EFECTO DE LA FORMA DE UN PUNTO CUÁNTICO SOBRE LA RESPUESTA ÓPTICA LINEAL

PAOLA ANDREA SAAVEDRA TAFUR

UNIVERSIDAD DE LOS LLANOS
FACULTAD DE CIENCIAS HUMANAS Y DE LA EDUCACIÓN
ESCUELA DE PEDAGOGÍA Y BELLAS ARTES
LICENCIATURA EN MATEMÁTICAS Y FÍSICA
VILLAVICENCIO
2022

EFECTO DE LA FORMA DE UN PUNTO CUÁNTICO SOBRE LA RESPUESTA ÓPTICA LINEAL

PAOLA ANDREA SAAVEDRA TAFUR
Código 141003521

Informe final modalidad EPI como requisito para optar por el título de Licenciado(a) en Matemáticas y Física

Director
ALFONSO ANDRES PORTACIO LAMADRID
Ph.D. Física
Codirectora
JALEYDI CÁRDENAS POBLADOR
Magister en Ciencias Matemáticas

UNIVERSIDAD DE LOS LLANOS
FACULTAD DE CIENCIAS HUMANAS Y DE LA EDUCACIÓN
ESCUELA DE PEDAGOGÍA Y BELLAS ARTES
LICENCIATURA EN MATEMÁTICAS Y FÍSICA
VILLAVICENCIO
2022

AUTORIDADES ACADÉMICAS

CHARLES ROBIN AROSA CARRERA
Rector

MONICA SILVA QUICENO
Vicerrectora Académica

GIOVANNY QUINTERO REYES
Secretario General

LUZ HAYDEÉ GONZÁLEZ OCAMPO
Decana(E) de la Facultad Ciencias Humanas y de la Educación

BEATRIZ AVELINA VILLARRAGA BAQUERO
Directora de la Escuela de Pedagogía y Bellas Artes

ARTURO ALEXANDER CASTRO GALVIS
Director del Programa de Licenciatura en Matemática y Física

NOTA DE ACEPTACIÓN

Aprobado en cumplimiento de los requisitos exigidos por la Universidad de los Llanos para optar al título de Licenciado(a) en Matemática y Física. En constancia de lo anterior, firman:

ARTURO ALEXANDER CASTRO GALVIS
Director de Programa

JESÚS DANIEL ARIAS HERNÁNDEZ
Evaluador

LUIS ELVIS CANO
Evaluador

ALFONSO ANDRÉS PORTACIO LAMADRID
Director de la opción de grado

JALEYDI CÁRDENAS POBLADOR
Codirectora de la opción de grado

Villavicencio, 14 de junio de 2022

AGRADECIMIENTOS

Primero le agradezco a Dios por permitirme lograr este objetivo de ser un miembro más de esta sociedad para aportar positivamente mis saberes. Además, a mi familia que siempre fue un apoyo permanente, continuo de ejemplo y valores que me han dado animo en este proceso académico. Así mismo a mis asesores de tesis, el profesor Alfonso Andrés Portacio Lamadrid, director de Centro de Investigación en la Facultad de Ciencias e Ingenierías, por su invaluable participación en esta investigación, por su amabilidad e inspiración. A la profesora Jaleydi Cárdenas Poblador por la sabiduría brindada. También a mis evaluadores Luis Elvis Cano y Jesús Daniel Arias por sus aportes en el mejoramiento de la calidad de mi proyecto.

Finalmente, dar mi reconocimiento a la Universidad por darme la oportunidad de ser parte de ella y así mismo la importancia que representa para mí. Por ende, a mi programa en Licenciatura en Matemáticas y Física por integrarme a este selecto grupo integral en el futuro labor docente.

TABLA DE CONTENIDO

Pág.

INTRODUCCIÓN 9

1. MARCO REFERENCIAL 10

1.1 MARCO TEÓRICO CONCEPTUAL 12

1.1.1 Sistema cuántico cilíndrico 13

1.1.2 Sistema cuántico esférico 16

1.1.3 Respuesta óptica lineal 17

2. materiales y métodos 20

3. RESULTADOS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS 21

3.1 RESPUESTA ÓPTICA DEL CQD 21

3.1.1 Niveles de energía para CQD 21

3.1.2 Funciones de onda para CQD 22

3.1.3 Susceptibilidad óptica 22

3.2 RESPUESTA ÓPTICA DEL SQD 23

3.2.2 Niveles de energía para SQD 23

3.2.2 Funciones de onda para SQD 25

3.2.3 Susceptibilidad óptica lineal 26

3.3 Comparación de los sistemas CQD y SQD 27

4. CONCLUSIONES 29

5. RECOMENDACIONES 30

BIBLIOGRAFÍA 31

RESUMEN ANALITICO ESPECIALIZADO 34

LISTA DE GRÁFICAS

Pág.

Figura 1: Punto cuantico cilindrico con una heteroestructura de GaAs/AlGaAs……...16

Figura 2: Punto cuantico esferico con una heteroestructura de GaAs/AlGaAs……..20

Figura 3: Niveles de energía en un CQD……26

Figura 4: El coeficiente de susceptibilidad óptica lineal en función de la energía del fotón de un CQD……28

Figura 5: Valores de k_{nl} para $l = 0$ en la SQD……..30

Figura 6: Niveles de energía de un punto cuántico esférico……...31

Figura 7: El coeficiente de susceptibilidad óptica lineal en función de la energía del fotón de un punto SQD……..33

Figura 8: El coeficiente de susceptibilidad óptica lineal final en función de la energía del fotón para dos puntos cuánticos el cilíndrico y el esférico……..35

INTRODUCCIÓN

Las propiedades ópticas lineales tales como: la reflexión, la refracción y la absorción, están asociadas con la susceptibilidad óptica porque describen procesos de absorción en sistemas semiconductores de baja dimensionalidad, como pozos cuánticos, hilos cuánticos y puntos cuánticos, que han sido objeto de estudio en diferentes grupos de investigación.

La variación de la forma a sistemas de baja dimensionalidad, cambia los estados cuánticos de los portadores de carga confinados, generando efectos sobre la respuesta óptica lineal (Portacio, 2016). De esta forma, los estudios sobre control del efecto de la forma sobre la respuesta óptica lineal de nano-estructuras tributan al desarrollo de aplicaciones tecnológicas. Además, los rápidos avances en las técnicas de nanofabricación han permitido diseñar y producir una variedad de sistemas cuánticos semiconductores de baja dimensionalidad, siendo la estructura cero-dimensional (los llamados puntos cuánticos) una de las clases más exploradas (Paredes-Caicedo, D, et-al 2020; Legnazzi, N, 2021). Esto se debe a que el confinamiento cuántico de portadores de carga en estas estructuras conduce a: i) formación de niveles discretos de energía, ii) aumento de la densidad de estados y iii) cambios drásticos en los espectros de absorción óptica, por lo cual los portadores de carga confinados en puntos cuánticos son muy sensibles al efecto del cambio de la forma. Esto hace a los puntos cuánticos buenos sistemas para estudiar el efecto que produce el cambio de la forma sobre la respuesta óptica lineal (Portacio et-al, 2016). Es por ello que en esta investigación se considera como sistema de estudio un portador de carga confinado en puntos cuánticos de diferente forma. Por otra parte (Hernández, 2009), los sistemas de baja dimensionalidad como lo son puntos cuánticos, hilos cuánticos, anillos cuánticos, nano tubos, entre otros, contribuyen en el desarrollo de la nano-tecnología. Dentro de estas nano-estructuras el punto cuántico es el sistema más estudiado por su similitud a un átomo libre (Pérez Rolando,1998).

