

# TRANSMISSÃO SONORA ATRAVÉS DE PAREDES SIMPLES

Rafael A. Comparsi Laranja  
Alberto Tamagna  
UFRGS – EE – DEMEC - GMAp  
Rua Sarmiento Leite, 425, Centro  
CEP. 90.050-170 Porto Alegre, RS - Brasil  
e-mail: comparsi@vortex.ufrgs.br

**Resumo** - O isolamento sonoro é difícil de prever, sendo necessário muitas vezes tomar-se certas precauções a fim de se evitar maiores prejuízos na performance acústica de uma parede, cabina ou painel. Sabendo-se que a transmissão sonora entre paredes, portas, janelas, etc, depende da massa superficial, rigidez à flexão, amortecimento, condições de montagem, tamanho, frequências de coincidência, frequências de ressonância, etc, a redução da transmissão pode ser teoricamente explicada com várias hipóteses. Entretanto, mesmo que o problema venha sendo estudado por mais de 90 anos, ainda há muitas dúvidas para serem solucionadas. Assim, o objetivo do trabalho é apresentar o resultado de comparações entre vários métodos analíticos para o cálculo da redução da transmissão sonora entre paredes simples e divisórias comumente utilizadas, a fim de contribuir no projeto do enclausuramento ou na organização de controle de ruído em ambientes. Vários casos foram analisados por simulação e dentre esses, foram selecionados os que mais se adequaram a resultados experimentais obtidos em laboratórios, apresentando por fim alguns gráficos comparativos.

**Abstract** - Sound insulation is difficult forecast. In most cases it is necessary to take certain precautions in order to avoid larger damages in acoustical performance of walls or cabins. Knowing that sound transmission through walls, ceilings, windows, doors, etc., depends on mass per unit area, bending stiffness, damping, mounting conditions, frequencies, etc., the sound transmission can be explained theoretically by several hypotheses. Even though; sound transmission has been investigated for more than 90 years, there still remain a lot of doubts to be solved. The purpose of this work is to present a discussion regarding the main methods and simplified models used in sound reduction by walls, to help the engineer in projects of enclosures in organization of noise control in industry or homes. Several cases were analyzed by numeric estimation and a series of graphs are presented

**between prediction methods and experimental results.**

## I. INTRODUÇÃO

A transmissão sonora através de paredes, painéis ou divisórias tornou-se um grande problema de estudo, principalmente devido a alguns fatores: a) a potência e o número de fontes sonoras aumentaram incrivelmente; b) os materiais modernos são mais leves e não favorecem ao isolamento sonoro; c) cada vez mais tomamos conhecimento sobre os efeitos do nível excessivo de ruído sobre o homem. Uma vez que não é desejável que as pessoas voltem a idade média, afastando-se umas das outras ou voltem a utilizar materiais extremamente pesados em suas construções, faz-se necessário encontrar algumas soluções. Existem algumas formas de controle ao ruído excessivo que podem ter sua solução na fonte, na trajetória ou no receptor [1]. Geralmente fatores alheios a vontade como o alto custo para a troca de equipamentos ou ainda vizinhos incompreensíveis, fazem com que a solução do problema originado em sua fonte seja inviável. Como às vezes não é possível mudar de casa só porque a vizinhança é muito barulhenta, ou usar sempre protetores auriculares dentro do escritório ou no próprio lar, logo a forma mais viável de solução torna-se tratar o problema na trajetória do som. Visto sob esse aspecto, torna-se importante desenvolver um melhor entendimento do problema da transmissão sonora, na esperança que esse conhecimento ajudará a encontrar novos métodos e soluções que permitam uma certa tranquilidade sonora em nossas casas, escritórios e estúdios, bem como proporcionem um ambiente mais saudável.

A teoria básica que fornece um entendimento mais apurado sobre a transmissão sonora entre paredes é relativamente velha. Seu apogeu teve-se com Rayleigh, em 1896 com o livro “*The Theory of Sound*” [2], onde foram estabelecidas as bases científicas da Acústica em uma obra pedagógica completa. Entretanto, as aplicações dessas teorias são um tanto quanto difíceis, pois as situações reais são um tanto quanto diferentes

do que as equações diferenciais disponíveis. Sendo assim, o propósito deste trabalho é apresentar alguns modelos analíticos verificados para o cálculo da redução sonora entre paredes simples [3], modelos esses utilizados para descrever a transmissão sonora em certas condições idealizadas.

