

## DIFUSIVIDAD TÉRMICA DE MONO-CRISTALES DE GaSb Y Si(100)

### THERMAL DIFFUSIVITY OF Si (100) AND GaSb SINGLE CRYSTALS

Álvaro Pulzara-Mora<sup>1</sup>, Roberto Bernal-Correa<sup>2</sup>, Álvaro Acevedo-Rivas<sup>1</sup>, Andrés Rosales-Rivera<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Laboratorio de Nanoestructuras Semiconductoras. Grupo de Magnetismo y Materiales Avanzados, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad Nacional de Colombia, sede Manizales. A.A. 127 Colombia.

<sup>2</sup> Grupo DEMA, Departamento de Ciencias Básicas, Facultad de Ciencias e Ingeniería, Universidad del Sinú, Montería-Colombia.

<sup>3</sup> Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados, Facultad de Ciencias exactas y Naturales, Universidad Nacional de Colombia, sede Manizales. A.A. 127 Colombia.

(Recibido: Agosto/2015. Aceptado: Noviembre/2015)

#### Resumen

En este trabajo, reportamos la caracterización de monocristales de Si(100) y GaSb(111) utilizando espectroscopia Raman y fotoacústica (principal interés) en configuración abierta y cerrada, para compuestos semiconductores III-V con estructura tipo zinc blenda. Los espectros Raman generalmente muestran dos picos, un pico a baja frecuencia correspondiente a modos fonónicos TO y un pico en alta frecuencia correspondiente a modos fonónicos LO. Un fuerte pico es mostrado en la posición  $226 \text{ cm}^{-1}$  y uno un poco más débil en  $237 \text{ cm}^{-1}$ , que son los modos TO y LO respectivamente, debido a la orientación cristalina del material. Con el fin de determinar la difusividad térmica de los materiales se utilizaron láseres con longitudes de onda de 650 nm y 535 nm. Los resultados de la difusividad térmica de los monocristales de Si y GaSb, obtenidos a partir del modelo de Rosencwaig y Gersho (RG) se analizaron en función de la orientación cristalográfica. Discutimos la recombinación no-radiativa

que se origina en la superficie y en el volumen del cristal, que contribuye a la señal fotoacústica, en términos del tipo de celda y de la línea de excitación.

**Palabras clave:** Fotoacústica, Semiconductores, recombinación no radiativa.

### Abstract

In this work, we report the characterization of Si (100) and GaSb (111) single crystals by using Raman spectroscopy and a photoacoustic cell in open and closed configuration. For III-V compound semiconductors of the zinc-blende crystal structure, Raman spectra generally show two peaks. The lower-frequency peak corresponds to TO phonons, and the higher frequency peak corresponds to LO phonons. A strong peak was found at  $226\text{ cm}^{-1}$  and a weak peak at  $237\text{ cm}^{-1}$ , which are the TO and LO modes, respectively. Raman spectrum of GaSb (111) show that the integrate intensity of TO mode is greater than LO mode due to disoriented of the single crystal. In order to obtain the thermal diffusivity, the crystals were exciting by means of solid-state lasers of wavelengths of 650 nm and 535 nm, respectively. The results of the thermal diffusivity of single crystals, obtained from the Rosencwaig and Gersho (RG) model were analyzed according to the crystallographic orientation. We have also discussed the contribution of the non-radiative recombination to the photoacoustic signal from surface and bulk depending on the type of cell and excitation of the laser line.

