



Conciencia Tecnológica

ISSN: 1405-5597

contec@mail.ita.mx

Instituto Tecnológico de Aguascalientes
México

García Gómez, Roberto Carlos
Espectroscopia Fotoacústica: Una teoría antigua con nuevas aplicaciones
Conciencia Tecnológica, núm. 24, 2004
Instituto Tecnológico de Aguascalientes
Aguascalientes, México

Disponible en: <http://www.redalyc.org/articulo.oa?id=94402404>

- Cómo citar el artículo
- Número completo
- Más información del artículo
- Página de la revista en redalyc.org

redalyc.org

Sistema de Información Científica
Red de Revistas Científicas de América Latina, el Caribe, España y Portugal
Proyecto académico sin fines de lucro, desarrollado bajo la iniciativa de acceso abierto

Espectroscopia Fotoacústica: Una teoría antigua con nuevas aplicaciones.

(Nota de divulgación)

¹MC. Roberto Carlos García Gómez (robertocarg@hotmail.com), Departamento de Metal Mecánica, Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez. Carr. Panamericana Km. 1080
Tel. 01 961 61 50380. Tuxtla Gutiérrez, Chiapas.

Resumen.

En la actualidad se ha revitalizado el concepto de fotoacústica, para diferentes aplicaciones y con diferentes modelos. La técnica fotoacústica se basa simplemente en la reacción que presenta un cuerpo al ser incidido por un haz de luz con frecuencia variada. La interacción de estas variables, proporciona un conocimiento de la composición interna del material que esta siendo irradiado. El instrumento que nos permite monitorear este fenómeno, se denomina “celda fotoacústica instrumentada”. En este trabajo pretende remarcar los puntos anteriores, enfatizando en una propuesta alternativa en fase de experimentación.

Palabras Claves: Fotoacústica, foto térmica, coeficiente de absorción óptica, coeficiente de difusión térmica, óptica no enfocante.

1 Introducción

Un área muy activa de investigación en la física aplicada en estos días viene bajo el título general de fotoacústica (PA) y fenómenos fototérmicos (PT). Estos términos implican la generación de ondas acústicas u otros efectos termoelásticos por cualquier tipo de flujo energético incidente que va de la radiación electromagnética por rayos X, electrones, protones, ultrasonido, etc. El efecto PA se descubrió por Alexander Graham Bell en 1890 y el resurgimiento moderno en el campo experimental y teórico, se debe a los trabajos de Kreuzer^[1] y Rosencwaig^[2-4] en los inicios de los años setenta. Hoy día, la fotoacústica se ha extendido para abarcar muchas otras disciplinas, no exclusivamente acústicas, o técnicas de detección térmicas, se han aplicado con éxito a varios problemas en la física, química, biología, medicina e ingeniería. En muchos de los trabajos relacionados a la caracterización de espectroscopia térmica y óptica de materiales, la espectroscopia foto acústica (PAS) ha mostrado la gran adaptabilidad y de alta definición como una técnica fácil que produce los resultados satisfactorios aplicada en los sólidos, los líquidos, los geles, los polvos, y materiales biológicos.

Además de su versatilidad en los sistemas de detección con el grado variante de sensibilidad, así como su capacidad para el análisis de

Abstract:

At the present time the concept of photoacoustic has been revitalized, for different applications and with different models. The technical photoacoustic is simply based on the reaction that presents a body when being frequently impacted by a sheaf of light varied. The mediation of these variables, provides a knowledge of the internal composition of the material that this being irradiated. The instrument that allows us to verify this phenomenon, is denominated "cell photoacoustic." In this work it seeks to remarked the previous points, emphasizing in an alternative proposal in experimentation phase.

profundidad del perfil, la técnica fotoacústica y fototérmica se combinan para convertirse en un importante método de comprobación de propiedades térmicas no destructivo.

2 Los principios de Fotoacústica y técnicas de detección.

El principio subyacente de la fotoacústica es la calefacción producida en una muestra debida a la absorción de un flujo energético incidente. Esta es debida a la absorción de un flujo energético incidente y a los procesos de relajación desexcitado no radiativos subsecuentes mediante una fuente de calor en la muestra, que puede distribuirse a lo largo de su volumen o puede confinarse a su superficie. Esta fuente de calor da lugar a variaciones de temperatura y fluctuaciones de presión dentro de las muestras que descubren entonces las características térmicas o acústicas o incluso ambas, los cuales se obtienen por los dispositivos o sensores.