As seções a seguir apresentam quatro modelos. A escolha desses quatro é o resultado da análise por comparação entre simulações analíticas e resultados experimentais [3] obtidos por diversos autores [4, 5, 6, 7, 8, 9]. Já as simulações analíticas foram realizadas com a implementação computacional dos vários modelos analíticos existentes [1, 4, 5, 6, 10, 11, 12, 13, 14, 15] sendo apresentados aqui apenas os quatro modelos principais.

## II. TRANSMISSÃO SONORA ATRAVÉS DE PAREDES SIMPLES

Nesta sessão são apresentados os quatro modelos principais resultantes da comparação entre diversos resultados experimentais e modelos analíticos [3].

Os modelos de paredes a seguir seguem as premissas de que: a) as paredes são simples, isto é, é constituída apenas de uma única placa; b) as paredes são grandes o suficiente de forma a se poder trabalhar apenas com a sua espessura; c) assume-se que as paredes sejam homogêneas e contínuas.

### A. Lei de Massa

O modelo mais simples e antigo existente para a transmissão sonora por paredes é mostrado na Figura 1. Assumindo uma análise puramente harmônica, então uma onda sonora incidente com pressão  $p_i$  na parede com um ângulo  $\phi$  é representado por:

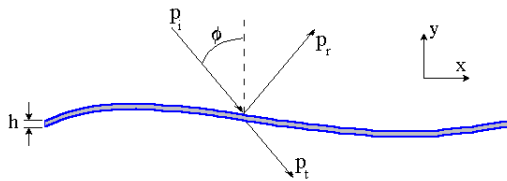


Figura 1: Transmissão sonora através de uma parede infinita e de pequena espessura.

$$p_i(x, y) = p_{i0} e^{-jk_0 x \text{sen}\phi} e^{jk_0 y \text{cos}\phi} \quad (1)$$

Que para uma onda refletida e transmitida à expressão correspondente é:

$$\begin{aligned} p_r(x, y) &= p_{r0} e^{-j k_0 x \text{sen}\phi} e^{j k_0 y \text{cos}\phi} \\ p_t(x, y) &= p_{t0} e^{-j k_0 x \text{sen}\phi} e^{j k_0 y \text{cos}\phi} \end{aligned} \quad (2)$$

onde:  $k_0$  é o número da onda ( $k_0 = \omega/c_0$ ) no ar (meio circundante);  $c_0$  é a velocidade do som no ar,  $\omega$  é a frequência da onda sonora (rad/s),  $p_r$  é a pressão da onda refletida,  $p_t$  é a pressão da onda transmitida,  $p_i$  é a pressão da onda incidente,  $j$  é a unidade imaginária e  $\phi$  é o ângulo entre a normal e a onda incidente.

Continuamente, a velocidade  $v$  e a pressão na parede requerem que:

$$p_{i0} + p_{r0} - p_{t0} = \Delta p_0 \quad (3)$$

$$(p_{i0} - p_{r0}) \text{cos}\phi / (\rho_0 c_0) = v_0 = p_{t0} \cdot \text{cos}\phi / (\rho_0 c_0) \quad (4)$$

Onde:  $\Delta p_0$  é a amplitude da diferença de pressão que impulsiona a parede;  $\rho_0$  é a densidade do ar (1,22 kg/m<sup>3</sup> ao nível do mar e a 20° C).

Então para uma parede flexível ideal, isto é, para uma parede com praticamente nenhuma rigidez à flexão, Terceira Lei de Newton pode ser escrita como [6, 16]:

$$\Delta p_0 = j \omega M v_0 \quad (5)$$

Onde:  $M$  é a massa superficial (massa por unidade de área) da parede.

