porosos dispostos em série, podem ser obtidas pela expressão acima.

### 2.1.3. Coeficiente de absorção

Considerando novamente o caso da Figura 1, porém admitindo agora o fluido 1 como um meio poroso, sendo este representado por uma impedância característica complexa  $\tilde{Z}_c$  e um número de onda complexo  $\tilde{k}$ , a definição da impedância de superfície é a mesma dada pela Equação 2.3. Admitindo o fluido 2 como sendo o ar, a sua impedância característica é dada por  $Z_0 = \rho_0 c_0$ , na qual  $\rho_0$  é densidade do ar e  $c_0$  é a velocidade do som no ar (em condições normais de pressão e temperatura de 20 °C, tem-se  $\rho_0 = 1,213 \text{ kg/m}^3$  e  $c_0 = 343 \text{ m/s}$ ), o coeficiente de absorção  $\alpha$ , considerando uma incidência normal de onda plana, dado pelo material poroso de espessura  $L$ , é definido como (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\alpha = 1 - \left| \frac{\tilde{Z}_s - Z_0}{\tilde{Z}_s + Z_0} \right|^2. \quad (2.5)$$

sendo  $r = (\tilde{Z}_s - Z_0)/(\tilde{Z}_s + Z_0)$  o coeficiente de reflexão. Observa-se, portanto, que a absorção é dependente da impedância característica do meio em que a onda se propaga e da impedância de superfície do material poroso.

## 2.2. Materiais porosos

Os materiais porosos utilizados no controle acústico são basicamente compostos de uma estrutura sólida e os poros preenchidos com fluido (neste trabalho o próprio ar).

Quanto à classificação dos materiais porosos, segundo suas estruturas, estes podem ser divididos em fibrosos, celulares e granulares. Neste trabalho, o foco será principalmente nos dois primeiros tipos. Dentre os materiais fibrosos, tem-se, como exemplos, a lã de rocha e a fibra de vidro. Já as espumas são normalmente classificadas como materiais celulares. E dentre os materiais granulares, tem-se como exemplo a areia e os diversos tipos de sedimentos encontrados no fundo do mar (MAREZE, 2013).

O interesse em se estudar os tipos de estrutura de materiais porosos se dá pelo fato de que a interação entre a estrutura sólida do material com o fluido que o preenche é o que permite a esse tipo de material dissipar energia acústica. Em outras palavras, dada uma onda incidente em um material poroso, essa imprime um movimento oscilatório das partículas de ar no interior do material, onde as interações com a estrutura do material geram as camadas limites viscosa e térmica, responsáveis por potencializar os efeitos dissipativos (FAHY, 2000).

Uma forma simplificada utilizada na representação de um material poroso para uma análise da dissipação acústica por efeitos viscosos (formação da camada limite viscosa) é a idealização de um poro cilíndrico, de seção transversal constante, e superfície rígida (ZWIKKER; KOSTEN, 1949). Obviamente, essa é uma representação puramente teórica, pois a complexidade dos poros é extremamente alta. A estrutura sólida do material é dita rígida (ou imóvel) quando a densidade do material é muito maior que a densidade do ar (ou do fluido que preenche os poros). Logo, quando uma onda acústica força o fluido a oscilar no interior do poro, tem-se que nas paredes do cilindro a velocidade de partícula em que o fluido se movimenta é mínima. Porém, à medida que o flui-

do se afasta da parede sólida, tem-se um aumento da velocidade. O aumento da velocidade com o distanciamento da parede sólida forma um perfil de velocidade, sendo esse dependente da dimensão do poro, dimensão da camada limite viscosa e da frequência. Em geral, nas baixas frequências a camada limite viscosa apresenta dimensões da mesma ordem de grandeza das dimensões do poro e o perfil de velocidade apresenta a forma de uma parábola, no qual a velocidade é máxima no centro do poro cilíndrico e mínima próximo às paredes. Este perfil de velocidade é conhecido como perfil de Poiseuille, conforme Figura 3-a. Em contrapartida, com o incremento da frequência, a espessura da camada limite viscosa tende a se tornar muito pequena em relação à dimensão do poro e o perfil de velocidade passa a ser praticamente todo uniforme ao longo da seção transversal do poro. Esse é denominado perfil de Helmholtz (FAHY, 2000). Assim, o movimento do fluido é controlado predominantemente pela viscosidade nas baixas frequências e com o aumento da frequência, a camada limite viscosa diminui e os efeitos inerciais passam a prevalecer. O efeito visco-inercial é expresso na densidade efetiva  $\tilde{\rho}_{ef}$ .

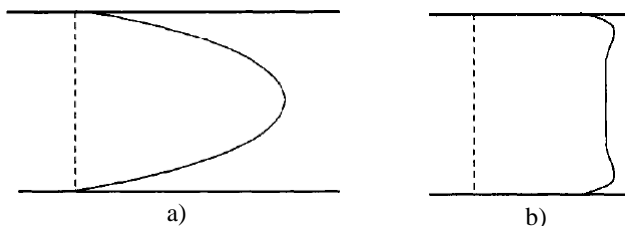


Figura 3: Perfil de velocidade de partícula: a) Poiseuille e b) Helmholtz (FAHY, 2000).

O segundo mecanismo de dissipação acústica no interior dos materiais porosos ocorre devido à compressibilidade do fluido (formação da camada limite térmica). A compressibilidade é tratada como sendo adiabática nas altas frequências, pois, ao incidir sobre o material poroso, o campo acústico irá comprimir o fluido dentro dos poros, causando um aumento de temperatura e pressão. Porém, como o período de oscilação é pequeno, o material é rapidamente expandido e não há tempo suficiente para que haja fluxo de calor entre as moléculas de ar e a estrutura sólida. Por outro lado, nas baixas frequências, o processo de compressão e expansão do fluido ocorre lentamente, devido ao grande período de oscilação, havendo fluxo de calor entre as moléculas de ar e a estrutura sólida, proporcionando um equilíbrio termodinâmico. O processo de

compressão e expansão do fluido no interior dos poros é dito como isotérmico nas baixas frequências. Nas regiões de frequências entre o limite isotérmico e adiabático, existe uma troca de calor irreversível entre a fase fluida e sólida que caracteriza a dissipação térmica nos materiais porosos (FAHY, 2000). Analiticamente, essa dissipação é representada pelo módulo de compressibilidade efetivo  $\tilde{K}_{ef}$ .

Os mecanismos de dissipação apresentados acima serão abordados nos modelos a seguir. Além destes mecanismos, é importante levar em consideração os efeitos causados pela interação entre a fase fluida e sólida do material quando esta última é dita como elástica. Os fenômenos apresentados serão explorados nos modelos analíticos a seguir.

### 2.3. Modelos analíticos

Segundo a teoria de Biot (BIOT, 1956; ALLARD; ATALLA, 2009), três ondas se propagam no interior de um material poroso. Sendo duas ondas de compressão, onde é possível distinguir uma onda que se propaga preferencialmente pela fase fluida e a outra que se propaga principalmente pela fase sólida, e ainda uma terceira onda cisalhante que se propaga simultaneamente nas duas fases. Biot desenvolveu um modelo matemático baseado em duas equações acopladas em função dos vetores de deslocamentos macroscópicos nas fases sólida e fluida,  $u^s$  e  $u^f$ , respectivamente. Essas equações foram reformuladas por Atalla *et al.* (1998), sendo novamente escritas duas equações acopladas, porém, neste caso, em função do deslocamento  $u^s$  e da pressão  $p$ . As equações são dadas por (ATALLA; PANNETON; DEBERGUE, 1998; PANNETON, 2007):

$$\operatorname{div} \sigma^s + \tilde{\rho}_s \omega^2 u^s + \tilde{\gamma} \operatorname{grad} p = 0, \quad (2.6)$$

$$\frac{\phi}{\omega^2 \tilde{\rho}_{ef}} \nabla^2 p + \frac{\phi}{\tilde{K}_{ef}} p + \tilde{\gamma} \operatorname{div} u^s = 0, \quad (2.7)$$

sendo que  $\operatorname{div}$  refere-se ao operador divergente e  $\operatorname{grad}$  ao operador gradiente,  $\nabla^2$  é o operador de Laplace ( $\nabla^2 = \operatorname{div} \operatorname{grad}$ ),  $\sigma^s$  é o tensor de tensões no vácuo,  $\phi$  é a porosidade do material,  $\tilde{\rho}_{ef}$  é a densidade efetiva e  $\tilde{K}_{ef}$  é o módulo de compressibilidade efetivo. Estes dois últimos são responsáveis por contabilizar os efeitos dissipativos na fase fluida levando em consideração efeitos visco-inerciais e térmicos, respectiva-

mente. Ainda referente à Equação 2.6,  $\tilde{\rho}_s$  é dita como a densidade efetiva da fase sólida:

$$\tilde{\rho}_s = \rho_1 + \phi \rho_0 \left( 1 - \frac{\rho_0}{\tilde{\rho}_{ef}} \right), \quad (2.8)$$

na qual  $\rho_1$  é a densidade do material poroso no vácuo. O parâmetro  $\tilde{\gamma}$ , presente no último termo de ambas as Equações 2.6 e 2.7, é definido como coeficiente de acoplamento volumétrico:

$$\tilde{\gamma} = \frac{\phi \rho_0}{\tilde{\rho}_{ef}} + \frac{K_b}{K_s} - 1, \quad (2.9)$$

onde  $K_s$  é o módulo de compressibilidade do material que constitui a fase sólida do material poroso e  $K_b$  é o módulo de compressibilidade do material poroso no vácuo. Em relação à Equação 2.6, os dois primeiros termos representam o comportamento dinâmico do material no vácuo, ao passo que, os dois primeiros termos da Equação 2.7 representam o comportamento dinâmico do material quando a fase sólida é considerada imóvel (rígida). O terceiro termo das duas equações em referência é responsável por acoplar os efeitos de ambas as fases. Neste trabalho, os materiais porosos que apresentam um forte acoplamento entre as duas fases, sólida e fluida, serão tratados como materiais de estrutura elástica, ou materiais poroelásticos.

As equações anteriores levam em consideração um acoplamento entre as duas fases. Porém, esse acoplamento é dependente da frequência e das propriedades dos materiais. No caso de materiais em que o módulo de compressibilidade da fase sólida é muito maior do que o módulo de compressibilidade da fase fluida, ou ainda, quando a densidade do material é muito maior do que a densidade do ar, pode-se considerar a estrutura sólida do material como rígida em amplas faixas de frequências. Ou ainda, tem-se um acoplamento fraco entre ambas as fases que constituem o material. Porém, o acoplamento existente entre ambas as fases não pode ser desprezado nas baixas frequências até a frequência apresentada por Zwikker e Kosten (1949):

$$f_d = \frac{1}{2\pi} \frac{\phi^2 \sigma}{\rho_m}, \quad (2.10)$$

onde  $\sigma$  é resistividade ao fluxo e  $\rho_m = \rho_1 + \phi \rho_0$  é a densidade aparente do material poroso (na sequência do texto  $\rho_m$  será referenciado sim-

plesmente como densidade do material). A resistividade ao fluxo e a porosidade estão definidas a seguir, no Item 2.3.1. A hipótese de materiais rígidos só deve ser utilizada quando  $f \gg f_d$  (INGARD, 1994). Quando o material é considerado rígido, o acoplamento visco-inercial entre as duas fases é fraco o suficiente para que a onda que se propaga na fase fluida não exerça vibrações sobre a fase sólida do material (ALLARD; ATALLA, 2009). Para tornar mais simples o entendimento da Equação 2.10, pode-se utilizar somente a razão  $\sigma/\rho_m$ , visto que a porosidade dos materiais de alta absorção encontra-se, normalmente, próxima do valor unitário. Sendo assim, quando a razão diminui (com a redução da resistividade ao fluxo e/ou com o aumento da densidade do material) há a redução da frequência  $f_d$ , ou seja, o material pode ser considerado rígido a partir de frequências mais baixas. Por outro lado, quando a razão aumenta (com incremento de resistividade ao fluxo e queda da densidade) tem-se que o acoplamento entre ambas as fases se mantém importante até uma frequência mais elevada. Quando a estrutura do material poroso é dita rígida, admite-se que essa permanece imóvel ( $u^s = 0$ ) e não se deforma ( $\sigma^s = 0$ ), podendo ser desprezada a Equação 2.6. Assim, somente uma onda de compressão se propaga pela fase fluida do material, restando somente os dois primeiros termos da Equação 2.7, sendo esta simplificada a Equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 p + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{eq}}{\tilde{K}_{eq}} p = 0, \quad (2.11)$$

na qual  $\tilde{\rho}_{eq}$  e  $\tilde{K}_{eq}$  são a densidade equivalente e o módulo de compressibilidade equivalente, respectivamente, relacionados aos parâmetros efetivos pela porosidade (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\tilde{\rho}_{eq} = \frac{\tilde{\rho}_{ef}}{\phi}, \quad (2.12)$$

$$\tilde{K}_{eq} = \frac{\tilde{K}_{ef}}{\phi}. \quad (2.13)$$

Alguns modelos diferentes podem ser utilizados para a determinação da densidade efetiva e do módulo de compressibilidade efetivo. Dentre eles destacam-se os modelos empíricos, com maior ênfase para o de Delany e Bazley (1970). Além desses, outros modelos, ditos como semi-fenomenológicos, permitem o cálculo analítico da densidade efeti-

va e do módulo de compressibilidade efetivo a partir de parâmetros que representam a microgeometria do material em escala macroscópica. Esses modelos são capazes de representar com satisfatória precisão diversos tipos de materiais de estrutura rígida.

A hipótese de material com estrutura rígida é bastante conveniente por simplificar o problema. De fato, dependendo da aplicação, o acoplamento entre as fases apresenta forte influência somente em uma região de frequências abaixo do intervalo de interesse. Porém, em casos onde um material é posto sobre uma superfície vibrante, esta irá imprimir um deslocamento diretamente na fase sólida do material. Logo, nessa aplicação, o uso da hipótese de que a fase estrutural permanece imóvel pode conduzir a erros significativos (LAI *et al.*, 1997). A mesma ressalva é direcionada ao problema de perda de transmissão de painéis preenchidos com materiais porosos.

Uma terceira classe de materiais é definida como flexível. Tal conceito é aplicado aos materiais que possuem um baixo módulo de cisalhamento. Neste caso, utilizando a hipótese de que o módulo de cisalhamento é zero, a estrutura sólida do material não resiste à excitação acústica ( $K_b/K_s \cong 0$ ) e o campo de deformação desaparece ( $\sigma^s = 0$ ). Porém, o campo de velocidade não se anula. Novamente, somente uma onda de propagação é levada em consideração (PANNETON, 2007):

$$\nabla^2 p + \omega^2 \frac{\tilde{\rho}_{\text{flex}}}{\tilde{K}_{\text{eq}}} p = 0, \quad (2.14)$$

sendo  $\tilde{\rho}_{\text{flex}}$  relacionado com  $\tilde{\rho}_{\text{eq}}$ ,  $\tilde{\rho}_s$  e  $\tilde{\gamma}$ :

$$\frac{1}{\tilde{\rho}_{\text{flex}}} = \frac{1}{\tilde{\rho}_{\text{eq}}} + \frac{\tilde{\gamma}^2}{\tilde{\rho}_s}. \quad (2.15)$$

Para esses materiais, a fase sólida do material não consegue resistir à onda incidente e se move junto com esta, causando assim um aumento inercial nas baixas frequências. Esse aumento inercial é representado na densidade equivalente flexível  $\tilde{\rho}_{\text{flex}}$ . Observa-se, na Equação 2.14, que o módulo de compressibilidade equivalente é o mesmo que o utilizado no modelo rígido. A hipótese de materiais flexíveis é aplicada a materiais como fibras de vidro, por exemplo, que possuem baixa densidade e um baixo módulo de elasticidade da fase sólida. Novamente, a

relação  $\sigma/\rho_m$ , apresentada na Equação 2.10, pode ser utilizada no entendimento do modelo. Como dito anteriormente, com o aumento da relação tem-se um aumento da faixa de frequência em que a interação entre a fase fluida e sólida não pode ser desprezada. Há disponíveis na literatura alguns critérios diferentes para se classificar um material como flexível<sup>1</sup> (BERANEK, 1947; PANNETON, 2007; DOUTRES *et al.*, 2007; INGARD, 2010; INGARD, 1994).

Os modelos utilizados neste trabalho, dentro de cada uma das hipóteses apresentadas, serão discutidos nos itens 2.3.2 a 2.3.4.

### 2.3.1. Parâmetros caracterizadores de materiais porosos

Antes de serem apresentados os modelos analíticos é conveniente apresentar as definições dos parâmetros caracterizadores dos materiais porosos. Estes parâmetros serão utilizados como dados de entrada nos modelos.

#### 2.3.1.1. Resistividade ao fluxo ( $\sigma$ )

A resistividade ao fluxo é definida como a razão entre o diferencial de pressão, através de uma amostra de material, pela velocidade média de escoamento que atravessa o material por unidade de comprimento (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\sigma = \frac{(p_2 - p_1) S}{V_v h}, \quad (2.16)$$

na qual  $(p_2 - p_1)$  [Pa] é a diferença de pressão entre as faces do material,  $S$  [m<sup>2</sup>] é a área da superfície da amostra,  $V_v$  [m<sup>3</sup>/s] é a vazão volumétrica do fluido e  $h$  [m] é a espessura da amostra. Obtém-se, assim, a resistividade ao fluxo dada em Nm<sup>-4</sup> s. A resistividade ao fluxo  $\sigma$  é derivada da resistência ao fluxo  $r_f$ , sendo relacionadas por  $\sigma = r_f/h$ .

A resistividade ao fluxo é o principal parâmetro que representa a dissipação viscosa nos materiais porosos. Sua importância foi ressaltada nos trabalhos de Delany e Bazley (DELANY; BAZLEY, 1970).

---

<sup>1</sup> Neste Trabalho, o material poroso denominado “flexível” (em tradução livre) refere-se aos materiais intitulados como “*limp*” na literatura. Ingard utiliza em seus trabalhos o termo “*flexible*” para denominar os materiais porosos aqui classificados como “poroelásticos”.



A resistividade ao fluxo é dependente da porosidade e da tortuosidade, porém, para materiais fibrosos, estes dois últimos parâmetros possuem valores muito próximos de 1. Nestes casos, a resistividade é inversamente proporcional ao quadrado do diâmetro das fibras para uma dada densidade. Assim, a resistividade ao fluxo tem um grande aumento quando os diâmetros das fibras diminuem (FAHY, 2000). A maioria dos materiais fibrosos tem características anisotrópicas, sendo a resistividade ao fluxo desses materiais dependente da direção do fluxo no interior dos materiais (INGARD, 2010). Entretanto, neste trabalho, os materiais são considerados isotrópicos.

### 2.3.1.2. Porosidade ( $\phi$ )

A porosidade é um parâmetro que relaciona o volume de poros abertos preenchidos com ar (fluido) e o volume total de uma dada amostra:

$$\phi = \frac{V_a}{V_T}, \quad (2.17)$$

sendo  $V_a$  o volume de poros abertos preenchidos com ar e  $V_T$  o volume total da amostra. Caso houver bolhas de ar dentro da estrutura sólida, poros fechados, essa massa de ar será considerada na massa da própria estrutura sólida. Somente os poros abertos devem ser contabilizados na porosidade (ALLARD; ATALLA, 2009).

### 2.3.1.3. Tortuosidade ( $\alpha_\infty$ )

Ao incidir sobre um material, uma onda acústica movimenta o fluido no interior do material por caminhos sinuosos, sendo o nível de sinuosidade depende da complexidade da estrutura. O parâmetro utilizado para representar essa sinuosidade é a tortuosidade  $\alpha_\infty$ . À medida que a complexidade dos poros aumenta, há também um acréscimo no valor da tortuosidade. A tortuosidade pode ser vista, também, como um fator que expressa o aumento aparente da densidade do fluido quando este percorre um caminho tortuoso.

Johnson *et al.* (1987) definem a tortuosidade como a razão entre a velocidade microscópica de propagação  $v_m(M)$  (média quadrática espacial), em um dado ponto  $M$ , e a velocidade macroscópica  $v(M_0)$  (ao quadrado):

$$\alpha_{\infty} = \frac{\langle v_m^2(M) \rangle_V}{v^2(M_0)}, \quad (2.18)$$

na qual  $v(M_0)$  é a velocidade macroscópica obtida pela média das velocidades  $v(M)$  em um elemento representativo de volume  $V$  em  $M_0$ . Alguns trabalhos definem a tortuosidade como fator estrutural.

#### 2.3.1.4. Comprimentos característicos viscoso $\Lambda$ e térmico $\Lambda'$

O comprimento característico viscoso  $\Lambda$  foi definido por Johnson *et al.* (1986) como um ajuste dos efeitos viscoso-térmicos nas altas frequências. O comprimento característico viscoso  $\Lambda$  representa o raio hidráulico médio dos poros menores. Estes poros podem ser interpretados como as interseções que unem os poros grandes, onde as dissipações viscosas são predominantes (MAREZE, 2013). A definição do comprimento característico viscoso  $\Lambda$  é dada por (JOHNSON; KOPLIK; SCHWARTZ, 1986):

$$\frac{2}{\Lambda} = \frac{\int_A v_i^2(\mathbf{r}_w) dA}{\int_{V_p} v_i^2(\mathbf{r}) dV_p}. \quad (2.19)$$

Para um fluxo constante de fluido sem viscosidade em uma estrutura porosa,  $v_i(\mathbf{r}_w)$  é a velocidade do fluido na superfície dos poros, essa é integrada no numerador ao longo da área da superfície  $A$  em um volume elementar representativo. A velocidade  $v_i(\mathbf{r})$  é a velocidade no interior dos poros, sendo integrada no denominador, considerando todo o volume  $V_p$  do poro (ALLARD; ATALLA, 2009).

Na sequência, o comprimento característico térmico  $\Lambda'$  foi introduzido por Champoux *et al.* (1991) de forma análoga ao comprimento característico viscoso, porém, este segundo parâmetro ( $\Lambda'$ ) representa o raio hidráulico médio dos poros maiores, onde a área maior favorece o fluxo de calor entre o fluido e a estrutura sólida do material. O comprimento característico térmico caracteriza o comportamento em altas frequência do módulo de compressibilidade efetivo. A definição de  $\Lambda'$  é dada por (CHAMPOUX; ALLARD, 1991):

$$\frac{2}{\Lambda'} = \frac{\int_{S_p} dS_p}{\int_{V_p} dV_p}. \quad (2.20)$$

A integral no numerador é realizada ao longo de toda a área da superfície do poro  $S_p$ , em um volume elementar representativo. A integral do denominador é realizada sobre o volume  $V_p$  do poro (ALLARD; ATALLA, 2009).

### 2.3.1.5. Módulo de elasticidade $E$ e fator de perda $\eta_{\text{mat}}$

O módulo de elasticidade  $E$ , levando em consideração a hipótese de pequenas deformações, é definido como a razão entre tensão  $\sigma_{\text{mat}}$  e a deformação  $\varepsilon$ :

$$E = \frac{\sigma_{\text{mat}}}{\varepsilon}. \quad (2.21)$$

No caso de esforços dinâmicos, existe uma dissipação interna na fase sólida do material. Essa dissipação, quando dita viscosa, é proporcional à velocidade. Logo, para representar uma diferença de fase entre a tensão e a deformação utiliza-se o módulo de elasticidade complexo (JAUEN; RENAULT; DEVERGE, 2008):

$$\tilde{E} = E' + jE'' = E(1 + j\eta_{\text{mat}}), \quad (2.22)$$

sendo  $\eta_{\text{mat}} = E''/E'$  o fator de perda do material poroso, no qual  $E'$  é o módulo elástico e  $E''$  é o módulo de amortecimento. O fator de perda pode ser determinado, por exemplo, a partir do método da banda de meia potência (CALÇADA, 2006):

$$\eta_{\text{mat}} = \frac{\Delta f_n}{f_n}, \quad (2.23)$$

em que  $\Delta f_n$  é dado pelo intervalo de frequências para uma queda de 3 dB da frequência central do pico de ressonância dada por  $f_n$ .

### 2.3.1.6. Coeficiente de Poisson $\nu$

Coeficiente de Poisson  $\nu$  é definido como a razão entre a deformação transversal pela deformação axial, quando um determinado corpo

é submetido a uma tensão uni-axial. É uma grandeza adimensional dada por:

$$\nu = -\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_y} = -\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_z}, \quad (2.24)$$

na qual  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$  e  $\varepsilon_z$  são as deformações nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente. Em geral, por simplicidade, o coeficiente de Poisson é dito constante e real (JAOUEN; RENAULT; DEVERGE, 2008). Devido à dificuldade de se obter  $\nu$  através de medições diretas, este normalmente é obtido a partir da relação entre os módulos de elasticidade e cisalhamento.

### 2.3.2. Modelo de estrutura rígida (JCA-rígido)

Como dito anteriormente, os materiais porosos são constituídos de uma fase sólida e uma fase fluida. Em alguns casos, a estrutura do material pode ser dita como rígida e somente uma onda de compressão se propaga no interior do material. No caso dos modelos de fluido equivalente, o material poroso passa a ser representado por uma densidade efetiva  $\tilde{\rho}_{ef}$  e o módulo de compressibilidade efetivo  $\tilde{K}_{ef}$ .

A densidade equivalente pode ser analisada através da densidade complexa apresentada por Fahy (2000). Considerando a equação da quantidade de movimento linearizada, têm-se:

$$\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.25)$$

sendo  $u$  a velocidade de partícula e  $p$  a pressão. Fahy substitui a densidade do ar,  $\rho_0$ , por uma densidade equivalente, em função de três parâmetros ( $\sigma$ ,  $\phi$  e  $\alpha_\infty$ ), dada por:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\left( \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\phi} - \frac{j\sigma}{\omega} \right) \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (2.26)$$

Observa-se que o termo entre parênteses na equação acima substitui a densidade  $\rho_0$  na equação anterior, sendo este termo definido como uma densidade complexa. Nota-se que tanto a porosidade quanto a tortuosidade causam um aumento relativo na parte real da densidade aparente do fluido equivalente. O fato dessa densidade (ou massa) multiplicar a aceleração,  $\partial u / \partial t$ , pode ser entendido como um efeito de inércia.

Já o segundo termo representa o efeito viscoso representado através da resistividade ao fluxo  $\sigma$ . Nota-se que com o aumento da frequência, este segundo termo, relacionado à viscosidade, perde importância. Assim, em altas frequências o efeito inercial é predominante, conforme mencionado anteriormente.

O modelo de Johnson *et al.* (1986) permite uma estimativa da densidade efetiva  $\tilde{\rho}_{\text{ef}}$  de forma mais precisa. Essa também representa as dissipações no interior do meio poroso devido aos efeitos visco-inerciais, porém com correções nas altas frequências dadas pela introdução do comprimento característico viscoso  $\Lambda$  (JOHNSON; KOPLIK; SCHWARTZ, 1986):

$$\tilde{\rho}_{\text{ef}}(\omega) = \rho_0 \alpha_\infty \left( 1 + \frac{\phi \sigma}{j \omega \rho_0 \alpha_\infty} \left( 1 + j \frac{4 \omega \rho_0 \eta \alpha_\infty^2}{\sigma^2 \phi^2 \Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right), \quad (2.27)$$

onde  $\eta$  é a viscosidade dinâmica do ar. Na expressão acima, a densidade dada por Johnson *et al.* (1986) é dependente de quatro parâmetros macroscópicos ( $\sigma$ ,  $\phi$ ,  $\alpha_\infty$  e  $\Lambda$ ), além das propriedades do ar. Pode-se verificar que a expressão é a mesma definida por Fahy, porém corrigida pelo termo que está dentro da raiz e que é dependente do comprimento característico viscoso.

Para a obtenção do módulo de compressibilidade efetivo, tem-se o modelo de Champoux *et al.* (1991). Este introduziu o conceito de comprimento característico térmico de forma análoga ao comprimento característico viscoso. O módulo de compressibilidade efetivo  $\tilde{K}_{\text{ef}}$  é dado por (CHAMPOUX; ALLARD, 1991):

$$\begin{aligned} & \tilde{K}_{\text{ef}}(\omega) \\ &= \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left( 1 + \frac{8 \eta}{j \omega \text{Pr} \Lambda'^2 \rho_0} \left( 1 + j \frac{\omega \text{Pr} \rho_0 \Lambda'^2}{16 \eta} \right)^{\frac{1}{2}} \right)^{-1}}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

onde  $\gamma$  é a razão de calores específicos ( $\gamma = c_p/c_v$ ),  $c_p$  é o calor específico a pressão constante e  $c_v$  é o calor específico a volume constante, Pr é o número de Prandtl ( $\text{Pr} = \eta c_p/k_f$ ) e  $k_f$  é a condutibilidade térmica do fluido. Nota-se que, excluindo os parâmetros que caracterizam o ar, o

único parâmetro macroscópico, o qual o módulo de compressibilidade efetivo é dependente, é o comprimento característico térmico.

As expressões apresentadas acima para a densidade efetiva e módulo de compressibilidade efetivo definem o modelo de Johnson-Champoux-Allard considerando a estrutura sólida do material como rígida (JCA rígido). Este modelo representa com precisão satisfatória a propagação acústica e seus efeitos dissipativos em diversos tipos de materiais (fibras de vidro, lã de rocha, espumas e etc) comumente utilizados no controle de ruído. Modelos mais precisos foram propostos na literatura (PRIDE; MORGAN; GANGI, 1993; LAFARGE *et al.*, 1997), tanto para a densidade efetiva como para o módulo de compressibilidade efetivo, diminuindo a incerteza desses modelos, principalmente no limite das baixas frequências. Porém, esses modelos são aplicáveis para tipos específicos de materiais e exigem a obtenção de outros parâmetros, por exemplo, a permeabilidade viscosa  $q_0$  e a permeabilidade térmica  $q'_0$ . A determinação destes novos parâmetros, em geral, é complexa e poucos trabalhos estão disponíveis na literatura para se conhecer a ordem de grandeza dos mesmos, dificultando inclusive a aplicação de uma caracterização inversa. Logo, o modelo de fluido equivalente de estrutura rígida utilizado neste trabalho será o JCA-rígido apresentado.

### 2.3.3. Modelo de estrutura flexível (JCA-flexível)

Quando o material poroso possui uma densidade comparável à densidade do ar, ou ainda, nos casos em que o módulo de compressibilidade do material poroso é muito pequeno, como no caso das fibras de vidro utilizadas pela indústria aeronáutica, é importante levar em consideração o efeito inercial causado pela estrutura sólida do material (ALLARD; ATALLA, 2009). Diferentes modelos que tratam a estrutura do material como flexível (*limp*) podem ser encontrados na literatura (BERANEK, 1947; INGARD, 1994; PANNETON, 2007; DOUTRES *et al.*, 2007). Panneton (2007) desenvolveu uma expressão para a densidade equivalente flexível a partir de simplificações das equações acopladas do modelo de Biot. Partindo da hipótese de que  $K_b/K_s \cong 0$ , a densidade  $\tilde{\rho}_{\text{flex}}$  é obtida a partir da Equação 2.15 como:

$$\tilde{\rho}_{\text{flex}} \approx \frac{\tilde{\rho}_{\text{eq}}(\omega)\rho_m - \rho_0^2}{\rho_m + \tilde{\rho}_{\text{eq}}(\omega) - 2\rho_0} . \quad (2.29)$$

Neste trabalho, a densidade flexível acima é obtida em função da densidade equivalente, dada pela Equação 2.12, em função da densidade efetiva definida por Johnson *et al.* (1986), conforme Equação 2.27. O modelo de fluido equivalente em que a estrutura é considerada flexível é denominado JCA-flexível. Vale ressaltar que o modelo de estrutura flexível é implementado a partir de uma alteração na densidade equivalente e nenhuma alteração é realizada no módulo de compressibilidade equivalente. As diferenças e comparações entre os modelos de estrutura rígida (JCA-rígido) e o modelo de estrutura flexível (JCA-flexível) são apresentadas no item 2.4.

### 2.3.4. Modelo de estrutura poroelástica (Biot)

Os modelos apresentados anteriormente são capazes de representar a propagação acústica no interior de um meio poroso, porém considerando este meio como um fluido equivalente, onde não há propagação na fase sólida. Um modelo mais completo é capaz de descrever o movimento da estrutura sólida do material poroso, pois, dependendo do material e da aplicação, a estrutura sólida do material poroso irá apresentar influência significativa tanto na absorção acústica quanto na perda de transmissão devido, por exemplo, às ressonâncias próprias da estrutura sólida do material (ALLARD; ATALLA, 2009).

Será apresentado a seguir o modelo de material poroelástico proposto por Biot (BIOT, 1956). Esse representa a interação da estrutura do material com a fase fluida através das relações entre tensão-deformação derivadas da energia potencial de deformação. A validade das relações tensões e deformações do modelo de Biot são restritas para o caso em que os comprimentos de onda são muito maiores do que as dimensões dos poros. As componentes de tensão da fase sólida  $\sigma_{ij}^s$  e as componentes de tensão da fase fluida  $\sigma_{ij}^f$  são definidas por Biot como:

$$\sigma_{ij}^s = [(P - 2N_p)\theta^s + Q\theta^f]\delta_{ij} + 2N_p e_{ij}^s, \quad (2.30)$$

$$\sigma_{ij}^f = (Q\theta^s + R\theta^f)\delta_{ij}, \quad (2.31)$$

sendo que o índice superior *s* refere-se à fase sólida do material e *f* refere-se ao meio fluido. Os parâmetros  $\theta^s$  e  $\theta^f$  são as dilatações da fase sólida e do fluido, respectivamente.  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker e possui valor unitário quando os índices inferiores *i* e *j* possuem o mesmo valor, do contrário, esse é zero.  $e_{ij}^s$  refere-se as componentes de deformação na

fase s3lida. Os parâmetros  $P$ ,  $Q$  e  $R$  s3o chamados de coeficientes el3sticos, dos quais  $P$  e  $R$ , est3o relacionados às fases s3lida e fluida, respectivamente.  $Q$  representa o acoplamento entre as mudanç3as de volume de fase s3lida e da fase fluida. Esses s3o dados por:

$$P = \frac{4}{3}N_p + K_b + \frac{(1 - \phi)^2}{\phi} \tilde{K}_{ef}, \quad (2.32)$$

$$Q = (1 - \phi) \tilde{K}_{ef}, \quad (2.33)$$

$$R = \phi \tilde{K}_{ef}, \quad (2.34)$$

sendo  $\tilde{K}_{ef}$  dado pela Equaç3o 2.28, e  $K_b$  3 o m3dulo de compressibilidade referente à fase s3lida do material poroso (ALLARD; ATALLA, 2009) press3o constante :

$$K_b = \frac{2N_p(1 + \nu)}{3(1 - 2\nu)}, \quad (2.35)$$

no qual  $N_p$  3 o m3dulo de cisalhamento que est3 diretamente relacionado ao m3dulo de elasticidade  $E$ , ao fator de perda  $\eta_{mat}$  e ao coeficiente de Poisson  $\nu$  atrav3s de:

$$N_p = \frac{E(1 + j\eta_{mat})}{2(1 + \nu)}. \quad (2.36)$$

As equaç3es da onda referentes às duas ondas de compress3o que se propagam no meio poroel3stico s3o escritas em funç3o dos potenciais de velocidade  $\varphi^s$  e  $\varphi^f$ , referentes à fase s3lida e fluida, respectivamente. Seja  $u^s$  o vetor deslocamento da fase s3lida e  $u^f$  o vetor deslocamento da fase fluida, estes se relacionam com os seus respectivos potenciais de velocidade atrav3s de:

$$u^s = \text{grad } \varphi^s, \quad (2.37)$$

$$u^f = \text{grad } \varphi^f. \quad (2.38)$$



A teoria de Biot estabelece que três ondas se propaguem no material sendo duas ondas de compressão e uma onda de cisalhamento. Admitindo somente incidência normal, a onda cisalhante não é excitada e a descrição do campo acústico se torna mais simples do que no caso de uma incidência oblíqua (ALLARD; ATALLA, 2009). As duas equações referentes às ondas de compressão são dadas por:

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{11}\varphi^s + \tilde{\rho}_{12}\varphi^f) = P\Delta\varphi^s + Q\Delta\varphi^f, \quad (2.39)$$

$$-\omega^2(\tilde{\rho}_{22}\varphi^f + \tilde{\rho}_{12}\varphi^s) = P\Delta\varphi^f + Q\Delta\varphi^s. \quad (2.40)$$

A partir dessas duas equações, solucionando um problema de autovalores e autovetores, Biot determina o número de onda de cada uma das ondas como a raiz quadrada de seu respectivo autovalor. Os autovalores das duas ondas,  $\delta_1^2$  e  $\delta_2^2$ , são dados por:

$$\delta_1^2 = \frac{\omega^2}{2(PR - Q^2)}(P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12} - D'), \quad (2.41)$$

$$\delta_2^2 = \frac{\omega^2}{2(PR - Q^2)}(P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12} + D'), \quad (2.42)$$

nos quais  $D'$  é dado por:

$$D' = \sqrt{(P\tilde{\rho}_{22} + R\tilde{\rho}_{11} - 2Q\tilde{\rho}_{12})^2 - 4(PR - Q^2)(\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2)}. \quad (2.43)$$

Os parâmetros  $\tilde{\rho}_{11}$  e  $\tilde{\rho}_{22}$  são as densidades da fase sólida e fluida, respectivamente. Enquanto que  $\tilde{\rho}_{12}$  contabiliza a interação entre forças inerciais de ambas as fases. Esses coeficientes inerciais complexos contabilizam os efeitos dissipativos visco-inerciais a partir das relações:

$$\tilde{\rho}_{11} = \rho_1 + \rho_a - j\sigma\phi^2 \frac{G(\omega)}{\omega}, \quad (2.44)$$

$$\tilde{\rho}_{12} = -\rho_a + j\sigma\phi^2 \frac{G(\omega)}{\omega}, \quad (2.45)$$

$$\tilde{\rho}_{22} = \phi\rho_0 + \rho_a - j\sigma\phi^2 \frac{G(\omega)}{\omega}, \quad (2.46)$$

sendo a expressão  $G(\omega)$  obtida pelo modelo de Jonhson *et al.* (1986) e dada por:

$$G(\omega) = \left( 1 + j \frac{4\omega\rho_0\eta\alpha_\infty^2}{\sigma^2\phi^2\Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.47)$$

Note que a expressão  $G(\omega)$  é exatamente o último termo da Equação 2.27 que aparece dentro da raiz quadrada. Os parâmetros  $\rho_a$  e  $\rho_1$  representam o parâmetro de acoplamento de massa entre o sólido e o fluido e a massa real do sólido, respectivamente (CALÇADA, 2006). Esses são obtidos por:

$$\rho_a = \phi\rho_0(\alpha_\infty - 1), \quad (2.48)$$

$$\rho_1 = (1 - \phi)\rho_s, \quad (2.49)$$

sendo  $\rho_s$  a densidade do material que constitui a fase sólida dada por:

$$\rho_s = \frac{(\rho_m - \phi\rho_0)}{1 - \phi}. \quad (2.50)$$

Os autovetores,  $\varphi_1$  e  $\varphi_2$ , obtidos a partir das Equações 2.39 e 2.40, fornecem a razão entre as velocidades de propagação da fase fluida em relação à velocidade de propagação da fase sólida. Tal relação fornece a informação de qual meio cada uma das ondas se propaga preferencialmente:

$$\varphi_i^f/\varphi_i^s = \mu_i = \frac{P\delta_i^2 - \omega^2\tilde{\rho}_{11}}{\omega^2\tilde{\rho}_{12} - Q\delta_i^2}, \quad i = 1,2. \quad (2.51)$$

Quatro impedâncias características podem ser definidas, pois as duas ondas de compressão se propagam simultaneamente no fluido e na estrutura rígida do material, sendo então as quatro impedâncias características dadas por (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$Z_i^f = \left( R + \frac{Q}{\mu_i} \right) \frac{\delta_i}{\phi \omega}, \quad i = 1, 2, \quad (2.52)$$

$$Z_i^s = (P + Q\mu_i) \frac{\delta_i}{\omega}, \quad i = 1, 2. \quad (2.53)$$

O número de onda ao quadrado referente à onda de cisalhamento é dado por:

$$\delta_3^2 = \frac{\omega^2}{N_p} \left( \frac{\tilde{\rho}_{11}\tilde{\rho}_{22} - \tilde{\rho}_{12}^2}{\tilde{\rho}_{22}} \right), \quad (2.54)$$

sendo a razão entre as amplitudes de velocidade no ar e na fase sólida é obtida através de:

$$\mu_3 = \frac{N_p \delta_3^2 - \omega^2 \tilde{\rho}_{11}}{\omega^2 \tilde{\rho}_{22}} = \frac{\tilde{\rho}_{12}}{\tilde{\rho}_{22}}. \quad (2.55)$$

Para a condição de incidência normal, tem-se que a impedância de superfície do material poroelástico é definida como:

$$\tilde{Z}_s = -j \frac{Z_1^s Z_2^f \mu_2 - Z_2^s Z_1^f \mu_1}{D_b}, \quad (2.56)$$

na qual  $D_b$  é dado por:

$$D_b = (1 - \phi + \phi\mu_2)[Z_1^s - (1 - \phi)Z_1^f \mu_1]tg\delta_2 l \\ + (1 - \phi + \phi\mu_1)[Z_2^f \mu_2(1 - \phi) \\ - Z_2^s]tg\delta_1 l. \quad (2.57)$$

No item a seguir são apresentados exemplos dos três modelos; estrutura rígida (JCA rígido), estrutura flexível (JCA flexível) e estrutura poroelástica (Biot).

#### 2.4. Comparação entre os modelos analíticos

As características e diferenças de cada modelo serão discutidas neste item. Três materiais, conforme Tabela 1, serão utilizados nos exemplos. Os conjuntos de parâmetros que caracterizam esses materiais foram obtidos na literatura (DOUTRES *et al.*, 2007).

Tabela 1: Propriedades dos parâmetros dos materiais porosos A, B e C (DOUTRES *et al.*, 2007).

Material Poroso	A	B	C
Resistividade ao fluxo: $\sigma$ (kN s/m <sup>4</sup> )	105	23	57
Porosidade: $\phi$	0,95	0,95	0,97
Tortuosidade: $\alpha_\infty$	1	1	1,54
Comp. carac. Viscoso: $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	35,1	54,1	24,6
Comp. carac. Térmico: $\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	105,3	162,3	73,8
Densidade do material: $\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	17	58	46
Fator de perda: $\eta_{\text{mat}}$	0,1	0,1	0,115
Módulo de elasticidade: $E$ (kPa)	1,4	17	214
Poisson: $\nu$	0	0	0,3

O primeiro parâmetro a ser discutido é o módulo de compressibilidade efetivo  $\tilde{K}_{\text{ef}}$ . O mesmo foi calculado para os três materiais A, B e C de acordo com a Equação 2.28 e os resultados são apresentados na Figura 4. As constantes utilizadas foram  $P_0 = 101320$  Pa,  $\rho_0 = 1,213$  kg/m<sup>3</sup>,  $c_0 = 343,2$  m/s,  $\gamma = 1,4$ ,  $\eta = 1,84e^{-5}$  Pa s e  $\text{Pr} = 0,71$  (ALLARD; ATALLA, 2009).

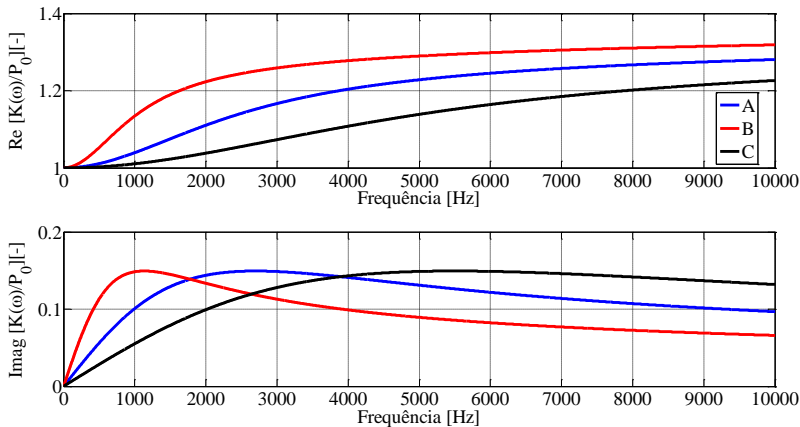


Figura 4: Módulo de compressibilidade efetivo normalizado para os três materiais: A ( $\Lambda' = 105,3$   $\mu\text{m}$ ), em azul; B ( $\Lambda' = 162,3$   $\mu\text{m}$ ), em vermelho e C ( $\Lambda' = 73,8$   $\mu\text{m}$ ), em preto.

Como dito anteriormente, o módulo de compressibilidade efetivo, dependente do comprimento característico térmico  $\Lambda'$ , representa as trocas térmicas no interior do material poroso. No limite das baixas frequências  $\text{Re}(\tilde{K}_{\text{ef}})$  tende à condição isotérmica, logo,  $\lim_{\omega \rightarrow 0} \tilde{K}_{\text{ef}} = P_0$ . Já no limite das altas frequências  $\text{Re}(\tilde{K}_{\text{ef}})$  tende ao limite adiabático  $\gamma P_0$ . Nestes dois limites a componente imaginária é zero, não havendo dissipação térmica. No intervalo entre os dois limites, a componente imaginária de  $\tilde{K}_{\text{ef}}$  assume valores diferentes de zero, expressando que nesse intervalo de frequências existe dissipação. Quanto maior o valor do comprimento característico térmico  $\Lambda'$ , mais rápida é a transição entre o limite isotérmico e adiabático, causando assim uma dissipação devido às trocas térmica em frequências mais baixas.