En la mayoría de los casos, el calor depositado en la muestra, es debido a la absorción de radiación óptica y esta es la razón por la que el nombre de fotoacústica y fototérmica se asocian con estas técnica.

Físicamente, el calentamiento de la muestra que esta en el haz de luz incidente no sólo

depende de la cantidad de calor generada en la muestra, si no también del **coeficiente de absorción óptica de la muestra** para la radiación incidente así como la eficacia de **conversión de luz en calor**, pero también en cómo este **calor se difunde a través de la muestra**. Es por consiguiente intuitivamente legítimo esperar que la señal PA detectada debe ser fuertemente dependiente en la interacción de estos tres factores. La dependencia en estos factores es la razón principal que está debajo de la versatilidad de la técnica PA. La dependencia de la señal PA en el **coeficiente de absorción para la radiación incidente** nos permite realizar el estudio espectroscópico, considerando el hecho que la señal también es proporcional a los **procesos de conversión de luz en calor**. De esta manera, la técnica PA puede usarse también para conseguir la información acerca de los procesos no térmicos desexcitados.

Finalmente, el hecho de que la señal PA dependa también de cómo el calor se difunde a través de las muestras nos permite realizar no solo la caracterización térmica de la muestra (es decir las mediciones de las propiedades térmicas, como la difusividad térmica y su conductividad térmica), si no también la conductividad térmica imaginaria del material. Este último punto viene del hecho de que la generación de ondas térmicas por la absorción de un pulso energético incidente puede reflejarse y pueden esparcirse si se topan con ruidos, defectos, y así sucesivamente, que afectan la señal recibida.

En un arreglo experimental típico PA, la muestra se encierra en una cámara hermética (cámara), la cuál se expone a una luz ligera cortada mediante un Chopped o troceador (figura 1). La calefacción periódica resultante de la interacción de tres factores antes mencionados, **el coeficiente de absorción óptico** a la longitud de onda de la radiación incidente, **la eficacia de conversión de luz en calor**, así como la **difusión de calor** a través de la muestra. Se ha detectado también que la señal es sensible al proceso no radiactivo desexcitado dentro de la muestra.

FIGURA 1.- Corte transversal de la cámara fotoacústica cerrada (CPA).

Como resultado de la calefacción periódica de la muestra la presión en la cámara oscila a la frecuencia del troceador y puede determinarse

mediante el uso de un micrófono sensible acoplado a la cámara.

Los tipos de Cámaras PA

Hay dos tipos de cámaras para realizar la espectroscopia PA: 1) llamada cerrada, Figura 1^[5] porque la muestra es analizada en la parte interna de la cámara; y 2) la llamada abierta, donde la muestra está fuera de la cámara, pero es un elemento principal de él. Cada cámara tiene algunos usos específicos:

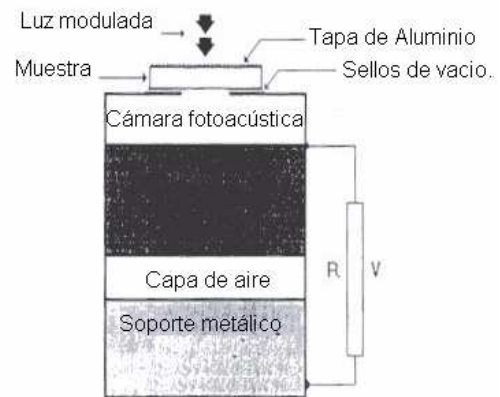


Figura 2. Corte transversal de la cámara fotoacústica abierta (OPC).

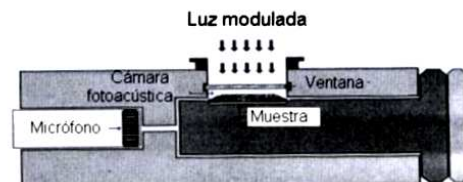
Cámara PA cerrada (CPA).