Se combinarmos as três equações anteriores, chegaremos ao seguinte coeficiente de transmissibilidade ( $\tau$ ):

$$\tau_\phi = |p_{t0}/p_{i0}|^2 = 1 / \left\{ 1 + \left[ \omega M \text{cos}\phi / (\rho_0 c_0) \right]^2 \right\} \quad (6)$$

Supondo-se uma incidência sonora normal (0°), têm-se a Lei de Massa dada em dB por:

$$R_0 = 10 \log(1/\tau) = 10 \log \left\{ 1 + \left[ \omega M / (\rho_0 c_0) \right]^2 \right\} \quad (7)$$

Sendo:  $R$  é a perda por transmissão que geralmente é medida experimentalmente segundo a ASTM E90 ou a ISO R140 [17, 18].

Nos casos práticos, o som incide na parede provindo de todas as direções, assim uma média apropriada para  $\tau_\phi$  conforme diversos autores é necessária [1, 4, 6, 9]. Uma hipótese razoável é considerar todos os ângulos de incidência semelhantes, isto é, com o mesmo “peso”. Assim, o procedimento adequado é [4, 9]:

$$\tau = \frac{\int \tau_\phi \text{cos}\phi \text{sen}\phi \, d\phi}{\int \text{cos}\phi \text{sen}\phi \, d\phi} \quad (8)$$

Cujos limites de integração vão de 0° a um ângulo geralmente em torno de 78° quando se trata de incidência em um campo reverberante ou entre 0° a 90° em incidência randômica. Entretanto, diversos autores afirmam que dados experimentais mostram que a Lei de Massa com ângulos de incidência variando entre 0° e 78° são mais precisos do que considerar uma incidência randômica ou normal [1, 4, 9, 14]. Isso, faz com que a perda por transmissão seja 5 dB menor do que a calculada pela Lei de Massa com incidência normal (equação 7). Conforme diversos autores, a Lei de Massa tem sido aplicada com grande sucesso em muitas situações [1, 4, 6, 9, 16]. Concordando muito bem com dados experimentais, se a frequência de incidência for bem abaixo da frequência de coincidência que é dada por:

$$f_c = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{M}{D}} \quad (9)$$

onde: D é a rigidez à flexão de uma placa  $\left(\frac{Eh^2}{12(1-\nu^2)}\right)$ ; E é o módulo de elasticidade da parede; h a sua espessura e  $\nu$  o coeficiente de Poisson.

### B. Modelo de Feshbach – Paredes finas

Sabe-se que na região ao redor e acima da frequência de coincidência a Lei de Massa não é mais válida devido ao decremento na perda por transmissão gerado pelos efeitos da coincidência [4]. O que em outras palavras significa dizer que devido ao movimento da onda na parede, a rigidez à flexão deve ser então considerada, mesmo com a hipótese de painéis infinitamente grandes e finos. Introduzindo então o coeficiente de amortecimento originário do módulo de elasticidade complexo que é dado por:

$$E' = E(1 + j \eta) \quad (10)$$

sendo:  $\eta$ , coeficiente de amortecimento, E o módulo de elasticidade e onde a Tabela 1 lista seu valor para alguns materiais.

Introduzindo agora a rigidez do painel dada pela velocidade longitudinal da onda, e resolvendo para a inversa do coeficiente de transmissibilidade, chega-se a seguinte equação [11]:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \left[ 1 + \frac{(\omega M)}{(2 \rho_0 c_0)} \eta \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \cos \phi \operatorname{sen}^4 \phi \right]^2 + \left[ \frac{(\omega M)}{(2 \rho_0 c_0)} \right]^2 \cos^2 \phi \left[ 1 - \left( \frac{f}{f_c} \right)^2 \operatorname{sen}^4 \phi \right]^2 \quad (11)$$

$$R = 10 \log \left( \frac{1}{\tau} \right) \quad (12)$$

Pode-se observar que na equação 11, se  $\phi$  é igual a zero, que é o caso de uma onda de incidência normal, obtém-se exatamente a Lei de Massa (equação 7), isso significa que quando se tem uma incidência normal da onda sonora sobre a parede, não há ondas de flexão na parede.

