

VARIOS ARTÍCULOS SOBRE CÁLCULO DE AISLAMIENTO

HIGINI ARAU

ABC DE LA ACUSTICA ARQUITECTONICA



ediciones
ceac

FICHA 4.1.

Análisis de las teorías del aislamiento acústico de paredes simples

Éstos son algunos de los investigadores que han tratado esta cuestión por orden cronológico, a partir del año 1940: L. Cremer [3] en 1942, A. London [16] en 1949, R. Josse y C. Lamure [16] en 1954, M.J. Crocker y J. Price [25] en 1969, E.C. Sewell [26] en 1970, A.C. Nilsson [27] en 1972, A. Brekke [28] en 1981 y H. Arau [9] en 1982.

L. Cremer fue el primer investigador que emitió una teoría que explicaba el conocido problema de la frecuencia crítica. Hubo otros científicos anteriores a su teoría que analizaron el tema del aislamiento acústico, como G. Jaeger [29], Lord Rayleigh [30], R. Berger [31], E. Wintergerst [32]. Precisamente la ley de masas se conoce como la ley de masas de Rayleigh y Berger.

Todas las teorías anteriormente citadas estudian el comportamiento acústico de la pared desde distintas ópticas del problema: Análisis del movimiento de una pared sometida a la excitación de un tren de ondas planas, L. Cremer y A. London; Análisis ondulatorio del fenómeno, Josse y Lamure, Jewell, Nilsson; Análisis estadístico energético, Price y Crocker y Brekke, y Analogías electro-acústicas, H. Arau.

A continuación, emitimos las formulaciones halladas por los distintos investigadores para las tres regiones de campo de la frecuencia:

$$\text{a) Para } f < f_c \quad \text{b) Para } f > f_c \quad \text{c) Para } f = f_c$$

donde:

f_c = la frecuencia crítica de la pared. Así tenemos:

a) Para $f < f_c$:

| Autor | Expresión |
|----------------------|---|
| L. Cremer | $R = R_0 - 10 \log 0.23R_0$ siendo $R_0 = 20 \log \frac{\omega m}{2 pc}$ |
| A. London | $R = 20 \log A - 10 \log [\ln(1 + A^2)]$ siendo $A = \frac{\omega m}{2 pc}$ |
| R. Josse y C. Lamure | $R = 20 \log \frac{\omega m}{2 pc} - 10 \log \left[\frac{3}{2} + \ln \frac{2f}{\Delta f} \right]$ |
| Price y Crocker | Expresión complicada que Brekke simplifica. |
| E.C. Sewell | $R = R_0 - 10 \log \left(\ln k + 5 \right) + 20 \log \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]$ siendo $R_0 = 20 \log fm - 42$ y k el número de onda |
| A.C. Nilsson | $R = 20 \log m + 20 \log f - 49$ |
| A. Brekke | Obtuvo la misma expresión que Sewell (véase expresión F.4.4). |
| H. Arau | Obtuvo la misma expresión que A. London, pero con una corrección sobre la masa: $[1 - (f/f_c)^2]$ para la zona comprendida desde $f/2 < f < f_c$ (véase expresión F.4.2). |

b) Para $f > f_c$:

| Autor | Expresión |
|----------------------|---|
| L. Cremer | $R_0 = 20 \log \frac{\omega m}{2 \rho c} - 10 \log \frac{\pi}{2 \eta} - 10 \log \frac{f_c}{f(1 - \frac{f_c}{f})}$ (F.4.6) |
| A. London | No estudió el caso. |
| R. Josse y C. Lamure | Obtuvo la misma expresión que L. Cremer (véase expresión F.4.6). |
| Price y Crocker | Véase la simplificación efectuada por Brekke. |
| E.C. Sewell | No disponible. |
| A.C. Nilsson | $R = 20 \log m + 30 \log f - 10 \log f_c + 10 \log \eta + 5 \log (1 - \frac{f_c}{f}) - 47$ (F.4.7) |
| A. Brekke | $R = 20 \log m + 30 \log f - 20 \log \sigma + 10 \log \eta - 10 \log f_c - 44$ siendo σ el factor de radiación de la pared. (F.4.8) |
| H. Arau | Obtuvo la misma expresión que L. Cremer y R. Josse y Lamure (véase expresión F.4.6). |

c) Para $f = f_c$:

| Autor | Expresión |
|----------------------|--|
| L. Cremer | No disponible. |
| A. London | No estudió el caso. |
| R. Josse y C. Lamure | $R = 20 \log \omega m / 2 \rho c + 10 \log \eta / \pi$ (F.4.9) |
| Price y Crocker | Muy complicada (por eso no la escribimos). |
| E.C. Sewell | No disponible. |
| A.C. Nilsson | No analizada por el autor. |
| A. Brekke | No analizada por el autor. |
| H. Arau | Obtuvo la misma expresión que R. Josse y C. Lamure efectuando la simplificación $\Delta f/f = 0.25$ (véase expresión F.4.7). |

FICHA 4.2.

Análisis de las teorías del aislamiento acústico de paredes dobles

Ahora presentamos las principales teorías que han tratado este tema. La primera en abordarlo de forma seria fue la emitida por A. London [23] en 1950, siguiendo la misma vía de aproximación que usó en su anterior análisis sobre paredes simples. En su teoría sólo abordó el caso de paredes dobles simétricas, o sea dos paredes iguales, en la zona de la frecuencia por debajo de la frecuencia crítica.

Posteriormente, Josse [24], en 1964, estudió el problema del aislamiento acústico de la pared doble por el mismo camino por el que solucionó el caso de la pared simple.

Después, aparecieron las teorías que emplearon el procedimiento de análisis estadístico energético, así, en 1970, tenemos la emitida por Price y Crocker [33], que generalizó su anterior teoría de paredes simples, A. Brekke [28] en 1981, que intentó simplificar los resultados obtenidos por Price y Crocker, y, finalmente, Ohta, Iwashige y Nakasako [34], en 1987, que dieron formalismo matricial a las ecuaciones de los primeros investigadores.

Finalmente, H. Arau [18] (1984), siguiendo las analogías electroacústicas planteadas anteriormente, solucionó el caso de las paredes dobles a través de los modelos eléctricos de las líneas de transmisión.

Por el criterio que hemos seguido para abbreviar, no hemos indicado otras teorías como las de Beranek y Work [35], Cummings, Mullholland y Parbrook [36], P.H. White y A. Powell [37], todas ellas muy interesantes, pero, según nuestra opinión, no llegan a resultados de fácil aplicabilidad, o incluso de escaso interés práctico.

Seguidamente presentamos los resultados de las distintas teorías en el campo de frecuencias de:

- a) $f < f_c$ y
- b) $f > f_c$, para el caso de dobles paredes simétricas y asimétricas. Los resultados de Price y Crocker, Ohta, Iwashige y Nakasako y Brekke los presentamos como métodos SEA (Análisis Energético Estadístico) a través de las expresiones simplificadas de Brekke.

a) Para $f < f_c$:

| Autor | Expresión |
|-----------|--|
| A. London | $\tau = 1 + 4a^2 \cos^2 (\cos \beta - a \cos \alpha)^2$, donde $\tan \beta = 1/a \cos \alpha$ = ángulo de incidencia y $a = \omega m / 2pc$, $\tau = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin d\theta$ $R = 10 \log 1/\tau$ (F.4.10) (Esta expresión sólo es válida para paredes dobles simétricas.) |
| R. Josse | Este autor distingue dos casos: 1. El de paredes rigurosamente iguales. 2. Paredes de la misma composición, pero de distintos espesores. Así, para el caso 1, obtiene que la diferencia ΔR que existe entre el aislamiento acústico de la pared doble R_{1+2} en relación a la pared simple R , en el caso de que sean rigurosamente iguales: $\Delta R = R_{1+2} - R_1 = 20 \log \frac{\sqrt{\pi m \omega}}{pc^2} (\omega_c - \omega) d$ (F.4.11) siendo d el espesor de la cámara de aire. Y para el caso 2, donde las paredes son de distinto espesor tenemos: $\Delta R = R_{1+2} - R_1 = 20 \log \frac{\sqrt{2m\omega}}{pc^2} (\omega_c - \omega)^2 d^2 \left(\frac{h_2}{h_1} - 1 \right)^2$ (F.4.12) donde h_1 y h_2 son los espesores de cada pared. |

(Continúa)

| Autor | Expresión |
|------------------------------------|--|
| Métodos SEA aproximación Brekke | <p>Para $f \geq f_c = c/2d$; d = espesor de la cavidad.</p> $R = R_1 + R_2 + 10 \log \alpha + 10 \log d + 10 \log (l_1 + l_2) l_1 l_2 + 3 \quad (\text{F.4.13})$ <p>Para frecuencias inferiores a la frecuencia de resonancia: $f < f_0/2$ tenemos:</p> $R = 20 \log [(m_1 + m_2)f] - 48 \text{ dB. Donde son:}$ <p>(α = el coeficiente de absorción del material absorbente a incidencia aleatoria del sonido.)</p> $R_0 = 20 \log fm_i - 42; R_i = R_0 - 10 \log (0.23R_0) \text{ para } i = 1, 2. \quad (\text{F.4.14})$ $l_1 \text{ y } l_2 \text{ son las dimensiones rectangulares de la pared.}$ |
| H. Arau | $\tau = 2\Delta^2 \int_0^1 x dx \left\{ (1 + A\Delta x / 2 - Cx^2)^2 + (Ax - \Delta)^2 \right\}^{-1}$ $x = \cos \varphi$ $A = \omega(m_1 + m_2)/pc$ $C = \omega^2 m_1 m_2 / (pc)^2$ $\Delta = 2c/\omega L \quad (L \text{ es el espesor de la cavidad})$ <p>Siendo la solución de la integral para el caso $m_1 = m_2$, la que sigue:</p> $\tau = \frac{2\Delta^2}{\Delta^2 + 4} \left[\frac{1}{2A^2} \ln(A^2 + 1) - \frac{2}{A^2 \Delta} \operatorname{tg}^{-1} A - \frac{1}{2A^2} \ln \left[\frac{(A - \Delta)^2 + 1}{\Delta^2 + 1} \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{A^2} \left[\Delta - \frac{2(\Delta^2 + 1)}{\Delta} \right] [\operatorname{tg}^{-1}(A - \Delta) + \operatorname{tg}^{-1}\Delta] \right] \quad (\text{F.4.16})$ |

2) Para $f > f_c$:

| Autor | Expresión |
|---------------------------------------|--|
| A. London | Caso no analizado. |
| R. Josse | <p>Para el caso 1:</p> $\Delta R = R_{1+2} - R_1 = 20 \log \frac{\sqrt{\pi m \omega}}{pc} \operatorname{sen}(\omega d/c) \quad (\text{F. 4.17})$ <p>Para el caso 2:</p> $\Delta R = 20 \log \frac{\sqrt{2m\omega}}{pc} A - 1 \operatorname{sen}(\omega d/c) \quad (\text{F. 4.18})$ <p>donde $A = h_2/h_1$</p> |
| Métodos SEA aproximación Brekke | $R = 20 \log (m_1 m_2) - 10 \log (f_{c1} f_{c2}) + 50 \log f - 10 \log S$ $+ 10 \log \left(\frac{c(l_1 + l_2) \alpha_0}{2\pi l_1 l_2 f} \right) + 10 \log \left(\frac{2\pi l_1 l_2 f}{c^2} \right) + 10 \log \eta_1 \eta_2 \quad (\text{F. 4.19})$ $- 10 \log (\sigma_{21} \sigma_{23} \sigma_{43} \sigma_{45}) - 35$ <p>siendo η_i el factor de pérdidas de cada panel y σ_{ij} los factores de radiación de cada subsistema.</p> |
| H. Arau | <p>Caso paredes simétricas:</p> $R = 40 \log \frac{\omega m}{pc} + 10 \log \frac{\eta^3}{2\pi} \frac{f(1 - f_c/f)}{f_c} \quad (\text{F.4.20})$ <p>Caso paredes asimétricas:</p> $R = R_1 + R_2 + 10 \log \frac{(\eta_1 + \eta_2) \eta_1 \eta_2}{2\pi} + 10 \log \left(\frac{f_{c2}^3 f}{f_{c1}^4} \right) + 10 \log (1 - f_{c2}/f) \quad (\text{F.4.20 bis})$ <p>donde $R_i = 20 \log \left(\frac{\omega m_i}{pc} \right)$ para $i = 1, 2$.</p> <p>No presentamos en este texto las soluciones obtenidas para el caso de $f_{c1} < f < f_{c2}$.</p> |

FICHA 4.3.

Análisis de las teorías del aislamiento acústico de paredes triples

En este caso, las teorías que intentan dar solución a este tema son muy escasas. Entre ellas están las que han utilizado el método SEA (Análisis Energético Estadístico) elaboradas por Brekke [28], año 1981; Arau [38], año 1983, y Ohta, Iwashige y Nakasako [39], año 1986. Las dos últimas coincidentes en concepción y desarrollo, mientras que Brekke sólo realiza una aproximación válida para la zona de la frecuencia por debajo de la frecuencia crítica.

Además, H. Arau [18], año 1984, emitió una solución general al problema como una extensión de sus anteriores teorías utilizando modelos análogo-eléctricos.

A continuación, exponemos los resultados de cálculo del aislamiento acústico de un sistema de triples paredes de cada modelo de concepción, pero que en el caso SEA lo reducimos a la presentación de los resultados hallados por Brekke, dado que las expresiones del caso general emitidas por H. Arau y M. Ohta son muy complejas para mostrar en el texto.

a) Para $f < f_c$:

| Autor | Expresión |
|---------------------------------|---|
| SEA Simplificación Brekke | $R = R_1 + R_2 + R_3 + 10 \log d_1 d_2 + 10 \log \alpha_1 \alpha_2 + 20 \log \frac{I_1 + I_2}{I_1 I_2} + 6 \quad (\text{F.4.21})$ <p>donde: d_1 y d_2 = los espesores de cavidad; α_1 y α_2 = los coeficientes de absorción del material de la cavidad</p> <p>R_i para $i = 1$ a 3 los aislamientos acústicos calculados de acuerdo con lo indicado en paredes dobles.</p> |
| H. Arau | $\tau = \frac{1}{2} \Delta_1^2 \Delta_2^2 \int_0^1 \frac{x dx}{I}; R = 10 \log \frac{1}{\tau}$ $I = \left[\left(A_3 x - \frac{1}{2} \Delta_2 \right)^2 + 1 \right] \left\{ \left A_1 + A_2 \right x - \frac{1}{2} \left(2 + \frac{L_1}{L_2} \right) \Delta_1 \right\}^2 + \left[1 + \left[\frac{A_1}{2} \left(1 + \frac{L_1}{L_2} \right) + \frac{A_2}{2} \right] \Delta_1 x - A_1 A_2 x^2 \right]^2 \quad (\text{F.4.22})$ <p>donde: $A_i = \omega m_i / \rho c$, para $i = 1, 2, 3$.</p> <p>$\Delta_j = 2c/\omega L_j$, para $j = 1, 2$.</p> <p>L_j = los espesores de la cavidad de aire.</p> <p>$x = \cos \varphi$, donde φ es el ángulo de incidencia del sonido.</p> |

b) Para $f < f_c$:

| Autor | Expresión |
|---------|---|
| SEA | Brekke no estudió este caso y la exposición de resultados de H. Arau o bien M. Ohta son inapropiados para su presentación en este texto. |
| H. Arau | <p>Presentamos sólo el caso de triples paredes simétricas, ya que la expresión del caso asimétrico es muy extensa.</p> $\tau = 2\pi \left(\frac{f_c}{f} \right) \left[\left(\frac{\omega m}{pc} \right)^6 \eta^5 \left(1 - \frac{f_c}{f} \right) \right]^{-1} \quad (\text{F.4.23})$ <p>$R = 10 \log 1/\tau$</p> <p>Tampoco presentamos las soluciones de τ para los casos: $f_{c1} < f < f_{c2} < f_{c3}$, $f_{c1} < f_{c2} < f < f_{c3}$ por la misma razón de espacio indicada antes.</p> |

Fortschritte der Akustik FASE/DAGA '82

**3. Kongreß der Europäischen Föderation
der Akustischen Gesellschaften**

**9. Tagung
der Deutschen Arbeitsgemeinschaft für Akustik**

Plenarvorträge und Kurzreferate · Teil I

Göttingen 1982

Fortschritte der Akustik – FASE/DAGA '82

A new contribution to the study of the sound transmission loss of single walls

[*] H. ARAU PUCHADES (Laboratorio General Ensayos e Investigaciones de la Diputación de Barcelona).

INTRODUCTION

In this work we deal with the problem of the sound transmission loss of a single wall by means of an electroacoustical analogy system, using the CREMER'S impedances.

With our model we calculate the transmission loss in three regions of frequency. In the first field ($f < f_c$) has been found exactly the LONDON'S solutions and in the other regions of the frequency ($f = f_c$, $f > f_c$) we have obtained the JOSSE-LAMURE'S results by a simple approximation of our exact formulas.

We also present now a new acoustical nomograph of practical interest that enable us to calculate the TL by a simple graphical method in all domains of the frequency.

1. THEORY

We assume the electrical circuit of the figure 1, [1].

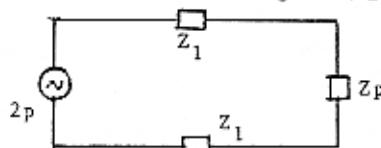


fig. 1

where Z_1 is the radiation impedance associated with the wall and Z_p the Cremer's impedance of the single panel.

