

# DETERMINACION DEL COEFICIENTE DE ATENUACION ACUSTICO DE UN MATERIAL ELASTOMERICO POR UN METODO RESONANTE

F. Povoło

*Departamento Ciencia de Materiales, Comisión Nacional de Energía Atómica, Av. Libertador 8250, 1429 Buenos Aires y Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Pabellón I, Ciudad Universitaria, 1428 Buenos Aires.*

A. Marzocca y S. Goyanes

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires, Pabellón I, Ciudad Universitaria, 1428 Buenos Aires.*

Se muestra como puede medirse el coeficiente de atenuación acústico  $\alpha$  de un material polimérico mediante un método resonante. Se utiliza un oscilador compuesto vibrante longitudinalmente a frecuencias del orden de los 50 kHz a temperatura ambiente. Del cálculo del factor de calidad del oscilador compuesto  $Q_1$  como cociente entre las energías almacenada y disipada, se obtiene una relación que vincula a  $Q_1$  con la longitud de la muestra y  $\alpha$ .

## INTRODUCCION

Usualmente se determina el coeficiente de atenuación acústico ( $\alpha$ ) utilizando métodos de propagación de ondas continuas o de pulsos, de acuerdo al rango de frecuencias en que se desee trabajar. El propósito de este trabajo es mostrar que también se lo puede obtener mediante un método resonante como es, por ejemplo, el del oscilador compuesto [1]. La muestra es excitada por un cristal piezoeléctrico cortado para resonar a una frecuencia especificada, en este caso 50 kHz, en vibraciones longitudinales. La muestra se adhiere al cristal en un extremo mediante un adhesivo de contacto apropiado y se corta para que su longitud sea igual a media longitud de onda a la frecuencia especificada, dentro del 1% de error.

El movimiento de cada una de las componentes del sistema está descrito por [2]:

$$\rho \frac{d^2 u}{dt^2} = E' \frac{d^2 u}{dx^2} + \frac{4}{3} (1 + \sigma) \eta \frac{d^3 u}{dx^2 dt} \quad (1)$$

donde  $u$  es el desplazamiento,  $\rho$  la densidad del material,  $E'$  el módulo de Young de almacenamiento,  $\sigma$  la relación de Poisson,  $\eta$  la viscosidad,  $x$  es la variable asociada con el desplazamiento y  $t$  el tiempo.

Se aplican las siguientes condiciones de contorno:

1. Existe un nodo físico de desplazamiento en el centro del cristal piezoeléctrico.
2. La condición de resonancia en ambas componentes implica máximos de desplazamiento en ambos

extremos del compuesto.

Estas condiciones de ligadura dan para la ec.1 una solución, para la muestra, de la forma:

$$u_s = A \exp(-\alpha x) \cos k_s x \cos \omega t \quad (2)$$

donde  $\omega = 2\pi f$  con  $f$  la frecuencia de excitación y  $k_s = 2\pi/\lambda_s$  con  $\lambda_s$ , la longitud de onda de la muestra a la frecuencia de excitación.

Como se ve de la ec. 2, el desplazamiento disminuye con la longitud de la muestra, es decir, debe existir cierta longitud de probeta,  $L_p$ , a partir de la cual la onda estará totalmente atenuada y por ende no existirán más variaciones en las pérdidas del sistema, obteniéndose un valor de la fricción interna ( $Q^{-1}$ ) constante para todos los osciladores compuestos formados con muestras de longitud mayor que  $L_p$ .

## PARTE EXPERIMENTAL

Las muestras se prepararon de caucho natural cargado con negro de humo (38,65%) vulcanizado a 428K y con un nivel de cura de 80%.

Se trabajó a frecuencias del orden de los 50 kHz y a temperatura ambiente.