**Keywords:** Photoacoustic, Semiconductors, non-radiative recombination.

### Introducción

En los últimos años la técnica fotoacústica ha tomado gran interés debido a su alto potencial en el estudio de los materiales, principalmente en la determinación de propiedades térmicas como: difusividad térmica, efusividad térmica y coeficiente de difusión térmica [1–5]. Este fenómeno fue observado por primera vez por Alexander Graham Bell en el año 1880 con la aparición del

fotoéfono en el que fotones absorbidos eran convertidos en energía cinética de las moléculas dando lugar a fluctuaciones en una celda. Posteriormente fue explicado por Rosencwaig y Gersho (RG) en los años 70's [6] quienes desarrollaron un modelo teórico que permitió explicar el comportamiento de materiales con régimen térmicamente grueso (RTG) y delgado (RTD), es decir, como es el comportamiento cuando la longitud de difusión térmica  $\mu s$  es mucho mayor o menor que el espesor de la muestra. En los años 80's Fujii, et. al. (FMN) y Morita et. al [7, 8] introdujeron modelos para sistemas de multicapas ópticas con el fin de aplicarlo a sistemas substrato película delgada. Los modelos RG y FMN son tema de actualidad para calcular propiedades térmicas en diferentes tipos de materiales, dentro de los que se encuentran los semiconductores con aplicaciones a celdas solares, ya que parámetros físicos como la difusividad térmica son importantes para el modelado y diseño de dispositivos basados en estos materiales [9].

En este trabajo, reportamos los resultados de medidas realizadas mediante la técnica fotoacústica (FA) en celda cerrada y abierta de cristales de Si(100) y GaSb(111), como función de la frecuencia de modulación para correlacionarlos con la orientación cristalográfica y modos fonónicos obtenidos a partir de espectros Raman. Discutimos la recombinación no-radiativa superficial y de volumen que contribuye a la señal fotoacústica, en términos del tipo de celda y de la línea de excitación.

### **Aspectos teóricos**

La técnica fotoacústica permite medir diferentes tipos de materiales (películas delgadas, bulto, líquidos, y gases) [10–13]. Para ello es necesario considerar algunos aspectos teóricos y experimentales. En nuestro caso particular, es de interés tener en cuenta la orientación cristalográfica de Si(100) y GaSb (111) (fuertemente relacionada con los modos vibracionales), y modelos que nos permitan calcular parámetros de interés.

Los semiconductores GaSb (ZB) y Si (diamante) obedecen a los grupos espaciales  $F43m$  y  $Fd3m$  respectivamente, este es un factor importante cuando se realizan experimentos ópticos en

<i>Geometría</i>	<i>Reglas de selección</i>	
	<i>Fonon TO</i>	<i>Fonon LO</i>
Z(XX)Z o Z(YY)Z <sub>-</sub>	$2/3 d_{TO} ^2$	$1/3 d_{LO} ^2$
Z(XY)Z o Z(YX)Z <sub>-</sub>	$2/3 d_{TO} ^2$	0

TABLA 1. Reglas de selección Raman ZB en  $(X, Y, Z)$  en  $X = [110]$ ,  $Y = [112]$  y  $Z = [111]$ .

crisales, especialmente en Raman ya que las intensidades pueden ser calculadas a partir del tensor Raman que depende de dicha simetría del cristal y está dada por

$$I \propto \sum |\vec{e}_i \cdot \mathfrak{R} \cdot \vec{e}_s|^2 \quad (1)$$

Donde  $\mathfrak{R}$  es el tensor Raman y  $\vec{e}_i$  y  $\vec{e}_s$  son los vectores del haz incidente y dispersado respectivamente. De acuerdo a las reglas de selección en el caso de los semiconductores III-V tipo zinc-blenda (ZB) en el centro de la zona de Brillouin ZB  $\Gamma_4$  existe una representación triplemente degenerada, donde para un fonón óptico polarizado a lo largo de la dirección X, Y o Z tenemos tres tensores Raman, donde  $d$  es la componente linealmente independiente del tensor de tercer rango.

$$\mathfrak{R}(x) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & d \\ 0 & d & 0 \end{pmatrix}; \mathfrak{R}(y) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & d \\ 0 & 0 & 0 \\ d & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ y } \mathfrak{R}(z) = \begin{pmatrix} 0 & d & 0 \\ d & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Estos permiten determinar los modos vibracionales en cada dirección cristalina, siendo el modo TO permitido en los planos (110) y (111) y el modo LO en los planos (100) y (111). La Tabla 1 muestra los modos permitidos en el plano (111) para una estructura ZB según las reglas de selección [14, 15]. De manera análoga se pueden determinar los modos en una estructura tipo diamante a la cual obedece el Si (100).