The fundamental equation of the circuit is:

$$\frac{V}{Z_p} = \left(Z_p + \frac{2\rho c}{\cos \theta} \right)^{-1} = \frac{\cos \theta}{2\rho c} \left(Z_p \frac{\cos \theta}{2\rho c} + 1 \right)^{-1} \quad (1)$$

where V is the velocity of panel's vibration
 θ is the incidence angle of the sound

REGION I : $f < f_c$ (f_c :critical frequency)

We shall consider first the region of frequencies lower than the critical frequency of panel. In this case Z_p is : $Z_p \approx j\omega m$, where m ; unit mass of the panel.

Substituting Z_p in (1) we obtain:

$$\frac{V}{Z_p} = \frac{\cos \theta}{2\rho c} \left(\frac{j\omega m}{2\rho c} \cos \theta + 1 \right)^{-1} \quad (2)$$

Taking modulus in this equation we have:

$$\left| \frac{V}{Z_p} \right|^2 = \frac{\cos^2 \theta}{(2\rho c)^2} \left[\left(\frac{\omega m}{2\rho c} \cos \theta \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (3)$$

Assuming now one diffuse state of the sound field we shall calculate the radiation power by unit area of the wall as follows [2] :

$$W = \int_0^{\pi/2} |V|^2 2\eta \sin \theta \frac{\rho c}{\cos \theta} d\theta \quad (4)$$

Introducing (3) in (4) :

$$W = \frac{2\pi |\rho|^2}{\rho c} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \left[\left(\frac{wm}{2\rho c} - \cos \theta \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (5)$$

Comparing (5) with equation (6) which is valid for $m = 0$ (sound transmission without the panel)

$$W_{m=0} = \frac{2\pi |\rho|^2}{c} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{\pi |\rho|^2}{\rho c} \quad (6)$$

then we calculate the transmission factor τ of the wall:

$$\tau = \frac{W}{W_{m=0}} = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \left[\left(\frac{wm}{2\rho c} - \cos \theta \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (7)$$

If $x = \cos \theta$ in the equation (7), we have:

$$\tau = 2 \int_0^1 \frac{x dx}{\left(\frac{wm}{2\rho c} - x \right)^2 + 1} \quad (8)$$

Integrating the expression (8) we find :

$$\tau = \frac{1}{A^2} \ln (A^2 + 1) \quad (9)$$

where $A = \frac{wm}{2\rho c}$ (with LONDON notation)

If $TL = 10 \log 1/\tau$, then:

$$TL = 20 \log A - 10 \log [\ln (1+A^2)] \quad (10)$$

This equation is exactly the same formula deduced by LONDON [2] for the sound transmission loss for this region of frequencies. It should be stressed that relation (10) is only valid for frequencies approximately one octave below the critical, and from that frequency to the neighborhood of the critical frequency it is necessary to replace "m" of the term A in (10) by :

$$m \cdot \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]$$

REGION II $f > f_c$

In this case, frequencies higher than the critical one are considered, where Z_p is:

$$Z_p = \frac{wm}{2} \eta \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \theta + jwm \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \theta \right] \quad (11)$$

(η is loss factor)

Replacing (11) in (1):

$$\frac{V}{Z_p} = \frac{\cos \theta}{2 \rho c} \left\{ \left[1 + \frac{wm \eta}{2 \rho c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \theta \cos \theta \right] + \frac{jwm}{2 \rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \theta \right] \cos \theta \right\}^{-1} \quad (12)$$

Taking modulus and calculating the power radiated by the wall, we obtain the sound transmission factor τ :

$$\tau = \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \left\{ \left[1 + \frac{wm \eta}{2 \rho c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \theta \cos \theta \right]^2 + \left[\frac{wm}{2 \rho c} \left(1 - \frac{f^2}{f_c^2} \sin^4 \theta \right) \cos \theta \right]^2 \right\}^{-1} \quad (13)$$

As the second factor of the integral has a maximum for θ_1 when $\sin^4 \theta_1 = (f_c/f)^2$, we can approximate the subintegrated using a Taylor expansion of the first order in the second term of the denominator [4], making $\beta = \theta_1$ in the other terms and integrating the global expression between $-\infty$ to ∞ with respect the new variable of integration β : ($\beta = \theta - \theta_1$), results:

$$\tau = 2 \cos \theta_1 \sin \theta_1 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[1 + \frac{wm \eta}{2 \rho c} \cos \theta_1 \right]^2 + \left[\frac{4wm}{2 \rho c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^3 \theta_1 \cos^2 \theta_1 (\beta) \right]^2 \right\}^{-1} d\beta \quad (14)$$

Integrating the above equation, we obtain the following exact value of τ :

$$\tau = \frac{2\pi \left(1 - \frac{f_c}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_c}{f} \right)^{\frac{1}{2}}}{\left[\left(1 + \frac{wm \eta}{2 \rho c} \left(1 - \frac{f_c}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \right) \left[\frac{4wm}{2 \rho c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{f_c}{f} \right) \right] \right]} \quad (15)$$

Approximating (16) by elimination of small terms and rearranging, we find:

$$TL \approx 20 \log \frac{wm}{2 \rho c} - 10 \log \frac{\pi}{2 \eta} - \frac{f_c}{f(1-f_c/f)} \quad (16)$$

The expression (16) is totally equal than the one found by JOSSE-LAMURE [3]

Region II $f \neq f_c$

Finding an approximation of f into f_c by third-octave (experimental order) as for to make $\Delta f/f_c \approx 0,25$ we obtain from (16):

$$TL \approx 20 \log \omega_m / 2f_c + 10 \log \frac{f}{f_c} / 2\pi \quad (17)$$

which was also derived from JOSSE-LAMURE

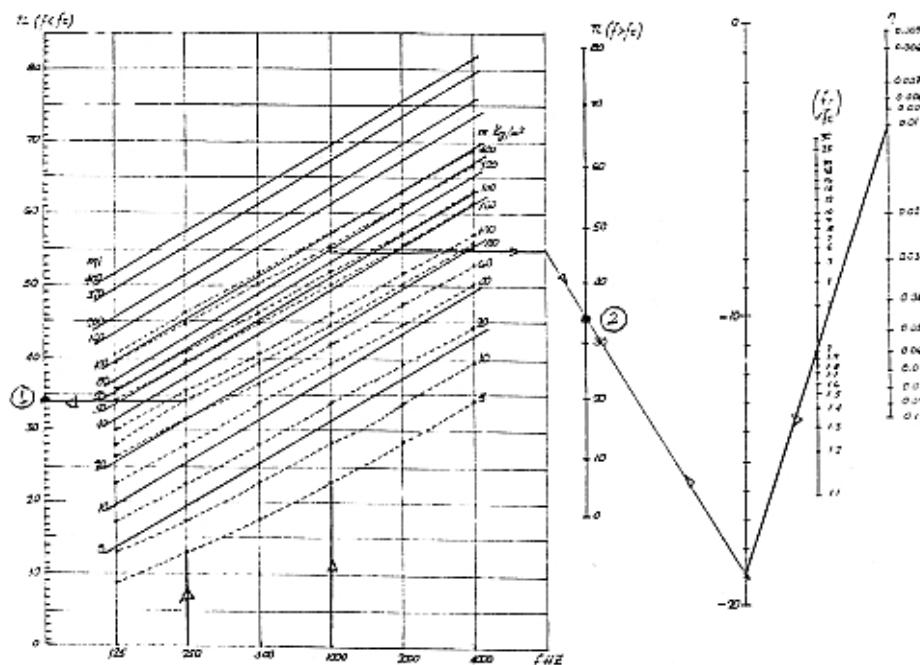
2. NOMOGRAPH

The results derived from our theory has been applied for elaborating a new acoustical nomograph of practical interest that enable us to calculate the TL by a simple graphical method in whole range of frequencies.

NOMOGRAPH

USING METHOD

(1) $f < f_c, \dots, m$ (2) $f > f_c \quad \text{---} \quad m$



Bibliography

- [1] B.G.WATTERS. JASA VOL 31 nº 7 (1959) pág 900
- [2] A.LONDON. J. Research Nat. Bur. of Stand. 42,605 (1949) RP1998
- [3] R. JOSSE-C. LAMURE. ACUSTICA. VOL 14 (1964)
- [4] P. Abellanas. Matemáticas para Fisicos e Ingenieros (1963) Ed. ROMO S.L.
- [*] Pre-thesis work. H.ARAU. Second prize Juan de Vigon Award (1981) of the Instituto Nacional de Técnicas Aeroespaciales "Esteban Terradas".



UNIVERSITAT DE BARCELONA
CENTRE DE PUBLICACIONS
INTERCANVI CIENTÍFIC I EXTENSIÓ UNIVERSITÀRIA

**CONTRIBUCION AL ESTUDIO DE LA ATENUACION SONORA
DE DOBLES Y TRIPLES PAREDES SIMETRICAS Y
ASIMETRICAS, ISOTROPICAS, HOMOGENEAS
Y VISCOELASTICAS.**

Resumen de la Tesis presentada para aspirar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas por
HIGINI ARAU PUCHADES

UNIVERSIDAD DE BARCELONA

Facultad de CIENCIAS FÍSICAS

Tesis Doctoral del Dr. HIGINI ARAU PUCHADES

Tema: CONTRIBUCIÓN AL ESTUDIO DE LA ATENUACIÓN SONORA DE PUEBLOS
Y TRÍPLES PAREDES SIMÉTRICAS Y ASIMÉTRICAS, ISOTROPIAS,
HOMOGENEAS Y VISCOELÁSTICAS

TRIBUNAL DE TESIS

Presidente: Dr. D. JOSE M^A CODINA VIDAL
Profesor CATEDRÁTICO de DEPARTAMENTO ELECTRICIDAD Y ELECTR.
Facultad de CIENCIAS FÍSICAS
Universidad de BARCELONA

Vocales: Dr. D. ANTONIO MORENO ARRANZ
Profesor Investigación LEONARDO TORRES QUEVEDO
Facultad de INSTITUTO DE ACÚSTICA
Universidad de CONSEJO SUPERIOR DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS.

Dr. D. JULIÁN FERNÁNDEZ FERRER
Profesor CATEDRÁTICO de FÍSICA
Facultad de ESCUELA SUPERIOR DE INGENIEROS INDUST.
Universidad de POLITECNICA DE BARCELONA

Dr. D. ALFREDO BONAVIDA ESTUPÍÑA
Profesor Adjunto de ELECTROACÚSTICA
Facultad de ESCUELA SUPERIOR DE INGENIEROS DE TELECM.
Universidad de POLITECNICA DE BARCELONA

Dr. D. MIGUEL VILLARRUBIA LOPEZ
Profesor ADJUNTO de FÍSICA INDUSTRIAL (DPTO. ELECT. Y ELECTR.)
Facultad de CIENCIAS FÍSICAS
Universidad de BARCELONA

Director: Dr. D. MIGUEL VILLARRUBIA LOPEZ
Profesor ADJUNTO de FÍSICA INDUSTRIAL (DPTO. ELECT. Y ELECTR.)
Facultad de CIENCIAS FÍSICAS
Universidad de BARCELONA

Realizada la presentación y lectura de la Tesis, en fecha 7-11-84
obtuvo la calificación de SUBRESALIENTE COMPLAUDE



Barcelona, 22-3-1985

EL DECANO


UNIVERSIDAD DE BARCELONA

**CONTRIBUCION AL ESTUDIO DE LA ATENUACION
SONORA DE DOBLES Y TRIPLES PAREDES
SIMETRICAS Y ASIMETRICAS, ISOTROPICAS,
HOMOGENEAS Y VISCOELASTICAS**

TESIS DOCTORAL

H. Arau Puchades

**DEPARTAMENTO
ELÉCTRICA Y ELECTRÓNICA**

**CATEDRA
FÍSICA INDUSTRIAL**

**DIRECTOR TESIS:
DR. MIGUEL VILLARRUBIA LOPEZ**

1. PRESENTACION, PROPOSITO Y DESARROLLO DEL TRABAJO

1.1. INTRODUCCION

Cuatro puntos fundamentales han marcado las directrices básicas inspiradoras de este trabajo:

1. Elaborar un método de cálculo de la atenuación sonora TI de sistemas de doble y triple pared a partir del fundamento teórico análogo-eléctrico desarrollado anteriormente para paredes simples, infinitas, homogéneas, isotrópicas y viscoelásticas. [1], [2], [3].
2. Búsqueda de expresiones analíticas simplificadas y nomogramas de interés práctico.
3. Permitir al Técnico y al Arquitecto usuarios de la Acústica, por razones de diseño, efectuar juicios cualitativos y cuantitativos del valor del TI para cualquier combinación de paredes.
4. Efectuar estudio de concordancia teórico experimental del método propuesto; y asimismo estudio comparativo con otras teorías y conclusiones experimentales emitidas por otros investigadores.

1.2. RESUMEN SINTETICO DEL FUNDAMENTO TEORICO DEL ESTUDIO

El método general de cálculo de la atenuación sonora TI por aplicación del sistema de las analogías electro-acústicas, se fundamenta en hallar la solución de la Ley de OHM del circuito, de que se trate, teniendo presente en todo momento el distinto valor de la impedancia de panel de CREMER para las distintas regiones de la frecuencia.

Hallándose finalmente la relación entre la potencia sonora radiada por la pared a la sala receptora W con respecto a la incidente W_i ($W_{m=0}$) en condiciones de estado difuso,

En virtud del procedimiento de cálculo apuntado nosotros mostramos a continuación la impedancia de panel de CREMER en las distintas regiones de la frecuencia:

REGION I :

$$\tilde{Z}_p = j\omega m \text{ para } f \ll f_c$$

$$\tilde{Z}_p = j\omega m \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \operatorname{sen}^2 \varphi \right] \text{ para } f < f_c$$

en este caso $\operatorname{sen}^2 \varphi \approx 1$.

REGION II :

$$f \approx f_c$$

$$\tilde{Z}_p = \omega m l$$

REGION III :

$$f > f_c$$

$$\tilde{Z}_p = \omega m l \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \operatorname{sen}^4 \varphi + j\omega m \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \operatorname{sen}^4 \varphi \right]$$

El proceso matemático de cálculo de la attenuación sonora TL generalizado a cualquier sistema de combinación de paredes cubrirá las siguientes etapas, [1] :

1. Hallar la ecuación fundamental del circuito electroacústico.
2. Sustituir los valores de las distintas impedancias teniendo presente el \tilde{Z}_p de la región de la frecuencia considerada.
3. Cálculo de la admittance de la pared colindante con la sala receptora.

4. Cálculo del módulo cuadrático de la admisión de la pared.

5. Cálculo de la potencia sonora radiada por unidad de área de pared en estado difuso:

$$W = \int_0^{\pi/2} |\tilde{v}_1|^2 2\pi \sin \phi \frac{\rho_c}{\cos \phi} d\phi$$

6. Cálculo de la transmisividad sonora $\tau = W/W_i$

(W_i : Potencia sonora incidente)

7. Cálculo del TL : $TL = 10 \log 1/\tau$

1.2. GENESIS DEL ESTUDIO

En el capítulo 1 desarrollaremos nuestra teoría fundamental de paredes simples que se convertirá en el pilar en donde se asentarán las bases de nuestra teoría básica de la atenuación sonora de dobles y triples paredes que es el objeto de nuestro estudio actual.

En el capítulo 2 presentaremos la teoría de cuadripolos concentrados y líneas eléctricas conectados a nuestro problema de la cavidad de aire, del que se formula un modelo coherente con los resultados hallados por L. BERANEK [15], quedando así enunciada la posibilidad de introducción de material absorbente fibroso en el interior de la cámara de aire.

En el capítulo 3 desarrollaremos la primera parte de nuestra teoría básica abordando el tema de la atenuación sonora de dobles paredes simétricas y asimétricas, isotrópicas y viscoelásticas.

En el capítulo 4 efectuaremos un estudio comparativo de nuestra teoría con las anteriores debidas a LONDON y R.JOSSE

intentando explicar los puntos de conexión y disconformidad.

A lo largo del capítulo 5 abordaremos la última parte de nuestra teoría básica tratando el tema de la attenuación sonora de triples paredes simétricas y asimétricas, en todo el dominio de la frecuencia.

Finalmente en el capítulo 6 explicaremos el método experimental utilizado, mostrando los resultados hallados y exhibiendo la satisfactoria concordancia teórico-experimental utilizado, mostrando los resultados hallados, y exhibiendo la satisfactoria concordancia teórico-experimental de los casos investigados.

