

Estudio teórico sobre el cambio de índice de refracción y la absorción óptica en un punto cuántico en presencia de un campo magnético uniforme

A.A. Portacio^{a,*}, A.F. Jiménez^a y M. del P. Urango^b

^aUniversidad de los Llanos, Departamento de Matemática y Física,
Facultad de Ciencias básicas e Ingenierías.

e-mail: aportacio@unillanos.edu.co

^bUniversidad de los Llanos, Departamento de Biología y Química,
Facultad de Ciencias básicas e Ingenierías.

Received 20 January 2016; accepted 4 April 2016

Se estudia teóricamente el cambio del índice de refracción lineal y no lineal como también la absorción óptica lineal y no lineal en un punto cuántico cilíndrico (CQD) en presencia de un campo magnético uniforme, usando el formalismo de la matriz densidad y un procedimiento perturbativo. Los niveles de energía y las funciones de onda de un electrón en el CQD se obtuvieron solucionando la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo en el marco de la aproximación de masa efectiva. Los cálculos numéricos se efectúan para un CQD de GaAs/GaAlAs. Se encontró que la posición de los picos de resonancia, se desplazan hacia regiones de bajas energías (corrimiento al rojo) cuando la intensidad del campo magnético disminuye y aumentan las dimensiones de la nano-estructura.

Descriptores: Absorción óptica; punto cuántico cilíndrico; campo magnético; matriz densidad.

We study theoretically linear and nonlinear change of refractive index as well the linear and nonlinear optical absorption in a cylindrical quantum dot (CQD) in the presence of a uniform magnetic field by using the formalism of matrix density and perturbation method. The energy levels and wave functions of an electron in the CQD were obtained by solving the Schrödinger equation independent of time within the effective mass approximation. Numerical calculations are performed for a CQD GaAs/GaAlAs. It was found that the position of the resonance peaks, shifts to regions of lower energies (red shift) when the magnetic field intensity decreases and the dimensions of the nanostructure increases.

Keywords: Optical absorption; cylindrical quantum dot; magnetic field; density matrix.

PACS: 42.65.Hw; 78.67.Hc

1. Introducción

Los recientes avances en nanotecnología de semiconductores han permitido diseñar y producir una gran variedad de sistemas cuánticos de baja dimensionalidad tales como: pozos cuánticos, hilos cuánticos y puntos cuánticos (QD's) [1]; que han contribuido con la evolución de la nano-electrónica y el desarrollo de tecnologías tales como: producción de láseres, fuentes de emisión de fotones, relojes cuánticos y algunas tecnologías adecuadas para información cuántica, computación cuántica, etc. [2-3]. Sin embargo los QD's son las nano-estructuras más exploradas porque el confinamiento tridimensional de los electrones en estas estructuras conduce a la formación de espectros electrónicos de energía similares a los que se presentan en sistemas atómicos; estos niveles discretos de energía se pueden ajustar mediante el control del tamaño de los QD's y/o la acción de agentes externos tales como: temperatura, presión hidrostática, campos eléctricos y campos magnéticos [1,4].

Recientemente, el cambio de índice de refracción y la absorción óptica en sistemas cuánticos de baja dimensionalidad han sido investigados por diferentes autores. Duque *et al.*, estudiaron el efecto de un láser intenso sobre la absorción óptica no lineal y rectificación óptica en pozos cuánticos individuales sometidos a un campo eléctrico y magnético, mostrando que la absorción óptica no lineal y rectificación óptica

son funciones no monótonas de las dimensiones de la heteroestructura y de las perturbaciones externas que consideran en su investigación [5]. Liang y Xie, muestran en su investigación que la forma de los puntos cuánticos tiene gran influencia en los coeficientes de absorción óptica [6]. Vaseghi *et al.*, investigaron los efectos simultáneos de la presión y la temperatura sobre el coeficiente de absorción óptica y el cambio de índice de refracción de un punto cuántico esférico con confinamiento parabólico encontrando que los picos de resonancia se desplazan hacia las regiones de mayor energía a medida que aumenta la presión y disminuye la temperatura, evidenciando así que los cambios de presión y temperatura modifican el confinamiento cuántico en los sistemas nano-estructurados [7]. Zhang *et al.*, encontraron que los valores para cambio de índice de refracción en pozos cuánticos son fuertemente afectados por el ancho y la profundidad del pozo y además que estos valores aumentan cuando se considera la interacción fonón-electrón en el sistema cuántico [8].

Esta investigación presenta un estudio teórico sobre el cambio de índice de refracción y la absorción óptica de un CQD de GaAs/AlGaAs con potencial de confinamiento asimétrico, sometido a un campo magnético uniforme. Se analiza el efecto del campo magnético y del tamaño del CQD sobre las propiedades ópticas mencionadas.