La difusividad térmica ( $\alpha$ ) es un parámetro importante para el estudio de los materiales y el diseño de dispositivos, y se define como:

$$\alpha = \frac{\kappa}{C_p \rho} \quad (3)$$

donde  $\kappa$  es la conductividad térmica,  $C_p$  el calor específico y  $\rho$  la densidad del material. Con el fin de determinar la difusividad térmica, haremos uso del modelo unidimensional de flujo de calor propuesto por Rosencwaig y Gersho (RG) (Figura 1), en el cual la difusión térmica en el sólido ( $-1 \leq x \leq 0$ ) está influenciada por la fuente de calor debido a la densidad de calor producida en cada punto  $x$  por la luz absorbida en el sólido, donde se supone que la celda ( $-1 - l_b \leq x \leq -l$ ) y el gas ( $0 \leq x \leq l_g$ ) no absorben radiación, y a partir del cual se obtienen las siguientes ecuaciones necesarias para describir teóricamente cada una de las regiones del sistema, a una cierta temperatura  $\phi$ .

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\alpha_s} \frac{\partial \phi}{\partial t} - A \exp(\beta x) [1 + \exp(j\omega t)], \quad -1 \leq x \leq 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\alpha_b} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad -1 - l_b \leq x \leq -l \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad 0 \leq x \leq l_g \quad (6)$$

Considerando las ecuaciones anteriores, y las condiciones de continuidad de flujo se demuestra que la amplitud  $A$  es,

$$A = \frac{C_0}{f} \frac{f_c^{1/2}}{\left( \cosh^2 \left( \sqrt{\frac{f}{f_c}} \right) - \cos^2 \left( \sqrt{\frac{f}{f_c}} \right) \right)^{1/2}} \quad (7)$$

Donde  $f$  es la frecuencia de modulación en el sistema,  $f_c$  la frecuencia de corte y  $C_0$  una constante [16]. Si el espesor de la muestra es mucho mayor que la longitud de difusión ( $l \gg \mu s$ ), de la ecuación (7) se puede demostrar que,

$$A \approx \frac{C_0}{f} e^{-\left(\frac{f}{f_c}\right)^{1/2}} \quad (8)$$

A partir de la cual se puede determinar  $f_c$  (de datos experimentales), y que está relacionada con la difusividad térmica por la expresión (9)

$$\alpha = \pi l^2 f_c \quad (9)$$

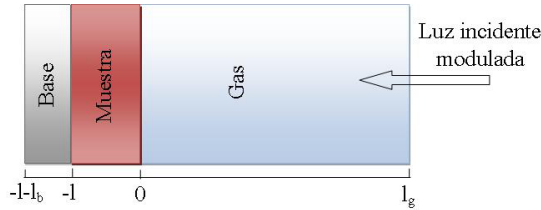


FIGURA 1. Esquema en sección transversal de la transmisión de luz láser en el sistema celda-muestra de acuerdo al modelo RG.

## Experimental

### Implementación de la técnica fotoacústica.

El sistema experimental implementado en el laboratorio para realizar medidas de fotoacústica se muestra en la Figura 2. Este sistema consiste principalmente de una fuente de excitación (láseres de estado sólido de 650 nm y 535 nm - óptica Flex BWTEK), el cual es modulado en frecuencia por un obturador mecánico (chopper) SR-430 Stanford Research Systems, antes de excitar a la muestra. La señal fotoacústica de la muestra es detectada por un transductor, y amplificada por un amplificador lock-in digital de doble canal, modelo SR-830 Stanford Research Systems, sensible a fase y frecuencia, conectado a una PC a través de un puerto USB, donde se registra la fase y la amplitud fotoacústica, utilizando un código desarrollado en el laboratorio mediante software NI Labview.