**TABELA 1**  
**Valor do Coeficiente de Amortecimento e Outras Propriedades de Alguns Materiais**

Material	$\eta$	Densidade [kg/m <sup>3</sup> ]	E [x 10 <sup>10</sup> Pa]	Coeficiente de Poisson
Aço	0,010	7700	21,00	0,30
Alumínio	0,020	2700	7,18	0,34
Chumbo	0,015	11000	7,10	0,43
Compensado	20,02	650	0,20	0,24
Concreto	0,005	2300	2,61	0,30
Gesso	0,010	1200	0,70	0,17
Madeira	0,010	720	9,80	0,24
Tijolo	0,010	1900	2,50	0,19
Vidro	30,00	2400	6,76	0,24

### C. Método de Beranek do Patamar

O método do Patamar é uma técnica alternativa muito útil quando se trata de uma previsão preliminar. Em essência, o método considera o fator de perda, sendo determinado pela seleção do material e substituído por um patamar na região da frequência de coincidência, também chamado de zona estacionária de Watters [4, 5, 9]. O método é facilmente aplicável, assumindo que um campo sonoro reverberante se encontra no local do emissor, e quando se aproxima a região próxima da frequência de coincidência por uma linha horizontal. Pode-se observar pela Figura 2 que a parte da curva à esquerda do ponto A é determinada pela Lei de Massa descontados 5 dB. A altura do patamar e o comprimento da linha entre os pontos A e B são determinados pela Tabela 2. Já a região acima do ponto B é determinada por extrapolação, tendo um aumento de 10 dB para a primeira oitava seguido de um aumento de 6 dB por oitava para as frequências seguintes.

**TABELA 2**  
**Propriedades dos Materiais para o Método do Patamar**

Material	Densidade [kg/m <sup>3</sup> ]	Altura do Patamar [dB]	Largura do Patamar
Aço	7700	40	11,0
Alumínio	2700	29	11,0
Chumbo	11000	56	4,0
Compensado	650	19	6,5
Concreto	2300	38	4,5
Gesso	1200	30	8,0
Madeira	650	19	6,5
Tijolo	1900	37	4,5
Vidro	2400	27	10,0

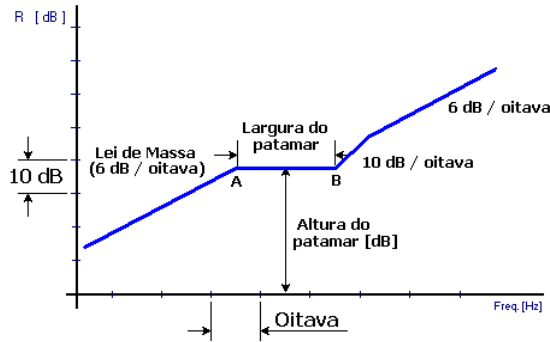


Figura 2: Gráfico para projeto usando o método do Patamar.

Uma melhor compreensão de utilização do método é facilmente obtida com um exemplo. Supondo um painel de aço de 0,01 m de espessura com 2,00 m nas demais direções, onde se deseja estimar a perda por transmissão. Usando um gráfico com escalas em decibel pela frequência (em logaritmo), traça-se a curva para a Lei de Massa  $-5$  dB até o valor da altura do patamar, no caso 40 dB, a aproximadamente 315 Hz, onde obtém-se o limite inferior do patamar, ponto A. Traça-se então a linha horizontal da largura do patamar que para o aço possui um coeficiente de 11 vezes. Assim, o limite superior, ponto B, é obtido através de  $11 \times 315 \text{ Hz} = 3.465 \text{ Hz}$ . Do ponto de 40 dB a 3.465 Hz, traça-se uma linha com aumento de 10 dB para a primeira oitava, seguido de um aumento de 6 dB por oitava para as oitavas seguintes.

#### D. Modelo de Brüel – Paredes espessas

Este modelo pressupõe que a espessura da parede não é desprezível em relação ao comprimento de onda sonoro, isto é, os dois lados da parede não estão vibrando na mesma fase [12]. Em outras palavras, isso implica ser necessário levar em conta a própria propagação do som dentro da parede, ao invés de apenas considerar os contornos do painel, quando se vibra acima da frequência de ressonância mecânica.

