



## Caracterización del coeficiente de ganancia y electroabsorción de una muestra de pozos cuánticos de AlGaAs

Carlos García Lara<sup>a</sup>, R. Vázquez<sup>a</sup>, S. Mendoza<sup>b</sup> y J. Camas<sup>c</sup>

Ingeniería Ambiental, Universidad de Ciencias y Artes de Chiapas, México. carlosmgl10@gmail.com†

a) Facultad de Física, Universidad Autónoma de Chiapas, b) Instituto Tecnológico de Tuxtla Gutiérrez.

†autor para la correspondencia

Recibido el 15/04/2009. Aprobado en versión final el 18/02/2010.

**Sumario.** Se presenta la caracterización óptica de una muestra de pozos cuánticos fotorefractivos de AlGaAs de 1.645  $\mu\text{m}$  de espesor, mediante un sistema automático de mezcla de dos ondas, en donde se controló la rejilla de difracción de un diodo láser sintonizable de 835 a 850nm. Se analizó la respuesta del material a diferentes longitudes de onda; así como a diferentes intensidades del haz del láser y, a diferentes campos eléctricos aplicados. Se observaron dos picos de absorción, debido a la presencia de excitones en el material, a 838 y 845nm, con un voltaje aplicado de 2,4 y 6 volts, una resistencia limitadora de corriente de 4.7k $\Omega$  y una corriente máxima del láser de 50 mA. Se observó un coeficiente de electro-absorción elevado, debido a que la aplicación de un campo eléctrico a un semiconductor cambia la absorción del material, conocido como efecto de cuánto confinado Stark, el cual se observa para pozos de configuración longitudinal. Además, para un espacio entre franjas de aproximadamente 1 $\mu\text{m}$  y un campo eléctrico aplicado de 4000 volts/cm y 6000 volts/cm, se observó que la máxima eficiencia de difracción se encuentra a 845nm donde se localiza el pico excitónico más alto.

**Abstract.** We present the optical characterization of a photorefractive quantum well sample of AlGaAs with 1.645  $\mu\text{m}$  thicknesses, using an automatic system of two wave mixing, particularly controlling a tuned laser diffraction grating from 835 a 850nm. Several characteristics were analyzed, the sample response at different wavelengths, power laser and, electric fields applied. We observed two absorption peaks, due to exciton present in the sample, at 838nm and 845nm respectively, with 2,4 and 6 applied voltage using a 4.7k $\Omega$  resistor and 50mA maxim current laser. Thus a great electro-absorption coefficient, due an electric field applied to a semiconductor change the material absorption, known like quantum Stark effect, observed in longitudinal configuration. Furthermore, using fringes separately by 1 $\mu\text{m}$  and a 4000 and 6000v/cm applied, we observed the best diffraction efficiency at 835nm where are located the upper excitonic peak.

**Palabras clave.** Pozos Cuánticos 78.67.De, Mezcla de dos ondas 42.65.Hw, Caracterización óptica 78.67.De.

### 1 Introducción

El efecto fotorrefractivo es un fenómeno óptico no lineal en donde el índice de refracción es modulado por un patrón de campo eléctrico interno (efecto Pockels), debido a una redistribución espacial de cargas generado por un

patrón de interferencia luminoso, el cual es observado en materiales que son simultáneamente fotoconductores y electro-ópticos.<sup>1</sup> En pozos cuánticos el efecto consiste de tres procesos físicos separados: fotoexcitación de portadores de carga, la cual se da por la transición entre la banda de valencia y conducción, además de la contribu-

