

Otimização de um metamaterial acústico labiríntico para absorção sonora na faixa de frequências de 100–300 Hz

Almeida, G. N.¹ ; Vergara, E. F.² ; Barbosa, L. R.³ ; Farias, L. C. B.⁴ 

^{1,2,3,4} Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, Laboratório de Vibrações e Acústica (LVA), Universidade Federal de Santa Catarina, Campus Florianópolis, SC, gildean_fsa@hotmail.com, e.f.vergara@ufsc.br

Resumo

O controle da energia sonora em ambientes fechados ao longo de todo espectro de frequência é um fator importantíssimo, especialmente quando o conforto acústico é uma necessidade do projeto arquitetônico do ambiente. Este controle é realizado pelo tratamento acústico, sendo o coeficiente de absorção sonora um parâmetro físico do material acústico utilizado. Todavia, os materiais acústicos absorvedores convencionais (e.g. espumas e fibras) apresentam limitações geométricas e operacionais no controle da energia sonora relativa a região das baixas frequências (100–600 Hz). Recentemente este controle ganhou notabilidade com o advento dos metamateriais acústicos (MMA). Neste artigo apresentamos uma avaliação teórica, numérica e experimental de um instituído metamaterial absorvedor de baixas frequências. O metamaterial acústico fundamenta-se na teoria dos painéis micro perfurados (MPP) e no conceito de espaços enrolados, os quais se assemelham a um labirinto. Os efeitos de atrito viscoso e difusão térmica, importantes na descrição analítica do modelo são corroborados por meio de uma análise numérica utilizando o método dos elementos finitos (MEF). O coeficiente de absorção sonora do metamaterial é maximizado por um método heurístico para a região de frequência entre (100–300 Hz). Uma amostra do metamaterial foi fabricada pela tecnologia de impressão 3D e avaliada em um aparato de tubo de impedância. Os resultados obtidos revelam uma absorção sonora de 0,97% em 216 Hz com uma largura de banda relativa de 49,0%. É demonstrado que o metamaterial acústico apresenta uma escala de sub comprimento de onda, uma vez que sua espessura total é de $0,026\lambda$.

Palavras-chave: absorção sonora, metamaterial acústico, otimização paramétrica.

PACS: 43.50.Gf, 43.55.Ev, 43.58.Bh, 43.20.Mv.

Optimization of a labyrinthine acoustic metamaterial for sound absorption in the frequency range 100–300 Hz

Abstract

Controlling sound energy in closed environments over the entire frequency spectrum is an extremely important factor, especially when acoustic comfort is a necessity of the architectural design of the environment. This control is performed by acoustic treatment, the sound absorption coefficient being a physical parameter of the acoustic material used. However, conventional sound absorbing materials (e.g. foams and fibers) have geometric and operational limitations towards controlling the sound energy with respect to the low frequency region (100–600 Hz). Such control has recently gained notoriety with the advent of metamaterial absorbers (MMA). In this article we present a theoretical, numerical and experimental evaluation of an established low-frequency absorption metamaterial. The acoustic metamaterial is based on the theory of micro-perforated panels (MPP) and the concept of coiled-up spaces, which resemble a labyrinth. The effects of viscous friction and thermal diffusion, important in the analytical description of the model, are corroborated through a numerical analysis using the finite element method (FEM). The sound absorption coefficient of the metamaterial is maximized by a heuristic method for the 100–300 Hz frequency region. A sample of the metamaterial was manufactured using 3D printing technology and evaluated in an impedance tube apparatus. The results obtained reveal sound absorption of 0.97% at 216 Hz with relative bandwidth of 49.0%. This demonstrates that the acoustic metamaterial presents a subwavelength scale, since its total thickness is 0.026λ .

Keywords: sound absorption, acoustic metamaterial, parametric optimization.

1. INTRODUÇÃO

A busca pelo conforto acústico, bem como pelo controle de ruídos e vibrações em diversas situações do cotidiano, motivaram nas últimas décadas pesquisas e desenvolvimento de materiais ou dispositivos acústicos inovadores [1, 2]. Comumente, para tais finalidades faz-se uso de materiais porosos do tipo celular ou fibroso [3, 4], assim como dispositivos ressonantes do tipo painel micro perfurado (MPP). Todavia, para que os materiais porosos [5–7] e os MPP [8–14] sejam eficazes no controle da energia sonora nas baixas frequências (100 – 600 Hz), são necessárias espessuras demasiadamente grandes. No entanto, esta condição nem sempre é possível na prática [7]. Neste contexto, surgiu a necessidade de estudos e desenvolvimento de novos materiais que possam sanar esta lacuna, ou seja, que permitam o controle da energia sonora relativa as baixas frequências, mas que apresentem dimensões geométricas menores que os dispositivos ressonantes tradicionais ou similares.

Para remediar tal problemática, uma nova classe de material surgiu com potencial de aplicação e apresentam espessuras de sub comprimento de onda, são eles os metamateriais acústicos (MMA) ou metasuperfícies [15–22]. MMA são estruturas periódicas que possuem propriedades e comportamento únicos para grandes comprimentos de onda [23]. Este comportamento único ocorre quando os MMA apresentam: 1) eficiente capacidade de converter energia sonora em energia térmica ou em outras formas de energia, 2) uma impedância de superfície total correspondente à do ar, permitindo assim que a onda sonora ingresse de maneira eficiente em seu interior sem haver reflexão sonora [18].

Duas considerações têm-se mostrado bastante úteis quando se deseja projetar eficientemente um MMA, os efeitos viscotérmicos, quer dizer, os efeitos de atrito viscoso e difusão térmica que afetam a propagação sonora em pequenos espaços [24–28] e o conceito de espaços enrolados [29–34]. Destaque para a segunda consideração, pois tem sido frequentemente utilizada em absorvedores baseados em canais do tipo Fabry-Pérot (FP). Os canais do tipo FP por pos-

sibilitarem a otimização do espaço interno da célula unitária do metamaterial, ganharam notabilidade proporcionando a redução do volume físico do MMA para uma escala de sub comprimento de onda profundo [31].

Deste modo, motivado por um modelo de MMA existente na literatura [35], o qual baseia-se no conceito de espaços enrolados e no projeto de painéis micro perfurado, o presente trabalho tem como objetivo estudar, avaliar e otimizar mediante um método heurístico o comportamento do metamaterial, cujo intuito é obter uma ótima absorção sonora na faixa de frequência entre 100 e 300 Hz. Utilizando os métodos analítico e numérico (método dos elementos finitos - MEF) demonstramos que o MMA apresenta absorção sonora máxima na região de interesse com uma estrutura notavelmente fina. Além disso, uma validação experimental em um tubo de impedância aplicando o método de funções de transferência para obtenção do coeficiente de absorção sonora por incidência normal de uma amostra proposta, é utilizado para corroborar a ótima absorção sonora do MMA otimizado.

2. MÉTODO TEÓRICO E NUMÉRICO

O metamaterial é composto por um rígido painel contendo uma micro perfuração cilíndrica acoplado a uma cavidade de espaços enrolados, que se assimila a um labirinto. Um esboço 3D do modelo com células acopladas e unitária com seus respectivos parâmetros geométricos são ilustrados nas Figuras 1 a) e 1 b), respectivamente. Uma vista lateral em 2D de uma célula unitária é ilustrado na Figura 1 c).

Os parâmetros geométricos considerados no modelo, conforme Figura 1, são:

- ⇒ d : diâmetro da perfuração cilíndrica do painel;
- ⇒ t : espessura do painel;
- ⇒ h : espessura da cavidade de espaços enrolados;
- ⇒ L : comprimento de uma única célula no eixo y ;
- ⇒ m : largura de uma única célula no eixo x ;
- ⇒ T : posição da perfuração no plano xy ;

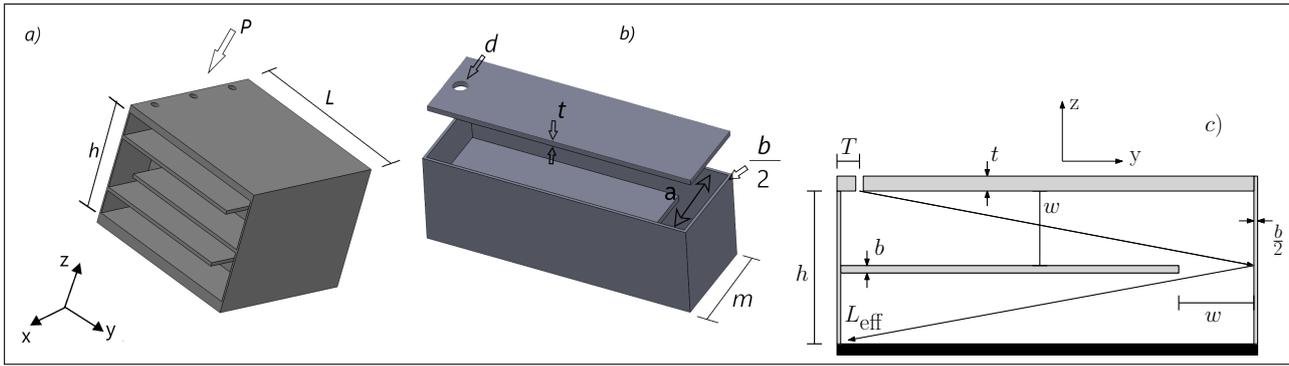


Figura 1: a) Células acopladas do MMA composto de um rígido painel contendo uma micro perfuração cilíndrica acoplado a uma cavidade de espaços enrolados e seus parâmetros geométricos. b) Célula unitária. c) Vista lateral em 2D de uma célula unitária do modelo contendo dois espaços enrolados.