1. MARCO REFERENCIAL

La interacción de la luz con la materia conforma un amplio campo de la Física que históricamente ha tenido gran trascendencia en el estudio de las propiedades ópticas de diversos materiales. Sin embargo, con la invención del láser y el desarrollo de las técnicas de crecimiento y de caracterización de materiales, el interés por fabricar y estudiar heteroestructuras semiconductoras de baja dimensionalidad con diferentes tipos de confinamiento ha aumentado debido a las propiedades ópticas no lineales que éstos sistemas presentan y que además son necesarias para aplicaciones tecnológicas relacionadas con muchos campos científicos de la Química, la Física, la Biología y la Nanotecnología (Kachynski *et al*, 2014; Papagiannouli *et al*, 2014; Zhang *et al*, 2014). No obstante, en los últimos años diversos investigadores han realizado estudios teóricos y/o experimentales sobre el control de la respuesta óptica no lineal de puntos cuánticos semiconductores. Por ejemplo, los trabajos de Liang y Xie (2011) Karimi (2014), Kirak *et al* (2013) y Vaseghi *et al* (2015), muestran el efecto de la presión y la temperatura sobre las propiedades ópticas en puntos cuánticos. Por otro lado, se ha encontrado que un campo eléctrico uniforme aplicado a puntos cuánticos produce distorsiones y asimetrías sobre el potencial de confinamiento, afectando así la diferencia de energía entre estados y por ende fenómenos ópticos no lineales como: rectificación óptica, generación de segundo armónico, generación tercer armónico, índice de refracción y absorción óptica (Aytekin *et al*, 2013; Shao *et al*, 2011). En lo que sigue haremos una descripción teórica más detallada que sustenta el problema que se pretende abordar en este proyecto.

Susceptibilidad óptica

Las propiedades ópticas de un medio a través del cual se propaga una onda electromagnética se describen por la relación entre el vector de polarización $\vec{P}(t)$ y el vector de campo eléctrico de la onda incidente $\vec{E}(t)$. La relación matemática entre las funciones vectoriales $\vec{P}(t)$ y $\vec{E}(t)$. Está ligada a las características del medio. Esta relación generalmente se escribe como:

$$P_i(t) = \varepsilon_0\left(\chi_{ij}^{(1)}E_j + \chi_{ijk}^{(2)}E_jE_k + \chi_{ijkl}^{(3)}E_jE_kE_l + \cdots\right), \tag{1}$$

donde ε_0 es la permitividad del vacío, $\boldsymbol{\chi_{ij}^{(1)}}$ es el tensor susceptibilidad óptica lineal que describe procesos ópticos lineales o de primer orden, donde su parte real se asocia con la parte real del índice de refracción, mientras que la parte imaginaria describe procesos de absorción o emisión de un solo fotón (Boyd, 2008, Wu *et al*, 2013). $\boldsymbol{\chi_{ijk}^{(2)}}$ es el tensor susceptibilidad óptica de segundo orden, el cual describe procesos de absorción de dos fotones presentes en fenómenos físicos. El efecto Pockels, la mezcla de tres ondas, la generación de segundo armónico, la suma o diferencia

de frecuencias y la rectificación óptica, son fenómenos asociados a procesos ópticos no lineales de segundo orden (Takizawa *et al*, 2014; Zhai 2014; Li *et al*, 2014). Cabe anotar que entre las propiedades ópticas no lineales, las de segundo orden juegan un papel esencial por ser su magnitud generalmente mayor con respecto a los órdenes superiores cuando el sistema presenta cierta asimetría. Recientemente se han reportado trabajos donde producen este tipo de asimetrías aplicando un campo eléctrico estacionario al sistema y/o confinando los electrones, los huecos, las impurezas donadoras o aceptoras, mediante potenciales asimétricos (Xie, 2011; Olsen, 2013). Por último, $\boldsymbol{\chi}_{\boldsymbol{ijkl}}^{(\mathbf{3})}$ es el tensor susceptibilidad óptica de tercer orden y describe procesos de absorción de tres fotones inmersos en fenómenos no lineales tales como: generación de tercer armónico y efecto Kerr óptico (Shao *et al*, 2011; Takizawa *et al*, 2014; Xie, 2013). Es importante aclarar que, si la no linealidad en el medio es de origen electrónico, entonces los efectos no lineales son apreciables sólo cuando el campo aplicado es del mismo orden que el campo eléctrico en un átomo. Es por ello que para la producción de fenómenos no lineales se utilizan fuentes tales como láseres que ofrecen estos campos intensos (Boyd, 2008).

Modelo teórico

Se considerará como sistema de estudio un punto cuántico (quantum dot QD) de GaAs/AlGaAs de forma cilíndrica (cylindrical quantum dot CQD) y esférica (spherical quantum dot SQD) . En el marco de la aproximación de masa efectiva (Wenckebach, 1999), el Hamiltoniano $\widehat{H}_0$ de un portador de carga en este punto se puede escribir en la forma:

$$\widehat{H}_0 = \frac{\widehat{\boldsymbol{P}}^2}{2m^*} + V_{conf}(\mathbf{r}), \tag{2}$$

donde m* es la masa efectiva, $\widehat{\boldsymbol{P}}$ es el operador momento y $V_{conf}(\mathbf{r})$ es el potencial de confinamiento.

