

Estudio del tiempo característico de llenado de trampas en GaAs y en puntos cuánticos de InAs por medio del análisis de espectros de fotorreflectancia

Figuroa-Reina T., Sánchez-Trujillo D. J., Prías-Barragán J. J.[§], Ariza-Calderón H.
Laboratorio de Optoelectrónica, Universidad del Quindío, A. A.2639 Armenia, Colombia

[§] Programa de Tecnología en Instrumentación Electrónica, Universidad del Quindío, Armenia, Colombia

Pulzara A.
Laboratorio de Magnetismo y Materiales Avanzados. Universidad Nacional, Manizales, Colombia

López-López M.
Departamento de Física, Centro de Investigación y Estudios Avanzados del IPN, México D.F, México
(Recibido: 26 de septiembre de 2014; Aceptado: 03 de enero de 2015)

En este trabajo se presentan los resultados del estudio del tiempo de llenado de trampas (τ) en un monocristal de GaAs y en puntos cuánticos autoensamblados (PCAs) de InAs, empleando el análisis de espectros de Fotorreflectancia (FR) a temperatura ambiente. Los PCAs fueron crecidos sobre un sustrato de GaAs por medio de la técnica de epitaxia de haces moleculares, mientras que la muestra de GaAs es un monocristal comercial. Los espectros de FR fueron tomados variando la frecuencia del haz modulador para valores comprendidos desde 80Hz hasta 3000Hz. Del respectivo análisis de los espectros de FR, se obtuvo la dependencia de la intensidad de la señal de Fotorreflectancia con la frecuencia de modulación. A partir del ajuste de los datos experimentales de la variación de la intensidad de la señal de FR con la frecuencia de modulación, se logró determinar que la presencia de los PCAs incrementan el valor de τ .

Palabras claves: Fotorreflectancia; Puntos cuánticos; InAs; GaAs; Tiempo de llenado de trampas

In this paper it is presented the study of trap-filling time (τ) in a GaAs single crystal and InAs Self-assembled quantum dots (SAQDs), using the analysis of the photoreflectance (PR) spectra measured at room temperature. The SAQDs were grown on a GaAs substrate by molecular beam epitaxy (MBE), and GaAs sample is a commercial single crystal. The PR spectra were measured varying the chopper frequency from 80 Hz to 3000 Hz. From the analysis of these PR spectra, it was obtained the dependence of the PR signal intensity with the modulation frequency. By fitting these experimental data, it was determined that the presence of the SAQDs increases the value of τ .

Keywords: Photoreflectance; Quantum dots; InAs; GaAs; Trap-filling time

1. Introducción

Los puntos cuánticos (PCs) son nanoestructuras semiconductoras, constituidas por cientos o miles de átomos ordenados en una estructura cristalina y de dimensiones habitualmente nanométricas [1,2]. Su característica esencial es que los electrones que lo constituyen están obligados a mantenerse confinados en las tres dimensiones; es decir, son estructuras cero-dimensionales, lo que genera diversos fenómenos cuánticos y propiedades inusuales que ofrecen la posibilidad de desarrollar una gran variedad de aplicaciones [1,3]. Este interés ha venido en aumento y se han desarrollado diferentes aplicaciones en optoelectrónica empleando puntos cuánticos, entre los que se destacan los diodos emisores de luz [1,2], celdas fotovoltaicas [4] y láseres de alto rendimiento [1,5]. En el desarrollo de dispositivos optoelectrónicos y electrónicos, una importante característica que permite evaluar el desempeño, es el tiempo de respuesta. Uno de los mecanismos que influyen el tiempo de respuesta de un dispositivo, es la interacción entre la densidad de trampas superficiales y los portadores libres, conocido como llenado de trampas superficiales [6,7]. Para el caso de los PCAs el tema de llenado de

trampas sigue siendo un tema abierto de investigación, debido al potencial tecnológico involucrado. Por lo tanto, en este trabajo, se presenta un estudio del tiempo característico de llenado de trampas (τ) para PCAs de InAs crecidos sobre sustratos de GaAs, y para una muestra comercial de GaAs, empleando la técnica de Fotorreflectancia (FR) a temperatura ambiente, encontrándose la influencia de los PCAs en el llenado de trampas.