- ⇒ b : espessura das paredes internas;
- ⇒ w : altura da seção transversal dos espaços enrolados;
- ⇒ a : largura da seção transversal dos espaços enrolados.

2.1 Modelo teórico

Uma onda sonora de amplitude P oriunda do meio incide no painel ao longo da direção $-z$ (ver Figura 1 a)), considerando que o modelo tenha quatro espaços enrolados e sendo os comprimentos de onda maior que a largura destes espaços, a onda sonora se propaga dentro dos espaços enrolados na ausência de uma frequência de corte [5, 36], conforme ilustrado pelas setas na Figura 1 c). O comprimento efetivo de propagação é designado por L_{eff} , o mesmo aumenta a medida que o número de espaços enrolados aumenta.

A impedância de superfície total (\tilde{Z}_T) do MMA é dada pela associação em série da impedância do painel frontal com a impedância acústica específica dos espaços enrolados, quer dizer, $\tilde{Z}_T = \tilde{Z}_p + \tilde{Z}_s$. Para determinar a impedância dos espaços enrolados deve-se considerar que a propagação de ondas sonoras em espaços com área de seção transversal retangular constante pode ser descrita mediante as funções densidade e compressibilidade efetivas, complexas e dependentes da frequência [37]. Neste contexto, representa-se a impedância acústica dos espaços por um modelo de fluido equivalente [37, 38], admitindo que ondas planas se propa-

gam nestes espaços. Estas duas funções¹ são expressas respectivamente por

$$\tilde{\rho}_{\text{ef}} = \rho_0 \frac{va^2w^2}{4j\omega} \left[\sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\alpha_k^2 \beta_n^2 \left(\alpha_k^2 + \beta_n^2 + \frac{j\omega\gamma}{v} \right) \right]^{-1} \right]^{-1}, \quad (1)$$

$$\tilde{C}_{\text{ef}} = \frac{1}{P_0} \left[1 - \frac{4j\omega(\gamma-1)}{v'a^2w^2} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\alpha_k^2 \beta_n^2 \left(\alpha_k^2 + \beta_n^2 + \frac{j\omega\gamma}{v'} \right) \right]^{-1} \right], \quad (2)$$

em que $\alpha_k = (k+1/2)\pi/a$, $\beta_n = (n+1/2)\pi/w$ e $v' = \kappa/\rho_0 C_v$ são constantes, com $\kappa = 0,026 \text{ W/(m}\cdot\text{K)}$ e $C_v = 0,712 \text{ kJ/(kg}\cdot\text{K)}$ representando a condutividade térmica e o calor específico a volume constante, respectivamente; $v = \eta/\rho_0$ é a viscosidade cinemática do ar, com $\eta = 1,8134 \times 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ caracterizando a viscosidade dinâmica do ar; $P_0 = 101325 \text{ Pa}$ é a pressão atmosférica; ω a frequência angular e $\gamma = 1,41$ a relação de calor específico. Considerando a análise em frequências abaixo de 1.100 Hz, os termos de ordem superior na soma das séries nas Equações 1 e 2 são desprezíveis, a soma infinita de cada série pode ser truncada a um número finito de termos suficientes para obter uma solução precisa [39], ou seja, $k \leq 200$

¹Para mais detalhes sobre todo o desenvolvimento matemático destas duas funções, a referência [7] pode ser consultada.

e $n \leq 200$.

A partir das funções densidade e da compressibilidade efetivas pode-se determinar a impedância efetiva dos espaços enrolados e o número de onda complexo efetivo [37], as mesmas são descritas respectivamente por

$$\tilde{Z}_{ef} = \sqrt{\frac{\tilde{\rho}_{ef}}{\tilde{C}_{ef}}}, \quad (3)$$

$$\tilde{k}_c = \omega \sqrt{\tilde{\rho}_{ef} \tilde{C}_{ef}}. \quad (4)$$

Consequentemente, a impedância acústica específica na entrada dos espaços enrolados é obtida por

$$\tilde{Z}_s = -j \frac{S_o}{S_i} \tilde{Z}_{ef} \cot(\tilde{k}_c L_{eff}), \quad (5)$$

sendo $S_o = mL$ a área no plano xy de uma célula individual, $S_i = aw$ a área de seção transversal dos espaços enrolados, $a = m - b$, com n representando o número de espaços enrolados, $w = [h - (n - 1)b]/n$, por fim, o comprimento efetivo de propagação é $L_{eff} \approx (n \times (\sqrt{w^2 + (L - b)^2})$.

A impedância de um rígido painel micro perfurado é dada pela soma da impedância da perfuração cilíndrica (\tilde{Z}_f) com a impedância da borda da perfuração (\tilde{Z}_b), isto é, $\tilde{Z}_p = \tilde{Z}_f + \tilde{Z}_b$. Maa [8, 40] assumiu a impedância de um painel micro perfurado deduzida da solução da equação da onda em tubos cilíndricos porposta por Lord Rayleigh [41] e resolvida por Crandall [42] para tubos curtos. Admitindo que ondas planas incidem a partir do meio no rígido painel e que a perfuração cilíndrica é um pequeno tubo circular, a impedância da perfuração cilíndrica é dada por

$$\tilde{Z}_f = \frac{j\omega\rho_0 t}{\Theta} \left[1 - \frac{2J_1(K\sqrt{-j})}{K(\sqrt{-j})J_0(K\sqrt{-j})} \right]^{-1}, \quad (6)$$

sendo $K = d\sqrt{\rho_0\omega/4\eta}$ a constante de perfuração [8, 40], a qual é $(\sqrt{2}/2)$ vezes a razão entre o diâmetro da perfuração e a espessura da camada limite viscosa do tubo, J_0 e J_1 são as

funções de Bessel de primeira classe de ordens zero e um, respectivamente. $\Theta = NS_f/S_o$ é a relação entre a superfície perfurada e a superfície total do painel, em outras palavras a porosidade, N o número de perfurações, com S_f e S_o representando a área da micro perfuração e do painel, respectivamente.

Concordando com [8], o fenômeno físico na perfuração do painel altera o fluxo de ar e consequentemente influencia a impedância do painel, caracterizando a impedância acústica da borda. Esta impedância é composta de um termo resistivo, devido ao atrito do fluxo de ar na camada limite viscosa que produz um efeito viscoso adicional e um termo reativo, oriundo da radiação do ar em ambas as extremidades da perfuração. Portanto, a impedância na borda com as correções finais é obtida por [43],

$$\tilde{Z}_b = R_{res} + jR_{rea} = \frac{\sqrt{2}\eta K}{\Theta d} + \frac{j0,85\omega\rho_0 d}{\Theta F(\varepsilon)}, \quad (7)$$

sendo

$$F(\varepsilon) = [1 - 1,4\varepsilon + 0,338\varepsilon^3 + 0,0679\varepsilon^5 \dots]^{-1}, \quad (8)$$

a função Fok, aqui $\varepsilon = \sqrt{\Theta}$. Melling [44] baseado nos trabalhos de Fok [45, 46], propôs esta função que caracteriza a correção do termo reativo em Z_b , esta correção é devido a interação da radiação do ar nas perfurações quando houver células do MMA acopladas.

Por fim, a partir da impedância do painel micro perfurado e da impedância dos espaços enrolados, determina-se a impedância de superfície total do MMA

$$\tilde{Z}_T = \frac{j\omega\rho_0 t}{\Theta} \left[1 - \frac{2J_1(K\sqrt{-j})}{K(\sqrt{-j})J_0(K\sqrt{-j})} \right]^{-1} + \frac{\sqrt{2}\eta K}{\Theta d} + \frac{j0,85\omega\rho_0 d}{\Theta F(\varepsilon)} - j \frac{S_o}{S_i} \tilde{Z}_{ef} \cot(\tilde{k}_c L_{eff}). \quad (9)$$

O coeficiente de absorção sonora do metamaterial pode ser obtido a partir da impedância de superfície total (Equação 9), quando o absorvedor estiver apoiado em uma parede rígida, o qual é dada por $\alpha = 1 - |R|^2$, sendo

$R = (\tilde{Z}_T - Z_0)/(\tilde{Z}_T + Z_0)$ o coeficiente de reflexão, $Z_0 = \rho_0 c_0$ é a impedância característica do ar, $\rho_0 = 1,21 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ e $c_0 = 343 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ representando a densidade e velocidade do som no ar, respectivamente.