Este artículo se organiza como sigue: primero, se obtienen las energías y funciones propias del sistema cuántico

co usando la aproximación masa efectiva. Las expresiones analíticas para el cambio del índice de refracción y los coeficientes de absorción óptica lineal y no lineal se obtienen usando el formalismo matriz densidad y el método perturbativo. Segundo, se llevan a cabo los resultados numéricos y discusiones. Por último, se presenta una breve conclusión.

2. Teoría

2.1. Valores propios de energía y las funciones propias del sistema

El sistema cuántico estudiado consiste de un electrón confinado en CQD en presencia de un campo magnético uniforme B orientado en la dirección axial del CQD. En el marco de la aproximación de masa efectiva el Hamiltoniano \hat{H}_0 del sistema está dado por la Ec. (1) [9-10]:

$$\hat{H}_0 = \frac{1}{2m^*} \left(\hat{\mathbf{P}} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) + V_{\text{conf}}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

donde m^* es la masa efectiva, $\hat{\mathbf{P}}$ es el operador momento lineal, e es la carga fundamental, c es la velocidad de la luz en el vacío, \mathbf{A} es el vector potencial del campo magnético uniforme, el cual se puede escribir como $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = (1/2)\mathbf{B} \times \mathbf{r}$ con $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{z}}$ y que en coordenadas cilíndricas se convierte en $A_\rho = A_z = 0$, $A_\varphi = (1/2)B\rho$, $V_{\text{conf}}(\mathbf{r})$ es un potencial de confinamiento finito el cual incluye un término asimétrico como se muestra a continuación:

$$V_{\text{conf}}(\mathbf{r}) = V_{\text{conf}}(\rho, \varphi, z) = \frac{m^* \omega_\rho^2 \rho^2}{2} + \frac{m^* \omega_z^2 z^2}{2} + \lambda \frac{m^* \omega_z^2 z^3}{2L} \quad (2)$$

donde $\omega_\rho \sim (\hbar/m^* R^2)$ y $\omega_z \sim (\hbar/m^* L^2)$ con R el radio y L la longitud del cilindro respectivamente, λ es un parámetro adimensional que indica la intensidad de la perturbación asimétrica. La ecuación de Schrödinger en coordenadas cilíndricas tiene la forma:

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar}{2m^*} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \psi \\ & - \frac{i\hbar\omega_c}{2} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} + \frac{m^* \omega_c^2 \rho^2}{8} \psi + \frac{m^* \omega_\rho^2 \rho^2}{2} \psi \\ & + \frac{m^* \omega_z^2 z^2}{2} \psi + \lambda \frac{m^* \omega_z^2 z^3}{2L} \psi = E\psi, \end{aligned} \quad (3)$$

donde $\omega_c = eB/m^*c$ es la frecuencia de ciclotrón.

Se propone el siguiente ansatz para la función de onda del electrón:

$$\psi(\rho, \varphi, z) = f(\rho, \varphi)g(z). \quad (4)$$

Al insertar (4) en (3) se obtienen una ecuación para $f(\rho, \varphi)$ y otra para $g(z)$, esto es:

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial f}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} \right] \\ & - \frac{i\hbar\omega_c}{2} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \frac{m^* \omega_c^2 \rho^2}{8} f = E_\rho f, \end{aligned} \quad (5)$$

donde $\Omega = \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_\rho^2}$ y

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 g}{dz^2} + \frac{m^* \omega_z^2 z^2}{2} g + \lambda \frac{m^* \omega_z^2 z^3}{2L} g = E_z g. \quad (6)$$

La solución de la Ec. (5) es conocida [11] y está dada por:

$$\begin{aligned} f(\rho, \varphi) = & \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{a^{1+|m|}} \left[\frac{(|m| + n_\rho)!}{2^{|m|} n_\rho! |m|!} \right]^{\frac{1}{2}} \\ & \times e^{im\varphi} e^{-\frac{\rho^2}{4a^2}} \rho^{|m|} F \left(-n_\rho, |m| + 1, \frac{\rho^2}{2a^2} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

donde $a = \sqrt{\hbar/m^* \Omega}$, $F(a, b, x)$ es una función hipergeométrica confluyente, m es el número cuántico magnético y n_ρ es el número cuántico radial. La Ec. (6) se resuelve usando teoría de perturbaciones independiente del tiempo, donde el término $\lambda(m^* \omega_z^2 z^3 / 2L)$ corresponde a la perturbación y el problema sin perturbar corresponde a un oscilador armónico unidimensional cuya solución es conocida [12] y está dada por:

$$\begin{aligned} g_l^{(0)}(z) = & \left(\frac{m^* \omega_z}{\pi \hbar} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\sqrt{2^n l!}} \\ & \times e^{-\frac{m^* \omega_z z^2}{\hbar}} H_l \left(\sqrt{\frac{m^* \omega_z}{2\hbar}} z \right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$E_z^{(0)} = \hbar\omega_z \left(l + \frac{1}{2} \right), \quad (9)$$

donde, $H_l(x)$ son los polinomios de Hermite y l es un número cuántico. La corrección de la función de onda y la energía después de aplicar la teoría de perturbaciones independiente del tiempo son:

$$\begin{aligned} g(z) = & g_1^{(0)}(z) \frac{\lambda m^* \omega_z}{2L\hbar} \left(\frac{\hbar}{2m^* \omega_z} \right)^{\frac{1}{2}} \\ & \times \left(-\frac{\sqrt{(l+1)(l+2)(l+3)}}{3} g_{l+3}^{(0)}(z) \right. \\ & + \frac{\sqrt{l(l-1)(l-2)}}{3} g_{l-3}^{(0)}(z) \\ & \left. - 3(l+1)^{\frac{3}{2}} g_{l+1}^{(0)}(z) + 3l^{\frac{3}{2}} g_{l-1}^{(0)}(z) \right), \end{aligned} \quad (10)$$

$$E_z = \hbar\omega_z \left(l + \frac{1}{2} \right) - \frac{(\lambda\hbar)^2}{4m^* L^2} \left[\frac{15}{4} \left(l + \frac{1}{2} \right)^2 L + \frac{7}{16} \right] \quad (11)$$

2.2. Cambio de índice de refracción y coeficientes de absorción óptica lineal y no lineal

En esta sección, se hará una breve derivación del cambio del índice de refracción y de los coeficientes de absorción óptica lineal y no lineal usando el formalismo de la matriz densidad y un procedimiento perturbativo. Se supone que el sistema cuántico es excitado por un campo electromagnético que en la aproximación de onda larga [13] se escribe:

$$E(t) = \tilde{E}_e^{i\omega t} + \tilde{E}^* e^{i\omega t}, \quad (12)$$

donde ω es la frecuencia de campo externo incidente. Entonces la evolución del operador matriz densidad $\hat{\rho}(t)$ está dada por la siguiente ecuación maestra fenomenológica [2,13-14].

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} \partial t [\hat{H}_0 + \hat{V}(t), \hat{\rho}(t)] - \hat{\Gamma}(\hat{\rho}(t) - \hat{\rho}^{(0)}(t)), \quad (13)$$

donde, \hat{H}_0 representa el operador Hamiltoniano del sistema cuántico sin interactuar con el campo óptico, $\hat{V}(t) = -\hat{\mu} \cdot E(t)$ es el operador Hamiltoniano de interacción entre el campo óptico $E(t)$ y la nano-estructura en la aproximación dipolar, $\hat{\mu}$ es el operador momento dipolar, $\hat{\rho}^{(0)}(t)$ es el operador densidad del sistema no perturbado, $\hat{\Gamma}$ es el operador fenomenológico responsable de los procesos de relajación y sus elementos matriciales se asocian con los tiempos de relajación de los procesos de emisión espontánea y pérdida de coherencia del sistema.

Para resolver la Ec. (13) se utiliza el procedimiento perturbativo estándar que implica la expansión de $\hat{\rho}(t)$:

$$\hat{\rho}(t) = \sum_n \hat{\rho}^{(n)}(t). \quad (14)$$

Después de expandir la polarización electrónica como la Ec (14) se obtiene una expresión de la electrodinámica clásica para la polarización eléctrica inducida $P(t)$ en el CQD debido a la interacción con el campo óptico $E(t)$ se escribe como:

$$P(t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \tilde{E} e^{-i\omega t} + \chi_0^{(0)} |\tilde{E}|^2 + \chi_{2\omega}^{(2)} \tilde{E}^2 e^{i2\omega t} + \chi_{3\omega}^{(3)} \tilde{E}^3 e^{i3\omega t} \right) + c.c., \quad (15)$$

donde, $\chi^{(1)}$, $\chi_0^{(2)}$, $\chi_{2\omega}^{(2)}$, $\chi_{3\omega}^{(3)}$ son la susceptibilidad óptica lineal, la rectificación óptica, generación de segundo armónico y generación de tercer armónico respectivamente y ε_0 es la permitividad del vacío. El orden n de la polarización electrónica está dado por:

$$\langle P^{(n)}(t) \rangle = \frac{1}{V} Tr[\hat{\rho}^{(n)} \hat{\mu}], \quad (16)$$

donde, V es el volumen del punto cuántico, Tr es la traza media o la suma sobre los elementos diagonales de matriz. Al utilizar el formalismo de la matriz densidad y su procedimiento perturbativo descrito por las Ecs. (13) y (14), las

expresiones analíticas de la susceptibilidad lineal y de la susceptibilidad de tercer orden para un sistema de dos niveles están dadas por las Ecs. (17) y (18) [13,15]:

$$\varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) = \frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0}, \quad (17)$$

$$\varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega) = -\frac{\sigma_v |M_{21}|^2 |\tilde{E}|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0} \times \left[\frac{4|M_{21}|^2}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} - \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21}\hbar\omega)(E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0)} \right], \quad (18)$$

donde σ_v es la densidad de electrones en el CQD, $E_{21} = E_2 - E_1$ es la energía de transición del estado ψ_1 al estado ψ_2 , $M_{ij} = |\langle \psi_j | e z | \psi_i \rangle|$ es el elemento de matriz del momento dipolar eléctrico de transición, $\hbar\omega$ es la energía del fotón incidente, $\Gamma_0 = 1/T_0$, con T_0 el tiempo de relajación del sistema. El cambio de índice de refracción y la absorción óptica están dados por [16-17]:

$$\frac{\Delta n(\omega)}{n_r} = \text{Re} \left(\frac{\chi(\omega)}{2n_r^2} \right), \quad (19)$$

$$\alpha(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}} \text{Im}(\varepsilon_0 \chi(\omega)), \quad (20)$$

donde n_r es el índice de refracción, μ es la permeabilidad del medio y ε_R es la parte real de la permitividad. Los coeficientes de absorción óptica lineal y no lineal se escriben como [18-19]:

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \hbar\omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}} \frac{|M_{21}|^2 \sigma_v \Gamma_0}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2}, \quad (21)$$

$$\alpha^{(3)}(\omega, I) = -\hbar\omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_R}} \left(\frac{I}{2\varepsilon_0 n_r c} \right) \times \frac{|M_{21}|^2}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2]^2} \times \left\{ \frac{|M_{22} - M_{11}|^2 [3E_{21}^2 - 4E_{21}\hbar\omega + \hbar^2(\omega^2 - \Gamma_0^2)]}{E_{21}^2 - (\hbar\Gamma_0)^2} \right\}, \quad (22)$$

donde $I = 2\varepsilon_0 n_r c |\tilde{E}|^2$ es la intensidad óptica incidente. Además el coeficiente de absorción óptica total se escribe:

$$\alpha(\omega, I) = \alpha^{(1)}(\omega) + \alpha^{(3)}(\omega, I). \quad (23)$$

Los cambios de índice de refracción lineal $\Delta n^{(1)}(\omega)$ y no lineal de tercer orden $\Delta n^{(3)}(\omega, I)$ se expresan como sigue [19,20]:

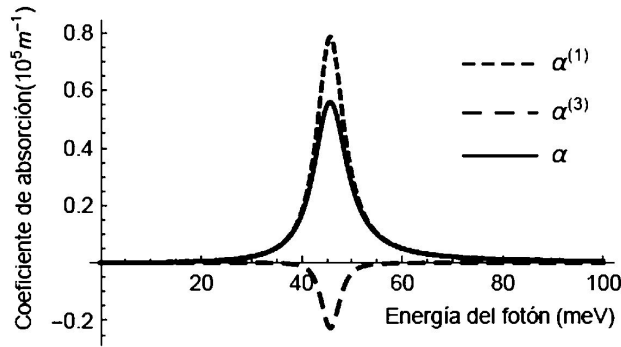


FIGURA 1. Coeficientes de absorción óptica lineal, no lineal y total en función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ con intensidad óptica de $I = 0.2 \text{ MW/cm}^2$, un campo magnético externo de $B = 10T$, $L = 10 \text{ nm}$ y $R = 8 \text{ nm}$.