Se realizaron mediciones del factor de calidad del oscilador compuesto ( $Q_1$ ) formado con muestras de distintas longitudes ( $L_s$ ), donde ( $L_s$ ) debe cumplir que:

$$L_s = n \frac{\lambda_s}{2} \quad (3)$$

El método de operación fue el siguiente: se utiliza una única muestra cuya longitud inicial se estimó para que la onda estuviese totalmente atenuada [3]; se midió la longitud resonante inicial (la frecuencia de resonancia del compuesto ( $f_r$ )) es, dentro del 1%, la del cristal ( $f_{rc}$ ); se cortó a la muestra en un segmento un poco menor que  $\lambda_s/2$  y se buscó la nueva longitud resonante, iterándose este procedimiento hasta llegar a la longitud resonante fundamental  $n=1$ .

Para cada una de las longitudes halladas se midió la función transferencia del oscilador compuesto y se calculó su  $Q_i$ , según la ecuación:

$$Q_i = \frac{f_{ri}}{\Delta f_i} \quad (4)$$

donde  $\Delta f$  es la diferencia entre las frecuencias para las cuales la transferencia es 3db más baja que la transferencia en resonancia.

## RESULTADOS Y DISCUSION

La fig. 1 muestra la variación del factor de calidad del oscilador compuesto con la longitud de la muestra.

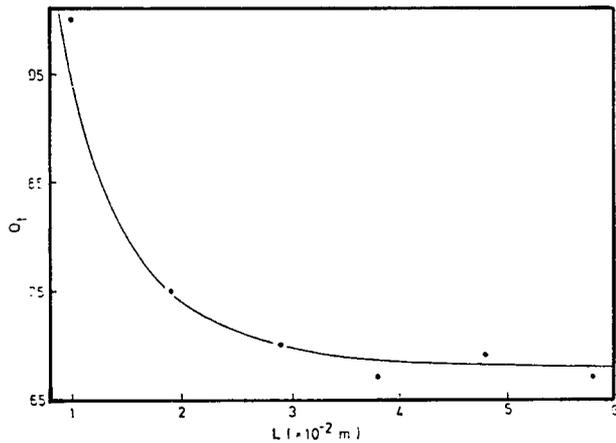


Figura 1: variación del factor de calidad del oscilador compuesto en función de la longitud de la muestra. La línea de trazo lleno indica el ajuste de la ec. 10 a los datos experimentales.

Se observa un decrecimiento suave en el valor de  $Q_i$  para muestras de longitud menor que 3cm, a partir de este valor el  $Q_i$  se mantiene constante dentro del error experimental. Puede realizarse un análisis apropiado de este resultado, el que permite obtener  $\alpha$ , desarrollando la expresión de  $Q_i$  como cociente de las energías totales, almacenada  $W_{alm}$  y disipada  $W_{dis}$

Se define:

$$Q_i = 2\pi \frac{W_{alm}}{W_{dis}} = 2\pi \frac{(W_{alm}^c + W_{alm}^s)}{W_{dis}^c + W_{dis}^s} \quad (5)$$

Los supraíndices indican "c" cristal y "s" probeta.

Calculando las energías totales en cada componente y teniendo en cuenta que la viscosidad en el cristal es muy baja,  $W_{alm}^c \approx 0$ , se reescribe la ec.5 como [3]:

$$Q_i = \frac{2\pi^2 E'_c}{\alpha E_s'' Lc [2 + (k_s/\alpha)^2] [1 + \exp(-2\alpha L_s)]} + \frac{E'_s}{E_s''} \quad (6)$$

donde, los subíndices indican "c" cristal y "s" muestra,  $L_i$  es la longitud de la componente  $i$  ( $i=c, s$ ) y  $E'_i$  y  $E''_i$  son, respectivamente, sus módulos de Young de almacenamiento y de pérdida.