### Configuración de celda fotoacústica

El diagrama básico de la celda fotoacústica abierta y cerrada se muestra en la Figura 3 a) y b). En la configuración de celda abierta (Fig. 3a), el micrófono funciona como celda fotoacústica, ya que la muestra sella el sistema al ponerse en contacto sobre el micrófono con gas de vacío. La celda cerrada implementada en el laboratorio (Fig. 3b), está construida en acrílico, la cual está comunicada con un micrófono electrete a través de un conducto muy estrecho para evitar fugas indebidas de la señal FA de la muestra. La luz del haz láser que excita la muestra pasa a través de una ventana de cuarzo que sella herméticamente la celda.

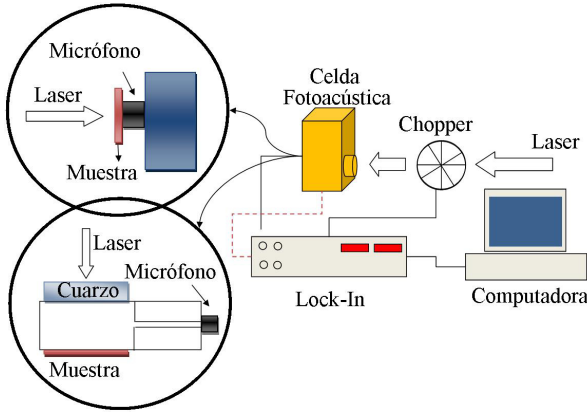


FIGURA 2. Esquema de sistema de medida de fotoacústica.

Las medidas de fotoacústica (señal FA) fueron realizadas sobre obleas comerciales de Si (100) tipo-p, de 350  $\mu\text{m}$  de espesor, pulido espejo por la cara A y rugosa por la cara B, y GaSb (111) tipo-p de 250  $\mu\text{m}$ , pulido espejo por las caras A y B.

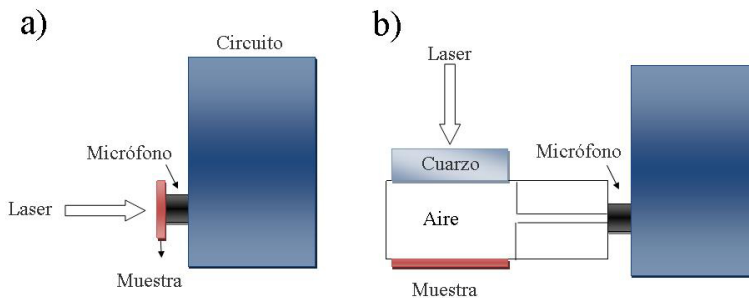


FIGURA 3. a) Corte transversal de celda fotoacústica abierta. b) corte transversal de Celda fotoacústica cerrada.

## Resultados

En la Figura 4 a) y b) se muestran los espectros Raman típicos para GaSb(111) y Si(100) obtenidos en configuración de retro-dispersión (resultados medidos en monocristales [16]). En esta configuración solo el modo TO de la zona centro,  $\text{TO}(\Gamma)$ , está permitido para una estructura de zinc-blenda perfecta. La aparición del modo  $\text{LO}(\Gamma)$  en la misma zona, puede aparecer debido a de la pérdida

de la simetría del cristal. En figura 4 a) se observan los modos vibracionales TO( $\Gamma$ ) y LO( $\Gamma$ ) de GaSb(111), localizados en  $226\text{ cm}^{-1}$  y  $237\text{ cm}^{-1}$ , respectivamente. Debido a la orientación del cristal, la intensidad integrada del modo TO es mayor respecto a la del modo LO típico de enlaces polares, y en buen acuerdo con las reglas de selección que se muestran en la Tabla 1. En el caso del Si(100) monocristalino y en ausencia de esfuerzos (internos y extenos), las tres ramas ópticas del Si están degenerados, resultando en un modo vibracional óptico de primer orden en  $\approx 520\text{ cm}^{-1}$ , denotado como LTO( $\Gamma$ ) en la Figura 4b), como consecuencia de la discontinuidad en la densidad de estados fonónicos cerca de un punto crítico.