O segundo parâmetro a ser avaliado é a densidade equivalente do modelo rígido e flexível. As densidades equivalentes são calculadas em função da densidade efetiva dada pela Equação 2.27. A densidade equivalente do modelo rígido é dada pela Equação 2.12. Já a densidade equivalente do modelo flexível é dada pela Equação 2.28. Os resultados são apresentados na Figura 5.

Observa-se um alto grau de discordância entre a densidade equivalente rígida e a flexível nas baixas frequências, entretanto, à medida que as frequências aumentam os dois modelos tendem a convergir. A densidade equivalente rígida é fortemente controlada pela componente imaginária que tende a menos infinito nas baixas frequências. Já a densidade equivalente flexível tende a um valor puramente real quando a frequência tende a zero, sendo que sua componente real tende à densidade do próprio material poroso. Para o material B, de densidade  $58 \text{ kg/m}^3$ , os dois modelos indicam valores praticamente iguais de densidade equivalente a partir de 500 Hz. Já no caso do material mais leve, material A, de densidade  $17 \text{ kg/m}^3$ , notam-se divergências entre os modelos em toda a faixa de frequência analisada (até 2500 Hz), destacando a importância da modelagem deste tipo de material como um material flexível. Além da densidade, a resistividade ao fluxo também apresenta um papel importante quanto às divergências entre os modelos. A Equação 2.10 indica que materiais de alta resistividade ao fluxo passam a apresentar comportamento de um material tipicamente rígido a partir de frequências mais altas. Vale ressaltar que a densidade equivalente é dependente de outros parâmetros ( $\phi$ ,  $\alpha_\infty$  e  $\Lambda$ ) além da densidade e resistividade ao fluxo do material.

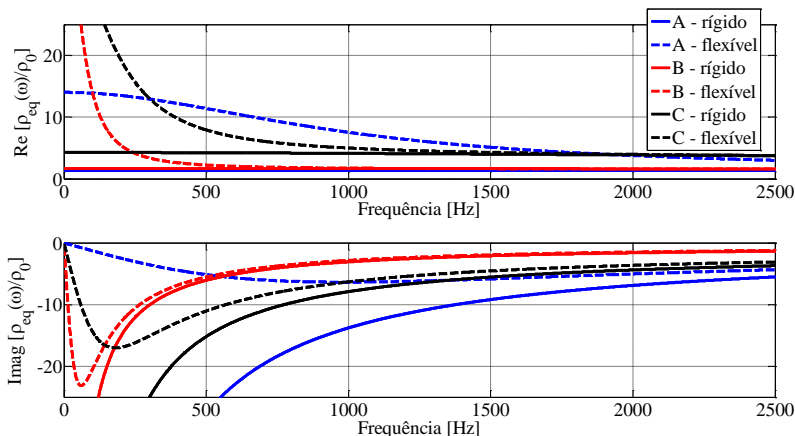


Figura 5: Densidade equivalente  $\tilde{\rho}_{\text{eq}}$  normalizada utilizando modelo JCA rígido (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada) para os três materiais: A ( $\rho_m = 17 \text{ kg/m}^3$ ), B ( $\rho_m = 58 \text{ kg/m}^3$ ) e C ( $\rho_m = 46 \text{ kg/m}^3$ ).

Na sequência, o número de onda complexo  $\tilde{k}$  obtido pela Equação 2.1 é avaliado, conforme Figura 6. Os valores equivalentes de densidade e módulo de compressibilidade são definidos nas Equações 2.12 e 2.13, no caso do modelo de estrutura rígida, e pelas Equações 2.29 e 2.13, para modelo de estrutura flexível.

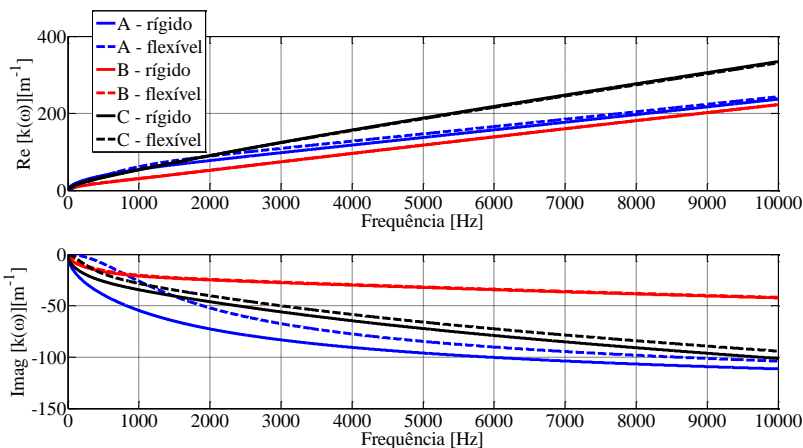


Figura 6: Número de onda complexo. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente de estrutura rígida (linha contínua) e flexível (linha tracejada).

O número de onda complexo é definido como  $\tilde{k} = \beta_k - j\alpha_k$ , onde  $\beta_k$  é a constante de propagação e  $\alpha_k$  é a constante de atenuação (FAHY, 2000). A componente real do número de onda complexo,  $\beta_k$ , apresenta um crescimento linear com o aumento da frequência. A constante de atenuação,  $\alpha_k$ , representa a dissipação no meio em que a onda se propaga (MAREZE, 2013). Quanto maior for o módulo de  $\text{Im}(\tilde{k})$ , maior será a dissipação no meio. Em relação aos dois modelos utilizados, há uma variação dos números de onda referentes aos materiais A e C, principalmente para a parte imaginária. Note que o modelo flexível expressa uma dissipação menor do que o modelo rígido. Pelo fato do modelo flexível levar em consideração um crescimento de inércia decorrente do deslocamento da fase sólida, considera-se nesse modelo um menor movimento relativo entre as duas fases. Em relação ao material B, os números de onda obtidos a partir dos dois modelos foram parecidos, tanto para a componente real como para a parte imaginária, indicando que esse material possui uma estrutura tipicamente rígida.

Outro ponto de destaque, em relação ao número de onda complexo, é dado a partir do inverso de  $\text{Im}(\tilde{k})$ , onde Ingard define a profundidade de penetração  $d_p$  (INGARD, 2010; RAMLI, 2013),

$$d_p = \frac{1}{\alpha_k}. \quad (2.58)$$

A profundidade de penetração é um parâmetro importante, pois sabe-se que o coeficiente de absorção é dependente da espessura do tratamento. Porém, Ingard (2010) mostra que, de fato, uma onda acústica incidente sobre um material passa a ter energia desprezível depois de uma dada espessura. Sendo assim, seja um material, de espessura  $L$ , disposto à frente de uma parede rígida. Se a profundidade de penetração for menor ou igual à  $L$ , para uma frequência específica, o coeficiente de absorção não sofrerá variações significativas nessa frequência com o aumento da espessura. A profundidade de penetração é dependente do número de onda e também do ângulo de incidência.

A partir do número de onda complexo, pode-se calcular a velocidade da onda complexa  $\tilde{c}$  referente ao fluido equivalente:

$$\tilde{c} = \frac{\omega}{\tilde{k}} = \sqrt{\frac{\tilde{K}_{\text{eq}}}{\tilde{\rho}_{\text{eq}}}}. \quad (2.59)$$

A velocidade do som para os três materiais é apresentada na Figura 7. Novamente são comparados os dois modelos de fluido equivalente JCA rígido e JCA flexível.

A parte real da velocidade complexa representa a velocidade de fase do fluido equivalente. Essa tende à velocidade do som quando  $\omega \rightarrow \infty$ . A parte imaginária, assim como no caso da componente imaginária do número de onda, representa a dissipação de energia acústica. Quanto à comparação entre os modelos, nota-se uma divergência entre os modelos JCA rígido (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada). Tal divergência é mais expressiva quanto menor a frequência, devido justamente às diferenças observadas na densidade equivalente (ver Figura 5).

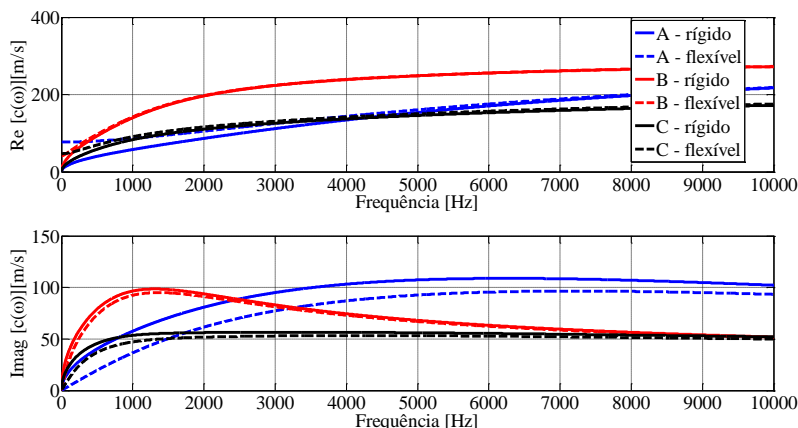


Figura 7: Velocidade do som para os materiais A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente de estrutura rígida (linha contínua) e flexível (linha tracejada).

A seguir, é calculada a impedância de superfície e o coeficiente de absorção por incidência normal, a partir das Equações 2.3 e 2.5, respectivamente. Foi utilizada espessura de 25 mm. Ressaltando que a hipótese de que o material está à frente de uma parede rígida é utilizada. Os resultados são apresentados nas Figuras 8 e 9.

A parte real da impedância de superfície é definida como a componente resistiva, já a parte imaginária é tratada como a componente reativa da impedância. Na comparação entre os modelos, nota-se uma grande variação até cerca de 5000 Hz, tanto para a parte real quanto para a parte imaginária do material A (em azul). O material C (em preto) também apresenta uma variação, porém em frequências mais baixas. O



material B mostrou boa concordância entre os modelos em praticamente todo o espectro. Tais divergências já eram esperadas devido às tendências já apresentadas, tanto no número de onda complexo  $\tilde{k}$  quanto na velocidade complexa  $\tilde{c}$  (ver Figuras 6 e 7). Em contrapartida, o fato dos dois modelos convergirem para os mesmos valores à medida que a frequência aumenta, conforme pode ser constatado na Figura 8, é um indicativo de que a estrutura do material aproximasse de um comportamento tipicamente rígido com o aumento da frequência, ou ainda, as fases sólida e fluida passam a apresentar um desacoplamento em frequências acima de  $f_d$ , conforme Equação 2.10.

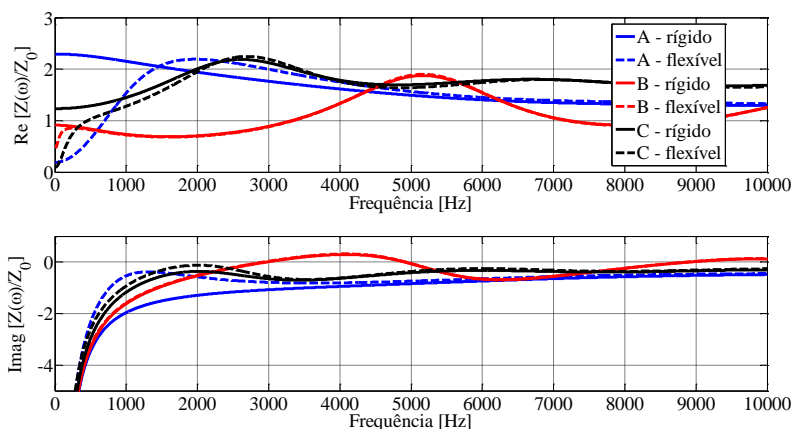


Figura 8: Impedância de superfície, espessura de 25 mm. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente JCA rígida (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada).

Em relação às variações notadas para a parte resistiva da impedância de superfície, quando os materiais são modelados como flexíveis, a resistência destes tende a valores de pequena magnitude no limite das baixas frequências. Já os materiais modelados como rígidos, tendem a valores mais altos. Isso esboça que nas baixas frequências materiais flexíveis não imprimem resistência à onda acústica incidente. O coeficiente de absorção é diretamente dependente da impedância de superfície. Assim, para um máximo coeficiente de absorção é necessário que a parte imaginária da impedância de superfície normalizada esteja próxima de zero e a parte real próxima do valor unitário. Ressaltando que no limite das baixas frequências a parte imaginária da impedância de superfície, para ambos os modelos, tende ao menos infinito, sendo assim não

é possível se obter um coeficiente de absorção próximo de 1 quando  $|\text{Im}(\tilde{Z}_s)| \gg 1$  (FAHY, 2000). Essa é uma forma de evidenciar, matematicamente, a deficiência dos materiais porosos em dissipar energia nas baixas frequências.

O coeficiente de absorção é um parâmetro mais intuitivo de se avaliar. A partir desse é possível concluir que, para essa aplicação onde um material é posto a frente de uma parede rígida, o material B (em vermelho) poderia ser representado pelo modelo JCA rígido pelo fato dos dois modelos apresentarem praticamente os mesmos resultados. O material C (em preto) apresenta pequenas divergências ao longo do espectro. O material A (em azul) apresenta um pico de absorção na frequência de 1000 Hz quando modelado com o JCA flexível que não é observado no modelo rígido. Esse máximo de absorção ocorre devido à ressonância de aproximadamente um quarto de comprimento de onda. O máximo de absorção do modelo flexível ocorre em uma frequência mais baixa que a ressonância de um modelo rígido devido ao aumento da componente real da densidade efetiva, ver Figura 5, o que causa uma redução da velocidade do som, ver Equação 2.58, e consequentemente, a redução da frequência de ressonância (INGARD, 2010; INGARD, 1994).

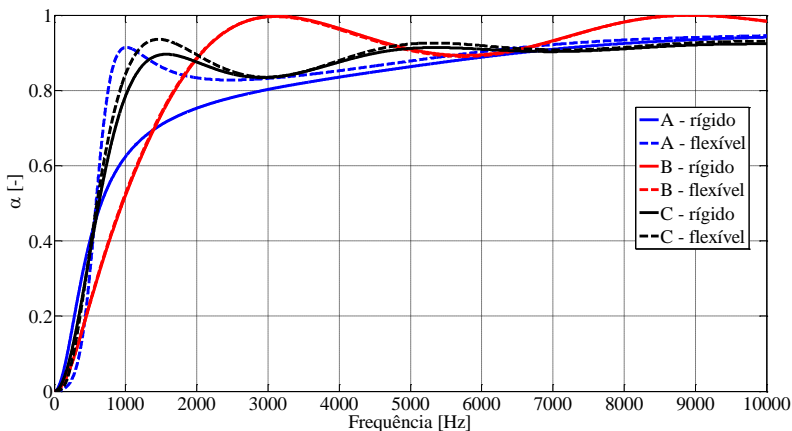


Figura 9: Coeficiente de absorção, espessura de 25 mm. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). A partir dos modelos de fluido equivalente JCA rígido (linha contínua) e JCA flexível (linha tracejada).

Ainda em relação ao material A, observa-se que a componente imaginária da impedância de superfície do modelo JCA flexível se apro-

xima de zero mais rapidamente do que o modelo JCA rígido, causando um casamento de impedância melhor, tornando assim o máximo de absorção do modelo flexível mais pronunciado do que o máximo de absorção do modelo rígido. Porém, o modelo flexível possui um coeficiente de absorção menor que o modelo rígido no limite das baixas frequências (abaixo de 500 Hz). Isso se deve ao fato de o modelo flexível levar em consideração um acréscimo da densidade efetiva devido ao movimento da fase estrutural flexível, aumento inercial, logo a fase sólida se move junto com a onda que se propaga, o que pode ser entendido como uma baixa resistência do material, como constatado anteriormente a partir das curvas de impedância de superfície. Assim, o modelo flexível prevê que nessas frequências a velocidade relativa entre a fase sólida e fluida será menor, havendo menor dissipação. Essa menor dissipação pode ser observada também através do módulo da componente imaginária, tanto do número de onda complexo, quanto da velocidade do som complexa, conforme Figuras 6 e 7, respectivamente.

Como visto anteriormente, os modelos de fluido equivalente representam os mecanismos de dissipação através dos efeitos viscosos e térmicos a partir dos parâmetros  $\tilde{\rho}_{eq}$  e  $\tilde{K}_{eq}$ , respectivamente. É possível avaliar qual a contribuição de cada um dos efeitos de forma isolada. Para levar em conta somente a contribuição das dissipações viscosas o módulo de compressibilidade deve ser considerado constante e igual a  $\tilde{K}_{eq} = \gamma P_0$ . No caso de considerar apenas a contribuição térmica, o valor da densidade efetiva passa a ser constante e igual a  $\tilde{\rho}_{eq} = \rho_0$ . Mareze (2013) faz uma análise da contribuição viscosa e térmica, considerando um modelo de estrutura rígida, em diversos parâmetros como: densidade efetiva, módulo de compressibilidade, número de onda, velocidade do som, impedância de superfície e coeficiente de absorção. Mareze (2013) conclui que a dissipação devida à contribuição viscosa é mais importante que a contribuição térmica. Na sequência, é realizada uma análise similar, porém utilizando o modelo JCA flexível. Os parâmetros utilizados se referem ao material A, considerando espessura de 25 mm. Os resultados são apresentados na Figura 10.

Na Figura 10, o coeficiente de absorção do material A é apresentado na curva em azul. O coeficiente de absorção levando em consideração a contribuição térmica e viscosa de forma isolada são plotados em vermelho e em preto, respectivamente. Assim como apresentado por Mareze (2013), nota-se que a contribuição viscosa é predominante em relação à térmica em grande parte do espectro. Apenas nas baixas fre-

quências do espectro analisado é que a dissipação térmica se mostra predominante.

Observa-se também que o máximo de absorção está diretamente relacionado com o máximo de dissipação viscosa. Este máximo ocorre quando a espessura do material acomoda aproximadamente  $\frac{1}{4}$  de comprimento de onda. Ou seja, sabendo que atrás do material considera-se uma parede rígida, onde a velocidade de partícula é zero. Ao incidir no material, uma onda acústica irá imprimir uma velocidade de partícula máxima na superfície incidente do material. Como a fase sólida é dita imóvel, tem-se a maior velocidade relativa entre as duas fases. Além disso, como visto no Item 2.3.2, a dissipação viscosa é diretamente relacionada com a velocidade de partícula no interior do material.

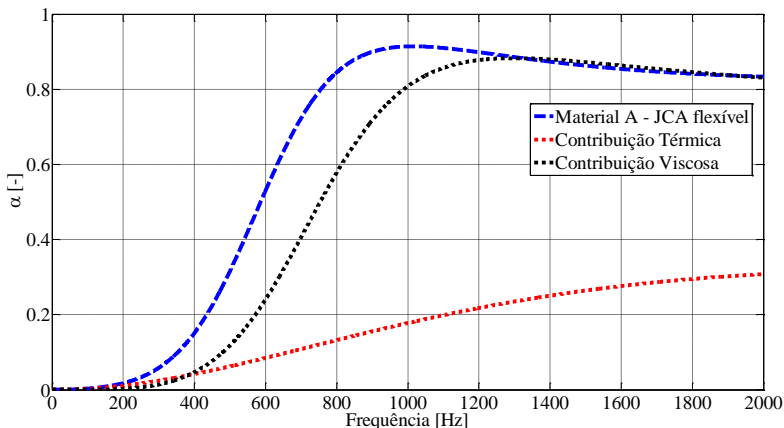


Figura 10: Contribuição dos efeitos viscosos e térmicos no coeficiente de absorção. Curva de absorção do material A utilizando-se do modelo JCA flexível.

Na avaliação da contribuição térmica e viscosa, nota-se que as duas são pouco eficientes nas baixas frequências. Uma maneira prática geralmente utilizada para se obter ganho de absorção acústica em baixas frequências é através do aumento da espessura do tratamento. Uma alternativa comumente utilizada para suprir essa deficiência em baixas frequências, sem a adição de material, é a inserção de espaçamento de ar entre o material e a superfície rígida. Esse ganho pode ser calculado a partir da Equação 2.4 (Teorema da translação de impedância). Tal ganho pode ser explicado pelo fato de que, ao se distanciar o material da parede rígida, a distância entre a superfície do material que está voltada ao campo acústico, mais o espaçamento de ar, irá acomodar a primeira

ressonância (um quarto de comprimento de onda) em uma frequência mais baixa, com maior comprimento de onda.

As análises realizadas acima foram todas direcionadas à comparação entre os modelos de fluido equivalente JCA rígido e flexível. A seguir, as análises são voltadas ao modelo de estrutura elástica, ou modelo poroelástico. O primeiro exemplo consiste em comparar os resultados do coeficiente de absorção, por incidência normal, do modelo JCA flexível e do modelo poroelástico. Novamente, os parâmetros de entrada utilizados foram definidos na Tabela 1. O coeficiente de absorção é dado pela Equação 2.5, em função da impedância de superfície, que no caso do modelo poroelástico é obtida através da Equação 2.56. Os resultados são apresentados na Figura 11.

No caso dos materiais A e B, os dois modelos convergem para os mesmos resultados ao longo de todo o espectro analisado. Sugerindo, assim, que existe um acoplamento fraco entre as fases sólida e fluida, ou seja, a hipótese de apenas uma onda se propagando no interior do material feita no modelo de fluido equivalente pode ser satisfatória nestes dois casos. Ressaltando que no caso do material B, o modelo JCA rígido havia fornecido um resultado similar ao modelo JCA flexível, ver Figura 9. Logo, esse material pode ser considerado como um material de estrutura tipicamente rígida. No caso do material A, o modelo JCA rígido divergiu do modelo JCA flexível. Porém, o modelo JCA flexível convergiu com os resultados do modelo poroelástico, evidenciando que o material A apresenta uma estrutura tipicamente flexível.

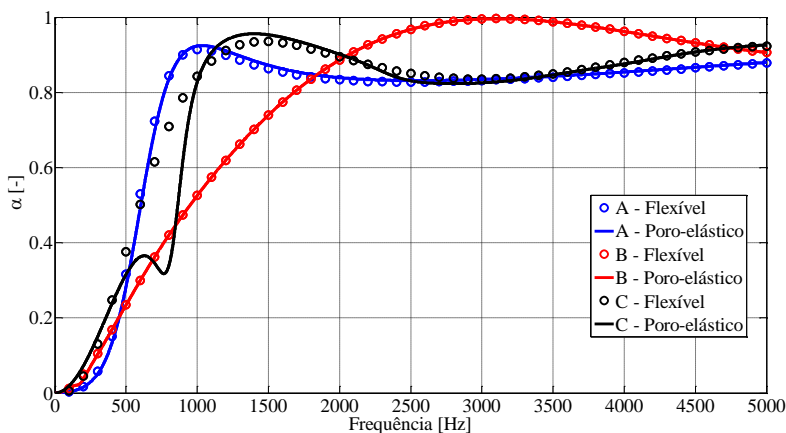


Figura 11: Coeficiente de absorção, espessura de 25 mm. Material A (em azul), B (em vermelho) e C (em preto). Modelo de fluido equivalente JCA flexível (o) e modelo poroelástico (linha contínua).

No caso do material C, o modelo elástico apresenta uma queda no coeficiente de absorção por volta de 800 Hz, aproximadamente, que não é prevista no modelo JCA flexível (e também não foi prevista anteriormente no modelo JCA rígido, ver Figura 9). Essa queda é provocada por uma ressonância de um quarto de comprimento de onda da fase estrutural. Nesse momento surge um ponto contraditório. No caso dos modelos de fluido equivalente, a ressonância de um quarto de comprimento de onda causa um máximo de absorção, pois a estrutura sólida é dita imóvel e a velocidade relativa, entre ambas as fases, é máxima. Ressaltando que, no caso do fluido equivalente, há somente uma onda se propagando pela fase fluida. Porém, no caso do modelo poroelástico, há duas ondas de compressão sendo que uma se propaga preferencialmente pela fase sólida. Assim, na frequência de ressonância da fase sólida (quando um quarto do comprimento da onda que se propaga na fase sólida é igual à espessura do material), esta pode ser facilmente excitada pelo campo acústico, devido ao forte acoplamento existente entre ambas as fases. Portanto, nessa frequência de ressonância estrutural do material, as duas fases se movem em fase, sendo a dissipação minimizada (INGARD, 2010). Tal frequência de ressonância  $f_r$  pode ser obtida analiticamente através de (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$f_r = \frac{1}{4h} \sqrt{\frac{\text{Re}(K_c)}{\rho_m}}, \quad (2.60)$$

onde  $h$  é a espessura do material poroso,  $\rho_m$  é a densidade do material e  $K_c$  é dado por:

$$K_c = \frac{2(1 - \nu)N_p}{(1 - 2\nu)}. \quad (2.61)$$

Na equação acima,  $N_p$  é o módulo de cisalhamento, dado pela Equação 2.35. No caso do material C,  $f_r = 791$  Hz. Observa-se, na Figura 11, que a região de queda do coeficiente de absorção do material B encontra-se justamente próximo ao valor de  $f_r$  encontrado. Ainda em relação aos modelos de fluido equivalente e o modelo elástico, nota-se que ambos convergem com o aumento da frequência.

Uma forma de validar as análises anteriores é através do cálculo das velocidades de propagação de cada onda. Seja  $\delta_1^2$ ,  $\delta_2^2$  e  $\delta_3^2$  o número

de onda ao quadrado das ondas 1, 2 e 3 do modelo elástico, conforme Equações 2.41, 2.42 e 2.54, respectivamente, sendo as duas primeiras referentes às ondas de compressão e a terceira referente à onda de cisalhamento. A velocidade do som no interior do material é obtida então como  $\omega/\text{Re}(\delta)$ . É preciso salientar que as duas ondas se propagam simultaneamente nas duas fases. Sendo assim, as razões de velocidades das Equações 2.50 e 2.54 permitem determinar em qual meio cada onda se propaga de forma predominante (ALLARD; ATALLA, 2009).

A razão das velocidades na fase fluida em relação à fase sólida é mostrada (em módulo) na Figura 12, considerando as propriedades do material C. Essa expressa que a onda 1 se propaga preferencialmente na fase fluida devido ao seu valor ser maior que 1, acima de 800 Hz, com tendência crescente no domínio da frequência. A onda 2 tende a zero com o aumento das frequências, logo, essa se propaga predominantemente na fase sólida. A onda 3, ou onda de cisalhamento, se propaga em ambas as fases com amplitude parecida devido a razão entre as duas fases estar próxima de 1. Observa-se que o comportamento discutido acima é aplicável às frequências acima de 800 Hz. Abaixo desta frequência há uma inversão de valores de  $|\mu_1|$  e  $|\mu_2|$  por volta de 600 Hz, sendo abaixo disso  $|\mu_1|$  praticamente igual a 1 e acima de 600 Hz  $|\mu_2|$  aproximadamente 1. Esses resultados ressaltam a existência de um forte acoplamento entre as duas fases nessa faixa de frequências.

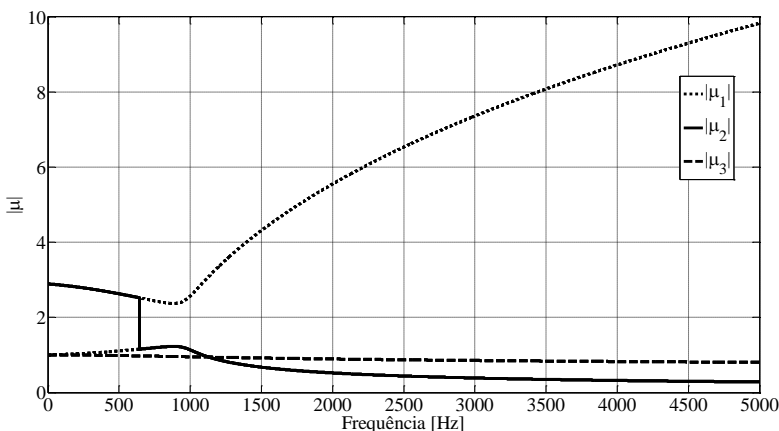


Figura 12: Razão de amplitudes da velocidade das três ondas do modelo elástico para o material C.

Na Figura 13 são plotadas as componentes reais das velocidades das três ondas do modelo elástico, referente ao material C. As velocidades dos modelos de fluido equivalente JCA rígido e JCA flexível também são plotadas. Observa-se, nos resultados, que as ondas 1 e 2 apresentam características diferentes. Próximo à frequência de ressonância  $f_r = 791$  Hz, essas apresentam valores parecidos enfatizando o forte acoplamento existente. Somente nas altas frequências é que as duas ondas apresentam velocidades distintas. Sendo possível, dessa forma, afirmar que uma se propaga preferencialmente pela fase fluida e a outra pela fase sólida. Em relação às velocidades dos modelos de fluido equivalente, estas divergem da velocidade da onda 1 do modelo elástico devido representarem a velocidade de um fluido equivalente, não a velocidade da onda que se propagando na fase fluida propriamente dita.

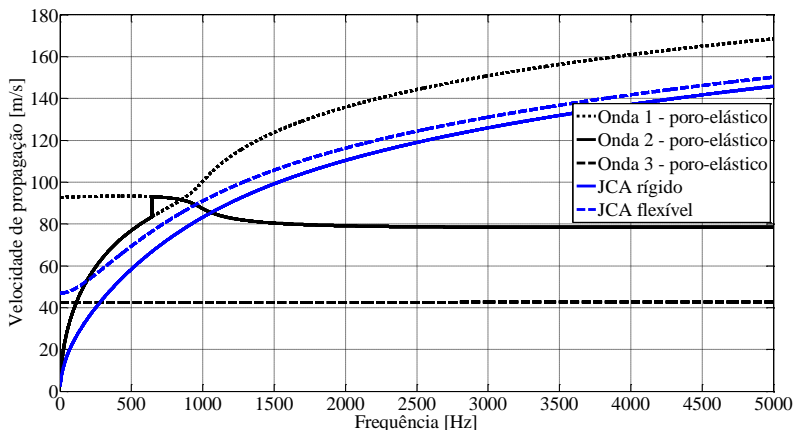


Figura 13: Componente real das velocidades de propagação de cada modelo, considerando material C.

Como mostrado ao longo do capítulo, o modelo de Biot (1956) é o mais completo na representação de um meio poroso dentre os modelos apresentados. Esse engloba as hipóteses dos modelos de fluido equivalente flexível e rígido. Assim, recomenda-se sua utilização em aplicações onde os modelos JCA rígido ou JCA flexível não sejam confiáveis, além dos casos de materiais tipicamente poroelásticos. O mesmo é válido para modelos numéricos. Porém, em casos de modelos numéricos grandes, o tempo de processamento passa a ser inviável devido ao elevado número de graus de liberdade do modelo poroelástico. Além disso, valores extremos de rigidez podem provocar instabilidade numérica (PANNETON, 2007; DOUTRES *et al.*, 2007), o que torna os modelos



de fluido equivalente uma alternativa interessante. O modelo elástico requer ainda os parâmetros elásticos do material poroso como dados de entrada. A obtenção desses não é simples e está vinculada a um alto grau de incertezas nos procedimentos experimentais. Por fim, no APÊNDICE A são plotadas as curvas de impedância de superfície, coeficiente de absorção e velocidade de propagação dos três materiais, comparando os três modelos apresentados.



### 3. CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POROSOS

Neste capítulo é apresentado o procedimento experimental para obtenção da impedância de superfície e coeficiente de absorção. Na sequência, a metodologia de caracterização inversa é exposta, na qual é discutida a função objetivo, restrições das variáveis e algoritmos de otimização. Por último, os resultados da caracterização inversa são analisados juntamente com uma validação em uma faixa de frequências diferente da utilizada na caracterização.

#### 3.1. Introdução

A formulação analítica dos materiais porosos apresentada no Capítulo 2 é dependente de parâmetros macroscópicos (resistividade ao fluxo,  $\sigma$ ; porosidade,  $\phi$ ; tortuosidade,  $\alpha_\infty$ ; comprimento característico viscoso,  $\Lambda$ ; e comprimento característico térmico,  $\Lambda'$ ), além da densidade  $\rho_m$  do material quando utilizado o modelo de fluido equivalente flexível. No caso do modelo elástico, são necessários também os parâmetros elásticos referentes à fase sólida do material (módulo de elasticidade,  $E$ ; fator de perda,  $\eta$ ; e coeficiente de Poisson,  $\nu$ ).

Para a obtenção dos parâmetros macroscópicos a partir de medições diretas é possível encontrar diversos métodos na literatura. A resistividade ao fluxo  $\sigma$  pode ser medida através de métodos definidos pelas normas ISO 9053 (1991) e ASTM C522-80 (1987), onde são apresentados dois procedimentos, um baseado em fluxo constante e outro em fluxo oscilatório. Além destes, outros procedimentos estão disponíveis (BIES; HANSEN, 1980; STINSON; DAIGLE, 1988; INGARD, 2010). A porosidade também é um parâmetro bastante explorado e possui procedimentos diversos para sua determinação (ZWIKKER; KOSTEN, 1949; CHAMPOUX; ALLARD, 1991; BERANEK, 1942). Experimentos baseados em métodos de ultrassom podem ser utilizados para a determinação da tortuosidade e dos comprimentos característicos viscoso e térmico (LECLAIRE *et al.*, 1996; ALLARD; ATALLA, 2009).

Embora a determinação da resistividade ao fluxo possa ser realizada a partir de procedimentos normatizados e a porosidade pode ser obtida por métodos confiáveis, os métodos experimentais dos outros três parâmetros macroscópicos; tortuosidade e comprimentos característicos viscoso e térmico são dependentes de procedimentos mais complexos (ATALLA; PANNETON, 2005). Além disso, cada parâmetro deve ser estimado a partir de uma média aritmética devido à heterogeneidade dos

materiais porosos, o que conduz à necessidade de se realizar medições com diversas amostras diferentes. Conclui-se, portanto, que a caracterização de diferentes materiais pode se tornar exaustiva. Um procedimento alternativo é a utilização da caracterização inversa. Tal procedimento é realizado fazendo o ajuste entre uma resposta de um modelo analítico e uma resposta experimental. Neste trabalho, esse ajuste é realizado para a curva de impedância de superfície. Esse procedimento tem sido utilizado em diversos trabalhos e se mostrou uma opção bastante prática. Dentre esses trabalhos, têm os que utilizaram a caracterização inversa para materiais de estrutura tipicamente rígida (ATALLA; PANNETON, 2005; MAREZE, 2013). Calçada (2006) e Hong *et al.* (2008) também utilizaram o procedimento inverso para caracterizar espumas de alta densidade, porém consideraram os materiais como estruturas elásticas. Cavalheiro (2015) utilizou a mesma metodologia em materiais fibrosos de estruturas tipicamente flexível e rígida. Neste trabalho serão apresentados resultados obtidos pela caracterização inversa para quatro materiais fibrosos tipicamente flexíveis, um fibroso tipicamente rígido (lã de rocha de  $64 \text{ kg/m}^3$ ), duas espumas de baixa densidade e uma espuma de estrutura tipicamente rígida. Com relação à densidade do material, esta é fornecida pelo fabricante.

Já os parâmetros elásticos que caracterizam a fase sólida do material não serão medidos neste trabalho. Assim como os parâmetros macroscópicos discutidos anteriormente, os parâmetros elásticos também possuem procedimentos diversos para sua determinação. Porém, surgem também como principais fontes de incertezas a própria heterogeneidade intrínseca dos materiais, a anisotropia e incertezas de experimentos (JAOUEN; RENAULT; DEVERGE, 2008). A utilização da caracterização inversa, baseada em medições em tubo de impedância, não apresenta resultados confiáveis devido a sensibilidade dos resultados às condições de contorno (PILON; PANNETON; SGARD, 2003). Sendo assim, neste trabalho não foram medidas os parâmetros elásticos.

### **3.2. Procedimento experimental para obtenção da impedância de superfície**

A caracterização inversa dos materiais porosos está relacionada aos valores experimentais de impedância de superfície e, consequentemente, coeficiente de absorção. A metodologia experimental para a obtenção desses é baseada na norma ISO 10534-2 (1998). Uma vantagem de tal abordagem é a utilização de pequenas amostras de material,

por outro lado, os resultados obtidos são restritos à condição de incidência normal de ondas planas.

O procedimento experimental constitui basicamente em posicionar uma amostra do material em teste em um porta-amostra fixado a uma das extremidades de um tubo de seção transversal circular. Na outra extremidade é posicionada a fonte acústica que gera uma excitação do tipo ruído branco na faixa de frequência válida para o experimento. Com dois microfones posicionados perpendicularmente à parede do tubo são medidas as pressões sonora,  $p_1$  e  $p_2$ , em dois pontos distintos, sendo assim possível determinar o nível de potência que incide sobre a amostra e o nível de potência refletida. A Figura 14 mostra a bancada experimental utilizada na caracterização inversa. A relação dos equipamentos utilizados é dada a seguir:

- Tubo de impedância de 107 mm de diâmetro interno;
- Analisador de sinais – LMS Scadas (programa LMS Test Lab 2010);
- Amplificador B&K 2718;
- 2 Microfones de ½” B&K 4189-A-021;
- Calibrador de microfone PCB modelo CAL200.

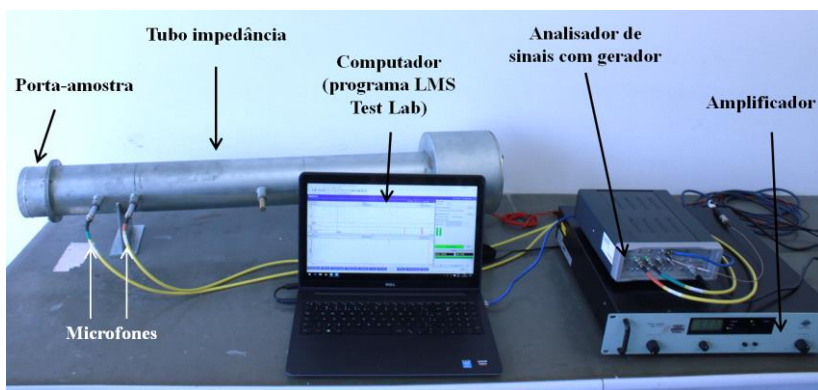


Figura 14: Bancada experimental utilizada na medição da impedância de superfície e coeficiente de absorção.

A partir dos níveis de pressão medidos é determinada a função transferência  $H_{12}$  (ISO 10534-2, 1998):

$$H_{12} = \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.1)$$

A partir da função transferência  $H_{12}$  é possível obter o coeficiente de reflexão  $r$ :

$$r = \frac{H_{12} - e^{-jk_0s}}{e^{jk_0s} - H_{12}} e^{2jk_0x_1}, \quad (3.2)$$

no qual  $s$  é o espaçamento entre os microfones,  $x_1$  é a distância entre a superfície da amostra e o microfone mais distante e  $k_0 = \omega/c_0$  é o número de onda. A impedância de superfície experimental  $Z_s$  e o coeficiente de absorção  $\alpha$  são calculados a partir de:

$$Z_s = \rho_0 c_0 \frac{(1+r)}{(1-r)}, \quad (3.3)$$

$$\alpha = 1 - |r|^2. \quad (3.4)$$

A norma ISO 10534-2 estabelece que a função transferência  $H_{12}$  deve ser corrigida devido à diferença de fase entre os microfones. Essa correção é realizada fazendo a medição da função  $H_{12}$  com a posição dos dois microfones invertida. Assim, mede-se primeiramente com os microfones na posição correta a função  $H_{12}^I$ , onde o microfone de referência fica na posição mais próxima à fonte acústica. Em seguida, com os microfones nas posições invertidas, mede-se a função transferência  $H_{12}^{II}$ , com o microfone de referência na posição mais próxima da amostra. A função transferência corrigida  $H_{12}^*$  é obtida através de:

$$H_{12}^* = (H_{12}^I/H_{12}^{II})^{1/2}. \quad (3.5)$$

A faixa de frequência válida para a metodologia experimental apresentada é limitada devido ao diâmetro interno do tubo, pois o mesmo é válido somente para ondas planas. Logo, se estabelece a frequência de corte  $f_{ct}$  do tubo como a frequência em que ocorre o primeiro modo transversal no interior do mesmo:

$$f_{ct} = \frac{1,84 c_0}{\pi d_{int}}, \quad (3.6)$$

sendo  $d_{\text{int}}$  o diâmetro interno do tubo.

A frequência máxima de trabalho também é limitada, segundo a norma, devido ao espaçamento entre os microfones. No caso da frequência máxima, esta é dada por:

$$f_{\text{sup}} < 0,45 \frac{c_0}{s} . \quad (3.7)$$

A frequência mínima de análise tem que ser maior que 5 % do comprimento de onda que corresponde a menor frequência de interesse.

$$f_{\text{inf}} > 0,05 \frac{c_0}{s} . \quad (3.8)$$

Para a caracterização inversa foi utilizado um tubo de diâmetro interno de 107 mm e com a distância entre os microfones de  $s = 80$  mm. Desta forma, a frequência de corte do tubo utilizado é de 1877 Hz devido ao diâmetro interno do tubo. E a frequência de trabalho válida, segundo a norma, é de 214 Hz a 1929 Hz em consequência do espaçamento entre os microfones. Embora o tubo com diâmetro de 107 mm tem uma faixa de frequência restrita (até 1877 Hz), este foi escolhido pelo fato de permitir testes em amostras maiores do que no caso de tubos com diâmetros menores, embora estes permitam avaliar frequências mais altas. A escolha do tubo grande é discutida mais detalhadamente no próximo item.

### 3.3. Caracterização inversa

Seja  $a = \{\sigma, \phi, \alpha_{\infty}, \Lambda, \Lambda'\}$  o vetor composto pelos parâmetros macroscópicos utilizados como dados de entrada dos modelos de fluido equivalente, ressaltando que no caso do modelo flexível é necessária também a densidade do material,  $\rho_m$ . Esta, por sua vez, é fornecida pelo fabricante, e quando utilizada na caracterização, seu valor é fixado. Tem-se que a impedância de superfície analítica, ver Equação 2.3, é dada por  $Z_s^a(a, h)$ , onde  $h$  é a espessura do material. A impedância de superfície de referência é dada por  $Z_s^{\text{ref}}(h)$ , ver Equação 3.3, sendo essa obtida experimentalmente de acordo com o procedimento descrito no item 3.2. O procedimento de caracterização inversa é dado pelo ajuste entre os resultados analíticos e experimentais. Define-se, então, a função objetivo do problema como a soma dos quadrados das diferenças entre

as duas impedâncias (ATALLA E PANNETON, 2005; MAREZE, 2013; CAVALHEIRO, 2015):

$$F_{\text{obj}} = \sum_{i=1}^{n_f} (Z_{s_i}^a(a, h) - Z_{s_i}^{\text{ref}}(h))^2, \quad (3.9)$$

na qual  $n_f$  é o número de frequências analisadas. O procedimento de caracterização inversa é realizado em um intervalo de frequências  $f_i$  e  $f_s$ . Este intervalo é definido em função das limitações do procedimento experimental e também em função dos modelos analíticos utilizados.

O objetivo da caracterização inversa é encontrar um conjunto  $a$  que minimize a função objetivo. Por se tratar de um problema de otimização multidimensional, com mais de uma variável, uma grande fonte de incertezas decorre do fato de que diversas combinações dos parâmetros podem fornecer soluções que atendam aos critérios de parada, visto que sempre haverá um erro entre os valores medidos e os valores calculados. A fim de tornar o problema de otimização mais robusto, utiliza-se uma função objetivo dupla (ATALLA, 2002; CAVALHEIRO, 2015). Essa nova função objetivo,  $F_{\text{obj}}^*$ , consiste em encontrar um único conjunto de parâmetros  $a$  que ajustem simultaneamente os resultados de duas impedâncias de superfícies analíticas,  $Z_{s_1}^a(a, h_1)$  e  $Z_{s_2}^a(a, h_2)$ , de seus respectivos resultados experimentais  $Z_{s_1}^{\text{ref}}(h_1)$  e  $Z_{s_2}^{\text{ref}}(h_2)$ . No procedimento utilizado, a espessura  $h_2$  sempre irá corresponder ao dobro da espessura  $h_1$ . Tal escolha foi efetuada com foco na praticidade da montagem experimental em que a espessura maior foi obtida posicionando duas amostras em série. Sendo assim,  $F_{\text{obj}}^*$  é dada por:

$$F_{\text{obj}}^* = X \left[ \sum_{i=1}^{n_f} (Z_{s_{1i}}^a(a, h_1) - Z_{s_{1i}}^{\text{ref}}(h_1))^2 \right] + Y \left[ \sum_{i=1}^{n_f} (Z_{s_{2i}}^a(a, h_2) - Z_{s_{2i}}^{\text{ref}}(h_2))^2 \right], \quad (3.10)$$

sendo  $X$  e  $Y$  constantes que podem ser utilizadas para priorizar os resultados obtidos com a espessura  $h_1$  ou  $h_2$ . A justificativa dessas constantes se dá pelo fato de os resultados obtidos com a espessura menor terem



menos influência da condição de contorno entre a amostra e as paredes laterais do tubo (PILON; PANNETON; SGARD, 2003).