Considerando a simbologia utilizada na Figura 3 como sendo:  $p_i$  a pressão da onda incidente;  $p_t$  a pressão transmitida;  $p_r$  a pressão no meio 1 e  $p_l$  a pressão refletida. Assim, têm-se que:

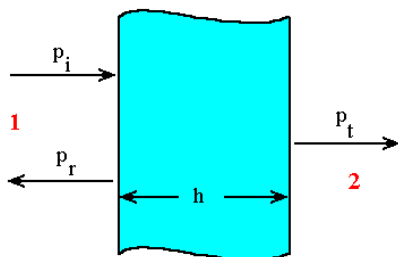


Figura 3: Penetração sonora através de uma parede espessa.

$$p_i + p_r = p_l \quad (13)$$

$$p_i + p_r = v_1 \rho_0 c_0 \quad (14)$$

$$p_t = v_2 \rho_0 c_0 \quad (15)$$

Onde:  $v_1$  é a velocidade da onda no meio 1 e  $v_2$  é a velocidade da onda no meio 2.

Assumindo-se que não há perdas na parede e que:

$$\frac{(p_i + p_r - p_l)}{v} = j \omega M \quad (16)$$

Têm-se:

$$p_i = p_l \cosh(\gamma h) + v_2 \rho c_p \sinh(\gamma h) \quad (17)$$

$$v_1 = \frac{p_l}{\rho c_p} \sinh(\gamma h) + v_2 \cosh(\gamma h) \quad (18)$$

Sendo:  $\gamma = j\omega/c_p$ ;  $c_p$  a velocidade do som em sólidos,  $c_p = (E/\rho)^{0,5}$ ; e  $\rho$  a densidade do material sólido.

Assim:

$$\frac{p_r}{p_i} = \left[ \cosh \left( j \frac{\omega}{c_p} h \right) + \frac{1}{2} \left( \frac{\rho c_p}{\rho_0 c_0} + \frac{c_0 \rho_0}{\rho c_p} \right) \sinh \left( j \frac{\omega}{c_p} h \right) \right] \quad (19)$$

Que após algumas simplificações, tem-se a perda por transmissão para paredes espessas dada por:

$$R = 10 \log \left[ \cos^2 \left( \frac{\omega}{c_p} h \right) + \frac{1}{4} \left( c_p + \frac{c_0 \rho_0}{\rho c_p} \right)^2 \sin^2 \left( \frac{\omega}{c_p} h \right) \right] \quad (20)$$

### III. RESULTADOS NUMÉRICO X EXPERIMENTAIS

Nesta seção, os quatro modelos teóricos são comparados com alguns resultados experimentais obtidos das respectivas fontes. As Figuras de 4 a 9 mostram o traçado das curvas experimentais (em cor preta) e numéricas (cores verde, vermelha e azul) para diferentes espessuras de materiais como: aço; alumínio; vidro; tijolo e concreto. A análise numérica foi separada em duas categorias, paredes com pequena espessura (Figuras 4 a 9) e paredes espessas (Figuras 10 a 15), isso foi feito devido a aplicabilidade de alguns dos métodos e para facilitar a observação.

### A. Paredes Finas

Os materiais empregados para paredes finas são mostrados aqui como sendo metais e vidros com espessuras inferiores a 0,05 m. Nas curvas das figuras a seguir, para cada gráfico, a cor preta representa o resultado experimental, do qual a fonte é citada no final da legenda da figura, a cor azul refere-se ao modelo de Feshbach, a cor verde ao método do Patamar de Beranek e a cor vermelha à Lei de Massa descontados 5 dB. Nas legendas das figuras, têm-se o material, sua espessura e a frequência de coincidência da respectiva parede.

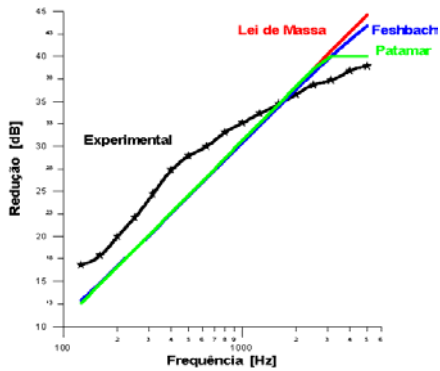


Figura 4: Aço de 1,04 mm e  $f_c$  de 11.194 Hz. Fonte: [9].