ción de de las transiciones inter-subbandas de portadores de carga, otro mecanismo importante de redistribución de foto-portadores de carga es conocido como arrastre, el cual se da por la aplicación de un campo eléctrico externo; el proceso de fotogeneración de portadores de carga se da en las zonas de máxima intensidad. Existen diferentes contribuciones para la difusión de portadores como la población no homogénea, campo eléctrico induciendo el sentido y el efecto fotovoltaico. La importancia de cada mecanismo de transporte depende del material y de las condiciones de operación. El segundo proceso, el transporte y atrapamiento electrónico, el cual es restringido en una dirección debido a la estructura de pozos cuánticos; la aplicación de un patrón de iluminación uniforme debido a un patrón de interferencia, provoca que de las zonas iluminadas a las oscuras se dé el transporte de portadores; el atrapamiento de los portadores de carga fotogenerados en los defectos del medio, resulta en la formación de carga espacial atrapada variando espacialmente, lo cual en el instante resulta en la formación de un campo de carga espacial dependiente de la posición, otro factor de recombinación es la modificación de la densidad de estados la cual puede alterar significativamente las razones de recombinación en este tipo de estructuras.<sup>1</sup> El tercer proceso, el efecto electro-óptico el cual es cuadrático, consiste esencialmente en que un campo eléctrico induce cambios en las energías de confinamiento y funciones de onda de los electrones y huecos.<sup>2</sup> Este efecto, debido a la luz incidente modulada espacialmente varía el campo de carga espacial modulando el índice de refracción del material con la misma frecuencia espacial a través del efecto fotorefractivo. De estos tres procesos, el primero y último explícitamente envuelven la interacción de la luz con la materia. Una forma de obtener mejores resultados en arreglos fotorrefractivos es mejorando la interacción óptica, esto se puede obtener operando cerca de la resonancia óptica del material, lo cual mejorará la fotogeneración de portadores de carga y el efecto electro-óptico.

En un semiconductor la resonancia óptica fundamental es la foto-excitación de un par electrón-hueco dentro del estado límite de Coulomb, conocido como un excitón. A bajas temperaturas, la transición óptica de excitones aparece como un pico o series de picos en el espectro de absorción en el límite del espacio de absorción fundamental. La absorción en estos materiales es grande, y es altamente sensible a campos eléctricos. Estas ventajas en las propiedades ópticas se ven disminuidas a temperatura ambiente debido a la interacción con los fonones, pero pueden ser recuperadas con estructuras de pozos cuánticos, las cuales debido al confinamiento cuántico, y al espesor del pozo tendrá un efecto drástico sobre la densidad de estados electrónicos y por ello sobre la respuesta óptica.

Los pozos cuánticos ofrecen algunas ventajas para las aplicaciones en fotorrefractivos.<sup>3,4</sup> Una de estas es una movilidad de portadores significativamente más grande que en óxidos ferroeléctricos y selenitas fotorrefractivas.<sup>2</sup> Esto hace que los semiconductores fotorrefractivos

sean significativamente muy rápidos, con aplicaciones donde el procesado de información es en tiempo real. Una segunda ventaja de semiconductores de película delgada es la fuerte electroabsorción en la banda prohibida fundamental. El componente excitónico de absorción en el límite de la banda es sensible a campos eléctricos y puede ser tolerada por la banda prohibida. Los cambios de absorción de varios miles de centímetros inversos bajo campos de  $10^4$ - $10^5$  V/cm producen cambios en el índice de refracción de varios porcientos. Estas ventajas, y la habilidad de arreglarlos a las necesidades de las aplicaciones fotorrefractivas, han derivado en una diversidad de aplicaciones para pozos cuánticos como modulador óptico<sup>5</sup>, dispositivo electrónico biestable en una estructura de diodo p-i-n<sup>6</sup>, Espectroscopia de fotocorriente DC<sup>7</sup>, láseres<sup>8</sup>, etcétera.

## 2 Teoría y arreglo experimental

La aplicación de un campo eléctrico a un semiconductor modifica las propiedades ópticas, cambiando notablemente el coeficiente de absorción debido a la aparición de transiciones indirectas, con energía de los fotones menores a la energía de la banda prohibida, además de modificar el índice de refracción del material. El efecto electro-óptico en una estructura de pozos cuánticos en configuración de campo transversal ocurre debido a un campo eléctrico aplicado en el plano de los pozos cuánticos. El campo altera la absorción excitónica interbandas a través del efecto Franz-Keldysh<sup>9</sup> y la ionización del campo. Este campo aplicado genera cambios en la absorción y el índice de refracción, conocidos como electro-absorción y electro-refracción, respectivamente. Ambos están vinculados a través de las relaciones de Kramers-Kronig<sup>10</sup>.