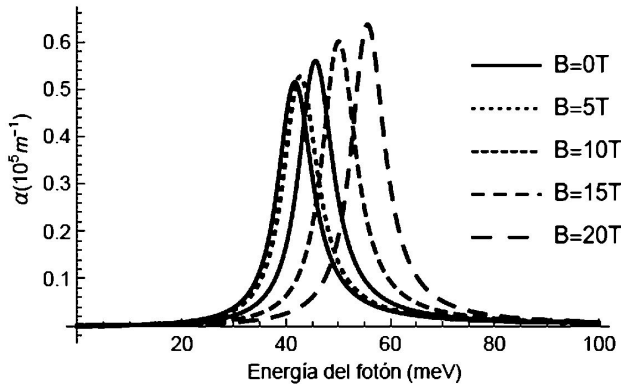


FIGURA 2. Coeficiente de absorción óptica total como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para cinco valores diferentes del campo magnético externo ($B = 0T$, $B = 5T$, $B = 10T$, $B = 15T$, $B = 20T$), con $L = 10 \text{ nm}$ y $R = 8 \text{ nm}$.

$$\frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} = \frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{2\varepsilon_0 n_r^2} \frac{E_{21} - \hbar\omega}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r} &= -\frac{\sigma_v |M_{21}|^2}{2\varepsilon_0 n_r^3} \frac{\mu c l}{[(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2]^2} \\ &\times \left\{ 4(E_{21} - \hbar\omega) |M_{21}|^2 + \frac{(M_{22} - M_{11})^2}{(E_{21})^2 + (\hbar\Gamma_0)^2} \right. \\ &\times \left\{ (\hbar\Gamma_0)^2 (2E_{21} - \hbar\omega) - (E_{21} - \hbar\omega) \right. \\ &\times \left. \left. [E_{21}(E_{21} - \hbar\omega) - (\hbar\Gamma_0)^2] \right\} \right\}. \quad (25) \end{aligned}$$

El cambio de índice de refracción total $\Delta n(\omega, I)$ se escribe:

$$\frac{\Delta n(\omega, I)}{n_r} = \frac{\Delta n^{(1)}(\omega)}{n_r} + \frac{\Delta n^{(3)}(\omega, I)}{n_r}. \quad (26)$$

3. Resultados y Discusiones

En esta sección, se discute el cambio de índice de refracción y coeficientes de refracción óptica lineal y no lineal en CQD de GaAs/AlGaAs bajo la influencia de un campo magnético externo. En estos cálculos se usaron los siguientes parámetros [21-22]: $\lambda = 0.5$, $m^* = 0.067m_o$ (m_o es la masa del electrón libre) $T_o = 0.2ps$, $\sigma_v = 5 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$, $n_r = 3.2$.

En la Fig. 1, los coeficientes de absorción óptica lineal $\alpha^{(1)}(\omega)$, no lineal $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ y total $\alpha(\omega, I)$ son graficados como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para una intensidad de $I = 0.2 \text{ MW/cm}^2$, $B = 5T$, $L = 10 \text{ nm}$ y $R = 8 \text{ nm}$. Se observan $\alpha^{(1)}(\omega)$, $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ y $\alpha(\omega, I)$ en función de $\hbar\omega$, donde las tres curvas presentan un pico en la misma posición, el cual se produce debido a la resonancia de un solo fotón.

Cabe aclarar que al interactuar un campo óptico con un medio material se produce una separación de cargas positivas y negativas generada por la fuerza eléctrica que experimentan los portadores de carga al estar sometidos a un campo eléctrico. Cuando la intensidad del campo óptico incidente es alta, esta fuerza eléctrica tiene contribuciones lineales y no lineales que son el origen de las características ópticas lineales y no lineales. Estas características incluyen el signo opuesto entre $\alpha^{(1)}(\omega)$ y $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ que se indica en las Ecs. (17) y (18) y se evidencia en la Fig. 1.

La Fig. 2, muestra el coeficiente de absorción óptica total $\alpha^{(1)}(\omega)$ como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para cinco valores diferentes del campo magnético externo ($B = 0T$, $B = 5T$, $B = 10T$, $B = 15T$, $B = 20T$), con $I = 0.2 \text{ MW/cm}^2$, $L = 10 \text{ nm}$ y $R = 8 \text{ nm}$. De esta figura se puede apreciar fácilmente que los campos magnéticos tienen una gran influencia sobre los coeficientes de absorción óptica total. Una propiedad muy importante que se observa en la Fig. 2, es el desplazamiento del pico de resonancia de $\alpha(\omega, I)$ hacia regiones de alta energía producido por el aumento de B , esto indica que el aumento del confinamiento de los portadores de carga producido por el aumento del campo magnético genera un corrimiento al azul en las energías de transición de

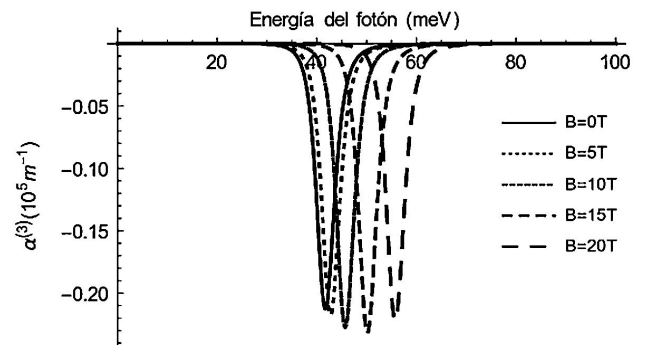


FIGURA 3. Coeficiente de absorción óptica no lineal como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para cinco valores diferentes del campo magnético externo ($B = 0T$, $B = 5T$, $B = 10T$, $B = 15T$, $B = 20T$), con $L = 10 \text{ nm}$ y $R = 8 \text{ nm}$.