La respuesta óptica del sistema se obtiene al hacer interactuar el sistema con un campo óptico. En este proyecto se considera un campo monocromático y la forma más adecuada de estudiar estas interacciones mediante el formalismo de la matriz densidad (Boyd, 2008), el cual permite calcular la evolución temporal del operador matriz densidad del sistema como se muestra a continuación:

$$\frac{\partial\hat{\rho}}{\partial \mathrm{t}} = \frac{1}{i\hbar}\left[\widehat{H}_0 + \hat{V}(\mathrm{t}), \hat{\rho}(\mathrm{t})\right] - \hat{\Gamma}\left(\hat{\rho}(\mathrm{t}) - \hat{\rho}^{(0)}(\mathrm{t})\right) \tag{3}$$

donde $\widehat{H}_0$ es el Hamiltoniano del sistema cuántico sin interactuar con el campo óptico, $\hat{V}(t) = -\mu$ es el Hamiltoniano de interacción entre en campo óptico $E(t)$ y el sistema cuántico en la

aproximación de onda larga, $\hat{\rho}(\mathrm{t})$ es el operador momento dipolar, $\hat{\rho}^{(0)}(t)$ es el operador matriz 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 referentes a los procesos de emisión espontánea y pérdida de coherencia en el sistema. Finalmente, con la solución de la ecuación (2) se calcula el valor esperado la polarización eléctrica inducida en el sistema cuántico con volumen V, con la siguiente ecuación:

$$\langle P^{(n)}(t)\rangle = \frac{1}{V}\mathrm{Tr}\left[\hat{\rho}^{(n)}\hat{\mu}\right] \tag{4}$$

La combinación de los resultados de las ecuaciones (1) y (4) permite obtener expresiones para las susceptibilidades ópticas lineales y no lineales, por lo cual, el formalismo de la matriz densidad es una herramienta teórica muy utilizada en el estudio de la respuesta óptica lineal y no lineal en los sistemas de baja dimensionalidad.

Sistema cuántico de dos niveles

Al calcular la susceptibilidad, es conveniente utilizar la aproximación sistema de dos niveles. Este modelo es aplicable cuando la frecuencia del campo óptico es cercana a una de las frecuencias de transición del sistema. La ventaja de un sistema cuántico de dos niveles es principalmente que el espacio de Hilbert correspondiente es bidimensional, por tanto, una base completa que abarque todo el espacio constará sólo de dos estados independientes y esto es útil cuando se estudian procesos de interacción de la luz con sistemas cuánticos de baja dimensionalidad que involucran la absorción y emisión de fotones (Boyd, 2008).

Para un sistema cuántico de dos niveles existen dos medidas de decoherencia, T1 y T2. El tiempo T1 se denomina tiempo de coherencia longitudinal o tiempo de emisión espontánea y mide la pérdida de energía del sistema. El tiempo T2, se denomina tiempo de coherencia transversal o tiempo de coherencia de fase, o tiempo de dispersión elástica. Generalmente T1 >T2 y sus valores se obtienen a partir de resultados experimentales por medio de la medición de los espectros de la fotoluminiscencia (Nielsen,& Chuang,2002).

1.1 MARCO TEÓRICO CONCEPTUAL

Las propiedades ópticas lineales tales como: reflexión, refracción y absorción, están asociadas con la susceptibilidad óptica porque describen procesos de absorción en sistemas semiconductores de baja dimensionalidad como, pozos cuánticos, hilos cuánticos y puntos cuánticos, han sido objeto de estudio en diferentes investigaciones.

La variación de la forma de sistemas de baja dimensionalidad, cambia los estados cuánticos de los portadores de carga confinados, generando efectos sobre la respuesta óptica lineal (Portacio,2016). De esta forma los estudios sobre control del efecto de la forma sobre la respuesta óptica lineal de nano-estructuras tributan al desarrollo de aplicaciones tecnológicas. Además, los rápidos avances en las técnicas de nano fabricación han permitido diseñar y producir una variedad de sistemas cuánticos semiconductores de baja dimensionalidad, como (Hernández,2009), los sistemas de baja dimensionalidad como lo son puntos cuánticos, hilos cuánticos, anillos cuánticos, nano tubos, entre otros, contribuyen en el desarrollo de la nano-tecnología. Dentro de estas nano-estructuras el punto cuántico es el sistema más estudiado por su similitud a un átomo libre (Pérez Rolando,1998), siendo los puntos cuanticos la estructura cero-dimensional una de las clases más estudiadas (Paredes-Caicedo, D, et-al 2020; Legnazzi, N, 2021). Esto se debe a que el confinamiento cuántico de portadores de carga en estas estructuras conduce a: i) la formación de niveles discretos de energía, ii) el aumento de la densidad de estados y iii) los cambios drásticos en los espectros de absorción óptica, por lo cual los portadores de carga confinados en puntos cuánticos son muy sensibles al efecto del cambio de la forma. Esto hace a los puntos cuánticos buenos sistemas para estudiar el efecto que produce el cambio de la forma sobre la respuesta óptica lineal (Portacio et-al, 2016). Es por ello que en esta investigación se considera como sistema de estudio un portador de carga confinado en puntos cuánticos cilíndrico y esférico

1.1.1 Sistema cuántico cilíndrico

El sistema cuántico consiste en un electrón confinado dentro un QD de forma cilíndrica de AlGaAs/GaAs. En el marco de la aproximación de masa efectiva, el Hamiltoniano $\widehat{H}_0$ del sistema está dado por:

$$\widehat{H}_0 = \frac{\hat{p}^2}{2m^*} + V_{conf}(r), \tag{1}$$

donde m* es la masa efectiva, $\widehat{\boldsymbol{P}}$ es el operador momento y $V_{conf}(\mathbf{r})$ es el potencial de confinamiento finito, que incluye potenciales parabólicos tanto en dirección radial como a lo largo de z y término asimétrico en la coordenada z, como se muestra a continuación:

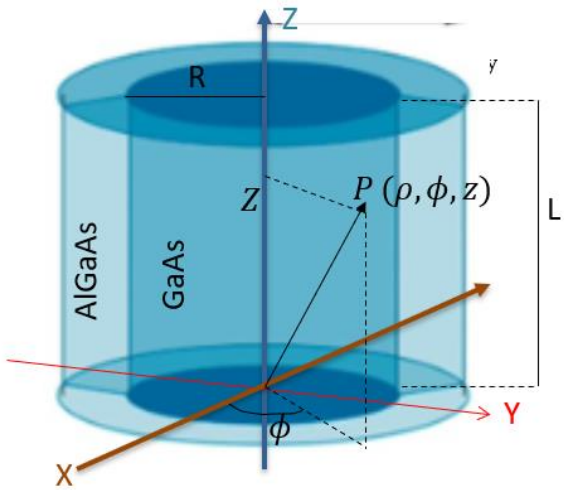
$$V_{conf}(r) = V_{conf}(\rho, \phi, z) = V_p(\rho) + V_z(z). \tag{2}$$

donde

$$V_p(\rho) = \begin{cases} \frac{m^*\omega_\rho^2\rho^2}{2}, & \rho \leq R \\ \infty, & \rho > R \end{cases} \tag{3}$$

$$V_z(z) = \begin{cases} \frac{m^*\omega_z^2 z^2}{2} + \lambda\frac{m^*\omega_z^2 z^3}{2L}, & |z| \leq \frac{L}{2} \\ \infty, & |z| > \frac{L}{2} \end{cases} \tag{4}$$

Figura 1. Punto cuantico cilindrico con una heteroestructura de GaAs/AlGaAs.