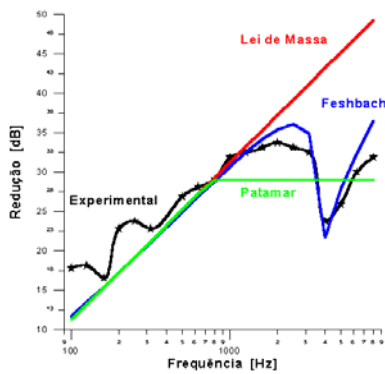


Figura 5: Alumínio de 3,175 mm e  $f_c$  de 3.660 Hz. Fonte: [9].

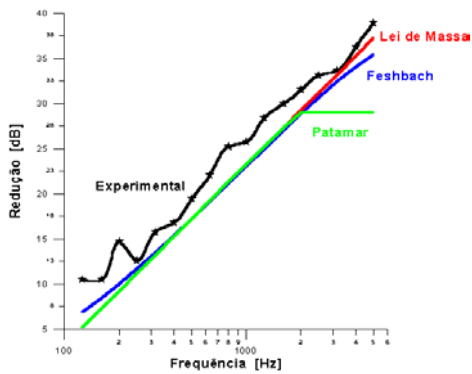


Figura 6: Alumínio de 1,27 mm e  $f_c$  de 9.152 Hz. Fonte: [7].

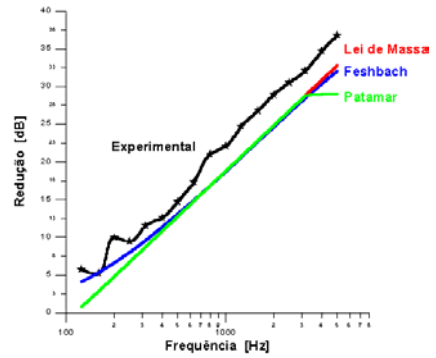


Figura 7: Alumínio de 0,762 mm e  $f_c$  de 15.25 Hz. Fonte: [7].

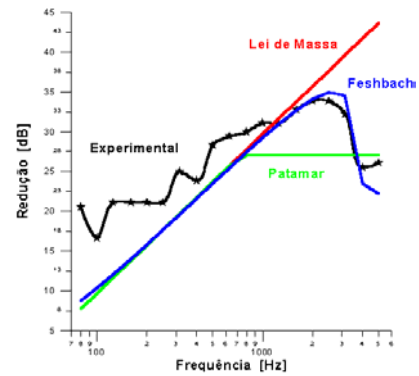


Figura 8: Vidro de 3 mm e  $f_c$  de 3.886 Hz. Fonte: [8].

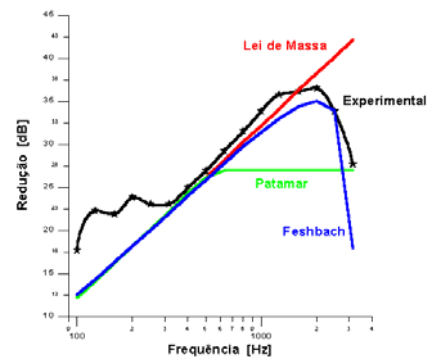


Figura 9: Vidro de 4 mm e  $f_c$  de 2.914 Hz. Fonte: [6].

### B. Paredes Espessas

Aqui, os materiais referentes aos gráficos são os empregados em construção civil, no caso tijolo e concreto. Nas curvas das próximas figuras, em cada um dos gráficos a cor preta representa o resultado experimental, cuja fonte é citada no final da legenda da figura, a cor azul refere-se ao modelo de Brüel, a cor verde ao método do Patamar de Beranek e a cor vermelha à Lei de Massa descontados 5 dB. Nas legendas das figuras, têm-se o material, sua espessura e a frequência de coincidência da respectiva parede.