2. Detalles Experimentales

La muestra estudiada para efectos comparativos es un monocristal comercial de GaAs, y los PCAs estudiados de InAs, fueron crecidos sobre sustratos de GaAs (100) y una capa buffer de GaAs de 200 nm de espesor, empleando la técnica de epitaxia de haces moleculares (MBE) en un sistema Riber C21 [8]. El sistema de FR empleado para las mediciones reportadas en este trabajo, consta de un monocromador de 32 cm de distancia focal, con una lámpara de filamento de tungsteno, gas halógeno y vidrio de cuarzo (QTH) de 250 W de potencia eléctrica. La muestra es colocada en un porta muestras a temperatura ambiente, sobre esta muestra se hacen incidir dos haces de

luz, uno proveniente de un láser de Ar a una potencia fija de 10 mW, denominado haz modulador, el cual es pulsado mediante el uso de un cortador mecánico (chopper) a una frecuencia dada; y el otro proveniente del monocromador, el cual varía su longitud de onda, denominado haz de prueba. La señal de fotorreflectancia es una medida de la relación entre el cambio de la reflectividad del material (ΔR) y la reflectividad (R) del haz de prueba que incide sobre la muestra. La señal de FR es el resultado de la foto excitación periódica de portadores en el material semiconductor, al incidir los haces modulador y de prueba. Esta señal de FR se registró en un fotodetector UDT555, y fue procesada en conjunto por un amplificador lock-in, un milivoltímetro, y una aplicación de software de adquisición de datos, desarrollado en LabVIEW. Cada espectro de FR fue tomado en función de la energía del haz de prueba utilizado. Con el fin de determinar el tiempo de llenado de trampas en los muestras bajo estudio, se tomaron espectros de FR a temperatura ambiente, variando la frecuencia del cortador mecánico del haz de luz modulador, en el rango comprendido desde 80 Hz hasta 3000 Hz. El rango de los espectros de FR estudiado, abarca únicamente la respuesta óptica de la capa buffer de GaAs en las muestras de los PCAs.

3. Marco Teórico

El mecanismo de la técnica FR es la modulación del campo eléctrico en la superficie o en la interfaz de un material, por medio de la generación de pares electrón-hueco, los cuales modifican la distribución de carga eléctrica superficial, alterando la curvatura de las bandas de energía [9]. Los portadores generados cuando el haz modulador incide sobre la muestra, son libres de llenar trampas en la superficie, efecto conocido como llenado de trampas. Cuando el haz modulador deja de incidir sobre la muestra, las trampas quedan nuevamente desocupadas.

Al variar la frecuencia del cortador mecánico, el tiempo de llenado de trampas se verá afectado, lo cual influye en la intensidad de la señal de FR. Con el análisis del espectro de FR, se puede encontrar la relación entre el tiempo de llenado de las trampas y la dependencia de la señal de Fotorreflectancia $\Delta R/R$ con la frecuencia angular de modulación (ω), de acuerdo al formalismo matemático empleado por M.A. Meléndez-Lira [10]. En este formalismo, la radiación moduladora es descrita por una forma de onda cuadrada de periodo T . Cuando el haz modulador incide sobre la muestra, se generan pares electrón-hueco, los cuales pueden llenar libremente las trampas, modificando de forma inmediata la intensidad del campo eléctrico superficial. Cuando se interrumpe esta incidencia del haz modulador, la densidad de trampas llenas decae con un tiempo característico τ , lo que provoca que la intensidad del campo eléctrico superficial restaure su valor original. Este proceso puede ser modelado de forma similar al comportamiento de la carga y descarga periódica de un capacitor eléctrico [11].

Teniendo en cuenta lo anterior, obtenemos:

$$\frac{\Delta R}{R}(t) = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_0; \quad 0 < t < \frac{T}{2} \quad (1)$$

$$\frac{\Delta R}{R}(t) = \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_0 (1 - e^{-t/\tau}); \quad \frac{T}{2} < t < T \quad (2)$$

La diferencia entre la densidad de ocupación de las trampas en los dos estados de la onda cuadrada; es decir, cuando el haz modulador incide sobre la muestra, corresponde al coeficiente de la ecuación (2).