L la longitud del cilindro. λ es un parámetro adimensional que indica la intensidad de la perturbación asimétrica. La ecuación de Schrödinger en coordenadas cilíndricas para el Hamiltoniano tiene la forma:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\psi+[V_p(\rho)+V_z(z)]\psi=E\psi \qquad (5)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right]\psi+\frac{m^*\omega_\rho^2\rho^2}{2}\psi+\frac{m^*\omega_z^2z^2}{2}\psi+\lambda\frac{m^*\omega_z^2z^3}{2L}\psi = E\psi \qquad (6)$$

Se supone para la función de onda del electrón:

$$\psi(\rho,\phi,z)=f(\rho,\phi)g(z), \qquad (7)$$

Al reemplazar (7) en (6) se obtienen dos ecuaciones para cada función, es decir:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\left[\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial f}{\partial\rho}\right)+\frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2 f}{\partial\phi^2}\right]=E_\rho f, \qquad (8)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{d^2g}{dz^2}+\frac{m^*\omega_z^2z^2}{2}g+\lambda\frac{m^*\omega_z^2z^3}{2L}g=E_zg, \qquad (9)$$

De acuerdo (Portacio et-al, 2016) la solución de la Ec (8) está dada por la Ec (10):

$$\psi_{m,n_\rho}(\rho,\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{1}{a^{1+|m|}}\left|\frac{(|m|+n_\rho)!}{2^{|m|}n_\rho!\,|m|!}\right|^{\frac{1}{2}} e^{im\phi}e^{-\frac{\rho^2}{4a^2}}\rho^{|m|}F\left(-n_{\rho,}|m| + 1,\frac{\rho^2}{2a^2}\right), \qquad (10)$$

donde $\Omega = 2\omega_\rho$, a $=\sqrt{\hbar/m^*\Omega}$, $F\ (a,b,x)$ es una función hiperbólica geométrica confluente, m es el número cuántico magnético y $n_\rho$es el número cuántico radial. La energía en ρ está dado por:

$$E_{(m,n_\rho)} = \hbar\omega_\rho\left(n_\rho + \frac{|m|+1}{2}\right), \qquad (11)$$

De acuerdo con (Portacio et-al, 2018) la solución de la Ec (9) está dada por:

$$\begin{aligned}\psi_n(z) = g(z) = g_n^{(0)}(z) &+ \frac{\lambda m^*\omega_z}{2L\hbar}\left[\frac{\hbar}{2m^*\omega_z}\right]^{3/2} \\ &\times\left(-\frac{\sqrt{(n+1)(n+2)(n+3)}}{3}g_{n+3}^{(0)}(z) + \frac{\sqrt{(n)(n-1)(n-2)}}{3}g_{n-3}^{(0)}(z) - 3(n+1)^{\frac{3}{2}}g_{n+1}^{(0)}(z) + 3(n)^{\frac{3}{2}}g_{n-1}^{(0)}(z)\right) \qquad (12)\end{aligned}$$

$$E(n) = E_z = \hbar\omega_z\left(n+\frac{1}{2}\right) - \frac{(\lambda\hbar)}{4m^*L^2}\left[\frac{15}{4}\left(n+\frac{1}{2}\right)^2 + \frac{7}{16}\right], \qquad (13)$$

donde $\lambda\left(\frac{m^*\omega_z^2 z^3}{2L}\right)$ corresponde a la perturbación y $g_n^{(0)}(z) = \left(\frac{m^*\omega_z}{\pi\hbar}\right)\frac{1}{\sqrt{2^n n!}}e^{-\frac{m^*\omega_z z^2}{\hbar}}H_n\left(\sqrt{\frac{m^*\omega_z}{2\hbar}}z\right)$ donde $H_n(x)$ son los polinomios de Hermite.

La solución general del problema está dada por:

$$\psi_{m,n_\rho,n}(\rho,\phi,z)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\frac{1}{a^{1+|m|}}\left|\frac{(|m|+n_\rho)!}{2^{|m|}n_\rho!\,|m|!}\right|^{\frac{1}{2}} e^{im\phi}e^{-\frac{\rho^2}{4a^2}}\rho^{|m|}F\left(-n_{\rho,}|m|+1,\frac{\rho^2}{2a^2}\right)g_n^{(0)}(z)$$

$$+\frac{\lambda m^*\omega_z}{2L\hbar}\left[\frac{\hbar}{2m^*\omega_z}\right]^{3/2}$$

$$\times\left(-\frac{\sqrt{(n+1)(n+2)(n+3)}}{3}g_{n+3}^{(0)}(z)+\frac{\sqrt{(n)(n-1)(n-2)}}{3}g_{n-3}^{(0)}(z)-3(n\right.$$

$$\left.+1)^{\frac{3}{2}}g_{n+1}^{(0)}(z)+3(n)^{\frac{3}{2}}g_{n-1}^{(0)}(z)\right) \qquad (14)$$

$$E_{(m,n_\rho,n)} = \hbar\omega_\rho\left(n_\rho+\frac{|m|+1}{2}\right)+\hbar\omega_z\left(n+\frac{1}{2}\right)-\frac{\lambda\hbar}{4m^*L^2}\left[\frac{15}{4}\left(n+\frac{1}{2}\right)^2+\frac{7}{16}\right] \qquad (15)$$

1.1.2 Sistema cuántico esférico

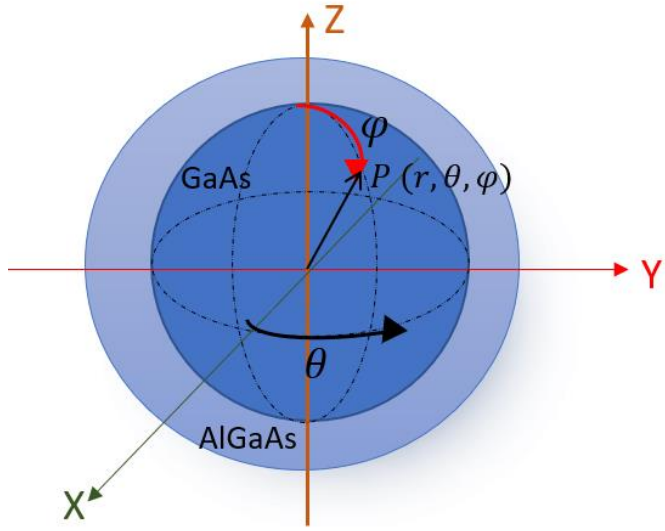
En esta investigación se consideró un electrón confinado en SQD de AlGaAs/GaAs. El Hamiltoniano de este sistema está dado por:

$$\widehat{H} = \frac{-\hbar^2}{2m^*}\nabla^2 + V_{conf}(\boldsymbol{r}), \qquad (16)$$

donde $V_{conf}(\boldsymbol{r}) = V_{conf}(r,\theta,\phi)$, por lo tanto:

$$V_{conf}(r,\theta,\phi) = \begin{cases} 0, & r \le R \\ \infty, & r \ge R \end{cases} \qquad (17)$$

Figura 2. Punto cuantico esferico con una heteroestructura de GaAs/AlGaAs.