El valor de  $\alpha$  se obtiene del ajuste de la ec.6 a los datos experimentales. Debido a la complejidad de esta operación se supuso, basándonos en las mediciones y en las características del cristal y de la muestra [3], que

$$\frac{k_s}{\alpha} \approx 3\pi \quad \text{y} \quad 2\alpha L_s \frac{\rho_c}{\rho_s} \gg 1 \quad (7)$$

Estas aproximaciones permiten reescribir a la ec. 6 como:

$$Q_i = \left(\frac{E'_c}{E_s''}\right) (2\alpha L_c \frac{\rho_c}{\rho_s}) [1 - \exp(-2\alpha L_s)]^{-1} \quad (8)$$

Esta ecuación no se puede ajustar directamente a los datos experimentales, dado que no se conoce el valor de  $E'_c/E_s''$ , sin embargo, se puede ajustar su límite asintótico  $Q_\infty$  entendiendo como tal al valor de  $Q_i$  cuando  $L_s$  tiende a infinito, o sea:

$$Q_\infty = \left(\frac{E'_c}{E_s''}\right) (2\alpha L_s \frac{\rho_c}{\rho_s}) = 68 \quad (9)$$

Reemplazando la ec.8 en la ec7 se obtiene que:

$$\ln \left[ 1 - \frac{Q_i}{Q_\infty} \right] = -2\alpha L_s \quad (10)$$

El ajuste de esta ecuación a los datos experimentales permite obtener  $\alpha$  y está indicado en la fig.1 con una línea de trazo lleno.

Se obtuvo un valor para el coeficiente de atenuación de  $\alpha = 0.63 \text{ cm}^{-1}$  con un coeficiente de correlación  $r = 0.999$ . Este valor de  $\alpha$  justifica las aproximaciones realizadas.

Finalmente, a partir del valor de  $\alpha$  hallado, se realizó una estimación de la fricción interna y del módulo de almacenamiento de la muestra elastomérica.

Utilizando la ec. 9 se obtiene, para la fricción

interna de la muestra ( $\tan\delta_s = Q_s^{-1}$ ) que:

$$\tan\delta_s = \frac{E''}{E'_s} = 19.6 \times 10^{-2} \quad (11)$$

Reemplazando la ec.2 en la ec.1 resulta para  $E'_s$ :

$$E'_s = \rho_s V_s \frac{1 - \alpha^2/k_s^2}{1 - (\alpha^2/k_s^2)^2} = 1.02 \times 10^9 Pa \quad (12)$$

donde  $V_s = W/k_s$  es la velocidad de propagación en el material.

Los valores hallados de  $\tan\delta_s$  y  $E'_s$  [4] hacen pensar como válido al intento de medir el coeficiente de atenuación por esta nueva técnica.

Si bien este método de medición no parece ser el más preciso, el instrumental que requiere es mucho más simple que el utilizado en los otros métodos que comúnmente se emplean. Este hecho sumado a que, este mismo dispositivo experimental, aplicando una técnica de medición diferente a la aplicada para obtener  $\alpha$ , se puede usar para medir  $\tan\delta_s$  y  $E'_s$ , o sea, con un único equipo, operando de distinta manera, se obtienen:  $E'_s$ ,  $\tan\delta_s$  y  $\alpha$  independientemente uno del otro, lo convierten en uno de los más económicos y sencillos que se pueden utilizar para caracterizar

dinámicamente a un material elastomérico.

## AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue financiado parcialmente por el "Proyecto Multinacional de Investigación y Desarrollo en Materiales", OAS-CNEA, por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) y por la Fundación Antorcha. Uno de los autores, S.Goyanes, agradece a la Universidad de Buenos Aires por haberle otorgado una beca durante la cual se desarrolló el presente trabajo.

## REFERENCIAS

1. Schwanz, R.B., Rev. Sci. Instrum., Vol. 48, N 2, 111, 1977.
2. Quimby, S.L., Physics Review, Vol. 25, 558, 1925.
3. Goyanes, S.N., Tesis de Licenciatura, FCEyN, UBA, 1990.
4. Payne, A.R., "Dynamics Properties of Filler-Loaded Rubber". Reinforcement of Elastomers, G.Kraus, Wiley & Sons, Inc., New York, 1965.