La muestra absorbe la radiación de la luz a diferentes frecuencias proveniente de la luz incidente, en la región ultravioleta-visible-infrarroja, y a la frecuencia de la modulación constante.

Las muestras pueden ser ópticamente opacas o transparentes, y térmicamente delgadas o espesas. Variando la temperatura de la cámara PA la muestra sufre cambios en sus propiedades ópticas y térmicas que pueden descubrirse por el efecto PA.

La cámara PA abierta (OPC).

La muestra absorbe la radiación de la luz a frecuencias de 10 a 500 Hz. Esta radiación pasa por la muestra y produce un flujo de calor modulado.



La variación de frecuencia limita el tiempo de

tránsito del flujo de calor en la muestra. Como consecuencia el gas dentro de la cámara sufre los cambios en la presión de la misma manera como la muestra es iluminada con un haz luminoso. Y, de nuevo, si la muestra está siendo térmicamente activada por una fuente de calor externa, las propiedades térmicas y ópticas cambiarán, y esto puede medirse por la OPC.

3 Generación de la señal PA - Modelo normal

El modelo normal que describe la señal PA cuantitativa de una muestra sólida, se propuso por Rosencwaig y Gersho^[6,7] (RG). Estos autores, mostraron que el flujo de calor periódico entre la muestra y el gas de la cámara cerrada tiene un mecanismo básico responsable de la señal acústica. La cámara fotoacústica normal tiene una configuración que se muestra en Fig. 3.

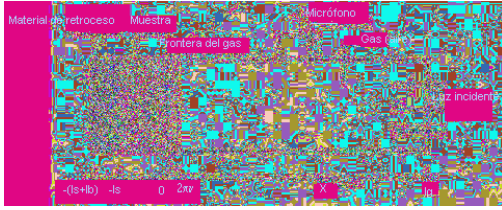


Figura 3. Configuración de una celda fotoacústica.

Esta consiste en una muestra sólida alojada en una cámara pequeña, llena de gas a una distancia l_g de una ventana transparente, en la cual incide un haz de radiación modulada. Un micrófono condensado está montado en una de las paredes laterales de la cámara para detectar la señal acústica producida en la cámara de gas. Según plantean Rosencwaig y Gersho (modelo RG)^[7] la fluctuación de presión es solamente determinada por la distribución de temperatura en el sistema gas-muestra-material de retroceso, como el presentado en la figura 3. Asumiendo la modulación senoidal de la luz, su frecuencia será $\omega = 2\pi f$, con una intensidad

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 + e^{j\omega t}) \quad (1)$$

incidente en la muestra, y denotando con β y η , el **coeficiente de absorción óptico de la muestra** y la **eficacia de conversión de luz en calor**, respectivamente, RG resuelven la ecuación de difusión térmica del sistema de los tres medios que se ve en la fig. 3. El resultado que ellos consiguieron para la fluctuación de temperatura en el gas Tg puede escribirse como

$$T_g = \theta e^{-\sigma_g x} e^{j\omega t} \quad (2)$$

donde:

$$\theta = \frac{\beta_0}{2K_s(\beta^2 - \sigma_s^2)} \frac{(r-1)(b+1)e^{l_s\sigma_s} - (r+1)(b-1)e^{-l_s\sigma_s} + 2(b-r)e^{-\beta l_s}}{(g+1)(b+1)e^{l_s\sigma_s} - (g-1)(b-1)e^{-l_s\sigma_s}} \quad (3)$$

En las eqs. (2) y (3).

$$\sigma_i = (1+j)a_i, a_i = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha_i}}, r = \frac{\beta}{\sigma_s}, b = k_b\sigma_b/k_s\sigma_s, g = k_g\sigma_g/k_s\sigma_s$$

Aquí el índice i denota el apoyo (i = b), muestra (i = s), y el gas (i = g), y k_i es la conductividad térmica, ρ_i la densidad, C_i el calor específico, y

$$\alpha_i = \frac{k_i}{\rho_i C_i} \text{ la difusividad térmica en el medio i.}$$

Como puede verse en la ec. (2), la fluctuación de temperatura en el gas se atenúa a cero tan rápidamente como con el incremento de la distancia de la superficie, a una distancia $2\pi\mu_g$, donde $\mu_g = a_g^{-1}$ es la longitud de la difusión térmica en el gas, la fluctuación de temperatura se estabiliza totalmente en la zona de afuera de la cámara.