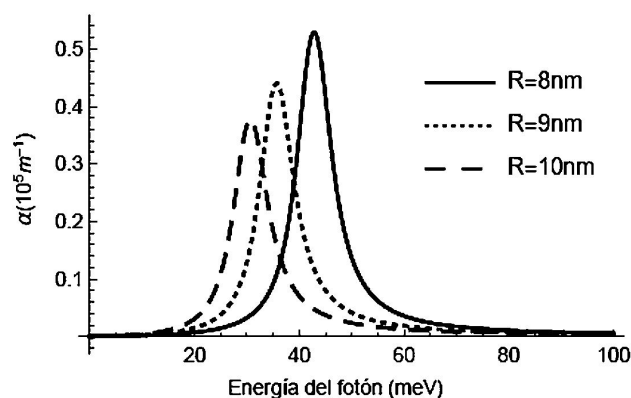


FIGURA 4. Coeficiente de absorción óptica total como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para tres valores diferentes del radio del QD ($R = 8$ nm, $R = 9$ nm, $R = 10$ nm), con $L = 10$ nm y $B = 5$ T.

los electrones en QD's semiconductores. Esta propiedad es de mucha utilidad en aplicaciones de opto-electrónica.

Por otra parte, el pico de resonancia del coeficiente no lineal $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ no es una función monótona del campo magnético porque cuando B aumenta de $0 - 15$ T, $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ aumenta, pero disminuye cuando $B > 15$ T; tal como lo indica la Fig. 3. Esta característica puede explicarse a partir del análisis de las Ecs. (21) y (22), donde se observa que el pico de resonancia de $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ es proporcional a $|M_{21}|^4$ mientras que el pico de resonancia de $\alpha^{(1)}(\omega)$ es proporcional a $|M_{21}|^2$, sin embargo estos picos de resonancia dependen no sólo del elemento de matriz de transición dipolar M_{21} , sino también de la energía de transición interna E_{21} . Por tal motivo, cuando $B > 15$ T el término $|M_{21}|^4$ contribuye más que E_{21} en el pico de resonancia de $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ lo que produce una disminución, en contraste con los picos de resonancia de $\alpha(\omega, I)$ que provienen principalmente del término lineal, $\alpha^{(1)}(\omega)$ el cual tiene más influencias de la energía de transición interna E_{21} . La razón física de este comportamiento se atribuye al efecto que produce el aumento del campo magnético externo; de tal forma que cuando B aumenta la energía de transición electrónica aumenta y disminuye la superposición de diferentes estados electrónicos implicando la disminución del elemento de matriz de transición de dipolo.

Con el fin de investigar el efecto del tamaño del CQD sobre el coeficiente de absorción óptica total se grafica $\alpha(\omega, I)$ como una función del fotón incidente $\hbar\omega$ con $B = 5$ T para diferentes radios del QD ($R = 8$ nm, $R = 9$ nm, $R = 10$ nm) y longitud constante $L = 10$ nm, como se muestra en la Fig. 4.

Se encontró que a medida que aumenta R la posición del pico de resonancia se desplaza hacia regiones de bajas energías (corrimiento al rojo) pero el valor de $\alpha(\omega, I)$ aumenta. Esto se debe a que al disminuir las dimensiones de una nano-estructura el confinamiento cuántico se hace más fuerte, lo cual se refleja en el aumento de la respuesta óptica y en un aumento de la separación de los niveles de energía, implicando que los picos de resonancia se desplazan hacia regiones de alta energía cuando las dimensiones del CQD disminuyen.

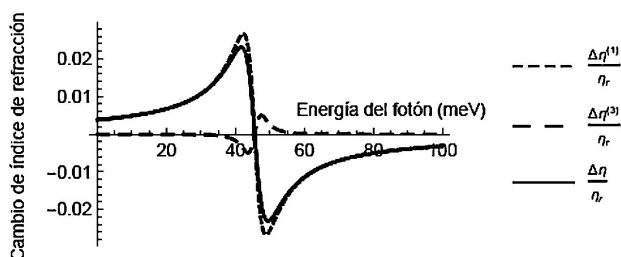


FIGURA 5. Cambio de índice de refracción lineal, no lineal y total en función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ con intensidad óptica de $I = 0.2$ MW/cm², un campo magnético externo de $B = 10$ T, $L = 10$ nm y $R = 8$ nm.