Uma relação geométrica  $G$  é apresentada por Pilon (2003) como  $G = h/R$ , onde  $h$  é a espessura e  $R$  o raio da amostra. Quando  $G$  diminui, com a redução da espessura e/ou o aumento do raio, tem-se que os resultados experimentais tendem aos resultados analíticos. Ou seja, dimensões laterais infinitas, ou ainda, condição de contorno “livre” (*unconstrained*). Porém, com o aumento de  $G$ , devido o aumento da espessura e/ou redução do raio, tem-se que a condição de contorno, na região de contato com a superfície lateral do tubo, apresenta forte influência nos resultados experimentais. Assim, os valores experimentais passam a divergir dos resultados analíticos. Um dos motivos dessa divergência é o fato da parede do tubo restringir o movimento da fase sólida do material, ou seja, movimento axial da fase sólida do material na direção axial à propagação da onda, que se dá pelas forças de fricção entre as paredes laterais da amostra e do tubo devido à compressão impressa pela parede do tubo sobre a amostra. Esse efeito foi estudado por autores diferentes e dois efeitos principais podem ser destacados: o primeiro é um enrijecimento do material, deslocando para mais altas frequências o primeiro máximo de absorção e o segundo é o incremento da resistência (parte real da impedância de superfície) nas baixas frequências (SONG; BOLTON; KANG, 2001). Com o objetivo de minimizar as incertezas nas baixas frequências, o limite inferior,  $f_i$ , da caracterização inversa foi estabelecido em 500 Hz. Já o limite superior,  $f_s$ , foi definido em 1500 Hz. Visto que os testes com a espessura menor,  $h_1$ , tendem a divergir menos em relação aos resultados analíticos, foram definidas, após alguns testes, as constantes  $X = 3$  e  $Y = 1$ .

Como visto, quanto maior o raio (ou o diâmetro do tubo) menor a relação  $G$  apresentada. Justificando, assim, a escolha pelo tubo de diâmetro interno de 107 mm na caracterização inversa, ao invés do tubo de 27 mm de diâmetro também disponível para testes. Este último é utilizado para validar os resultados em frequências mais altas. Uma segunda fonte de incerteza na região de contato entre a superfície lateral da amostra e a parede interna do tubo é a presença de vazamentos devido aos danos causados nas amostras durante o processo de corte. Além disso, materiais com alta resistividade ao fluxo tem maior sensibilidade a essa fonte de incerteza (ALLARD; DELAGE, 1985; CUMMINGS, 1991).

### 3.3.1. Restrições dos parâmetros de busca

As variáveis do problema de otimização são os 5 parâmetros macroscópicos do modelo de fluido equivalente JCA. As restrições desses são extremamente importantes para garantir que os parâmetros que serão encontrados possuam ordens de grandezas reais, além de limitar o espaço de busca do problema de otimização. Um conhecimento prévio dos materiais que estão sendo caracterizados é bastante importante para estabelecer esses limites de forma mais efetiva (MAREZE, 2013).

Em geral, para os diferentes tipos de materiais porosos a resistividade ao fluxo pode variar entre  $10^3$  Ns/m<sup>4</sup> e  $10^6$  Ns/m<sup>4</sup> (MAREZE, 2013). Já para os materiais tipicamente fibrosos como fibra de vidro esses limites são restringidos para  $10^3$  Ns/m<sup>4</sup> e  $10^5$  Ns/m<sup>4</sup> (ALLARD; ATALLA, 2009). Em geral, materiais porosos utilizados como absorvedores possuem alta porosidade, normalmente acima de 0,9 e tortuosidade variando entre 1 a 4. Teoricamente, no caso de materiais de poros cilíndricos paralelos a tortuosidade é igual a 1 e os comprimentos característicos térmico e viscoso são iguais (e iguais ao raio hidráulico do poro, consequência da própria definição desses parâmetros). Na prática, para materiais como fibras de vidro a tortuosidade se encontra abaixo de 1,2. Ainda em relação aos materiais fibrosos, as fibras normalmente se encontram em um plano perpendicular ao sentido de incidência acústica. Assim, os comprimentos característicos são relacionados por  $\Lambda = 2\Lambda'$  (ALLARD; ATALLA, 2009). A partir de relações entre os comprimentos característicos com a resistividade ao fluxo, porosidade e tortuosidade (JOHNSON; KOPLIK; SCHWARTZ, 1986; CHAMPOUX; ALLARD, 1991), e também da restrição de que o comprimento característico viscoso é menor ou igual ao comprimento característico térmico, Atalla *et al.* (2005) definem as seguintes restrições para  $\alpha_\infty$ ,  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ :

$$1 \leq \alpha_\infty \leq 4, \quad (3.11)$$

$$\frac{1}{3,3} \left( \frac{8\alpha_\infty\eta}{\sigma\phi} \right)^{1/2} \leq (\Lambda, \Lambda') \leq \frac{1}{0,3} \left( \frac{8\alpha_\infty\eta}{\sigma\phi} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.12)$$

$$\Lambda \leq \Lambda'. \quad (3.13)$$

O conjunto de restrições acima relacionam os comprimentos característicos com a resistividade ao fluxo e a porosidade. Porém, neste

trabalho, nenhum destes parâmetros é medido diretamente, o que não permite utilizar a restrição da Equação 3.12. Entretanto, a partir dessas relações, das discussões anteriores e dos limites utilizados nos trabalhos de Cavalheiro (2015), foram estabelecidos os limites máximos e mínimos, conforme Tabela 2, de cada parâmetro utilizado na caracterização inversa dos materiais tipicamente fibrosos (fibras de vidro e lã de rocha). No caso das espumas, foram utilizados os limites de cada parâmetro apresentados por Pilon *et al.* (2003) que, através de métodos diretos e inversos, obteve os 9 parâmetros caracterizadores de 30 espumas diferentes, comumente utilizadas no controle de ruído. Esses limites são apresentados na Tabela 3.

Tabela 2: Limites máximos e mínimos de cada variável do problema de caracterização inversa dos materiais fibrosos.

Limites	$\sigma$ (Ns/m <sup>4</sup> )	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ (μm)	$\Lambda'$ (μm)
Mínimo	5000	0,90	1,00	10	10
Máximo	300000	0,99	4,00	500	500

Tabela 3: Limites máximos e mínimos de cada variável do problema de caracterização inversa para as espumas (PILON; PANNETON; SGARD, 2003).

Limites	$\sigma$ (Ns/m <sup>4</sup> )	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ (μm)	$\Lambda'$ (μm)
Mínimo	5000	0,87	1,00	21	50
Máximo	85000	0,99	3,20	213	525

Na sequência, é feita uma análise da função objetivo destacando a importância de cada parâmetro e avaliando a correlação existente entre eles.

### 3.3.1. Avaliação da Função Objetivo

O principal problema da caracterização inversa proposta é a impossibilidade de se afirmar que os parâmetros obtidos compõem uma solução única do problema. Tal dificuldade surge do alto grau de correlação entre os parâmetros. Portanto, é possível encontrar um conjunto de dados que forneça um resultado que atenda aos critérios de convergência, porém não há garantia de que esses sejam os verdadeiros parâmetros dos materiais. Uma ferramenta utilizada para minimizar esse problema é a utilização da função objetivo dupla, conforme Equação 3.10.

Dentre os parâmetros, a porosidade e a tortuosidade são os menos problemáticos devido à quantidade de dados disponíveis na literatura. Embora a porosidade seja um parâmetro que influencie praticamente todo o espectro (MAREZE, 2013), uma variação dentro dos limites

apresentados não causa mudanças bruscas no coeficiente de absorção. A tortuosidade também é um valor bem definido para materiais fibrosos e, em muitos casos, próxima de 1. No caso das espumas é mais comum estas apresentarem valores maiores que 1. Os demais parâmetros ( $\sigma$ ,  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ ) apresentam variações em maiores escalas dificultando a busca por eles. Além disso, existe uma correlação entre  $\sigma$  e  $\Lambda$ . Por exemplo, é esperado que materiais de alta resistividade ao fluxo apresentem baixos valores de  $\Lambda$ , o que indica que o raio hidráulico médio dos poros menores seja mais fechado, tendo-se consequentemente maior resistividade ao fluxo e vice-versa.

Uma análise da função objetivo é conveniente para avaliar a sensibilidade destes três parâmetros. Neste caso será utilizada a função objetivo simples, conforme Equação 3.9. Embora a função objetivo seja avaliada em função da impedância de superfície, os resultados são analisados com auxílio do coeficiente de absorção. Tal avaliação foi realizada de maneira similar à apresentada por Atalla *et al.* (2005). Segundo este, o coeficiente de absorção pode ser dividido em três zonas, sendo a primeira correspondente à região que antecede o primeiro máximo de absorção. A Zona I é principalmente controlada por  $\sigma$ ,  $\phi$  e  $\Lambda'$ . A Zona II corresponde à região do primeiro máximo de absorção e é mais sensível aos parâmetros  $\sigma$ ,  $\alpha_\infty$  e  $\Lambda$ . A terceira e última Zona corresponde às frequências acima da Zona II, onde os parâmetros  $\phi$ ,  $\Lambda$  e  $\Lambda'$  são os mais importantes. A Figura 15 apresenta o coeficiente de absorção de um material típico.

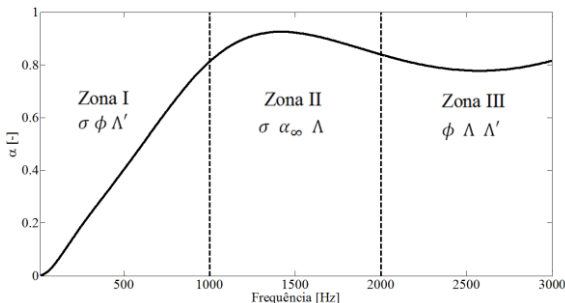


Figura 15: Zona I, II e III do coeficiente de absorção de um material típico (ATALLA E PANNETON, 2005).

Para avaliação da função objetivo serão utilizados os materiais hipotéticos A e B, a partir dos parâmetros definidos na Tabela 1, considerando uma espessura de 50 mm. Essa análise é realizada utilizando o modelo JCA flexível. A curva de absorção dos dois materiais é apresentada na

Figura 16. Nota-se que as duas curvas apresentam as três regiões definidas por Atalla *et al.* (2005).

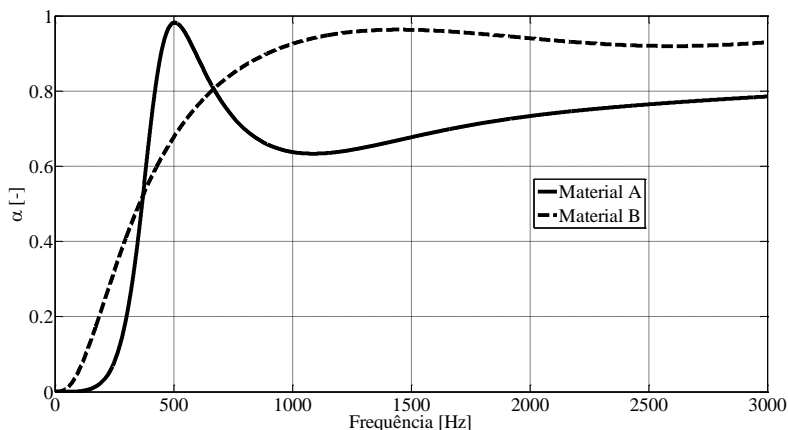


Figura 16: Coeficiente de absorção dos materiais A e B, considerando espessura de 50 mm. Modelo JCA flexível.

Para o cálculo da função objetivo,  $\tilde{Z}_s^{\text{ref}}(h)$  é calculado de forma analítica, a partir da Equação 2.3, segundo o modelo JCA flexível. Em seguida a função objetivo é avaliada em função dos dois parâmetros  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ , dentro dos limites definidos na Tabela 2, sendo os outros parâmetros fixados em seus valores exatos. A solução do problema proposto deve conduzir aos valores reais do material utilizado. A função objetivo é então avaliada considerando diferentes intervalos de frequência, dentro de cada uma das zonas definidas anteriormente. Os resultados para o material B são apresentados na Figura 17.

Observa-se, na Figura 17-a, onde a função objetivo é calculada para a zona I, uma rápida variação da função objetivo com a mudança dos valores de  $\Lambda'$ , enquanto que a função permanece praticamente contínua para as variações dos valores de  $\Lambda$ . Tais resultados ressaltam que a contribuição térmica é mais importante nas baixas frequências onde os efeitos térmicos são principalmente controlados pelo comprimento característico térmico. A Figura 17-b, neste caso a função objetivo é avaliada dentro dos limites da Zona II, mostra um efeito inverso, sendo a função objetivo mais sensível às mudanças de  $\Lambda$ . A Zona III, conforme Figura 17-c, mostra uma sensibilidade predominante do valor do comprimento característico viscoso. Porém, quando se avalia a função objetivo ao longo de todo o espectro, considerando as Zonas I, II e III, nota-se uma

sensibilidade similar para os dois parâmetros na região próxima ao ponto de mínimo da função, conforme Figura 17-d.

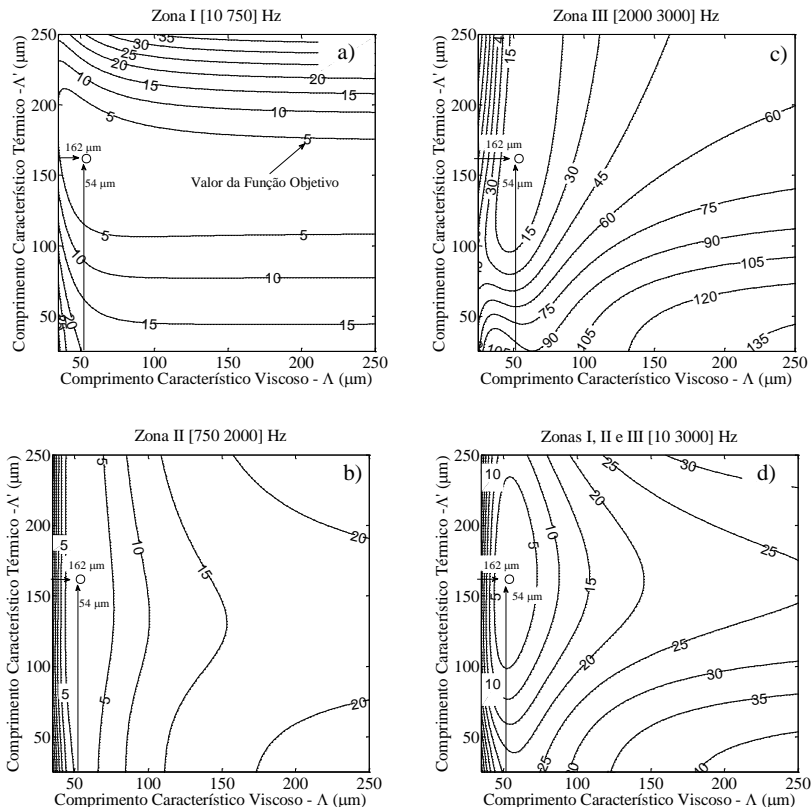


Figura 17: Avaliação da função objetivo em função do comprimento característico viscoso e térmico,  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ . Considerando material hipotético B. Parâmetros do material:  $\sigma=23000$  (Ns/m<sup>4</sup>);  $\phi=0,95$ ;  $\alpha_\infty=1$ ;  $\Lambda=54$  ( $\mu\text{m}$ );  $\Lambda'=162$  ( $\mu\text{m}$ ) e  $\rho_m=58$  (kg/m<sup>3</sup>). Espessura do material 50 mm.

A análise acima indica resultados bastante similares aos apresentados por Atalla *et al.* (2005) e são relevantes quanto à necessidade de se utilizar as informações das três zonas no problema de caracterização inversa. Na sequência, a mesma análise é realizada para o material A, considerando a mesma espessura de 50 mm. Também são avaliadas as Zonas I, II e III, porém com intervalos de frequências diferentes, de acordo com as características da curva de absorção do material em referência, ver Figura 16. Os resultados seguem de acordo com a Figura 18.

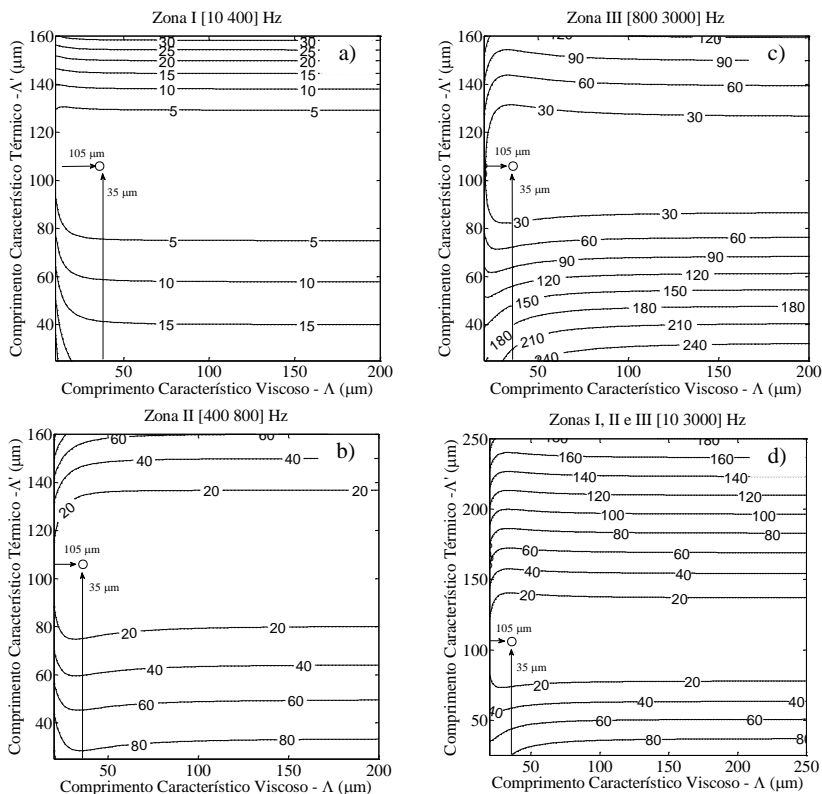


Figura 18: Avaliação da função objetivo em função do comprimento característico viscoso e térmico,  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ . Considerando material hipotético A. Parâmetros fixados:  $\sigma=105000$  (Ns/m<sup>4</sup>);  $\phi=0,95$ ;  $\alpha_{\infty}=1$ ;  $\Lambda=35$  ( $\mu\text{m}$ );  $\Lambda'=105$  ( $\mu\text{m}$ ) e  $\rho_m=17$  (kg/m<sup>3</sup>). Espessura do material 50 mm.

Todos os resultados apresentados na Figura 18 indicam uma baixa sensibilidade do comprimento característico viscoso  $\Lambda$ . Mesmo nas Zonas II e III, onde foi observada uma grande sensibilidade desse parâmetro no caso anterior, observa-se uma maior importância do comprimento característico térmico. Nota-se, portanto, que materiais com altos valores de resistividade ao fluxo podem apresentar uma baixa sensibilidade ao comprimento característico viscoso. Ou seja, os valores de  $\Lambda$  podem apresentar instabilidade durante a caracterização inversa.

### 3.3.2. Algoritmo de otimização

A caracterização inversa é um problema de otimização multidimensional de variáveis contínuas, logo o espaço de busca pelos parâmetros é dito infinito. Sendo assim, uma busca exaustiva pela solução do problema é inviável.

Dois algoritmos evolucionários foram aplicados para solucionar o problema: Algoritmo Genético (GA – *Genetic Algorithm*) e algoritmo de Evolução Diferencial (DE – *Differential Evolution*). Estes dois algoritmos são similares. Ambos operam em busca da solução através de recombinação, mutação e seleção dos indivíduos com o intuito de minimizar a função objetivo (PRICE; STORN; LAMPINEN, 2006). Os dois são baseados na teoria da evolução das espécies (DARWIN, 1973). A busca pela solução do problema é feita a partir de uma população inicial que é gerada de forma aleatória. Essa população é composta por indivíduos, os quais são comparados para se avaliar o melhor candidato para a solução desejada. Na primeira iteração, os indivíduos da primeira população são comparados entre si. A partir daí, os melhores indivíduos são armazenados e uma nova população é gerada a partir da recombinação desses. A forma como o GA e o DE recombina os melhores indivíduos para se gerar uma nova população é uma das características que os distinguem. A nova população será composta pelos melhores indivíduos da primeira população (seleção), novos indivíduos originados a partir da perturbação destes (recombinação) e indivíduos originados a partir de mutações. Os principais parâmetros dos dois algoritmos responsáveis pelas perturbações e mutação dos indivíduos em cada interação é o fator de cruzamento (*crossover*) CR e a taxa de mutação F. O fator de cruzamento é responsável por causar pequenas perturbações nos melhores indivíduos, fazendo uma varredura na possível região de solução. Já o fator de mutação tem por objetivo garantir a diversidade de indivíduos avaliados. Por fim, o processo iterativo de gerar novas populações e avaliar seus indivíduos é realizado até que o valor da função objetivo convirja ou atinja o critério de parada.

Com o objetivo de avaliar qual dos dois algoritmos se apresenta mais adequado para a caracterização inversa, foi utilizado um problema idealizado e o mesmo foi solucionado a partir dos dois algoritmos. O problema consiste em solucionar a função objetivo definida na Equação 3.9, sendo  $\tilde{Z}_s^{\text{ref}}(h)$  calculado de forma analítica, utilizando o modelo JCA-flexível, considerando o material A com espessura de 25 mm. Esse resultado é utilizado como valor de referência na função objetivo e a partir dos dois algoritmos o problema inverso foi solucionado. A faixa



de frequência avaliada é de 1 a 2000 Hz. Os resultados seguem conforme Figura 19. Os parâmetros obtidos a partir de cada algoritmo estão sumarizados na Tabela 4.

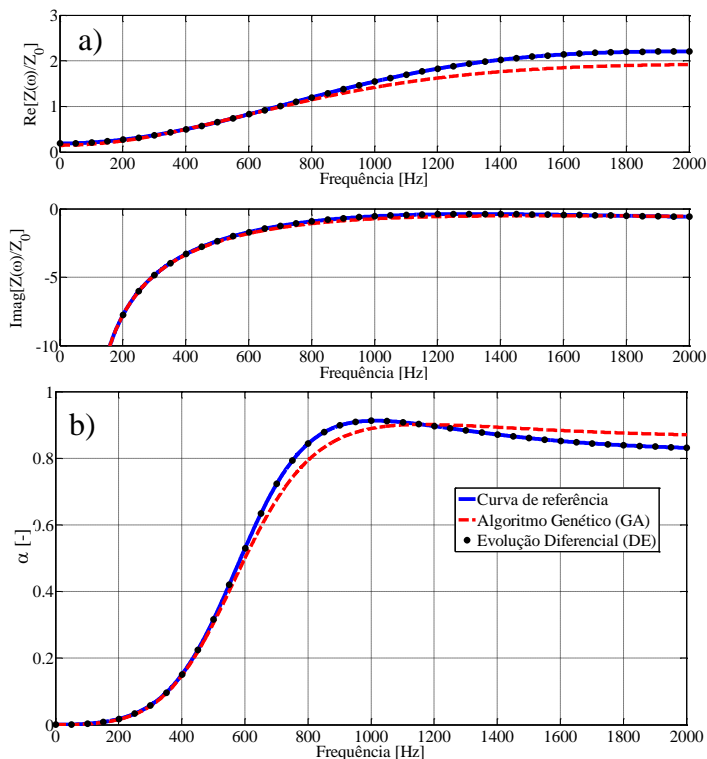


Figura 19: Comparação entre os algoritmos GA e DE. Curva de referência considerando material A, modelo JCA-flexível e espessura de 25 mm. Figura a: impedância de superfície normalizada. Figura b: coeficiente de absorção.

Tabela 4: Parâmetros obtidos através da caracterização a partir dos algoritmos de otimização GA e DE. A densidade do material é um parâmetro fixo.

	$\rho_m$ ( $\text{kg/m}^3$ )	$\sigma$ (Ns/m <sup>4</sup> )	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )
Material A	17	105000	0,95	1,00	35,10	105,30
Parâmetros GA	17	87180	0,95	1,00	37,00	93,00
Parâmetros DE	17	104980	0,95	1,00	35,00	105,00

A configuração utilizada no GA consiste em uma população inicial de 100 indivíduos, 100 gerações, taxa de mutação de 5 % e fator de

cruzamento 0,8. Os valores da taxa de mutação e fator de cruzamento utilizados foram apresentados por Mareze (2013). Quanto ao espaço de busca, as variáveis são ditas contínuas entre o intervalo máximo e mínimo estabelecidos. No caso do DE, os parâmetros utilizados foram: tamanho da população de 100 indivíduos, número de iterações 100, taxa de mutação  $F$  de 0,935 e fator de cruzamento 1. Essa configuração foi definida por Atalla (2002), que desenvolve um trabalho mais completo em relação à comparação entre diferentes algoritmos de otimização, assim como um estudo mais detalhado quanto à definição dos parâmetros utilizados no DE (ATALLA, 2002). O espaço de busca no DE, embora seja contínuo, o código utilizado permite a implementação de uma quantização das variáveis de maneira simples. Assim, a discretização utilizada foi:  $\Delta\sigma = 10$ ;  $\Delta\phi = 0,01$ ;  $\Delta\alpha_\infty = 0,01$ ;  $\Delta\Lambda' = 10^{-6}$  e  $\Delta\Lambda = 10^{-6}$  (CAVALHEIRO, 2015). Apenas a discretização da tortuosidade é diferente da utilizada por Cavalheiro (2015), sendo que este utilizou  $\Delta\alpha_\infty = 0,1$ .

Quanto ao tempo de otimização, o GA teve um tempo de processamento de aproximadamente 190 segundos, enquanto que o DE utilizou aproximadamente 42 segundos. Além de um tempo de processamento menor, o DE forneceu uma resposta mais próxima da curva de referência da impedância de superfície e, conseqüentemente, do coeficiente de absorção. A Tabela 4 mostra que os valores obtidos pelo DE são mais precisos do que os resultados fornecidos pelo GA. Tais resultados motivaram a utilização do DE na caracterização inversa. Os resultados do GA destacam a possibilidade de se obter uma curva próxima do resultado esperado, porém com valores mais imprecisos.

### 3.4. Resultados

No procedimento de caracterização inversa foram utilizadas 4 fibras de vidro e 2 espumas comumente utilizadas na indústria aeronáutica (materiais de baixa densidade). A estrutura sólida destes foi considerada como flexível. Além destes, foi utilizada uma espuma comum de 27 kg/m<sup>3</sup> e uma lâ de rocha de densidade de 64 kg/m<sup>3</sup>, estes foram considerados como rígidos. As espessuras das amostras foram definidas com o objetivo de se trabalhar com as três zonas definidas no item 3.2.1. Para levar em consideração a heterogeneidade dos materiais porosos, foram utilizadas três amostras de cada espessura, onde as amostras 1, 2 e 3 são referentes à espessura menor,  $h_1$ , e as amostras 4, 5 e 6 relacionadas à espessura maior,  $h_2$ . A caracterização inversa é realizada para os três

pares de amostras, sendo o valor final dado pela média aritmética dos valores obtidos. Para obter amostras com espessuras maiores que as nominais foram utilizadas 2 amostras em série. No caso das amostras utilizadas com espessura menor que a nominal, o material disponível foi cortado no sentido transversal. A Figura 20 apresenta uma amostra de cada um dos materiais. A Tabela 5 apresenta a densidade de cada um dos materiais, a espessura nominal e as espessuras  $h_1$  e  $h_2$ .



Figura 20: Amostras de 107 mm de diâmetro usadas na caracterização inversa.

Tabela 5: Materiais utilizados na caracterização inversa e suas respectivas densidades e espessuras nominais.

	Material	Densidade ( $\text{kg/m}^3$ )	Espessura nominal (mm)	Espessura $h_1$ (mm)	Espessura $h_2$ (mm)
1	Fibra de vidro A	9,6	25,4	25,4	50,8
2	Fibra de vidro B	13	34	34	68
3	Fibra de vidro C	16	9,53	19,1	38,1
4	Fibra de vidro D	19,22	9,53	19,1	38,1
5	Espuma A	10	21	21	42
6	Espuma B	7,3	25	25	50
7	Espuma C	27	50	25	50
8	Lã de rocha	64	50	25	50

Nas Figuras 21 a 18 são apresentados os resultados obtidos experimentalmente, as médias experimentais e os valores obtidos pelo método inverso. As figuras denominadas “a” apresentam os dados da impedância de superfície normalizada, tanto parte real como parte imaginária, referentes à espessura menor. As denominadas “b” referem-se aos dados para a impedância de superfície normalizada referente à espessura maior. Denominadas como “c” mostram as curvas de absorção para ambas as espessuras. Os valores de cada parâmetro obtido, em relação a cada um dos pares de amostras, e os valores médios são apresentados nas Tabelas 6 a 13.

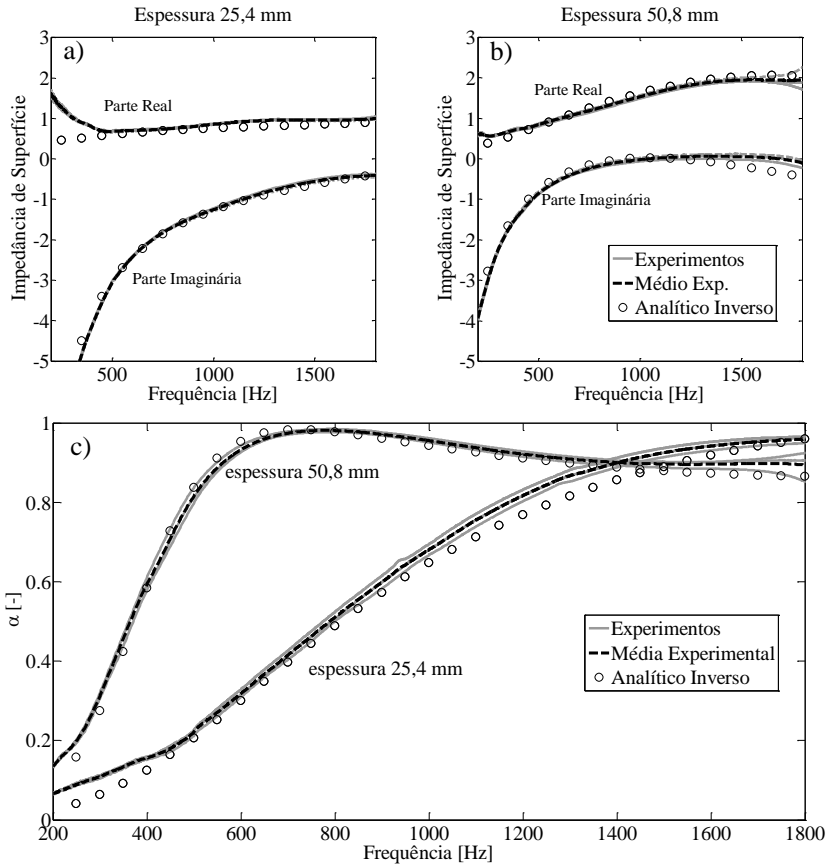


Figura 21: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro A ( $9,6 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25,4 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50,8 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 6: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro A.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	39350	0,93	1,00	36	148
2 e 5	37710	0,92	1,00	34	149
3 e 6	39110	0,90	1,18	42	147
<b>Médio</b>	<b>38723</b>	<b>0,92</b>	<b>1,06</b>	<b>37</b>	<b>148</b>

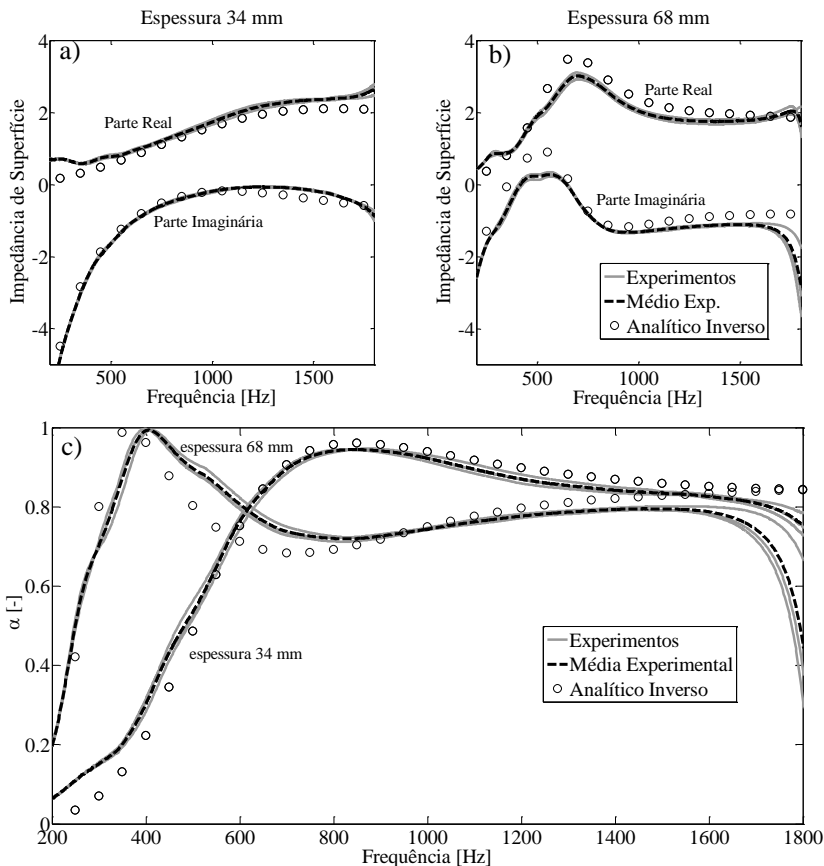


Figura 22: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro B ( $13 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 34 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 68 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 7: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro B.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	70710	0,93	1,00	48	49
2 e 5	69140	0,91	1,00	39	40
3 e 6	74010	0,90	1,00	47	62
<b>Médio</b>	<b>71287</b>	<b>0,91</b>	<b>1,00</b>	<b>45</b>	<b>50</b>

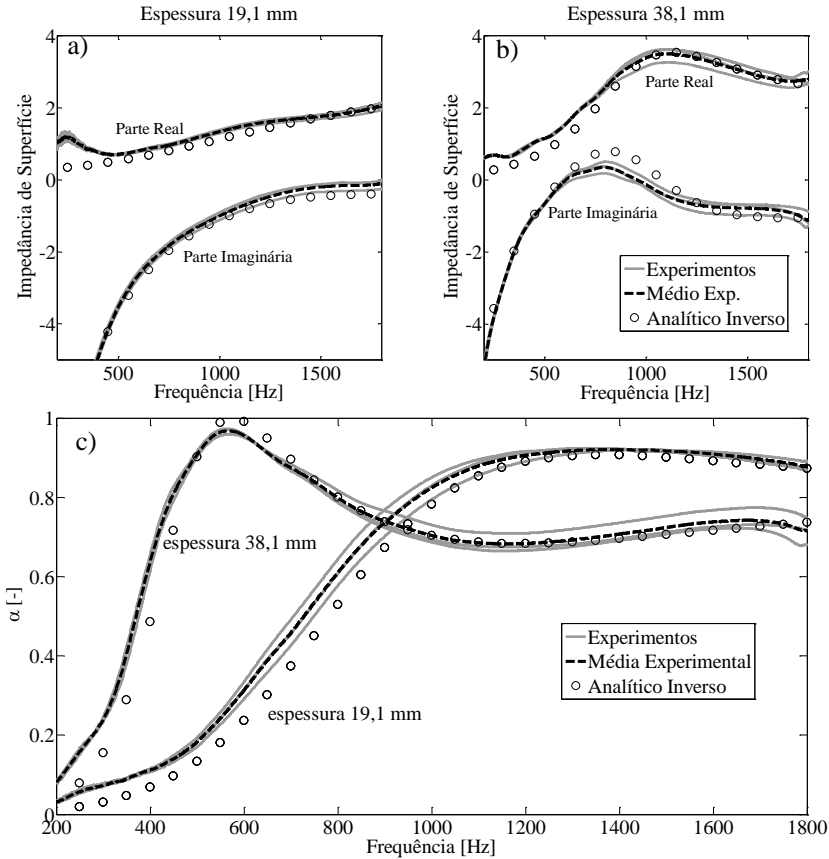


Figura 23: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro C ( $16 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 19,1 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 38,1 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 8: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro C.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda(\mu\text{m})$	$\Lambda'(\mu\text{m})$
1 e 4	149030	0,94	1,00	119	120
2 e 5	137390	0,91	1,00	103	104
3 e 6	133980	0,98	1,00	115	116
<b>Médio</b>	<b>140133</b>	<b>0,94</b>	<b>1,00</b>	<b>112</b>	<b>113</b>

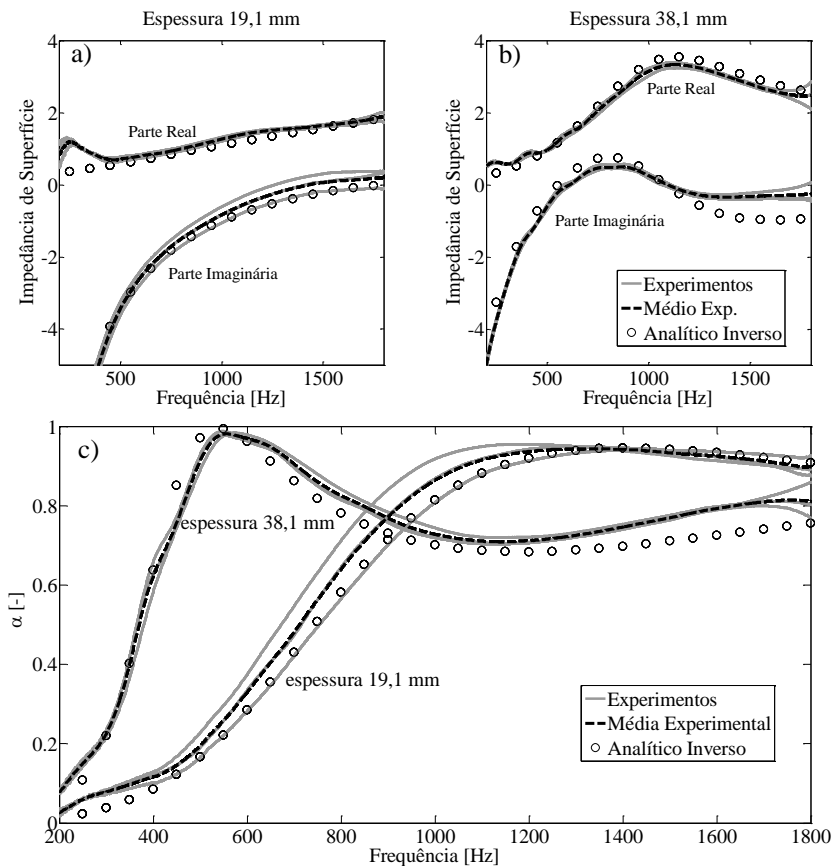


Figura 24: Resultados experimentais referentes à fibra de vidro D ( $19,22 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 19,1 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 38,1 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 9: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro D.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	120260	0,97	1,08	10	119
2 e 5	122650	0,99	1,18	10	115
3 e 6	138160	0,99	1,30	10	113
<b>Médio</b>	<b>127023</b>	<b>0,98</b>	<b>1,19</b>	<b>10</b>	<b>116</b>

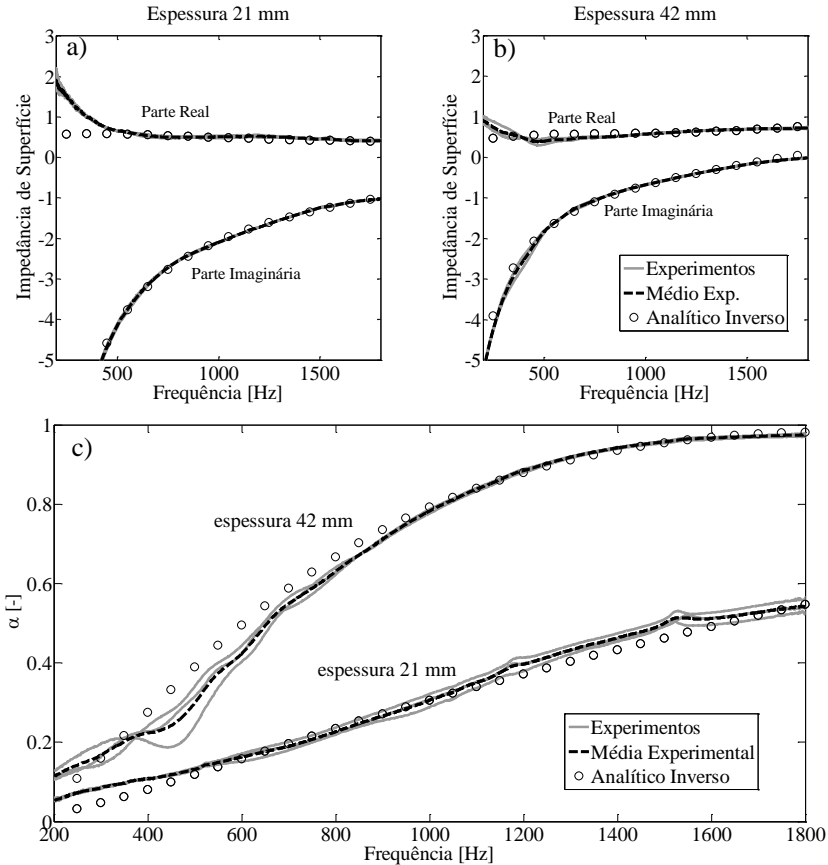


Figura 25: Resultados experimentais referentes à espuma A ( $10 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 21 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 42 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 10: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à fibra de vidro D.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	12650	0,90	1,00	90	148
2 e 5	13290	0,91	1,00	90	152
3 e 6	11940	0,89	1,00	93	143
<b>Médio</b>	<b>12627</b>	<b>0,90</b>	<b>1,00</b>	<b>91</b>	<b>148</b>



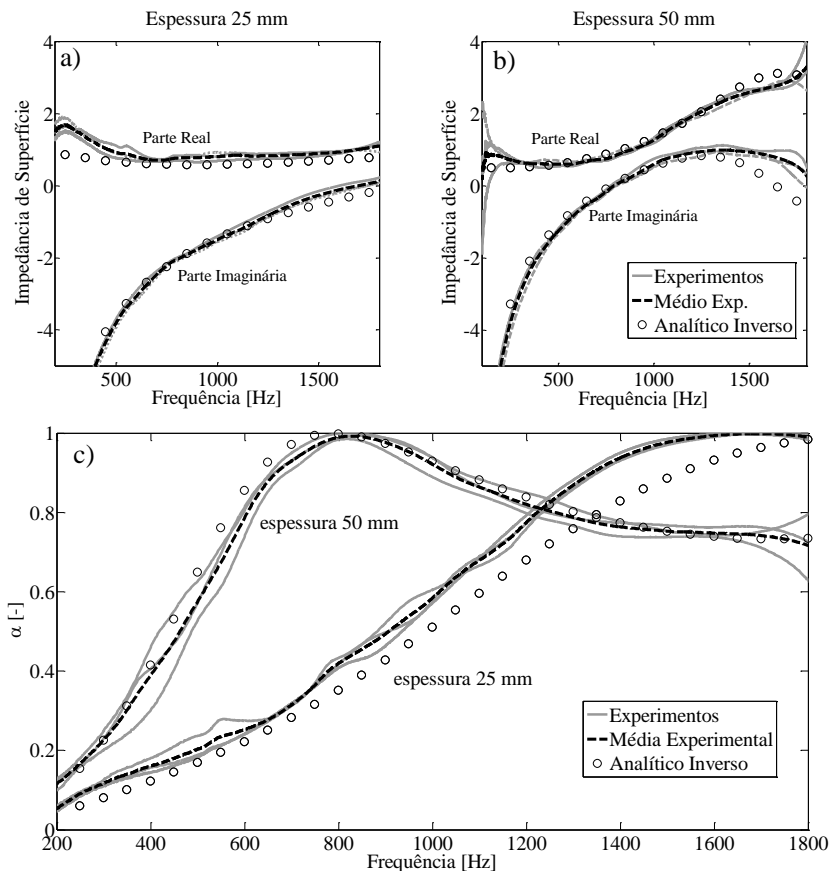


Figura 26: Resultados experimentais referentes à espuma B ( $7,3 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA flexível, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 11: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à espuma B.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	54030	0,87	1,26	21	211
2 e 5	52560	0,87	1,05	21	245
3 e 6	50950	0,87	1,23	27	239
<b>Médio</b>	<b>52513</b>	<b>0,87</b>	<b>1,18</b>	<b>23</b>	<b>232</b>

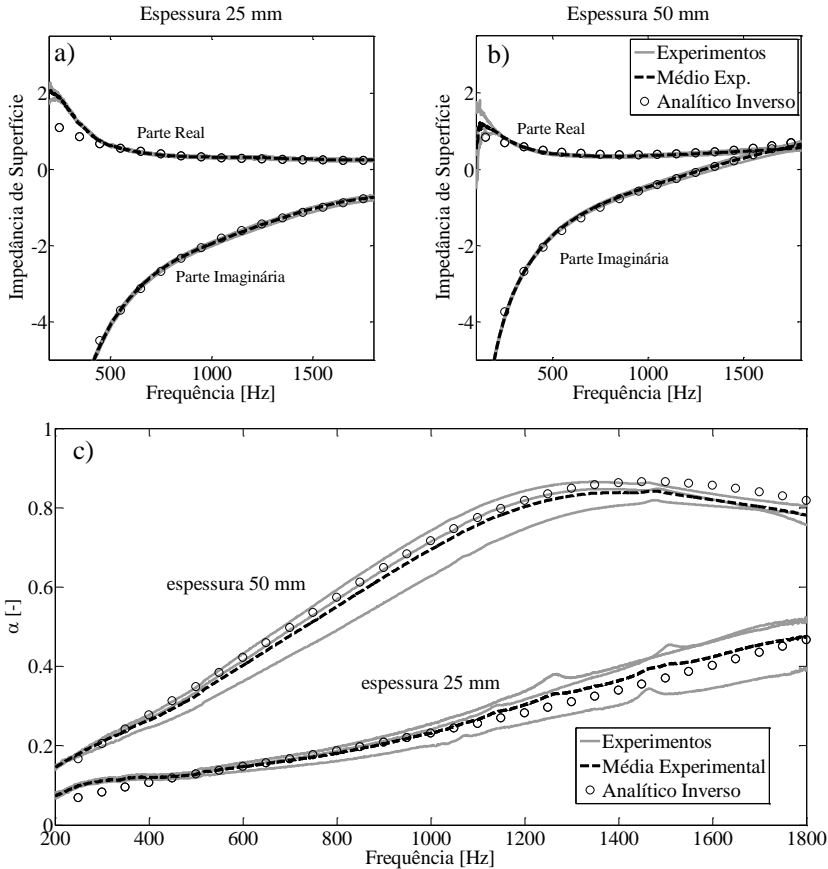


Figura 27: Resultados experimentais referentes à espuma C ( $27 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA rígido, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 12: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à espuma C.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	5000	0,89	1,41	213	262
2 e 5	5000	0,88	1,42	213	314
3 e 6	5000	0,91	1,28	213	288
<b>Médio</b>	<b>5000</b>	<b>0,89</b>	<b>1,37</b>	<b>213</b>	<b>288</b>

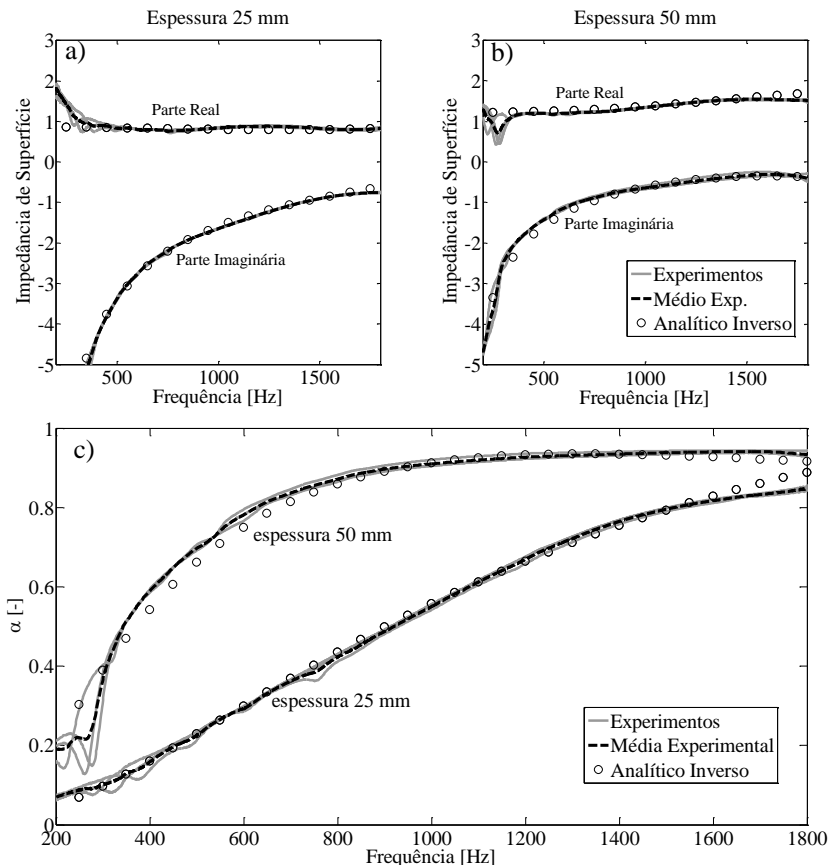


Figura 28: Resultados experimentais referentes à lã de rocha ( $64 \text{ kg/m}^3$ ) e analíticos JCA rígido, a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso. a) Impedância de superfície normalizada para espessura de 25 mm; b) Impedância de superfície normalizada para espessura de 50 mm; c) coeficientes de absorção referentes às duas espessuras.