RG mantienen éste argumento, entonces solo una capa límite de gas con un espesor de $2\pi\mu_g$ de la superficie de la muestra es capaz de responder térmicamente a la fluctuación periódica de la temperatura en la superficie de la muestra, esto es como si estuviera actuando un pistón acústico al resto de la columna de gas. Asumiendo que esta columna de gas responde a la acción de este pistón adiabático, la presión acústica en la cámara es calculada de la ley de gas adiabático como

$$\delta P = \frac{\gamma P_0 \theta}{l_g \sigma_g T_0} e^{j\omega t} \quad (4)$$

Aunque la expresión anterior para la señal PA es bastante complicada, hay algunos casos con límites importantes dónde es simple el análisis. Estos casos se agrupan según la opacidad óptica y térmica de la muestra. Una muestra óptica delgada (o espesa) corresponde al caso donde $\beta \tilde{n}_s \ll 1 (>> 1)$, considerando que la muestra es térmicamente delgado (o espeso) corresponden al caso donde $l_s a_s \ll 1 (>> 1)$. Por ejemplo, se muestra por el modelo RG que para una muestra ópticamente transparente la fluctuación de presión δP siempre es proporcional al coeficiente de absorción óptica. Esto implica que uno puede realizar el estudio espectroscópico midiendo la señal acústica en la cámara de gas. Además, un análisis detallado de la ec. (4) muestra que la amplitud de la señal PA también exhibe una

marcada dependencia de la modulación de la frecuencia de tal manera que la señal disminuya con el incremento de la modulación de la frecuencia. Estos dos hechos pasan por un punto que lleva a una única capacidad de espectroscopia fotoacústica, al saber esto, se obtiene un perfil de profundidad de absorción óptica dentro de la muestra. Es decir, empezando a una frecuencia de la modulación alta, la longitud de difusión térmica

en la muestra, $\mu_s = \left(\frac{\alpha_s}{\pi f} \right)^{1/2}$, es pequeña para que el calentamiento de la superficie de la muestra sea básicamente debido a la absorción óptica por una capa de material cerca de la superficie de la muestra.

Entonces, disminuyendo la frecuencia de la modulación, aumentamos la longitud de difusión térmica y obtenemos los datos de absorción óptica profundos en la muestra. Esta capacidad de análisis del perfil de profundidad es única en las técnicas fototérmica y ha abierto una gama amplia de aplicaciones para la espectroscopia fotoacústica (PAS).

La teoría anterior para la señal PA se probó extensivamente con muestras sólidas y líquidas en una gama amplia de frecuencias de la modulación e intensidades de potencia. Por ejemplo, la dependencia de frecuencia de modulación de la señal PA por el modelo de RG fue verificada por diversos investigadores con distintos medios de prueba por ejemplo: película delgada de polímero, solución de fenol líquido y sal roja de sodio.

La saturación de la señal PA se pensó podría ocurrir en una muestra ópticamente opaca cuando la longitud de difusión térmica es mayor que la profundidad de penetración óptica, lo anterior se ha investigado por McClelland y Kniseley^[8] usando la variable β de la muestra, trabajando con las soluciones acuosas del azul de metileno. La posibilidad de conseguir medidas absolutas del coeficiente de absorción óptico que usa la espectroscopia PA se verificó por Wetsel y McDonald^[9], por Cesar^[10] para el caso de MnO₂ impregnado de polietileno y por varios otros autores. Finalmente, el rango para el coeficiente de absorción β puede medirse por la espectroscopia PA lo cuál fue investigado por varios autores.

Para pulverizados amorfos As₂S₃^[8], β es mayor que 10⁵cm⁻¹ con una modulación de frecuencia de 5 kHz. En la parte más baja, el coeficiente de absorción es tan bajo como 10⁻⁵cm⁻¹ ha sido medidos en los cristales del fluoruro alcalinos por Hordvik y Schlossberg^[9] usando una detección piezoeléctrica.