La dependencia del campo de la electro-absorción y electro-refracción es cuadrática en un campo aplicado de bajo nivel debido a la simetría con respecto al signo del campo. Para campos eléctricos elevados (relativo al campo eléctrico característico asociado con el campo interno del excitón) la desviación del comportamiento cuadrático puede ser grande. En las estructuras de pozos cuánticos no es difícil crear en la región de alta resistencia una elevada intensidad de campo eléctrico, ya que aplicando un voltaje de polarización inverso relativamente pequeño (~100V) se logran cambios apreciables en el coeficiente de absorción de la región<sup>11</sup>. Este efecto puede verse en una configuración transversal de pozos cuánticos, es decir cuando se aplica un campo eléctrico paralelo a los pozos (perpendicular a la dirección de crecimiento).

La aplicación de un campo perpendicular a los pozos produce un efecto conocido como efecto de cuánto confinado Stark y esta dado para una configuración de geometría longitudinal.<sup>12-13</sup>, el cual induce la modificación de las energías de confinamiento y funciones de onda de los electrones y huecos en pozos cuánticos. En estas estructuras la energía del excitón es cambiada a una ener-

gía mucho más baja, y el cambio es una función cuadrática del campo. Las ecuaciones de Kramers-Kronig son:

$$n(\lambda) = 1 - \frac{\lambda^2}{2\pi^2} P \int_0^{\infty} \frac{\alpha(s)}{s^2 - \lambda^2} ds \quad (1)$$

$$\alpha(\lambda) = 8P \int_0^{\infty} \frac{n(s)}{s^2 - \lambda^2} ds \quad (2)$$

donde  $P$  es el valor principal, y las funciones son dadas en términos de la longitud de onda para propósitos de análisis espectral de los pozos cuánticos, en donde existen dos mecanismos de electroabsorción: 1) ensanchamiento debido a un campo eléctrico, y 2) el efecto Stark. Ambos efectos alteran la absorción y el índice de refracción, dirigiéndolos a una dependencia de la longitud de onda  $\Delta\alpha(\lambda)$  y  $\Delta n(\lambda)$  por la relación Kramers-Kronig. Ambos efectos son cuadráticos en el campo eléctrico, y requieren grandes magnitudes de éste para tener efectos apreciables.

Utilizando los coeficientes cuadráticos  $s_1$  y  $s_2$  para caracterizar el efecto electro-óptico a campos pequeños, los cambios en el índice de refracción y la absorción resultan en

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 s_1 E^2 \quad (3)$$

$$\Delta\alpha = -\frac{2\pi E_p}{hc} n^3 s_2 E^2 \quad (4)$$

donde  $n$  es el índice de refracción total de la muestra,  $E$  es el campo eléctrico aplicado y,  $E_p$  es la energía del fotón.

En la figura 1 se presenta la estructura interna de la muestra utilizada. Los contactos eléctricos empleados son películas transparentes aplicadas al final del proceso de fabricación.

El arreglo óptico utilizado para la obtención del coeficiente de absorción  $\alpha$  de la muestra de pozos cuánticos se presenta en la figura 2.

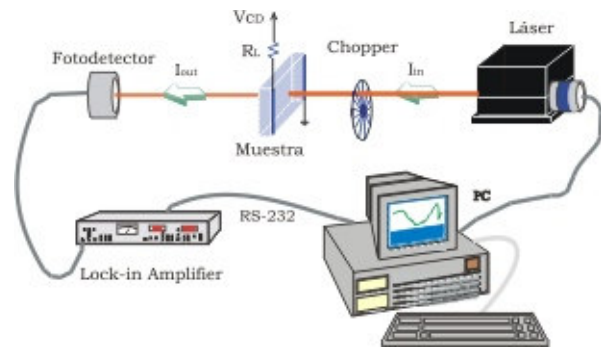
El haz incidiendo perpendicularmente en la muestra es bloqueado periódicamente con un chopper y medido con un fotodetector conectado a un amplificador lock-in y los datos capturados y desplegados en una computadora. Realizándose a diferentes longitudes de onda desde 835 hasta 850nm, rango espectral en donde se pueden observar los picos excitónicos de esta muestra. La potencia máxima permisible del láser a una corriente  $I_L$  de 50 mA es de 500 mW.