Subsiguiendo al capítulo 6 tendremos el capítulo 7 de conclusiones, en donde haremos un breve repaso y discusión de los resultados hallados teórica y experimentalmente.

| <u>CONTENIDO DEL TRABAJO</u> | <u>PAGINA</u> |
|---|---------------|
| CAPITULO 1: | |
| 1. TEORIA FUNDAMENTAL DE LA ATENUACION SONORA DE PAREDES SIMPLES, ISOTROPICAS Y VISCOELASTICAS | 1 |
| DESARROLLO DE LA TEORIA: | |
| - TRANSMISIVIDAD SONORA Y ATENUACION SONORA TL EN REGION I: $f < f_c$ | 2 a 4 |
| - IDEM REGION III: $f > f_c$ | 4 a 6 |
| - IDEM REGION II : $f \approx f_c$ | 6 a 7 |
| NOMOGRAMA GRAFICO DEL CALCULO DEL TL POR FRECUENCIAS | 7 a 8 |
| CAPITULO 2: | |
| MODELO ANALOGO ELECTRICO DE UNA CAVIDAD DE AIRE | 9 |
| 2.1. INTRODUCCION | 9 |
| 2.2. MODELO ACUSTICO DE UNA CAVIDAD RELLENA CON MATERIAL ABSORBENTE POROSO | 9 |
| 2.3. MODELO DE UNA CAVIDAD DE AIRE | 11 |
| CAPITULO 3: | |
| TEORIA FUNDAMENTAL DE LA ATENUACION SONORA DE DOBLES PAREDES SIMETRICAS Y ASIMETRICAS, ISOTROPICAS Y VISCOELASTICAS | 14 |
| 3.1.1. FACTOR DE TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE PAREDES DOBLES ASIMETRICAS Y SIMETRICAS: $f < f_{c1}$ | 14 a 19 |
| 3.1.2. CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO | 19 a 20 |
| 3.2. FACTOR DE TRANSMISIVIDAD SONORA PARA $f_{c1} < f < f_{c2}$ | 21 |
| 3.3.1. FACTOR DE TRANSMISIVIDAD SONORA PARA : $f_{ci} < f$, ATENUACION SONORA TL | 22 a 24 |
| 3.3.2. CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO | 24 a 25 |
| CAPITULO 4: | |
| CONEXIONES HISTORICAS Y DISCUSION DE TEORIA DE SISTEMAS DE DOBLE PARED | 26 |
| 4.1. INTRODUCCION | 26 a 27 |
| 4.2. DISCUSION Y CONEXION CON LONDON | 28 |

| | <u>PAGINA</u> |
|---|---------------|
| 4.3. DISCUSION Y CONEXION CON JOSSE | 28 a 29 |
| 4.4. FENOMENO DE LA DISIMETRIA | 29 a 30 |
| <u>CAPITULO 5:</u> | |
| TEORIA FUNDAMENTAL DE LA ATENUACION SONORA DE TRIPLES PAREDES SIMETRICAS Y ASIMETRICAS | 31 |
| 5.1. INTRODUCCION | 31 |
| 5.2. TRANSMISIVIDAD SONORA EN LA REGION $r < r_{ci}$ | 31 |
| 5.2.2. CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO | 35 a 37 |
| 5.3. FACTOR DE TRANSMISIVIDAD EN LA REGION $r_{ci} < r$ | 38 a 40 |
| 5.3.2. CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO | 41 |
| 5.4. TRANSMISIVIDAD SONORA EN LAS REGIONES: $r_{c1} < r < r_{c2} < r_{c3}$ $r_{c1} < r_{c2} < r < r_{c3}$ | 41 |
| <u>CAPITULO 6:</u> | |
| ESTUDIO DE CONCORDANCIA TEORICO-EXPERIMENTAL DE LA ATENUACION SONORA POR FRECUENCIAS | 42 a 44 |
| <u>CAPITULO 7:</u> | |
| CONCLUSIONES FINALES, RESUMEN DE APORTACIONES | 45 a 47 |
| BIBLIOGRAFIA | 48 a 50 |

CAPÍTULO I

I. TEORÍA FUNDAMENTAL DE LA ATENUACIÓN SONORA DE PAREDES
SIMPLÉS, ISOTROPICAS Y VISCOELÁSTICAS

DESARROLLO DE LA TEORÍA

En este estudio, publicado anteriormente por nosotros en distintos trabajos [1], [2], [3], [4], trataremos el problema de la pérdida por transmisión sonora, o atenuación sonora TL, mediante el sistema de las analogías electroacústicas, usando las impedancias de pared de CREMER [5].

Supongamos que la excitación sonora de la pared simple se reduzca al estudio del circuito análogo-eléctrico presentado en la figura (1.1). Dando con \tilde{Z}_0 expresamos la impedancia de radiación asociada a la pared $\tilde{Z}_0 = \frac{\rho c}{\cos \theta}$ y con \tilde{Z}_p la impedancia de panel de CREMER.

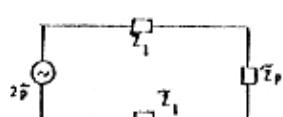


Fig. (1.1)

La ecuación fundamental del circuito es:

$$\frac{\tilde{v}}{\tilde{V}_p} = (\tilde{Z}_p + \frac{2\rho c}{\cos \theta})^{-1} = \frac{\cos \theta}{2\rho c} (\tilde{Z}_p + \frac{\cos \theta}{2\rho c} + 1)^{-1} \quad (1.1)$$

donde \tilde{v} : es la velocidad de vibración del panel tal que

$$\tilde{v}(t) = v e^{j\omega t}$$

θ : es el ángulo de incidencia del sonido.

\tilde{V}_p : excitación sonora.

... f ...

REGION I: $f < f_c$ (f_c : frecuencia crítica)

Nosotros consideramos primeramente el campo de frecuencias inferiores a la frecuencia crítica del panel. En este caso la impedancia \tilde{Z}_p es: $\tilde{Z}_p \approx jwm$, donde m es la masa superficial del panel.

Sustituyendo \tilde{Z}_p en (1.1) obtenemos:

$$\frac{\tilde{v}}{2\tilde{p}} = \frac{\cos \varphi}{2\rho c} \left(\frac{jwm}{2\rho c} \cos \varphi + 1 \right)^{-1}, \quad (1.2)$$

Tomando módulos en esta ecuación tenemos:

$$\left| \frac{\tilde{v}}{2\tilde{p}} \right|^2 = \frac{\cos^2 \varphi}{(2\rho c)^2} \left[\left(\frac{wm}{2\rho c} \cos \varphi \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (1.3)$$

Suponiendo ahora un estado difuso del campo sonoro, seguidamente calcularemos la potencia radiada por unidad de área de la pared como sigue:

$$W = \int_0^{\pi/2} |\tilde{v}|^2 2\pi \sin \varphi \frac{\rho c}{\cos \varphi} d\varphi \quad (1.4)$$

Introduciendo (1.3) en (1.4):

$$W = \frac{2\pi |\tilde{p}|^2}{\rho c} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi \left[\left(\frac{wm}{2\rho c} \cos \varphi \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (1.5)$$

Comparando la ecuación (1.5) con la ecuación (1.6), que es válida para transmisión sonora en ausencia de pared ($m = 0$),

.../...

$$W_{m=0} = \frac{2\pi |\tilde{p}|^2}{\rho c} \int_0^{\pi/2} \cos \phi \sin \phi d\phi = \frac{\pi |\tilde{p}|^2}{\rho c} \quad , \quad (1.6)$$

entonces hallaremos el factor de transmisión o transmisividad sonora τ de la pared:

$$\tau = \frac{W}{W_{m=0}} = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \xi \sin \xi d\xi \left[\left(\frac{w_m}{2\rho c} \cos \xi \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (1.7)$$

Efectuando la conversión de variables $x = \cos \xi$ en la ecuación (1.7) podemos escribir:

$$\tau = 2 \int_0^1 \frac{x dx}{\left(\frac{w_m}{2\rho c} \right)^2 x^2 + 1} \quad (1.8)$$

Integrando la expresión (1.8) hallamos:

$$\tau = \frac{1}{A^2} \ln (A^2 + 1) \quad (1.9)$$

donde: $A = \frac{w_m}{2\rho c}$ (con la notación de LONDON)

Si $TL = 10 \log 1/\tau$, entonces:

$$TL = 20 \log A = 10 \log [\ln (1 + A^2)] \quad (1.10)$$

Esta ecuación es exactamente la misma fórmula que dedujo LONDON [6] de la pérdida por transmisión sonora TL para esta región de frecuencias.

Debe hacerse notar que la relación (1.10) es válida sólo para frecuencias aproximadamente por debajo de una octava de la frecuencia crítica a partir de la cual hasta el entorno de la frecuencia crítica es necesario reemplazar "m" del término A de (1.10) por:

$$m \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \right]$$

REGION III $f > f_c$

En este caso consideraremos el campo de frecuencias situado por encima de la frecuencia crítica de la pared, donde por tanto \tilde{Z}_p es:

$$\tilde{Z}_p = v = \eta \left(\frac{f}{f_c} \right)^4 \operatorname{sen}^2 \varphi + j \times m \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \operatorname{sen}^4 \varphi \right]$$

(1.11)

donde: η es el factor de amortiguamiento

o factor de pérdidas.

Introduciendo (1.11) en la ecuación (1.1) obtenemos:

... / ...

$$\frac{\tilde{v}}{2\tilde{p}} = \frac{\cos\gamma}{2f c} \left\{ \left[1 + \frac{w_m}{2f c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \gamma \cos^2 \gamma \right] + \frac{j w_m}{2f c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^2 \gamma \right] \cos \gamma \right\}^{-1}$$

(1.12)

Tomando módulos y calculando la potencia radiada por la pared, nosotros hemos obtenido el siguiente factor de transmisividad τ :

$$\tau = 2 \int_0^{\pi/2} \cos \gamma \sin \gamma d\gamma \left\{ \left[1 + \frac{j w_m}{2f c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^4 \gamma \cos^2 \gamma \right]^2 + \left[\frac{w_m}{2f c} \left(1 - \frac{f^2}{f_c^2} \sin^2 \gamma \right) \cos \gamma \right]^2 \right\}^{-1}$$

(1.13)

Como el segundo factor de la integral presenta un máximo para γ cuando $\sin^4 \gamma_1 = \left(\frac{f_c}{f} \right)^2$, nosotros podemos aproximar el subintegrando una expansión de TAYLOR de primer orden en el segundo término del denominador, igualando a $\gamma - \gamma_1$ en los restantes términos, e integrando la expresión global entre $-\infty$ y ∞ con respecto a la nueva variable de integración θ : ($\theta = \gamma - \gamma_1$), resulta:

$$\tau = 2 \cos \gamma_1 \sin \gamma_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\theta \left\{ \left[1 + \frac{w_m}{2f c} \cos \gamma_1 \right]^2 + \left[\frac{4w_m}{2f c} \left(\frac{f}{f_c} \right)^2 \sin^3 \gamma_1 \cos^2 \gamma_1 (\theta) \right]^2 \right\}^{-1}$$

(1.14)

Integrando esta última expresión, nosotros obtendremos el siguiente valor exacto de transmisividad sonora τ :

.../...

$$\zeta = \frac{2\eta(1 - \frac{f_c}{f})^{\frac{1}{2}} (\frac{f_c}{f})^{\frac{1}{2}}}{\left[1 + \frac{\omega_m q}{2\rho c} (1 - \frac{f_c}{f})^{\frac{1}{2}} \right] \left[\frac{4\omega_m}{2\rho c} (\frac{f}{f_c})^{\frac{1}{2}} (1 - \frac{f_c}{f}) \right]} \quad (1.15)$$

Aproximando (1.15) por eliminación de pequeños términos y reagrupando, nosotros hallamos:

$$\zeta \approx \left[\left(\frac{\omega_m}{2\rho c} \right)^2 \frac{2q}{\eta} - \frac{f}{f_c} (1 - \frac{f_c}{f}) \right]^{-1} \quad (1.16)$$

Por lo que el TL: $TL = 10 \log \frac{1}{\zeta}$ es:

$$TL \approx 20 \log \frac{\omega_m}{2\rho c} - 10 \log \frac{\eta}{2q} - \frac{f_c}{f(1 - \frac{f_c}{f})} \quad (1.17)$$

Siendo la solución exacta de la attenuación sonora la que obtendríamos por aplicación de la fórmula (1.15).

- La expresión (1.17) es igual a la deducida por JOSSE-LANURE [7] y a la obtenida por L. CREMER [5].

REGION III: $f \geq f_c$

Imaginemos que la frecuencia f considerada difiere de la frecuencia crítica en un intervalo $\Delta f = f - f_c$. Si Δf es suficientemente pequeño podremos considerar que $f \approx f_c$ con lo que la aproximación será válida dentro del orden de medición experimental.

Sí consideramos una aproximación en tercios de octava al valor de la frecuencia crítica, tendremos que $\Delta f/f \approx 0,25$.

Si en la ecuación (1.15) introducimos la igualdad $f = f_c$ dentro del intervalo $\Delta f/f$ obtendremos:

$$TL = 10 \log \left\{ \left[\frac{w_m}{\pi \rho c} \right] \cdot \left[1 + \frac{w_m \eta}{4 \rho c} \right] \right\} \quad (1.18)$$

Efectuando lo mismo sobre la ecuación (1.17) hallaremos la solución aproximada:

$$TL \approx 20 \log \frac{w_m}{2 \rho c} + 10 \log \frac{\eta}{\pi} \quad (1.19)$$

NOMOGRAHA (fig. 1.2)

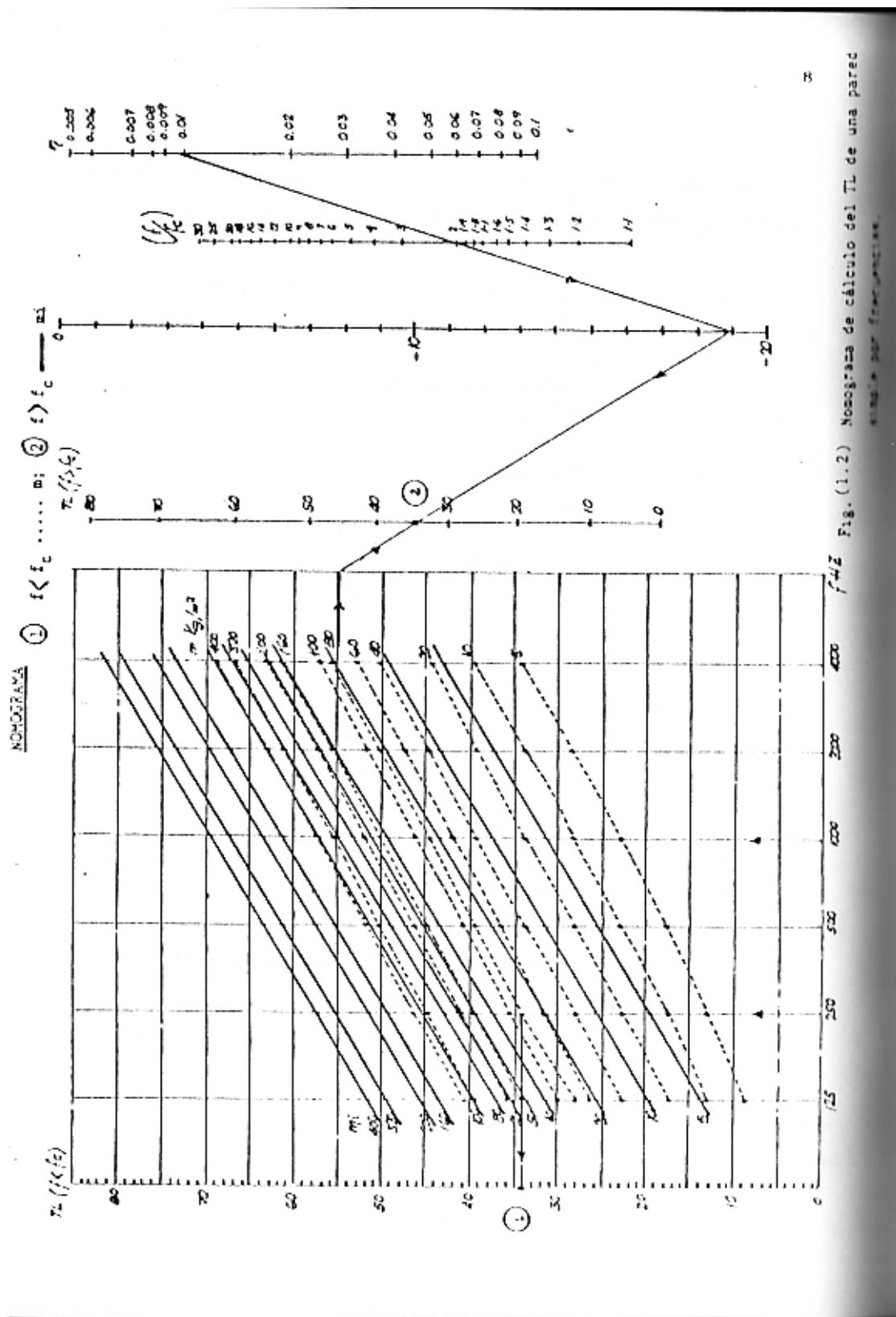
Finalmente los resultados teóricos hallados nos han permitido elaborar un nomograma de interés práctico, que nos permite calcular el TL por métodos gráficos sencillos en todo el campo de frecuencias.

En el mismo se indica:

Con m la masa superficial que debe utilizarse para el cálculo de TL para $f < f_c$: (línea de puntos).

Con m_i la masa superficial que debe utilizarse para el cálculo del TL para $f > f_c$ (ver línea continua).

... / ...



CAPITULO 2

MODELO ANALOGO ELECTRICO DE UNA CAVIDAD DE AIRE

2.1. INTRODUCCION

El objetivo principal de este capítulo es el de desarrollar un modelo acústico de cavidad de aire compatible con el sistema análogo eléctrico introducido en el estudio de la atenuación sonora de paredes simples, que hemos expuesto en el capítulo 1, que asociado al mismo nos permita calcular la solución de la pérdida por transmisión sonora de sistemas generalizados de dobles y triples paredes simétricas y asimétricas.

2.2. MODELO ACUSTICO DE UNA CAVIDAD RELLENA CON MATERIAL ABSORBENTE

POROSO

El objeto de este apartado será desarrollar el modelo análogo eléctrico de una cavidad rellena con material absorbente deduciendo posteriormente el caso de cavidad de aire sin relleno poroso. Primera-mente escribiremos las ecuaciones fundamentales que rigen el comportamiento elástico del material, calculando finalmente el cuadripolo en "T" asociado a la línea de transmisión obtenida de las ecuaciones básicas análogo-eléctricas del sistema acústico actualmente definido.