Una manera complementaria de estudiar las diferencias fonónicas en cristales con diferente orientación cristalográfica es mediante la técnica fotoacústica, a partir de la cual se pueden obtener parámetros físicos como los discutidos en este trabajo, que dependen directamente del comportamiento fonónico relacionado con la dirección y calidad cristalina del material. Es decir que la magnitud de las medidas realizadas para cada uno de los experimentos esta relacionada con los modos fonónicos determinados a partir de espectroscopia Raman, los cuales tienen intensidades características en cada orientación cristalográfica de acuerdo a las reglas de selección para las diferentes estructuras.

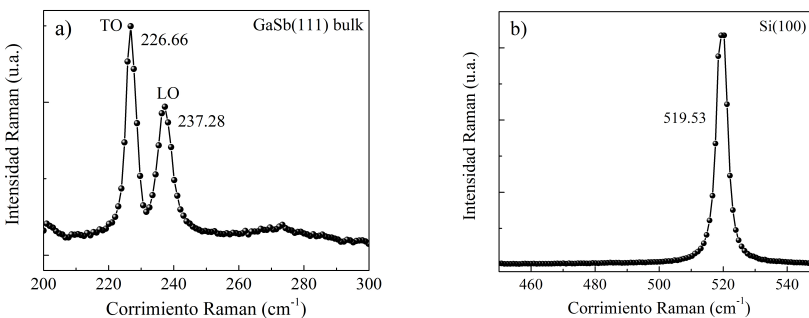


FIGURA 4. a) *Espectro Raman de GaSb(111)*, b) *espectro Raman de Si(100)*.

El inset de la Figura 5, muestra las medidas de la señal fotoacústica en celda abierta proveniente de los cristales de



Si(100) y GaSb(111) dopado p, para frecuencias de modulación del obturador electro-óptico de 100, 200, 300, 400, 500 y 600 Hz, registrada durante un intervalo de tiempo ( $\Delta t$ ) de 1000 s, con el fin de determinar la estabilidad del sistema. De acuerdo a estos resultados, consideramos que la señal FA es estable y se procedió a realizar mediciones de señal FA en función de la frecuencia de modulación utilizando la misma configuración, como se muestra en la Fig. 5, donde los puntos verdes y rojos corresponden a los datos experimentales, Si (100) y GaSb (111), respectivamente. La línea continua representa el mejor ajuste empleando la ecuación (8) de los datos experimentales, utilizando el método de mínimos cuadrados, de los cuales se obtuvieron valores de  $f_c$ . Esto permitió calcular la difusividad ( $\alpha$ ), a partir de la Ec. (9) datos que son mostrados en la Tabla 2.

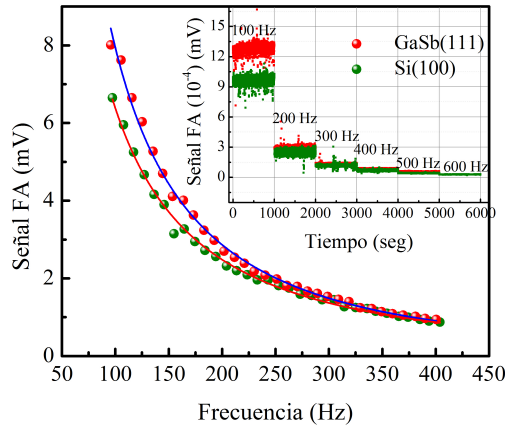


FIGURA 5. Medidas de señal FA en función de la frecuencia para cristales de Si(100) y GaSb(111) utilizando una celda abierta. El inset muestra medidas de FA de cristales de Si y GaSb en función del tiempo, para frecuencias desde 100 hasta 600 Hz.