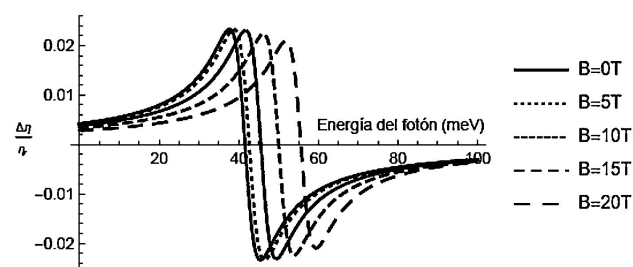


FIGURA 6. Cambio de índice de refracción total como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para cinco valores diferentes del campo magnético externo ($B = 0$ T, $B = 5$ T, $B = 10$ T, $B = 15$ T, $B = 20$ T), con $L = 10$ nm y $R = 8$ nm.

En la Fig. 5, los cambios de índice de refracción lineal $\Delta n^{(1)}(\omega)/n_r$, no lineal $\Delta n^{(3)}(\omega, I)/n_r$ y total $\Delta n(\omega, I)/n_r$ se grafican en función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para una intensidad de $I = 0.2$ MW/cm², $B = 5$ T, $L = 10$ nm y $R = 8$ nm. De esta figura, se puede apreciar que $\Delta n(\omega, I)/n_r$ tiene mayor contribución debido a $\Delta n^{(1)}(\omega, I)/n_r$; además se observa que $\Delta n^{(1)}(\omega)/n_r$ y $\Delta n^{(3)}(\omega, I)/n_r$ son de signos opuestos. La razón física de estas características se atribuye a la polarización óptica lineal y no lineal que presentan los materiales cuando interactúan con un campo de luz intenso.

La Fig. 6, muestra el cambio de índice de refracción total $\Delta n(\omega, I)/n_r$ como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para cinco valores diferentes del campo magnético externo ($B = 0$ T, $B = 5$ T, $B = 10$ T, $B = 15$ T, $B = 20$ T), con $I = 0.2$ MW/cm², $L = 10$ nm y $R = 8$ nm. De esta figura se observa que los campos magnéticos tienen una gran influencia en los cambios del índice de refracción total. Una propiedad muy importante es que el pico de resonancia se mueve hacia el lado derecho de la curva con el aumento de B , lo que se atribuye a un efecto de confinamiento fuerte. Como resultado, los niveles de energía presentan una mayor separación. También se observa que entre menor es el valor del campo magnético, más agudo es el pico de resonancia.

El efecto de la variación radio del QD sobre el cambio de índice refracción también se muestra en la Fig. 7, en la cual se grafica $\Delta n(\omega, I)/n_r$ como una función del fotón incidente $\hbar\omega$ con $B = 5$ T para diferentes radios del QD ($R = 8$ nm, $R = 9$ nm, $R = 10$ nm) y longitud constante $L = 10$ nm. Se

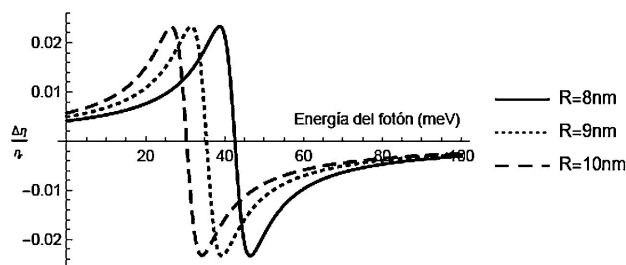


FIGURA 7. Cambio de índice de refracción total como una función de la energía del fotón incidente $\hbar\omega$ para tres valores diferentes del radio del QD ($R = 8$ nm, $R = 9$ nm, $R = 10$ nm), con $L = 10$ nm y $B = 5T$.

observa un significativo desplazamiento hacia el rojo que se obtiene con el aumento del tamaño del QD. La razón es que a medida que R aumenta la diferencia entre los niveles de energía de los estados implicados en la transición disminuye.

4. Conclusiones

En este trabajo, se ha presentado un estudio completo sobre la absorción óptica y cambios de índice de refracción lineal y no lineal en un CQD de GaAs/GaAlAs, donde se ha investigado el efecto del campo magnético y del tamaño del QD. Los cálculos fueron realizados usando el formalismo de la matriz densidad y un procedimiento perturbativo dentro de la aproximación masa efectiva.