Las ecuaciones que rigen el movimiento del medio material por la excitación dinámica de una presión sonora son:

$$p = \frac{\partial s}{t} - \frac{\partial s}{\partial x} \quad (\text{Ley de Hooke}) \quad (2.1)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = R \frac{\partial s}{\partial t} + \bar{m} \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} \quad (\text{Ley de Newton}) \quad (2.2)$$

DARCY

donde: R es la resistencia especificada al paso del flujo de aire.

\bar{m} es la porosidad del material y \bar{m} es un término inercial de dimen-siones de densidad que expresará en valor medio la oposición al movimiento de las partículas de aire en el interior de la fibra a causa de los fenómenos anteriormente señalados. Debemos

observar en este caso que $\frac{\partial s}{\partial t} = v$

v es la velocidad de las partículas de aire en el material y Q es el módulo de elasticidad del aire en el interior de los poros del material absorbente.

Suponiendo que las excitaciones dinámicas p son periódicas en el tiempo, tendremos

$$-\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} = \frac{f}{Q} j w \tilde{p}$$

$$-\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = (R + j w \bar{m}) \tilde{v} \quad (2.3)$$

Observando que ambas ecuaciones (2.3) formalmente son equivalentes a las expresiones de una línea de transmisión, calcularemos ahora la impedancia característica Z_0 y la constante de propagación del sistema:

$$Z_0 = (1 - j \frac{R}{w \bar{m}})^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Q \bar{m}}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

$$\gamma = j w \left(\frac{f \bar{m}}{Q} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{1 - \frac{j R}{w \bar{m}}} \quad (2.5)$$

Donde (2.4) y (2.5) son resultados totalmente idénticos a los encontrados por Beranek [15], en la que \bar{m} se hallaba definida por la siguiente expresión:

$$\bar{m} = \rho_0 \left\{ \frac{R^2 / [\rho_m w (1 + \rho_0 / \rho_m) (k-1)]^2 [1 + \rho_m / k \rho_0] + 1 / [1 + \rho_0 / (k-1) / \rho_m]}{1 + R^2 / [\rho_m w (1 + \rho_0 / (k-1) / \rho_m)]^2} \right\} \quad (2.6)$$

donde ρ_0 es la densidad del aire.

ρ_m es la densidad del material.

k es el factor de estructura de Zwicker.

Hallando ahora las ecuaciones del cuadripolo obtendremos los siguientes resultados de las impedancias del sistema en T:

$$\tilde{Z}_1^* = j (Q \bar{m})^{\frac{1}{2}} (1 - j \frac{R}{w \bar{m}})^{\frac{1}{2}} \operatorname{tg} \left[\left(\frac{f \bar{m}}{Q} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{w}{2} (1 - j \frac{R}{w \bar{m}})^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_2^* &= j \left(\frac{Q\bar{m}}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - j \frac{R}{w\bar{m}} \right)^{\frac{1}{2}} \operatorname{tg} \left[\left(\frac{f\bar{m}}{Q} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{w}{2} \left(1 - j \frac{R}{w\bar{m}} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \\ \tilde{Z}_3^* &= -j \left(\frac{Q\bar{m}}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - j \frac{R}{w\bar{m}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\operatorname{sen} \left[\left(\frac{f\bar{m}}{Q} \right)^{\frac{1}{2}} + w \left(1 - j \frac{R}{w\bar{m}} \right)^{\frac{1}{2}} \right]}.\end{aligned}\quad (2.7)$$

2.3. MODELO DE UNA CAVIDAD DE AIRE

Como caso particular que puede deducirse a partir de (2.7), nosotros escribiremos las ecuaciones que definen las impedancias del cuadripolo en "T" asociado a la línea de transmisión de una cavidad de aire:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_1' &= j \frac{Pc}{\cos \varphi} \operatorname{tg} \left(\frac{wL}{2c} - \cos \beta \right) \\ \tilde{Z}_2' &= j \frac{Pc}{\cos \varphi} \operatorname{tg} \left(\frac{wL}{2c} - \cos \beta \right) \\ \tilde{Z}_3' &= -j \frac{Pc}{\cos \varphi} \frac{1}{\operatorname{sen} \left(\frac{wL}{2c} - \cos \beta \right)}\end{aligned}\quad (2.8)$$

Siendo las impedancias reducidas, por el ángulo de incidencia del sonido, las que seguidamente escribimos:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_1 &= \tilde{Z}_1' \cos \varphi = j P c \operatorname{tg} \beta \\ \tilde{Z}_2 &= \tilde{Z}_2' \cos \varphi = j P c \operatorname{tg} \beta \\ \tilde{Z}_3 &= \tilde{Z}_3' \cos \varphi = -j P c \frac{1}{\operatorname{sen} 2\beta}\end{aligned}\quad (2.9)$$

donde $\beta = \left(\frac{\pi L}{2c} \right) \cos \phi$

L = Espesor de la cavidad de aire.

A continuación en la figura (2.1) representamos el circuito eléctrico del modelo de cavidad, y en la figura (2.2) la comparación de las impedancias de cavidad con respecto a las del panel Z_p

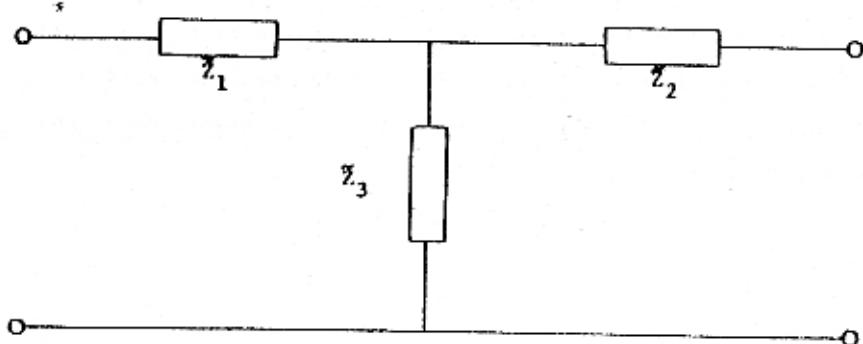
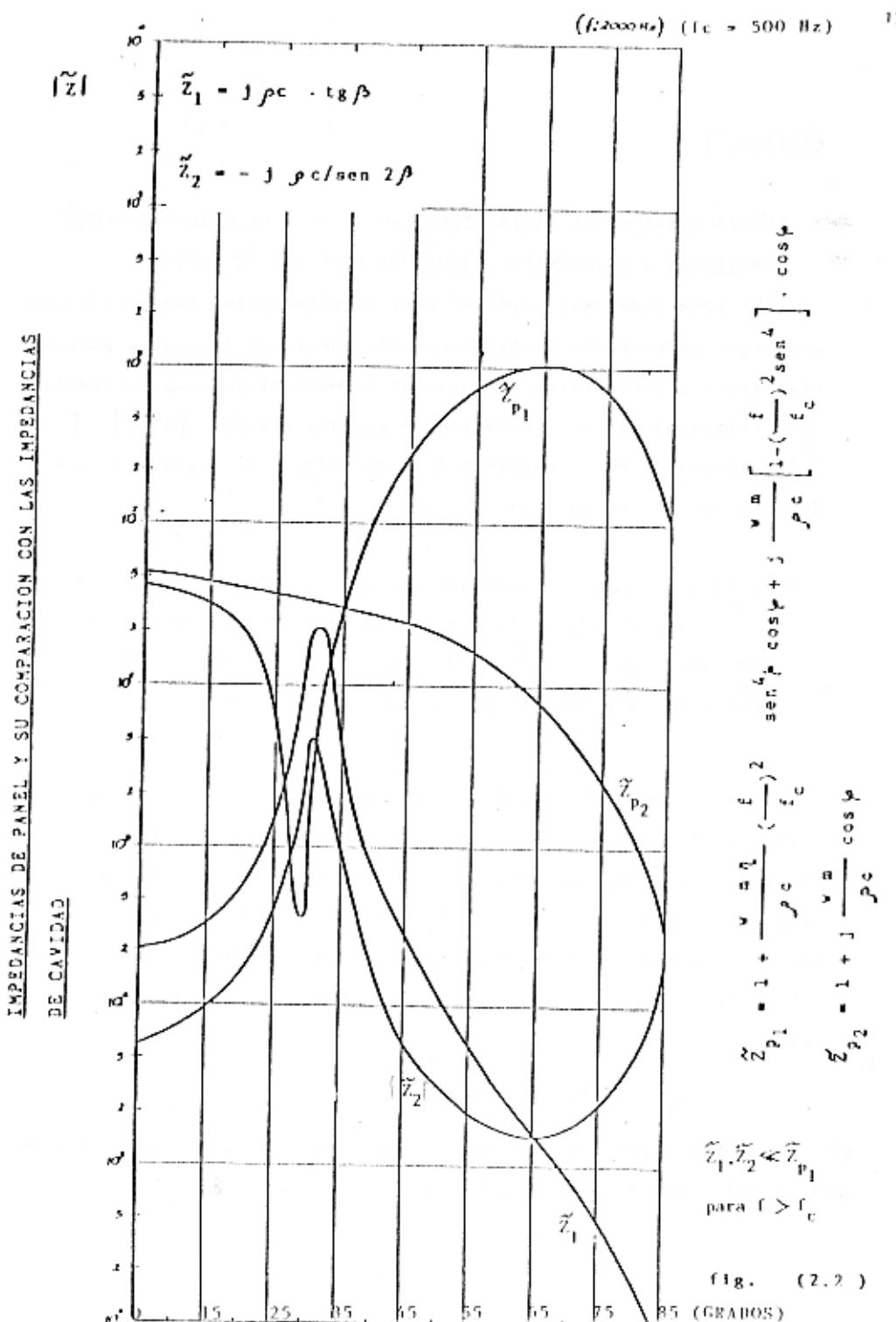


Fig. (2.1)

.../...



CAPITULO 3

3. TEORIA FUNDAMENTAL DE LA ATENUACION SONORA DE DOBLES PAREDES SIMETRICAS Y ASIMETRICAS, ISOTROPICAS Y VISCOELASTICAS

El objeto de este capítulo será establecer las bases teóricas que rigen la conducta de la atenuación sonora TL de dobles paredes simétricas y asimétricas fundamentados sobre el esquema matemático que utilizamos en nuestra teoría de paredes simples, [1], [2] y [3], incluida en el capítulo 1, y el modelo de cavidad de aire desarrollado en el capítulo 2.

3.1.1. EL FACTOR DE TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE PAREDES DOBLES ASIMETRICAS Y SIMETRICAS EN LA REGION DE FRECUENCIAS POR DEBAJO DE LA FRECUENCIA CRITICA . $f < f_{c1}$. CONSIDERACIONES ACERCA DE LA PERDIDA POR TRANSMISION SONORA TL

Consideremos el caso de dos paredes de distinta masa superficial (paredes asimétricas) o de igual masa superficial (paredes simétricas) separadas por una cavidad de aire de espesor L. En la región de frecuencias consideradas contenidas por debajo de la frecuencia crítica de las paredes, sabemos que las impedancias de panel obedecen a un comportamiento inductivo dado por la siguiente ecuación:

$$\tilde{Z}_{p_1} = j\omega m_i; \quad i = 1,2 \quad (3.1)$$

Sabiendo que las impedancias que definen el comportamiento análogo-eléctrico de la cavidad de aire (ver ecs. 2.8) son:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_1 &= j \rho c \operatorname{tg} \beta \\ \tilde{Z}_2 &= j \rho c \operatorname{tg} \beta \\ \tilde{Z}_3 &= -j \rho c \frac{1}{\operatorname{sen} 2\beta}\end{aligned}$$

$$\text{donde } \beta = \left(\frac{\pi L}{2c} \right) \cos \varphi$$

y viendo que las impedancias \tilde{Z}_1 y \tilde{Z}_2 son iguales, en lo sucesivo abreviaremos la nomenclatura del sistema de ecuaciones con las siguientes denominaciones:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_1 &= \tilde{Z}_2 = \tilde{Z}_1 = j \rho c \operatorname{tg} \beta \\ \tilde{Z}_3 &= \tilde{Z}_2 = -j \rho c \frac{1}{\operatorname{sen} 2\beta} \quad (3.2)\end{aligned}$$

Asimismo asociando en serie la impedancia de radiación de la impedancia característica del aire con las respectivas impedancias de panel, con la misma nomenclatura \tilde{Z}_{p_i} dada en la ecuación (3.1), obtendremos:

$$\tilde{Z}_{p_i} = j \gamma_{p_i} + \frac{j c}{\cos \varphi}; \quad i = 1, 2 \quad (3.3)$$

En la figura (3.1) representamos el sistema análogo eléctrico de la doble pared simétrica, viendo el de la doble pared simétrica el que obtenemos igualando $\tilde{Z}_{p_1} = \tilde{Z}_{p_2} = \tilde{Z}_p$.

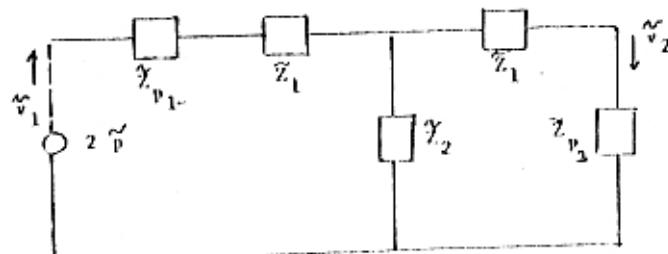


Fig. (3.1) Modelo cuadripolo de un sistema de doble pared.

En la figura anterior representamos con \tilde{v}_1 el estado de vibración de la primera pared enfrentada a la excitación dinámica de la fuente sonora y con \tilde{v}_2 el estado de vibración que se transmite a la segunda pared, continua a la sala receptora, a través del complejo sistema definido por la doble pared.

PAREDES DOBLES ASIMÉTRICAS

CASO $t < f_{c1} < f_{c2}$

Las ecuaciones análogo eléctricas del sistema de la figura (g.1) son:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = (\tilde{Z}_{p1} + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2) \tilde{v}_2 - Z_2 \tilde{v}_1 \\ \frac{\tilde{v}_1}{Z_p} = (\tilde{Z}_{p1} + \tilde{Z}_1 + \frac{\tilde{Z}_2(\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_{p2})}{\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_{p2}})^{-1} \end{array} \right. \quad (3.4)$$

A partir de las cuales se deduce la siguiente expresión fundamental:

$$\frac{\tilde{v}_2}{Z_p} = \frac{\tilde{v}_1}{Z_p} \cdot \frac{\tilde{Z}_2}{\tilde{Z}_{p1} + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2} = \frac{\tilde{Z}_2}{(\tilde{Z}_{p1} + \tilde{Z}_1) (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_{p2}) + \tilde{Z}_2 (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_{p2})} \quad (3.5)$$

Sustituyendo en (3.5) los valores de las impedancias de cavidad \tilde{Z}_1 , \tilde{Z}_2 y el valor de \tilde{Z}_{p1} para $t \ll f_{ci}$ se deduce:

$$\frac{\tilde{v}_2}{Z_p} = -j\rho c \left\{ \left(j\omega_1 \cos \beta + \frac{\rho c}{\cos \gamma} \cos \beta + j\rho c \sin \beta \right) \right. \\ \left. (j\omega_2 \sin \beta + \frac{\rho c \sin \beta}{\cos \gamma} - j\rho c \cos \beta) + \left(j\omega_2 \cos \beta + \frac{\rho c}{\cos \gamma} \cos \beta + \right. \right. \\ \left. \left. j\rho c \sin \beta \right) \left(j\omega_1 \sin \beta + \frac{\rho c \sin \beta}{\cos \gamma} - j\rho c \cos \beta \right) \right\}^{-1}$$

Aplicando la hipótesis de β pequeño, aproximadamente obtendremos:

$$\frac{\tilde{v}_2}{Z_p} \approx -j\rho c \left\{ \left(j\omega_1 + \frac{\rho c}{\cos \beta} + j\rho c \beta \right) (j\omega_2 \beta + \frac{\rho c}{\cos \gamma} \beta - j\rho c) + \right.$$

$$+ \left(j\omega_2 + \frac{\rho c}{\cos \gamma} + j\rho c \beta \right) \left(j\omega_1 \beta + \frac{\rho c}{\cos \gamma} \beta - j\rho c \right) \right\}^{-1}$$

$$\frac{\tilde{v}_2}{2\rho} \approx -j\rho c \left\{ \left(j\omega_1 + \frac{\rho c}{\cos \gamma} \right) \left(-\frac{j\omega_2 uL \cos \gamma}{2c} + \frac{j\rho c uL}{2c} - j\rho c \right) + \right.$$

$$\left. + \left(j\omega_2 + \frac{\rho c}{\cos \gamma} \right) \left(\frac{j\omega_1 uL \cos \gamma}{2c} + \frac{j\rho c uL}{2c} - j\rho c \right) \right\}^{-1} , \quad (3.6)$$

Calculando:

$$\left| \tilde{v}_2 \right|^2 ; \quad W = \int_0^{\pi/2} \left| \tilde{v}_2 \right|^2 2\pi \sin \gamma d\gamma \left(\frac{\rho c}{\cos \gamma} \right), \text{ y comparando}$$

$$\tau = \frac{W}{W_{\infty} = 0} , \text{ siendo } W_{\infty} = 0 = \frac{\rho g^2}{\rho c} \quad (\text{la transmisión sonora en ausencia de pared}), \text{ y eligiendo como nueva variable de integración}$$