4. Los modelos extendidos

Siguiendo el éxito del modelo del pistón térmico de RG descrito anteriormente, diversos investigadores han considerado efectos diferentes que mejoran la comprensión de la generación de la señal PA. La teoría de RG está basada en dos hipótesis centrales, estos son, que la cámara de gas de longitud l_g es mayor que la longitud de la

difusión térmica en el gas, es decir $l_g a_g \gg 1$, y mucho menor que la longitud de la onda acústica

$\lambda_s = \frac{v_s}{f}$, donde v_s es la velocidad del sonido en el gas. Diferentes referencias^[12,13,14] apuntan hacia una discrepancia, éste es un aspecto débil del modelo de RG en el sentido de que no puede responder al efecto de apagado en la señal PA, la

amplitud cuando la columna de gas está térmicamente delgada o cuando el l_g se acerca a un fragmento considerable de la longitud de onda acústica. En particular, McDonald y Wetsel^[10] han propuesto que una descripción más adecuada de la señal PA debe ser basada en la solución de ecuaciones termoelásticas acopladas para la temperatura y la presión, es decir,

$$-k\nabla^2 T + \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = S + \frac{\rho c_p}{B\beta_T} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5)$$

$$B\nabla^2 p + \rho \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = -\rho B\beta_T \frac{\partial T}{\partial t} \quad (6)$$

donde c_p es el calor específico a presión constante, γ es la proporción de calor específico, B es el módulo general, β_T es el coeficiente de dilatación térmica volumétrica, y S es fuente de calor que es el resultado de la absorción del haz de radiación. Las ecuaciones 5 y 6 acoplan el sistema para la temperatura y la presión, se aplica entonces a las tres regiones (retroceso-muestra-gas) de la celda fotoacústica. En el caso de sólidos $\gamma \approx 1$, con lo cuál el término acústico en el eq. (5) tiene el efecto despreciable en la ecuación de temperatura. La distribución de temperatura en la muestra se obtiene por consiguiente rápidamente de la solución de ecuación de difusión térmica, es aquí donde actúa el término de la fuente para la ecuación de presión. El efecto principal a tener en cuenta en el acoplamiento acústico para la descripción de la señal PA es la **expansión térmica inducida**, sin embargo la reducción de la superficie de la muestra también contribuyen a la señal PA. Ésta es la base del modelo del "pistón compuesto", de McDonald y Wetsel^[10] en que el efecto del pistón térmico de RG y el efecto de vibración de la muestra, ambos contribuyen a la señal PA. Sin embargo, este efecto

de vibración de superficie es frecuentemente pequeño comparado al efecto del pistón térmico, excepto en el caso de absorción débil (transparencia) a las frecuencias altas de la modulación.

En la fig. 4 observamos la dependencia teórica de la señal PA en un tinte acuoso como el dado por McDonald y Wetsel [10]. Las líneas sólidas corresponden a los resultados del modelo compuesto del pistón mientras que las líneas punteadas son los resultados del modelo de pistón térmico de RG. Está claro desde la figura 4, que, cuando el coeficiente de absorción disminuye, el efecto de vibración de la muestra se convierte en importante, sobre todo a las frecuencias de la modulación altas. McDonald y Wetsel no sólo han verificado experimentalmente esta predicción, en las soluciones acuosas de fenol de sales de sodio rojas, pero también podría explicar el proceso de apagado de la señal PA a la longitud de columna de gas pequeña.

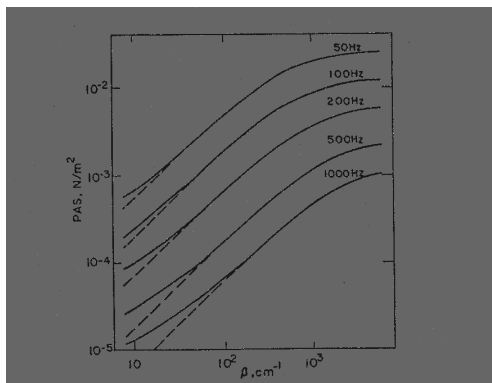


Fig. 4. dependencia teórica de la amplitud de la señal acústica con el coeficiente de absorción óptica en una solución acuosa.