Se observó que la posición de los picos de resonancia presentes en las gráficas $\alpha(\omega, I)$ y $\Delta n(\omega, I)/n_r$, se desplazan

hacia regiones de bajas energías (corrimiento al rojo), cuando la intensidad del campo magnético disminuye y aumentan las dimensiones de la nano-estructura. Los resultados también muestran que el pico de resonancia del coeficiente de absorción no lineal $\alpha^{(3)}(\omega, I)$ no es una función monótona del campo magnético. Además el cambio del índice de refracción y el coeficiente de refracción óptica son fuertemente dependientes de parámetros internos como el radio del QD y de parámetros externos como el campo magnético.

En resumen, se encontró que el campo magnético y el tamaño de la nano-estructura juegan un papel importante en las propiedades ópticas no lineales que presentan los semiconductores de baja dimensionalidad, abriendo así nuevas oportunidades para la exploración práctica del efecto cuántico de tamaño y/o la acción de agentes externos en los dispositivos. De esta manera, se espera que los resultados obtenidos en este trabajo puedan contribuir a la interpretación de los estudios experimentales y proporcionar un nuevo modelo para la aplicación práctica, como todos los interruptores ópticos, fotodetectores infrarrojos y modulador electro-óptico.

Agradecimientos

Los autores agradecen a la Universidad de los Llanos por el apoyo brindado para la realización de este trabajo enmarcado dentro del proyecto de investigación “Efecto del campo magnético sobre la respuesta óptica no lineal en un punto cuántico cilíndrico asimétrico -C03-F02-34-2015”.

1. G. Rezaei, S. Shojaeian Kish, B. Vaseghi, y S.F. Taghizadeh, *Physica B* **451** (2014) 1-6.
2. B. Vaseghi, M. Sadri, G. Rezaei, y A. Gharaati, *Physica B* **457** (2015) 212-217.
3. Guanghui Wang, *Optics Communications* **355** (2015) 1-5.
4. Masaya Akimoto, Taro Toyoda, Tsuyoshi Okuno, Shuji Haya-se, y Qing Shena, *Thin Solid Films* **590** (2015) 90-97.
5. C.A. Duque, E. Kasapoglu, S. Sakiroglu, H. Sari, y I. Sökmen, *Appl. Surf. Sci.* **257** (2011) 2313-2319.
6. L. Liang y W. Xie, *Physica B* **462** (2015) 15-17.
7. B. Vaseghi, G. Rezaei y T. Sajadi, *Physica B* **456** (2015) 171-175.
8. Z. Zhang, C. Liu y K. Guo, *Optik* **127** (2016) 1590-1594.
9. P. Villamil, *Physica E* **42** (2010) 2436-2440.
10. Guanghui Liu, Kangxian Guo y Chao Wang, *Physica B* **407** (2012) 2334-2339.
11. Xuechao Li, Chaojin Zhang, Yongxin Tang y Bing Wang, *Physica E* **56** (2014) 130-133.
12. R. Khordad, *J. opt* **42** (2013) 83-91.
13. M. Gambhir, Manoj Kumar, P.K. Jha y Man Mohan, *Journal of Luminescence* **143** (2013) 361-367.
14. Zhi-Hai Zhang, Kang-Xian Guo, Bin Chen, Rui-Zhen Wang y Min-Wu Kang, *Physica B* **404** (2009) 2332-2335.
15. Zhi-Hai Zhang, Kang-Xian Guo, Bin Chen, Rui-Zhen Wang, Min-Wu Kang y Shuai Shao, *Superlattices and Microstructures* **47** (2010) 325-334.
16. G. He y S.H. Liu, *Physics of nonlinear optics*, (Singapore; River Edge, NJ: World Scientific, 1999), pp. 91-115.
17. M. Bas, *Handbook of Optics: Volume IV - Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics*, Third Edition. (McGraw-Hill Professional, 2010). pp 16.1-16.35.
18. D. Ahn y S. Chuang, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23** (1987) 2196-2204.
19. K.J. Kuhn, G.U. Iyengar, S. Yee, *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 5010-5017.
20. G. Wang, Q. Guo y K. Guo, *Chinese Journal of Physics*, **41** (2003) 296-306.
21. E. Kasapoglu, C.A. Duque, M.E. Mora-Ramos y I. Sökmen, *Physica B* **474** (2015) 15-20.
22. Kangxian Guo, Guanghui Liu, Lu Huang y Xianyi Zheng, *Optical Materials* **46** (2015) 361-365.