$x = \cos \gamma$, resulta:

$$\tau = 2 \alpha^2 \int_0^1 x dx \left\{ \left(1 + \frac{\Lambda \zeta}{2} x - Cx^2 \right)^2 + (\Lambda x - \alpha^2)^2 \right\}^{-1} , \quad (3.7)$$

dónde:

$$\Lambda = \frac{u(\omega_1 + \omega_2)}{\rho c}$$

$$C = \frac{u^2 \omega_1 \omega_2}{(\rho c)^2}$$

$$\alpha^2 = \frac{7c}{uL}$$

PAREDES DOBLES SIMÉTRICAS

CASO $f < f_c$

Las ecuaciones análogo eléctricas que definen el sistema de la figura (3.1) para $\tilde{Z}_{p1} = \tilde{Z}_{p2} = \tilde{Z}_p$ son:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \tilde{V}_2 (\tilde{Z}_p + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2) - \tilde{Z}_2 \tilde{V}_1 \\ \frac{\tilde{V}_1}{2\tilde{p}} = \left(\frac{\tilde{Z}_2 (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p)}{\tilde{Z}_p + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2} \right)^{-1} \end{array} \right. \quad (3.8)$$

A partir de ambas ecuaciones se obtiene la siguiente expresión:

$$\frac{\tilde{V}_2}{2\tilde{p}} = \left(\frac{\tilde{V}_1}{2\tilde{p}} \right) \frac{\tilde{Z}_2}{\tilde{Z}_p + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2} = \frac{\tilde{Z}_2}{(\tilde{Z}_p + \tilde{Z}_1)(\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_p) + \tilde{Z}_2(\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p)} \quad (3.9)$$

Sustituyendo en (2) los valores de las impedancias de cavidad \tilde{Z}_1 y \tilde{Z}_p y \tilde{Z}_2 : $\tilde{Z}_1 = jpc \operatorname{tg} \beta$; $\tilde{Z}_2 = -jpc / \operatorname{sen} 2\beta$. Tomando módulos: $\left| \frac{\tilde{V}_2}{2\tilde{p}} \right|$

Calculando la potencia sonora radiada por la pared en estado difuso:

$$W = \int_0^{\pi/2} |\tilde{V}_2|^2 2 \pi \operatorname{sen} \varphi d\varphi \left(\frac{pc}{\cos \varphi} \right)$$

y comparándola con la potencia transmitida en ausencia de pared

$$W_{a=0} = \frac{\pi p^2}{pc}, \quad T = \frac{W}{W_{a=0}}, \quad \text{resulta integrando para todos los Ángulos}$$

de incidencia entre 0 a $\pi/2$:

$$T = 2 \alpha^2 \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \operatorname{sen} \varphi d\varphi \cdot \left[\left(\frac{um \cos \varphi}{pc} \right)^2 + 1 \right]^{-1} \cdot \left[\left(\frac{um \cos \varphi}{pc} - \frac{2c}{ul} \right)^2 + 1 \right]^{-1}$$

Realizando el cambio de variable $x = \cos \varphi$, obtenemos:

$$T = 2 \alpha^2 \int_0^1 x dx \left[x^2 + 1 \right]^{-1} \cdot \left[(Ax - \alpha^2)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (3.10)$$

$$\text{donde: } A = \frac{um}{pc}$$

$$\alpha = \frac{2c}{ul}$$

Resolviendo la integral de (3.10) encontraremos el siguiente resultado:

$$\tau = \frac{2\omega^2}{\omega^2 + 4} \left[\frac{1}{2} \ln(\lambda^2 + 1) - \frac{2}{\lambda^2 \omega} \operatorname{tg}^{-1} \lambda - \frac{1}{2\lambda^2} \ln \frac{[(\lambda - \omega)^2 + 1]}{\omega^2 + 1} \right] - \frac{1}{\lambda^2} \left[\omega - \frac{2(\omega^2 + 1)}{\omega} \right], \quad \left[\operatorname{tg}^{-1}(\lambda - \omega) + \operatorname{tg}^{-1}\omega \right] \quad (3.11)$$

3.1.2. CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO

Para todos los casos analizado se obtiene:

Punto 1: Alejados de la zona de resonancia observamos que si doblamos la masa de un sistema de doble pared simétrica la atenuación sonora aumenta en 6 dB aproximadamente.

Punto 2: Si duplicamos la masa superficial de una de las paredes de una pared doble asimétrica, entonces la atenuación sonora aumenta de 1 a 7 dB, alcanzando este último valor para altas frecuencias, y dependiendo de la masa que se duplique sea la menor o la mayor. Alcanzándose los valores inferiores en el caso de la masa menor y los superiores para la mayor.

Punto 3: Si duplicamos la cavidad de aire a igualdad de las masas superficiales del sistema de doble pared simétrica y asimétrica, entonces la atenuación sonora aumentará entre 3 dB a 6 dB de forma creciente con la frecuencia.

Punto 4: La combinación de paredes asimétricas, a igualdad de masa superficial total y espesor de cavidad de aire, ofrecen mayor atenuación, que una doble pared

.../...

simétrica, cuanto mayor sea la disimetría de las masas. (Este efecto jamás había sido observado posiblemente porque las diferencias son ligeras, aunque no despreciables, y se pudieran interpretar como errores dentro del orden experimental) [25].

Punto 5: La dependencia del incremento de la atenuación sonora con la frecuencia por debajo de la frecuencia límite dada por $(c/2L)$ presenta pendiente de 9 a 10 dB por octava, siendo el incremento en la región superior a la frecuencia límite de 12 a 13 dB por octava aproximadamente.
Si bien este extremo parece ser se había probado experimentalmente no se había nunca deducido a nivel teórico[26].

Como síntesis ilustrativa de los puntos mencionados de interés para el diseño acústico arquitectónico representamos esquemáticamente a continuación en la figura (3.2) las leyes gráficas que obedecen los incrementos del TL respecto a la frecuencia:

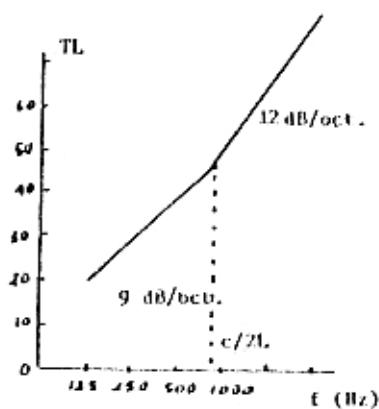


Figura (3.2)

3.2 EL FACTOR DE TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE DOBLES PAREDES ASIMÉTRICAS EN LA REGIÓN DE FRECUENCIAS POR ENCIMA DE LA PRIMERA FRECUENCIA CRÍTICA $f_{c1} < f < f_{c2}$.

3.2.1 TRANSMISIVIDAD SONORA

El caso que a continuación contemplaremos no tiene un equívoco paralelo en el caso de las dobles paredes simétricas, ya que si ser ambas paredes iguales no existe una primera frecuencia crítica como sucede en el caso de las paredes asimétricas.

Es por esto que la ecuación fundamental del sistema adquiere el siguiente aspecto formal:

$$\frac{\tilde{v}_2}{2 \tilde{p}} = \frac{\tilde{z}_2}{\tilde{z}_{p_1} (\tilde{z}_1 + \tilde{z}_2 + \tilde{z}_{p_2})} \quad (3.12)$$

A partir de la cual se deduce el siguiente valor del factor de transmisividad en campo difuso:

$$\tau = 2 \alpha^2 \left(1 - \frac{f_{c1}}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_{c1}}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{A} \frac{1}{CA + B} \quad (3.13)$$

$$\text{donde: } A = 1 + \frac{4 \pi m_1 v_1}{\rho c} \left(1 - \frac{f_{c1}}{f}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$B = \frac{4 \pi m_1}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c1}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{f_{c1}}{f}\right)$$

$$C = \frac{4 \pi m_2}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c2}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_{c1}}{f}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{f_{c1}}{f}\right)$$

$$\alpha = \frac{2 \alpha}{\pi L}$$

Es importante realizar una corrección de la masa m_2 a partir de la región de frecuencias una octava por debajo de la frecuencia crítica f_{c2} .

3.3 TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE DOBLE PARED ASIMÉTRICA
Y SIMÉTRICA EN LA REGIÓN DE FRECUENCIAS POR ENCIMA DE LAS FRE-
CUENCIAS CRÍTICAS: $f_{c_1} < f < f_c$. CONSIDERACIONES ACERCA DE LA PERDIDA
POR TRANSMISIÓN SONORA TL

3.3.1 TRANSMISIVIDAD SONORA

Despreciando las impedancias de cavidad \tilde{Z}_1 y \tilde{Z}_2 obtenemos la siguiente ecuación fundamental del circuito; a partir de la expresión (3.5)

$$\frac{\tilde{V}_2}{2\tilde{P}} = \frac{\tilde{Z}_2}{\tilde{Z}_{p_1} \tilde{Z}_{p_2}} \quad (3.14)$$

de la que se deduce sustituyendo en \tilde{Z}_{p_1} y \tilde{Z}_{p_2} las impedancias de panel para $f > f_{c_1}$:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{V}_2}{2\tilde{P}} = & -j\rho c (\sin 2\beta)^{-1} \left(\frac{\cos \beta}{\rho c} \right)^2 \left\{ \left[1 + \frac{u_m 1 \eta_1}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c_1}} \right)^2 \sin^4 \beta \cos \beta \right] + \right. \\ & \left. j \frac{u_m 1}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c_1}} \right)^2 \sin^4 \beta \right] \cos \beta \right\}^{-1} \cdot \left\{ \left[1 + \frac{u_m 2 \eta_2}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c_2}} \right)^2 \sin^4 \beta \cos \beta \right] + \right. \\ & \left. + \frac{j u_m 2}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c_2}} \right)^2 \sin^4 \beta \right] \cos \beta \right\}^{-1} \end{aligned}$$

Tomando módulos $\left| \frac{\tilde{V}_2}{2\tilde{P}} \right|^2$:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\tilde{V}_2}{2\tilde{P}} \right|^2 = & (\sin 2\beta)^{-2} \left(\frac{\cos \beta}{\rho c} \right)^2 \left\{ \left[1 + \frac{u_m 1 \eta_1}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c_1}} \right)^2 \sin^4 \beta \cos \beta \right]^2 \right. \\ & + \left. \left[\frac{u_m 1}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c_1}} \right)^2 \sin^4 \beta \right] \cos \beta \right]^2 \right\}^{-1} \cdot \left\{ \left[1 + \frac{u_m 2 \eta_2}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c_2}} \right)^2 \sin^4 \beta \cos \beta \right]^2 + \right. \\ & \left. \left[\frac{u_m 2}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c_2}} \right)^2 \sin^4 \beta \right] \cos \beta \right]^2 \right\}^{-1} \end{aligned}$$

Calculando la potencia sonora radiada por unidad de área en estado difuso W:

$u = \int_0^{\pi/2} 2 \pi \sin \beta d\beta (\frac{Pc}{\cos \beta})$; y comparando u con $u_{m,0} = \frac{\eta L}{Pc}$ (transmisión sonora en ausencia de pared): $\zeta = \frac{u}{u_{m,0}}$ resulta, al reponiendo $\langle \sin^2 \beta \rangle^2 = \frac{1}{2}$

($\langle \cdot \rangle$ significa valor medio entre 0 a $\pi/2$)

$$\zeta = 16 \int_0^{\pi/2} \cos^3 \beta \sin^2 \beta d\beta \left\{ \left[1 + \frac{\eta_1 L_1}{Pc} \left(\frac{t}{t_{c_1}} \right)^2 \sin^2 \beta \cos \beta \right]^2 + \right.$$

$$+ \left[\frac{\eta_1 L_1}{Pc} \left[1 - \left(\frac{t}{t_{c_1}} \right)^2 \sin^4 \beta \right] \cos \beta \right]^2 \left\}^{-1} + \left\{ \left[1 + \frac{\eta_2 L_2}{Pc} \left(\frac{t}{t_{c_2}} \right)^2 \sin^2 \beta \cos \beta \right]^2 + \right.$$

$$\left. \left[\frac{\eta_2 L_2}{Pc} \left[1 - \left(\frac{t}{t_{c_2}} \right)^2 \sin^4 \beta \right] \cos \beta \right]^2 \right\}^{-1}$$

Expandiendo por TAYLOR en primer orden el subintegrando en el entorno de un ángulo $\beta = \beta_2$, que cumple $\sin^4 \beta_2 = (\frac{t^2}{t_{c_2}^2})^2$, escribiendo $\xi = \beta - \beta_2$ en los otros términos, e integrando la expresión global entre $-\infty$ y ∞ respecto a la nueva variable de integración θ : ($\theta = \xi - \beta_2$), tenemos aproximadamente:

$$\zeta = 16 \cos^3 \beta_2 \sin \beta_2 \int_{-\infty}^{\infty} d\theta \left\{ \left[1 + \frac{\eta_1 L_1}{Pc} \left(\frac{t_{c_2}^2}{t_{c_1}^2} \right) \cos \beta_2 \right]^2 + \right.$$

$$+ \left[\frac{4\eta_1}{Pc} \left(\frac{t^2}{t_{c_1}^2} \right) \sin^3 \beta_2 \cos^2 \beta_2 (\theta) \right]^2 \left\}^{-1} + \left\{ \left[1 + \frac{\eta_2 L_2}{Pc} \cos \beta_2 \right]^2 + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{4\eta_2}{Pc} \left(\frac{t^2}{t_{c_2}^2} \right) \sin^3 \beta_2 \cos^2 \beta_2 (\theta) \right]^2 \right\}^{-1}$$

$$\zeta \approx \frac{\pi t}{EA + CD} = \frac{16}{AD} \left(1 - \frac{t_{c_2}}{t} \right)^{3/2} \left(\frac{t_{c_2}}{t} \right)^{1/2} \quad (3.15)$$

$$\text{donde: } A = 1 + \frac{\eta_1 L_1}{Pc} \frac{t_{c_2}^2}{t_{c_1}^2} \left(1 - \frac{t_{c_2}}{t} \right)^{1/2}$$

$$C = \frac{4\eta_1}{Pc} \left(\frac{t}{t_{c_1}^2} \right) \sqrt{\frac{t_{c_2}}{t}} \left(1 - \frac{t_{c_2}}{t} \right)$$

$$D = 1 + \frac{\eta_2 L_2}{Pc} \left(1 - \frac{t_{c_2}}{t} \right)^{1/2}$$

$$E = \frac{4\eta_2}{Pc} \left(\frac{t}{t_{c_2}^2} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{t_{c_2}}{t} \right)$$

La ecuación (3.15), válida para paredes asimétricas, se reduce al caso simétrico tomando $f_{c_1} = f_{c_2} = f_c$ y $\eta_1 = \eta_2 = \eta$, $m_1 = m_2 = m$, resultando:

$$Z = 8\pi(1 - \frac{f_c}{f})^{3/2} \left(\frac{f_c}{f}\right)^{1/2} (A^3 B)^{-1} \quad (3.16)$$

dónde: $A = 1 + \frac{\nu m}{\rho c} \left(1 - \frac{f_c}{f}\right)^{1/2}$

$$B = \frac{4\nu m}{\rho c} \left(1 - \frac{f_c}{f}\right) \left(\frac{f}{f_c}\right)^{1/2}$$

Efectuando sobre la ecuación (3.16) la aproximación de despreciar el sumando 1 frente al otro término de A, resulta la siguiente expresión del coeficiente de transmisividad:

$$\tau = \frac{2\pi\left(\frac{f_c}{f}\right)}{\left(\frac{\nu m}{\rho c}\right)^4 \eta^3 \left(1 - \frac{f_c}{f}\right)} \quad (3.17)$$

$$TL = 40 \log \frac{\nu m}{\rho c} + 10 \log \frac{\eta^3}{2\pi} \frac{f \left(1 - \frac{f_c}{f}\right)}{f_c} \quad (3.18)$$

Resultado concordante con el emitido por R.JOSSE [22] excepto un término despreciable.

3.3.2. CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO

1. La cavidad de aire no participa sobre el aislamiento acústico, en esta región de frecuencias. Por tanto es de escasa importancia la anchura de la cavidad de aire, ya que el resultado es prácticamente el mismo.

2. No obstante el factor de amortiguamiento si modifica la atenuación sonora.

Así, al duplicar el amortiguamiento intrínseco de las dobles paredes simétricas observamos que la atenuación sonora varía entre 2 a 9 dB incrementándose gradualmente con la frecuencia.

Observamos también que en el caso de dobles paredes asimétricas si duplicamos el factor de amortiguamiento en ambas paredes obtenemos incrementos ascendentes con la frecuencia desde 1 a 6 dB de la atenuación sonora.

3. Al duplicar la masa superficial de una de las paredes a igualdad de factor de amortiguamiento, observamos que se pueden lograr incrementos del TL desde 11dB hasta 17 dB gradualmente ascendente con la frecuencia.

4. En las paredes dobles asimétricas, en el caso de aumentar sólo el amortiguamiento intrínseco a una de las paredes, es preferible hacerlo a la que presente la frecuencia crítica más baja, por ser mucho más efectivo este aumento sobre el TL.

5. Suponiendo que el factor de amortiguamiento se mantuvieren constante en toda la región de la frecuencia, cosa que en realidad no sucede en la práctica, su efecto sería notoriamente mayor a la frecuencia más alejada de la frecuencia crítica.