Aplicando la transformada de Fourier a la señal de FR, se obtiene el comportamiento en función de la frecuencia de modulación:

$$\frac{\Delta R}{R}(\omega) \sim \omega \int_0^{\pi/\omega} \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_0 [1 - e^{-t/\tau}] e^{i(\omega t - \delta)} dt \quad (3)$$

Siendo δ una constante asociada a la fase. Integrando la ecuación (3), se obtiene:

$$\frac{\Delta R}{R}(\omega) \sim \omega \left(\frac{\Delta R}{R}\right)_0 e^{-i\delta} i \left[\frac{2}{\omega} - \frac{(1 + e^{-\pi/\omega\tau})(1 - \frac{i}{\tau})}{\omega^2 + \frac{1}{\tau^2}} \right] \quad (4)$$

Luego, la razón de la magnitud de la reflectancia como función de la frecuencia, está dada por:

$$C(\omega) = C_0 \left[\frac{4 + (\omega\tau)^2(1 - e^{-\pi/\omega\tau})^2}{4(1 + \omega^2\tau^2)} \right]^{1/2} \quad (5)$$

Donde $C(\omega)$ es la amplitud de la oscilación del espectro de FR, ω la frecuencia del haz modulador (frecuencia del chopper) y τ es el tiempo de llenado de trampas. C_0 es común para todas las medidas e independiente de la frecuencia del haz modulador, y corresponde a la máxima amplitud de oscilación del espectro de FR, cuando ω tiende a cero. En síntesis, la dependencia de la amplitud $\Delta R/R$ del espectro de FR con la frecuencia de modulación y el tiempo de llenado de trampas, está dado por la expresión (5) [6].

Aunque en la ecuación (5), solo se considera un tipo de trampa, esta expresión permitió realizar una descripción adecuada de los resultados experimentales que se obtienen en este trabajo.

Por otro lado, es bien conocido que en el espectro de FR pueden aparecer oscilaciones para valores de energía mayores al valor de la energía del punto crítico, las cuales son conocidas como oscilaciones Franz-Keldysh (OFK), estas oscilaciones indican que el campo eléctrico tiene valores en la región de campo medio. Aspnes encontró que

esto es posible si $|\hbar\Omega| \geq \Gamma$ [12], siendo $\hbar\Omega$ la energía electro-óptica y Γ el parámetro fenomenológico de ensanchamiento.

Para el análisis de los datos experimentales en la región de campo medio, Aspnes y Studna [13] propusieron que el espectro de FR se puede describir por medio de:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{C}{\hbar\omega - E_g} \exp\left[-\frac{\Gamma(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{(\hbar\Omega)^{3/2}}\right] \cos\left[\phi + \frac{2}{3}\left(\frac{\hbar\omega - E_g}{\hbar\Omega}\right)^{3/2}\right]$$

Donde Φ es un factor de fase el cual depende de la fuerza de la interacción electrón-hueco, los procesos de dispersión de rango corto y la dimensionalidad del punto crítico, $\hbar\Omega$ representa la energía ganada por los portadores fotoexcitados debido al campo eléctrico aplicado.

Se relaciona con el campo eléctrico F mediante:

$$(\hbar\Omega)^3 = \left(\frac{e^2 F^2 \hbar^2}{2\mu}\right)$$

Donde e representa la carga del electrón, μ es la masa reducida efectiva interbanda en la dirección de F , \hbar es la constante de Planck y E_g es la energía de la brecha [12].

4. Resultados y Discusión

En las figuras 1a) y 1b) se presentan los consolidados de los espectros de FR en las muestras de PCAs de InAs/GaAs y de GaAs, respectivamente, lo cuales fueron tomados a temperatura ambiente en el rango espectral del infrarrojo cercano, considerando diferentes valores de frecuencia del haz modulador, que varían desde 80 Hz hasta 3000 Hz. Para el caso de los ajustes de los espectros experimentales de FR en la muestra de PCAs se empleó el software ORIGIN y se consideraron dos contribuciones en la forma de línea: Una, asociada al punto crítico, que es una forma de línea Lorentziana de tercera derivada, expresión reportada por Aspnes [14]; y la otra contribución debida a las oscilaciones Franz-Keldysh [12, 13]. Para el caso de los ajustes de los espectros experimentales de FR en muestra comercial de GaAs se consideró solo la contribución correspondiente a la forma de línea Lorentziana de tercera derivada [14].