El modelo RG, de pistón compuesto ha sido criticado recientemente por Korpiun y Büchner [11] estaba interesado en explicar el efecto PA, por debajo de las frecuencias arbitrariamente bajas y la

longitud de gas pequeña, $l_g a_g \ll 1$. En el transcurso de su trabajo notaron que dos puntos importantes han sido pasados por alto por varios autores. Inicialmente, para un gas térmico delgado, la influencia del volumen residual (el decir el volumen está encima de la longitud de gas cerca del cero) en la señal PA debe tenerse en cuenta. Este volumen residual consiste en el volumen ocupado por el gas delante del diafragma del micrófono y que de la conexión de este canal se activa el volumen de la cámara de la celular. Esto se muestra esquemáticamente en fig. 5. El segundo, y más fundamental punto, retomado por Korpiun y Büchner en las memorias de la Asunción, implícito en el modelo de RG que la fluctuación de presión

en la cámara de gas se describe como un **proceso isobárico adiabático**. Estos autores argumentaron que la relación de la temperatura-presión debe describirse por un **isocórico** (volumen constante) en lugar de un proceso isobarico adiabático. Esta descripción de la generación de la señal PA puede resumirse a continuación.

Considere la configuración de un cilindro PA como es mostrada en fig. 3. La sección transversal A_c en la cámara de gas es $A_c = \pi R_c^2$; en la sección transversal de la región iluminada de la muestra es $A_s = \pi R_s^2$. El volumen total V de gas en la cámara PA consiste en el volumen activo V_c y el volumen residual V_r , antes expresado, es decir,

$$V = V_c + V_r$$

Bajo las condiciones experimentales usuales de modulaciones pequeñas de frecuencias a unos kHz, la longitud l_g de gas y diámetro de la cámara son muy menores que la longitud de onda acústica (para 1 kHz la longitud de onda acústica en el aire es del orden de 34 cm). La fluctuación de presión en la cámara puede ser considerada de amplitud constante en todo el volumen. El flujo de calor de la muestra al gas lleva así a un cambio en la energía interna U del gas a volumen constante. La relación entre el energía interna y el cambio de presión para un proceso del isocórico son

$$\delta U = \frac{\rho_g c_v V}{\beta_T B} \delta P \quad (7)$$

donde C_v es el calor específico a volumen constante y los otros parámetros estaban previamente definidos. Por lo que se refiere a la medida de fluctuación térmica en el gas, $\delta T(t)$, para determinar el cambio de la energía interna de gas se tiene

$$\delta U = \rho_g c_v V_s \delta T(t) \quad (8)$$

donde

$$\delta T(t) = \frac{1}{l_g} \int_0^{l_g} dx T_g(x, t) \quad (9)$$

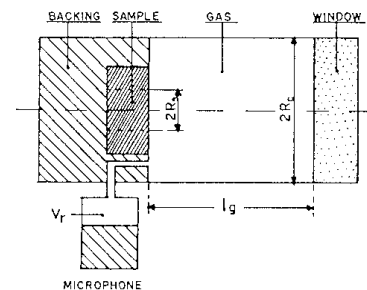


Fig. 5. Cámara PA esquemática que muestra el V residual eficaz,

y $V_s = A_s l_g$ es el volumen de la columna de gas con una sección transversal igual a la región caliente de la muestra, A_s , y longitud l_g . En el eq. (9), $T_g(x, t)$ es toda la solución a la ecuación de difusión termal en el gas, como se descrito previamente en el modelo de RG, incluyendo, sin embargo, la ventana de entrada. Combinando las ec. (7), (8) and (9), y recordando que para un gas ideal $\beta_T = T_0^{-1}$ y $B = P_0$ donde T_0 (P_0) es la temperatura ambiente a una presión, se obtiene

$$\delta P(t) = \frac{P_0}{T_0} \delta T(t) \quad (10)$$

Los cálculos de (10) como una función de l_g han sido desarrollados por Korpiun y Büchner, quienes mostraron que para $l_g \rightarrow 0$, la fluctuaciones de presiones se desvanecen. Cuando se incrementa l_g , la señal pasa por un máximo cuando el l_g es aproximadamente igual a la longitud de la difusión térmica a_g^{-1} , y para un incremento mayor de l_g , y una disminución de l_g^{-1} , como en el modelo RG. En

el limite térmico en el gas ($l_g a_g \ll 1$)