Las funciones propias del Hamiltoniano de la Ec. (16) se denotan como $\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi) = f(r)Y_l^m(\theta,\varphi)$, donde $Y_l^m(\theta,\varphi)$ son las funciones armónicas esféricas normalizadas, l y m son los números cuánticos del momento angular y su componente z, respectivamente. Haciendo esta sustitución $H\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi) = E\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi)$ en la ecuación de Schrödinger, se obtienen las funciones radiales $f(r)$ que satisface la ecuación según la referencia (Wang, G. 2015):

$$\frac{d^2f}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{df}{dr} + \left(k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2}\right)f = 0, \tag{18}$$

donde $k^2 = \frac{2m^*E}{\hbar^2}$. La función radial $f(r)$ se obtiene resolviendo la Ec 18:

$$f(r) = \frac{\sqrt{2}}{R^{\frac{3}{2}} j_{l+1}(k_{nl}r)} j_l(k_{nl}r), \tag{19}$$

Según (Portacio et-al, 2022) los valores de energía son:

$$E_{nl} = \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_{nl})^2, \tag{20}$$

donde $j_l(kr)$ son las funciones esféricas de Bessel, k_{nl} son las raíces de la ecuación $j_l(k_{nl}r) = 0$, n es el número cuántico radial que cuenta el número de serie de la raíz de la función esférica de Bessel para un valor dado de l.

1.1.3 Respuesta óptica lineal

1.1.3.1 Coeficiente de absorción de óptica lineal

Para encontrar la expresión matemática del coeficiente de absorción lineal se usa el formalismo de la matriz densidad y un procedimiento perturbativo hasta el primer orden en un campo óptico monocromático de la forma:

$$E(t) = \tilde{E}_e^{i\omega t} + \tilde{E}^* e^{i\omega t}; \tag{21}$$

donde ω es la frecuencia de campo externo incidente. Entonces, según (Portacio et-al, 2016) la evolución del operador matriz densidad $\hat{\rho}(t)$ está dada por la siguiente ecuación maestra fenomenológica:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{H}_0 + \hat{V}(t), \hat{\rho}(t)\right] - \hat{\Gamma}\left(\hat{\rho}(t) - \hat{\rho}^0(t)\right), \tag{22}$$

Donde $\hat{H}_0$ representa el operador Hamiltoniano del sistema cuántico sin interactuar con el campo óptico, $\hat{V}(t) = -\hat{\mu}E(t)$ 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, $\hat{\Gamma}$ 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 y $\hat{\rho}^0(t)$ es el operador densidad del sistema no perturbado.

Para resolver la Ec (22) se utiliza el procedimiento de perturbativo estándar que implica la expansión de $\hat{\rho}(t)$:

$$\hat{\rho}(t) = \sum_n \hat{\rho}^n(t). \tag{23}$$

La polarización electrónica inducida $P(t)$ en el CQD y SQD debido a la interacción con el campo óptico $E(t)$ es:

$$P(t) = \varepsilon_0\left(\chi^{(1)}\tilde{E}e^{-i\omega t}\right) + cc, \tag{24}$$

donde $(\chi^{(1)})$ es la susceptibilidad óptica lineal, ε_0 es la permitividad del vacío y cc complejo conjugado. El orden n de la polarización electrónica esta dado por:

$$\langle P^{(n)}(t)\rangle = \frac{1}{V} Tr\left[\hat{\rho}^{(n)}\hat{\mu}\right], \tag{25}$$

donde V es el volumen del QD, Tr es la traza media o la suma sobre los elementos diagonales de la matriz. Al utilizar el formalismo de la matriz densidad y su procedimiento perturbativo descrito por la Ec. (24), la expresión analítica de la susceptibilidad lineal para un sistema de dos niveles está dada por:

$$\varepsilon_0\chi^{(1)}(\omega) = \frac{\sigma_v|M_{21}|^2}{E_{21} - \hbar\omega - i\hbar\Gamma_0}, \tag{26}$$

donde, σ_v es la densidad del electrón en el CQD y en el SQD, $E_{21} = E_2 - E_1$ es la energía de transición del estado ψ_1 al estado ψ_2, $M_{ij} = \left|\langle\psi_j|ez|\psi_i\rangle\right|$ es el elemento de matriz del momento dipolar eléctrico de transición, $\hbar\omega$ es la energía del fotón incidente, $\Gamma_0 = \frac{1}{T_0}$ con T_0 el tiempo de relajación del sistema. La absorción óptica lineal está dada por:

$$\alpha(\omega) = \omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon R}}\, Im(\varepsilon_0\chi(\omega)), \tag{27}$$

μ representa la permeabilidad del medio y εR es la parte real de la permitividad. El coeficiente de absorción óptica lineal es:

$$\alpha^{(1)}(\omega) = \hbar\omega\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon R}\frac{|M_{21}|^2\sigma_v\Gamma_0}{(E_{21} - \hbar\omega)^2 + (\hbar\Gamma_0)^2}}\,, \qquad (28$$

2. MATERIALES Y MÉTODOS

Este proyecto sigue una metodología cuantitativa con enfoque exploratorio. A continuación, se describe la metodología que se usó para dar cumplimiento a los objetivos.
El proyecto se ejecutó teniendo en cuenta las siguientes fases:

Recolección de información: En esta fase se realizó una revisión bibliográfica sobre cálculo de respuestas ópticas lineales en diferentes sistemas de nanoestructuras y susceptibilidad óptica lineal.

Descripción de los sistemas cuánticos y los parámetros experimentales: En esta fase se obtuvieron las energías y las funciones de onda de los sistemas constituidos por un portador de carga confinado en puntos cuánticos de diferente forma de GaAs/AlGaAs. Se eligió la forma de los puntos cuánticos objeto de estudio: cilindro y esfera, basado en diferentes artículos de tal forma que se contara con resultados experimentales o resultados de simulación matemática.

En esta investigación se calculó la susceptibilidad óptica lineal cuando un campo óptico monocromático interactúa con los sistemas en consideración. A partir de la ecuación maestra fenomenológica utilizando el método de perturbación hasta primer orden, se tuvo en cuenta:
- La aproximación de dos niveles.
- La interacción del sistema descrito por $\widehat{H}_0$ y un campo óptico monocromático de la forma $E(t) = \tilde{E}_e^{i\omega t} + \tilde{E}^* e^{i\omega t}$.

Desarrollos analíticos: En esta fase se utilizaron las expresiones analíticas para la polarización eléctrica del primer orden usando contribuciones perturbativas de la matriz densidad del sistema y la aproximación de dos niveles, la susceptibilidad óptica de primer orden por la interacción del sistema descrito por $\widehat{H}_0$ y un campo óptico monocromático. Se resolvió numéricamente la ecuación de Schrödinger independiente del tiempo asociada a cada uno de los Hamiltonianos encontrados en la actividad anterior. En los resultados y análisis se usó el programa *Mathematica* y así se encontraron las funciones de onda y los niveles de energía para el estado base y el primer estado excitado.

Presentación del informe final: Fase actual del proceso que comprende la presentación y sustentación de los resultados de la investigación.