Tabela 13: Parâmetros encontrados para cada par de amostras e valores médios, referentes à lã de rocha.

Amostras	$\sigma \text{ (Ns/m}^4\text{)}$	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda \text{ (\mu m)}$	$\Lambda' \text{ (\mu m)}$
1 e 4	26520	0,92	1,00	42	140
2 e 5	25830	0,92	1,00	45	141
3 e 6	24880	0,91	1,00	40	145
<b>Médio</b>	<b>25743</b>	<b>0,92</b>	<b>1,00</b>	<b>42</b>	<b>142</b>

A partir dos resultados apresentados, pode-se observar que os parâmetros obtidos pelo método inverso geraram resultados com boa concordância com seus respectivos resultados experimentais. O fato de que, com um único conjunto de parâmetros, têm-se respostas com boa precisão para duas espessuras diferentes, evidencia a validade dos parâmetros e da metodologia utilizada. Os parâmetros obtidos são sintetizados na Tabela 14.

Tabela 14: Parâmetros caracterizadores obtidos pelo método inverso.

Material	$\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\sigma$ (Ns/m <sup>4</sup> )	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ (μm)	$\Lambda'$ (μm)
Fibra de vidro A	9,6	38723	0,92	1,06	37	148
Fibra de vidro B	13	71287	0,91	1,00	45	50
Fibra de vidro C	16	140133	0,94	1,00	112	113
Fibra de vidro D	19,22	127023	0,98	1,19	10	116
Espuma A	10	12627	0,90	1,00	91	148
Espuma B	7,3	52513	0,87	1,18	23	232
Espuma C	27	5000	0,89	1,37	213	288
Lã de rocha	64	25743	0,92	1,00	42	142

Em relação aos coeficientes de absorção, obtidos para as fibras A, C, D e espuma B, nota-se que, mesmo utilizando uma constante de ponderação  $X = 3$ , os resultados para a espessura  $h_1$  mostraram uma divergência maior entre analítico e experimental que os resultados com a espessura  $h_2$ , indicando maior sensibilidade da função objetivo para os resultados com espessura maior. Embora os resultados tenham apresentado boa concordância entre os dados experimentais e analíticos, não é possível afirmar que os dados obtidos pela caracterização inversa representam os parâmetros reais dos materiais. Uma grande fonte de incerteza em relação aos resultados obtidos provém dos parâmetros que tenderam aos limites estabelecidos, conforme Tabela 2 e Tabela 3, com exceção da porosidade e da tortuosidade que se encontram próximo do valor unitário. O primeiro destes valores a ser comentado é o comprimento característico viscoso referente à fibra D,  $\Lambda = 10 \mu\text{m}$ . Este foi encontrado no limite inferior estabelecido na otimização dos três pares de amostras utilizados. Como visto no item 3.3.1, a avaliação da função objetivo mostrou que, para materiais de alta resistividade ao fluxo, o comprimento característico viscoso pode apresentar uma baixa sensibilidade, ver Figura 18. Logo, o comprimento característico viscoso da fibra D pode ter perdido sensibilidade durante a otimização pelo fato de ter sido encontrado um alto valor de resistividade ao fluxo. Ainda em relação a  $\Lambda$  (raio hidráulico médio dos poros menores), é esperado que este apresente valores menores para materiais que possuam alta resistividade ao

fluxo e vice-versa. No caso das fibras, não foi observado o padrão esperado. Novamente, tal divergência pode ser justificada pela perda de sensibilidade deste parâmetro, pois as fibras apresentaram valores altos de resistividade ao fluxo. Porém, no caso das espumas, tal relação entre  $\sigma$  e  $\Lambda$  pôde ser observada. Os parâmetros obtidos para a espuma C foram os que apresentaram maior incerteza, pois, tanto  $\sigma$  como  $\Lambda$  tenderam aos limites mínimo e máximo, respectivamente. Neste caso, a resistividade ao fluxo mostra baixa sensibilidade na função objetivo. Em outras palavras, os resultados apontam que, no caso de materiais com baixa resistividade ao fluxo, é possível ajustar as curvas de impedância a partir dos outros quatro parâmetros ( $\phi, \alpha_\infty, \Lambda, \Lambda'$ ).

Apenas a espuma A e a lã de rocha apresentaram queda no coeficiente de absorção devido à ressonância de  $\frac{1}{4}$  de comprimento de onda da fase sólida do material dentro da faixa de frequências analisadas. Além disso, só foi possível observar as quedas no caso das espessuras maiores, sendo a queda da espuma A observada em torno de 450 Hz e no caso da lã de rocha abaixo de 300 Hz. Tais resultados são importantes para destacar a importância de terem sido utilizadas somente frequências acima de 500 Hz na caracterização inversa. Ou seja, foi utilizada a região onde a hipótese de fluido equivalente é válida, acima da região de acoplamento entre a fase sólida e fluida.

Na sequência, os parâmetros obtidos pelo método inverso são avaliados em uma faixa de frequência diferente da região utilizada na caracterização inversa (de 500 a 1500 Hz). Tal validação foi realizada a partir da comparação dos resultados analíticos, em função dos parâmetros apresentados na Tabela 14, com resultados de impedância de superfície obtidos experimentalmente, porém utilizando um tubo de impedância com diâmetro interno de 27 mm. O espaçamento  $s$  entre os microfones utilizados é de 24 mm. O que fornece uma faixa de frequência de 715 até 6431 Hz para o experimento (MAREZE, 2013). Novamente, foram utilizadas três amostras de cada material, porém, neste caso, somente uma espessura foi avaliada. Os resultados das comparações são apresentados na Figura 29.

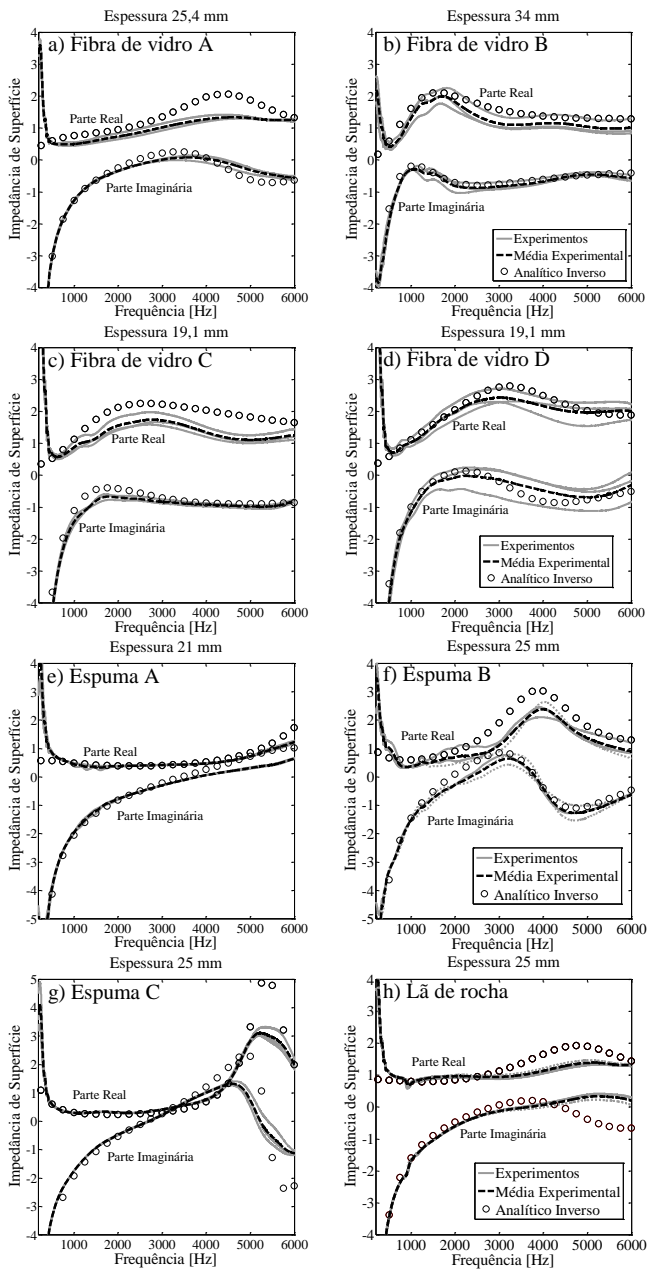


Figura 29: Validação da caracterização inversa para altas frequências.

A partir da análise das curvas de impedância de superfície normalizada, conforme Figura 29, observa-se que os resultados analíticos seguiram a tendência dos resultados experimentais, porém com um grau de concordância inferior ao obtido nos resultados do tubo grande. A principal justificativa da divergência dos resultados pode ser atribuída à contribuição da condição de contorno entre a superfície e a parede lateral do tubo, conforme já discutido. À medida que a relação  $L/R$  diminui, neste caso com a redução de do raio da amostra, a condição de contorno se mostra mais influente (PILON; PANNETON; SGARD, 2003). Divergências similares foram encontradas por Hong (HONG; BOLTON, 2008) ao caracterizar inversamente um material em um tubo de diâmetro maior e comparar os resultados com os dados obtidos em um tubo de diâmetro menor e vice-versa. Neste caso, Hong propõe a utilização de um material não homogêneo para obter um único conjunto de parâmetros que representem dados experimentais em ambos os tubos. Song *et al.* (2001) mostra que em ambos os tubos, pequeno (29 mm) e grande (100 mm), similares aos utilizados neste trabalho, a restrição no contorno da amostra imposta pela parede do tubo causa um aumento da parte real da impedância de superfície (resistência) no limite das baixas frequências (SONG; BOLTON; KANG, 2001). Esse aumento da resistência pôde ser observado na maioria dos resultados experimentais obtidos, tanto para o tubo grande quanto para o tubo pequeno. Porém, este último mostrou um aumento mais pronunciado em relação ao tubo grande, o que pode ser entendido como uma influência mais acentuada da condição de contorno sobre os dados medidos no tubo pequeno.





## 4. PERDA DE TRANSMISSÃO POR INCIDÊNCIA NORMAL (MATRIZ DE TRANSFERÊNCIA)

Este capítulo inicia-se com uma breve referência bibliográfica voltada à perda de transmissão de painéis. Na sequência, a modelagem analítica, através de matriz de transferência, é apresentada seguida de um procedimento experimental para medição de perda de transmissão por incidência normal em tubo de impedância. Em seguida, o modelo analítico é comparado com os resultados experimentais. Por último, é proposta uma metodologia para maximizar a perda de transmissão de painéis duplos preenchidos com materiais porosos quando estes são dispostos em camadas.

### 4.1. Introdução

Painéis multicamadas são amplamente utilizados em diversas áreas, como indústrias aeronáutica e automotiva. O alto desempenho quanto à isolamento acústica é uma das características desejáveis desses painéis. Neste capítulo, é avaliada a perda de transmissão de placas, painéis duplos e painéis duplos preenchidos com materiais porosos. Como visto no Capítulo 2, os meios porosos podem ser representados através dos modelos de fluido equivalente (de estrutura rígida ou flexível) ou poroelástico. A perda de transmissão é avaliada por meio de modelagem analítica, portanto, simplificações são imprescindíveis. Dentre elas tem-se:

- Os meios são ditos como lateralmente infinitos;
- Todos os materiais são considerados homogêneos e isotrópicos;
- É considerada somente incidência de ondas planas;
- Nos exemplos e resultados apresentados será considerada somente incidência normal.

Seja um meio fluido, definido pela sua impedância característica, separado em duas regiões por uma barreira acústica que apresenta uma impedância característica diferente da impedância do fluido. Uma onda acústica, ao incidir sobre essa barreira, terá parte da sua energia acústica refletida, absorvida e transmitida através da barreira (LONDON, 1949), ver Figura 30.

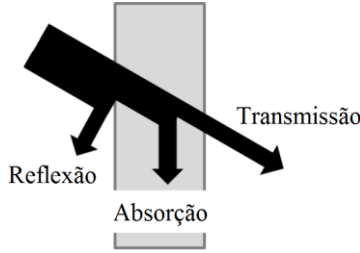


Figura 30: Reflexão, absorção e transmissão de uma onda acústica incidente sobre uma barreira (CAMPOLINA, 2012).

O coeficiente de transmissão de potência sonora é definido como  $\tau = I_t/I_i$ , no qual  $I_i$  se refere à intensidade sonora incidente e  $I_t$  é a intensidade sonora transmitida. A partir deste, é definida a perda de transmissão (*TL - transmission loss*) como:

$$TL = 10 \log \left( \frac{1}{\tau} \right) \text{ (dB)}. \quad (4.1)$$

No caso de uma placa simples, de densidade por unidade de área  $m_p$ , tem-se que a *TL* desta é basicamente controlada pela “lei da massa” até a frequência de coincidência. A lei da massa estabelece que, no caso de incidência de onda plana, a  $TL_m$  de uma placa sofre um incremento de 6 dB a cada dobro da frequência (BERANEK; WORK, 1949).

$$TL_m = 10 \log \left[ 1 + \left( \frac{\omega m_p}{2\rho_0 c_0} \right)^2 \right] \text{ (dB)}. \quad (4.2)$$

A frequência de coincidência,  $f_{co}$ , é definida como a frequência em que a velocidade do som no fluido (aproximadamente constante), é igual à velocidade das ondas de flexão da placa, sendo essa em função da frequência. Essa frequência também é dependente do ângulo de incidência. Logo, tem-se a frequência de coincidência mínima, ou frequência crítica  $f_c$ , quando a incidência acústica tende a angulação de  $90^\circ$ . Nesse caso, a frequência de coincidência tende ao valor crítico  $f_c$ :

$$f_c = \frac{c_0^2}{2\pi h} \sqrt{\frac{12\rho_s(1 - \nu_s^2)}{E_s}}, \quad (4.3)$$

na qual  $h$  é a espessura,  $\rho_s$  a densidade,  $\nu_s$  o coeficiente de Poisson e  $E_s$  é o módulo de elasticidade do material. No caso de incidência normal, a frequência de coincidência tende ao infinito. Quando  $f_c$  apresenta um valor finito, a  $TL$  de um painel simples acima dessa frequência é controlada principalmente pela rigidez.

Seja agora um painel duplo, constituído de duas placas, de densidades por unidade de área  $m_1$  e  $m_2$ , separadas por uma cavidade de ar de espessura  $h$ . A perda de transmissão em função do ângulo de incidência  $\theta$ , neste caso igual a zero, e da massa total dos painéis ( $m_t = m_1 + m_2$ ) é dada por  $TL(\theta, m_t)$ . A  $TL$  do sistema descrito é apresentada na Figura 31 para três casos distintos: quando as duas placas que constituem o painel possuem a mesma massa por unidade de área, logo,  $m_1/m_2 = 1$ ; e também, no caso em que as placas apresentam massas diferentes sendo  $m_1/m_2 = 10$  e  $m_1/m_2 = 50$ .

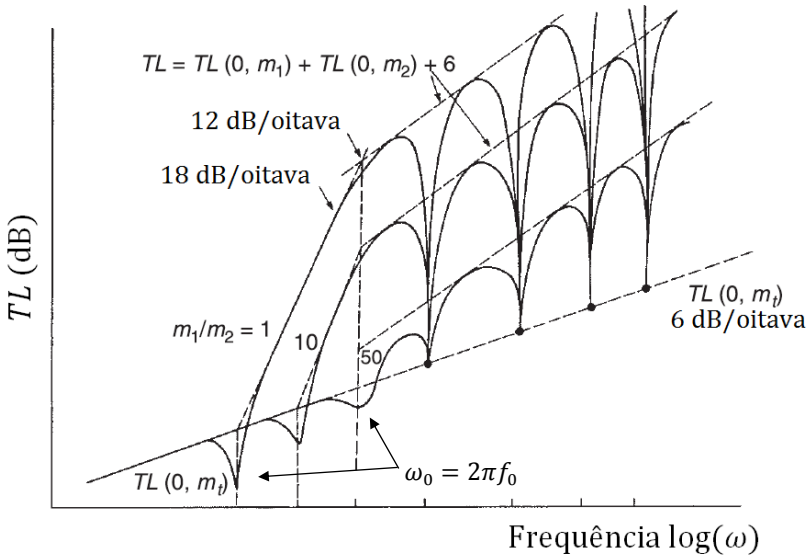


Figura 31:  $TL$  de painéis duplos sem tratamento acústico considerando somente incidência normal de ondas planas (FAHY, 2000).

Região 1 – Em baixas frequências, tem-se que a  $TL(0, m_t)$  é dada pela lei da massa, conforme Equação 4.2. Esse comportamento segue no domínio da frequência até uma primeira queda da  $TL$  devido uma ressonância do sistema, indicada por  $\omega_0$ . Nas baixas frequências, a distribuição da pressão dentro da cavidade é aproximadamente similar em todos

os pontos, logo, grandes comprimentos de onda agem sobre o painel duplo como se fosse uma estrutura única. Nessa região, as duas estruturas tem um comportamento similar ao de uma estrutura única com a massa igual à soma das duas placas.

Região 2 – O sistema apresenta uma queda da  $TL$  em  $\omega_0 = 2\pi f_0$  devido à ressonância denominada massa-mola-massa. A frequência  $f_0$  é dada por (FAHY, 2000):

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \left[ \left( \frac{\rho_0 c_0^2}{h} \right) \left( \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.4)$$

O ar enclausurado entre as placas atua como uma mola equivalente de rigidez  $\rho_0 c_0^2/h$ . Ao se diminuir a rigidez da mola equivalente, com o aumento da espessura, por exemplo, tem-se uma redução da frequência  $f_0$ . Essa frequência é a menor possível quando  $m_1 = m_2$ . Além disso, a queda da perda de transmissão é mais acentuada. A Figura 31 mostra, também, que quanto menor  $f_0$ , mais elevado são os valores da  $TL$  em médias e altas frequências. Ao se utilizar massas diferentes para os dois painéis ( $m_1/m_2$  ou  $m_2/m_1 \gg 1$ ) é possível deslocar  $f_0$  para frequências mais altas, com uma queda menos pronunciada da  $TL$  na ressonância. Porém, esse benefício se dá ao custo do desempenho nas médias e altas frequências.

Região 3 – A partir da ressonância massa-mola-massa a  $TL$  apresenta um aumento da ordem de 18 dB a cada dobro da frequência. Esse comportamento é basicamente controlado pela contribuição da massa das duas placas. O aumento da  $TL$  segue até a primeira ressonância acústica no interior da cavidade de ar.

Região 4 – Na última região apresentada na Figura 31, a perda de transmissão é basicamente controlada pelas ressonâncias dadas pelos múltiplos de meio comprimento de onda. A  $TL$  apresenta um incremento da ordem de 12 dB/oitava, com exceção das quedas devido as ressonâncias. Observa-se que as ressonâncias apresentam quedas até a linha da  $TL(0, m_t)$ .

No caso de incidência oblíqua, o comportamento da  $TL$  de um painel duplo apresenta comportamento similar ao da Figura 31 até a frequência de coincidência.

Um dos principais recursos utilizados em engenharia para se aprimorar a  $TL$  de painéis duplos é a inserção de materiais porosos. Os principais ganhos ocorrem nas altas frequências devido à dissipação, proporcionada pelos materiais acústicos, das ressonâncias acústicas que ocorrem entre as duas placas (FAHY, 2000; BERANEK; WORK, 1949). Além disso, na configuração de painel duplo, onde o espaçamento entre as placas é preenchido com um material poroso, tem-se uma leve queda da frequência da ressonância massa-mola-massa. Neste caso, conforme Equação 4.4, a mola equivalente proporcionada por  $\rho_0 c_0^2/h$  pode ser substituída pela densidade equivalente e pela velocidade do som complexa. A Figura 7 mostra que a velocidade de propagação no fluido equivalente tende a valores inferiores à velocidade do som no ar. Essa redução da velocidade causa uma redução da rigidez equivalente da cavidade acústica entre as placas, deslocando  $f_0$  para frequências mais baixas. Observa-se, ainda, que a mola equivalente ( $\rho_0 c_0^2/h$ ) é alterada pela densidade equivalente do material, porém as variações na velocidade ocorrem em maiores escalas e a velocidade é elevada ao quadrado na expressão apresentada.

Os trabalhos de Beranek *et al.* (1949) e Fahy (2000) consideram o material poroso através da teoria de fluido equivalente, levando em consideração somente a propagação acústica pela fase fluida do material poroso, sendo a dissipação contabilizada através de efeitos visco-ínciais e térmicos. Bolton *et al.* (1993) apresenta uma formulação baseada na teoria de Biot (1956) considerando propagação por ambas as fases que compõem o material poroso. No caso de materiais onde o módulo de elasticidade da fase sólida é suficientemente alto, tem-se grande contribuição da propagação acústica pela fase sólida do material, principalmente quando este é acoplado a uma superfície sólida vibrante, onde a fase sólida do material é diretamente excitada pelo deslocamento da superfície vibrante. Já no caso de lãs minerais, ou outros materiais que apresentam baixo módulo de elasticidade (como fibra de vidro, por exemplo), nota-se uma baixa influência das condições de contorno na perda de transmissão (BOLTON; GREEN, 1993). A influência dos materiais porosos na perda de transmissão de painéis duplos é avaliada mais detalhadamente nos exemplos no Item 4.3.

#### 4.2. Matriz de transferência - TMM

Neste item, o método da matriz de transferência (TMM – *transfer matrix method*) será apresentado. A partir de tal metodologia é possível prever parâmetros acústicos (impedância de superfície, coeficiente de absorção e coeficiente de transmissão) de meios estratificados, compostos por materiais de naturezas diferentes como: fluido, fluido equivalente, sólido elástico e poroelástico. Por simplificação, os materiais tratados neste capítulo serão todos considerados homogêneos e isotrópicos. O meio estratificado é tratado como bidimensional, ou ainda, como lateralmente infinito (ALLARD; ATALLA, 2009).

Inicialmente, considere uma onda plana incidindo com um ângulo  $\theta$  sobre um material de espessura  $h$ , conforme Figura 32. Os pontos  $M_1$  e  $M_2$  correspondem aos pontos próximos da superfície incidente e a superfície ao final do material, respectivamente.

A componente do número de onda na direção  $x_1$  é dada por  $k_1$ :

$$k_1 = k \operatorname{sen}\theta . \quad (4.5)$$

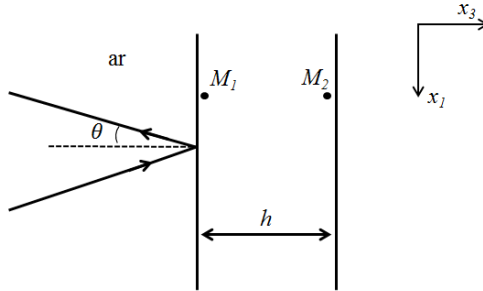


Figura 32: Onda plana incidindo com um ângulo  $\theta$  sobre um material de espessura  $h$  (ALLARD; ATALLA, 2009).

Os vetores  $V(M_1)$  e  $V(M_2)$  são constituídos das variáveis que descrevem o campo acústico no ponto  $M_1$  e  $M_2$ , respectivamente. O campo acústico nos dois pontos é relacionado linearmente através da matriz  $[T]$ :

$$V(M_1) = [T] V(M_2) . \quad (4.6)$$

A matriz  $[T]$  é dependente das propriedades físicas de cada meio e da espessura  $h$ . Essa pode ser entendida como uma “caixa preta” linear (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995).

#### 4.2.1. Fluido

Seja  $p$  a pressão e  $v_3^f$  a componente de velocidade na direção  $x_3$  de um dado fluido. O campo acústico deste é completamente definido no ponto  $M$  pelo vetor:

$$V^f(M) = [p(M) \quad v_3^f(M)]^T, \quad (4.7)$$

no qual  $V^f(M)$  é um vetor coluna, onde T indica transposição da matriz. A componente do número de onda  $k$  na direção  $x_3$  é dada por:

$$k_3 = (k^2 - k^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2}. \quad (4.8)$$

Por se tratar de um fluido, a matriz  $[T^f]$  possui dimensões  $2 \times 2$ . A mesma é dada por (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$[T^f] = \begin{bmatrix} \cos(k_3 h) & j \frac{\omega \rho}{k_3} \text{sen}(k_3 h) \\ j \frac{k_3}{\omega \rho} \text{sen}(k_3 h) & \cos(k_3 h) \end{bmatrix}. \quad (4.9)$$

A matriz  $[T^f]$  pode ser utilizada para representar a propagação acústica em fluidos, assim como nos casos dos modelos de fluido equivalente (de estrutura rígida e flexível) discutidos no Capítulo 2. Nesse caso, o número  $k$  e a densidade  $\rho$  são substituídos pelos respectivos valores complexos que caracterizam o fluido equivalente.

#### 4.2.2. Sólido

Um meio sólido elástico (placas de aço e alumínio, por exemplo) pode ser representado em função das amplitudes de quatro ondas: duas ondas longitudinais (incidente e refletida) e duas ondas de cisalhamento (incidente e refletida). Os números de onda ao quadrado referentes às ondas longitudinal e cisalhante,  $\delta_{s1}^2$  e  $\delta_{s3}^2$ , respectivamente, são dados por:

$$\delta_{s1}^2 = \frac{\omega^2 \rho_s}{\lambda_s + 2\mu_s}, \quad (4.10)$$

$$\delta_{s3}^2 = \frac{\omega^2 \rho_s}{\mu_s} , \quad (4.11)$$

sendo  $\rho_s$  a densidade do sólido elástico,  $\lambda_s$  e  $\mu_s$  são o primeiro e o segundo coeficiente de Lamé (módulo de cisalhamento), respectivamente:

$$\lambda_s = \frac{E_s(1 + j\eta_s)\nu_s}{(1 + \nu_s)(1 - 2\nu_s)} , \quad (4.12)$$

$$\mu_s = \frac{E_s(1 + j\eta_s)}{2(1 + \nu_s)} , \quad (4.13)$$

nos quais  $E_s$  é o módulo de elasticidade,  $\eta_s$  o fator de perda e  $\nu_s$  o coeficiente de Poisson referentes ao sólido elástico. A partir destes, obtém-se as componentes dos números de onda na direção  $x_3$  como:

$$k_{s13} = (\delta_{s1}^2 - k^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2} , \quad (4.14)$$

$$k_{s33} = (\delta_{s3}^2 - k^2 \text{sen}^2 \theta)^{1/2} . \quad (4.15)$$

Os potenciais de deslocamento  $\varphi^s$  e  $\psi^s$ , longitudinal e transversal, respectivamente, são dados em função das componentes dos números de onda (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\varphi^s = e^{j(\omega t - k_1 x_1)} [B_1 e^{-jk_{s13} x_3} + B_2 e^{jk_{s13} x_3}] , \quad (4.16)$$

$$\psi^s = e^{j(\omega t - k_1 x_1)} [B_3 e^{-jk_{s33} x_3} + B_4 e^{jk_{s33} x_3}] . \quad (4.17)$$

As variáveis  $B_1$ ,  $B_2$ ,  $B_3$  e  $B_4$  são as quatro amplitudes das ondas que se propagam no meio sólido elástico. A partir do conhecimento prévio destas é possível prever o campo acústico na camada sólida elástica. Segundo Allard *et al.* (2009), uma alternativa para representar o campo acústico do sólido elástico seria a utilização de quatro variáveis mecânicas. Assim, Folds *et al.* (1977) definiu as velocidades  $v_1$  e  $v_3$ , sendo estas as componentes de velocidades nas direções  $x_1$  e  $x_3$ , e as componentes de tensão  $\sigma_{33}^S$  e  $\sigma_{13}^S$  na direção normal e tangencial, respectivamente. As componentes de tensões são obtidas em função dos potenciais de deslocamento dados pelas Equações 4.16 e 4.17. Logo, o



vetor  $V^s$ , que descreve o campo acústico em um meio sólido elástico em um ponto  $M$ , é dado por:

$$V^s(M) = [v_1^s(M) \ v_3^s(M) \ \sigma_{33}^s(M) \ \sigma_{13}^s(M)]^T . \quad (4.18)$$

Para a obtenção da matriz  $[T^s]$ , que representa o meio sólido elástico, essa de dimensão  $4 \times 4$ , utiliza-se um vetor  $A = [(A_1 + A_2), (A_1 - A_2), (A_3 + A_4), (A_3 - A_4)]$  associado à uma matriz  $[\Gamma^s(x_3)]$  de modo que  $V^s(M) = [\Gamma^s(x_3)]A$ . A matriz  $[\Gamma^s(x_3)]$  é dada de acordo com a Tabela 15 (FOLDS; LOGGINS, 1977; ALLARD; ATALLA, 2009).

Tabela 15: Elementos da matriz  $[\Gamma^s]$

Colunas 1e 2 da matriz  $[\Gamma^s]$

$$\begin{array}{cc} \omega k_1 \cos(k_{s13}x_3) & -j\omega k_1 \sin(k_{s13}x_3) \\ -j\omega k_{s13} \sin(k_{s13}x_3) & \omega k_{s13} \cos(k_{s13}x_3) \\ -D_1 \cos(k_{s13}x_3) & jD_1 \sin(k_{s13}x_3) \\ jD_2 k_{s13} \sin(k_{s13}x_3) & -D_2 k_{s13} \cos(k_{s13}x_3) \end{array}$$

Colunas 3 e 4 da matriz  $[\Gamma^s]$

$$\begin{array}{cc} j\omega k_{s33} \sin(k_{s33}x_3) & -\omega k_{s33} \cos(k_{s33}x_3) \\ \omega k_1 \cos(k_{s33}x_3) & -j\omega k_1 \sin(k_{s33}x_3) \\ jD_2 k_{s33} \sin(k_{s33}x_3) & -D_2 k_{s33} \cos(k_{s33}x_3) \\ D_1 \cos(k_{s33}x_3) & -jD_1 \sin(k_{s33}x_3) \end{array}$$

Na tabela acima  $D_1 = \mu_s(k_{s13}^2 - k_1^2)$  e  $D_2 = 2\mu_s k_1$ . Fixando a origem na direção  $x_3$  no ponto  $M_1$ , tem-se as relações  $V^s(M_1) = [\Gamma^s(0)]A$  e  $V^s(M_2) = [\Gamma^s(h)]A$ . A partir dessa relação obtém-se a matriz  $[T^s] = [\Gamma^s(0)][\Gamma^s(h)]^{-1}$ . Porém, a inversão de  $[\Gamma^s(h)]$  pode gerar instabilidade numérica, dessa forma, Allard *et al.* (2009) recomenda que a origem em  $x_3$  seja convencionada no ponto  $M_2$ , o que permite a matriz  $[T^s]$  ser escrita na seguinte forma:

$$[T^s] = [\Gamma^s(-h)][\Gamma^s(0)]^{-1} , \quad (4.19)$$

na qual  $[\Gamma^s(0)]^{-1}$  é obtida de forma analítica (FOLDS; LOGGINS, 1977; ALLARD; ATALLA, 2009):

$$[\Gamma(0)]^{-1} = \begin{bmatrix} \frac{2k_1}{\omega\delta_{s3}^2} & 0 & -\frac{1}{\mu_s\delta_{s3}^2} & 0 \\ 0 & \frac{k_{s33}^2 - k_1^2}{\omega k_{s13}\delta_{s3}^2} & 0 & -\frac{k_1}{\mu_s k_{s13}\delta_{s3}^2} \\ 0 & \frac{k_1}{\omega\delta_{s3}^2} & 0 & \frac{1}{\mu_s\delta_{s3}^2} \\ \frac{k_{s33}^2 - k_1^2}{\omega k_{s33}\delta_{s3}^2} & 0 & -\frac{k_1}{\mu_s k_{s33}\delta_{s3}^2} & 0 \end{bmatrix}. \quad (4.20)$$

#### 4.2.3. Poroelástico

Como visto no Capítulo 2, em meios poroelásticos, três tipos de ondas podem se propagar. Sejam  $\delta_1^2$ ,  $\delta_2^2$  e  $\delta_3^2$  os números de onda ao quadrado das duas ondas de compressão e da onda de cisalhamento, conforme Equações 2.41, 2.42 e 2.54, respectivamente. As componentes dos números de onda na direção  $x_3$  são dadas por (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$k_{i3} = (\delta_i^2 - k_1^2)^{1/2} \quad i = 1, 2, 3, \quad (4.21)$$

$$k'_{i3} = -k_{i3} \quad i = 1, 2, 3. \quad (4.22)$$

Nas equações acima,  $k_{i3}$  representa o número de onda incidente e  $k'_{i3}$  representa o número de onda refletida. Assim como no caso do meio sólido elástico, os potenciais de deslocamento, tanto da fase sólida como fluida, podem ser escritos em função dos números de onda. A descrição do campo acústico é completamente efetuada em função de 6 variáveis acústicas independentes. O campo acústico em um meio poroelástico, em um ponto  $M$ , é descrito pelo vetor  $V^p(M)$ , em função de três componentes de velocidade e três componentes de tensões: onde  $v_1^{sp}$  e  $v_3^{sp}$  são os dois componentes de velocidade referentes à fase sólida do material poroelástico, nas direções  $x_1$  e  $x_3$ , respectivamente,  $v_3^{fp}$  é a componente de velocidade na fase fluida,  $\sigma_{33}^{sp}$  e  $\sigma_{13}^{sp}$  são as componentes de tensão na fase sólida do material, nas respectivas direções  $x_1$  e  $x_3$ , e  $\sigma_{33}^{fp}$  é a componente de tensão referente à fase fluida. As velocidades e as componentes de tensões são calculadas a partir dos potenciais de deslocamentos. Tal formalismo matemático pode ser encontrado na literatura

(ALLARD *et al.*, 1989; ALLARD; ATALLA, 2009). O vetor  $V^P(M)$  é dado por:

$$V^P(M) = \left[ v_1^{\text{sp}}, v_3^{\text{sp}}, v_3^{\text{fp}}, \sigma_{33}^{\text{sp}}, \sigma_{13}^{\text{sp}}, \sigma_{33}^{\text{fp}} \right]^T . \quad (4.23)$$

Seja a situação ilustrada na Figura 32, onde os pontos  $M_1$  e  $M_2$  delimitam as duas faces de um meio poroelástico. As propriedades acústicas no meio podem ser relacionadas pela seguinte expressão:

$$V^P(M_1) = [T^P] V^P(M_2) . \quad (4.24)$$

Os elementos da matriz  $[T^P]$  foram calculados por Depollier (1989), associando o vetor  $V^P(M)$  em  $x_3$  com uma matriz  $[\Gamma^P(x_3)]$  e um vetor  $A$ :

$$V^P(M_1) = [\Gamma^P(0)] A , \quad (4.25)$$

$$V^P(M_2) = [\Gamma^P(h)] A , \quad (4.26)$$

nos quais  $A$  é dado por:

$$A = [(A_1 + A'_1), (A_1 - A'_1), (A_2 + A'_2), (A_2 - A'_2), (A_3 + A'_3), (A_3 - A'_3)]^T . \quad (4.27)$$

Desta forma, os vetores que descrevem o campo acústico no meio poroelástico em  $M_1$  e  $M_2$  podem ser relacionados através de:

$$V^P(M_1) = [\Gamma^P(0)] [\Gamma^P(h)]^{-1} V^P(M_2) . \quad (4.28)$$

Por consequência, pode se escrever a matriz  $[T^P]$  como:

$$[T^P] = [\Gamma^P(0)] [\Gamma^P(-h)]^{-1} . \quad (4.29)$$

Os elementos da matriz  $[\Gamma^P]$  são apresentados na Tabela 16. Notavelmente, assim como no caso de um meio sólido elástico, com o intuito de evitar a inversão da matriz  $[\Gamma^P(-h)]$ , Allard *et al.* (2009) propõe que a origem em  $x_3$  seja modificada, sendo assim, a Equação 4.29 pode ser reescrita como:

$$[T^P] = [\Gamma^P(-h)][\Gamma^P(0)]^{-1} . \quad (4.30)$$

A matriz  $[\Gamma^P(0)]^{-1}$  é calculada analiticamente (LAURIKS *et al.*, 1990).

Tabela 16: Elementos da matriz  $[\Gamma^P]$

Coluna 1, 2 e 3 da matriz $[\Gamma^P]$		
$\omega k_1 \cos(k_{13}x_3)$	$-j\omega k_1 \text{sen}(k_{13}x_3)$	$\omega k_1 \cos(k_{23}x_3)$
$-j\omega k_{13} \text{sen}(k_{13}x_3)$	$\omega k_{13} \cos(k_{13}x_3)$	$-j\omega k_{23} \text{sen}(k_{23}x_3)$
$-j\omega k_{13} \mu_1 \text{sen}(k_{13}x_3)$	$\omega \mu_1 k_{13} \cos(k_{13}x_3)$	$-j\omega k_{23} \mu_2 \text{sen}(k_{23}x_3)$
$-D_1 \cos(k_{13}x_3)$	$jD_1 \text{sen}(k_{13}x_3)$	$-D_2 \cos(k_{23}x_3)$
$2jNk_1 k_{13} \text{sen}(k_{13}x_3)$	$-2Nk_1 k_{13} \cos(k_{13}x_3)$	$2jNk_1 k_{23} \text{sen}(k_{23}x_3)$
$-E_1 \cos(k_{13}x_3)$	$jE_1 \text{sen}(k_{13}x_3)$	$-E_2 \cos(k_{23}x_3)$
Coluna 4, 5 e 6 da matriz $[\Gamma^P]$		
$-j\omega k_1 \text{sen}(k_{23}x_3)$	$j\omega k_{33} \text{sen}(k_{33}x_3)$	$-\omega k_{33} \cos(k_{33}x_3)$
$\omega k_{23} \cos(k_{23}x_3)$	$\omega k_1 \cos(k_{33}x_3)$	$-j\omega k_1 \text{sen}(k_{33}x_3)$
$\omega \mu_2 k_{23} \cos(k_{23}x_3)$	$\omega k_1 \mu_3 \cos(k_{33}x_3)$	$-j\omega k_1 \mu_3 \text{sen}(k_{33}x_3)$
$jD_2 \text{sen}(k_{23}x_3)$	$2jNk_{33} k_1 \text{sen}(k_{33}x_3)$	$-2Nk_{33} k_1 \cos(k_{33}x_3)$
$-2Nk_1 k_{23} \cos(k_{23}x_3)$	$N(k_{33}^2 - k_1^2) \cos(k_{33}x_3)$	$-2N(k_{33}^2 - k_1^2) \text{sen}(k_{33}x_3)$
$jE_2 \text{sen}(k_{23}x_3)$	0	0

Na Tabela 16, as variáveis  $D_i$  e  $E_i$  são dadas por:

$$D_i = (P + Q\mu_i)(k_1^2 + k_{i3}^2) - 2N_p k_1^2 \quad i = 1, 2 \quad , \quad (4.31)$$

$$E_i = (R\mu_i + Q)(k_1^2 + k_{i3}^2) \quad i = 1, 2 \quad . \quad (4.32)$$

#### 4.2.4. Matrizes de acoplamento

Em um meio estratificado é necessário estabelecer condições de continuidade entre as superfícies adjacentes. A Figura 33 ilustra um meio multicamadas onde dois pontos  $M_{2i}$  e  $M_{2i+1}$  ( $i = 1, n - 1$ ) estão posicionados próximos entre si, porém, cada um em sua respectiva camada de material ( $i$ ) e ( $i + 1$ ). O vetor  $V^i(M_{2i})$ , que descreve as variáveis no ponto  $M_{2i}$ , é relacionado através de uma matriz de interface com

o vetor  $V^{i+1}(M_{2i+1})$ , este último descreve as variáveis acústicas no ponto adjacente  $M_{2i+1}$  (ALLARD; ATALLA, 2009).

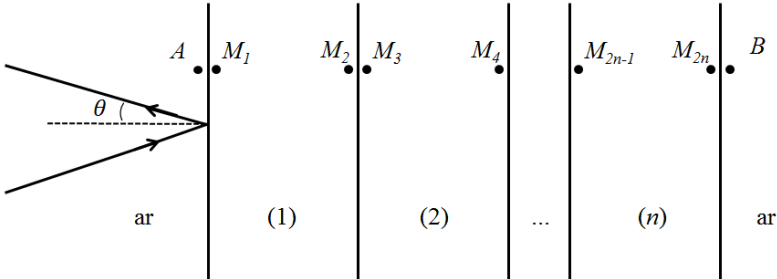


Figura 33: Onda acústica incidente sobre um meio estratificado (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995; ALLARD; ATALLA, 2009).

Analisando somente as duas primeiras camadas, por conveniência, conforme Figura 33, se os dois materiais são de mesma natureza, as condições de continuidade devem proporcionar uma matriz global que descreva a propagação acústica entre os pontos  $M_1$  e  $M_4$ . Para dois fluidos, por exemplo, as condições de contorno estabelecem (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995):

$$V^f(M_2) = V^f(M_3) \quad . \quad (4.33)$$

Duas matrizes de interfaces,  $[I_{ff}]$  e  $[J_{ff}]$ , são necessárias de forma a garantir que:

$$[I_{ff}]V^f(M_2) + [J_{ff}]V^f(M_3) = 0 \quad . \quad (4.34)$$

sendo que  $[I_{ff}]$  e  $[J_{ff}]$  necessariamente são matrizes opostas e  $[I_{ff}]$  pode ser qualquer matriz diagonal, por simplicidade é utilizada uma matriz unitária de dimensões  $2 \times 2$ .