2.2 Análise numérica por MEF

Uma análise numérica do MMA foi realizada utilizando o software comercial COMSOL *Multiphysics* 5.4 com o método dos elementos finitos (MEF). As perdas viscotérmicas importantes na descrição teórica do modelo tanto na micro perfuração como nos espaços enrolados a medida que os mesmos aumentam são consideradas utilizando a *interface thermoacoustics* completa. Contudo, pelo fato da amostra do MMA, fabricada a partir da tecnologia de impressão 3D (material *ABS (Acrylonitrile butadiene styrene)*), admite-se a hipótese nas avaliações numérica que não existe interação fluido-estrutura, pois todas as paredes da estrutura são consideradas corpos rígidos perfeitos, haja visto que o material adotado na fabricação apresenta densidade e velocidade do som superiores ao do ar ($\rho = 1.180 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ e $c = 2.700 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$).

A Figura 2 ilustra a geometria de um tubo de impedância com uma célula unitária do MMA usado na simulação de um experimento virtual. Uma condição de radiação de ondas planas com amplitude de pressão de 1 Pa foi utilizada para simular incidência de ondas sonoras em uma extremidade do tubo de impedância. Com a célula unitária do metamaterial localizada na extremidade oposta. O tamanho dos elementos da malha foi escolhido utilizando o critério de *Nyquist*, de tal modo que as dissipações viscotér-

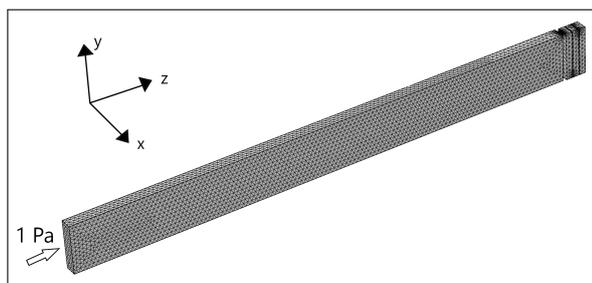


Figura 2: Malha de elementos finitos da simulação numérica do MMA.

micas, especialmente quando as regiões forem estreitas, fossem capturadas na simulação. Para mais, o tipo de elemento selecionado foi o tetraédrico livre, sendo a escolha na possibilidade de se utilizar um refinamento adaptável se necessário. No presente estudo o tamanho mínimo do elemento foi definido como 1/10 do menor comprimento de onda simulado.

3. RESULTADOS E DISCUSSÕES

A seguir análises do comportamento do MMA é denotada, as análises decorrem com a avaliação do coeficiente de absorção sonora e da impedância de superfície total para células com $n = 2, 3, 4$ e 5 espaços enrolados, bem como para células acopladas.

3.1 Análise teórica do modelo

Algumas configurações e os valores dos parâmetros geométricos do MMA são ilustrados na Figura 3. A correção devido a interação da radia-

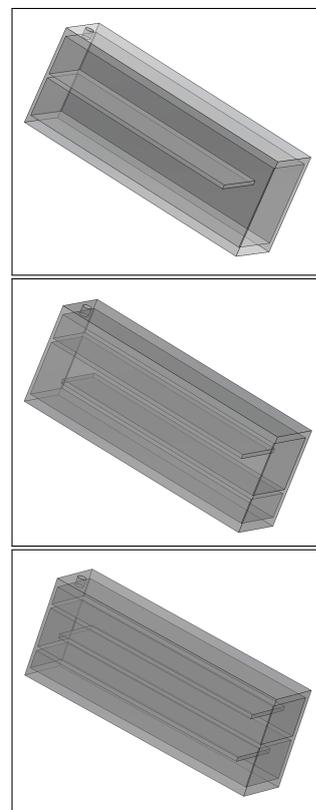


Figura 3: Algumas configurações analisadas do MMA cujos parâmetros geométricos são: $m = 14 \text{ mm}$, $L = 42 \text{ mm}$, $d = 1,8 \text{ mm}$, $t = 2,4 \text{ mm}$, $h = 22 \text{ mm}$, $b = 1 \text{ mm}$ e $T = 2 \text{ mm}$.

ção na perfuração é considerada $F(\varepsilon) = 1$, uma vez que não existe interação. Ademais, o comprimento efetivo de propagação para cada configuração é $L_{\text{eff}} = 84,6 \text{ mm}$, $124,6 \text{ mm}$, $165,1 \text{ mm}$ e $205,8 \text{ mm}$ relativo a célula unitária com 2, 3, 4 e 5 espaços enrolados, respectivamente.

A Figura 4 evidencia o comportamento do coeficiente de absorção sonora para as distintas configurações. Nota-se que os picos de absorção sonora estão localizados a 368 Hz com amplitude 0,998; 337 Hz com amplitude 0,995; 300 Hz com amplitude 0,994 e 264 Hz com amplitude 0,99 para $n = 2, 3, 4$ e 5 espaços enrolados, respectivamente. Isto revela que o pico de absorção sonora desloca-se para as baixas frequências a medida que o número de espaços enrolados aumenta. Ademais, a largura de banda relativa a 50% do máximo de absorção [6, 18] é de 109 Hz, 82 Hz, 57 Hz e 40 Hz para $n = 2, 3, 4$ e 5, respectivamente. Além disso, a relação entre a largura de banda e a frequência central do pico de absorção é 29,6%, 24,3%, 19,0% e 15,2%, correspondentemente.

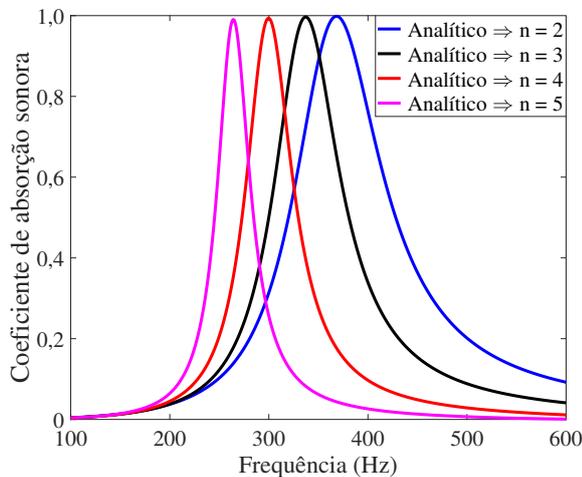


Figura 4: Comportamento do coeficiente de absorção do modelo para 2, 3, 4 e 5 espaços enrolados.

O conceito de espaços enrolados torna-se uma simplificação de um canal do tipo Fabry-Pérot (FP) [47], de tal forma que tanto o comprimento efetivo de propagação L_{eff} quanto a área de seção transversal S_i dos espaços enrolados, influenciam significativamente a posição do pico de absorção sonora. O L_{eff} aumenta a medida que o número de espaços enrolados incrementam,

tornando uma maneira efetiva de ajustar o pico de absorção sonora para a frequência que se deseja atenuar, ao mesmo tempo, o S_i diminui com o aumento do número de espaços enrolados. A Figura 5 ilustra a influência do S_i no comportamento do coeficiente de absorção sonora do metamaterial, para tal, fez-se variar o S_i sob o mesmo $L_{\text{eff}} = 165,1 \text{ mm}$. Como se observa, a frequência do pico de absorção sonora aumenta a medida que o S_i diminui, ou seja, uma área de seção transversal dos espaços enrolados menor induz uma absorção sonora em frequências mais altas, o que demonstra um efeito contrário comparado com o efeito do parâmetro L_{eff} . Assim, a frequência do pico de absorção é principalmente determinada pelo L_{eff} , o qual pode ser ajustado para a frequência desejada, sobretudo aumentando o número de espaços enrolados.

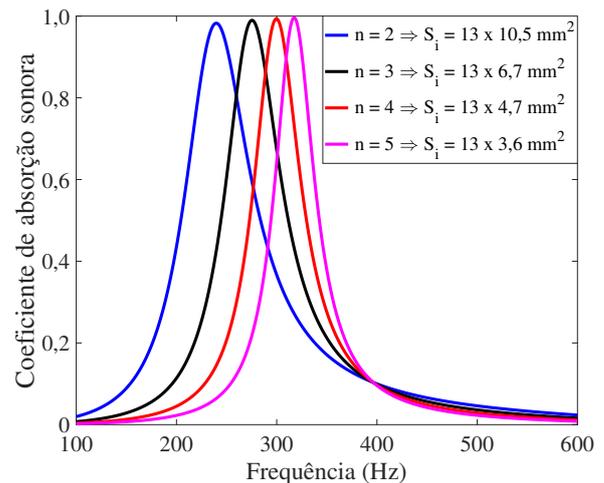


Figura 5: Coeficiente de absorção sonora em função da variação do S_i e mantendo o L_{eff} fixo.