CAPITULO 4

CONEXIONES HISTORICAS DE NUESTRA TEORIA DE DOBLES PAREDES ISOTROPICAS Y VISCOELASTICAS Y DISCUSION COMPARATIVA ENTRE ELLAS

4.1. INTRODUCCION

La primera teoría fundamental importante que apareció en el mundo fue la emitida por LONDON [21] hacia el año 1950, tratando el tema de la atenuación sonora de dobles paredes simétricas.

LONDON estudió el problema de la propagación de ondas planas incidentes sobre un sistema de doble pared simétrico en condiciones de estado difuso. Esta teoría presenta un inconveniente, y es que ha sido sólo capaz de tratar la atenuación sonora en la región de frecuencias por debajo de la frecuencia crítica, quedando por tanto pendiente de solución la atenuación sonora para las frecuencias superiores a la frecuencia crítica. Otro gran problema que no ha resuelto esta teoría inicial es la de encontrar las soluciones de la atenuación sonora para paredes dobles asimétricas en todas sus regiones de frecuencia.

La segunda teoría importante, pero inferior en sus repercusiones a la de LONDON, es la emitida por R. JOSSE [22] que con un enfoque ondulatorio modal trató con éxito el caso de dobles paredes simétricas para la región de frecuencias por encima de la frecuencia crítica, lo que precisamente LONDON no obtuvo, siendo también muy interesantes sus conclusiones prácticas.

La tercera y la última teoría de importancia es la emitida por PRICE-CROCKER [24] sobre dobles paredes que pueden ser simétricas y asimétricas contemplando además todas las

regiones de la frecuencia. El enfoque SEA en que se basa esta teoría es la de considerar a la energía como una variable dinámica aleatoria independiente, estudiando el balance energético en estado estacionario de la energía y la relación de flujos de un sistema compuesto de varios subsistemas de osciladores acoplados. Un defecto muy importante de esta teoría es la de no observar los problemas de las frecuencias de resonancia de acoplamiento entre paredes, y la de ser la attenuación sonora independiente del espesor de la cavidad de aire para frecuencias por debajo de la crítica, resultado totalmente contradictorio con la experiencia práctica.

Así mismo tenemos que MULHOLLAND-PARBROOK-CUNNINGHS [23] elaboraron una teoría de cálculo del TI en estado difuso de una doble pared simétrica afrontando el tema de la reflexión múltiple del sonido entre paredes de extensión limitada y de tamaño finito, descubriendo que su modelo puede reducirse a obtener los resultados finales de la teoría de LONDON de paredes infinitas para el primer caso enunciado. Esta teoría presenta el inconveniente de ser sólo válida para la región de frecuencias por debajo de la frecuencia crítica.

Por otro lado L.CREMER [25] sin emitir ninguna teoría especial, y trabajando con los resultados emitidos por KOSTEN [6], llegó a probar la existencia del efecto de la distorsión de las dobles paredes asimétricas sobre la attenuación sonora.

Entre los experimentalistas importantes merecen una atención especial SHARP [26] y JONES [27], destacando que SHARP halló experimentalmente la distinta pendiente de la attenuación sonora TI por debajo y por encima de la frecuencia límite.

4.2. DISCUSION Y CONEXION DE LA TEORIA DE LONDON

En la figura (4.1) presentamos un estudio comparativo de los resultados obtenidos del TI por aplicación de nuestro modelo frente a los que se deducen a partir de la teoría de LONDON y los resultados experimentales emitidos por MECHEL-ROYAR [53]. En donde puede observarse fácilmente la mejor concordancia de nuestro modelo con los resultados experimentales, comprobándose también por otro lado la aproximación de resultados teóricos con LONDON en la región de la baja frecuencia.

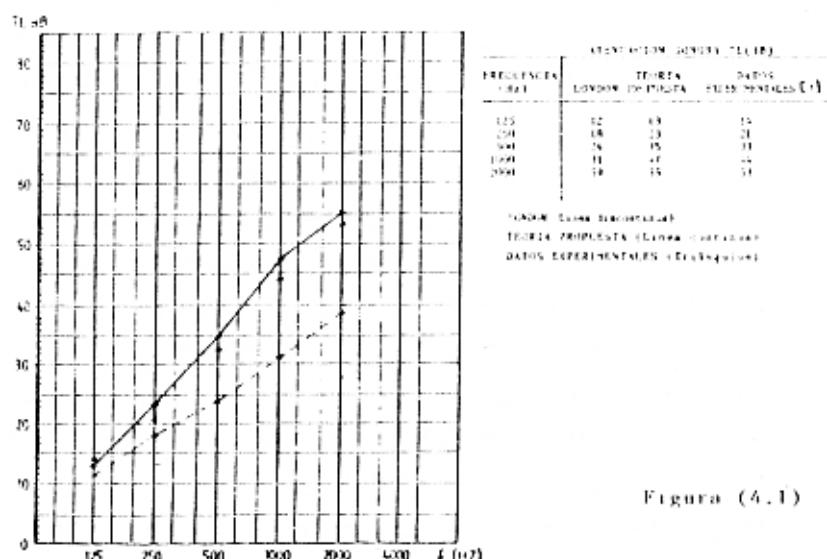


Figura (4.1)

4.3. DISCUSION Y CONEXION CON LA TEORIA DE JOSSE

En relación a la teoría que nosotros emplazamos y la teoría de JOSSE, manifestamos los siguientes puntos de conformidad y disparidad entre ambas:

$$TL_{JOSSE} - TL = 20 \log \operatorname{sen} \frac{\pi L}{c} \quad (4.1)$$

donde TL es el valor de la atenuación sonora deducido a partir de la ecuación (3.18) de nuestro modelo.

A continuación tabularemos la expresión (4.1) con el fin de hallar el orden de discrepancia entre la teoría de JOSSE y la nuestra. La tabulación la efectuaremos para $(\frac{\pi L}{c})$ comprendidas en el rango de valores oscilando desde 0,8 a 2,5 por ser los más usuales dentro de los márgenes de cavidad que tratamos ordinariamente y las frecuencias del sonido que se hallan por encima de la frecuencia crítica de las paredes dentro de la región de frecuencias de aislamiento que consideramos:

| $(\frac{\pi L}{c})$ | DISCREPANCIA (dB) | |
|---------------------|--|--|
| | <u>TL_{JOSSE} - TL_{TEORIA ACTUAL}</u> | |
| 0,8 | -2,89 | |
| 0,9 | -2,12 | |
| 1 | -1,50 | |
| 1,2 | -0,61 | |
| 1,4 | -0,13 | |
| 1,6 | -0,004 | |
| 1,8 | -0,23 | |
| 2 | -0,83 | |
| 2,2 | -1,85 | |
| 2,5 | -4,46 | |

4.4. FENÓMENO DE LA DISIMETRÍA

El problema de la disimetría fue apuntado por primera vez de forma distinta a la nuestra, por L.CREMER

Así pues si imaginamos a una pared simple como el caso más disimétrico de una combinación de doble pared asimétrica, tendremos, para el caso particular de $L=10$ cm y las masas superficiales que a continuación exponemos, los siguientes valores de la attenuación sonora por frecuencias:

| m_1 | m_2 (kg/m^2) | 125 | 250 | 500 | 1000 | FRECUENCIA DE RESONANCIA (Hz) |
|-------|----------------------------------|------|------|------|------|-------------------------------|
| 30 | 30 | 17,8 | 27,3 | 37,9 | 50,1 | 48,5 |
| 40 | 20 | 18,3 | 27,7 | 38,3 | 50,7 | 51,5 |
| 50 | 10 | 19,2 | 28,5 | 38,3 | 50,1 | 65,1 |
| 59 | 1 | 25 | 28,8 | 37,9 | 49,1 | 189,5 |
| 59,9 | 0,1 | 26 | 31,5 | 38,1 | 47,9 | 594,7 |
| 60 | -- | 26,1 | 31,4 | 36,9 | 42,2 | -- |

De lo que es obvio deducir a igualdad de masa superficial total y espesor de cavidad en la región de frecuencia comprendida entre la frecuencia de resonancia y la frecuencia crítica de la pared, que el efecto de la disimetría produce un incremento de la attenuación sonora frente al caso simétrico. Incremento que puede considerarse dentro del orden del error experimental pero que en el fondo no es despreciable conceptualmente.

CAPITULO 5

5. TEORIA FUNDAMENTAL ACERCA DE LA ATENUACION SONORA DE TRIPLES PAREDES SIMETRICAS Y ASIMETRICAS

5.1 INTRODUCCION

En este capítulo desarrollaremos nuestra teoría abordando el caso de la atenuación sonora de triples paredes simétricas y asimétricas, isotrópicas y viscoelásticas. El tratamiento matemático utilizado se fundamenta en el modelo analógico-eléctrico introducido en los capítulos 1, 2 y 3 de esta memoria.

5.2 TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE TRIPLES PAREDES ASIMETRICAS Y SIMETRICAS EN LA REGION DE FRECUENCIAS POR DEBAJO DE LA FRECUENCIA CRITICA $f < f_{c1} < f_{c2}$. CONSIDERACIONES ACERCA DE LA PERDIDA POR TRANSMISION SONORA TL

5.2.1 TRANSMISIVIDAD SONORA

El esquema análogo-eléctrico que define el problema acústico de la triple pared asimétrica se halla representado en la figura (5.1) que a continuación exponemos:

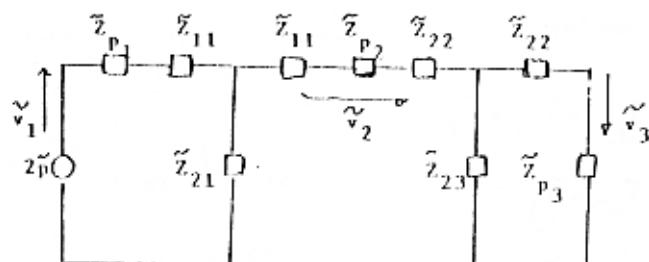


Fig. (5.1) Analogía electro-acústica de un

Donde \tilde{Z}_{p_i} definimos las impedancias de panel del siguiente modo:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_{p_1} &= j \omega m_1 + \frac{\rho c}{\cos \varphi} \\ \tilde{Z}_{p_2} &= j \omega m_2 + \frac{\rho c}{\cos \varphi} \\ \tilde{Z}_{p_3} &= j \omega m_3 + \frac{\rho c}{\cos \varphi}\end{aligned}\quad (5.1)$$

Los términos \tilde{Z}_{11} , \tilde{Z}_{21} son las impedancias que definen la primera cavidad, siendo las correspondientes a la segunda cavidad \tilde{Z}_{22} y \tilde{Z}_{23} . A continuación indicamos el valor de las impedancias de cavidad suscitado por el modelo desarrollado en la sección 2.3:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_{11} &= j \rho c \operatorname{tg} \beta_1 \\ \tilde{Z}_{21} &= - j \rho c / \operatorname{sen} 2 \beta_1 \\ \tilde{Z}_{22} &= j \rho c \operatorname{tg} \beta_2 \\ \tilde{Z}_{23} &= - j \rho c / \operatorname{sen} 2 \beta_2 \\ \beta_1 &= \left(\frac{\omega L_1}{2 c} \right) \cos \varphi \\ \beta_2 &= \left(\frac{\omega L_2}{2 c} \right) \cos \varphi\end{aligned}\quad (5.2)$$

Es evidente que en el caso de pared simétrica deben cumplirse las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_{p_1} &= \tilde{Z}_{p_2} = \tilde{Z}_{p_3} = \tilde{Z}_p \\ \tilde{Z}_{11} &= \tilde{Z}_{22} = \tilde{Z}_1 \\ \tilde{Z}_{21} &= \tilde{Z}_{23} = \tilde{Z}_2\end{aligned}\quad (5.3)$$

TRIPLES PAREDES SIMÉTRICAS
CASO $f < f_c$

Las ecuaciones análogo eléctricas fundamentales que definen el sistema de la figura (5.1) en donde $\tilde{Z}_{11} = \tilde{Z}_{22} = \tilde{Z}_1$ y $\tilde{Z}_{p_1} = \tilde{Z}_{p_2} = \tilde{Z}_{p_3} = \tilde{Z}_p$, son:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{V}_3 (\tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p) - \tilde{V}_1 \tilde{Z}_2 = 0 \\ \tilde{V}_2 (2\tilde{Z}_1 + 2\tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_p) - \tilde{V}_1 \tilde{Z}_2 - \tilde{V}_3 \tilde{Z}_2 = 0 \\ \frac{\tilde{V}_1}{2p} = \left[\frac{(\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p) \tilde{Z}_2}{(\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_p) + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p} \right]^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (5.4)$$

De las que se deduce:

$$\frac{\tilde{V}_3}{2p} = \frac{\tilde{Z}_2^2}{(\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p) \tilde{Z}_2^2 + (2\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p) (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_p) \tilde{Z}_2 + (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p)^2 \tilde{Z}_2 + (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_p) (2\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_p) (\tilde{Z}_1 + \tilde{Z}_2 + \tilde{Z}_p)}$$

Sustituyendo los valores de las impedancias \tilde{Z}_1 , \tilde{Z}_2 obtendremos después de algunas manipulaciones algebraicas de regroupamiento de términos:

$$\frac{\tilde{V}_3}{2p} = \frac{(-jpc)^2}{(\tilde{Z}_p \operatorname{sen} 2\beta - jpc \cos 2\beta) \cdot [\tilde{Z}_p^2 \operatorname{sen} 2\beta - jpc \tilde{Z}_p^2 (2 \cos 2\beta + 1) + (pc)^2 \operatorname{tg} \beta (2 \cos^2 \alpha + 2)]}$$

Efectuando la aproximación $jpc \ll 1$, es:

$$\frac{\tilde{V}_3}{2p} = -(pc)^2 (\tilde{Z}_p^2 \beta - jpc)^{-1} \left[\tilde{Z}_p^2 \beta - jpc \tilde{Z}_p^2 (3 + 4(jpc)^2 \beta) \right]^{-1}$$

Sustituyendo la impedancia de panel \tilde{Z}_p para $f \ll f_c$ y al valor de la β tendremos:

$$\frac{\tilde{V}_3}{2p} = \alpha^2 \frac{1}{2} \frac{\cos \beta}{(pc)^2} \left[j \left(\frac{\omega}{pc} \cos \beta - \frac{1}{2} \alpha' \right) - 1 \right]^{-1} \cdot \left[j \left(\frac{2\omega}{pc} \cos \beta - \frac{3}{2} \alpha' \right) + \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{3}{2} - \frac{\omega}{pc} \alpha' \cos \beta - \frac{\omega^2 \alpha'^2}{(pc)^2} \cos^2 \beta \right) \right]^{-1} \quad (5.5)$$

Tomando módulos en (5.5) y calculando la potencia sonora:

$W (W = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |\tilde{V}_3|^2 2\pi \sin \gamma d\gamma \frac{pc}{\cos \gamma})$; comparando a su vez W con $W_{m=0}$ ($W_{m=0} = \frac{\pi \theta^2}{fc}$) y aplicando la siguiente conversión de variables $x = \cos \gamma$, obtendremos:

$$\tau = \frac{1}{2} \alpha^4 \int_0^1 x dx \left[\left(Ax - \frac{1}{2} \alpha^2 \right)^2 + 1 \right]^{-1} \cdot \left[A^2 x^2 + 1 \right]^{-1} \cdot \left[\left(Ax - \frac{3}{2} \alpha^2 \right)^2 + 1 \right]^{-1} \quad (5.6)$$

$$\text{donde: } A = \frac{\pi \theta}{fc}$$

$$\alpha = \frac{2c}{\lambda}$$

TRIPLES PAREDES ASIMÉTRICAS: $f < f_c$

Las ecuaciones análogas eléctricas que rigen el sistema de la figura (5.1) son:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tilde{v}_1}{2p} &= \left\{ \frac{\left(\tilde{z}_{22} + \tilde{z}_{p_2} \right) \tilde{z}_{23}}{\left(\tilde{z}_{22} + \tilde{z}_{23} + \tilde{z}_{p_1} \right)} + \tilde{z}_{22} + \tilde{z}_{11} + \tilde{z}_{p_2} \right\} \tilde{z}_{21} + \tilde{z}_{11} + \tilde{z}_{p_1} \Bigg\}^{-1} \\ &\quad \left. \begin{aligned} \tilde{v}_3 (\tilde{z}_{23} + \tilde{z}_{22} + \tilde{z}_{p_2}) - \tilde{v}_2 \tilde{z}_{23} &= 0 \\ \tilde{v}_2 (\tilde{z}_{11} + \tilde{z}_{22} + \tilde{z}_{21} + \tilde{z}_{23} + \tilde{z}_{p_2}) - \tilde{v}_1 \tilde{z}_{21} - \tilde{v}_3 \tilde{z}_{23} &= 0 \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

De las que se deduce la siguiente ecuación fundamental:

$$\frac{\tilde{v}_1}{2p} - \tilde{z}_{21} \tilde{z}_{23} \left[\left(\tilde{z}_{p_2} + \tilde{z}_{22} + \tilde{z}_{23} \right) \left\{ \left(\tilde{z}_{23} \tilde{z}_{21} - \tilde{z}_{11} \tilde{z}_{21} \right) + \left(\tilde{z}_{p_2} + \tilde{z}_{22} \right) \tilde{z}_{21} \tilde{z}_{11} + \tilde{z}_{p_2}' \right\} \left(\tilde{z}_{11} + \tilde{z}_{21} + \tilde{z}_{23} + \tilde{z}_{p_2} \right) \right]$$

Como resultado de los desarrollos efectuados podemos hallar la τ del sistema de la triple pared asimétrica:

$$\tau = \frac{1}{2} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \int_0^1 \frac{x dx}{\left[\left(Ax - \frac{1}{2} \alpha_2^2 \right)^2 + 1 \right] \left\{ \left[\left(\alpha_1 + \alpha_2 \right) x - \frac{1}{2} \left(2 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) \alpha_2^2 \right]^2 + \left[1 + \left[\frac{\alpha_1}{2} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \right) + \frac{\alpha_2}{2} \right] \right. \right.} \\ \left. \left. \cdot \alpha_1' x - \alpha_1 \alpha_2^2 \right] \right\}^{-1} \quad (5.8)$$

dónde:

$$A_1 = \frac{v a_1}{\rho c}$$

$$A_2 = \frac{v a_2}{\rho c}$$

$$A_3 = \frac{v a_3}{\rho c}$$

$$\alpha_1 = \frac{2 c}{v L_1} \quad \alpha_2 = \frac{2 c}{v L_2}$$

5.2.2 CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO

1) Se mantienen las conclusiones formales siguientes

acerca de la pendiente de la atenuación:

Para : $f < \frac{1}{2} f_L$ 12 a 13 dB/octava

Para : $\frac{1}{2} f_L < f < f_L$ 15 a 16 dB/octava

Para : $f > f_L$ 18 a 19 dB/octava

2) A igualdad de frecuencia, si duplicamos la masa superficial de las paredes, manteniendo el espesor de las cavidades, la atenuación sonora aumentará en 6 dB.