Se as duas matrizes adjacentes representam dois materiais sólidos elásticos, tem-se:

$$[I_{ss}]V^s(M_2) + [J_{ss}]V^s(M_3) = 0 \quad . \quad (4.35)$$

As matrizes de acoplamento  $[I_{ss}]$  e  $[J_{ss}]$  são opostas e  $[I_{ff}]$  e uma matriz diagonal de dimensões  $4 \times 4$ .

Quando dois materiais poroelásticos estão dispostos em sequência, as condições de contorno são afetadas pelas porosidades de ambos

(ALLARD; ATALLA, 2009). Sendo assim, a matriz global que representa os dois materiais é dada por:

$$[T^P] = [T_1^P][J_{PP}][T_2^P] , \quad (4.36)$$

onde  $[J_{PP}]$  é dado por:

$$[J_{PP}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \left(1 - \frac{\phi_2}{\phi_1}\right) & \frac{\phi_2}{\phi_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \left(1 - \frac{\phi_2}{\phi_1}\right) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\phi_2}{\phi_1} \end{bmatrix} . \quad (4.37)$$

Observa-se que a matriz  $[J_{PP}]$  torna-se uma matriz  $6 \times 6$  unitária se as porosidades  $\phi_1$  e  $\phi_2$  forem iguais.

Em situações em que estão dispostos, próximos entre si, dois materiais de diferentes naturezas, é necessário relacionar as propriedades acústicas nos pontos  $M_2$  e  $M_3$  através de equações de continuidade através de das matrizes de interfaces  $[I_{12}]$  e  $[J_{12}]$ :

$$[I_{12}]V^{(1)}(M_2) + [J_{12}]V^{(2)}(M_3) = 0 . \quad (4.38)$$

As matrizes de interfaces dependem do tipo de material de cada camada adjacente, onde o número de linhas de cada matriz é igual ao número de equações de continuidade em cada interface. Sendo  $V^{(2)}(M_3) = [T^{(2)}]V^{(2)}(M_4)$ , na qual  $[T^{(2)}]$  é a matriz de transferência da segunda camada, o campo acústico entre os pontos  $M_2$  e  $M_4$  é representado por:

$$[I_{12}]V^{(1)}(M_2) + [J_{12}][T^{(2)}]V^{(2)}(M_4) = 0 . \quad (4.39)$$

As equações de continuidade nas interfaces são apresentadas na literatura (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995; ALLARD; ATALLA, 2009). As mesmas foram sumarizadas de acordo com a Tabela 17. No caso de materiais dispostos em ordem antagônica à apresentada na Tabela 17, as matrizes de continuidade são simplesmente

permutadas. Ou seja:  $[I_{sf}] = [J_{fs}]$ ,  $[U_{sf}] = [I_{fs}]$ ,  $[I_{pf}] = [J_{fp}]$ ,  $[J_{pf}] = [I_{fp}]$ ,  $[I_{ps}] = [J_{sp}]$  e  $[J_{ps}] = [I_{sp}]$ .

Tabela 17: Representação matricial das relações de continuidade para diferentes combinações de materiais (BROUARD; LAFARGE; ALLARD, 1995).

$[I_{ff}]$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$	$[J_{ff}]$	$-\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
$[I_{ss}]$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$[J_{ss}]$	$-\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
$[I_{pp}]$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$	$[J_{pp}]$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \left(1 - \frac{\phi_2}{\phi_1}\right) & \frac{\phi_2}{\phi_1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & \left(1 - \frac{\phi_2}{\phi_1}\right) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{\phi_2}{\phi_1} \end{bmatrix}$
$[I_{fs}]$	$\begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	$[J_{fs}]$	$\begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
$[I_{fp}]$	$\begin{bmatrix} 0 & -1 \\ (1 - \phi) & 0 \\ 0 & 0 \\ \phi & 0 \end{bmatrix}$	$[J_{fp}]$	$\begin{bmatrix} 0 & (1 - \phi) & \phi & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$
$[I_{sp}]$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$	$[J_{sp}]$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

#### 4.2.5. Montagem da matriz de transferência global e indicadores acústicos

Como pode ser observado na Tabela 17, nem todas as matrizes de interfaces são quadradas. Conseqüentemente, o produto simples entre as matrizes de transferência e as matrizes de interface geralmente não pode ser realizado. Dessa forma, o campo acústico nas  $n$  camadas apresentadas na Figura 33 pode ser relacionado através de  $[D_0]V_0 = 0$ , onde:

$$[D_0] = \begin{bmatrix} [f_{11}] & [f_{11}][T^{(1)}] & [0] & \dots & [0] & [0] \\ [0] & [i_{12}] & [i_{12}][T^{(2)}] & \dots & [0] & [0] \\ \vdots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ [0] & [0] & [0] & \dots & [j_{(n-2)(n-1)}][T^{(n-1)}] & [0] \\ [0] & [0] & [0] & \dots & [i_{(n-1)(n)}] & [j_{(n-1)(n)}][T^{(n)}] \end{bmatrix}, \quad (4.40)$$

e  $V_0$  é dado por:

$$V_0 = [v^f(A) \ v^{(1)}(M_2) \ v^{(2)}(M_4) \ \dots \ v^{(n-1)}(M_{2n-2}) \ v^{(n)}(M_{2n})]^T. \quad (4.41)$$

O campo acústico no meio estratificado apresentado na Figura 33 é descrito pela matriz  $[D_0]$ . Nota-se que a matriz  $[D_0]$  é uma matriz retangular. Se  $V_0$  possui dimensão  $N$ ,  $[D_0]$  apresenta  $N - 4$  linhas se a última camada for um poroelástico,  $N - 3$  linhas se a última camada for um sólido elástico e  $N - 2$  se a última camada for um fluido (ou fluido equivalente). É necessário, ainda, levar em consideração a condição de contorno dada após a camada  $n$  de material, aqui tratada como um fluido semi-infinito (ar). Logo, a impedância no ponto  $B$ , conforme Figura 33, é dada por  $Z_B = p(B)/v_3^f = Z_c/\cos(\theta)$ .

Além da condição de contorno, dada em função do fluido semi-infinito, é necessário acoplar a última camada  $n$  com o fluido (neste caso o ar) através das matrizes de continuidade  $[I_{(n)f}]$  e  $[J_{(n)f}]$ . Obtém-se a nova relação  $[D]V = 0$  onde:



$$[D] = \left[ \begin{array}{cccc|cc} & & & & & [0] \\ & & & & & \vdots \\ & & & & & [0] \\ \hline [D_0] & & & & & \\ \hline [0] & \dots & [0] & [I_{(n)f}] & & [J_{(n)f}] \\ 0 & \dots & & 0 & -1 & Z_B/\cos(\theta) \end{array} \right], \quad (4.42)$$

$$[V] = \left[ \begin{array}{c} V_0 \\ \hline V^f(B) \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{c} V^f(A) \\ V^{(1)}(M_2) \\ V^{(2)}(M_4) \\ \vdots \\ V^{(n-1)}(M_{(2n-2)}) \\ V^{(n)}(M_{2n}) \\ V^f(B) \end{array} \right]. \quad (4.43)$$

A matriz  $[D]$  apresenta dimensões de  $N + 1$  linhas e  $N + 2$  colunas. A partir desta é possível obter os parâmetros acústicos desejados como: impedância de superfície e coeficiente de transmissão. Importante ressaltar que, no caso apresentado, a condição de contorno imposta ao problema é a de fluido semi-infinito. Outras condições de contorno podem ser impostas ao problema, por exemplo, a de uma parede rígida (ALLARD; ATALLA, 2009).

O primeiro indicador acústico, a impedância de superfície no ponto  $A$ , conforme Figura 33, é dado por:

$$\tilde{Z}_A = -\frac{\det[D_1]}{\det[D_2]}, \quad (4.44)$$

no qual  $[D_1]$  é a matriz  $[D]$  quando a primeira coluna desta é removida, de maneira similar,  $[D_2]$  é o determinante da matriz  $[D]$  quando a coluna 2 desta é removida. O coeficiente de reflexão  $r$  é obtido a partir de  $\tilde{Z}_A$  como:

$$r = \frac{\tilde{Z}_A \cos(\theta) - Z_0}{\tilde{Z}_A \cos(\theta) + Z_0}. \quad (4.45)$$

O coeficiente de reflexão é dependente do ângulo de incidência. Porém, neste trabalho, foi utilizada somente a hipótese de incidência normal ( $\theta = 0$ ). O coeficiente de transmissão  $T$  é calculado como:

$$T = -(1 + r) \frac{\det[D_{N+1}]}{\det[D_1]}, \quad (4.46)$$

na qual  $\det[D_{N+1}]$  é o determinante da matriz calculado quando a coluna  $(N + 1)$  é removida da matriz  $[D]$ . A perda de transmissão é calculada em função do coeficiente de transmissão:

$$TL = -10 \log(|T^2|). \quad (4.47)$$

#### 4.3. Exemplos de TL por incidência normal

A formulação apresentada no item 4.2 permite analisar a perda de transmissão através de meios estratificados, na qual diferentes tipos de materiais podem ser avaliados. Embora a formulação permita avaliar a  $TL$  para diferentes ângulos de incidência, os resultados a seguir serão apresentados somente para a condição de incidência normal. O objetivo é realizar uma análise inicial da função dos materiais porosos na perda de transmissão de painéis duplos. Além disso, outras questões serão abordadas, como: diferenças entre modelos de propagação em meios porosos e avaliação das diferentes condições de contorno. Os três materiais apresentados na Tabela 1 serão utilizados nos exemplos. Os três modelos: fluido equivalente de estrutura rígida e flexível e poroelástico, são investigados. Por fim, três condições de contorno são também examinadas:

- Acoplado-Acoplado (AA) – quando o material é diretamente acoplado às duas placas que constituem o painel duplo;
- Acoplado-Desacoplado (AD) – quando o material é acoplado à primeira placa (placa onde é aplicada a excitação acústica) e desacoplado da segunda placa (separado por um espaçamento de ar de 1 mm);
- Desacoplado-Desacoplado (DD) – quando o material não está em contato direto com nenhuma das placas (separado de ambas as placas por um espaçamento de ar de 1 mm).

Considerando os três modelos, as três condições de contorno definidas e os três materiais listados na Tabela 1, obtém-se 27 configurações diferentes no total. Os resultados de  $TL$  referentes à todas

configurações são apresentados no APÊNDICE B. Por convêniência, somente os resultados mais pertinentes às análises serão comentados a seguir.

O primeiro caso avaliado se refere a  $TL$  de duas placas simples com espessuras de 1 e 0,5 mm. As propriedades das placas são:  $\rho_s = 2700 \text{ kg/m}^3$ ,  $E_s = 71 \text{ GPa}$ ,  $\eta_s = 0,01$  e  $\nu_s = 0,33$ . Uma terceira placa, com espessura de 1,5 mm, é avaliada. Essa apresenta massa por unidade de área igual à soma das massas das duas primeiras. Por último, é avaliada a  $TL$  de um painel duplo, constituído das duas primeiras placas, com um espaçamento de ar entre elas de 50 mm. Serão analisadas frequências de 10 a 10000 Hz. Os resultados são apresentados na Figura 34.

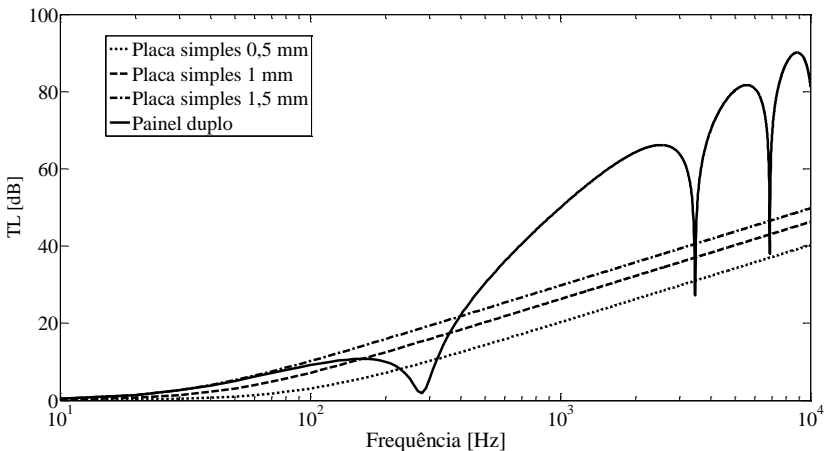


Figura 34:  $TL$  por incidência normal a partir da formulação da TMM. Placa simples com espessuras de: 1, 0,5 e 1,5 mm. Painel duplo (1 e 0,5 mm) com espaçamento de ar de 50 mm entre as placas.

As curvas de  $TL$  referentes as três placas simples seguem exatamente o comportamento representado pela lei da massa, conforme Equação 4.2. No caso do painel duplo, a  $TL$  apresenta todas as regiões descritas por Fahy, 2000, conforme Figura 31. A queda da  $TL$  devida à ressonância massa-mola-massa, segundo a Equação 4.4, é igual a 282 Hz, em concordância com o espectro. Abaixo dessa frequência, o painel duplo se comporta como uma estrutura única de densidade por unidade de área igual à soma das massas das duas placas. As quedas em altas frequências ocorrem quando a cavidade de ar (de 50 mm nesse caso)

acomoda múltiplos de meio comprimento de onda, caracterizando assim ressonâncias acústicas que facilitam a transmissão através do painel. Os resultados discutidos com o modelo analítico (TMM), seguem o mesmo comportamento apresentado por Fahy (2000), conforme discutido no início do deste capítulo.

O segundo caso consiste em avaliar o painel duplo preenchido com material poroso. Os três materiais utilizados no Capítulo 2, conforme Tabela 1, serão aplicados nos exemplos a seguir. Neste caso, será utilizado o modelo de propagação poroelástico, por se tratar do modelo mais completo. O material é desacoplado de ambas as placas por um espaçamento de ar de 1 mm, sendo eliminada a transmissão pela estrutura sólida do material. O espaçamento entre as placas é mantido em 50 mm, sendo que o tratamento acústico possui 48 mm de espessura. Os resultados são plotados na Figura 35.

A  $TL$  do painel duplo se mostra praticamente inalterada com a presença do tratamento acústico nas frequências abaixo da ressonância massa-mola-massa. Esta, por sua vez, é levemente deslocada para frequências mais baixas devido à redução da velocidade do som causada pela presença de material poroso, conforme comentado no início desse capítulo. Há, também, uma queda pouco menos pronunciada devido à ressonância massa-mola-massa nos casos em que os materiais porosos estão presentes. Nas frequências logo acima de  $f_0$  a  $TL$  também apresenta uma baixa sensibilidade em relação à presença dos materiais porosos. Porém, nas frequências acima de 1000 Hz, a  $TL$  mostra um aumento expressivo quando são inseridos os materiais. O principal benefício se dá pela atenuação das ressonâncias acústicas que causam quedas bruscas na perda de transmissão.

Em relação aos materiais, as disparidades entre esses se mostram evidentes nas frequências onde a presença do material apresenta influência significativa na perda de transmissão do painel duplo, neste caso acima de 1500 Hz. Embora o material B seja o mais denso ( $58 \text{ kg/m}^3$ ), este apresenta resultados de  $TL$  inferiores aos resultados dos outros dois materiais na faixa de altas frequências. Por ser o material de maior densidade, esse apresenta maior benefício na região controlada basicamente pela massa das duas placas (região acima da frequência  $f_0$  e abaixo das ressonâncias acústicas entre as duas placas). Porém, seu benefício é muito pequeno por apresentar um acréscimo de massa irrelevante comparado à massa das placas. O material A apresenta valores de  $TL$  mais elevados acima de 1500 Hz, mesmo sendo o material menos denso ( $17 \text{ kg/m}^3$ ). Fica claro, desta maneira, que a densidade dos

materiais porosos não é o fator predominante na maximização da perda de transmissão de painéis duplos preenchidos com materiais porosos.

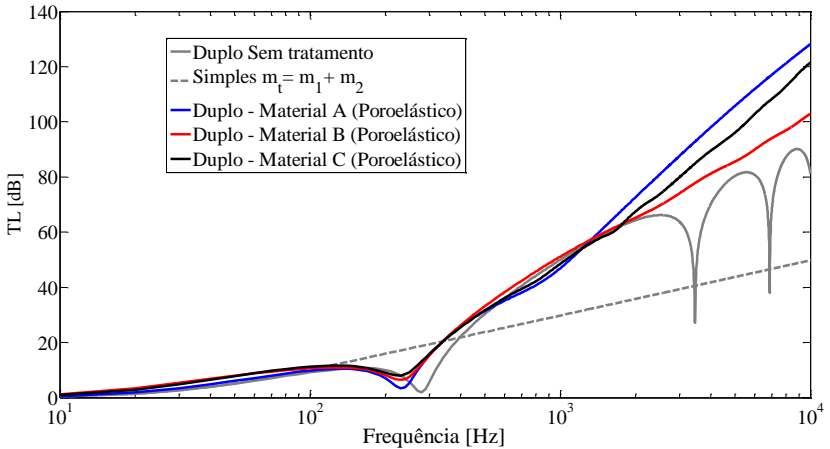


Figura 35: TL de painel duplo (placa 1 e 2 com espessuras de 1 e 0,5 mm, respectivamente) preenchido com material poroso (tratamento com 48 mm de espessura). Propriedades de cada material conforme Tabela 1. Material desacoplado de ambas as placas com espaçamento de ar de 1 mm.

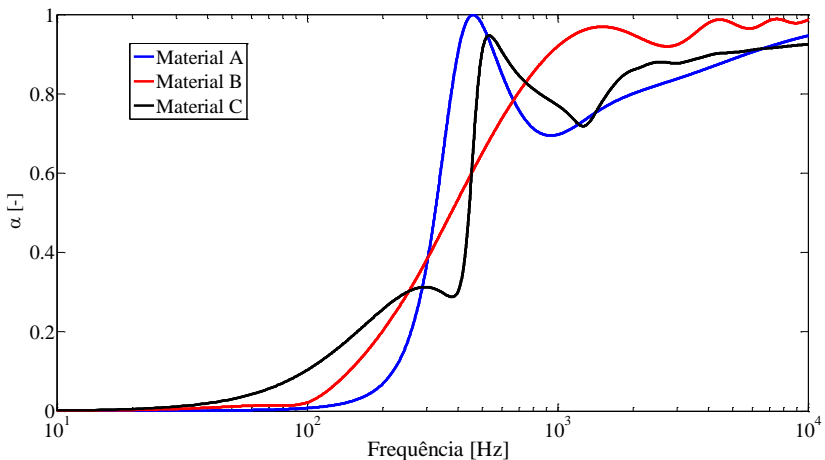


Figura 36: Curva de absorção por incidência normal dos materiais A, B e C, conforme Tabela 1, à frente de uma parede rígida. Espessura de 48 mm.

A dissipação acústica dos materiais porosos é muito importante na perda de transmissão de painéis duplos, principalmente nas altas

frequências onde são atenuadas as ressonâncias acústicas entre as placas, sendo a  $TL$  maximizada (BERANEK; WORK, 1949; FAHY, 2000). Tal conclusão sugere que os coeficientes de absorção dos materiais sejam avaliados. Na Figura 36 estão plotados os coeficientes de absorção dos três materiais utilizados. O coeficiente de absorção é plotado considerando os materiais dispostos à frente de uma parede rígida. A espessura desses (48 mm) é a mesma do tratamento utilizado na perda de transmissão, conforme Figura 35. O primeiro ponto a destacar é que nas frequências onde ocorre o primeiro máximo do coeficiente de absorção, não há nenhum ganho significativo da perda de transmissão. Fica evidente que o primeiro máximo de absorção, devido à ressonância de um quarto de comprimento de onda, é uma característica do sistema (material montado à frente de uma parede rígida). O segundo ponto em destaque se refere às altas frequências. Observa-se que o material B, que apresenta os menores valores de  $TL$ , é o que apresenta coeficiente de absorção mais elevado. Nota-se, dessa maneira, que um material eficiente em termos de perda de transmissão pode apresentar um coeficiente de absorção baixo, e vice-versa (DOUTRES; ATALLA, 2010).

Na sequência, são discutidas as possíveis condições de contorno impostas ao material poroso quando este é inserido entre duas placas. As três condições serão avaliadas. Neste exemplo, será dado foco ao material C. Como visto no Capítulo 2, esse material apresenta uma estrutura tipicamente poroelástica. O espaçamento entre as placas é mantido em 50 mm nos três casos. O material poroso apresenta espessura de 50, 49 e 48 mm para as condições de contorno AA, AD e DD, respectivamente.

Os resultados da Figura 37 apresentam comportamento bastante similar aos apresentados por Bolton *et al.* (1993). Nota-se, para este material, uma forte dependência da  $TL$  em função das condições de contorno. No caso da primeira, AA, a ressonância massa-mola-massa do painel duplo foi movida para frequências mais altas, trazendo um benefício na perda de transmissão na região de baixas frequências. Porém, a perda de transmissão do painel duplo fica bastante comprometida nas médias e altas frequências. As fortes quedas da  $TL$  nas ressonâncias da cavidade também são atenuadas com a presença do material. Quando o material é acoplado somente a uma das duas placas, AD, tem-se que a ressonância massa-mola-massa praticamente não aparece na curva de  $TL$ . Os resultados, em comparação com o painel sem material acústico, mostram-se piores na região central do espectro. Porém, nas altas frequências é observado uma melhora significativa da

perda de transmissão. Logo, esta configuração apresenta benefícios nas baixas e altas frequências ao custo das médias. No caso da última condição de contorno, DD, como já visto anteriormente, esta reduz a frequência  $f_0$ , apresenta pouca variação na região central do espectro, quando comparado com o painel sem tratamento, e proporciona grande benefício nas altas frequências. Para esse tipo de material, de estrutura tipicamente poro-elástica, a segunda condição de contorno, AD, pode ser vista como a mais indicada pelo seu benefício em baixas e altas frequências (BOLTON; GREEN, 1993). Com a ressalva de que somente excitação acústica está sendo considerada.

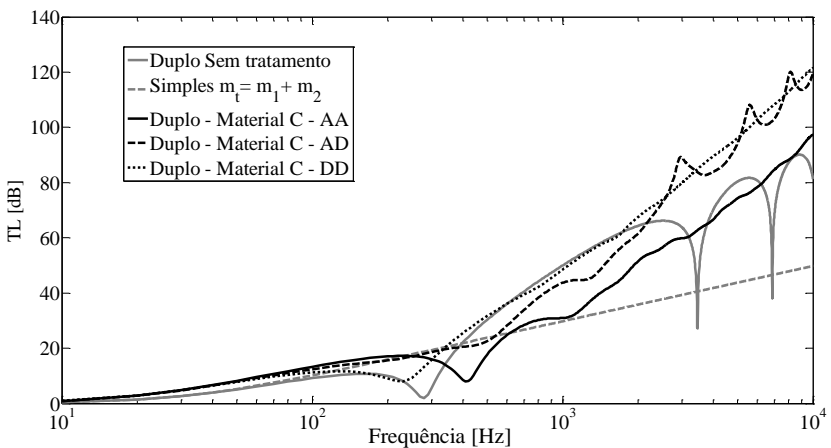


Figura 37:  $TL$  de painel duplo com material C. Avaliação das condições de contorno AA, AD e DD.

Bolton *et al.* (1993), destacam que quando o material de estrutura tipicamente poroelástica é desacoplado de ambas as placas, o resultado de  $TL$  deste apresenta comportamento similar ao de um material de estrutura tipicamente flexível. A Figura 38 ilustra de forma clara a situação descrita. Seja novamente o material C, de estrutura tipicamente poroelástica, desacoplado de ambas as placas, modelado pelos dois modelos de fluido equivalente e pelo modelo poroelástico.

Observa-se nos resultados uma excelente concordância entre os modelos flexível e poroelástico em todo o espectro. O modelo rígido diverge bastante dos outros dois resultados nas baixas frequências, enfatizando que esse não é indicado na modelagem de  $TL$  de materiais porosos, além disso este superestima os valores ao longo de praticamente todo o espectro. Nessa condição de contorno, mesmo um

material com estrutura tipicamente poroelástica, observa-se que a propagação pela estrutura sólida pode ser desprezada e o modelo de fluido equivalente flexível produz resultados tão precisos quanto o modelo mais completo. No APÊNDICE C, pode ser observado que um material de estrutura tipicamente rígida, também pode ser representado pelo modelo flexível quando o material é desacoplado de ambas as placas.

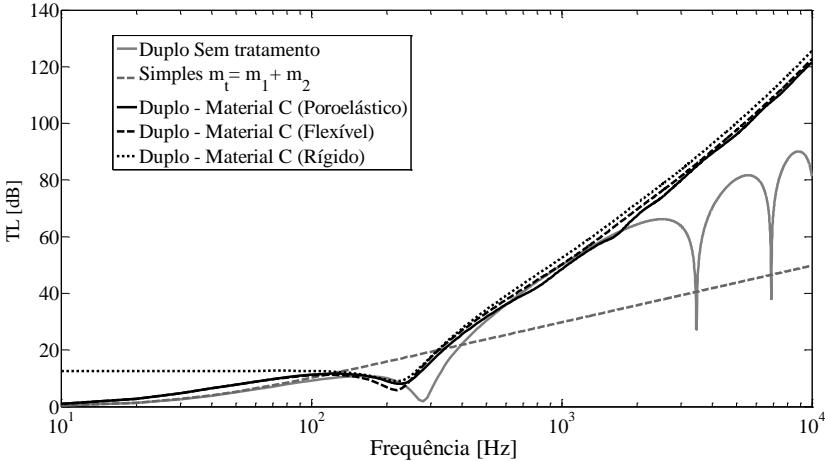


Figura 38:  $TL$  de painel duplo com material C. Comparação entre os três modelos de propagação acústica em meios porosos.

Os resultados mostraram que a  $TL$  de painéis duplos preenchidos com material porosos é dependente de fatores diversos. As condições de contorno podem intervir de forma significativa nos resultados, dependendo do tipo de material. As propriedades dos materiais tem forte influência nos resultados de perda de transmissão, com ênfase para a resistividade ao fluxo.

#### 4.4. Procedimento experimental para obtenção da perda de transmissão por incidência normal

A fim de comparar a formulação analítica de perda de transmissão de materiais porosos com valores experimentais, apresenta-se, neste item, o procedimento experimental para medição de  $TL$  em tubo de impedância.

O procedimento experimental para obtenção da  $TL$  por incidência normal é similar ao utilizado na medição do coeficiente de absorção



descrito no Item 3.2. Os equipamentos requeridos para os testes incluem basicamente um tubo com área da seção transversal constante, um alto falante, dois microfones e um analisador de sinais. A formulação matemática também é baseada em matriz de transferência. Os testes são realizados sob as recomendações da norma ASTM E2611 (2009).

A amostra a ser medida é posicionada no centro do tubo. Em uma das extremidades um alto falante excita o campo acústico no interior do tubo na faixa de frequência de interesse, abaixo da frequência de corte do tubo (primeiro modo transversal). Na outra extremidade são aplicadas as terminações. A norma, segundo o método das duas cargas (*Two-Load Method*), determina que duas terminações diferentes devem ser utilizadas. Embora não sejam definidas duas condições específicas, a norma recomenda a utilização de uma terminação anecoica e uma terminação aberta. Desta maneira, primeiramente foi aplicada uma terminação com baixa reflexão, denominada *a*, através da inclusão de material poroso no final do tubo. Na segunda terminação, o tubo foi fechado com uma placa de alumínio, essa terminação é denominada *b*. A terminação aberta não foi utilizada, pois permitiria ruídos externos influenciarem nas medições. Um esquema do experimento é esboçado na Figura 39. A pressão sonora no interior do tubo é medida em quatro posições distintas ( $P1$ ,  $P2$ ,  $P3$  e  $P4$ ), sendo duas antes e duas após a amostra. A partir dessas são determinadas as densidades espectrais para o calcula das funções transferências. Nos experimentos, as medições foram feitas com dois microfones. O primeiro executa todas as medições na posição  $P1$ , mais próxima à fonte, denominada como posição de referência (ref). O outro microfone percorre as outras 3 posições ( $P2$ ,  $P3$  e  $P4$ ). É necessário realizar três medições com cada uma das terminações, *a* e *b*. Vale ressaltar, ainda, que a norma ASTM E2611 (2009) disponibiliza outros procedimentos nos quais podem ser utilizadas configurações diferentes.

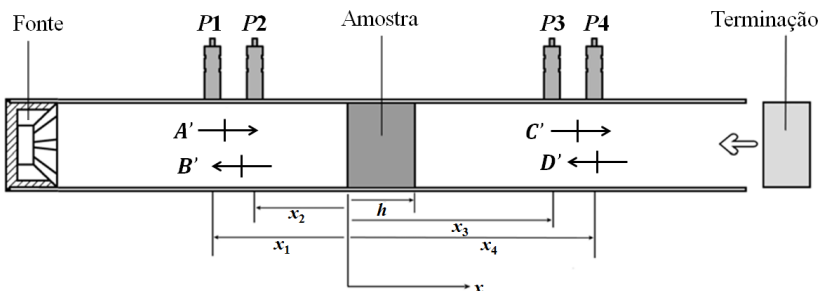


Figura 39: Configuração experimental para medição de  $TL$  em tubo de impedância (OLIVIERI; BOLTON; YOO, 2006).

A metodologia matemática utilizada busca associar a pressão,  $p_{x=0}$ , e a velocidade de partícula,  $u_{x=0}$ , na superfície incidente ( $x = 0$ ) e pressão,  $p_{x=h}$ , e velocidade de partícula,  $u_{x=h}$ , na superfície de saída da amostra ( $x = h$ ). Para que a quantidade de incógnitas e de equações seja igual, são aplicadas as duas terminações diferentes. Assim, obtêm-se as duas equações a seguir:

$$\begin{bmatrix} p_a \\ u_a \end{bmatrix}_{x=0} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_a \\ u_a \end{bmatrix}_{x=h}, \quad (4.48)$$

$$\begin{bmatrix} p_b \\ u_b \end{bmatrix}_{x=0} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_b \\ u_b \end{bmatrix}_{x=h}. \quad (4.49)$$

O objetivo agora é determinar os valores de cada um dos elementos da matriz de transferência que associa a pressão e velocidade de partícula na entrada e na saída da amostra. Como observado na Figura 39, o tubo de impedância pode ser dividido em duas regiões separadas pela amostra. Dessa maneira, quatro ondas com amplitudes  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$  e  $D'$  se propagam no interior do tubo. As mesmas são obtidas a partir das medições das funções transferências  $H_{p_i, \text{ref}}(f)$ :

$$H_{p_i, \text{ref}}(f) = G_{p_i, \text{ref}}(f) / G_{\text{ref}, \text{ref}}(f), \quad i = 1, 2, 3 \text{ e } 4, \quad (4.50)$$

no qual  $G_{p_i, \text{ref}}$  é a densidade espectral cruzada da pressão sonora  $p_i$  em relação à pressão medida no ponto de referência e  $G_{\text{ref}, \text{ref}}$  é a densidade espectral de potência referente à pressão no ponto de referência. O ponto P1 foi utilizado como referência, logo, a função transferência  $H_{11} = 1$ .

A partir das funções transferências é possível obter as amplitudes das ondas incidentes e refletidas:

$$A' = j \frac{H_{p_1, \text{ref}} e^{jkx_2} - H_{p_2R} e^{jkx_1}}{2 \sin k(x_1 - x_2)}, \quad (4.51)$$

$$B' = j \frac{H_{p_2, \text{ref}} e^{-jkx_1} - H_{p_1R} e^{-jkx_2}}{2 \sin k(x_1 - x_2)}, \quad (4.52)$$

$$C' = j \frac{H_{p_{3,\text{ref}}} e^{jkx_4} - H_{p_{4R}} e^{jkx_3}}{2 \operatorname{sen} k(x_3 - x_4)}, \quad (4.53)$$

$$D' = j \frac{H_{p_{4,\text{ref}}} e^{-jkx_3} - H_{p_{3R}} e^{-jkx_3}}{2 \operatorname{sen} k(x_3 - x_4)}. \quad (4.54)$$

As amplitudes de cada uma das ondas incidentes e refletidas, antes e depois da amostra, possibilitam determinar as pressões e velocidades de partícula na superfície incidente e transmitida da amostra:

$$p_0 = A' + B', \quad (4.55)$$

$$u_0 = \frac{A' - B'}{\rho_0 c_0}, \quad (4.56)$$

$$p_h = C' e^{-jkh} + D' e^{jkh}, \quad (4.57)$$

$$u_h = \frac{(C' e^{-jkh} - D' e^{jkh})}{\rho_0 c_0}, \quad (4.58)$$

Com os valores de pressão e de velocidade de partícula são calculados os elementos da matriz de transferência. A matriz  $T_{\text{exp}}$  dada por:

$$T_{\text{exp}} = \begin{bmatrix} \frac{p_{0a} u_{hb} - p_{0b} u_{ha}}{p_{ha} u_{hb} - p_{hb} u_{ha}} & \frac{p_{0h} p_{ha} - p_{0a} p_{hb}}{p_{ha} u_{0b} - p_{hb} u_{0a}} \\ \frac{p_{ha} u_{hb} - p_{hb} u_{ha}}{p_{ha} u_{hb} - p_{hb} u_{ha}} & \frac{p_{ha} u_{hb} - p_{hb} u_{ha}}{p_{ha} u_{hb} - p_{hb} u_{ha}} \end{bmatrix}. \quad (4.59)$$

O coeficiente de transmissão é calculado em função dos elementos da matriz  $t_{\text{exp}}$  ( $T_{11}$ ,  $T_{12}$ ,  $T_{21}$  e  $T_{22}$ ):

$$t_{\text{exp}} = \frac{2e^{jkh}}{T_{11} + \left(\frac{T_{12}}{\rho_0 c_0}\right) + \rho_0 c_0 T_{21} + T_{22}}, \quad (4.60)$$

sendo, por fim, calculada a perda de transmissão experimental:

$$TL = 20 \log \left( \frac{1}{t_{\text{exp}}} \right). \quad (4.61)$$

A bancada utilizada nas medições foi projetada no LVA, suas características são apresentadas nos trabalhos de Cavalheiro (2015) e Nardelli (2016). Em resumo, a faixa de frequência de operação do tubo encontra-se entre aproximadamente 120 e 4300 Hz. Com a ressalva de que a frequência mínima é limitada pelo espaçamento entre os microfones e a frequência máxima é basicamente controlada pela dimensão da área da seção transversal do tubo (no caso do tubo utilizado este apresenta uma seção circular de diâmetro igual a 46 mm).

#### 4.5. Validação experimental

Os materiais disponíveis para testes, caracterizados pelo método inverso, conforme Tabela 14, são avaliados através do procedimento de medição de  $TL$  em tubo de impedância. Os resultados experimentais são comparados com os analíticos, de acordo com a TMM apresentada no Item 4.2. A  $TL$  de cada material é medida considerando duas espessuras diferentes. Três amostras diferentes são medidas para cada configuração. Os resultados de cada amostra são plotados juntamente com os valores médios experimentais. Os materiais porosos foram modelados através do modelo de fluido equivalente JCA-flexível. Os dados obtidos são mostrados nas Figuras 40 a 47.

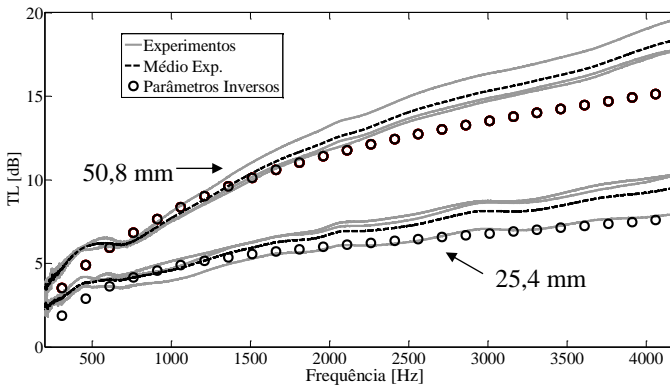


Figura 40: TL incidência normal. Fibra A. Espessuras de 25,4 e 50,8 mm.

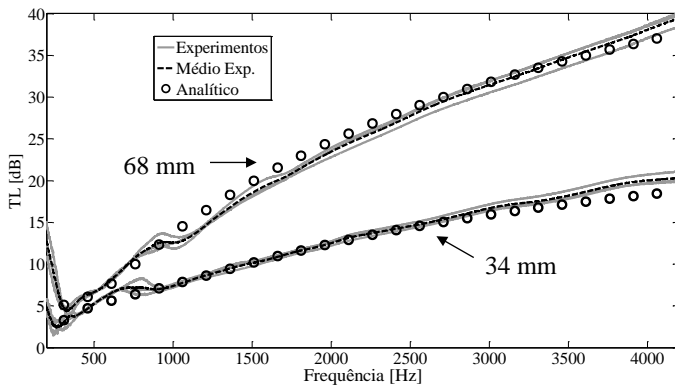


Figura 41: TL incidência normal. Fibra B. Espessuras de 34 e 68 mm.

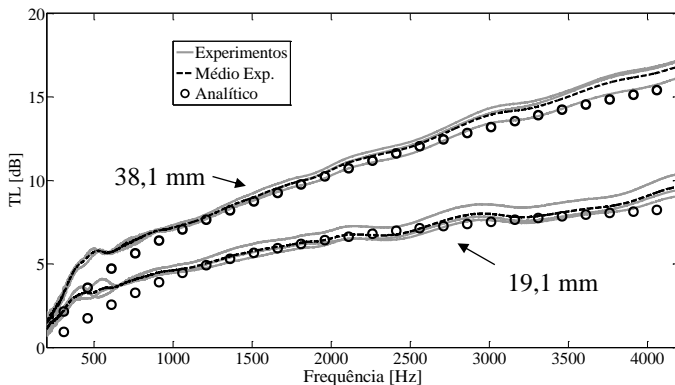


Figura 42: TL incidência normal. Fibra C. Espessuras de 19,1 e 38,1 mm.

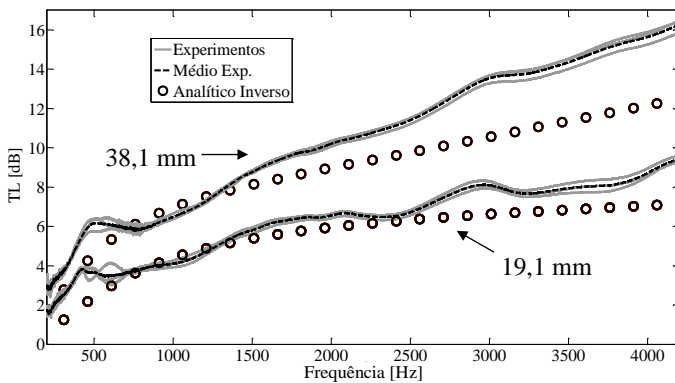


Figura 43: TL incidência normal. Fibra D. Espessura de 19,1 e 38,1 mm.

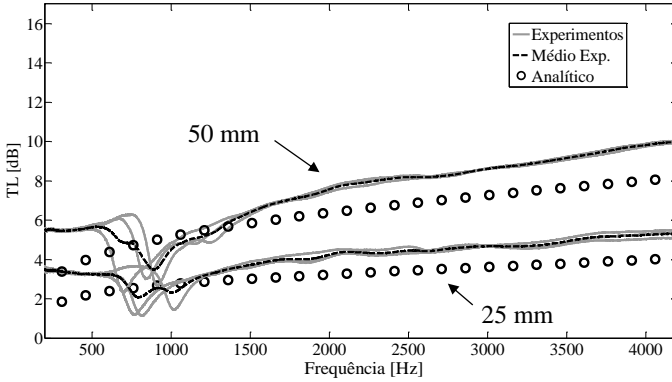


Figura 44: TL incidência normal. Espuma A. Espessura de 25 e 50 mm.

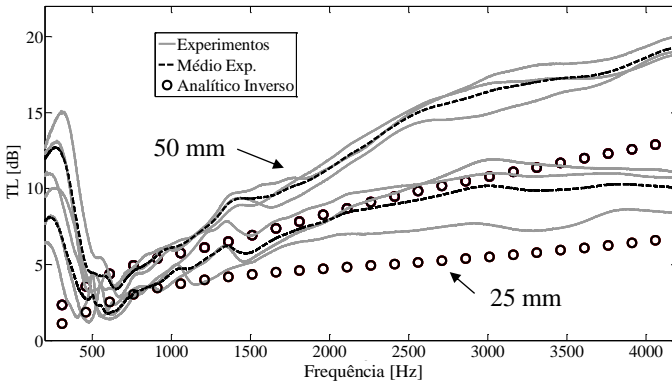


Figura 45: TL incidência normal. Espuma B. Espessura de 25 e 50 mm.

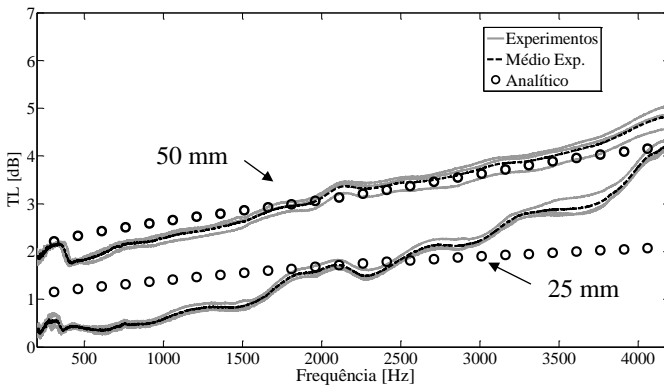


Figura 46: TL incidência normal. Espuma C. Espessura de 25 e 50 mm

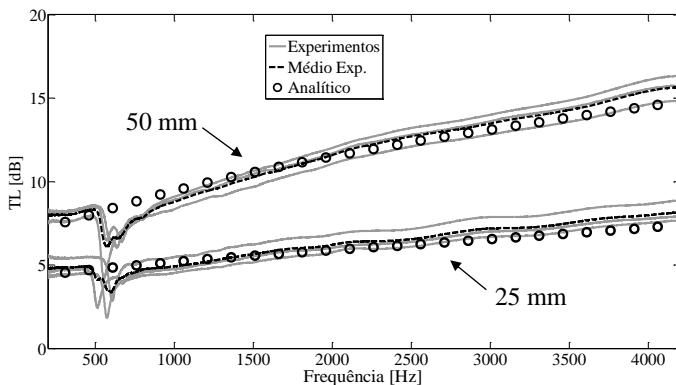


Figura 47: TL incidência normal. Lã de rocha. Espessura de 25 e 50 mm.

Os resultados experimentais apontam uma baixa variação entre os valores de cada amostra. A espuma B, Figura 45, é o material que apresentou maior dispersão entre os dados experimentais. Além disso, para esse material, observa-se uma forte influência das condições de contorno, região de contato entre a superfície do material e a parede do tubo, devido ao aumento da  $TL$  nas frequências abaixo de 500 Hz. Como dito anteriormente, no Capítulo 3, a parede restringe o movimento do material na região de contato causando um aumento da resistência da impedância (componente real da impedância complexa). Esse aumento da resistência dificulta a transmissão sonora causando um aumento da perda de transmissão experimental (SONG; BOLTON; KANG, 2001). Esse mesmo efeito pode ser observado nos resultados experimentais referentes à fibra B, Figura 41. Por considerar o sistema como lateralmente infinito, a metodologia de TMM não representa esse efeito.

Ainda em relação aos dados experimentais, outro efeito observado é a queda da  $TL$  na região de baixas frequências do espectro analisado. Essa queda fica evidente nos resultados da espuma A e lâ de rocha, Figuras 44 e 47, respectivamente. No caso da espuma A, essa queda ocorre em frequências variando entre 500 e 1000 Hz, dependendo da amostra. No segundo caso, para a lâ de rocha, essa queda fica um pouco acima de 500 Hz para todas as amostras. Essa queda é causada, segundo a literatura, devido a uma ressonância cisalhante (*shearing resonance*), causada pelo movimento axial da fase sólida do material. Esse movimento é restringido na região de contato entre a amostra e o tubo, entretanto, na região central do tubo, esse movimento ocorre com amplitude máxima (SONG; BOLTON; KANG, 2001; KANG; BOLTON, 1996). Por essa ressonância estar associada ao movimento da fase sólida, a

mesma não é observada nos modelos de fluido equivalente. Além disso, essa ressonância está associada à condição de contorno entre o material e o tubo, assim, o modelo de TMM também não representa essa ressonância, pois considera o sistema como lateralmente infinito. Ou seja, mesmo que o material fosse representado pelo modelo poroelástico, tal fenômeno não seria observado.

Quanto à comparação entre os resultados experimentais e analíticos observa-se boa concordância para a maioria dos materiais. Porém, com maiores variações do que as encontradas nas comparações discutidas no Capítulo 3. Tais variações podem ser explicadas por dois motivos principais. Primeiramente, pelo fato de se realizar as medições em tubo de impedância diferente do utilizado para a caracterização inversa, pode-se afirmar que as condições de contorno impostas pelo tubo sobre a amostra são diferentes. O segundo problema está relacionado à precisão dos parâmetros obtidos pelo método inverso. Como dito anteriormente, esses não podem ser admitidos como os verdadeiros parâmetros dos materiais, todavia, observa-se que para a maioria dos casos esses tem gerado resultados satisfatórios.