En el espectro de FR de la parte superior izquierda de la figura 1a), se observa que su comportamiento obedece al régimen de campo medio, atribuido a la presencia de oscilaciones tipo Franz-Keldysh, tal como ha sido reportado [12,15]. En la figura 1b), se observa la desaparición de las oscilaciones tipo Franz-Keldysh. Asimismo, en las figuras 1a) y 1b), se aprecia que a medida que se incrementa la frecuencia del haz modulador, disminuye la amplitud de los espectros de FR. Del análisis de resultados, se logró obtener la dependencia de la señal de FR con la frecuencia del haz modulador. A partir del análisis de estos resultados, se determinó el tiempo característico de llenado de trampas y el efecto de los

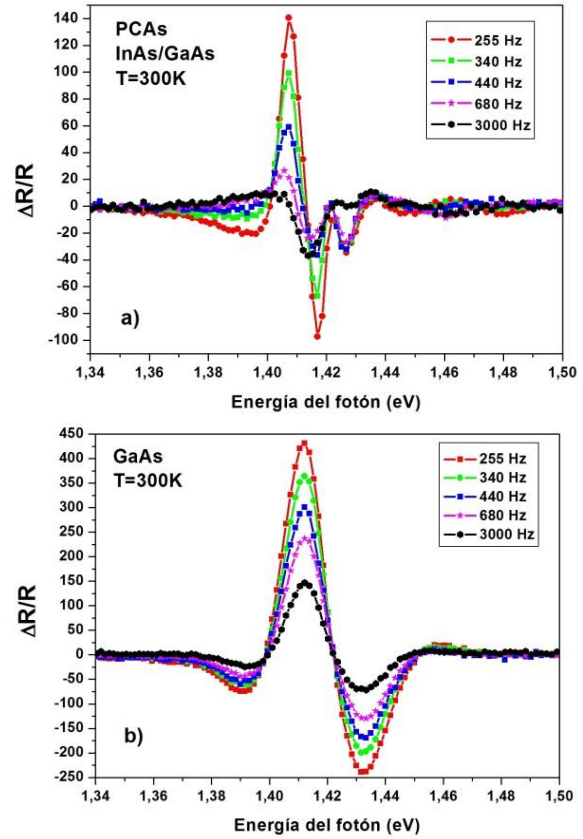


Figura 1: Espectros de FR para diferentes frecuencias del haz modulador a) Espectros de FR en capa buffer de PCAs de InAs/GaAs. b) Espectros de FR en monocristal de GaAs.

PCAs de InAs en este tiempo de llenado.

Del ajuste de los espectros presentados en las figuras 1a) y 1b), se obtuvo el valor de la amplitud de la oscilación $C(\omega)$ para cada espectro de FR obtenido para una frecuencia del haz modulador en particular. En las figuras 2a) y 2b), se presentan las dependencias de las amplitudes de los espectros de FR con la frecuencia del haz modulador, y el respectivo ajuste teórico a los datos experimentales, empleando el modelo de carga y descarga de la expresión (5).

Se puede observar que a medida que se incrementa la frecuencia del haz modulador, la amplitud del espectro de FR disminuye. Este comportamiento se atribuye a que la frecuencia es rápida comparada con el tiempo de llenado de trampas. El tiempo de excitación es tan bajo que los portadores no alcanzan a ocupar todas las trampas, permitiendo que las trampas se desocupen antes que se saturen.

A partir de los ajustes en mención, se obtuvo un valor para el tiempo característico de llenado de trampas en la muestra de PCAs de InAs/GaAs, de $\tau = 10,07 \pm 2,23$ ms, y en el monocristal de GaAs un tiempo de $\tau = 1,41 \pm 0,22$ ms, valor que se encuentra dentro del rango reportado para el binario de GaAs [10]. Estos valores indican que la presencia de los puntos cuánticos puede incrementar en un orden de magnitud el tiempo de llenado de trampas, lo cual