3 a) A igualdad de frecuencia y de masa superficial tenemos que al duplicar la segunda cavidad L_2 , más próxima a la sala receptora, se producirán unos incrementos de la atenuación sonora de 4 a 6 dB oscilando del mínimo al máximo en función de que ascendamos de frecuencia.

3 b) Si lo que duplicamos es la primera cavidad L_1 , más próxima a la sala fuente, entonces la atenuación sonora no aumenta en la región de la baja frecuencia, situada por debajo de 500 Hz, produciéndose, a partir de esta frecuencia un suave ascenso de la atenuación sonora con la frecuencia desde 2 dB

En conclusión respecto a este punto 3) observamos que el efecto de aumentar la cavidad L_2 son muy superiores a los de la cavidad L_1 , sobre todo en la región de la baja frecuencia, en donde aumentar la cavidad L_1 no reporta ningún beneficio sobre la atenuación sonora.

CASO TRIPLES PAREDES ASIMÉTRICAS

En este caso tenemos, que a igualdad de masa superficial total m_T : ($m_T = m_1 + m_2 + m_3$) se cumple que:

1) El efecto de disimetría es importante, y no todas las combinaciones son buenas, así pues en la combinación $m_2 > m_1 + m_3$ si $m_1 > m_3$ entonces la atenuación sonora de la triple pared es mala. Por tanto no es bueno intercalar una pared pesada entre dos ligeras, ni entre una pared semipesada y otra ligera.

2) Tampoco presentan una atenuación sonora adecuada las combinaciones de pared que verifican las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}m_1 &\geq m_2 + m_3 \text{ , si } m_2 > m_3 \\m_1 &\leq m_2 + m_3 \text{ , } m_1 \approx m_2\end{aligned}$$

3) La solución ideal para obtener un gran aislamiento acústico son las que presentan máxima disimetría.

Cuando L_1 y L_2 son inferiores a 20 cm:

$$\begin{aligned}m_1 &\gg m_2 + m_3 \text{ , } m_2 \approx m_3 \\m_3 &\gg m_1 + m_2 \text{ , } m_1 \approx m_2\end{aligned}$$

Cuando consideramos cavidades iguales o superiores a 20 cm entonces no importa el orden de las paredes, pero si que cumpla la siguiente desigualdad:

$$m_1 \gg m_j + m_k$$

4) Las combinaciones de paredes más estables, o sea que presentan una atenuación sonora buena, aunque inferior a la más disimétrica, son las que verifican las siguientes relaciones:

a) $m_1 \leq m_2 + m_3 \quad m_2 = m_3 \text{ ó } m_2 \neq m_3$

b) $m_3 \leq m_1 + m_2 \quad m_1 = m_2 \text{ ó } m_1 \neq m_2$

COMPARACION DEL TL DE LAS TRIPLES PAREDES CON RESPECTO A LAS DOBLES PAREDES

Comparados los resultados de la atenuación sonora por frecuencias, en la región $f < f_c$, de los sistemas de doble pared y triple pared, llegamos a la conclusión que un sistema de triple pared no es forzadamente superior al de la doble pared, ya que por debajo de las frecuencias límites ambas curvas de aislamiento presentan un perfil similar, siendo por encima de f_L en donde la triple pared presenta, respecto a la doble pared, mayor pendiente de aislamiento. Esto también había sido observado anteriormente por BREKKE [30].

Como en general, en el diseño arquitectónico, no es posible disponer de espacios suficientes, tendremos que será preferible construir una doble pared a una triple, abundando además en ello las razones económicas además de las técnicas.

5.3 FACTOR DE TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE TRIPLE PARED ASIMÉTRICA Y SIMÉTRICA EN LA REGIÓN DE FRECUENCIAS SUPERIORES A LAS CRÍTICAS $f_{c1} < f < f_{c2} < f_{c3} < f$; ($f_c \leq f$):

5.3.1 TRANSMISIVIDAD SONORA : TRIPLES PAREDES SIMPLES ASIMÉTRICAS

Dado que las impedancias de cavidad, ahora, son netamente inferiores a las de panel obtendremos la siguiente ecuación:

$$\frac{\tilde{v}_3}{2\tilde{p}} = \tilde{Z}_{21} \tilde{Z}_{23} (\tilde{Z}_{p_1} \tilde{Z}_{p_2} \tilde{Z}_{p_3})^{-1} \quad (5.9)$$

En la que introduciendo los valores de las impedancias se deduce:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{v}_3}{2\tilde{p}} = & -(\rho c)^2 (\sin 2\beta_1)^{-1} (\sin 2\beta_2)^{-1} \left[\frac{\cos r}{f c} \right]^3 \\ & \cdot \left[1 + \frac{w_m l_1}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c1}} \right)^2 \sin^4 r \cos r + j \frac{w_m l_1}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c1}} \right)^2 \sin^4 r \right] \cos r \right]^{-1} \\ & \cdot \left[1 + \frac{w_m l_2}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c2}} \right)^2 \sin^4 r \cos r + j \frac{w_m l_2}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c2}} \right)^2 \sin^4 r \right] \cos r \right]^{-1} \\ & \cdot \left[1 + \frac{w_m l_3}{\rho c} \left(\frac{f}{f_{c3}} \right)^2 \sin^4 r \cos r + j \frac{w_m l_3}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{f}{f_{c3}} \right)^2 \sin^4 r \right] \cos r \right]^{-1} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Por lo que:

1. Hallando módulos en (5.10)
2. Calculando la potencia sonora W radiada por unidad de área de pared en estado difuso.
3. Determinando la relación $Z = \frac{W}{W_{m=0}}$ ($W_{m=0}$ es la potencia transmitida en ausencia de paredes).

4. Expandiendo por Taylor en primer orden el sub-integrando en el entorno de un Ángulo $\beta = \beta_3$ que cumple son⁴ $\beta_3 = (\frac{c_3}{f})^2$, escribiendo $\beta = \beta_3$ en los otros términos e integrando la expresión global entre $-\infty$ a ∞ respecto a la nueva variable de Integración θ : $(0 - \beta - \beta_3)$, obtendremos:

$$\begin{aligned} z = 32 \eta (1 - \frac{\epsilon_{c_3}}{t})^{5/2} (\frac{\epsilon_{c_3}}{t})^{\frac{1}{2}} & \left[\frac{B^3}{A(A^2B^2 - B^2C^2)(F^2A^2 - B^2E^2)} + \right. \\ & \left. + \frac{B^3}{C(B^2E^2 - C^2F^2)(A^2B^2 - B^2C^2)} + \frac{F^3}{E(B^2E^2 - A^2F^2)(E^2B^2 - C^2F^2)} \right] \end{aligned}$$

(5.11)

donde:

$$A = 1 + \frac{\omega m_1 \ell_1}{f c} \left(\frac{\epsilon_{c_3}}{\epsilon_{c_1}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_3}}{t} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$B = \frac{4 \omega m_1}{f c} \left(-\frac{\epsilon f c^3}{\ell_1^2} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_{c_3}}{f}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_3}}{t} \right)$$

$$C = 1 + \frac{\omega m_2 \ell_2}{f c} \left(\frac{\epsilon_{c_3}}{\epsilon_{c_2}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_3}}{t} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$D = \frac{4 \omega m_2}{f c} \left(-\frac{\epsilon f c_3}{\ell_2^2} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_{c_3}}{f}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_3}}{t} \right)$$

TRIPLES PAREDES SIMÉTRICAS

CASO $f > f_c$

Si en la ecuación análoga eléctrica blanca suponemos Z_1 y Z_2 despreciables frente a la impedancia del panel Z_p , obtendremos la siguiente ecuación fundamental del sistema:

$$\frac{\tilde{V}_3}{Z_p} = \frac{1}{2} \frac{\tilde{Z}_2}{\tilde{Z}_p} \tilde{Z}_p^3 = -(\rho c)^2 (\sin 2\beta)^2 \frac{\tilde{Z}_p^3}{Z_p} \quad (5.12)$$

Introduciendo el valor general de la impedancia de panel Z_p para $f > f_c$ en (5.12) resulta:

$$\frac{\tilde{V}_3}{Z_p} = -(\rho c)^2 (\sin 2\beta)^2 \frac{\cos^3 \gamma}{(\rho c)^3} \left\{ \left[1 + \frac{u_m}{\rho c} \left(\frac{t}{t_c} \right)^2 \sin^4 \gamma \cos \gamma \right] + j \frac{u_m}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{t}{t_c} \right)^2 \sin^4 \gamma \right] \cos \gamma \right\}^{-2}$$

Calculando ahora la potencia radiada por la pared en estado difuso W :

$(W = \int_0^{n/2} |\tilde{V}_3|^2 2\pi \sin \gamma d\gamma \cdot \frac{\rho c}{\cos \gamma})$, comparando este valor con la potencia transmitida en ausencia de pared $u_{m=0}$ para todos los ángulos de integración, hallaremos:

$$T = R \langle \sin 2\beta \rangle^{-4} \int_0^{n/2} \cos^5 \gamma \sin \gamma d\gamma \left\{ \left[1 + \frac{u_m t}{\rho c} \left(\frac{t}{t_c} \right)^2 \sin^4 \gamma \cos \gamma \right]^2 + \left[\frac{u_m}{\rho c} \left[1 - \left(\frac{t}{t_c} \right)^2 \sin^4 \gamma \right] \cos \gamma \right]^2 \right\}^{-3}$$

Observando que el segundo sumando del denominador del subintegrando presenta un signo para un ángulo γ_1 que verifica la condición $\sin^2 \gamma_1 = \left(\frac{u_m t}{\rho c} \right)^2$, podemos efectuar un desarrollo por TAYLOR en primer orden para el segundo término del denominador, suponiendo $\gamma = \gamma_1$ en los otros términos, e integrando la expresión global entre $-\pi/2$ y $\pi/2$ respecto a la nueva variable de integración θ : ($\theta = \gamma - \gamma_1$), obteniéndose la siguiente expresión:

$$T = \frac{64}{3} \cos^3 t_c \sin \gamma_1 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\theta}{\left[A^2 + B^2 \theta^2 \right]^{3/2}} : \langle \sin 2\beta \rangle^{-4} = \frac{8}{3} \\ Z = 8 \pi \left(1 - \frac{t_c}{t} \right)^{5/2} \left(\frac{t_c}{t} \right)^{\frac{1}{2}} (A^2 B)^{-1}, \quad (2) \quad (5.13)$$

$$\text{donde: } A = 1 + \frac{u_m t}{\rho c} \left(1 - \frac{t_c}{t} \right)^{\frac{1}{2}}$$

$$B = \frac{4 u_m}{\rho c} \left(1 - \frac{t_c}{t} \right) \left(\frac{t}{t_c} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Si a partir de la ecuación (5.13) despreciamos en el factor A el término 1 frente al otro, deduciremos la siguiente expresión aproximada del coeficiente de transmisión sonora:

$$T = 2\pi \left(\frac{t_c}{t} \right) \left[\left(\frac{u_m}{\rho c} \right)^2 \left(1 - \frac{t_c}{t} \right) \right]^{-1} \quad (5.14)$$

5.3.2 CONSIDERACIONES PRACTICAS PARA EL DISEÑO ARQUITECTONICO

Como conclusiones prácticas a esta sección tenemos:

1. Las cavidades entre paredes no influencian la attenuación sonora de la triple pared asimétrica ni simétrica.
2. Aquí el amortiguamiento intrínseco tiene un efecto importante pudiéndose conseguir aumentos del TL desde 6 a 13 dB en las triples paredes asimétricas y simétricas, dependiendo ello de la frecuencia considerada.

5.4 TRANSMISIVIDAD SONORA DE UN SISTEMA DE TRIPLE PARED ASIMETRICA

EN LA REGION DE FRECUENCIAS $\epsilon_{c_1} < \epsilon < \epsilon_{c_2} < \epsilon_{c_3}$

$$-\frac{1}{2} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \left(1 - \frac{\epsilon_{c_1}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\epsilon_{c_1}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \pi i \cdot \left[\frac{B^3}{4(A^2 C^2 - B^2)(B^2 A^2 - B^2)} + \frac{C^3}{(C^2 - B^2)(A^2 C^2 - B^2)} + \frac{B^3}{(B^2 - A^2 B^2)(C^2 - B^2)} \right]$$

de ahora los coeficientes son:

$$A = 1 + \frac{\nu n_1 \epsilon_1}{f c} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_1}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad C = \frac{4 \nu n_2}{\rho c} \left(\frac{\epsilon \epsilon_{c_1}}{\epsilon_{c_2}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_1}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad \alpha'_1 = \frac{2 c}{\sqrt{\epsilon_1}}$$

$$B = \frac{4 \nu n_1}{\rho c} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_{c_1}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_1}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad D = \frac{4 \nu n_2}{f c} \left(\frac{\epsilon \epsilon_{c_1}}{\epsilon_{c_3}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_1}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad \alpha'_2 = \frac{2 c}{\sqrt{\epsilon_2}}$$

TRIPLES PAREDES ASIMETRICAS

CASO $\epsilon_{c_1} < \epsilon_{c_2} < \epsilon < \epsilon_{c_3}$

$$\tau = 4 \nu n_2^2 \left(1 - \frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[\frac{B^3}{A(A^2 B^2 - B^2 C^2)(A^2 E^2 - B^2)} + \frac{C^3}{C(B^2 - C^2 E^2)(A^2 B^2 - B^2 C^2)} + \frac{E^3}{(B^2 - A^2 E^2)(B^2 - C^2 E^2)} \right]$$

$$+ \frac{E^3}{(B^2 - A^2 E^2)(B^2 - C^2 E^2)} \Bigg] \quad (5.16)$$

$$A = 1 + \frac{\nu n_1 \epsilon_1}{f c} \left(\frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon_{c_1}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad C = 1 + \frac{\nu n_2 \epsilon_2}{f c} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad E = \frac{4 \nu n_1}{\rho c} \left(\frac{\epsilon \epsilon_{c_2}}{\epsilon_{c_3}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$B = \frac{4 \nu n_1}{\rho c} \left(\frac{\epsilon \epsilon_{c_2}}{\epsilon_{c_1}^2}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad D = \frac{4 \nu n_2}{f c} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_{c_2}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\epsilon_{c_2}}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}} ; \quad \alpha'_2 = \frac{2 c}{\sqrt{\epsilon_2}}$$

CAPÍTULO 6

ESTUDIO DE CONCORDANCIA TEÓRICO-EXPERIMENTAL DE LA ATENUACIÓN SONORA POR FRECUENCIAS

En esta sección incluimos los resultados de las experiencias acústicas efectuadas por aplicación del método de la norma ISO R 140 y su comparación con los resultados hallados en la teoría de los capítulos 1,3 y 5.

Las paredes las analizaremos en tercios de octava, y los casos que estudiaremos son:

1. Ladrillo 50 mm enlucido + cavidad de aire 110 mm + uralita (panel fibrocemento) 5 mm.
2. Cartón yeso 13mm + cavidad de aire 90mm + cartón yeso 13mm.
3. Cartón yeso 15mm + cavidad de aire 90mm + cartón yeso 15mm.
4. Cartón yeso 13mm + cavidad de aire 60mm + cartón yeso 13mm.
5. Cartón yeso 23 mm + cavidad de aire 90mm + cartón yeso 23 mm.
6. Panel madera DM 30 mm + cavidad de aire 140 mm + panel madera DM 10 mm + cavidad de aire 270 mm + panel madera 19 mm.
7. Panel madera dm 30 mm + cavidad de aire 140 mm + panel madera DM 10 mm + cavidad de aire 60 mm + panel madera DM 19 mm.
8. Ladrillo 50 mm enlucido + cavidad aire 110 mm + uralita 5 mm + cavidad aire 245 mm + uralita 5 mm.

Como puede comprenderse por razones de extensión en nuestra memoria nos hemos limitado a incluir sólo los gráficos más representativos.

El cálculo de la atenuación sonora TL teórica se ha efectuado con los valores determinados de los parámetros intrínsecos, habiéndose efectuado pruebas de cada material sobre 10 probetas distintas. Realizando 140 mediciones con el objeto de calcular el módulo dinámico de Young y la frecuencia crítica del material, y 420 mediciones de decaimiento del nivel de vibración a fin de hallar el factor de amortiguamiento de los distintos materiales.