Como mostrado na Figura 18, para materiais de alta resistividade ao fluxo, o comprimento característico viscoso,  $\Lambda$ , pode apresentar baixa sensibilidade na função objetivo utilizada na caracterização inversa. Sendo assim, os resultados analíticos de  $TL$  de dois materiais, fibra D e espuma B, foram ajustados manualmente, através de tentativa e erro, para aproximar esses valores de seus respectivos dados experimentais. O ajuste é feito alterando somente os valores de  $\Lambda$  e os resultados são apresentados nas Figuras 48 e 49, juntamente com os parâmetros nas Tabelas 18 e 19. Observa-se nos resultados mostrados a seguir que foi possível ajustar as curvas de  $TL$  alterando somente um único parâmetro. Conclui-se que o comprimento característico viscoso, que apresentou baixa sensibilidade na curva de impedância por incidência normal, apresenta maior sensibilidade na perda de transmissão por incidência normal. Com base na comparação dos resultados analíticos e experimentais, é possível ratificar a eficiência do método de TMM na representação da perda de transmissão de materiais porosos. Soma-se a isso, a validade dos parâmetros obtidos pelo método inverso. Embora permaneçam incertezas quanto à precisão dos parâmetros, principalmente em relação ao comprimento característico viscoso. O fato de  $\Lambda$  apresentar alta sensibilidade na  $TL$  por incidência normal, pode ser utilizado na própria caracterização inversa, fazendo-se uso de uma função objetivo que envolva dados experimentais de perda de transmissão. Assim, o algoritmo teria que



ajustar também os dados para perda de transmissão. Esse procedimento já tem sido utilizado em alguns trabalhos como o de Hong e Bolton, 2008, por exemplo.

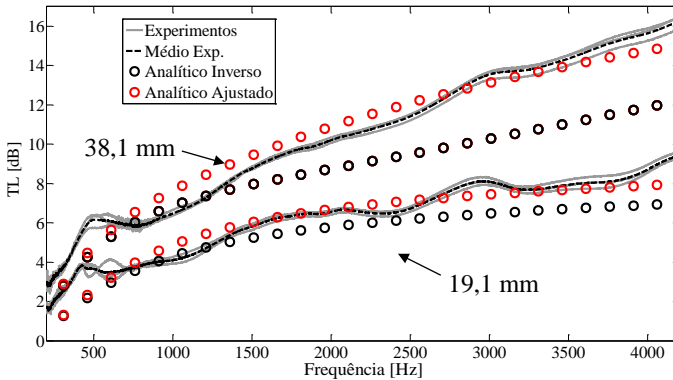


Figura 48: TL incidência normal. Fibra D. Espessuras de 19,1 e 38,1 mm. Parâmetros obtidos pelo método inverso e valores ajustados.

Tabela 18: Valores dos parâmetros inversos e valores ajustados. Fibra D.

Fibra de vidro D	$\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\sigma$ (Ns/m <sup>4</sup> )	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ ( $\mu$ m)	$\Lambda'$ ( $\mu$ m)
Inverso	19,22	127023	0,98	1,19	10	116
Ajustado	19,22	127023	0,98	1,19	<b>50</b>	116

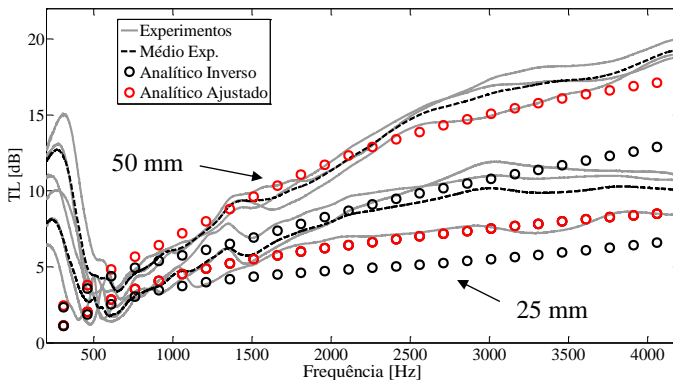


Figura 49: TL incidência normal. Espuma B. Espessuras de 25 e 50 mm. Parâmetros obtidos pelo método inverso e valores ajustados.

Tabela 19: Valores dos parâmetros inversos e valores ajustados. Espuma B.

Espuma B	$\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\sigma$ (Ns/m <sup>4</sup> )	$\phi$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$ ( $\mu$ m)	$\Lambda'$ ( $\mu$ m)
Inverso	7,3	52513	0,87	1,18	23	232
Ajustado	7,3	52513	0,87	1,18	<b>230</b>	232

#### 4.6. Maximização da perda de transmissão de materiais porosos em camadas

No início deste capítulo, foi apresentada uma revisão bibliográfica da perda de transmissão de painéis duplos preenchidos com materiais porosos, seguido de uma formulação analítica para o cálculo de  $TL$  e, por último, uma validação experimental do modelo analítico e dos parâmetros caracterizadores dos materiais obtidos pelo método inverso. De posse dessas informações, é conveniente desenvolver um procedimento de maximização da perda de transmissão de uma configuração típica.

Em projetos de engenharia, é comum utilizar painéis multicamadas com o intuito de maximizar a perda de transmissão. A fim de se aprimorar o desempenho acústico de painéis duplos preenchidos com materiais porosos, propõe-se uma metodologia, baseada em um processo de otimização, com o objetivo de determinar a melhor configuração de um tratamento onde os materiais são dispostos em camadas. Os principais objetivos desse estudo são: avaliar quais parâmetros dos materiais porosos que mais influenciam na perda de transmissão, e também, se uma configuração com materiais diferentes, dispostos em camadas, apresenta vantagens em relação a um tratamento com material homogêneo. As variáveis que definem o problema são:

- $P_m$  – número máximo de camadas;
- $Q_1, Q_2, \dots, Q_{P_m}$  – definem o material da camada 1 até a camada  $P_m$  em ordem respectiva;
- $h_1, h_2, \dots, h_{P_m}$  – as espessuras das camadas referentes ao primeiro material até o material  $P_m$ .

Dessa forma, define-se o vetor  $C$  em função das variáveis do problema,  $C(P_m, Q_1, Q_2, \dots, Q_{P_m}, h_1, h_2, \dots, h_{P_m})$ . O número de camadas é dado por um número inteiro, assim, essa é uma variável discreta. Os materiais avaliados são tabelados e definidos através de seus parâmetros caracterizadores. Logo, a seleção destes é dada através de variáveis também discretas. Por último, a espessura de cada camada caracteriza um conjunto de variáveis contínuas. Porém, por conveniência, essas são discretizadas com um intervalo de 1 mm. Desta forma, algoritmos baseados em procedimentos derivativos são inadequados para o problema (TANNEAU; CASIMIR; LAMARY, 2006). Assim, é utilizado o algoritmo evolucionário DE (*Differential Evolution*), este foi utilizado no procedimento de caracterização inversa apresentado no Capítulo 3. A

partir de alguns testes foram definidos os parâmetros que configuram o DE: fator de cruzamento,  $CR = 1$ ; taxa de mutação,  $F = 0,935$ ; tamanho da população,  $NP = 1000$  indivíduos; número máximo de iterações não foi fixado (infinito); e por último, o tempo foi fixado em 10 minutos.

A função objetivo,  $F_{\text{obj}}^{\text{TL}}(C)$ , é calculada através de um espectro de perda de transmissão de referência,  $TL^{\text{ref}}$ , e o espectro de perda de transmissão em função das variáveis do problema de otimização,  $TL^{\text{otm}}(C)$ . Os dois espectros de  $TL$  utilizados são calculados através do método da matriz de transferência apresentado no Item 4.1. Novamente é ressaltado que tal formulação é baseada em sistemas ditos lateralmente infinitos, sendo considerada somente incidência normal de ondas planas. Define-se a função objetivo a ser minimizada, salientando que o algoritmo utilizado busca minimizar a função objetivo considerando que esta pode assumir valores negativos:

$$F_{\text{obj}}^{\text{TL}}(C) = \begin{cases} \sum_{i=1}^{n_f} [TL_i^{\text{ref}} - TL_i^{\text{otm}}(C)]^2 & \text{se } TL_i^{\text{ref}} \geq TL_i^{\text{otm}} , \\ -\sum_{i=1}^{n_f} [TL_i^{\text{ref}} - TL_i^{\text{otm}}(C)]^2 & \text{se } TL_i^{\text{ref}} < TL_i^{\text{otm}} , \end{cases} \quad (4.62)$$

onde  $n_f$  corresponde à frequência máxima de análise. Com o propósito de delimitar o problema, são inseridas as seguintes restrições:

- Os somatórios da expressão 4.62 são realizados dentro do intervalo de frequências de interesse;
- A massa por unidade de área do tratamento otimizado é restrita em um valor máximo;
- A espessura total máxima do tratamento é de 50 mm;
- As espessuras,  $h_1, h_2, \dots, h_p$ , referentes a cada camada podem variar de 0 a 50 mm, com discretização de 1 mm;
- O número máximo de camadas que podem ser utilizadas no tratamento é fixado em  $P_m = 4$ ;
- As variáveis  $Q_i$ , que definem o material de cada camada, não podem apresentar o mesmo valor para as camadas adjacentes. Ou seja,  $Q_1 \neq Q_2$ ,  $Q_2 \neq Q_3$  e  $Q_3 \neq Q_4$ .

O procedimento para se obter uma configuração otimizada é aplicado a um caso teórico, primeiramente. Os materiais considerados neste

caso são os apresentados na Tabela 1, além da possibilidade de utilização da camada de ar. Desta forma, os materiais são modelados através do modelo poroelástico, pois todos os parâmetros caracterizadores dos materiais porosos estão disponíveis. Os espectros de  $TL$  são calculados com uma discretização na frequência de 10 Hz. Neste exemplo, a  $TL^{\text{ref}}$  é calculada para um painel duplo, onde as placas de 1 e 0,5 mm de espessura, são separadas por 50 mm, onde 49 mm desse espaçamento é preenchido pelo material C e 1 mm de ar. A massa total dessa configuração de referência é  $m_{\text{ref}} = 2,2552 \text{ kg/m}^2$ . O processo de otimização tem por objetivo encontrar uma configuração que forneça um espectro de perda de transmissão otimizado,  $TL^{\text{otm}}$ , superior ao espectro de referência em regiões de frequências delimitadas. Neste caso, foram estipulados dois intervalos de frequência distintos, sendo o primeiro de 100 a 400 Hz e o segundo de 500 a 5000 Hz. A massa do tratamento do painel duplo otimizado tem que ser menor que 75% do tratamento utilizado como referência ( $m_{\text{otm}} < 0,75m_{\text{ref}} \text{ kg/m}^2$ ).

A configuração de referência e as configurações obtidas pelo procedimento de otimização são esboçadas na Figura 50. Os espectros de perda de transmissão de cada uma dessas configurações são apresentados na Figura 51.

Nos dois casos, os resultados fornecidos pela otimização apresentaram uma configuração constituída de somente duas camadas de materiais. No primeiro caso, o material C é predominante no tratamento. Observa-se que a espessura do mesmo foi basicamente limitada pela massa máxima que o tratamento poderia apresentar, sendo o resto do espaçamento disponível preenchido com camada de ar ( $\rho_0=1,213 \text{ kg/m}^3$ ). Nota-se, na Figura 51, que este resultado não fica acima da  $TL^{\text{ref}}$  em toda região em que a otimização é delimitada (100 a 400 Hz), porém, os resultados da  $TL^{\text{otm}}$  são maiores que a  $TL^{\text{ref}}$  na região próxima à frequência máxima estabelecida na otimização. O aumento da  $TL^{\text{otm}}$  nessa região, provavelmente está associado à ressonância na fase sólida do material acoplado a uma das placas. Ressalta-se que o espectro está em escala logarítmica no eixo x. Neste primeiro resultado, a partir de 600 Hz, os valores da perda de transmissão otimizada oscilam, no domínio da frequência, em torno dos resultados utilizados como referência. Já no segundo caso, o material A é predominante na configuração otimizada. A massa da mesma fica abaixo do limite estabelecido, logo, conclui-se que a massa não foi um fator predominante nas frequências mais altas. O espectro da  $TL^{\text{otm}}$ , deste segundo caso, foi superior à  $TL^{\text{ref}}$  em toda a região de frequência delimitada. Com base nos resultados

apresentados, constata-se que o procedimento de otimização proposto fornece bons resultados, respeitando as restrições impostas.

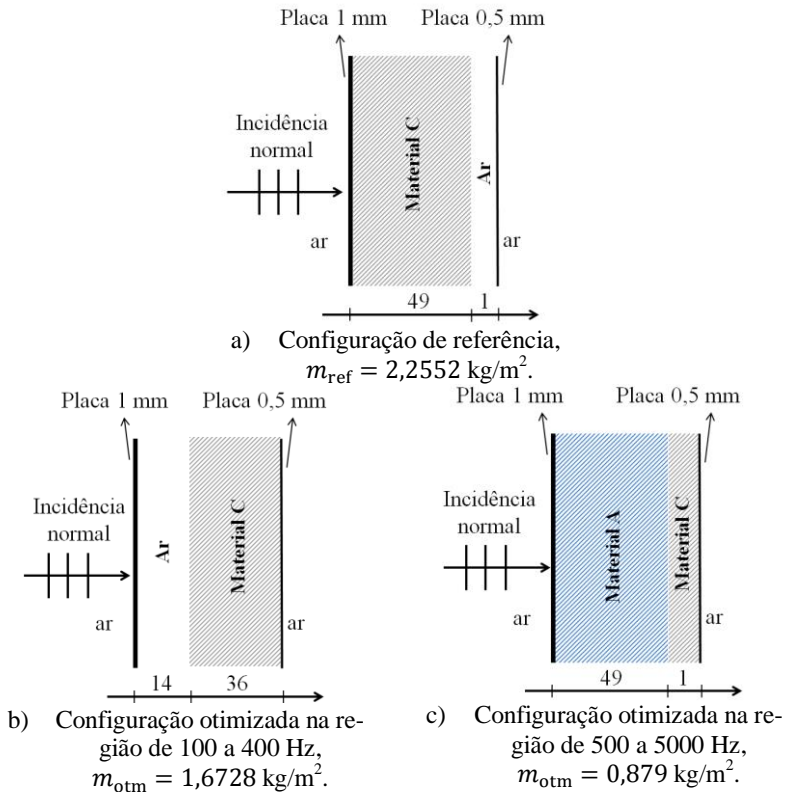


Figura 50: Configurações do painel duplo preenchido com material poroso. a) configuração de referência. b) Configuração da  $TL^{\text{otm}}$  na região de 100 a 400 Hz. c) Configuração da  $TL^{\text{otm}}$  na região de 500 a 5000 Hz.

Na sequência, a metodologia descrita será aplicada aos materiais disponíveis para testes. Pelo fato de não terem sido medidos os parâmetros elásticos, que caracterizam a fase sólida do material poroso, os materiais serão representados através do modelo de fluido equivalente JCA-flexível.

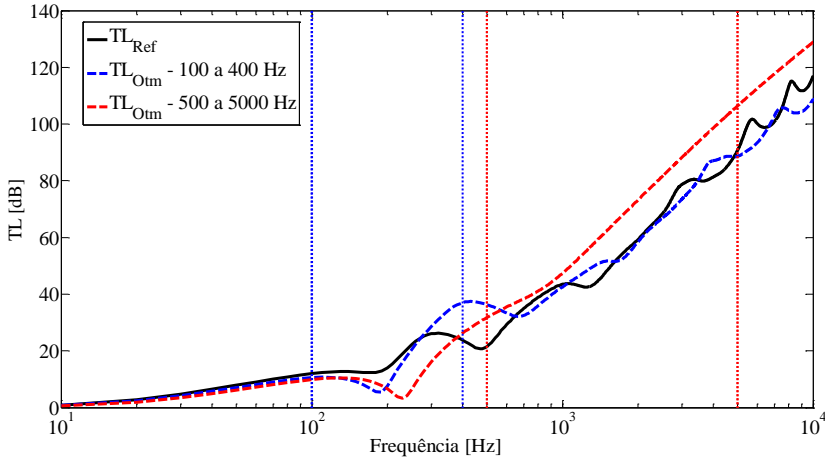


Figura 51: Resultados da otimização da  $TL$ . Massa do tratamento restringida em 75% da massa do tratamento utilizado na  $TL^{ref}$  ( $m_{otm} < 0,75m_{ref}$ ).

Primeiramente, é apresentada a perda de transmissão da configuração de painel duplo preenchido com 50 mm de tratamento, considerando um tratamento homogêneo, referente aos materiais caracterizados pelo método inverso, conforme Tabela 14. Os resultados são apresentados na Figura 52.

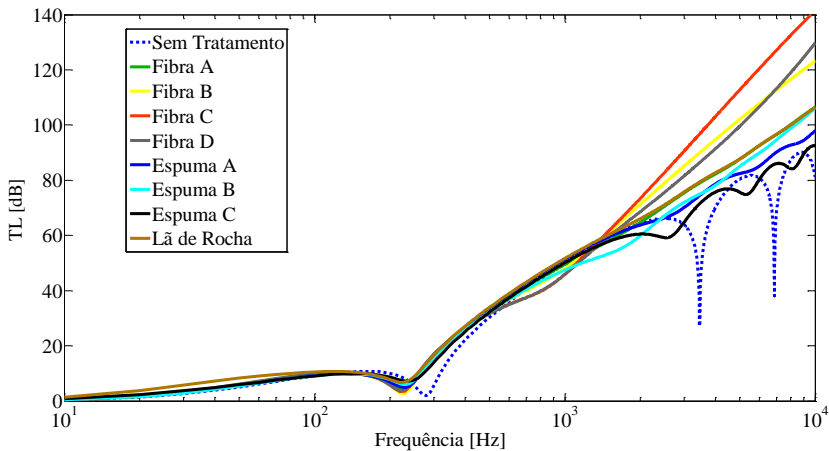


Figura 52:  $TL$  através da TMM de painel duplo (placas de 1 e 0,5 mm de espessura) preenchido com 50 mm de material. Materiais conforme Tabela 14. Materiais porosos representados pelo modelo JCA-flexível.

É salientado, em relação aos espectros de  $TL$  plotados na Figura 52, que no caso do modelo de fluido equivalente, onde a fase sólida é desprezada, as condições de contorno do problema (acoplamento do material poroso com placas) tem pouca influência. Observa-se que todos os materiais fornecem resultados similares até a região de 1000 Hz. A partir desta frequência os valores de  $TL$  de cada material passam a divergir. Fica evidente nas altas frequências que a  $TL$  tende a ser mais elevada para materiais com resistividade ao fluxo mais alta, ver Tabela 14, destacando a sua relevância, conforme previsto por Fahy (2000). Mesmo assim, não pode ser descartado que os outros parâmetros ( $\phi$ ,  $\alpha_\infty$ ,  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ ) também exercem influência nos resultados de  $TL$ .

Na próxima análise, os resultados da  $TL$  do painel duplo preenchido com a fibra de vidro C são utilizados como valores de referência. Como visto na Figura 52, esse é o material que apresentou os maiores resultados de perda de transmissão nas altas frequências do espectro, e que também apresenta o maior valor de resistividade ao fluxo ( $140133 \text{ Ns/m}^4$ ). No processo de otimização, busca-se encontrar configurações, dispondo os materiais em camadas (o número máximo de camadas é limitado em 4) com o objetivo de obter um espectro de  $TL$  mais elevado em regiões de frequência específicas. A massa por unidade de área do tratamento de referência é  $m_{\text{ref}} = 0,8 \text{ kg/m}^2$ . Novamente, no processo de otimização, a massa máxima é fixada em 75% do valor de referência ( $0,6 \text{ kg/m}^2$ ). Os resultados são calculados em três regiões de frequência distintas: 100 a 400 Hz, 500 a 5000 e 10 a 10000 Hz. As configurações referência e dos resultados otimizados são apresentados na Figura 53. Os valores de  $TL^{\text{ref}}$  e  $TL^{\text{otm}}$  são mostrados na Figura 54.

Os resultados obtidos no primeiro intervalo, 100 a 400 Hz, são obtidos a partir da configuração composta por três materiais, Figura 53-b, com presença predominante da fibra de vidro B (42 mm). Nos valores de  $TL$ , Figura 54, observa-se pouca mudança em relação aos valores de referência, na região onde é feita a otimização. Nas altas frequências, essa configuração apresentou significativamente inferiores aos valores de referência. Nos outros dois intervalos, 500 a 5000 Hz e 10 a 10000 Hz, a otimização apresentou resultados similares, onde a fibra de vidro C é predominante (36 mm), ver Figura 53-b e c. Os valores de  $TL^{\text{otm}}$ , para essas duas configurações são praticamente iguais. Estes ficam próximos aos valores de referência até a região de 1000 Hz, e a partir dessa frequência os valores são inferiores. Tal diferença é causada simplesmente pela redução de material no tratamento. Ainda em relação aos resultados apresentados, nota-se que em todos os casos os valores das

massas do tratamento otimizado ficaram próximas ao valor máximo ( $0,75 m_{\text{ref}} = 0,6 \text{ kg/m}^2$ ).

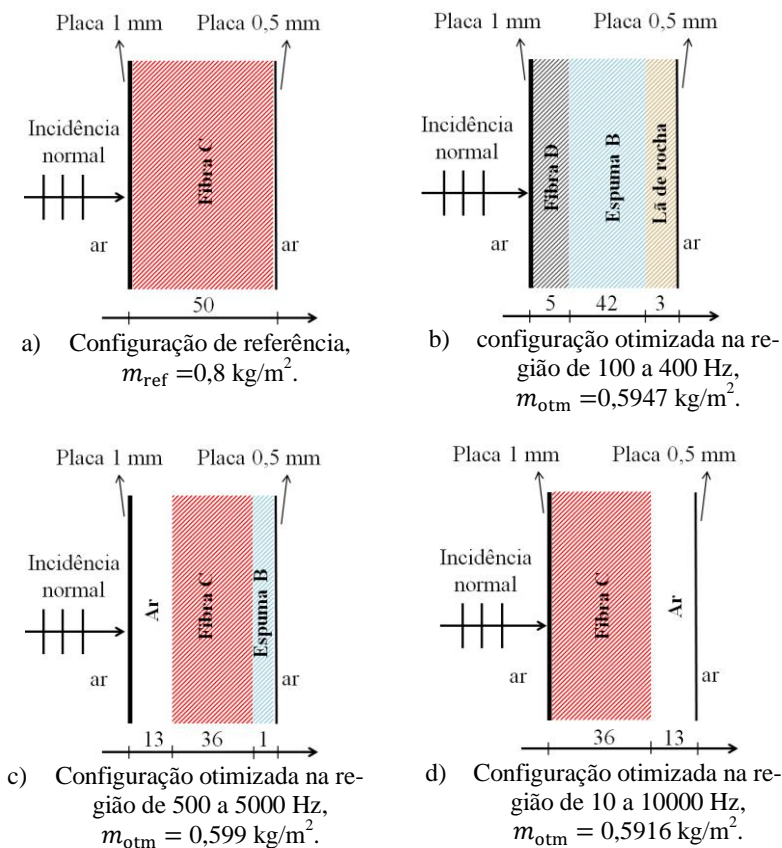


Figura 53: Configurações do painel duplo preenchido com material poroso. a) configuração de referência. b) Configuração da  $TL^{\text{otm}}$  na região de 100 a 400 Hz. c) Configuração da  $TL^{\text{otm}}$  na região de 500 a 5000 Hz. d) Configuração da  $TL^{\text{otm}}$  na região de 10 a 10000 Hz.



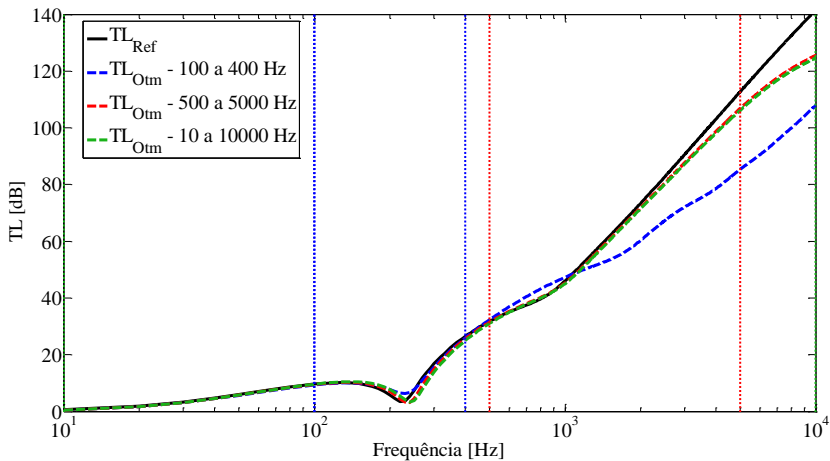


Figura 54: Resultados da otimização da  $TL$ . Massa do tratamento restringida em 75% da massa do tratamento utilizado na  $TL^{ref}$  ( $m_{otm} < 0,75m_{ref}$ ).



## 5. PERDA DE TRANSMISSÃO POR INCIDÊNCIA DE CAMPO DIFUSO

A contribuição dos materiais porosos na perda de transmissão de painéis duplos foi avaliada no capítulo anterior, porém considerando somente o caso de incidência normal e sistemas lateralmente infinitos. Neste capítulo, a perda de transmissão de painéis é avaliada considerando excitação acústica por campo difuso sobre um painel de dimensões finitas. Os materiais porosos foram caracterizados pelo método inverso, conforme Capítulo 3. O painel estudado apresenta características simples (placas planas sem reforços) e seus resultados são de caráter acadêmico. Entretanto, é possível extrair informações de interesses práticos voltados à indústria. A análise é realizada através da comparação entre um modelo numérico e resultados experimentais. Tendo em vista a necessidade de avaliar o desempenho dos painéis em amplas faixas de frequências, faz-se uso da metodologia de SEA (*Statistical Energy Analysis*). A abordagem estatística proposta pela modelagem SEA é a principal alternativa aos métodos numéricos determinísticos que apresentam limitações de aplicação devido ao alto custo computacional (CAMPOLINA, 2012).

### 5.1. Modelagem numérica – SEA

Um sistema em SEA é dividido em subsistemas que podem receber, armazenar, absorver e transmitir energia. Um subsistema é definido a partir da sua densidade modal, nível de energia vibratória, amortecimento e fatores de acoplamento aos demais subsistemas (LENZI, 2009). Os subsistemas acoplados permitem a transmissão de potência, sendo esta proporcional à diferença entre as energias modais médias de cada subsistema. O fluxo de energia parte sempre do sistema de maior para o de menor energia (LYON; MAIDANIK, 1962). A formulação de SEA é baseada em relações de equilíbrio do balanço de potência de entrada, dissipada e transmitida. A potência de entrada se refere às possíveis formas de excitações impostas ao sistema: acústica, estrutural e/ou convectivas (camada limite turbulenta, por exemplo). A potência dissipada é representada no fator de perda de cada subsistema. Já a potência transmitida é caracterizada pelo fator de acoplamento (SILVA, 2009). Em síntese, SEA é baseado nas hipóteses a seguir:

- Os modos de vibração possuem a mesma energia vibratória em uma faixa de frequência específica;

- Os modos são equidistantes em uma faixa de frequências delimitada;
- O fator de perda é pequeno e igual para todos os modos em uma determinada banda de frequência;
- O fluxo de potência se dá pela existência de modos ressonantes em uma banda de frequência particular;
- As fontes de excitação são aleatórias e não correlacionadas;
- O acoplamento entre os subsistemas é considerado fraco, linear e conservativo;
- Há reciprocidade vibro-acústica entre os subsistemas;
- O número de modos existentes em uma banda de frequência é estatisticamente alto.

Os modelos em SEA foram desenvolvidos com o auxílio do *software* comercial VA One. O primeiro modelo desenvolvido representa a perda de transmissão de um painel simples, uma placa de alumínio com 1 mm de espessura, com e sem a presença de materiais porosos. O modelo é composto de uma cavidade emissora (dimensões  $2,63 \times 7,49 \times 7,49$  mm =  $147,54$  m<sup>3</sup>) e uma receptora (dimensões  $4,50 \times 5,60 \times 7,90$  =  $199,08$  m<sup>3</sup>), estas são acopladas através do painel em análise. O painel apresenta a área de  $1,006$  m<sup>2</sup>. As dimensões das câmaras e do painel são as mesmas destes nos experimentos, conforme Item 5.2. No caso do painel, é descontada a área do quadro de madeira utilizado nos experimentos com fins estruturais. Desta maneira, o modelo é composto por três subsistemas, sendo duas cavidades acústicas e uma placa de alumínio, admitindo características isotrópicas (densidade  $\rho_s = 2700$  kg/m<sup>3</sup>,  $E_s = 71$  GPa, fator de perda  $\eta_s = 0,01$  e Poisson  $\nu_s = 0,33$ ). O modelo criado no VA One é apresentado na Figura 55, ressaltando que os subsistemas apresentados estão separados graficamente para facilitar a visualização, porém esses são acoplados.

No modelo, a placa é acoplada às duas cavidades através de uma junção de área com área igual à da placa. Essa representa o caminho de transmissão de fluxo de energia da Câmara Emissora para a Câmara Receptora. Os caminhos de transmissão são expressos através do fator de acoplamento  $\eta_{ij}$ , onde  $i$  e  $j$  se referem ao subsistema correspondente. A junção permite três caminhos distintos, são estes: ressonantes, não ressonantes e vazamentos. A Figura 56 apresenta os possíveis caminhos de transmissão no caso de uma placa simples.

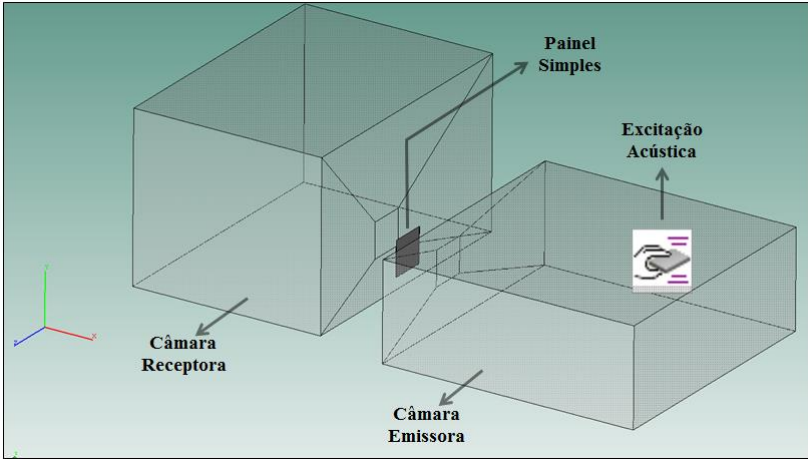


Figura 55: Modelo de perda de transmissão de um painel simples acoplado a duas cavidades acústicas no VA One.

Os caminhos de transmissão ressonantes,  $\eta_{12}$  e  $\eta_{23}$ , levam em consideração a região da frequência de coincidência, conforme Equação 4.3, e também a região de altas frequências onde a eficiência de radiação da placa se torna importante, acima da frequência de coincidência (CROCKER; PRICE, 1969). Já o caminho não ressonante,  $\eta_{13}$ , leva em consideração a região onde a eficiência de radiação da placa é baixa, abaixo da frequência de coincidência. Esse caminho de transmissão é controlado pela lei da massa. No caso de uma incidência difusa a lei da massa,  $TL_{md}$ , é dada por (DE ROSA *et al.*, 2014):

$$TL_{md} = 10 \log \left[ \frac{0,978 \left( \frac{m_p \pi f}{\rho_0 c_0} \right)^2}{\ln \frac{\left( 1 + \frac{m_p \pi f}{\rho_0 c_0} \right)^2}{1 + \left( 0,208 \frac{m_p \pi f}{\rho_0 c_0} \right)^2}} \right], \quad (5.1)$$

onde  $m_p$  é a massa por unidade de área da placa.

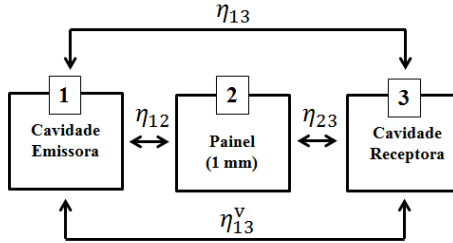


Figura 56: Caminhos de transmissão de energia de um modelo em SEA de um painel simples.

O amortecimento estrutural da placa apresenta significativa redução da transmissão sonora na região da frequência de coincidência, pois nessa faixa de frequência os modos de flexão da placa contribuem para uma alta eficiência de radiação que pode ser minimizada com a adição de amortecimento. Esse conceito se estende para as frequências acima da frequência de coincidência pelo mesmo princípio. Porém, nas frequências mais baixas, onde a transmissão é controlada pelos efeitos não ressonantes, lei da massa, a adição de amortecimento não apresenta redução significativa da transmissão sonora.

Os vazamentos,  $\eta_{13}^v$ , apresentam um importante caminho de transmissão quando o painel é revestido por algum tratamento, principalmente nas altas frequências (PEREIRA; GUETTLER; MERZ, 2010).

A adição de material poroso é realizada através da inclusão de um tratamento na superfície da placa que está voltada à câmara receptora. O tratamento é referenciado no *software* VA One como NCT – *Noise Control Treatments*. Ao inserir o material poroso, é possível definir o modelo a ser utilizado (rígido, flexível e poroelástico), bem como suas propriedades macroscópicas e/ou elásticas, além da espessura do tratamento. O material poroso não é tratado como um subsistema dentro da formulação de SEA, porém sua influência é levada em consideração através de (CAMPOLINA, 2012):

1. Aumento da lei da massa do painel (adição de massa);
2. Adição de amortecimento estrutural;
3. Atenuação da radiação do painel através da perda de inserção do material poroso;
4. Incremento da absorção da cavidade acústica.

A excitação utilizada no modelo é aplicada através de uma restrição (*Constraint*) na qual o nível de pressão sonora na cavidade emissora

é definido em 1 Pa (93,98 dB, Ref =  $2 \cdot 10^{-5}$  Pa) em todo o espectro analisado.

No caso de um painel duplo, o modelo é composto por 5 subsistemas: três cavidades acústicas (emissora, receptora e central) e as duas placas com espessuras de 1 e 0,5 mm. O modelo em SEA da perda de transmissão de painel duplo é mostrado na Figura 57.

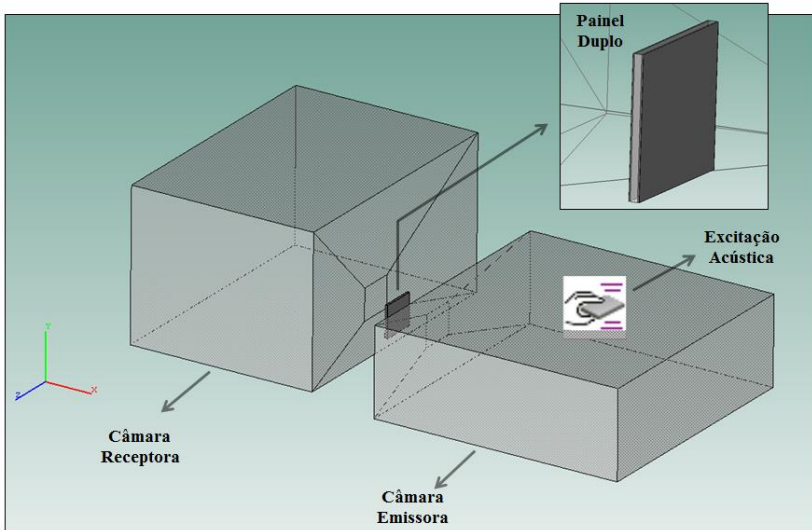


Figura 57: Modelo de perda de transmissão de painel duplo no software VA One.

Neste modelo são utilizadas três junções. São duas junções que unem as placas às suas respectivas placas adjacentes, onde os caminhos de transmissão são os mesmos que ocorrem no caso de um painel simples, e uma terceira junção denominada *Double Wall Area Junction* (DWJ). Esta é responsável por inserir no sistema o caminho de transmissão  $\eta_{15}$  que é o caminho dominante nas baixas frequências, próximo à região de ressonância massa-mola-massa, dada pela Equação 4.4. Na configuração de painel duplo, conforme Figura 58, os caminhos de transmissão são dados por: ressonantes ( $\eta_{12}$ ,  $\eta_{23}$ ,  $\eta_{34}$  e  $\eta_{45}$ ), não ressonante ( $\eta_{13}$  e  $\eta_{35}$ ) e vazamentos ( $\eta_{13}^V$  e  $\eta_{35}^V$ ).

Uma forma alternativa de modelar o problema de painel duplo seria utilizar o modelo de 3 subsistemas, conforme Figura 56, e adicionar um tratamento (NCT) composto por espaçamento de ar, ou material poroso, juntamente com uma segunda placa (DE ROSA *et al.*, 2014).

Essa seria uma opção para avaliar, através de SEA, a influência dos materiais porosos quando estes são acoplados às duas placas.

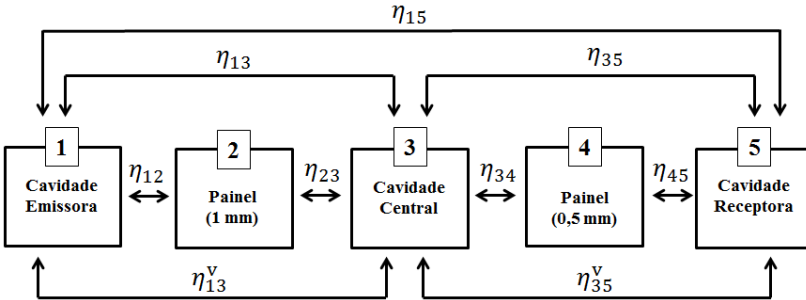


Figura 58: Caminhos de transmissão de energia de um modelo em SEA de um painel duplo com cavidade central (subsistema 3).

## 5.2. Procedimento experimental para obtenção da perda de transmissão em campo difuso

Neste item, o procedimento experimental para obtenção da perda de transmissão por incidência de campo difuso é apresentado, conforme recomendações descritas nas normas ISO 10140-4 e ASTM E90.

A medição da  $TL$  experimental consiste basicamente em posicionar o corpo de prova entre duas câmaras reverberantes. As câmaras utilizadas possuem volume de aproximadamente  $150 \text{ m}^3$  ( $2,63 \times 7,49 \times 7,49 \text{ m}$ ) e  $200 \text{ m}^3$  ( $4,50 \times 5,60 \times 7,90 \text{ m}$ ) para as câmaras de emissão e recepção, respectivamente. A norma ASTM E90 indica um volume mínimo de  $50 \text{ m}^3$ . Na câmara 1, ou câmara de emissão, é gerado um ruído branco em toda a faixa de frequência desejada. O campo acústico incide aleatoriamente sobre o painel forçando-o a vibrar e, consequentemente, radiar energia acústica à câmara 2, ou câmara receptora. Os níveis de pressão sonora ( $NPS_1$  e  $NPS_2$ ) nas duas câmaras são medidos através de microfones. O cálculo da  $TL$  é dado por (ISO 10140-4, 2010; ASTM E90, 2004).

$$TL = \langle NPS_1 \rangle - \langle NPS_2 \rangle + 10 \log \frac{S_p}{A_{eq}} \quad , \quad (5.2)$$

na qual  $\langle NPS_1 \rangle$  e  $\langle NPS_2 \rangle$  são os níveis de pressão sonora médios (dB),  $S_p$  é a área ( $\text{m}^2$ ) da superfície da amostra em teste (painel) e  $A_{eq}$  é a área



de absorção equivalente ( $m^2$ ) da câmara receptora com a amostra posicionada.

Dois procedimentos podem ser utilizados para a obtenção da absorção equivalente da câmara receptora. O primeiro consiste em medir diretamente o tempo de reverberação da câmara e o segundo é baseado em um procedimento comparativo fazendo uso de uma fonte de referência. Os dois procedimentos são apresentados na sequência.

Para a medição da absorção equivalente, a partir do tempo de reverberação, foram utilizadas as recomendações da norma ISO 354. O tempo de reverberação ( $T_{60}$ ) é definido como o tempo necessário para que o nível de pressão sonora decaia 60 dB após o desligamento da fonte sonora. A partir da medição do  $T_{60}$  calcula-se a área equivalente de absorção da câmara como:

$$A_{eq} = \frac{55,3V_c}{c_0 T_{60}}, \quad (5.3)$$

sendo  $V_c$  o volume da câmara receptora.

Para a medição do  $T_{60}$  foi utilizado o método do ruído interrompido. Para evitar as variações dos níveis de pressão no regime transiente, a fonte excita o campo acústico no interior da câmara por um período de 5 segundos e, na sequência, a fonte é interrompida pelo próprio analisador de sinais. Após a interrupção da fonte é medido o decaimento da pressão sonora. Os decaimentos da pressão sonora são medidos em diversos pontos. A curva de decaimento em cada ponto é obtida pela média aritmética de 5 medições. A norma ISO 354 estabelece que devem ser utilizadas no mínimo duas posições diferentes de fonte e três posições de microfone. O número de medições independentes deve ser no mínimo 12. Nos experimentos realizados foram utilizados 4 microfones, cada um foi posicionado em três pontos diferentes, conforme recomendado, e também foram utilizadas duas posições de fonte. Assim, o número total de medições independentes foi de 24. Em relação ao posicionamento, cada posição de microfone utilizado estava a mais de 1,5 m de distância das posições de fonte, assim como das superfícies da câmara. Nenhuma posição de microfone foi colocada com uma distância menor que 1 m de outra posição de microfone. Em relação às posições da fonte, estas respeitaram as distâncias das paredes definidas na norma, porém a caixa acústica foi posicionada diretamente no chão. A distância entre uma posição e outra de fonte foi de aproximadamente 1,5 m. Porém, a norma recomenda uma distancia de no mínimo 3 m entre essas.

Em relação ao processamento e cálculo do tempo de reverberação, esses foram realizados diretamente no programa Pulse LabShop 10.1 que possui um módulo próprio para o cálculo do tempo de reverberação. Os equipamentos utilizados nas medições do tempo de reverberação foram:

- Analisador de sinais – Módulo B&K 7539A (LabShop Versão 10.1);
- Amplificador B&K 2718;
- 4 Microfones PCB 378B02;
- Calibrador de microfone PCB CAL200 (frequência de calibração 1000 Hz, amplitude 114 dB);
- Caixa acústica.

Um segundo procedimento foi utilizado para obter a área de absorção equivalente da câmara receptora, denominado método da comparação. O mesmo constitui em medir o nível de pressão sonora gerado por uma fonte de referência no interior da câmara e a partir do seu nível de potência sonora, este fornecido pelo fabricante, é calculada a absorção equivalente:

$$A_{eq} = 10^{(6,2 + NWS_{ref} - NPS_{ref})/10} \quad , \quad (5.4)$$

na qual  $NWS_{ref}$  é o nível de potência sonora da fonte de referência, fornecido pelo fabricante e  $NPS_{ref}$  é o nível de pressão sonora médio gerado pela fonte de referência no interior da câmara. A fonte de referência utilizada é do fabricante B&K modelo 4204.

Para realização das medições de  $TL$  foi necessário montar uma barreira acústica devido às dimensões do painel (amostra) utilizado. A abertura disponível entre as câmaras possui uma área com as dimensões de 1800 X 1130 mm e o painel utilizado para os testes possui área com as dimensões 1000 X 1130 mm. A barreira foi confeccionada em madeira (MDF). A Figura 59 apresenta um esquema da barreira utilizada e uma fotografia do experimento. Sobre a barreira mostrada na Figura 59-b foi colocada uma placa adicional de MDF onde o painel em teste era montado. As frestas existentes na montagem foram seladas com massa de calafetar.

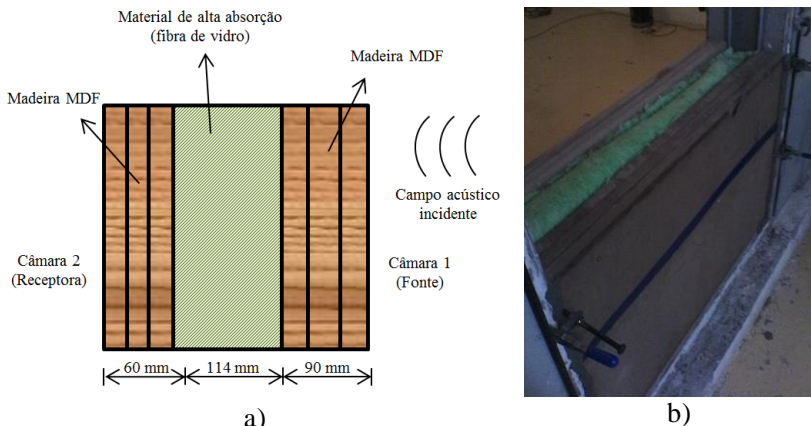


Figura 59: Esquema da barreira acústica: a) espessura da barreira e materiais utilizados; b) imagem do experimento.

O painel utilizado como amostra é composto de um quadro de madeira, no qual duas placas de alumínio foram parafusadas em cada uma das faces. Logo, o quadro tem a função, tanto de fixação das placas, como de mantê-las espaçadas com a espessura do tratamento desejada de 50 mm. O painel duplo foi confeccionado com uma área menor do que a abertura entre as câmaras pelo fato de que nem todas as amostras disponíveis tinham o volume necessário para preencher um painel maior. A Figura 60 apresenta as dimensões do painel utilizado. Nos experimentos realizados, assim como nas simulações, a placa 1 (espessura de 1 mm) ficou exposta à câmara emissora e a placa 2 (espessura 0,5 mm) ficou voltada à câmara de recepção.