$$|\delta P| \approx \frac{I_0 P_0 \beta K^n R_g^2}{2\sqrt{2} T_0 R_g^2 l_g a_g \left(1 + \left(\frac{V_r}{A_c l_g} \right) \right)} \quad (11)$$

donde el K' es una expresión complicada dependiendo en la muestra y el retroceso de los parámetros físicos, y es independiente de las propiedades térmicas del gas. Cuando l_g el cero, la amplitud de la fluctuación de presión dada por el eq. (11) es proporcional a la longitud columna de gas l_g y es el mismo para todo los gases. Este punto es un resultado importante que se verificó rápido por experimentación de Korpiun y Büchner. En contraste, para el espesor térmico del gas ($l_g a_g \gg 1$), en el modelo extendido predice esto

$$|\delta P| = \frac{I_0 P_0 \beta K^n R_g^2}{2\sqrt{2} T_0 R_g^2 l_g a_g \left(1 + \left(\frac{V_r}{A_c l_g} \right) \right)} \quad (12)$$

donde, de nuevo, K'' es una función dada por la muestra y el retroceso de los parámetros físicos.

Para $V_r \ll A_c l_g$, eq. (12) se reduce al resultado de RG dado por el eqs. (3) y (4) excepto por la

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

presencia de un factor multiplicador $\frac{c_p}{c_v}$ en la ecuación anterior. Es decir, el modelo RG predice

$$|\delta P| \approx \frac{\gamma}{l_g a_g}$$

el espesor térmico del gas donde el

modelo de Korpiun y Büchner predice que

$|\delta P| \approx \frac{1}{l_g a_g}$, donde $l_g a_g \gg 1$. en la fig. 4. mostramos la preedición teórica del comportamiento de la fluctuación de presión de grafito, como una función de la longitud del gas para una cámara llenada de He, N₂, y Freon 13 a una frecuencia de la modulación de 100 Hz como la referida en (11). La comparación entre las predicciones del modelo RG con algunos elementos para la proporción de la señal PA para varios gases en la cámara llena de argón donde se observa claramente la señal PA que se forma en el **proceso isocorico adiabático**.

Referencias Bibliográficas.

- [1] L.B. Kreuzer. J. Appl. Phys. 42 (1971) 2934. (3)
- [2] A. Rosencwaig. Opt. Commun. 7 (1973) 305. (3)
- [3] A. Rosencwaig, Science 181 (1973) 657. (3)
- [4] A. Rosencwaig, Phys. Today 28 (1975) no. 9,23. (3)
- [5] H. Vargas and L.C.M. Miranda, Phys. Rep. 161 (1988) 43. (3)
- [6] A. Rosencwaig and A. Gersho, science 190 (1975) 556. (3)
- [7] A. Rosencwaig and A. Gersho, J. Appl. Phys. 47 (1976) 64. (3)
- [8] E.M. Monahan Jr and A.W. Nolle, J. Appl. Phys. 48 (1977) 3519. (3)
- [9] A. Hordvik and H. Schlossberg, Appl. Opt. 16 (1977) 101. (3)
- [10] F.A. McDonald and G.C. Wetsel, J. Appl. Phys 49 (1978) 1313. (3)
- [11] P. Korpiun and B. Büchner, J. Appl. Phys B 30 (1983) 121. (3)
- [12] Galen Wood Ewing. Analytical Instrumentation Handbook. Edit. Marcell Dekker, inc. (1994) 55-500. (1)
- [13] Weley WM. Wendlandt. Thermal methods of analysis. Edit. John Wiley & Sons. (1997) 140-350. (1)
- [14] O. p. Bochkova and E. YA. Shreyder. Spectroscopic Analysis of gas mixtures. Edit. Academic Press. (1993) 23-790. (1)
- [15] Ronnie K. Miller. Nondestructive Testing Handbook, Second Edition, volume five, American Society for Nondestructive Testing. (1998). (1)
- [16] Cyril M. Harris. Shock and Vibration Handbook, Third Edition, Edit McGraw-Hill. (1996). (1)
- [17] Michael P. Blake and William S. Mitchell. Vibration and Acoustic Measurement Handbook. Edit. Spartan Books. (1998). (1)