Con el fin de realizar una comparación entre las celdas fotoacústica abierta y cerrada, se realizó medidas de FA en función de la frecuencia de modulación a una oblea de Si(100), como se muestra en la Figura 6. Aunque la forma de la curva es idéntica para las dos celdas, hay una gran diferencia en los valores de la amplitud de la señal FA, debido posiblemente a la diferencia en el volumen de las

Muestra	$\lambda_{laser}$ (nm)	$f_c$ (hz)	$\alpha$ (cm <sup>2</sup> /s)	$\alpha$ -reportado (cm <sup>2</sup> /s)
<i>Celda abierta</i>				
GaSb(111)	650	162,0	0,32±0,02	0,24[17]
Si(100)	532	274,5	1,05±0,04	0,94[18] -1,05[15]
<i>Celda cerrada</i>				
Si(100)	650	275,9	1,06±0,04	
Si(100)	532	257,8	0,99±0,03	

TABLA 2. Valores obtenidos de la frecuencia de corte a partir de datos experimentales y de difusividad térmica.

celdas, y al recorrido que deben realizar las ondas sonoras antes de ser detectadas por el micrófono. Por comparación, en el recuadro se muestra la curva de señal FA de la celda abierta, lo cual verifica la similitud de las curvas de las dos celdas. El valor calculado de la frecuencia de corte ( $f_c$ ), fue de 274.5 Hz para la celda abierta y de 275.9 Hz para la celda cerrada, lo cual muestra que no hay gran diferencia en los valores obtenidos en las dos configuraciones.

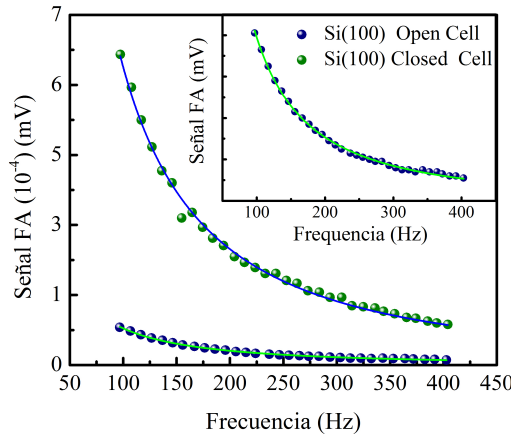


FIGURA 6. Amplitud de la señal fotoacústica en función de la frecuencia para un cristal de Si (100), tomada con la celda abierta y cerrada. La línea continua representa el ajuste utilizando la Ec. (8)

De igual manera, se realizaron medidas de señal FA sobre el cristal de Si(100) en configuración de celda cerrada con diferentes láseres,

obteniendo valores de  $f_c$  de 275.9 Hz para la línea del láser de 650 nm (pot. = 60 mW) y 257.8 Hz para la línea de 532 nm (pot. = 80 mW) (Figura 7). La diferencia en el valor de  $f_c$  y la amplitud de la señal FA, se debe a las características propias del láser: potencia, longitud de onda, y longitud de penetración, y de la muestra como: la orientación cristalográfica, la morfología superficial (rugosa o plana), y de sus propiedades térmicas alterando de esta manera las diferentes contribuciones de la señal FA en el cristal semiconductor, como la termalización no radiativa intrabanda, recombinación no radiativa en bulto, recombinación superficial no radiativa, y su comportamiento termo-elástico [18].

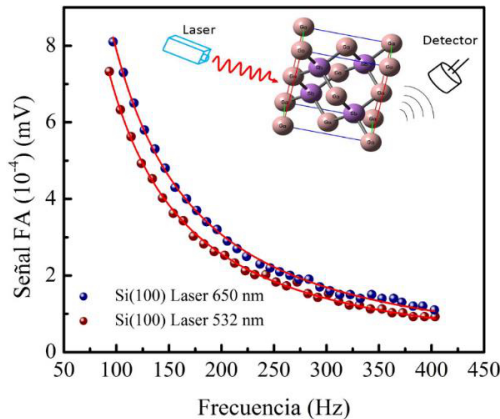


FIGURA 7. Amplitud de la señal fotoacústica de Si(100) utilizando de láseres de 650 y 532 nm. La línea continua representa el ajuste utilizando la Ec. (8).