O comportamento do coeficiente de absorção sonora (Figura 4) está vigorosamente vinculado ao comportamento da impedância de superfície total do modelo (\tilde{Z}_T), haja visto que a mesma deve apresentar uma ótima correspondência com a impedância do meio (ar) para que uma absorção sonora efetiva seja galgada. A Figura 6 ilustra as partes real e imaginária da impedância de superfície total do modelo já normalizadas pela impedância do ar. Nota-se que a parte real apresenta valores 0,93, 0,89, 0,86 e 0,83 alusivos aos picos de absorção relativos a $n = 2, 3, 4$ e 5 espaços enrolados, respectivamente. Enquanto

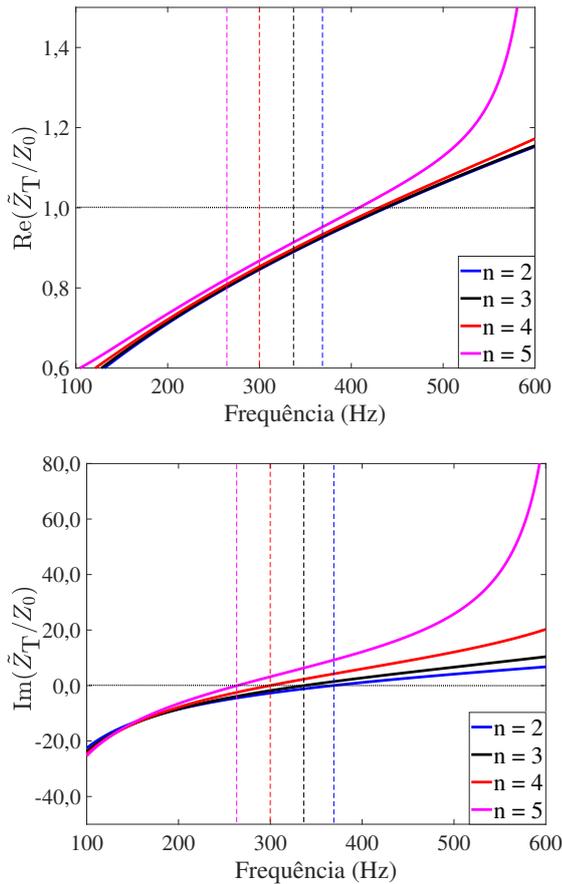


Figura 6: Comportamento da impedância de superfície total do modelo para 2, 3, 4 e 5 espaços enrolados.

isso, a parte imaginária é zero em todos os casos. Conseqüentemente, a absorção sonora máxima é quase alcançada quando $n = 2$, cuja parte real está mais próxima de 1, o que significa um ajuste quase ideal da impedância de superfície total do metamaterial com a impedância do ar.

Na Figura 4 é notório que dependendo da configuração, o modelo pode apresentar uma absorção sonora com estreita largura de banda relativa. Sendo assim, uma estratégia a ser adotada para ampliar a largura de banda é acoplar paralelamente células unitárias com parâmetros geométricos ou número de espaços enrolados distintos. Assim, a nova impedância do sistema pode ser obtida mediante uma associação em paralelo de impedâncias, a qual é obtida por [6, 48],

$$\frac{1}{\tilde{Z}_{ac}} = \frac{1}{S_o} \sum_{i=1}^{\Pi} \frac{S_{oi}}{\tilde{Z}_{Ti}}, \quad (10)$$

no qual Π é o número de células unitárias acopladas, $S_o = \sum_{i=1}^{\Pi} S_{oi}$, sendo S_{oi} a área de cada célula e \tilde{Z}_{ac} a impedância do sistema acoplado.

A Figura 7 (linha preta pontilhada) ilustra o comportamento do coeficiente de absorção sonora do metamaterial com duas células distintas acopladas, e para efeito comparativo a absorção sonora das células unitárias também é exibida (linhas vermelha e azul contínuas). Nota-se dois picos de absorção sonora a 301 Hz com amplitude 0,94 e a 364 Hz com amplitude de 0,92. Estes picos não coincidem precisamente com os descritos pelas células individuais, devido a influência do acoplamento [49].

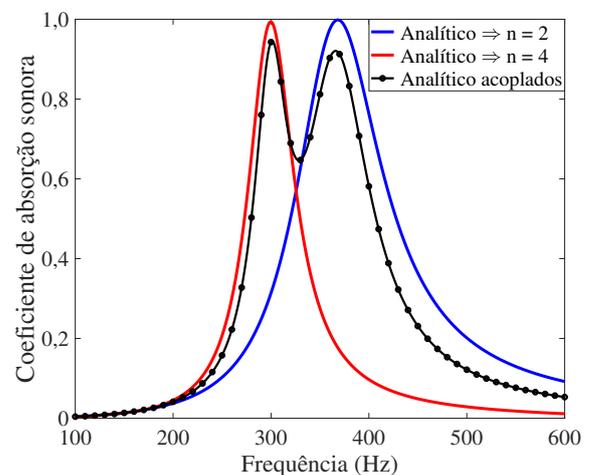


Figura 7: Comportamento do coeficiente de absorção sonora do modelo proposto para células unitárias e acopladas com 2 e 4 espaços enrolados.

Além disso, a nova largura de banda relativa a 50% do máximo de absorção é 129 Hz, e a relação entre a largura de banda e a frequência central é ampliada para 39%. É importante destacar que os picos de absorção sonora do sistema acoplado apresentam amplitudes menores, tal fato se deve à sobreposição dos efeitos decorrentes das distintas células unitárias, o que suprime a amplitude de absorção sonora do sistema acoplado [50].

A Figura 8 ilustra a impedância de superfície total do sistema acoplado. A parte real apresenta valores 1,5 e 1,7 em 301 Hz e 364 Hz, respectivamente, referentes aos picos de absorção da Figura 7. Enquanto isso, a parte imaginária tende

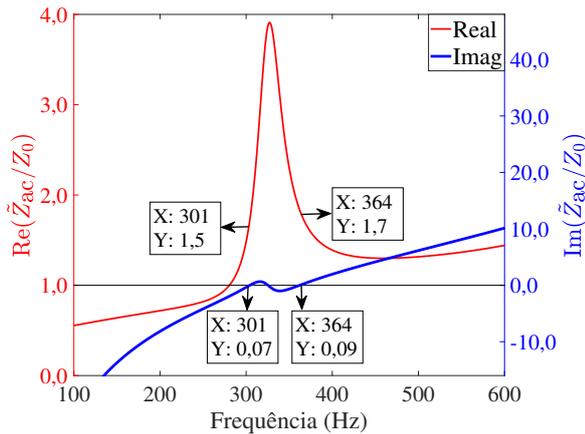


Figura 8: Comportamento da impedância de superfície das células acopladas.

a 0 nestas frequências. Além do mais, nota-se que a parte real da impedância do sistema acoplado apresenta um pico de amplitude 3,9, o mesmo refere-se a região que evidencia o vale existente entre os picos de absorção na Figura 7, ou seja, este vale caracteriza um distanciamento do máximo de absorção sonora e o mesmo é corroborado pelo pico de amplitude da parte real da impedância.