Os materiais porosos utilizados foram simplesmente apoiados no interior do painel. Durante as montagens houve um cuidado para que o material não fosse comprimido e ao mesmo tempo não deixasse frestas para evitar possíveis vazamentos. Foi optado por não fixar o material a nenhuma das placas com auxílio de cola ou fitas adesivas devido à fragilidade dos materiais porosos, pois não seria possível remove-los sem danificá-los. Tal montagem conduz a uma condição de contorno desacoplada na superfície de contato entre as placas e o material poroso.

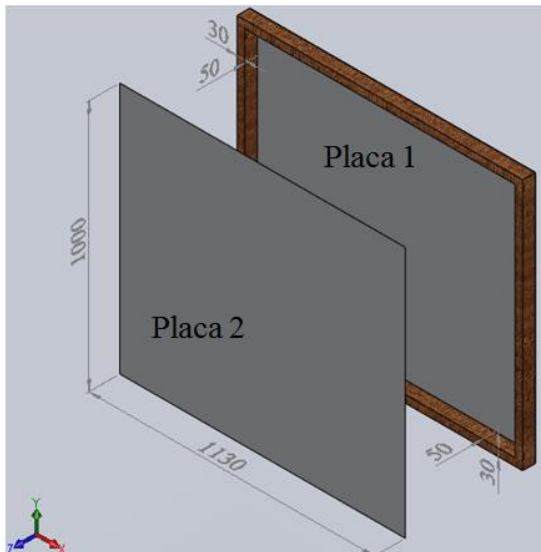


Figura 60: Esquema do painel duplo utilizado. Placas 1 e 2 possuem espessura de 1 e 0,5 mm, respectivamente.

No caso das configurações de painel simples, não foi utilizada a segunda placa. O painel era constituído apenas pela placa 1 e pelo o material (com espessura de 50 mm). O material foi mantido na posição com o auxílio de fios de nylon.

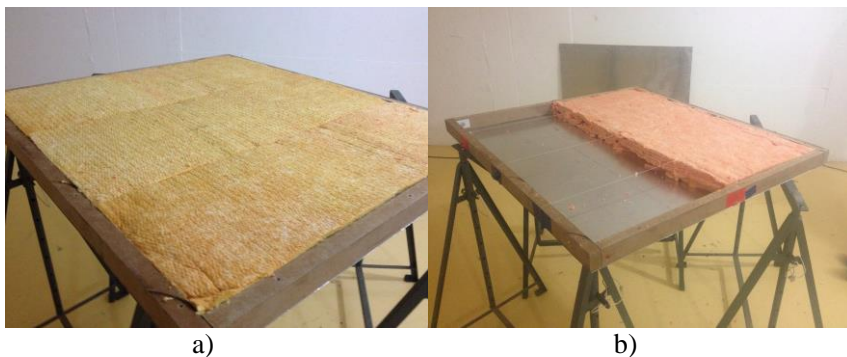


Figura 61: Exemplos da colocação dos materiais porosos utilizados nos testes experimentais. Figura-a: fibra de vidro B cobrindo toda a área do painel. Figura-b: placa de alumínio e a fibra de vidro C cobrindo parte da área do painel.

Para medir os níveis de pressão sonora médios espaciais, foi utilizado um *rotating boom* em cada câmara. Esse é responsável por fazer o microfone percorrer uma trajetória circular, com angulação diferente de zero, para que o microfone não se desloque paralelamente a nenhuma das superfícies das câmaras. O raio utilizado em cada *rotating boom* foi de 1,2 m. A Figura 62 apresenta imagens das câmaras 1 e 2 com o painel montado indicando os principais equipamentos utilizados.

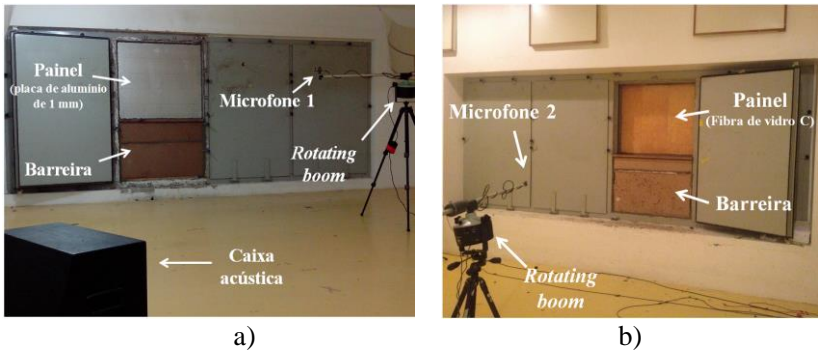


Figura 62: Imagens das câmaras 1 e 2 com o painel montado: a) câmara 1 (emissão); b) câmara 2 (recepção).

Para as medições dos níveis de pressão sonora foram utilizados os seguintes equipamentos:

- Analisador de sinais – Módulo B&K 3039 – *software* LabShop Versão 10.1;
- Amplificador B&K 2718;
- 1 Microfone PCB 378B20 (Câmara fonte);
- 1 Microfone B&K 4642-A-021 (Câmara receptora);
- 2 *Rotating Boom* B&K 3923;
- Calibrador de microfone PCB CAL200 (frequência de calibração 1000 Hz, amplitude 114 dB);
- Caixa acústica.

### 5.3. Resultados preliminares

Com base nos procedimentos descritos, são avaliados alguns resultados pertinentes. Primeiramente, são apresentados os resultados obtidos na medição no  $T_{60}$ . O tempo de reverberação da câmara 2 foi medido para algumas configurações diferentes. A primeira delas foi o

caso em que o painel não estava instalado, ou seja, a medição foi feita com a abertura entre as câmaras fechada pelas duas portas internas. Na sequência, o  $T_{60}$  foi medido com o painel montado considerando as seguintes configurações: painel montado com cada uma das placas separadamente, painel duplo sem tratamento, painel duplo com tratamento e painel simples com tratamento, no qual o material fica voltado à câmara 2 (como apresentado na Figura 62-b). Os resultados seguem conforme Figura 63.

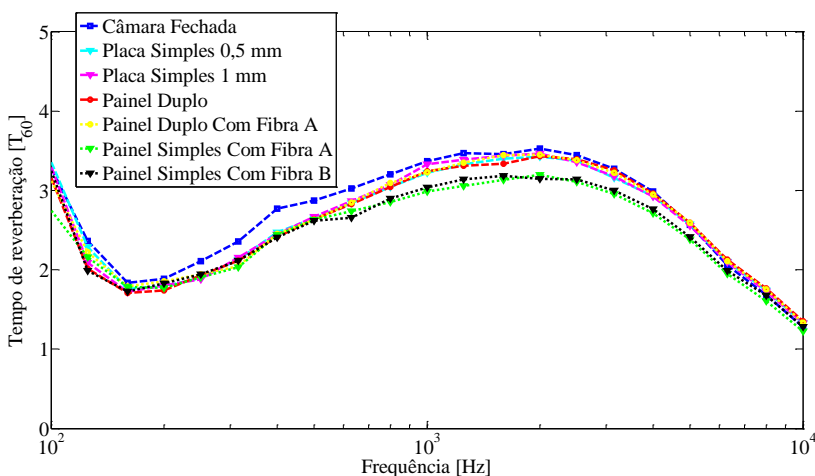


Figura 63: Tempo de reverberação ( $T_{60}$ ) da câmara receptora para diferentes configurações.

Os resultados dos tempos de reverberação indicam que a variação da absorção da câmara 2 foi pouco alterada com a montagem do painel. Nota-se uma queda de 200 a 1000 Hz quando o painel é colocado na abertura entre as câmaras em relação aos resultados da abertura totalmente fechada. Porém, nota-se que os quatro casos onde uma placa de alumínio ficava exposta à câmara 2, todos os resultados foram similares. Quando algum material poroso foi exposto à câmara 2, nota-se um leve aumento da absorção da câmara a partir de 600 Hz com a queda do tempo de reverberação. A partir da banda de 6300 Hz todos os resultados têm valores próximos. Observa-se que, mesmo o material fibroso que apresenta uma alta absorção acima de 6300 Hz, não altera a absorção da sala nessa faixa de frequência. Conclui-se que a câmara absorve considerável quantidade de energia acústica nessa região de frequência devido ao grande volume da sala.

Na sequência, é apresentada uma comparação entre os resultados de  $TL$  obtidos pela Equação 5.2, a partir dos dois métodos disponíveis para a obtenção experimental da área equivalente de absorção da câmara de recepção, a partir das Equações 5.3 e 5.4.

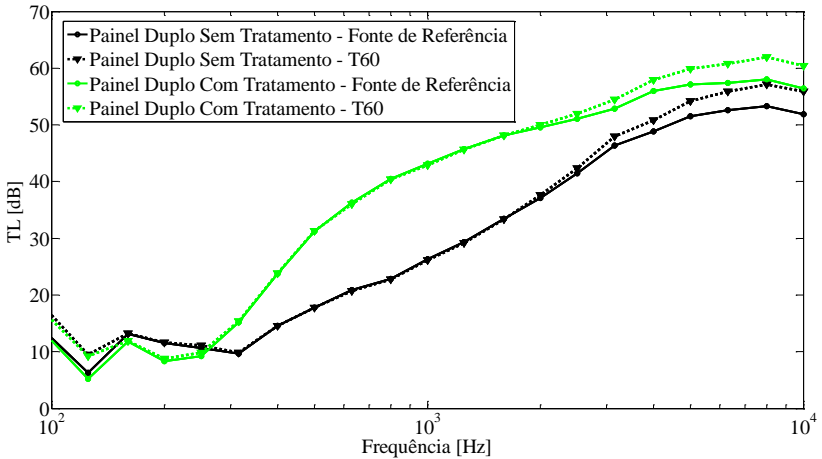


Figura 64: Variação da  $TL$  devido ao método utilizado para obtenção da área equivalente de absorção da câmara receptora. Dois resultados apresentados:  $TL$  do painel duplo sem tratamento (em preto) e  $TL$  do painel duplo com 50 mm de tratamento (em verde), neste caso foi utilizada a fibra de vidro A.

Observam-se variações nos resultados de perda de transmissão entre os dois procedimentos para obtenção da absorção da câmara nas altas frequências, acima de 5 kHz. Tanto as normas de perda de transmissão ISO 10140-4 e ASTM E90, quanto a norma de coeficiente de absorção em câmara reverberante ISO 354, limitam a faixa de frequência experimental até 5 kHz. Logo, a medição do  $T_{60}$  não é validada pelas normas acima dessa frequência. A limitação para as bandas de frequências acima da banda de 5 kHz pode estar relacionada com a absorção acústica do próprio ar atmosférico que se torna perceptível nessas frequências. Embora tenha sido possível identificar variações nas altas frequências, nota-se que na maior parte das frequências os dois procedimentos fornecem resultados praticamente idênticos. Por fim, será adotado, por conveniência, o método comparativo (fonte acústica de referência) para o cálculo da  $TL$  experimental.

A Figura 65 apresenta alguns resultados preliminares de configurações diferentes. O primeiro resultado é a  $TL$  obtida no caso onde a abertura entre as câmaras é fechada pelas portas internas. Essa pode ser

entendida como a  $TL$  limite. Em seguida, são apresentados os resultados da  $TL$  de cada uma das placas, a  $TL$  do painel duplo sem tratamento e, por último, com material poroso (fibra de vidro A).

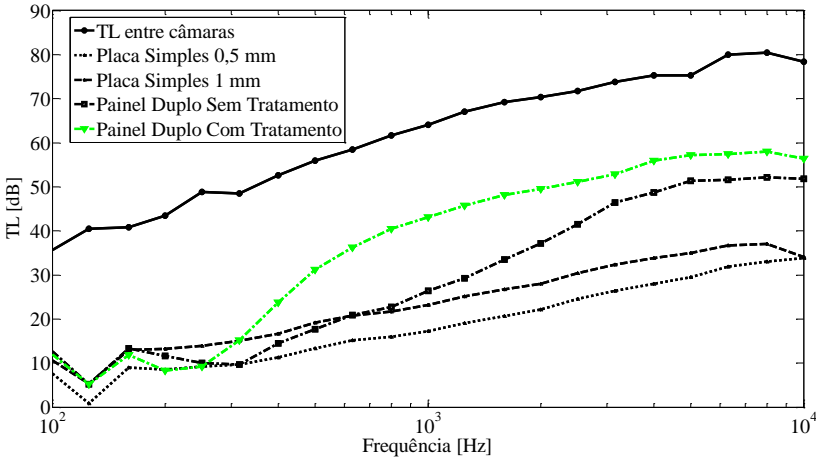


Figura 65: Perda de transmissão para as seguintes configurações: abertura entre câmaras totalmente fechada; painel simples de 0,5 mm e 1 mm de espessura, painel duplo com e sem tratamento.

Os resultados obtidos com as amostras testadas ficaram abaixo de 10 dB em relação aos resultados da  $TL$  entre as câmaras (onde a abertura entre as câmaras foi totalmente fechada). Tais resultados indicam que os valores do painel em teste estão confiáveis. Para os valores de  $TL$  de cada placa medida separadamente, esses mostram um aumento da perda de transmissão com o aumento da frequência, conforme já esperado. Já o painel duplo apresenta uma queda nas baixas frequências, devido à ressonância massa-mola-massa, na banda de 315 Hz. O cálculo analítico dessa frequência, conforme Equação 4.4, forneceu a frequência 282 Hz, conforme apresentado no Item 4.3. Ao inserir o material poroso no interior do painel duplo, nota-se um aumento de quase 20 dB na região central do espectro analisado, em 1000 Hz. Além disso, ao inserir o material poroso, houve uma redução da ressonância massa-mola-massa, conforme constatado anteriormente no Item 4.3.

A próxima figura aponta os níveis de pressão sonora (NPS) gerados nas câmaras. Primeiramente, são medidos os ruídos de fundo das duas câmaras. Os outros resultados são referentes ao NPS das câmaras 1 e 2 quando a fonte é ligada. No caso da câmara 1, os NPS são pratica-



mente os mesmos em todos os testes. O que é avaliado é quão próximo o NPS da câmara 2 chega ao ruído de fundo.

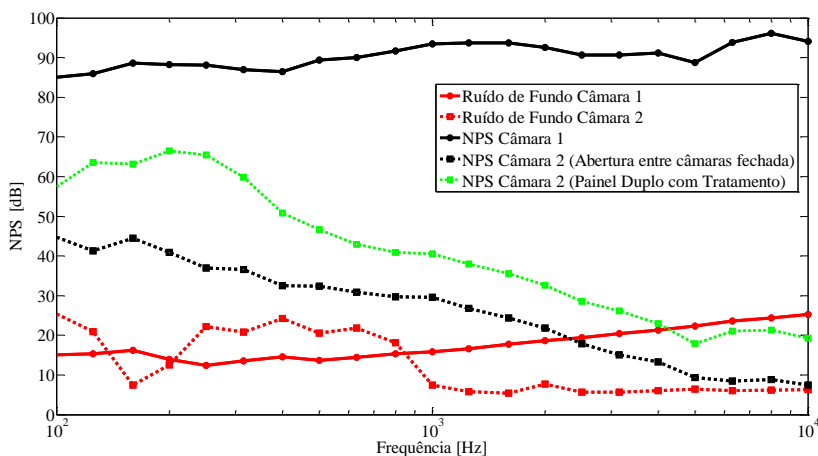


Figura 66: Avaliação do ruído de fundo e NPS nas duas câmaras.

Observa-se que o NPS da câmara 2, obtido quando o painel duplo preenchido com material é colocado entre as câmaras, é de pelo menos 10 dB acima do ruído de fundo da câmara 2 em todo o espectro. Logo, segundo a norma ISO 10140-4, não é necessário nenhum tipo de correção no cálculo da  $TL$ . No caso da  $TL$  medida quando a abertura entre câmaras é fechada pelas portas internas das câmaras, seria necessário uma correção devido à proximidade dos valores do NPS da câmara 2 em relação ao seu ruído de fundo, porém, o interesse deste trabalho está voltado à perda de transmissão do painel duplo e tal correção não foi realizada.

A repetibilidade do experimento é avaliada a seguir, conforme Figura 67. Primeiramente, são apresentadas duas medições do painel duplo preenchido com a fibra de vidro A. Cada uma das duas medições foi feita com uma amostra diferente de material poroso. Os resultados seguintes levam em consideração medições do painel duplo sem tratamento. No caso do painel duplo com tratamento, as duas medições apresentam valores de  $TL$  similares. Pequenas variações, de até 3 dB, são observadas nas altas frequências do espectro analisado. Destacando que, de uma medição para a outra, o painel foi totalmente desmontado e montado novamente. O mesmo comportamento, das variações serem mais perceptíveis nas altas frequências, é observado no caso do painel

sem tratamento. Ressaltado que, na medição 2, o painel foi desmontado e montado novamente sem que as placas fossem desparafusadas. Na terceira medição, as duas placas foram desparafusadas e parafusadas novamente. Observa-se, portanto, que o aperto dos parafusos, que mantem as placas fixadas ao quadro de madeira, tem pouca influência nos resultados de  $TL$ .

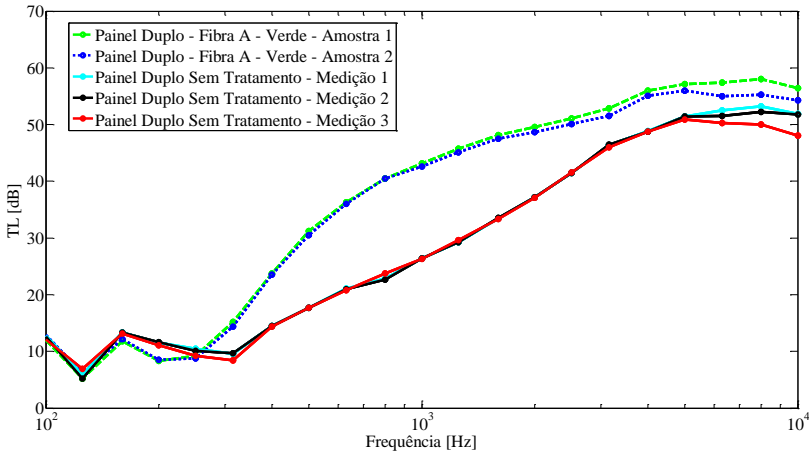


Figura 67: Avaliação da repetibilidade do experimento de  $TL$ . Duas medições com diferentes amostras para o painel duplo com tratamento (50 mm de espessura da fibra de vidro A) e três medições para o painel duplo sem tratamento.

O próximo resultado refere-se ao nível de pressão sonora nas duas câmaras em banda estreita. O objetivo dessa análise é verificar se, nos resultados experimentais, é possível observar os fenômenos de ressonância indicados nas Figuras 31 e 34. O ideal seria avaliar as quedas na perda de transmissão nas frequências de ressonância devido aos múltiplos de meio comprimento de onda, porém o cálculo da  $TL$  é dependente do termo de absorção, este só está disponível em valores em banda de terço de oitava. Logo, são avaliados simplesmente o nível de pressão sonora. A Figura 68 apresenta os níveis de pressão sonora nas duas câmaras considerando a configuração onde o painel duplo sem tratamento é montado. Observa-se que não é possível identificar picos em frequências específicas no NPS da câmara 2, conforme constatado analiticamente no Capítulo 4.

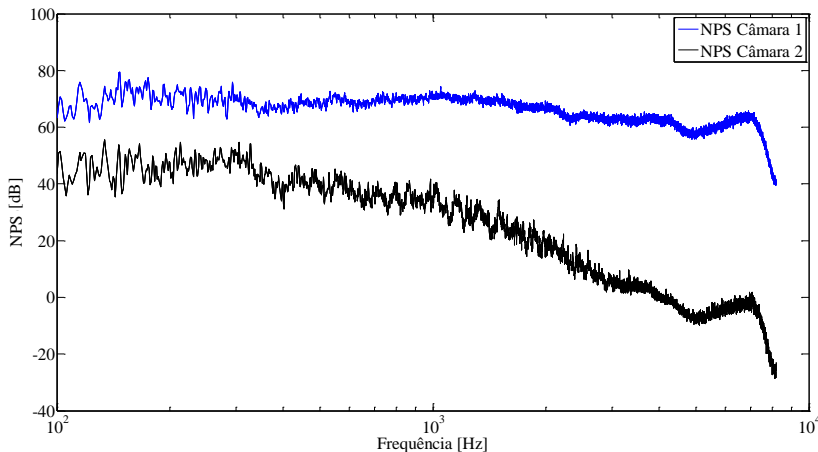


Figura 68: Nível de pressão sonora câmara 1 (em azul) e câmara 2 (em preto).  
Painel duplo sem tratamento.

Os últimos resultados da avaliação preliminar são relacionados à verificação da presença de vazamentos. Conforme Figura 69, são apresentados os resultados de três medições, considerando o painel duplo sem material acústico. Na primeira, o painel duplo foi montado, sendo aplicada massa de calafetar em torno do mesmo somente pela câmara de emissão. Na medição 2, foi acrescentada massa de calafetar pelo lado da câmara receptora na parte inferior do painel. Nas laterais e na parte superior não foi colocada massa de calafetar, pois o painel ficava apoiado em um batente da própria abertura entre as câmaras. Na medição 3 é apresentado o resultado da  $TL$  do painel duplo sem ser colocada massa de calafetar, ou seja, o painel ficou simplesmente apoiado na abertura entre câmaras.

Os resultados mostram que ao colocar massa de calafetar na parte inferior do painel, pela câmara receptora, houve uma variação na  $TL$  nas altas frequências do espectro analisado. Tais resultados indicam que a presença de vazamentos é bastante perceptível nas altas frequências. A terceira medição, na qual não foi utilizada massa de calafetar, evidencia que a presença de vazamentos tem pouca influência nas baixas frequências. Porém, os resultados nas frequências mais altas ficaram totalmente comprometidos.

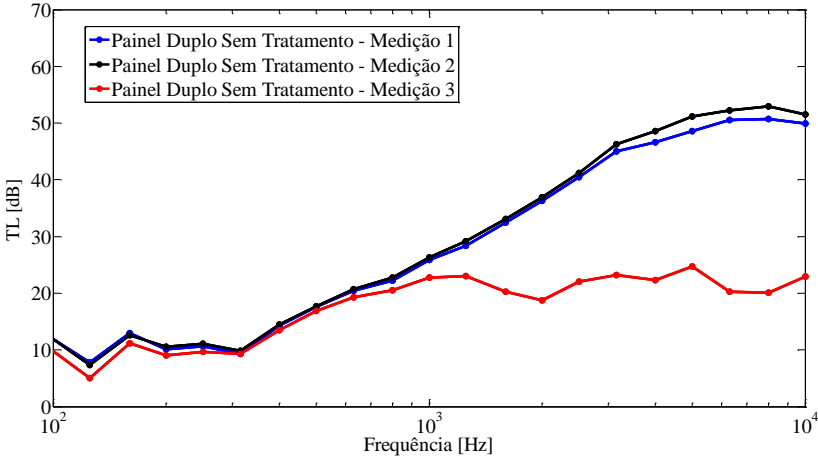


Figura 69: Verificação da presença e influência de vazamentos nos resultados de  $TL$  considerando painel duplo sem tratamento. Medição 1: massa de calafetar em torno de todo painel somente pela câmara de emissão. Medição 2: mantida a massa de calafetar pela câmara emissora e adicionada massa de calafetar pelo lado da câmara receptora na parte inferior do painel. Medição 3: painel montado sem a inserção da massa de calafetar.

#### 5.4. Validação experimental

Neste item, os resultados de perda de transmissão obtidos experimentalmente são comparados com os modelos de SEA. Serão comparados os valores de  $TL$  de placas simples, painel duplo, placa simples com materiais porosos e painel duplo preenchido com material poroso. Os oito materiais porosos disponíveis serão avaliados nas configurações de placa simples e painel duplo. Os materiais serão considerados em SEA através do modelo de fluido equivalente de estrutura flexível (JCA-flexível), a partir dos parâmetros obtidos pelo método inverso, conforme Tabela 14.

Os primeiros resultados são referentes à perda de transmissão de cada uma das placas (1 mm e 0,5 mm de espessura). Além dos resultados experimentais e dos modelos em SEA, são apresentados os valores obtidos através da lei-da-massa, conforme Equação 5.1. Os resultados seguem de acordo com a Figura 70.

Os valores previstos pelo modelo em SEA apresentam boa concordância com os resultados experimentais. Estes apresentam variações abaixo de 200 Hz em consequência de características próprias das câmaras utilizadas nas medições. Os valores obtidos através da expressão

analítica, lei-da-massa, também se apresentaram próximos aos experimentais. Como apresentado no início do Capítulo 4, a lei-da-massa representa o comportamento da placa até a frequência de coincidência. A partir da Equação 4.3, a frequência de coincidência das placas de 1 e 0,5 mm são de 11940 e 23881 Hz, respectivamente. Portanto, não aparecem no espectro analisado até a frequência de 10 kHz.

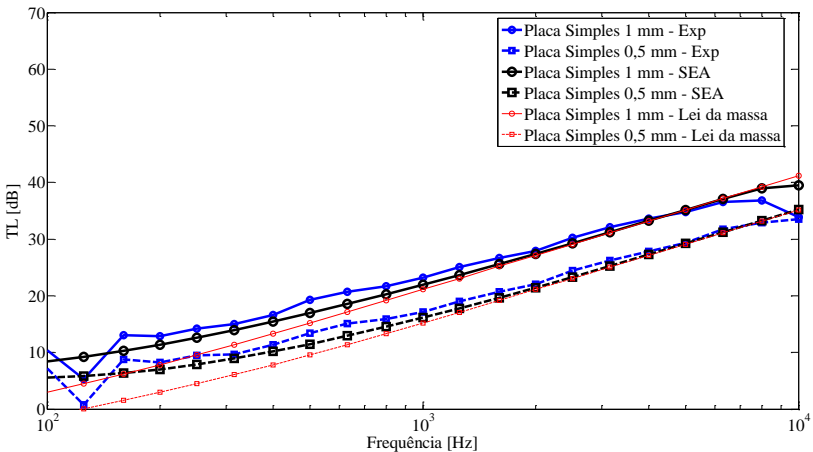


Figura 70: TL incidência difusa. Placa simples de 1 e 0,5 mm. Experimento em azul, modelo SEA em preto e Lei da massa em vermelho.

A próxima avaliação é direcionada a duas configurações: painel simples (1 mm) e painel simples recoberto com material poroso (50 mm). No resultado a seguir é apresentada a influência de vazamentos na perda de transmissão. Os vazamentos (*leak*) são inseridos no modelo habilitando esse caminho de transmissão,  $\eta_{13}^V$  (conforme Figura 56), na junção de acoplamento. Os vazamentos utilizados nesse trabalho são de geometria do tipo fenda (*slit*). Neste primeiro caso foram definidos os seguintes parâmetros: comprimento de 4 m (aproximadamente o perímetro da placa), largura de  $4 \cdot 10^{-6}$  m (valor ajustado) e profundidade  $1 \cdot 10^{-3}$  m (espessura da placa). A Figura 71 apresenta uma comparação dos resultados experimentais e dos modelos em SEA. No caso de placa revestida com material poroso, foi utilizada a fibra de vidro A com 50 mm de espessura.

Os resultados mostram que a quando a placa é tratada com material poroso, os vazamentos apresentam uma pequena queda na TL nas altas frequências. Porém, no caso da placa sem tratamento, não é observada nenhuma variação da TL da placa. Tais resultados convergem com

dados já apresentados na literatura (PEREIRA; GUETTLER; MERZ, 2010).

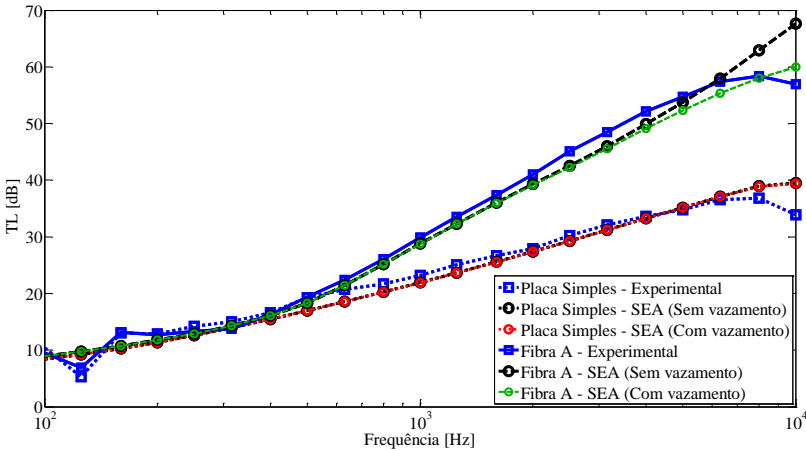


Figura 71: Influência dos vazamentos nos modelos em SEA de perda de transmissão de painel simples com e sem a presença de material poroso.

Na sequência, são comparados os resultados experimentais e numéricos para cada um dos oito materiais disponíveis para testes. O modelo em SEA utilizado é ilustrado na Figura 55, considerando os caminhos de transmissão, conforme Figura 56. A espessura dos materiais porosos é de 50 mm. Os resultados experimentais são todos plotados na Figura 72-a e os resultados numéricos são apresentados na Figura 72-b.

Os valores experimentais, Figura 72-a, deixam evidente o incremento da  $TL$  experimental, principalmente a partir da região central do espectro analisado, devido ao acréscimo do material poroso. Como já esperado, os materiais apresentam uma variação pequena da  $TL$  nas baixas frequências. O material que causa o maior incremento da  $TL$  nas baixas frequências, entre as bandas de frequência de 315 e 800 Hz, é também o material de maior densidade, lã de rocha ( $64 \text{ kg/m}^3$ ). Já nas frequências acima de 1000 Hz, as fibras de vidro B, C e D são as que apresentam maior incremento da  $TL$ . Importante destacar que estes três materiais são os que apresentaram os maiores valores de resistividade ao fluxo na caracterização inversa, 71287, 140133 e 127023  $\text{Ns/m}^4$ , respectivamente. A espuma C foi o material que apresentou o menor incremento da  $TL$ , destacando que esse material é o que apresenta o menor valor de resistividade ao fluxo, 5000  $\text{Ns/m}^4$ .

A validação dos resultados numéricos, Figura 72-b, caracteriza-se pela uniformidade com efeitos apresentados pelos resultados experimentais, conforme descrito previamente.

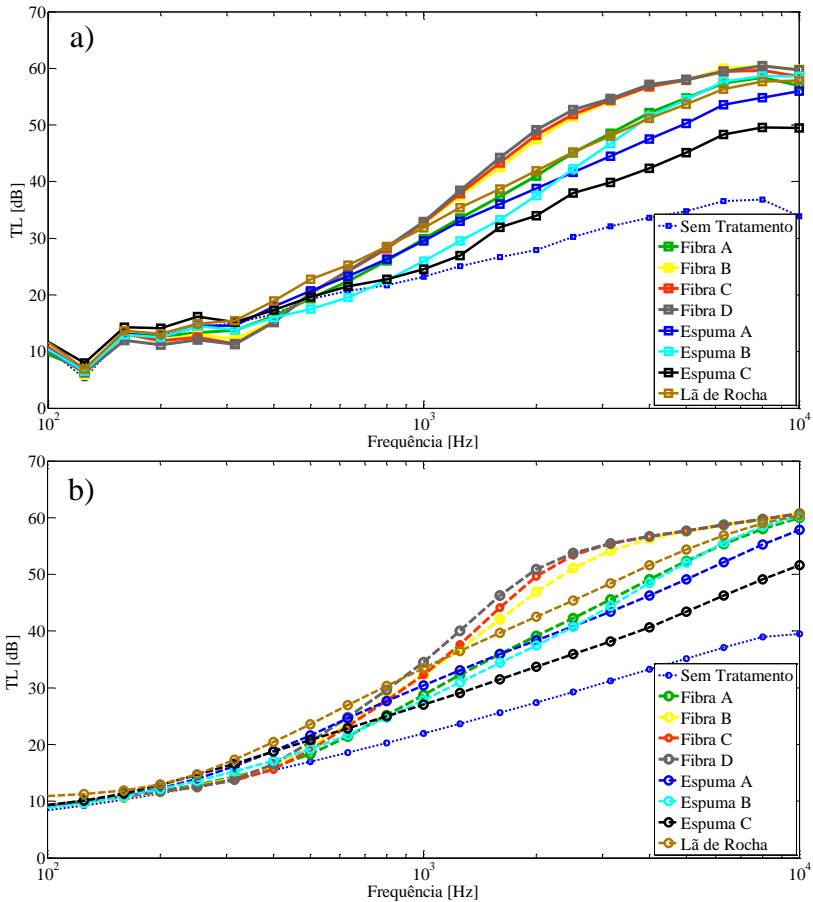


Figura 72: Perda de transmissão de painel simples (1 mm) revestido com 50 mm de material poroso: a) resultados experimentais e b) resultados em SEA. Material poroso representado pelo modelo JCA-flexível. Parâmetros caracterizadores dos materiais porosos conforme Tabela 14.

É oportuno salientar que a validação do modelo numérico corrobora a premissa de que os parâmetros caracterizadores dos materiais porosos são pertinentes e que o método inverso é suficientemente robusto. Além disso, é comprovada a eficiência do

modelo de fluido equivalente JCA-flexível na representação da propagação em meios porosos.

Os estudos à seguir são voltados ao painel duplo. O modelo em SEA do painel duplo é ilustrado graficamente na Figura 57 e os possíveis caminhos de transmissão são apresentados na Figura 58. O primeiro resultado compara os valores experimentais com os valores numéricos do painel duplo sem tratamento. No primeiro resultado numérico não é inserido, através da DWJ, o caminho de transmissão  $\eta_{15}$ . Já no segundo, esse caminho de transmissão é inserido. A Figura 73 apresenta os resultados.

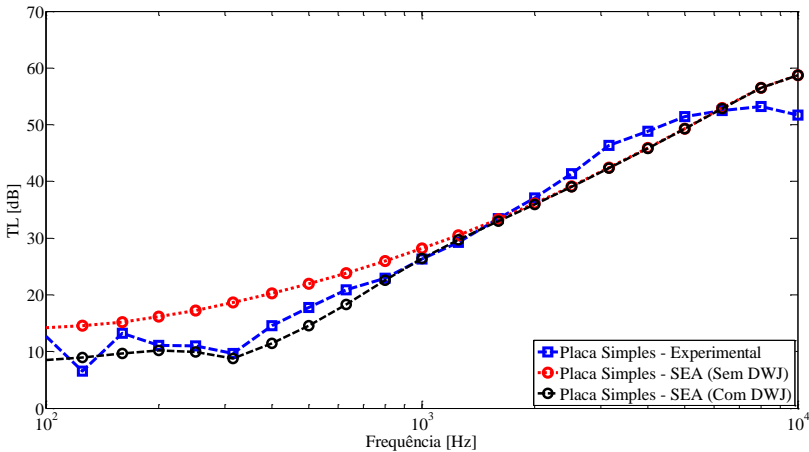


Figura 73: Perda de transmissão de painel duplo sem tratamento. Comparação entre resultados experimentais e numéricos.

Os valores numéricos evidenciam que a ressonância massa-mola-massa, conforme Equação 4.4 (282 Hz), realmente está presente nos resultados experimentais e que o modelo numérico representa de forma satisfatória esse fenômeno através da DWJ. Observa-se que, sendo esse caminho de transmissão desprezado, com a ausência da DWJ, a perda de transmissão numérica superestima os resultados experimentais nas baixas frequências.

Assim como no caso do painel simples com tratamento, é avaliada a influência do vazamento na  $TL$  no caso de painel duplo com tratamento. O vazamento é inserido nas duas junções utilizadas, cada junção acopla uma das placas às suas cavidades adjacentes. Neste caso, é inserido um vazamento em cada uma das junções. No caso da primeira jun-



ção, relacionada à placa de 1 mm, o vazamento criado apresenta comprimento de 4 m, largura de  $8 \cdot 10^{-5}$  m (valor ajustado) e profundidade  $1 \cdot 10^{-3}$  m (espessura da placa). Já na segunda junção, relacionada à segunda placa (0,5 mm), o vazamento criado apresenta o comprimento de 3 m, largura de  $1 \cdot 10^{-4}$  m (valor ajustado) e profundidade  $5 \cdot 10^{-4}$  m (espessura da placa). Os parâmetros de cada vazamento foram configurados de forma a ajustar os resultados numéricos com os valores experimentais, conforme apresentado na Figura 74.

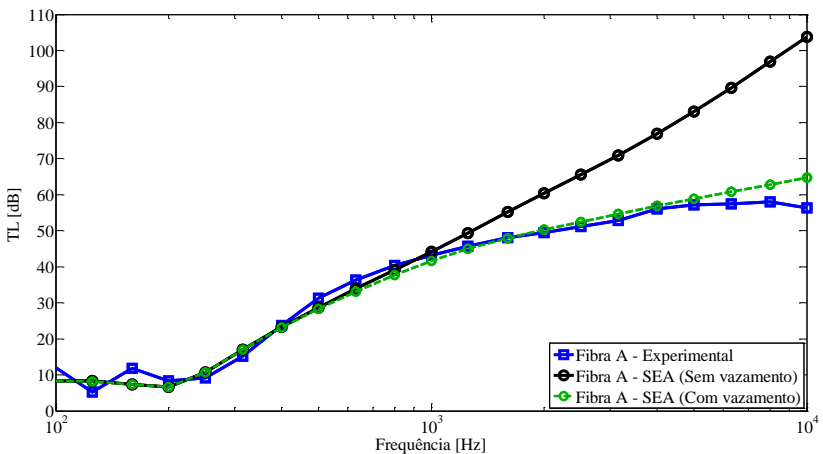


Figura 74: Influência dos vazamentos nos modelos em SEA de perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso.

Nota-se nos resultados uma grande variação entre os valores experimentais e numéricos quando os vazamentos não são considerados no modelo. Entretanto, as inserções de vazamentos proporcionaram um ajuste que conduziram à boa concordância entre os valores numéricos e experimentais. Tais efeitos fundamentam a hipótese de os resultados experimentais estarem fortemente controlados pelos vazamentos na faixa das altas frequências.

Anteriormente, foi analisada a influência dos vazamentos nos resultados experimentais, conforme Figura 69, porém no caso de painel duplo sem tratamento. De acordo com o modelo SEA, ver resultados na Figura 71, a influência dos vazamentos nos modelos de placas sem tratamento acústico é pouco perceptível. Assim, a análise das variações da *TL* experimental, devido à presença de vazamentos, poderia ter apresen-

tado variações mais expressivas se o painel duplo estivesse preenchido com material poroso.

Os resultados de perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso, comparando os dados experimentais com os numéricos, são apresentados na Figura 75.

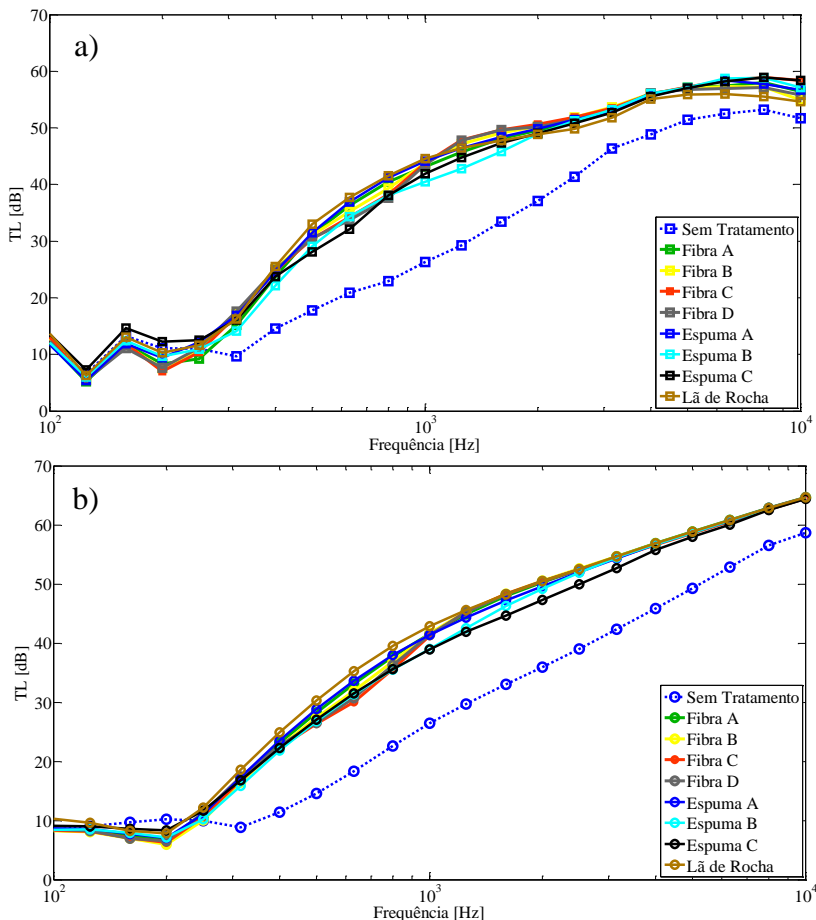


Figura 75: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com 50 mm de material poroso: a) resultados experimentais e b) resultados em SEA. Material poroso representado pelo modelo JCA-flexível. Parâmetros caracterizadores dos materiais porosos conforme Tabela 14.

Constata-se nos resultados experimentais que a inclusão de materiais porosos apresenta pouca influência nas baixas frequências, abaixo da frequência de ressonância massa-mola-massa. A principal mudança, quando inserido os materiais, ocorre na redução da frequência de ressonância  $f_0$ . A partir dessa frequência os materiais atuam de forma a incrementar a perda de transmissão do painel duplo. O material que apresenta maior influência nas frequências a partir de  $f_0$  até região central de 1 kHz é a lã de rocha ( $64 \text{ kg/m}^3$ ) seguido dos resultados da espuma A ( $10 \text{ kg/m}^3$ ). Embora há variação entre os resultados obtidos para cada um dos materiais, essas flutuações não ultrapassam 7 dB. Nota-se, também, que as variações da  $TL$  são da ordem de 3 dB nas frequências acima de 2 kHz para os diferentes materiais. Portanto, não é possível indicar de forma clara qual material apresenta o melhor benefício quanto ao incremento da  $TL$  a partir das médias frequências. A análise dos dados fornecidos pelo modelo SEA, Figura 75-b, aponta para os mesmos comentários com base nos valores experimentais. Dessa forma, é notória a validade do modelo.

Partindo da hipótese de que o modelo está validado e os vazamentos apresentam grande influência nos resultados de  $TL$  de painéis duplos, principalmente quando estes são preenchidos com materiais porosos, é conveniente avaliar os resultados da perda de transmissão do painel duplo com material quando o vazamento é desprezado. O principal objetivo de tal análise é avaliar a real contribuição dos diferentes materiais. Os resultados são apresentados na Figura 76.

A ausência dos vazamentos conduz a valores de  $TL$  em maiores escalas a partir da região central do espectro. O benefício dos materiais na perda de transmissão até 1 kHz é praticamente o mesmo independentemente do material utilizado. A partir dessa frequência é explícita a variação dos resultados para os diversos materiais. Nota-se que os materiais que apresentam maior incremento da  $TL$  são aqueles que apresentam maiores valores de resistividade ao fluxo (Fibra de vidro C, D e B), assim como, os que apresentam o menor incremento da  $TL$  são os materiais com menor resistividade ao fluxo (Espuma C e A). Essa tendência já havia sido constatada nos exemplos de  $TL$  por incidência normal, no Capítulo 4, conforme Figuras 35 e 52.

Os resultados de perda de transmissão são apresentados novamente, no Apêndice C, comparando os valores experimentais e numéricos de cada uma das configurações.

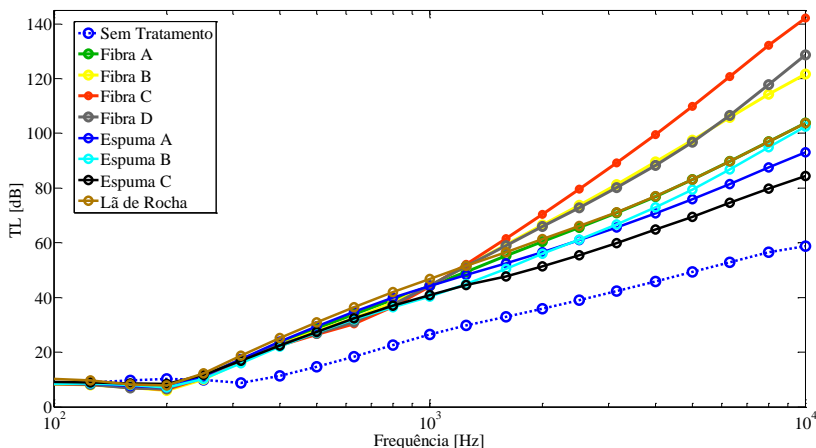


Figura 76: Resultados do modelo em SEA de perda de transmissão de painel duplo com material poroso (50 mm) sem incluir vazamentos como caminho de transmissão. Material poroso representado pelo modelo JCA-flexível. Parâmetros caracterizadores dos materiais porosos conforme Tabela 14.

## 6. CONCLUSÕES

Este trabalho iniciou-se com uma revisão bibliográfica dos principais modelos de propagação acústica em meios porosos. Dentre esses: dois são modelos de fluido equivalente, ou seja, só há propagação pela fase fluida do material poroso, nos quais o primeiro considera a estrutura do material como rígida e o segundo considera a estrutura sólida flexível; o terceiro modelo apresentado é o poroelástico, no qual há propagação por ambas as fases do material poroso. As diferenças entre eles foram apresentadas e discutidas através de exemplos.