Teniendo en cuenta que el borde de absorción ( $\lambda_{Si}=1127$  nm) del Si(100) se encuentra por encima de las longitudes de onda utilizadas para excitar la muestra, es posible que la absorción se deba a la interacción de ondas electromagnéticas y fonones, reflejándose en la señal fotoacústica. Con el fin de analizar los procesos de recombinación no-radiativa graficamos log (señal FA) vs log ( $f$ ), como se muestra en la Figura 8a). El ajuste con los datos experimentales determinó una dependencia de la señal FA con la frecuencia de la forma  $f^{-1.41}$  para el láser de 650nm, y  $f^{-1.44}$  para el láser de 532 nm para el rango de frecuencias entre 100 hasta 400 Hz. Los resultados obtenidos son consistentes con los reportados en la literatura  $\sim f^{-1.5}$  [17], proveniente de

la recombinación no-radiativa en el bulto del exceso de pares electrón-hueco después de la difusión una distancia  $(D\tau)^{1/2}$ , donde  $\tau$  es el tiempo de vida y  $D$ , el coeficiente de difusión. Así, podemos descartar recombinación superficial no radiativa en la muestra para los valores de frecuencia de modulación indicados, aunque la disminución en el exponente desde -1.41 a -1.44 puede estar asociada a otros fenómenos de recombinación debido a la influencia de la longitud del láser utilizado en la excitación del Si cristalino. De igual manera, se obtuvo una dependencia de la señal FA con la frecuencia de  $f^{-1.55}$  (Figura 8b), para GaSb(111). Este valor está en buen acuerdo con lo reportado para semiconductores III-V, en donde esta dependencia en este rango de frecuencia es atribuida a recombinación no radiativa en bulto [19].

Aunque para los mono-cristales de Si(100) y GaSb(111) el comportamiento es similar en la región de frecuencias ( $100 \leq f \leq 400$  Hz), la diferencia en la dependencia de la señal FA con la frecuencia ( $\sim f^{-1.44}$  y  $\sim f^{-1.56}$ ), y en los valores de amplitud, se atribuye a fenómenos de recombinación no-radiativa típicos de semiconductores, y probablemente debido a la orientación cristalográfica de Si(100) y GaSb(111), así como también a su composición química, la estructura en la que cristalizan, (Si: diamante y GaSb zincblenda). Además, en la diferencia en los radios atómicos de Ga y Sb de Si, variando el factor de empaquetamiento, y ocasionando una mayor contribución fonónica (discutida en la sección Raman). La luz incidente del láser modulada crea un exceso de concentración de portadores en el semiconductor, la cual se difunde a través de la muestra transfiriendo energía a los fonones de la red por medio de colisiones. Este exceso de energía ( $E-E_g$ ) se convierte en energía térmica a través de procesos no-radiativos, en tiempos relativamente cortos  $\sim 10$ - $12$  s, que pueden suponerse instantáneos en el rango de frecuencias de modulación utilizadas FA.

## Conclusiones

Se determinaron los valores de difusividad térmica para Si(100) y GaSb(111) monocristalinos, por medio de fotoacústica en

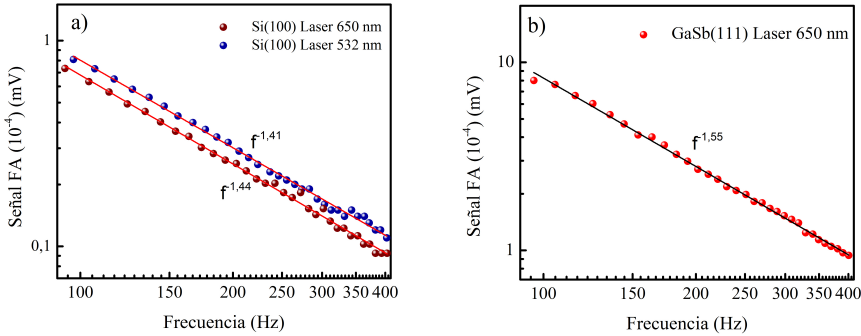


FIGURA 8. a) Log de la señal FA en función de la frecuencia de modulación para una oblea Si(100) monocristalina, utilizando láseres de 650 nm y 532 nm. b) Log de la señal FA en función de la frecuencia de modulación para una oblea monocristalina de GaSb(111) utilizando línea láser de 650 nm.