.

3. RESULTADOS Y ANÁLISIS DE RESULTADOS

En este capítulo, se discute el coeficiente de absorción de óptica lineal en un CQD y SQD con un volumen de $5000nm^3$ de una heteroestructura de AlGaAs/GaAs. En estos cálculos se usaron los siguientes parámetros: $m^* = 0.067m_o$ (m_o es la masa del electrón libre), la densidad del electrón $\sigma_v = 3.0 \times 10^{22}$

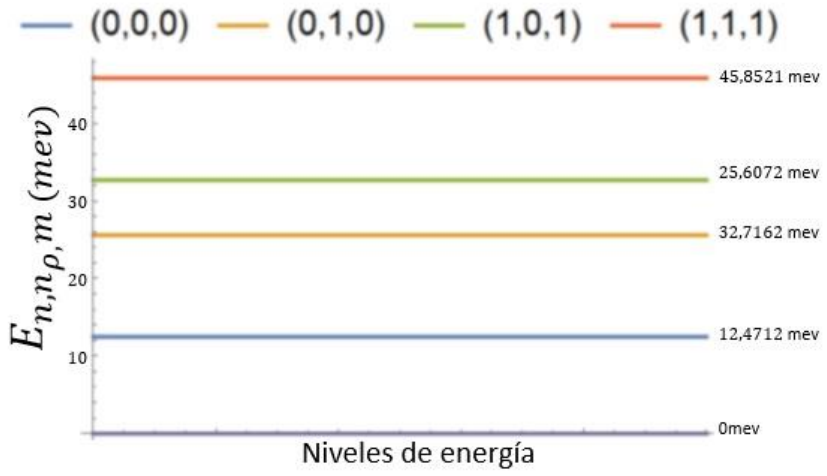
3.1 RESPUESTA ÓPTICA DEL CQD

Para el sistema cuántico cilíndrico representado en la figura 1, se considera $L = 14{,}16nm$ y un $R = 10{,}60nm$. A partir de estos valores se obtienen los niveles de energía y función de onda, como se describe acentuación:

3.1.1 Niveles de energía para CQD

Para encontrar los niveles de energía de un electrón confinado en un CQD se utiliza la Ec (15), donde los tres números cuánticos (m, n_ρ, n) se presentan en la figura 3 los cuatro niveles de energía con la siguiente combinación de números cuánticos: i) $m = 0, n_\rho = 0, n = 0$, ii) $m = 0, n_\rho = 1, n = 0$, iii) $m = 1, n_\rho = 0, n = 1$ y iv) $m = 1, n_\rho = 1, n = 1$.

Figura 3. Niveles de energía a partir de algunos valores en los números cuanticos en un CQD.



Se analizaron los dos primeros niveles de energía que corresponden a los numeros cuanticos: i) $m = 0, n_\rho = 0, n = 0$, que representa el estado base y ii) $m = 1, n_\rho = 0, n = 1$ el primer estado excitado. Se eligen estos dos niveles para la aplicación de la aproximación de sistema

cuánticos de dos niveles cerca de la resonancia. Para ello es necesario también escribir las correspondientes funciones de onda como se explicará en el siguiente inciso.

3.1.2 Funciones de onda para CQD

Una vez definidos los números cuánticos de los niveles, se escriben las funciones de ondas normalizadas; para el proceso de normalización se debe garantizar lo siguiente:

$$\iiint \psi^*(r)\psi(r)d^3r = 1. \tag{29}$$

Para ello, se propone una constante de normalización para cada función de acuerdo con la Ec (14).

$$\psi_1(\rho,\phi,z) = A_1\psi_{(0,0,0)}(\rho,\phi,z), \tag{30}$$

$$\psi_2(\rho,\phi,z) = A_2\psi_{(1,0,1)}(\rho,\phi,z), \tag{31}$$

Para calcular la constante de normalización se utilizó el programa en *Mathematica*.

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{\int_0^{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^R \psi^*_{(0,0,0)}(\rho,\phi,z)\psi_{(0,0,0)}(\rho,\phi,z)\rho d\rho dz d\phi}}, \tag{32}$$

$$A_2 = \frac{1}{\sqrt{\int_0^{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^R \psi^*_{(1,0,1)}(\rho,\phi,z)\psi_{(1,0,1)}(\rho,\phi,z)\rho d\rho dz d\phi}}, \tag{33}$$

Las Ecs. (32) y (33) permiten obtener las constantes A_1 y A_2 para cada función de onda dependiendo de los niveles de energía escogidos, se puede hallar los valores utilizando el programa *Mathematica* su función de onda normalizada.

3.1.3 Susceptibilidad óptica

Para encontrar el coeficiente de susceptibilidad óptica lineal como una función de la energía del fotón incidente. Se debe calcular el elemento de matriz del momento dipolar eléctrico de transición según la Ec. (28). Este cálculo se realiza de la siguiente forma:

$$M_{ij} = M_{21} = \left|\langle\psi_j|ez|\psi_i\rangle\right|, \tag{34}$$

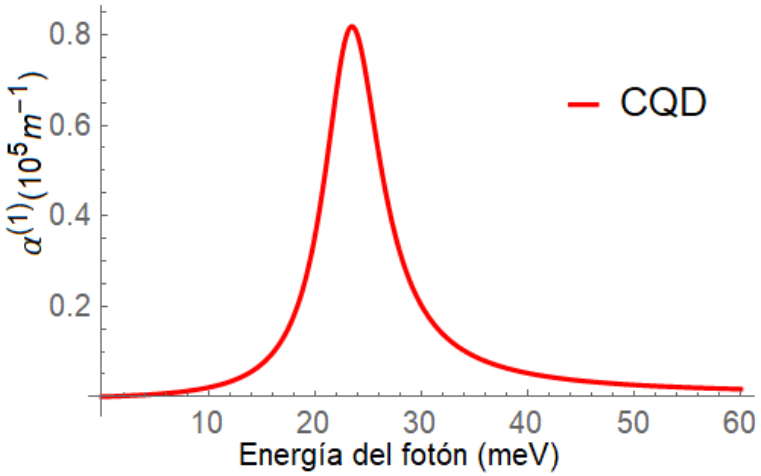
$$M_{21} = A_2A_1\int_0^{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\int_0^R \psi_{(1,0,1)}(\rho,\phi,z)ez\psi_{(0,0,0)}(\rho,\phi,z)\rho d\rho dz d\phi. \tag{35}$$

Una vez conocido el momento de dipolo, es necesario conocer la energía de transición en el caso de los números cuánticos escogidos del estado ψ_1 al estado ψ_2 es:

$$E_{21} = E_{(1,0,1)} - E_{(0,0,0)}. \tag{36}$$

En la siguiente figura se muestra el coeficiente de absorción lineal en función de la energía del fotón según la Ec (28), en el punto cuántico cilíndrico se evidencia de la siguiente manera:

Figura 4. El coeficiente de su susceptibilidad óptica lineal en función de la energía del fotón de un punto cuántico cilíndrico



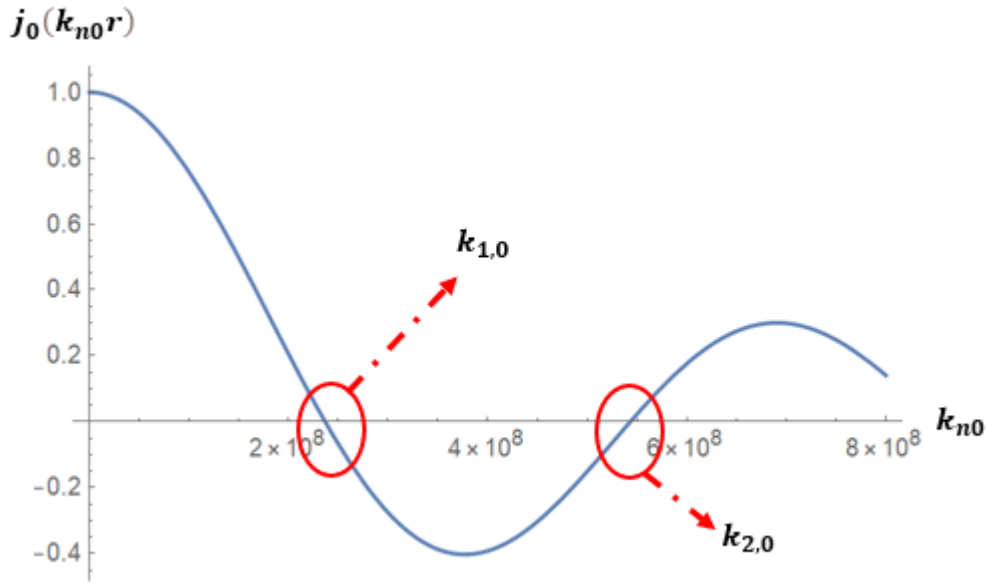
3.2 RESPUESTA ÓPTICA DEL SQD

En el sistema cuántico esférico representado en la figura 2, se considera un $R = 10{,}60nm$ para un volumen de $5000nm^3$, donde se halló los dos primeros niveles de energía a partir de algunos valores del número cuántico l .

3.2.2 Niveles de energía para SQD

La función de Bessel $j_l(k_{nl}r) = 0$, se usa para hallar los valores de los números cuánticos de k_{nl}. En este proceso se utilizó dos valores para el número cuántico del momento angular l: i) para $l = 0$ en la función armónica esférica $m = 0$ y ii) para $l = 1$ el valor de m oscila entre el valor de l y $-l$. Para encontrar los valores k_{nl}, se utilizó el programa *Mathematica* y se sustituyeron en la Ec (20) para encontrar los valores de energía.

Figura 5. Valores de k_{nl} para $l = 0$ en el SQD



En la figura 5, se muestra la función de Bessel respecto a k_{nl}, se observa en la gráfica que existen varios valores en donde $l = 0$ pero solo se seleccionaron los dos primeros que se observan en círculos rojos $k_{1,0}$ y $k_{2,0}$. Para hallar k_{nl}, se utilizó el FindRoot (raíz cuadrada) en el programa *Mathematica* de la siguiente manera: $k_{1,0} = x/.\,\text{FindRoot}[\text{BesselJ}[0, xR] == 0, \{x, 2\times10^8\}]$; donde el valor de $k_{1,0} = 2{,}26\times10^8$. Los valores de energía son:

$$E_{1,0} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_{1,0}\right)^2, \tag{37}$$

$$E_{2,0} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_{2,0}\right)^2, \tag{38}$$

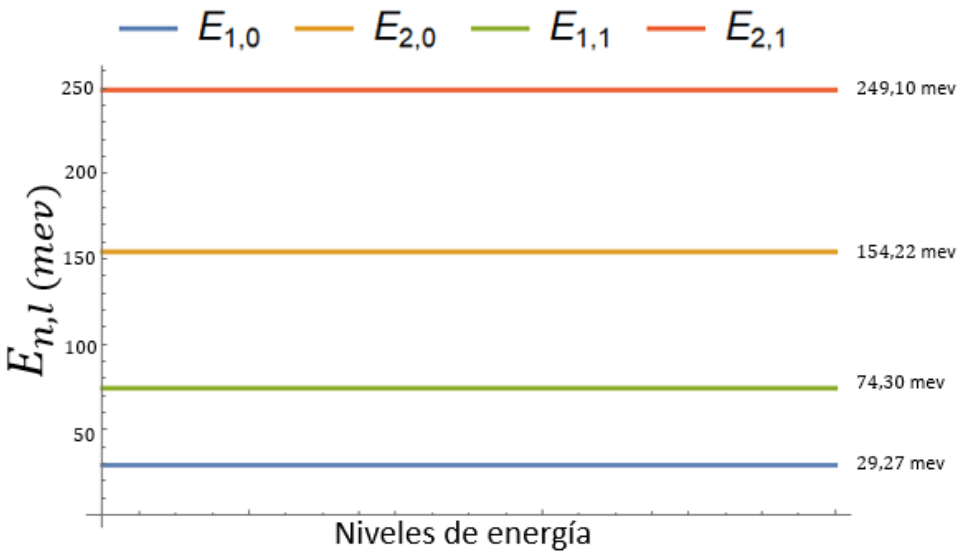
Análogamente para $l = 1$ los valores en los números cuánticos de k_{nl}, se usó $k_{1,1}$ y $k_{2,1}$. Los valores de energía son:

$$E_{1,1} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_{1,1}\right)^2, \tag{39}$$

$$E_{2,1} = \frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_{2,1}\right)^2, \tag{40}$$

En el sistema cuántico esférico a partir de los cuatro valores de energía obtenidos como muestra la figura 6, se seleccionaron dos estados: $E_{1,0}$ es el estado base representado en números cuánticos es (1,0,0) y $E_{1,1}$ es el primer estado excitado donde es (1,1,0); para los dos casos $m = 0$. Según k_{nl} es: i) $E_{1,0} = 16{,}40mev$ cuando $l = 0$ y ii) $E_{1,1} = 41{,}64mev$ cuando $l = 1$.

Figura 6. Niveles de energía de un punto cuántico esférico.