A utilização de materiais porosos acarreta na necessidade da caracterização desses, na qual foi utilizado o método de caracterização inversa. Esse foi aplicado a oito materiais diferentes, sendo: quatro fibras de vidro de baixa densidade (9,6 a 19,22 kg/m<sup>3</sup>), duas espumas de baixa densidade (7,3 e 10 kg/m<sup>3</sup>), uma espuma comum (27 kg/m<sup>3</sup>) e uma lâ de rocha (64 kg/m<sup>3</sup>). Tal procedimento se mostrou suficientemente robusto para diferentes materiais e é indicado em aplicações práticas pela sua rapidez e não necessidade de montagem de bancadas experimentais que demandam de mais tempo, equipamentos, e consequentemente, mais recursos financeiros. A principal desvantagem da caracterização inversa está na incerteza em relação aos parâmetros obtidos. Porém, os métodos experimentais de medição dos parâmetros macroscópicos também são suscetíveis de incertezas intrínsecas aos ensaios. Uma segunda fonte de incerteza da caracterização inversa está atrelada ao fato de se utilizar dados experimentais, medição em tubo de impedância, também sujeitos a incertezas de experimentais. Nesse caso, as principais interferências estão associadas às condições de contorno no contato da amostra com a parede lateral do tubo. Tal condição não é prevista no modelo utilizado na caracterização que supõe o material como lateralmente infinito.

Quanto à utilização de materiais porosos em painéis duplos, é notório o benefício desses no que concerne ao incremento da perda de transmissão. As melhorias são mais expressivas na faixa de altas frequências, nas quais se acomodam ressonâncias acústicas entre as duas placas. Os resultados apontaram que a aplicação de materiais de alta densidade proporciona um benefício pouco relevante na perda de transmissão em relação aos materiais de baixa densidade na região fortemente controlada pela lei da massa. Nas altas frequências, em que o material proporciona maiores benefícios, a resistividade ao fluxo se apresenta como parâmetro de maior influência, conforme previsto por Fahy

(2000). Referente à disposição de materiais em camadas, notou-se, através do procedimento de otimização, ganhos discretos na perda de transmissão em comparação com a utilização de um tratamento homogêneo.

No Capítulo 5, observou-se boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais. Destacando que os materiais porosos foram representados pelo modelo JCA-flexível através dos parâmetros obtidos pelo método inverso. A partir desses resultados, é novamente verificada a eficácia do método inverso para caracterização de materiais porosos. Em relação ao modelo JCA-flexível, o mesmo se mostrou apropriado para representação de diferentes materiais. Esse modelo, em geral, é indicado para materiais fibrosos de alta resistividade ao fluxo e baixa densidade, como no caso das fibras de vidro. Normalmente, as espumas são tratadas como materiais poroelásticos devido ao elevado módulo de elasticidade da fase sólida. Nesse caso, seria necessária a medição deste parâmetro (juntamente com a obtenção do fator de perda e do coeficiente de *Poisson*) para utilização do modelo poroelástico. Materiais de estrutura tipicamente rígida (lã de rocha utilizada, por exemplo) também devem ser modelados como poroelásticos, segundo a literatura, quando estes estão acoplados a uma superfície vibrante (LAI *et al.*, 1997; PANNETON, 2007). Porém, como visto no Capítulo 4, quando os materiais estão desacoplados de ambas as placas, os modelos JCA-flexível e o poroelástico apresentam resultados similares, independentemente da estrutura sólida do material. Com base nos bons resultados, para materiais com diferentes estruturas, conclui-se que durante os experimentos as condições de contorno foram mais próximas de uma condição desacoplada. Isso se deve ao fato de os materiais não terem sido acoplados às placas com o auxílio de fitas ou colas.

Nas medições em câmaras reverberantes foi observada a influência dos vazamentos nesse tipo de experimento. Embora as frestas tenham sido preenchidas com a inserção de massa de calafetar, tais cuidados não foram suficientes nas situações onde, além da placa de alumínio, havia a presença de materiais porosos. Nos casos em que não foram incluídos os materiais porosos, observou-se uma menor influência dos vazamentos.

### 6.1. Sugestões para trabalhos futuros

A seguir, são apresentadas sugestões para trabalhos futuros:

- No procedimento de caracterização inversa, foi observado que alguns parâmetros podem apresentar baixa sensibilidade na função objetivo.

Visto que os parâmetros podem apresentar sensibilidades diferentes dependendo do tipo de experimento, por exemplo, impedância de superfície quando o material é posto à frente de uma parede rígida e perda de transmissão, sugere-se utilizar dois experimentos distintos na caracterização inversa.

- Realizar medições experimentais dos parâmetros elásticos dos materiais porosos.
- Avaliar os materiais porosos em sistemas com outras formas de excitação, pois em diversas aplicações práticas, além da excitação acústica, é comum o sistema ser excitado mecanicamente, por exemplo. Além disso, deve-se avaliar a contribuição dos materiais quando há caminhos estruturais de propagação.
- Considerar painéis reforçados na perda de transmissão. Painéis lisos e sem reforços são estruturas convencionais ao meio acadêmico. Em geral, para atender critérios estruturais, as indústrias utilizam estruturas mais robustas.





## 7. REFERÊNCIAS

ALLARD, J. F. et al. Inhomogeneous Biot waves in layered media. **Journal of Applied Physics**, v. 66, n. 6, p. 2278-2284, 1989.

ALLARD, J.; ATALLA, N. **Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials** 2e. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2009.

ALLARD, J.; DELAGE, P. Free field measurements of absorption coefficients on square panels of absorbing materials. **Journal of Sound and Vibration**, v. 101, n. 2, p. 161-170, 1985.

ASTM C522. **Standard test method for airflow resistance of acoustical materials**. [S.l.]: American Society for Testing and Materials, 1987.

ASTM E2611. **Standard test method for measurement of normal incidence sound transmission of acoustical materials based on the transfer matrix method**. [S.l.]: [s.n.], 2009.

ASTM E90. **Standard Test Method for Laboratory Measurement of Airborne Sound Transmission Loss of Building Partitions and Elements**. [S.l.]: [s.n.], 2004.

ATALLA E PANNETON, 2. Inverse acoustical characterization of open cell porous media using impedance tube measurements. **Canadian Acoustic**, v.33, p. 11-24, 2005.

ATALLA, N.; PANNETON, R.; DEBERGUE, P. A mixed displacement-pressure formulation for poroelastic materials.

**JOURNAL-ACOUSTICAL SOCIETY OF AMERICA**, v. 104, p. 1444-1452, 1998.

ATALLA, Y. **Développement d'une technique inverse de caractérisation acoustique des matériaux poreux**. [S.l.]: Université de Sherbrooke, 2002.

ATALLA, Y.; PANNETON, R. Inverse acoustical characterization of open cell porous media using impedance tube measurements. **Canadian Acoustics**, v.33, p. 11-24, 2005.

BERANEK, L. L. Acoustic impedance of porous materials. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 13, n. 3, p. 248-260, 1942.

BERANEK, L. L. Acoustical properties of homogeneous, isotropic rigid tiles and flexible blankets. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 19, n. 4, p. 556-568, 1947.

BERANEK, L. L.; WORK, G. A. Sound transmission through multiple structures containing flexible blankets. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 21, n. 4, p. 419-428, 1949.

BIES, D.; HANSEN, C. H. Flow resistance information for acoustical design. **Applied Acoustics**, v. 13, n. 5, p. 357-391, 1980.

BIOT, M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid: I. Low-frequency range; II. High-frequency range. **the Journal of the Acoustical Society of America**, v. 28, n. 2, p. 168-178, 1956.

BOLTON, J.; GREEN, E. Normal incidence sound transmission through double-panel systems lined with relatively stiff, partially reticulated polyurethane foam. **Applied Acoustics**, v. 39, n. 1-2, p. 23-51, 1993.

BROUARD, B.; LAFARGE, D.; ALLARD, J.-F. A general method of modelling sound propagation in layered media. **Journal of Sound and Vibration**, v. 183, n. 1, p. 129-142, 1995.

CALÇADA, M. **Métodos de predição de transmissão sonora através de placa revestida**. Tese de doutorado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2006.

CAMPOLINA, B. **Vibroacoustic modelling of aircraft double-walls with structural links using Statistical Energy Analysis (SEA)**. Universit de Sherbrooke; Universit Pierre et Marie Curie-Paris VI. [S.l.]. 2012.

CAMPOLINA, B. et al. Effect of porous material compression on the sound transmission of a covered single leaf panel. **Applied Acoustics**, v. 73, n. 8, p. 791-797, 2012.

CASTAGNEDE, B. et al. Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. **Applied Acoustics**, v. 61, n. 2, p. 173-182, 2000.

CAVALHEIRO, T. **Avaliação de atenuadores acústicos dissipativos de dutos de sistema de ar-condicionado de aeronaves**. Dissertação de mestrado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2015.

CHAMPOUX, Y.; ALLARD, J.-F. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. **Journal of applied physics**, v. 70, n. 4, p. 1975-1979, 1991.

CRAIK, R. J. Non-resonant sound transmission through double walls using statistical energy analysis. **Applied Acoustics**, v. 64, n. 3, p. 325-341, 2003.

CROCKER, M.; PRICE, A. Sound transmission using statistical energy analysis. **Journal of Sound and Vibration**, v. 9, n. 3, p. 469-486, 1969.

CUMMINGS, A. Impedance tube measurements on porous media: the effects of air-gaps around the sample. **Journal of sound and vibration**, v. 151, n. 1, p. 63-75, 1991.

DARWIN, C. The Origin of Species. 1973. **Dent Gordon, London**, 1973.

DE ROSA, S. et al. Models and comparisons for the evaluation of the sound transmission loss of panels. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science**, 2014.

DELANY, M.; BAZLEY, E. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. **Applied acoustics**, v. 3, n. 2, p. 105-116, 1970.

DEPOLLIER, C. **Theorie de biot et prediction des proprietes acoustiques des materiaux poreux: propagation dans les milieux acoustiques desordonnes**. Le Mans. [S.l.]. 1989.

DOUTRES, O. et al. Validity of the limp model for porous materials: A criterion based on the Biot theory. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 122, n. 4, p. 2038-2048, 2007.

DOUTRES, O.; ATALLA, N. Acoustic contributions of a sound absorbing blanket placed in a double panel structure: Absorption versus transmission. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 128, n. 2, p. 664-671, 2010.

DUNN, I.; DAVERN, W. Calculation of acoustic impedance of multi-layer absorbers. **Applied acoustics**, v. 19, n. 5, p. 321-334, 1986.

FAHY, F. J. **Foundations of engineering acoustics**. [S.l.]: Academic press, 2000.

FOLDS, D.; LOGGINS, C. Transmission and reflection of ultrasonic waves in layered media. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 62, n. 5, p. 1102-1109, 1977.

HONG, K.; BOLTON, J. S. The Effect of Sample Edge Conditions on Standing Wave Tube Measurements of Absorption and Transmission Loss, **15<sup>th</sup> Internacional Congress on Sound and Vibration**, Daejeon, p. 184-191, 2008.

HONORATO, A. M. B. **Avaliação de modelos analíticos para a determinação da absorção sonora de materiais poroelásticos**. Dissertação de mestrado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2013.

INGARD, U. **Notes on sound absorption technology.** [S.l.]: Noise Control Foundation, 1994.

INGARD, U. **Noise reduction analysis.** [S.l.]: Jones & Bartlett Publishers, 2010.

ISO 10140-4. **Acoustic - Laboratory measurement of sound insulation of building elements - Part 4:** Measurement procedures and requirements. [S.l.]: [s.n.], 2010.

ISO 10534-2. **Acoustics - Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes - Part 2:** Transfer-function method. [S.l.]: [s.n.], 1998.

ISO 354. **Acoustic - Measurement of sound absorption in a reverberation room.** [S.l.]: [s.n.], 2003.

ISO 9053. **Acoustic - Materials for acoustical applications - Determination of airflow resistance.** [S.l.]: Multiple. Distributed through American National Standards Institute (ANSI), 1991.

JAOUEN, L.; RENAULT, A.; DEVERGE, M. Elastic and damping characterizations of acoustical porous materials: Available experimental methods and applications to a melamine foam. **Applied acoustics**, v. 69, n. 12, p. 1129-1140, 2008.

JOHNSON, D. L.; KOPLIK, J.; DASHEN, R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. **Journal of fluid mechanics**, v. 176, p. 379-402, 1987.

JOHNSON, D. L.; KOPLIK, J.; SCHWARTZ, L. M. New pore-size parameter characterizing transport in porous media. **Physical review letters**, v. 57, n. 20, p. 2564, 1986.

JONES, G. **Genetic and evolutionary algorithms**. Encyclopedia of Computational Chemistry, 1998.

KANG, Y. J.; BOLTON, J. S. A finite element model for sound transmission through foam-lined double-panel structures. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 99, n. 5, p. 2755-2765, 1996.

LAFARGE, D. et al. Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 102, n. 4, p. 1995-2006, 1997.

LAI, H.-Y. et al. Layered fibrous treatments for a sound absorption and sound transmission. **SAE Technical Paper**. [S.I.]. 1997.

LAURIKS, W. et al. Modelization at oblique incidence of layered porous materials with impervious screens. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 87, n. 3, p. 1200-1206, 1990.

LECLAIRE, P. et al. Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air. **Journal of Applied Physics**, v. 80, n. 4, p. 2009-2012, 1996.

LEE, J. S. et al. Optimal poroelastic layer sequencing for sound transmission loss maximization by topology optimization method. **The**

**Journal of the Acoustical Society of America**, v. 122, n.4, p. 2097-2106, 2007.

LENZI, M. S. **Modelos vibroacústicos de médias e altas frequências de painéis aeronáuticos de compósitos**. Dissertação de Mestrado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2009.

LONDON, A. Transmission of reverberant sound through single walls. **J. Research Nat. Bur. of Stand.**, v. 42, n. 605, p. 2, 1949.

LOPES, L. F. **Uso de materiais porosos em filtros acústicos**. Dissertação de Mestrado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2006.

LYON, R. H.; MAIDANIK, G. Power flow between linearly coupled oscillators. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 34, n. 5, p. 623-639, 1962.

MAREZE, P. H. **Análise da influência da microgeometria na absorção sonora de materiais porosos de estrutura rígida**. Tese de doutorado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2013.

OLIVIERI, O.; BOLTON, J. S.; YOO, T. Measurement of transmission loss of materials using a standing wave tube. **INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings**. [S.l.]: [s.n.], 2006. p. 3515-3522.



PANNETON, R. Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 122, n. 6, p. 217-222, 2007.

PEREIRA, I.; GUETTLER, M.; MERZ, S. Numerical prediction of the transmission loss of leaks in trimmed panels. **Acoustics Australia**, v. 38, n. 3, p. 140-144, 2010.

PILON, D.; PANNETON, R.; SGARD, F. Behavioral criterion quantifying the edge-constrained effects on foams in the standing wave tube. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 114, n. 4, p. 1980-1987, 2003.

PRICE, A.; CROCKER, M. Sound transmission through double panels using statistical energy analysis. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 47, n. 3A, p. 683-693, 1970.

PRICE, K.; STORN, R. M.; LAMPINEN, J. A. **Differential evolution: a practical approach to global optimization**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2006.

PRIDE, S. R.; MORGAN, F. D.; GANGI, A. F. Drag forces of porous-medium acoustics. **Physical review B**, v. 47, n. 9, p. 4964, 1993.

RAMLI, N. B. **Analytical modelling of sound transmission in a lined duct**. University of Southampton. [S.l.]. 2013.

RAVINDRAN, A. **Investigation of inverse acoustical characterization of porous materials used in aircraft noise control application**. Wichita State University. [S.l.]. 2007.

SILVA, M. M. D. **Simulação empregando análise estatística de energia (SEA) e verificação experimental de perda de transmissão sonora de um painel sanduíche**. Dissertação de mestrado: Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2009.

SONG, B. H.; BOLTON, J. S.; KANG, Y. J. Effect of circumferential edge constraint on the acoustical properties of glass fiber materials. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 110, n. 6, p. 2902-2916, 2001.

STINSON, M. R.; DAIGLE, G. A. Electronic system for the measurement of flow resistance. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 83, n. 6, p. 2422-2428, 1988.

TANNEAU, O.; CASIMIR, J.; LAMARY, P. Optimization of multilayered panels with poroelastic components for an acoustical transmission objective. **The Journal of the Acoustical Society of America**, v. 120, n. 3, p. 1227-1238, 2006.

ZWIKKER, C.; KOSTEN, C. W. **Sound absorbing materials**. Elsevier, 1949.

## APÊNDICE A

Neste primeiro apêndice, são apresentados três parâmetros acústicos, impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som (somente a parte real), obtidos a partir dos modelos: JCA-rígido, JCA-flexível e poroelástico. Os três materiais utilizados nos exemplos do Capítulo 2 são utilizados. Os parâmetros que caracterizam os mesmos, conforme Tabela 1, são reapresentados na Tabela 20. Tais materiais foram caracterizados nos trabalhos de Doutres *et al.*, 2007. Cada um dos materiais apresenta, de acordo com a literatura, uma estrutura tipicamente flexível (material A), rígida (material B) e elástica (material C).

Tabela 20: Propriedades dos parâmetros dos materiais porosos A, B e C (DOUTRES *et al.*, 2007).

Material Poroso	A	B	C
Resistividade ao fluxo: $\sigma$ (kN s/m <sup>4</sup> )	105	23	57
Porosidade: $\phi$	0,95	0,95	0,97
Tortuosidade: $\alpha_\infty$	1	1	1,54
Comp. carac. Viscoso: $\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	35,1	54,1	24,6
Comp. carac. Térmico: $\Lambda'$ ( $\mu\text{m}$ )	105,3	162,3	73,8
Densidade do material: $\rho_m$ (kg/m <sup>3</sup> )	17	58	46
Fator de perda: $\eta_{\text{mat}}$	0,1	0,1	0,115
Módulo de elasticidade: $E$ (kPa)	1,4	17	214
Poisson: $\nu$	0	0	0,3

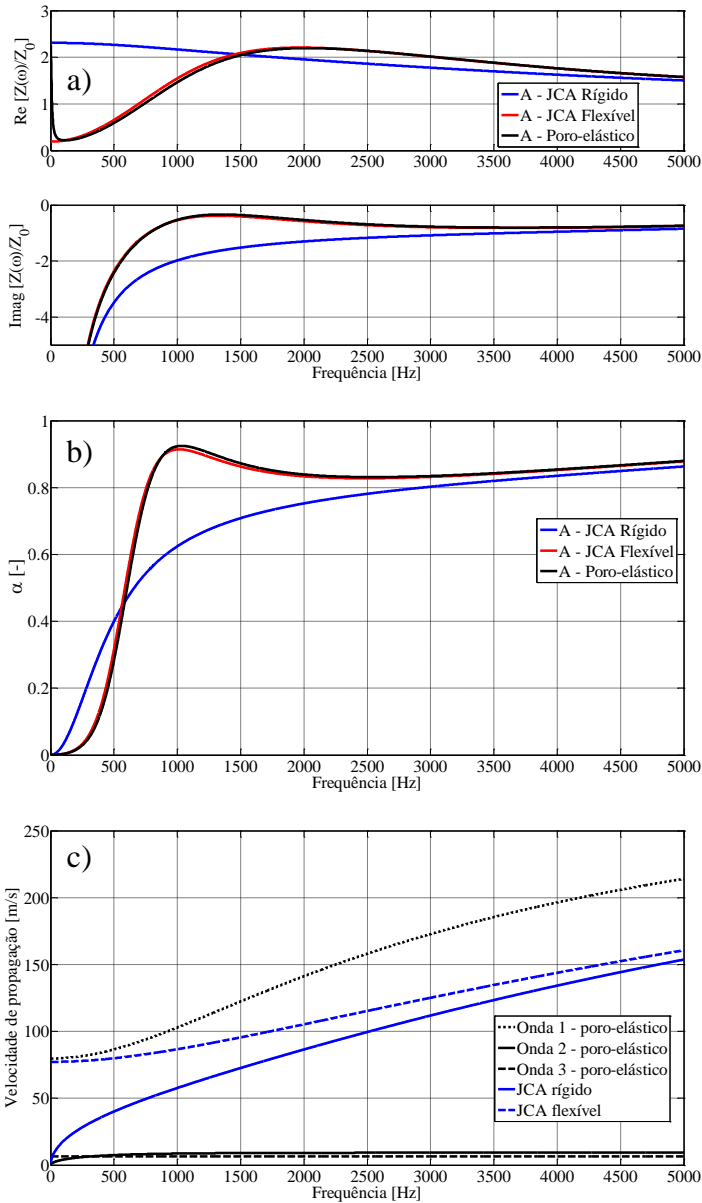


Figura 77: Impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som, referentes ao material A, conforme Tabela 20.

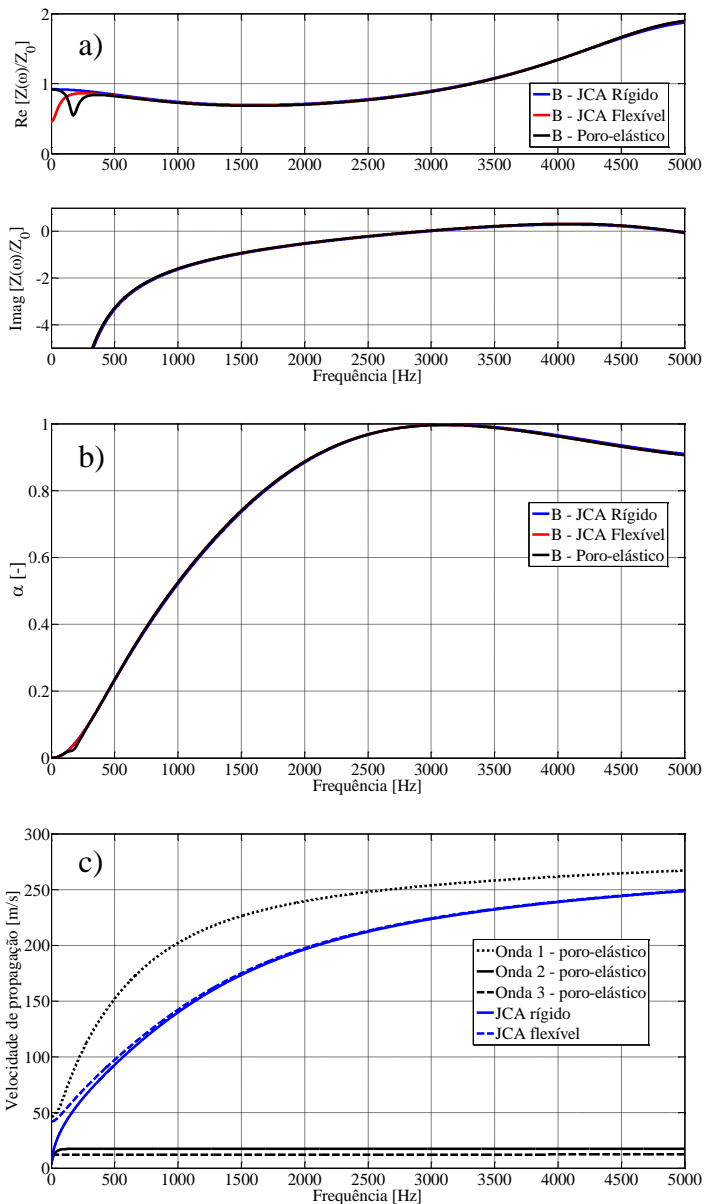


Figura 78: Impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som, referentes ao material B, conforme Tabela 20.

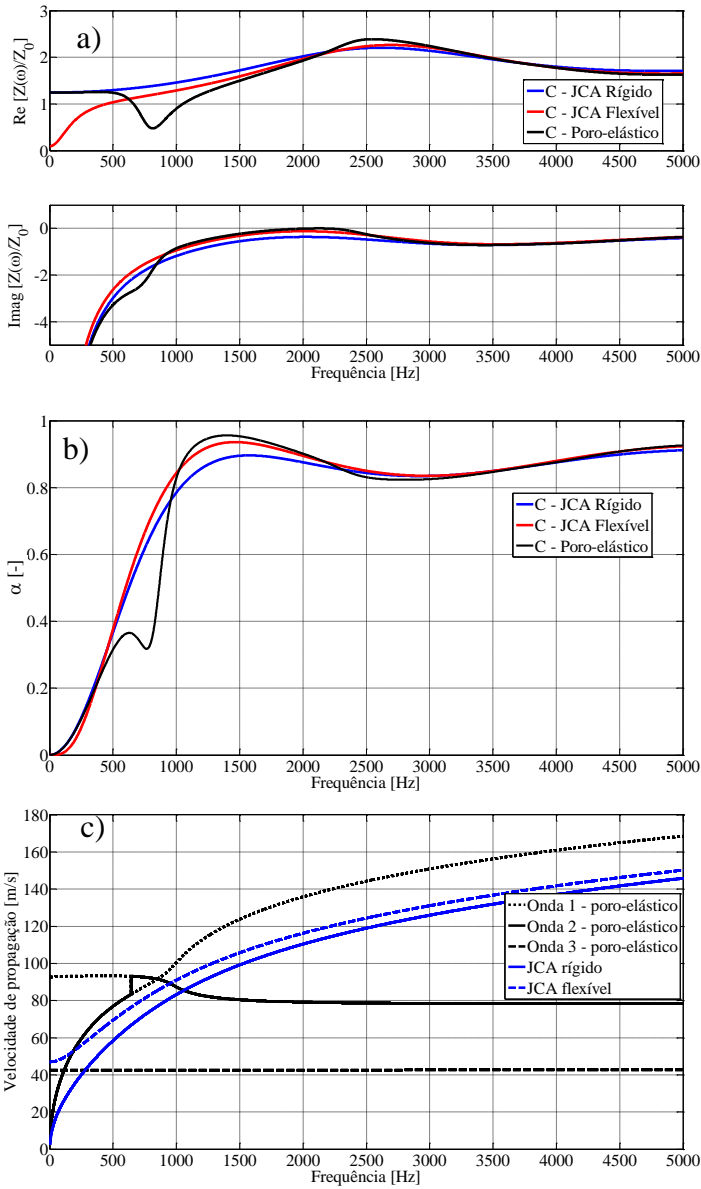


Figura 79: Impedância de superfície normalizada, coeficiente de absorção e velocidade do som, referentes ao material C, conforme Tabela 20.

## APÊNDICE B

A perda de transmissão de painéis duplos preenchidos com materiais porosos é dependente de diferentes fatores. Neste apêndice, são apresentadas algumas comparações de resultados teóricos, conforme a formulação apresentada no Item 4.2 (TMM - *transfer matrix method*), considerando diferentes materiais, possíveis condições de contorno e modelos de propagação acústica em meios porosos. Três condições de contorno são aplicadas:

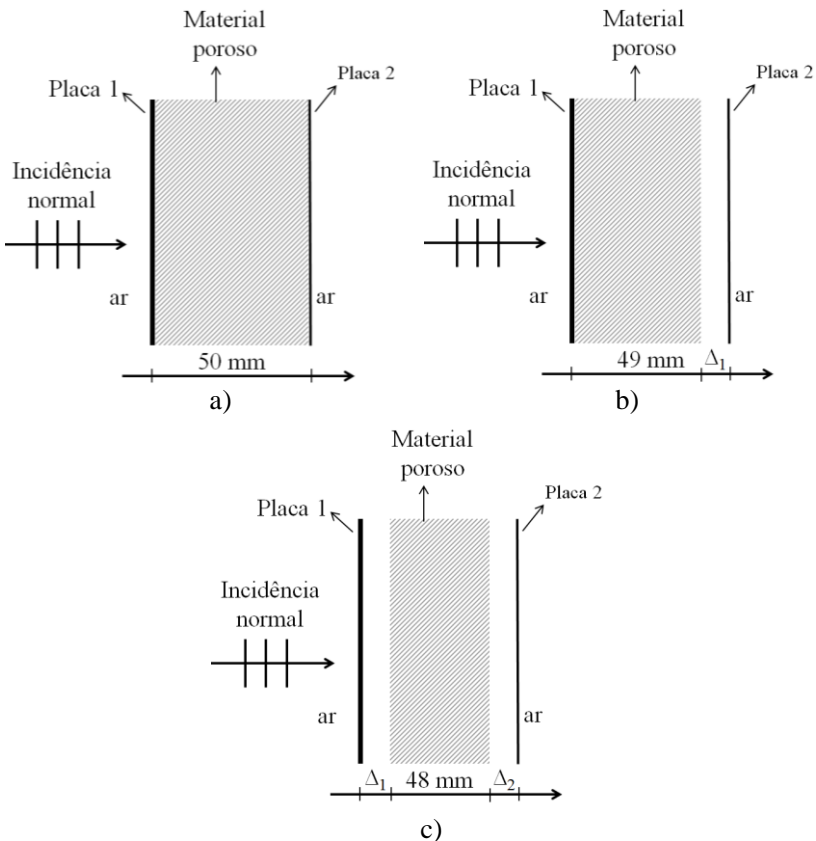


Figura 80: Condições de contorno do material poroso entre as duas placas do painel duplo. a) Acoplado-Acoplado (AA); b) Acoplado-Desacoplado (AD) e c) Desacoplado-Desacoplado (DD). Espaçamentos de ar  $\Delta_1 = \Delta_2 = 1$  mm.

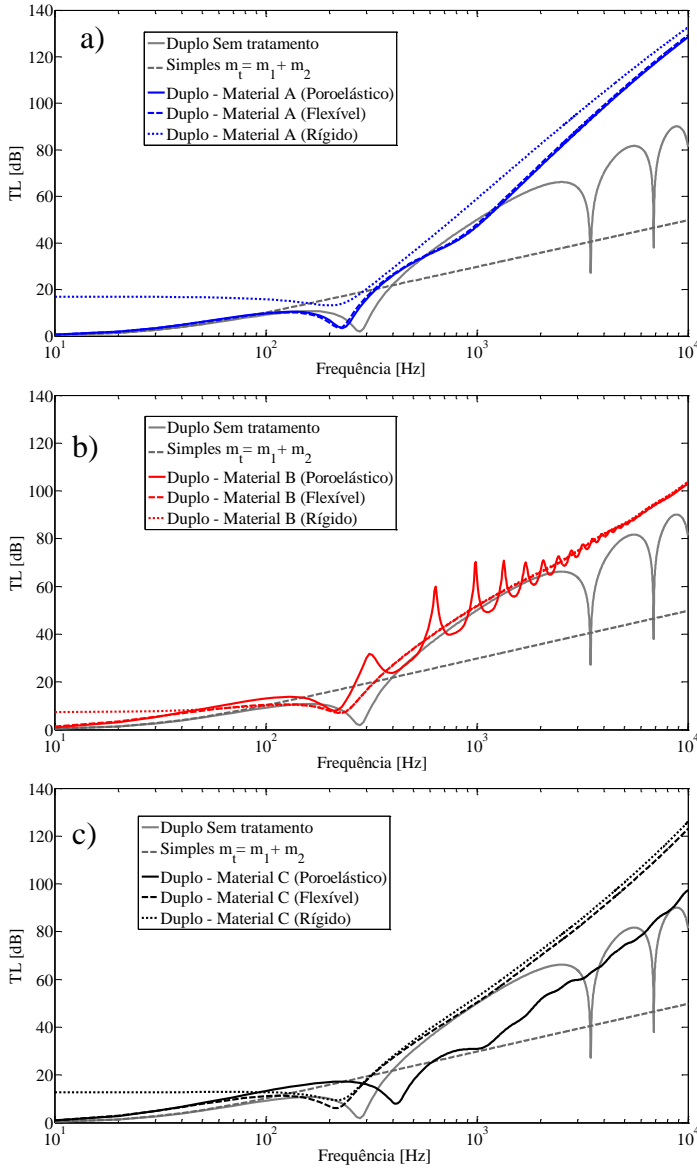


Figura 81: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso a partir dos modelos de fluido equivalente (rígido e flexível) e modelo poroelástico. Condição de contorno AA.



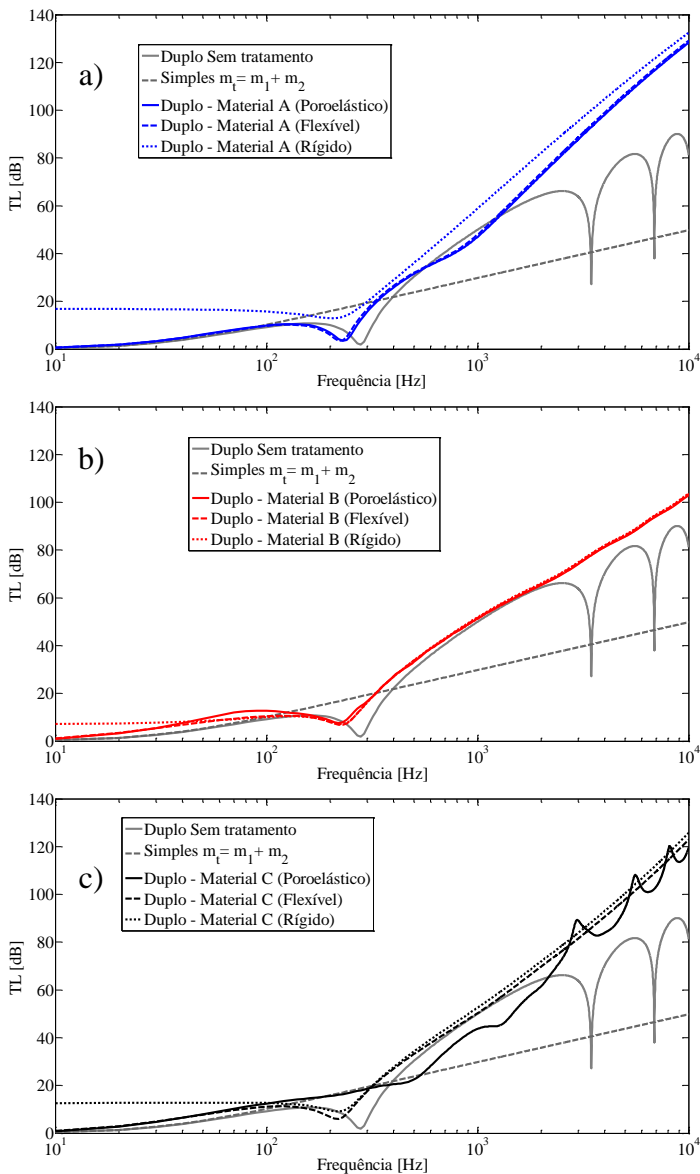


Figura 82: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso a partir dos modelos de fluido equivalente (rígido e flexível) e modelo poroelástico. Condição de contorno AD.

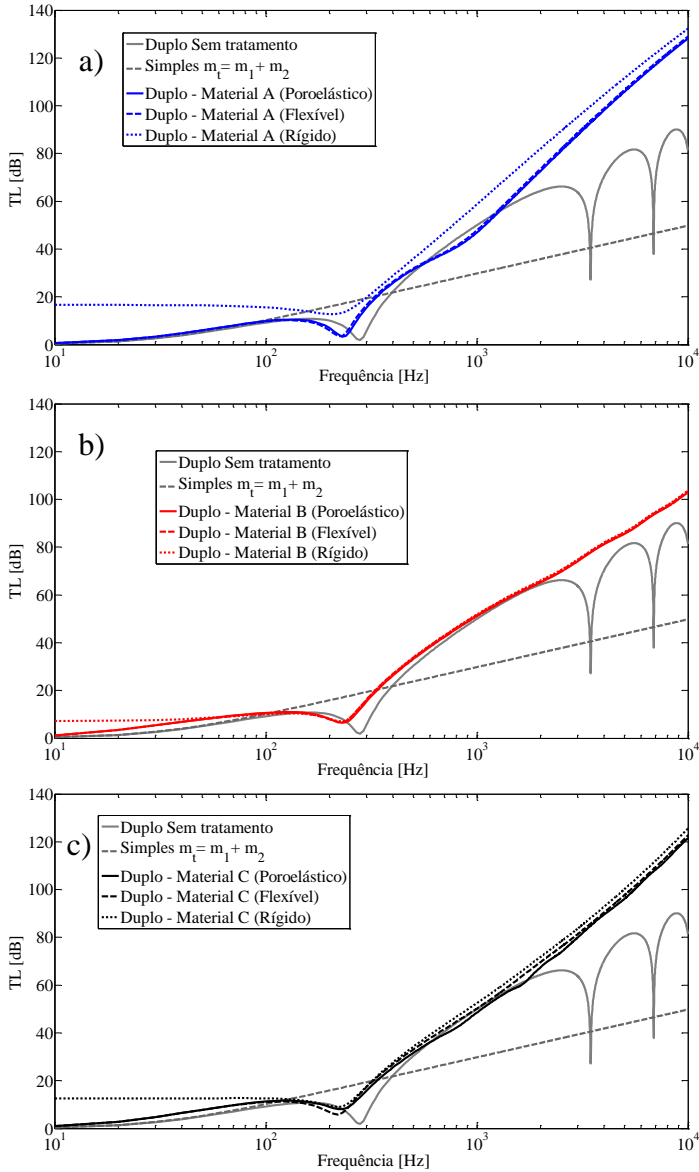


Figura 83: Perda de transmissão de painel duplo preenchido com material poroso a partir dos modelos de fluido equivalente (rígido e flexível) e modelo poroelástico. Condição de contorno DD.

## APÊNDICE C

Na sequência, seguem os resultados de perda de transmissão, por incidência de campo difuso, obtidos experimentalmente e os valores obtidos através do modelo em SEA. São apresentados os resultados obtidos para a configuração de placa simples de alumínio (1 mm), coberta com material poroso (50 mm), e também, os resultados obtidos na configuração de painel duplo (placas de 1 e 0,5 mm) preenchido com material poroso (50 mm). Os parâmetros dos materiais porosos foram obtidos pelo método inverso, descrito no Capítulo 3, e são apresentados na Tabela 14. Os materiais porosos foram modelados pelo modelo JCA-flexível.

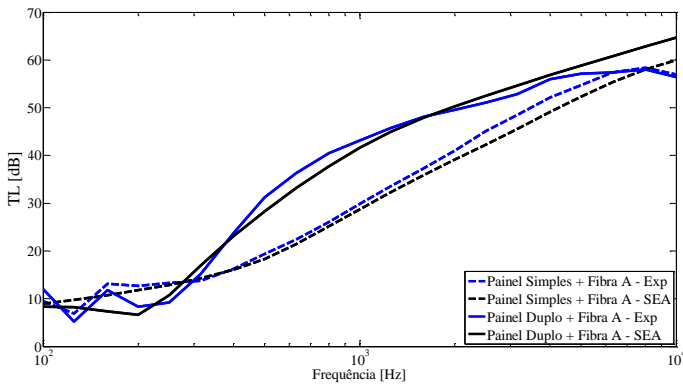


Figura 84: Perda de transmissão de painel com a Fibra A.

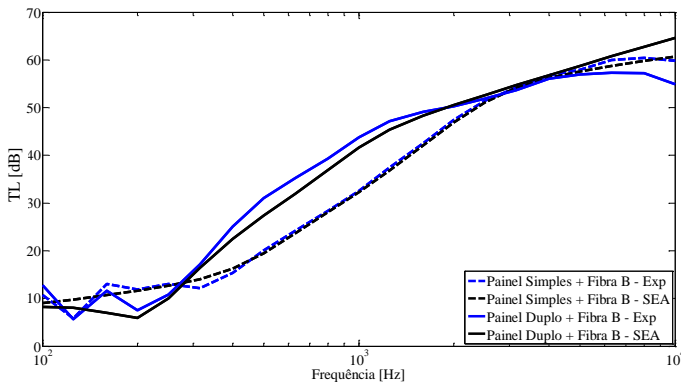


Figura 85: Perda de transmissão de painel com a Fibra B.

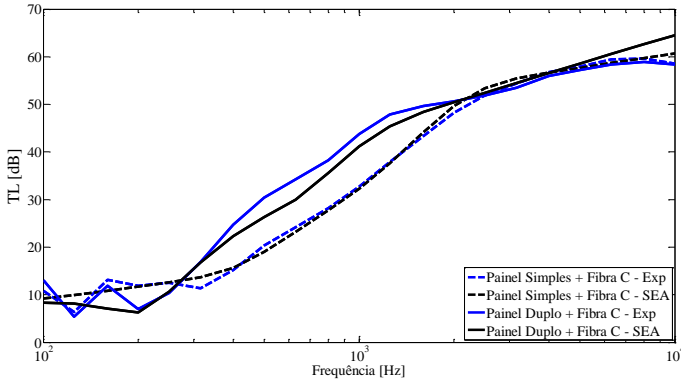


Figura 86: Perda de transmissão de painel com a Fibra C.

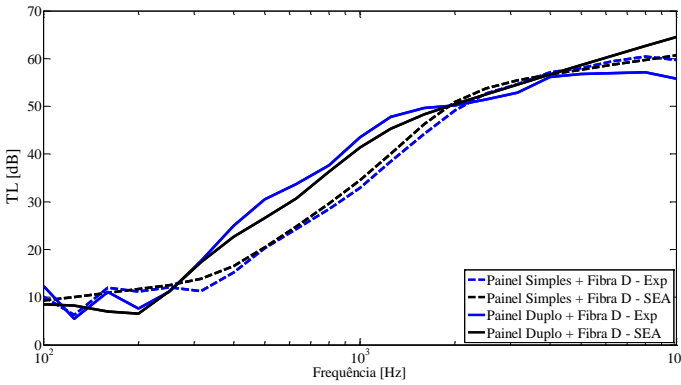


Figura 87: Perda de transmissão de painel com a Fibra D.

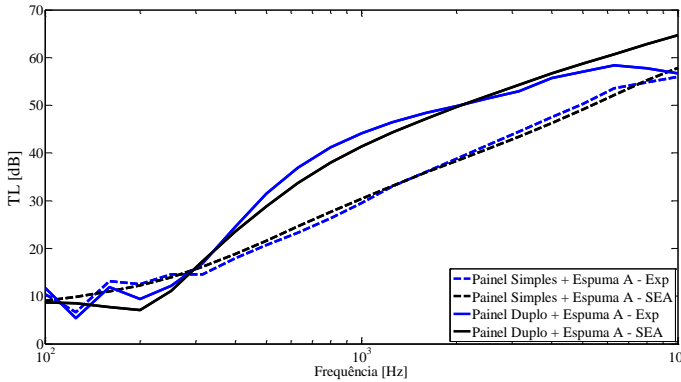


Figura 88: Perda de transmissão de painel com a Espuma A.

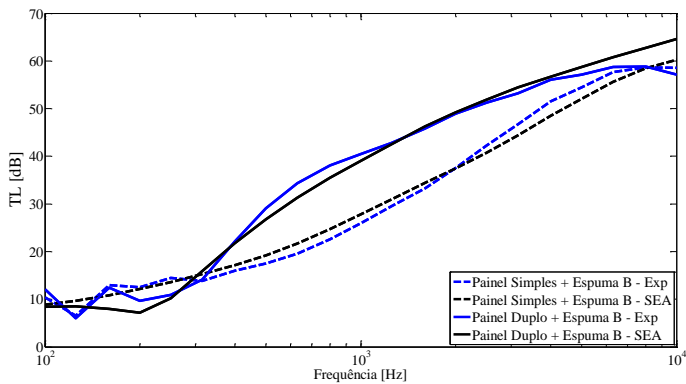


Figura 89: Perda de transmissão de painel com a Espuma B.

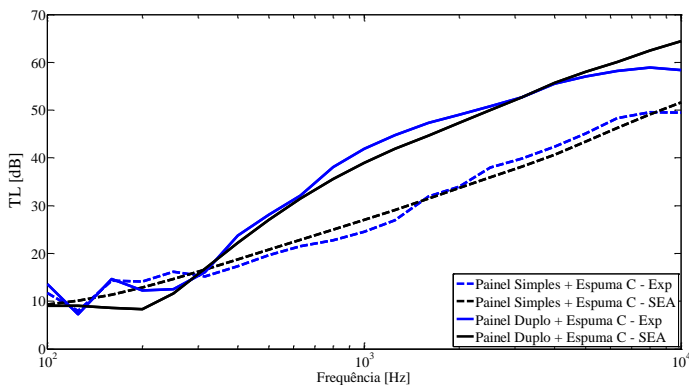


Figura 90: Perda de transmissão de painel com a Espuma C.

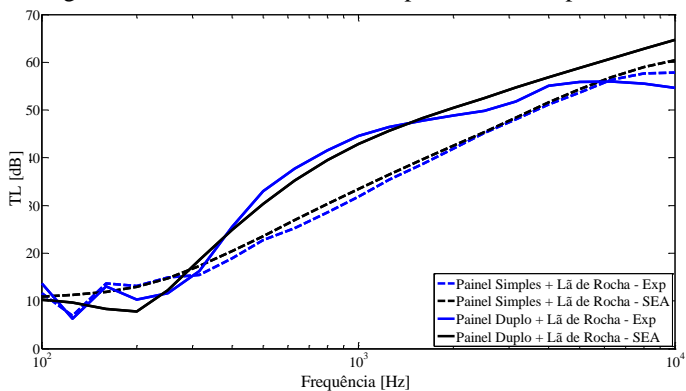


Figura 91: Perda de transmissão de painel com a lã de rocha.