3.2 Simulação por MEF

Utilizando os mesmos parâmetros geométricos da Figura 3, uma validação numérica do MMA foi realizada e seu comportamento está ilustrado na Figura 9. É observada uma boa concordância entre os métodos analítico e numérico, principalmente à medida que o número de espaços enrolados aumentam. Esta maior concordância deve-se ao aumento da influência dos efeitos de atrito viscoso e difusão térmica nos espaços enrolados [5], uma vez que a área de seção transversal destes espaços diminuem. A alteração na posição do pico de absorção sonora para as baixas frequências corroborado nos métodos analítico e numérico, é creditada ao fato deste pico ser induzido pela ressonância severa a qual é produzida pela forte compressão do ar na micro perfuração do painel. Conseqüentemente a energia sonora é principalmente dissipada pelos efeitos das perdas por atrito e amortecimento viscoso tanto na perfuração, como em seguida nos espaços enrolados [35]. A diferença pontual entre os métodos ocorrem, na largura de banda

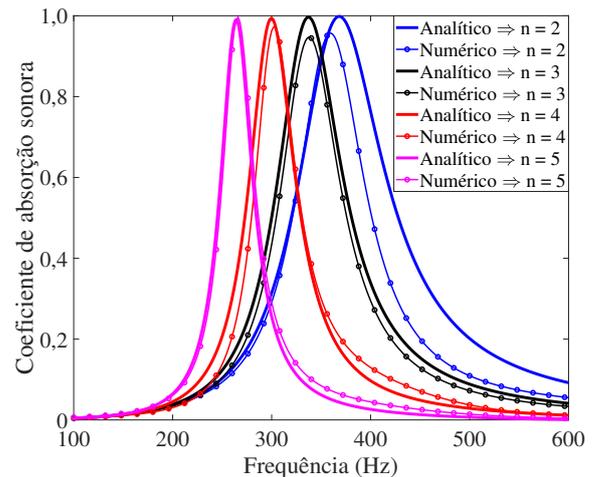


Figura 9: Comportamento teórico e numérico do coeficiente de absorção sonora para 2, 3, 4 e 5 espaços enrolados.

relativa a 50% do máximo de absorção, com um erro relativo de 23,8% e na amplitude com um erro de 3,5%, ambas para a configuração com $n = 2$ espaços enrolados.

Para explorar ainda mais o mecanismo de absorção sonora de baixa frequência do MMA, plotamos o campo de pressão acústica na frequência de ressonância de uma célula unitária com $n = 3$ espaços enrolados (ver Figura 10). Observa-se que a pressão sonora apresenta magnitude 6 vezes maior no final dos espaços enrolados em comparação à entrada do painel (micro perfuração). Como resultado, a energia das ondas incidentes é dissipada principalmente devido ao maior atrito entre a onda acústica e a pe-

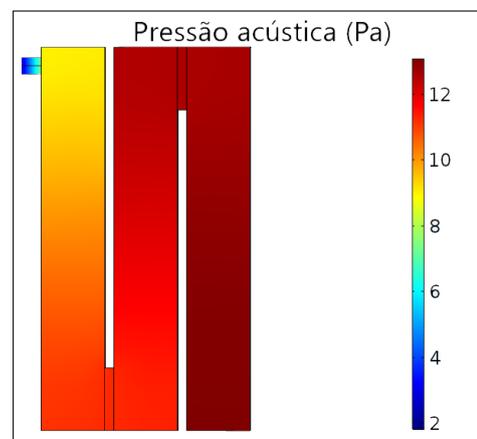


Figura 10: Campo de pressão acústica de uma célula com $n = 3$ espaços enrolados na frequência de atuação (338 Hz).

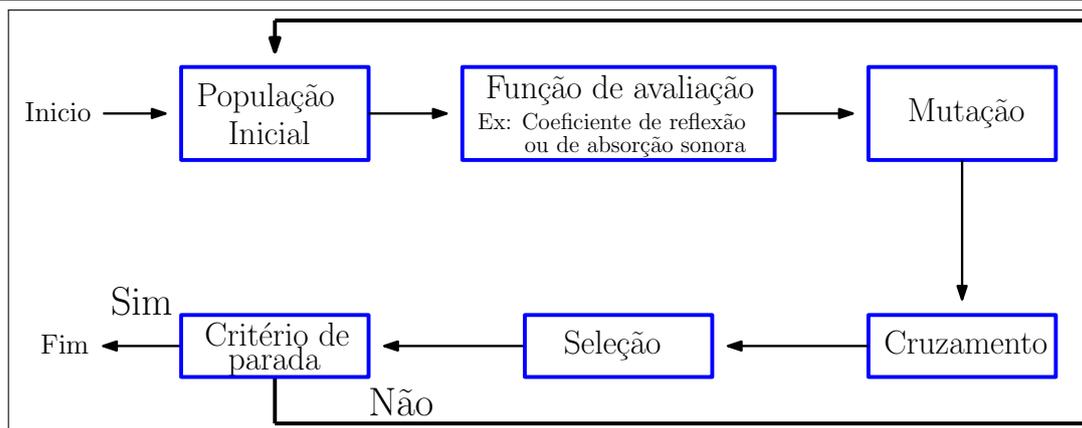


Figura 11: Sequência do algoritmo DE para otimização do coeficiente de absorção sonora.

quena dimensão da micro perfuração. Portanto, o principal mecanismo de absorção de baixa frequência do MMA é a conversão da energia acústica em energia térmica na frequência de ressonância [31].

3.3 Otimização paramétrica

É notório que a absorção sonora total nas baixas frequências por meio do MMA é possível, no entanto, o modelo apresenta diversos parâmetros geométricos de ajuste que permitem alcançar este objetivo. Assim, com o intuito de maximizar sua operacionalidade para a faixa de frequência entre 100 e 300 Hz, uma otimização paramétrica mediante um método heurístico foi realizada, sendo utilizado o algoritmo de Evolução Diferencial (DE^2) [51]. O DE é um algoritmo de busca global estocástico, de fácil implementação, reconhecida eficiência e que utiliza vários vetores de parâmetros dimensionais. O DE baseia-se nos seguintes operadores: mutação, cruzamento e seleção. A sequência de operação do algoritmo encontra-se ilustrado na Figura 11 [52, 53].

A otimização decorre para células unitárias com

²Differential Evolution.

$n = 2$ espaços enrolados somente, a busca pelo valor ótimo decorreu para os parâmetros geométricos h , t e d . Os parâmetros T e b por pouco influenciar o comportamento do modelo e os parâmetros L e m , devido a limitação do tubo de impedância disponível serão mantidos fixos, ou seja, $T = 2$ mm, $b = 1$ mm, $L = 46$ mm e $m = 13$ mm. Os parâmetros variantes foram atribuídos limites inferiores e superiores, conforme a Tabela 1. A população inicial adotada no algoritmo foi de 100 indivíduos, com fator de mutação 0,9, fator de cruzamento 0,5 e o número de gerações de 100 iterações, de maneira a garantir um tempo de processamento não muito longo. Por fim, a função objetivo utilizada na otimização foi

$$F = \sum_{i=1}^{n_f} (1 - \alpha_i(f, h, t, d))^2, \quad (11)$$

sendo α_i o coeficiente de absorção sonora do MMA, f a faixa de frequência para o qual pretende-se obter a absorção sonora ótima, isto é, $100 \leq f \leq 300$ Hz e n_f o número de frequências analisadas. Os resultados das duas otimizações paramétricas realizadas estão dispostos na parte inferior da Tabela 1.

Tabela 1: Limites atribuídos aos parâmetros utilizados na otimização. Resultados ótimos fornecidos pela otimização.

Parâmetros geométricos	h [mm]	t [mm]	d [mm]
Limites inferiores e superiores	[10, 40]	[2, 7]	[1,5, 2,5]
Otimização 1	35,0	6,2	2,0
Otimização 2	26,5	3,8	1,9

A Figura 12 ilustra o comportamento do coeficiente de absorção sonora a partir da otimização paramétrica. Conforme observa-se, os picos de absorção sonora estão localizados a 215 Hz e 284 Hz com amplitudes de 0,99, a largura de banda relativa a 50% do máximo de absorção é 68 Hz e 81 Hz, respectivamente. Consequen-

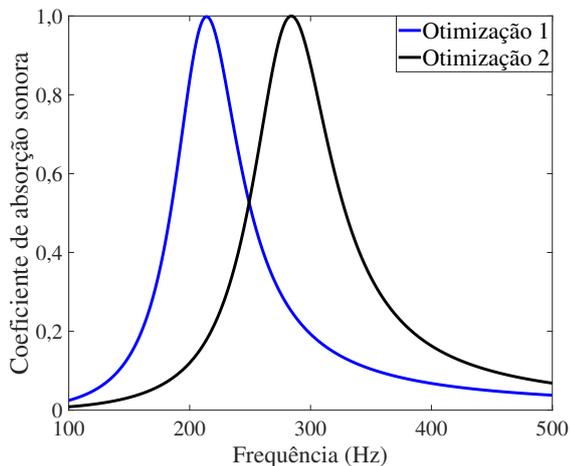


Figura 12: Comportamento do coeficiente de absorção sonora do metamaterial a partir da otimização paramétrica.

temente a relação entre largura de banda e a frequência central é 31,6% e 28,5% para o primeiro e segundo resultado da otimização, respectivamente. Apesar da faixa de frequência imposta na otimização, os valores ótimos fornecidos do parâmetro espessura da cavidade de espaços enrolados h não foram elevados, contudo, os valores do parâmetro espessura do painel foram, isto é, $t = 6,2$ mm e $t = 3,8$ mm, respectivamente. Logo, este último parâmetro é o principal responsável por definir a absorção sonora máxima nas frequências de atuação, uma vez que esta obtenção deve-se ao aumento da quantidade de massa de ar na perfuração do painel (aumento da reatância da massa acústica) contribuir vigorosamente para uma maior dissipação de energia [10, 14]. Assim, conclui-se que o algoritmo *DE* mostrou um desempenho eficaz e convergiu para a maximização pretendida do comportamento acústico do metamaterial.