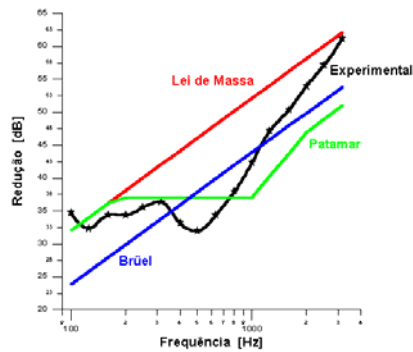


Figura 10: Tijolo de 50 mm e  $f_c$  de 345 Hz. Fonte: [5].

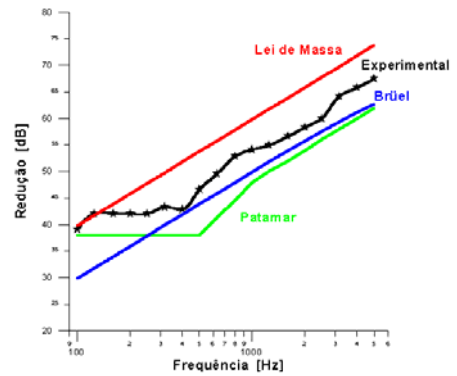


Figura 14: Concreto de 100 mm e  $f_c$  de 180 Hz. Fonte: [8].

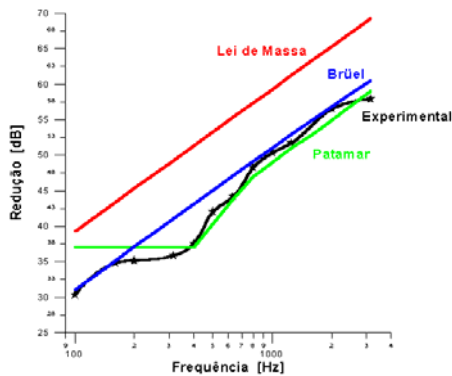


Figura 11: Tijolo de 114,3 mm e  $f_c$  de 151 Hz. Fonte: [4].

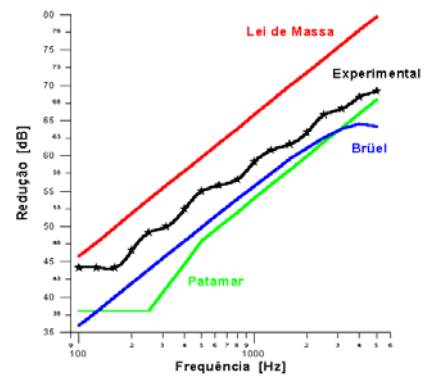


Figura 15: Concreto de 200 mm e  $f_c$  de 90 Hz. Fonte: [8].

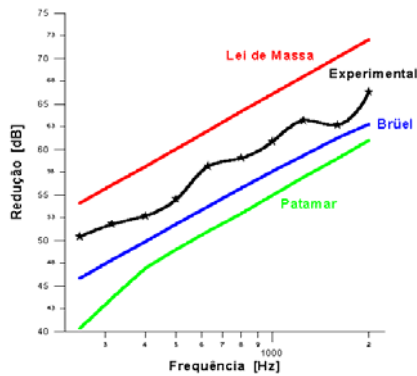


Figura 12: Tijolo de 250 mm e  $f_c$  de 69 Hz. Fonte: [6].

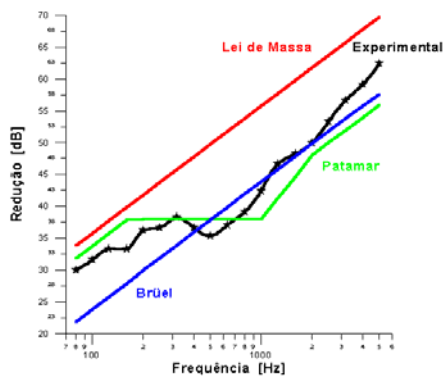


Figura 13: Concreto de 50 mm e  $f_c$  de 361 Hz. Fonte: [8].