El coeficiente de ganancia  $\Gamma$  determina la razón de transferencia de energía en un experimento de mezcla de dos ondas,  $\Gamma$  es proporcional al cambio en el índice de refracción fotoinducido en el cristal. Es importante señalar que la transferencia de energía solo se da cuando  $\Delta n$  es espacialmente desplazada respecto del patrón de intensidad. En pozos cuánticos fotorrefractivos el desplazamiento de  $\Delta n$  se ha demostrado que depende la magnitud del campo eléctrico aplicado. En la figura 3 se presenta el arreglo óptico configurado para mezcla de dos ondas utilizado para determinar el coeficiente de ganancia.

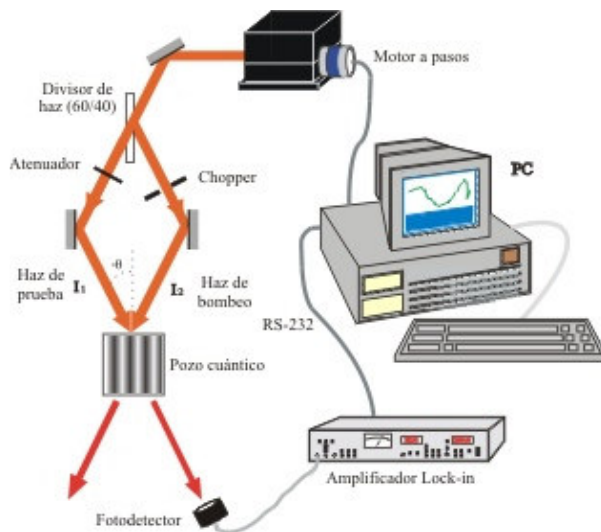
En el experimento se utilizaron dos haces incidiendo a un ángulo  $\theta=2.7^\circ$  sobre la muestra dando un período espacial  $\Lambda$  de  $\sim 1 \mu\text{m}$ . Uno de los haces fue atenuado con el propósito de obtener una razón entre el haz de bombeo y de prueba  $\beta$  de aproximadamente 10, para poder observar claramente la transferencia de energía entre los haces. La potencia transmitida es medida por el fotodetector, mediante el uso de un amplificador lock-in el cual es referenciado con un chopper; a diferentes longitudes de onda desde 835 hasta 850nm.

**Figura 1.** Estructura interna del pozo cuántico fotorrefractivo de geometría de campo transversal utilizado.

GaAs	50Å
Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	1000Å
100 periodos de super red	
70Å GaAs / 60Å Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	
Al <sub>0.2</sub> Ga <sub>0.8</sub> As	2000Å
p-GaAs	1x10 <sup>19</sup> cm <sup>-3</sup> 400Å



**Figura 2.** Arreglo óptico utilizado para medir el coeficiente de absorción de los pozos cuánticos.



**Figura 3.** Arreglo óptico utilizado para obtener el coeficiente de ganancia de la muestra de pozos cuánticos

### 3 Resultados

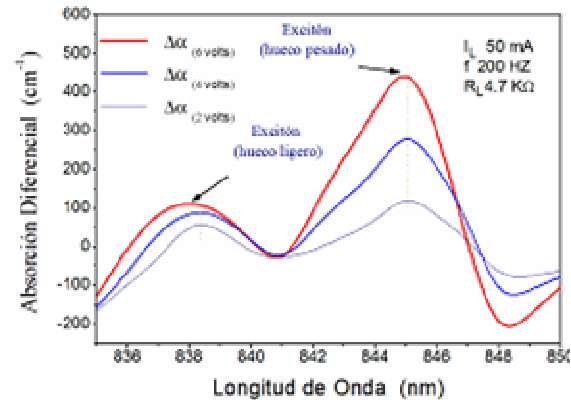
Para obtener la variación en el coeficiente de absorción se aplicaron diferentes campos eléctricos, limitados en corriente mediante una resistencia conectada en serie con la muestra, necesaria para evitar que la corriente dentro del material no exceda el límite permitido por ésta; y a diferentes longitudes de onda desde 835 hasta 850nm que está dentro del rango de sintonización del láser IR.