A Figura 13 ilustra o comportamento da impedância de superfície total que corrobora o desempenho do coeficiente de absorção sonora

adquirido. Pode-se ver facilmente que a parte real (linha vermelha contínua e tracejada) estão próximas de 1 e a parte imaginária (linha preta contínua e tracejada) se aproximam de zero nas frequências dos picos de absorção sonora da Figura 12.

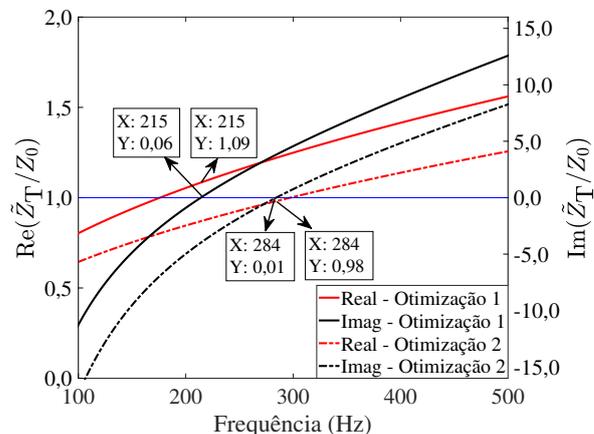


Figura 13: Comportamento da impedância de superfície a partir da otimização paramétrica.

4. ANÁLISE EXPERIMENTAL

O coeficiente de absorção sonora do MMA foi avaliado por meio de ensaios em um tubo de impedância cilíndrico com diâmetro interno de 107 mm, utilizando o método padrão de dois microfones [54]. A relação de equipamentos utilizados nos ensaios e a bancada experimental são elencados na Tabela 2 e na Figura 14, respectivamente.

Tabela 2: Equipamentos utilizados na análise experimental.

Item	Descrição
1	Analizador de sinais Bruel & Kjaer Pulse com 6 canais
2	Desktop Windows XP com software LabShop - versão (19.0.0.128)
3	Microfones B & K tipo 4189-A-021
4	Calibrador B & K tipo 4231
5	Amplificador B & K tipo 2718
6	Medidor de umidade relativa do ar e de temperatura
7	Tubo de impedância

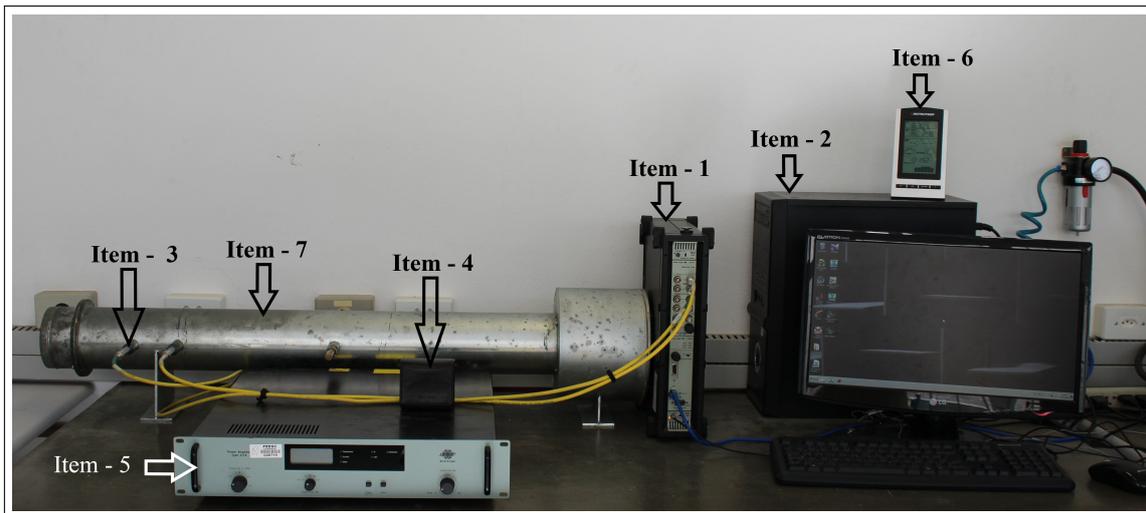


Figura 14: Bancada e equipamentos utilizados na análise experimental.

4.1 Validação experimental da amostra

A partir do resultado da primeira otimização paramétrica, uma amostra contendo células unitárias com $n = 2$ espaços enrolados foi fabricada com a tecnologia de impressão 3D utilizando a técnica de modelagem por fusão e deposição (FDM^3). O material usado na fabricação foi o *ABS*, com uma resolução de 0,1 mm. Devido à limitação do tubo de impedância cilíndrico, a amostra foi fabricada no molde cilíndrico do tubo com um acoplamento de 10 células unitária. A Figura 15 ilustra um esboço e a amostra do metamaterial fabricada.

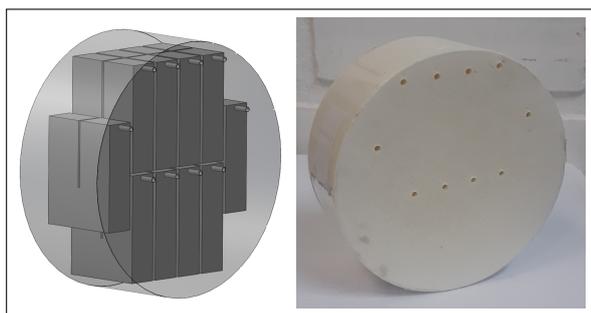


Figura 15: Esboço da estrutura e amostra impressa para o experimento. Os parâmetros geométricos são: $L = 46$ mm, $m = 13$ mm, $h = 35$ mm, $t = 6,2$ mm, $d = 2$ mm, $b = 1$ mm e $T = 2$ mm.

A Figura 16 demonstra o resultado do coeficiente de absorção sonora da amostra para os métodos analítico, numérico e experimental. É

possível verificar uma excelente concordância entre as previsões, em que os picos de absorção sonora estão localizados a 215 Hz com amplitude 0,99; 215 Hz com amplitude 0,95 e 216 Hz com amplitude 0,97 relativo aos métodos analítico, numérico e experimental, respectivamente. Além do mais, a predição experimental corrobora com a teoria, em que a ótima absorção sonora alcançada deve-se ao valor ótimo do parâmetro espessura do painel, quer dizer, $t = 6,2$ mm.

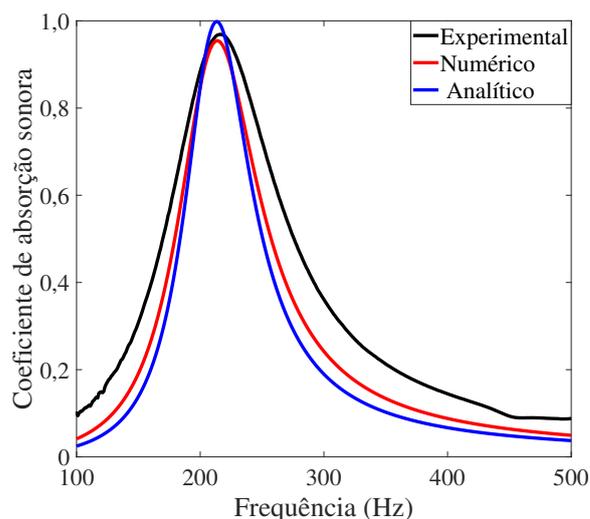


Figura 16: Comportamento teórico, numérico e experimental do coeficiente de absorção sonora da amostra com células unitárias com $n = 2$ espaços enrolados.

³Fused Deposition Modeling

Com relação a largura de banda relativa a 50%,

tem-se 68 Hz, 78 Hz e 106 Hz referentes aos métodos analítico, numérico e experimental, respectivamente. Como consequência, a relação entre a largura de banda e a frequência central do pico é 31,6%, 36,3% e 49,0%, correspondentemente. Uma largura de banda experimental maior que a dos métodos analítico e numérico é alcançada, provavelmente devido à dissipação adicional da energia sonora pelas superfícies rugosa da amostra [55], a qual não é considerada nos métodos analítico e numérico. Por fim, o MMA comporta-se como um absorvedor de sub-comprimento de onda, dado que sua espessura total é menor que o comprimento de onda da frequência de atuação, quer dizer, $(h + t) \approx 0,026\lambda$.

5. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho apresentamos uma análise de um metamaterial acústico do tipo labiríntico na absorção sonora de baixas frequências. As perdas viscotérmicas descritas na predição teórica, uma vez que estes efeitos tornam-se mais evidentes conforme o número de espaços enrolados aumentam, foram corroboradas mediante análise numérica (MEF). Foi investigado teoricamente, que a estratégia de acoplar distintas células objetivando alcançar uma ótima absorção sonora com uma largura de banda relativa ampliada pode ser adotada. Aplicando uma otimização paramétrica com auxílio do algoritmo *DE* chegou-se a conclusão que para galgar uma ótima absorção sonora na faixa de frequência pretendida, o parâmetro espessura do painel t desempenha importante função neste objetivo por imprimir maior dissipação na perfuração do painel. O mecanismo de absorção sonora foi investigado experimentalmente por meio da técnica do tubo de impedância para ondas sonoras de incidência normal, e uma boa concordância na frequência com as demais predições foi alcançada. Finalmente, a ótima absorção sonora e a capacidade de ajuste do modelo torna-o um material inovador no controle da energia sonora relativa às baixas frequências (100 – 300 Hz), desde que o mesmo seja fabricado com qualquer material rígido o suficiente, para que não existam vibrações estruturais de suas paredes

internas e tais efeitos influenciem o seu desempenho acústico.

6. AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o apoio financeiro e a infraestrutura disponibilizada para o desenvolvimento desta pesquisa fornecidos pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina (POS-MEC) e pelo Laboratório de Vibrações e Acústica (LVA).

REFERÊNCIAS

1. BA, Amadou; LAVIE, Antoine; LEBLANC, Alexandre. Soft 3d printed membrane type-acoustic metamaterials. In: *Proceedings of the 23rd International Congress on Sound & Vibration*. [S.l.: s.n.], 2016.
2. PENG, Hao; PAI, P Frank. Acoustic metamaterial plates for elastic wave absorption and structural vibration suppression. *International Journal of Mechanical Sciences*, Elsevier, v. 89, p. 350–361, 2014. doi: [10.1016/j.ijmecsci.2014.09.018](https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2014.09.018).
3. ALLARD, J-F; DAIGLE, Gilles. Propagation of sound in porous media: Modeling sound absorbing materials. Acoustical Society of America, 1994. doi: [10.1121/1.409801](https://doi.org/10.1121/1.409801).
4. BIES, David H; HANSEN, Colin H; CAMPBELL, Richard H. *Engineering noise control*. [S.l.]: Acoustical Society of America, 1996. doi: [10.1121/1.416038](https://doi.org/10.1121/1.416038).
5. WANG, Yang; ZHAO, Honggang; YANG, Haibin; ZHONG, Jie; ZHAO, Dan; LU, Zhongliang; WEN, Jihong. A tunable sound-absorbing metamaterial based on coiled-up space. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing LLC, v. 123, n. 18, p. 185109, 2018. doi: [10.1063/1.5026022](https://doi.org/10.1063/1.5026022).
6. ZHAO, Honggang; WANG, Yang; WEN, Jihong; LAM, Yiu Wai; UMNOVA, Olga. A slim subwavelength absorber based on coupled microslits. *Applied Acous-*

- tics, Elsevier, v. 142, p. 11–17, 2018. doi: [10.1016/j.apacoust.2018.08.004](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2018.08.004).
7. ALMEIDA, Gildean N. *Análise de um meta-material acústico do tipo labiríntico na absorção sonora de baixas frequências*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2019.
8. MAA, Dah-You. Microperforated-panel wideband absorbers. *Noise control engineering journal*, v. 29, n. 3, p. 77–84, 1987. doi: [10.3397/1.2827694](https://doi.org/10.3397/1.2827694).
9. WANG, Chunqi; HUANG, Lixi; ZHANG, Yumin. Oblique incidence sound absorption of parallel arrangement of multiple microperforated panel absorbers in a periodic pattern. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 333, n. 25, p. 6828–6842, 2014. doi: [10.1016/j.jsv.2014.08.009](https://doi.org/10.1016/j.jsv.2014.08.009).
10. LI, Dengke; CHANG, Daoqing; LIU, Bilong. Enhanced low-to mid-frequency sound absorption using parallel-arranged perforated plates with extended tubes and porous material. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 127, p. 316–323, 2017. doi: [10.1016/j.apacoust.2017.06.019](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2017.06.019).
11. BRAVO, Teresa; MAURY, Cédric; PINHÈDE, Cédric. Optimising the absorption and transmission properties of aircraft microperforated panels. *Applied acoustics*, Elsevier, v. 79, p. 47–57, 2014. doi: [10.1016/j.apacoust.2013.12.009](https://doi.org/10.1016/j.apacoust.2013.12.009).
12. COBO, Pedro; SIMÓN, Francisco. Multiple-layer microperforated panels as sound absorbers in buildings: A review. *Buildings*, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 9, n. 2, p. 53, 2019. doi: [10.3390/buildings9020053](https://doi.org/10.3390/buildings9020053).
13. MAREZE, Paulo H; BRANDÃO, Eric; FONSECA, William D’A; SILVA, Olavo M; LENZI, Arcanjo. Modeling of acoustic porous material absorber using rigid multiple micro-ducts network: Validation of the proposed model. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 443, p. 376–396, 2019. doi: [10.1016/j.jsv.2018.11.036](https://doi.org/10.1016/j.jsv.2018.11.036).
14. BRANDÃO, Eric. *Acústica de Salas: Projeto e Modelagem*. 1. ed. São Paulo: Blucher, 2016. ISBN 9788521210061.
15. TANG, Yufan; XIN, Fengxian; HUANG, Lixi; LU, Tianjian. Deep subwavelength acoustic metamaterial for low-frequency sound absorption. *EPL (Europhysics Letters)*, IOP Publishing, v. 118, n. 4, p. 44002, 2017. doi: [10.1209/0295-5075/118/44002](https://doi.org/10.1209/0295-5075/118/44002).
16. JUNG, Jae Woong; KIM, Jae Eun; LEE, Jin Woo. Acoustic metamaterial panel for both fluid passage and broadband soundproofing in the audible frequency range. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 112, n. 4, p. 041903, 2018. doi: [10.1063/1.5004605](https://doi.org/10.1063/1.5004605).
17. WU, Xiaoxiao; FU, Caixing; LI, Xin; MENG, Yan; GAO, Yibo; TIAN, Jingxuan; WANG, Li; HUANG, Yingzhou; YANG, Zhiyu; WEN, Weijia. Low-frequency tunable acoustic absorber based on split tube resonators. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 109, n. 4, p. 043501, 2016. doi: [10.1063/1.495995](https://doi.org/10.1063/1.495995).
18. LI, Junfei; WANG, Wenqi; XIE, Yangbo; POPA, Bogdan-Ioan; CUMMER, Steven A. A sound absorbing metasurface with coupled resonators. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 109, n. 9, p. 091908, 2016. doi: [10.1063/1.4961671](https://doi.org/10.1063/1.4961671).
19. ZHAO, Xiang; CAI, Li; YU, Dianlong; LU, Zhimiao; WEN, Jihong. A low frequency acoustic insulator by using the acoustic metasurface to a helmholtz resonator. *AIP Advances*, AIP Publishing LLC, v. 7, n. 6, p. 065211, 2017. doi: [10.1063/1.4989819](https://doi.org/10.1063/1.4989819).
20. KRUSHYNSKA, AO; BOSIA, F; MINICACI, M; PUGNO, NM. Spider web-structured labyrinthine acoustic metamaterials for low-frequency sound control. *New Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 19, n. 10, p. 105001, 2017. doi: [10.1088/1367-2630/aa83f3](https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa83f3).
21. LEBLANC, Alexandre; LAVIE, Antoine. Three-dimensional-printed membrane-type acoustic metamaterial for low frequency sound attenuation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of