#### IV. COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

Conforme observa-se nos gráficos das figuras de 4 a 15, a Lei de Massa corrigida (Lei de Massa descontados 5 dB) apresenta uma boa aproximação para frequências abaixo da frequência de coincidência, cerca de uma oitava da frequência de coincidência, como foi provado ao longo dos anos em que foi aplicada. As diferenças encontradas entre os valores experimentais e o modelo são de maneira um tanto quanto conservativas em favor da segurança, oferecendo uma boa estimativa para a perda por transmissão.

Em paredes finas, o modelo proposto por Feshbach [11], demonstrou uma boa estimativa, acompanhando a curva experimental em todo o seu percurso, principalmente na região de coincidência. As diferenças maiores entre os valores do modelo e os experimentais estão na região onde o efeito da Lei de Massa é predominante tendo seu comportamento regido pela mesma. Em paredes mais espessas, pode-se observar nos gráficos (Figuras 10 a 15) que o modelo proposto por Brüel [12] descreve de forma mais exata o procedimento experimental para frequências acima da frequência de coincidência da parede, embora o modelo proposto seja válido para frequências acima da

frequência de ressonância mecânica, que geralmente são frequências menores que a de coincidência.

Tanto em paredes espessas quanto em paredes finas, o método do Patamar desenvolvido por Beranek [4], mostrou ser muito eficaz, principalmente quando não se tem idéia de qual a espessura de parede a ser utilizada no projeto. Entretanto o método mostra-se mais eficiente quando para o uso em paredes espessas, principalmente na região da frequência de coincidência em que o efeito do amortecimento mecânico atenua sensivelmente a queda da perda por transmissão.

#### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] S. N. Y. Gerges, “*Ruído: Fundamentos e controle*”, Florianópolis, 1992.
- [2] J. W. S. Rayleigh, “*The Theory of Sound*”, Dover, New York, 1945.
- [3] R. A. C. Laranja, “*Métodos e Modelos de Predição da Redução Sonora por Paredes e Atenuação por Barreiras*”, Dissertação, M. Eng., PROMEC – UFRGS, 2000.
- [4] L. L. Beranek, “*Noise Reduction*”, Peninsula, Los Altos, 1991.
- [5] R. Josse, “*La Acústica em la Construcción*”, Editorial Gustavo Gili, Barcelona, 1975.
- [6] M. Heckl, “The Tenth sir Richard Fairey Memorial Lecture: Sound Transmission in Buildings”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 77 (2), pp. 165-189, 1981.
- [7] J. S. Bolton, N.-M. Shiau, Y. J. Kang, “Sound Transmission Through Multi-Panel Structures Lined with Elastic Porous Materials”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 191(3), pp. 317-347, 1996.
- [8] C. M. Harris, “*Manual de Medidas Acústicas y Control del Ruido*”, Vol. 2, McGraw-Hill, Madrid, 1995.
- [9] I. L. Vér, “Interaction of Sound Waves with Solid Structures”, *Noise and Vibration Control Engineering: principles and applications*, editado por Leo L. Beranek e István L. Vér, John Wiley & Sons, New York, 1992.
- [10] R. J. M. Craik, “The Prediction of Sound Transmission Through Buildings Using Statistical Energy Analysis”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 82(4), pp. 505-516, 1982.
- [11] H. Feshbach, “Transmission Loss of Infinite Single Plates for Random Incidence”, artigo não publicado, mas preparado para *Bolt Beranek and Newman Inc*, EUA, 1953.
- [12] P. V. Brüel, “*Sound Insulation and Room Acoustics*”, Chapman & Hall, London, 1951.
- [13] C. U. Savioli, “*Acústica Practica*”, Libreria y Editorial Alsina, Buenos Aires, 1992.
- [14] M. Meisser, “*Acústica de los Edificios*”, Editores Técnicos Asociados, Barcelona, 1973.
- [15] L. Cremer, “*Lectures on Technical Acoustics*”, Springer-Verlag, Berlin, 1971.
- [16] J. D. Turner, A. J. Pretlove, “*Acoustics for Engineers*”, Macmillan, London, 1991.
- [17] ASTM E90, “*Standard Test Method for Laboratory Measurement of Airborne Sound Insulation in Buildings*”.
- [18] ISO Recommendation R140, “*Field and Laboratory Measurements of Airborne and Impact Sound Transmission*”.