El comportamiento de la curva de absorción diferencial respecto de la longitud de onda  $\lambda$  incidente en la muestra se presenta en la figura 4, la cual fue obtenida a partir de los cambios en la absorción debido a la razón de diferentes campos eléctricos aplicados con la absorción sin campo aplicado, presentando la curva típica para electro-absorción de éste tipo de materiales, es decir el efecto de cuanto confinado Stark, con el pico para huecos pesados variando alrededor de 0.1nm, mientras que para huecos ligeros alrededor de 0.5nm, por lo cual se considera sin ensanchamiento, ya que existen reportes de ensanchamientos del orden de  $50\text{nm}^{14}$ , en este tipo de estructuras, pero siguiendo el comportamiento de variación del pico hacia zonas de baja energía debido al campo eléctrico aplicado.

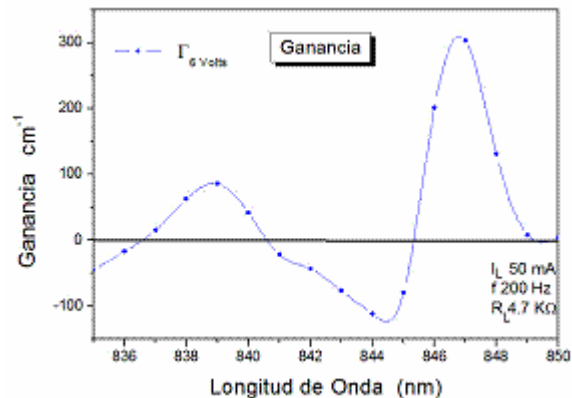
Se pueden observar dos picos de absorción, debido a la presencia de excitones en el material, a 838 y 845 nm, con un voltaje aplicado de 2, 4 y 6 volts que corresponden a campos eléctricos aplicados de 2000, 4000 y 6000 volts/cm respectivamente, una resistencia limitadora de corriente  $R_L$  de 4.7 k $\Omega$  y una corriente máxima del láser  $I_L$  de 50 mA. Se observa un gran cambio en la magnitud del coeficiente de electro-absorción y un débil ensanchamiento de la curva, debido al campo eléctrico aplicado a la muestra, especialmente cerca de los picos excitónicos. La electro-absorción no depende de la polarización del campo aplicado, sino que depende cuadráticamente del campo eléctrico aplicado. El confinamiento cuántico evidencia la degeneración de la banda de valencia resultando en una característica excitónica de huecos pesados (a grandes longitudes de onda, bajas energías) y huecos ligeros. Se observaron además grandes cambios en la electro-absorción del orden de  $450\text{ cm}^{-1}$ . Estos cambios en el espectro de absorción son acompañados por cambios en el índice de refracción del material, como se menciona, debido a las relaciones de Kramers-Kronig, los cuales son críticos para la razón señal-ruído en un interferómetro homodino utilizado en la mezcla de dos ondas.

En la figura 5 se presenta la ganancia obtenida en la muestra, la cual es obtenida experimentalmente tomando la diferencia entre las direcciones de campo positivas y negativas, observando un ligero corrimiento con respecto a los datos obtenidos del coeficiente de absorción; mientras que en absorción tenemos un máximo, en ganancia podemos observar para ese mismo punto una ganancia nula y para cuando tenemos un máximo en ganancia tendremos una variación en signo para la absorción, lo cual se obtiene de las relaciones de Kramers-Kronig y, se debe a que las variaciones en el índice de refracción  $\Delta\tilde{n}$

tienen una parte real determinada por la velocidad de fase y una parte imaginaria determinada por el cambio en absorción  $\Delta\alpha$  desfasada  $90^\circ$  con respecto al índice de refracción.



**Figura 4.** Absorción diferencial del pozo cuántico utilizado contra diferentes longitudes de onda y campo eléctrico aplicado a la muestra.