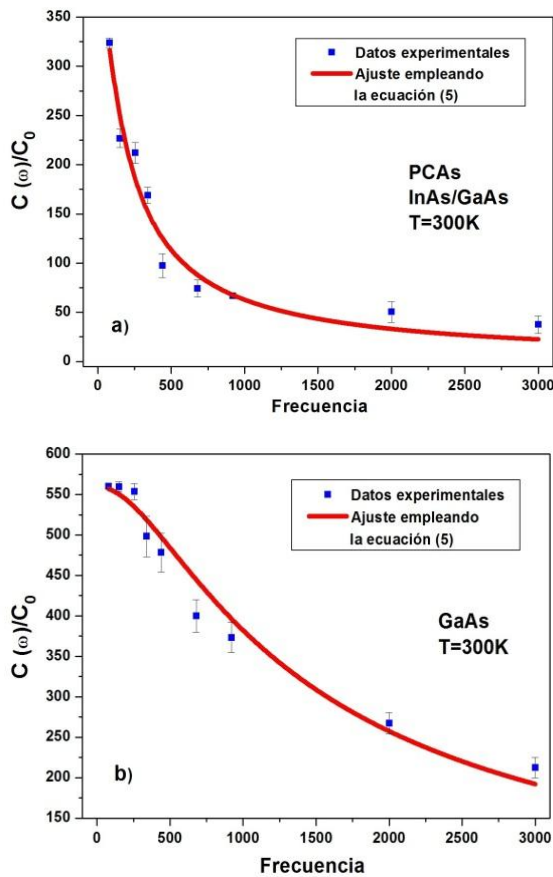


Figura 2: a) Ajuste al modelo de captura en trampas para la intensidad de la señal de FR, en capa buffer de PCAs de InAs/GaAs. b) Ajuste al modelo de captura en trampas, en el monocristal de GaAs.

podría atribuirse a que la presencia de los PCAs incrementa la longitud de difusión de los portadores en la superficie del material, y por consiguiente el tiempo característico de llenado de trampas.

5. Conclusiones

Hemos presentado la determinación del tiempo característico de llenado de trampas en muestras de GaAs y PCAs de InAs/GaAs, encontrándose que la presencia de los puntos cuánticos incrementa en un orden de magnitud el tiempo característico de llenado de trampas en la capa buffer, lo cual puede atribuirse al incremento del recorrido libre medio de los portadores de carga fotoexcitados por el mecanismo de FR. Conocer el valor del tiempo de recombinación de portadores en trampas en materiales semiconductores, aporta una valiosa información, ya que

este valor influye en el tiempo de respuesta óptica del semiconductor, permitiendo entender los mecanismos de transporte de carga eléctrica en dispositivos optoelectrónicos y/o electrónicos. Asimismo, se implementó en PCAs la metodología empleada para el estudio de tiempos de llenado de trampas.

Agradecimientos

Este trabajo se desarrolló dentro de la pasantía de joven investigador patrocinado por Colciencias. Adicionalmente, este trabajo también fue apoyado por la Universidad del Quindío.

Referencias

- [1]. D. Bimberg, in: Quantum Dot Heterostructures, Eds. M. Grundmann, N. N. Ledentsov. (Chichester, Inglaterra, 1999) p. 325.
- [2]. V. Pombo and V. Goyanes. Revista Complutense de Ciencias Veterinarias. 5 1, 69 (2011).
- [3]. M. López and V. H. Méndez. Cinvestav, 1, 44(2008).
- [4]. E. Cánovas, A. Martí, A. Luque, C. D. Farmer, C. R. Stanley, A. M. Sánchez, T. Ben and S. I. Molina. Energy Procedia. 2, 27(2010).
- [5]. D. Bimberg. J. Appl. Phys, 38, 2055(2005).
- [6]. L. Torres, J. J. Prías, A. D. Vélez, L. Tirado, H. Ariza. Rev. Col. Fís. 42 3, 475(2010).
- [7]. X. C. Shen, H. Shen, P. Parayanthal and F. H. Pollak. Superlattices and Microstruct. 2 6, 513(1986).
- [8]. A. Pulzara, E. Cruz, J. Rojas, M. Bernal, V.H. Méndez and M. López. Rev. Col. Fís. 40 1, 183(2008).
- [9]. P. Yu, in: Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties, Eds. M. Cardona (Berlín, Alemania, 1996) p. 311.
- [10]. M. A. Meléndez-Lira. Caracterización óptica de heteroestructuras semiconductoras mediante espectroscopía Raman y de Fotorreflectancia, (Ciudad de México, México, 1993) p. 200. Tesis de Doctorado. Cinvestav.
- [11]. H. Shen, Z. Hang, S. H. Pan, F. H. Pollak and J. M. Woodall. J. Appl. Phys. 52 24, 2058(1988).
- [12]. D. E. Aspnes, Handbook of Semiconductors, Modulation Spectroscopy/ Electric Field Effects on the Dielectric function of semiconductors, Vol 2, Ed T S Moss, (New York, USA, 1980) p. 110.
- [13]. D. E. Aspnes, A. Studna, and Schottky-Barrier. Phys. Rev. 7 10, 163(1973).
- [14]. D. E. Aspnes. Surf. Sci. 37, 418(1973).
- [15]. P. Hazdra, J. Voves, J. Oswald, K. Kuldová, A. Hospodková, E. Hulcius and J. Pangrác. Microelectron. J. 39 6, 1070(2008).