- America, v. 141, n. 6, p. EL538–EL542, 2017. doi: [10.1121/1.4984623](https://doi.org/10.1121/1.4984623).
22. DONDA, Krupali; ZHU, Yifan; FAN, Shi-Wang; CAO, Liyun; LI, Yong; ASSOUAR, Badreddine. Extreme low-frequency ultrathin acoustic absorbing metasurface. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 115, n. 17, p. 173506, 2019. doi: [10.1063/1.5122704](https://doi.org/10.1063/1.5122704).
23. GAN, Woon Siong. *New Acoustics Based on Metamaterials*. [S.l.]: Springer, 2017. ISBN 9811063761.
24. ZWIKKER, Cornelis; KOSTEN, Cornelis Willem. *Sound absorbing materials*. [S.l.]: Elsevier, 1949.
25. GROBY, J-P; HUANG, W; LARDEAU, A; AURÉGAN, Y. The use of slow waves to design simple sound absorbing materials. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing LLC, v. 117, n. 12, p. 124903, 2015. doi: [10.1063/1.4915115](https://doi.org/10.1063/1.4915115).
26. JIMÉNEZ, Noé; GROBY, Jean-Philippe; PAGNEUX, Vincent; ROMERO-GARCÍA, Vicente. Iridescent perfect absorption in critically-coupled acoustic metamaterials using the transfer matrix method. *Applied Sciences*, Multidisciplinary Digital Publishing Institute, v. 7, n. 6, p. 618, 2017. doi: [10.3390/app7060618](https://doi.org/10.3390/app7060618).
27. JIMÉNEZ, Noe; HUANG, Weichun; ROMERO-GARCÍA, Vicente; PAGNEUX, Vincent; GROBY, J-P. Ultra-thin metamaterial for perfect and quasi-omnidirectional sound absorption. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 109, n. 12, p. 121902, 2016. doi: [10.1063/1.4962328](https://doi.org/10.1063/1.4962328).
28. ROMERO-GARCIA, Vicente; HLADKY-HENNION, Anne-Christine. *Fundamentals and Applications of Acoustic Metamaterials: From Seismic to Radio Frequency*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2019. ISBN 1786303361.
29. ZHANG, Chi; HU, Xinhua. Three-dimensional single-port labyrinthine acoustic metamaterial: Perfect absorption with large bandwidth and tunability. *Physical Review Applied*, APS, v. 6, n. 6, p. 064025, 2016. doi: [10.1103/PhysRevApplied.6.064025](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.6.064025).
30. LI, Yong; ASSOUAR, Badreddine M. Acoustic metasurface-based perfect absorber with deep subwavelength thickness. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 108, n. 6, p. 063502, 2016. doi: [10.1063/1.4941338](https://doi.org/10.1063/1.4941338).
31. WU, Fei; XIAO, Yong; YU, Dianlong; ZHAO, Honggang; WANG, Yang; WEN, Jihong. Low-frequency sound absorption of hybrid absorber based on micro-perforated panel and coiled-up channels. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 114, n. 15, p. 151901, 2019. doi: [10.1063/1.5090355](https://doi.org/10.1063/1.5090355).
32. LONG, Houyou; SHAO, Chen; LIU, Chen; CHENG, Ying; LIU, Xiaojun. Broadband near-perfect absorption of low-frequency sound by subwavelength metasurface. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 115, n. 10, p. 103503, 2019. doi: [10.1063/1.5109826](https://doi.org/10.1063/1.5109826).
33. CHEN, Changru; DU, Zhibo; HU, Gengkai; YANG, Jun. A low-frequency sound absorbing material with subwavelength thickness. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 110, n. 22, p. 221903, 2017. doi: [10.1063/1.4984095](https://doi.org/10.1063/1.4984095).
34. SHEN, Yuchen; YANG, Yanye; GUO, Xiasheng; SHEN, Yong; ZHANG, Dong. Low-frequency anechoic metasurface based on coiled channel of gradient cross-section. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 114, n. 8, p. 083501, 2019. doi: [10.1063/1.5081926](https://doi.org/10.1063/1.5081926).
35. WANG, Yang; ZHAO, Honggang; YANG, Haibin; ZHONG, Jie; WEN, Jihong. A space-coiled acoustic metamaterial with tunable low-frequency sound absorption. *EPL (Europhysics Letters)*, IOP Publishing, v. 120, n. 5, p. 54001, 2018. doi: [10.1209/0295-5075/120/54001](https://doi.org/10.1209/0295-5075/120/54001).
36. LI, Yong; LIANG, Bin; GU, Zhong-ming; ZOU, Xin-ye; CHENG, Jian-chun. Unidirectional acoustic transmission through a prism with near-zero refractive index. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 103, n. 5, p. 053505, 2013. doi: [10.1063/1.4817249](https://doi.org/10.1063/1.4817249).
37. STINSON, Michael R. The propagation of plane sound waves in narrow and wide circular tubes, and generalization to uniform tubes of arbitrary cross-sectional shape. *The Journal*

- of the *Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 89, n. 2, p. 550–558, 1991. doi: [10.1121/1.400379](https://doi.org/10.1121/1.400379).
38. MAREZE, Paulo Henrique. *Análise da influência da microgeometria na absorção sonora de materiais porosos de estrutura rígida*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2013. Disponível em: <https://repositorio.ufsc.br/bitstream/handle/123456789/106792/320039.pdf?sequence=1&isAllowed=y>.
39. RYOO, Hyeonbin; JEON, Wonju. Dual-frequency sound-absorbing metasurface based on visco-thermal effects with frequency dependence. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing LLC, v. 123, n. 11, p. 115110, 2018. doi: [10.1063/1.5017540](https://doi.org/10.1063/1.5017540).
40. MAA, Dah-You. Potential of microperforated panel absorber. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 104, n. 5, p. 2861–2866, 1998. doi: [10.1121/1.423870](https://doi.org/10.1121/1.423870).
41. RAYLEIGH, J.W.S. *The Theory of Sound*, 2. Aufl., Bd. 1-2. [S.l.]: London: MacMillan & Co, 1926.
42. CRANDALL, Irving Bardshar. *Theory of vibrating systems and sound*. [S.l.]: D. Van Nostrand Company, 1926.
43. INGARD, Uno. On the theory and design of acoustic resonators. *The Journal of the acoustical society of America*, Acoustical Society of America, v. 25, n. 6, p. 1037–1061, 1953. doi: [10.1121/1.190723](https://doi.org/10.1121/1.190723).
44. MELLING, Thomas Henry. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 29, n. 1, p. 1–65, 1973. doi: [10.1016/S0022-460X\(73\)80125-7](https://doi.org/10.1016/S0022-460X(73)80125-7).
45. FOK, VA. *Doklady akademii nauk*. [S.l.]: SSSR, 1941.
46. RZHEVKIN, Sergeĭ Nikolaevich. *A course of lectures on the theory of sound*. [S.l.]: Pergamon Press; [distributed in the Western Hemisphere by Macmillan, New York], 1963.
47. YANG, Min; SHENG, Ping. Sound absorption structures: From porous media to acoustic metamaterials. *Annual Review of Materials Research*, Annual Reviews, v. 47, p. 83–114, 2017. doi: [10.1146/annurev-matsci-070616-124032](https://doi.org/10.1146/annurev-matsci-070616-124032).
48. TANG, Yufan; REN, Shuwei; MENG, Han; XIN, Fengxian; HUANG, Lixi; CHEN, Tianning; ZHANG, Chuanzeng; LU, Tian Jian. Hybrid acoustic metamaterial as super absorber for broadband low-frequency sound. *Scientific reports*, Nature Publishing Group, v. 7, p. 43340, 2017. doi: [10.1038/srep43340](https://doi.org/10.1038/srep43340).
49. WANG, Chunqi; HUANG, Lixi. On the acoustic properties of parallel arrangement of multiple micro-perforated panel absorbers with different cavity depths. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Acoustical Society of America, v. 130, n. 1, p. 208–218, 2011. doi: [10.1121/1.3596459](https://doi.org/10.1121/1.3596459).
50. MERKEL, A; THEOCHARIS, G; RICHOUX, Olivier; ROMERO-GARCÍA, Vicente; PAGNEUX, V. Control of acoustic absorption in one-dimensional scattering by resonant scatterers. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 107, n. 24, p. 244102, 2015. doi: [10.1063/1.4938121](https://doi.org/10.1063/1.4938121).
51. STORN, Rainer; PRICE, Kenneth. Differential evolution—a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. *Journal of global optimization*, Springer, v. 11, n. 4, p. 341–359, 1997. doi: [10.1023/A:1008202821328](https://doi.org/10.1023/A:1008202821328).
52. VITALIY, Feoktistov. *Differential evolution—in search of solutions*. [S.l.]: Springer, New York, 2006. doi: [10.1007/978-0-387-36896-2](https://doi.org/10.1007/978-0-387-36896-2).
53. GASPAR-CUNHA, António; TAKAHASHI, Ricardo; ANTUNES, Carlos Henggeler. *Manual de computação evolutiva e metaheurística*. [S.l.]: Imprensa da Universidade de Coimbra/Coimbra University Press, 2012. ISBN 9789892601502.
54. ORGANIZATION, International Standards. *Acoustics—Determination of Sound Absorption Coefficient and Impedance in Impedance Tu-*

bes—Part 2: Transfer-Function Method. [S.l.]: International Standards Organization Geneva, Switzerland, 1998.

55. KANDLIKAR, Satish G; SCHMITT, Derek; CARRANO, Andres L; TAYLOR, James B. Characterization of surface roughness effects on pressure drop in single-phase flow in mini-channels. *Physics of Fluids*, American Institute of Physics, v. 17, n. 10, p. 100606, 2005. doi: [10.1063/1.1896985](https://doi.org/10.1063/1.1896985).