configuración de celda abierta y cerrada, obteniéndose valores similares a los reportados en la literatura. Diferencias en la difusividad térmica, y en la dependencia de la señal fotoacústica con la frecuencia se atribuyen a fenómenos de recombinación no-radiativa superficial y volumétrica. Finalmente se sugiere esta técnica como método para determinar parámetros como difusividad térmica en materiales semiconductores IV y III-V.

## Acknowledgments

Este trabajo fue financiado por la dirección de Investigaciones de la Universidad Nacional de Colombia sede Manizales, Proyectos códigos 17075 - 23196. R. Bernal-Correa, agradece a COLCIENCIAS por la beca doctoral otorgada dentro del programa “Francisco José de Caldas 2011”.

## Referencias

- [1] R. Maia, M. Siqueira, R. Araujo, K. Machado, and S. Stolf, J. Non-Cryst. Solids **426**, 43 (2015).
- [2] A. Bedoya, E. Marín, A. Mansanares, M. Zambrano-Arjona, I. Riech, and A. Calderón, Thermochim. Acta **614**, 52 (2015).

- [3] H. Abosheisha and S. Saafan, *Int. J. Thermophys.* **36**, 1661 (2015).
- [4] Z. El-Qahtani, A. Badawi, K. Easawi, N. Al-Hosiny, and S. Abdallah, *Mat. Sci. Semicon. Proc.* **20**, 68 (2014).
- [5] C. Poffo, J. de Lima, S. Souza, D. Triches, T. Nogueira, Z. Borges, and L. Manzato, *J. Mol. Struct.* **1076**, 737 (2014).
- [6] A. Rosencwaig and A. Gersho, *J. Appl. Phys.* **47**, 64 (1976).
- [7] Y. Fujii, A. Moritani, and J. Nakai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 361 (1981).
- [8] M. Morita, *Jpn. J. Appl. Phys.* **20**, 835 (1981).
- [9] F. Satour and A. Zegadi, *J. Lumin.* **132**, 1688 (2012).
- [10] J. Rojas-Trigos, A. Calderón, and E. Marín, *J. Mater. Sci.* **46**, 7799 (2011).
- [11] D. G. Espinosa-Arbeláez, R. Velázquez-Hernández, J. Petricioli-Carranco, R. Quintero-Torres, and M. E. Rodríguez-García, *Phys. Status Solidi C* **8**, 1856 (2011).
- [12] K. Ersching, C. Campos, J. de Lima, T. Grandi, S. Souza, and P. Pizani, *Mater. Chem. Phys.* **122**, 528 (2010).
- [13] C. Poffo, J. de Lima, S. Souza, D. Triches, T. Grandi, and R. de Biasi, *Physica B* **413**, 47 (2013).
- [14] C. Hamaguchi, *Basic Semiconductor Physics*, Segunda ed. (Springer Berlin Heidelberg, 2010) Chap. 5.
- [15] P. Puech, G. Landa, R. Carles, and C. Fontaine, *J. Appl. Phys.* **82**, 4493 (1997).
- [16] A. Pulzara-Mora, M. Meléndez-Lira, S. Jiménez-Sandoval, and M. Lopez-Lopez, *Vacuum* **80**, 468 (2006).
- [17] O. Pessoa, C. L. Cesar, N. A. Patel, H. Vargas, C. C. Ghizoni, and L. C. M. Miranda, *J. Appl. Phys.* **59**, 1316 (1986).
- [18] G. Peña-Rodríguez, A. Calderon, and R. A. Muñoz Hernandez, *Rev. Col. de Física* **38**, 806 (2006).
- [19] J.-T. Lim, J.-G. Choi, Y. H. Bak, S.-H. Park, and U. Kim., *J. Korean Phys. Soc.* **31**, 608 (1997).