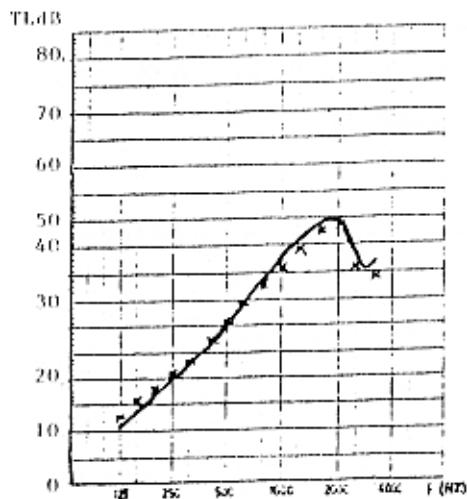


Fig. (6.1) CARTON YESO 13 mm + cavidad de aire
90 mm + CARTON YESO 13 mm

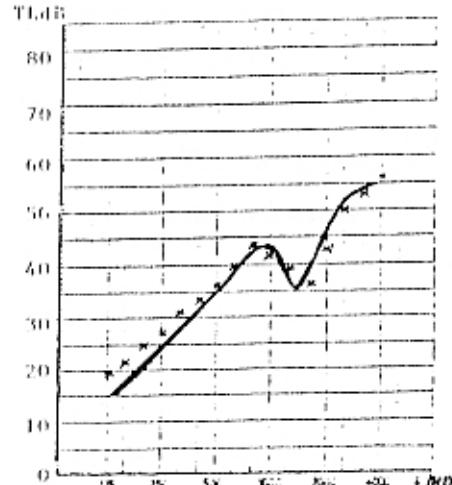


Fig. (6.2) CARTON YESO 23 mm+cavidad de aire
90 mm + CARTON YESO 23 mm

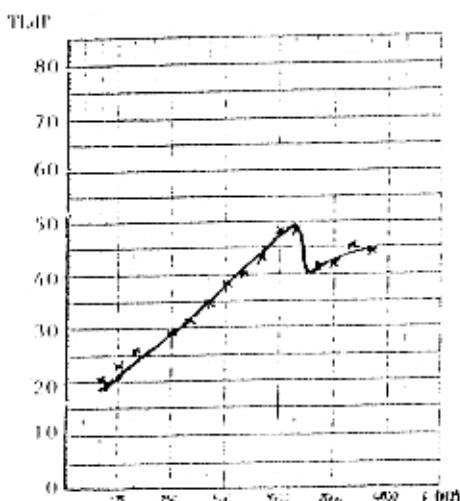


Fig. (6.3) PANEL MADERA 30 mm+Cavidad de aire
140 mm + PANEL MADERA 10 mm + Cavidad
de aire 60 mm + PANEL MADERA 19 mm

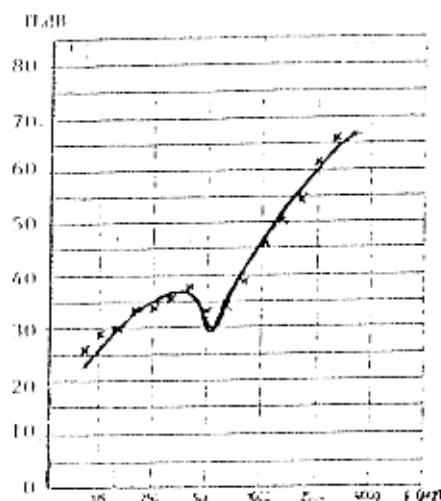


Fig. (6.4) LABRILLO 50 mm espesor+cavidad aire
100 mm + Fibrocello 5 mm + Gypsum
de aire 255 mm + Fibrocello 5 mm

TL: teórico (línea continua)
TL: experimental (línea discontinua)

Como consecuencia del proceso experimental descrito, basado sobre los valores de la atenuación sonora expuestos, se ha establecido la siguiente estadística de desviación del TL entre el valor teórico y el experimental:

CASO PAREDES SIMPLES

Sobre una muestra de 86 datos hemos obtenido los siguientes resultados:

| <u>Desviación ATL</u> | <u>(%) de valores</u> |
|-----------------------|-----------------------|
| ± 1 dB | 76,5 |
| ± 2 dB | 20,5 |

y sólo se han detectado dos casos de desviación de ± 3 dB y ± 4 dB respectivamente.

CASO PAREDES DOBLES

Sobre una muestra de 85 datos se han hallado los siguientes resultados:

| <u>Desviación ATL</u> | <u>(%) de valores</u> |
|-----------------------|-----------------------|
| ± 1 dB | 56 |
| ± 2 dB | 16 |
| ± 3 dB | 13,4 |

Detectándose que sólo han habido cinco casos de desviación de ± 4 dB.

CASO PAREDES TRIPLES

Sobre una muestra de 51 datos tenemos:

| <u>Desviación ATL</u> | <u>(%) de valores</u> |
|-----------------------|-----------------------|
| ± 1 dB | 75 |
| ± 2 dB | 22 |
| ± 3 dB | 4 |

Estando todas las desviaciones producidas dentro del orden de precisión experimental exigido [27].

CAPÍTULO 7

CONCLUSIONES FINALES

Como resultado de nuestro trabajo podemos concluir que hemos elaborado un nuevo método de cálculo de la atenuación de simples, dobles y triples paredes simétricas y asimétricas isotrópicas, homogéneas y viscoelásticas que finalmente hemos comprobado experimentalmente.

La elaboración de esta teoría por métodos análogo eléctricos ha sido posible desarrollarla en virtud de la coordinación establecida con el modelo acústico de cavidad de aire, definido en el capítulo 2, y nuestra teoría, [1], [2], [3] de paredes simples mostrada en el capítulo 1.

La teoría fundamental de la atenuación sonora de paredes simples, desarrollada en el capítulo 1 no sólo nos ha permitido elaborar las bases de una teoría sintetizadora que incluya en un solo cuerpo estructural matemático los resultados alcanzados parcialmente con anterioridad por otros investigadores como CREMER [5], LONDON [6] y JOSSE-LAMURE [7], sino que también debidamente aplicada a sistemas de dobles y triples paredes, desarrolladas en los capítulos 3 y 5, ha permitido elaborar un método de cálculo eficaz para el estudio de la atenuación sonora.

En resumen, como puntos principales a destacar que son consecuencia del modelo propuesto, tenemos:

PAREDES SIMPLES

1. Obtención ecuación del TL para $f < f_c$ (coincidente con LONDON)
2. Obtención ecuación del TL para $f \geq f_c$ (coincidente con JOSSE-LAMURE)

3. Obtención ecuación del TL para $f > f_c$ (coincidente con L.CREMER y JOSSE-LAMURE).
4. Presentación de un nomograma de cálculo del TL válido para todo el dominio de la frecuencia.

MODELO CAVIDAD

1. Justificación e interpretación novedosa del comportamiento tipo muelle del aire contenido en una cavidad entre paredes.
2. Obtención por vía análogo eléctrica de las ecuaciones de Z_0 , χ_f halladas con anterioridad por BERANEK para un medio absorbente poroso mediante un análisis distinto.

PAREDES DOBLES SIMÉTRICAS Y ASIMÉTRICAS

1. Obtención ecuación del TL para $f < f_c$.
2. Obtención ecuación del TL para $f_{c1} < f < f_{c2}$
3. Obtención ecuación del TL para $f > f_{c1}$
(existe concordancia de resultados con JOSSE para el caso simétrico).
4. Deducción del efecto de la DISIMETRÍA sobre el TL de paredes asimétricas para $f < f_c$, con obtención de resultados coherentes a los conocidos en paredes asimétricas, frente al caso simétrico, en la región de la frecuencia de coincidencia.
5. Obtención de un doble perfil de aislamiento del TL para $f < f_L$ y $f > f_L$, coherente con los resultados experimentales obtenidos por SHARP y otros.

TRIPLES PAREDES SIMETRICAS Y ASIMETRICAS

1. Obtención de las ecuaciones del TL para las siguientes regiones de frecuencia:

$$f < f_{c1}$$

$$f_{c1} < f < f_{c2} < f_{c3}$$

$$f_{c1} < f_{c2} < f < f_{c3}$$

$$f_{c1} < f$$

2. Obtención de un conjunto de consideraciones prácticas de soluciones desfavorables, estables e ideales de combinaciones de paredes frente al TL para $f < f_c$. Algunas de ellas concordante con los resultados experimentales de BREKKE.
3. Obtención de un triple perfil de aislamiento para la región de frecuencias:

$$f < \frac{1}{2} f_L : 12 \text{ a } 13 \text{ dB/oct.}$$

$$\frac{1}{2} f_L < f < f_L : 15 \text{ a } 16 \text{ dB/oct.}$$

$$f > f_L : 18 \text{ a } 19 \text{ dB/oct.}$$

Fenómeno también detectado experimentalmente por BREKKE.

4. Obtención de un perfil similar de aislamiento acústico de un sistema de triple pared frente al caso de doble pared para igualdad de M_T y L_T . Resultado determinado también experimentalmente por BREKKE.

BIBLIOGRAFIA

- [1]. H. ARAU. Tesis de Licenciatura. (1981)
- X [2]. H. ARAU. Fase DAGA 82 (Göttingen). Vol. 1 (1982)
- [3]. Accesit al premio Juan de Vigon (1981) del I.N.T.A.
- [4]. H. ARAU - M. VILLARRUBIA. 22. Congreso de la Org. Europ. Control Calidad. (1983)
- [5]. L. CREMER. Akust. Z, 7 , 81 (1942)
- [6]. A. LONDON. Research Paper RP 1968, J. Res. Nat. Bur. Stand, 42, 605 (1949)
- [7]. JOGGE-LAMURE. Acust. Vol. 14 (1964)
- [8]. VOGEL, TH. Sur les vibrations de certains systemes élastiques dans un champ sonore. Pub. Scient et Tech. Ministère l'Air n° 201(1948)
- [9]. BERQABOLI. Acústica. Vol. 23. (1970)
- [10]. PRICE-CROCKER. J. Sound. Vib. 9, 469 (1969)
- [11]. R. LYON-MAIDANIK. JASA 34, 623 (1962) "Power flow between linearly coupled oscillators".
- [12]. MAIDANIK. JASA 34, 809 (1962). "Response of ribbed to reverberant acoustic fields".
- [13]. RETTINGER. JASA. Vol 8. (1936)
- [14]. WONSE-BOLT. Modern Physics. Vol. 16 nº 2 (1944)
- [15]. L. BERANEK, JASA. Vol 19. nº 4 (1947)
- [16]. A. KOSTEN, RICHARDSON. "Technical Aspects of sound" ELSEVIER. Publishing Co. (1953)
- [17]. HARRIS-CREDE, SHOCK AND VIBRATION HANDBOOK. Mc.GRAW-HILL Co. (1961)
- [18]. BIOT. JASA. VOL 34. nº 9 (1962)
- [19]. MALECKI. "Physical Foundations of Technical Acoustics" Pergamon Press. (1969)
- [20]. ALLARD. Appl. Acoustics. Vol. 17. nº 2. (1984)
- [21]. A. LONDON. JASA. 22, 270 (1950)
- [22]. R. JOSSE. CAHIERS DU CENTRE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE DU BATIMENT nº 69. Cahier 582 (1964)
- [23]. MULHOLLAND-PANBROOK-CUNNINGHS. J. Sound. Vib. 6 (3) 324, (1967)- J. Sound Vib. 8 (1), 126 (1968)
- [24]. PRICE-CROCKER. JASA. 47, 683 (1970)
- [25]. L. CREMER. Revista de Acústica. Vol II- 3^{er} Trimestre nº 3 (1971)
- [26]. SHARP. "Prediction Methods for Sound Transmission of Building Elements". Noise Control Eng-Vol 11 nº 2 (1978)

- [27]. JONES. "Intercomparisons of Laboratory determinations of airborne sound transmission loss". JASA, 65 (1), Jul. (1979)
- [28]. UTLEY, W.A. Ph. D. Thesis. University of Liverpool, England (1967). Ref. in Noise and Noise Control, Vol. 2, CHUCKER-KESSLER CRC Press Inc (1982)
- [29]. L. BERANEK - O. A. WORK, JASA 21, 419 (1949)
- [30]. BREKKE, Appl. Acoust. 14 (1981)
- *
- [31]. SCHUCH - FEHER, The mechanism of sound transmission through single leaf structures, Acust. 2, 189. (1982)
- [32]. CREMER, L. - HECKL, M - UNGAR, Structure Borne Sound, Springer-Verlag, New York (1973)
- X [33]. WATTERS B. G. The transmission loss of some masonry walls. JASA, 890 (1959)
- [34]. P.H. WHITE- A. POWER, JASA 40, 821 (1968) "Transmission of random sound and vibration through a rectangular double wall."
- [35]. SEWELL, E.C. Transmission of reverberant sound through a single leaf partition surrounded by an infinite rigid baffle. J.S. 12(1) (1970).
- [36]. SPINONDI, F. "Transparence au son des parois minces viscoélastiques finies et infinies, simples ou multiples". Thèse Marseille (1971)
- [37]. J.L. GUYADER. "Transparence Acoustique de plaques multicouches orthotropes, viscoélastiques, finies". Thèse LYON (1977)
- [38]. W.W. GETO, VIBRACIONES MECÁNICAS. Mc. GRAW HILL SERIES SCHAUER. (1970)
- [39] A. ORDUBADI- R. LYON. "Effect of orthotropy on the sound transmission through plywood panels". JASA 65 (1) 1979
- [40]. L.L. BERANEK, Noise Reduction. Mc. Graw Hill, New York (1960)
- [41]. L.L. BERANEK, Noise and Vibration Control. Mc.Graw Hill, New York (1971)
- [42]. L.L. BERANEK, Acoustics. Mc. Graw Hill, New York. (1954)
- [43]. Günther KURIZE. Física y Técnica de la lucha contra el ruido. E. Urmo. (1969)
- [44]. KERWIN J.R. "Damping of flexural waves by a constrained viscoelastic layer". JASA, vol 31, Jul. 1959.
- [45]. DYM C.L - LANG M.A. "Transmission of sound through sandwich panels" JASA Vol 56 (1974)
- [46]. MEIER A.V. "Transmission Loss of homogeneous and sandwich plates in the coincidence range" ADUSTICA Vol. 22 (1969)1970
- [47]. J.L. GUYADER - C. LESUEUR. "Les différents types de transfert d'énergie acoustique des plaques finies" Revue d'Acoustique n° 34 (1975)

- [48]. R. LYON - T. SCHROTEN. "Vibrational-Energy Transmission in a Three-Element Structure". *JASA* (1968)
- [49]. T. KDHLMAN. "Sound Radiation into a Rectangular Room". Applications to Airborne Sound Transmission in Buildings" *ACUSTICA*, Vol 18 (1967)
- [50]. A. SCHOCH. "On an Asymptotic Behavior of Forced Plate Vibrations at High Frequencies" *Akust. Z.Z.* (1937) (in german)
- [51]. G. KURIZE- B. G. WATTERS. "New Wall Design for High Transmission Loss or High Damping" *JASA* Vol 31 nº 6 (1969)
- [52]. R.H. NICHOLS. "Flow Resistance Characteristics of Fibrous Acoustical Materials". *JASA* Vol 19 nº 5 (1947)
- [53]. MECHEL-ROYAL J-WKS 6 1977 - H5, S.22
- [54]. C. HARRIS. HANDBOOK OF NOISE CONTROL. Mc. Graw Hill. (1957)
- [55]. C.A. COULBON. ONDAS. Ed. DOSSAT. B.A. (1944)
- [56]. J.W.S. RAYLEIGH. THEORY OF SOUND. Vol 1 y 2 . Dover Publications. New York (1945)
- [57]. PH.M. MORSE. VIBRATION AND SOUND. Mc. Graw Hill. (1948)
- [58]. JACQUES BRILLOUIN. L'ACOUSTIQUE ET LA CONSTRUCTION. BASES DE LA TECHNIQUE. HERMANN & C^{ie} EDITEURS (1937)
- [59]. G. R. BALDOCK & T. BRIDGEMAN. The Mathematical Theory of Wave Motion. John Wiley & Sons (1981)
- [60]. L. LANDAU- E. LIFCHITZ. THEORIE DE L'ELASTICITE EDITIONG MIN. Moscou. (1967)
- [61]. W.D.DAY. Introduction to LAPLACE TRANSFORMS for Radio and Electronic Engineers. Iliffe & Sons Ltd. London (1960)
- [62]. H.W.WYLD. Mathematical Methods for Physicists. W.A. Benjamin Inc. London (1968)
- [63]. WEAGT- SELBY- GOODMAN. Standard mathematical Tables. CRC Cleveland. (1964)
- [64]. P. ABELLANAS. Matemática para físicos e ingenieros. Ed. Romeo S.L. Madrid (1963)
- [65]. R. ROTHE. Matemática Superior para matemáticos, físicos e ingenieros. Ed. LABOR S.A. Barcelona (1959)
- [66]. R. PAVÓN. Electrotecnia. Lib. Gen. Victoriano Sunyer (1948)
- [67]. V.M. PARRA PRIETO. Electrotecnia. E.T.S. Madrid. (1980)
- [68]. C. MATAIX. Análisis Algebrárico e infinitesimal. Ed. Dossat. S.A. Madrid (1957)
- [69]. M. KRASNOV
A. KISELIOV
G. MAKARINIKO. Ecuaciones Integrales. Ed. Mir. Moscú. (1977)