**Figura 5.** Variación de la ganancia con campo eléctrico aplicado a la muestra.

A partir de los datos obtenidos anteriormente se puede conocer que la máxima eficiencia de difracción de la muestra fue de aproximadamente  $1.5 \times 10^{-4}$ , a 845 nm que es la longitud de onda en donde se obtiene el pico excitónico más alto (hueco pesado).

## 4 Conclusiones

Los datos obtenidos con el sistema muestran la gran absorción que poseen estos materiales, debido a su estructura de pozos cuánticos; así como la posibilidad de ampliar esta absorción aplicando un campo eléctrico, el cual será elevado a pesar del bajo voltaje utilizado, debido a la espesor de la muestra. De los resultados se observan los picos de absorción que posee la muestra a 838 y 845nm, correspondientes a los huecos ligeros y pesados, respectivamente, del excitón el cual es observado para este tipo de estructuras, ya que para aquellas de un espesor mucho mayor el excitón solo puede ser observado a bajas temperaturas. Además, se comprobó que al utilizar un arreglo de mezcla de dos ondas es posible obtener la

ganancia que presenta la muestra a diferentes longitudes de onda, a través de la transmitancia y electrorefracción de ésta, observando una mayor ganancia a 847nm. Es importante señalar que el empleo de una tarjeta de adquisición de datos mejoro el tiempo y cantidad de datos adquiridos con lo cual se obtuvieron datos más confiables en un menor tiempo.

## Referencias

1. N. K. Dutta, Lattice-matched GaAs- and InP- based QW lasers, *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices*, United Kingdom, 1996, pp.335-351
2. David D. Nolte, *Photorefractive effects and materials*, pp. 311-451, (Kluwer academic publishers, 1995).
3. W. Huang and F. Jain, Enhanced optical gain in In-GaN-AlGaIn quantum wire and quantum dot lasers due to excitonic transitions, *J. Appl. Phys.*, Vol. 87, feb. 2000, pp. 71-73
4. S. Nojima and K. Wakita, Optimization of quantum well materials and structures for excitonic electroabsorption effects, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, nov. 1988, p. 1958.
5. D. A. B. Miller, D. S. Chemla and C. A. Burrus, Novel hybrid optically bistable switch: The quantum well self-electro-optic effect device, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 45, July 1984, pp. 13-15.
6. H. J. Polland, Y. Horifoshi, J. Kuhl, Influence of electric fields on the hot carrier kinetics in AlGaAs/GaAs quantum wells, *Hot Electrons Semiconductors*, Austria, July 1985.
7. R. D. Dupuis, P. D. Dapkus and R. Chin, Room-temperature laser operation quantum well Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 32, Mar. 1978.
8. G. Bastard and J. Schulman, Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, *Physics today*, vol. 45, p. 103.
9. E. Yablonovitch, D. M. Hwang, T. J. Gmitter, L. T. Florez, and J. P. Harbison, Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 56, No 24, pp. 2419-2421, 1990
10. A. V. Ilinskii, F. Chávez, T. A. Prutskij y F. Silva Andrade, Distribución del campo eléctrico en una muestra p-i-n a base de GaAs, *Rev. Mex. de Fís.*, 40, No 4, ,1994, 602-608
11. A. Bandyopadhyay, P. K. Basu, Modeling of excitonic electrorefraction in InGaAsP multiple quantumwells, *IEEE, J. of Quantum Electronics*, Vol. 29, Nov. 1993, pp. 2724-2730
12. W. Streifer, D. R. Scifres, R. D. Burnham, Optical analysis of multiple-quantum-well lasers, *Appl. Opt.*, Vol.18, 1979, pp. 3547-3548.
13. Yu-Hsuan Kuo, Yong Kyu Lee, Yangsi Ge, Shen Ren, Jonathan E. Roth, Theodore. Kamins, David A. B. Miller & James S. Harris, Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon, *nature letters*, vol. 437, oct. 2005, pp. 1334-1336
14. J. E. Cunningham, Electroabsorption in III-V multiple quantum well modulators and superlattices, *Properties of III-V Quantum Wells and Superlattices*, United Kingdom, 1995, pp. 252-260.