3.2.2 Funciones de onda para SQD

De acuerdo con los dos niveles de energía seleccionados se procede a obtener la normalización de la función radial en la Ec (19), se debe normalizar la función y se propone una constante:

$$FN(r) = A\frac{\sqrt{2}}{R^{\frac{3}{2}} j_{l+1}(k_{nl}r)} j_l(k_{nl}r), \tag{41}$$

Se garantiza la normalización:

$$\int_0^R |FN(r)|^2 r^2 dr = 1. \tag{42}$$

Es necesario calcular la constante de normalización, para ello se utilizo el programa *Mathematica*.

$$|A|^2 \int_0^R |FN(r)|^2 r^2 dr = 1, \tag{43}$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{\int_0^R |FN(r)|^2 r^2 dr}}, \tag{44}$$

Por lo tanto, la función normalizada definida en los dos niveles de energía con los números cuánticos n, l son: i) (1,0) y ii) (1,1). Se obtiene:

$$FN(r) = \frac{1}{\sqrt{\int_0^R |FN(r)|^2 r^2 dr}} \frac{\sqrt{2}}{R^{\frac{3}{2}} j_{l+1}(k_{nl} r)} j_l(k_{nl} r), \tag{45}$$

La función de onda para cada uno de los niveles de energía del sistema esférico es:

$$\psi_{1\ (1,0,0)}(r,\theta,\varphi) = FN_1(r) Y_0^0(\theta,\varphi), \tag{46}$$

$$\psi_{2\ (1,1,0)}(r,\theta,\varphi) = FN_2(r) Y_1^0(\theta,\varphi), \tag{47}$$

A partir de lo anterior se obtuvo la normalización de la función de onda radial en la Ec (45), de manera general $\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi) = f(r) Y_l^m(\theta,\varphi)$ teniendo en cuenta que el número cuántico magnético es cero en los dos estados de energía, donde se observa que para $Y_l^m(\theta,\varphi)$ son las funciones armónicas esféricas normalizada. Por lo tanto, la función de onda para cada valor de energía en el electrón confinado tiene su función de onda normalizada en toda su coordenada esférica.

3.2.3 Susceptibilidad óptica lineal

Se debe calcular el elemento de matriz del momento dipolar eléctrico de transición según la Ec. (34). Este cálculo se realiza de la siguiente forma:

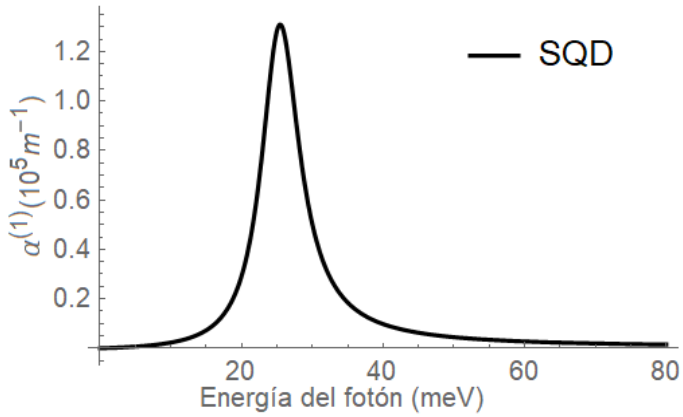
$$M_{21} = A \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{R} \psi_{2\ (1,1,0)}(r,\theta,\varphi) e(r cos\theta)\, \psi_{1\ (1,0,0)}(r,\theta,\varphi)(r^2 sen\theta), \tag{48}$$

En el SQD para hallar el coeficiente de absorción lineal se tiene en cuenta el momento dipolo anteriormente resuelto, es necesario conocer la energía de transición del estado ψ_1 al estado ψ_2 es:

$$E_{21} = E_{(1,1,0)} - E_{(1,0,0).} \tag{49}$$

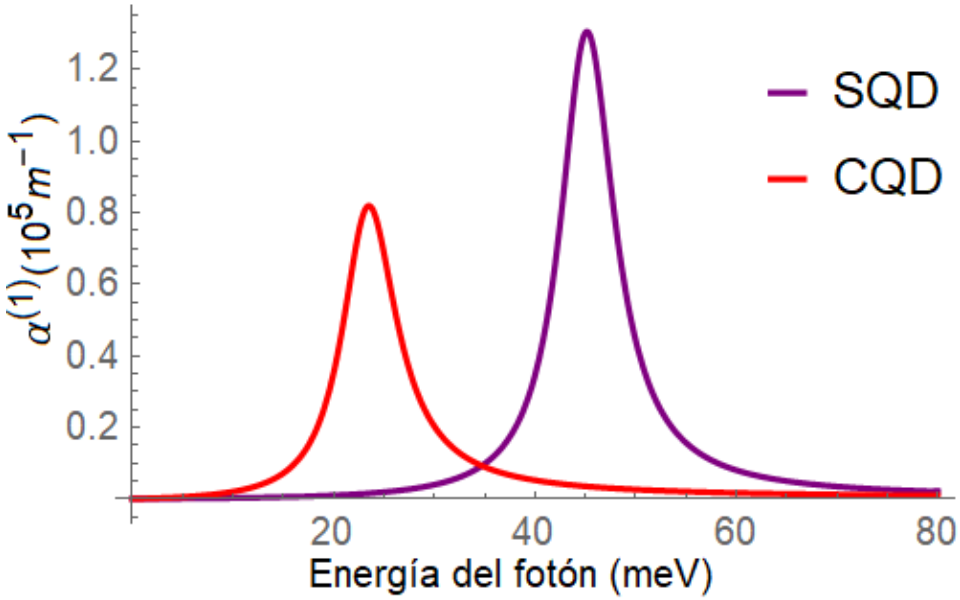
En la figura 7, se evidencia el coeficiente de absorción lineal de un punto cuántico esférico en función de la energía del fotón a partir del calculó obtenido en la Ec (28) por medio del programa *Mathematica*.

Figura 7. El coeficiente de susceptibilidad óptica lineal de un punto cuántico esférico.



3.3 Comparación de los sistemas CQD y SQD

Figura 8. El coeficiente de susceptibilidad óptica lineal final en función de la energía del fotón para dos puntos cuánticos el cilíndrico y el esférico ambos con un $V = 5000nm$.



En la figura 8, se muestra el coeficiente de susceptibilidad óptica lineal respecto a la geometría del CQD y SQD en función de la energía del fotón con un volumen $5000nm^3$ para ambos sistemas. El pico de resonancia α^1 no solo dependen del elemento de matriz de transición dipolar M_{21} sino de la energía de transición E_{21}; Una propiedad muy importante que se observa en el SQD es el desplazamiento hacia regiones de alta energía producto de su geometría, también, indica que hay un aumento del confinamiento de los portadores de carga; así mismo, genera un corrimiento azul. Por tal motivo, se encontró que los dos primeros niveles de energía del electrón

en el cilindro debido a su separación necesitan menos energía para hacer un salto cuántico en comparación con la geometría de la esfera de acuerdo con las figuras 3 y 6. Lo mencionado anteriormente el pico de resonancia del CQD respecto a el coeficiente de susceptibilidad óptica lineal es más pequeño que el SQD, es debido a que las funciones de onda del cilindro son aún más aplanadas en comparación con el SQD.

4. CONCLUSIONES

En este proyecto, se calcularon las energías y funciones de onda de acuerdo a los niveles de energía escogidos, estado base y primer estado excitado de un electrón confinado en una heteroestructura AlGaAs/GaAs para el CQD y SQD.

De acuerdo al pico de resonancia en el CQD y SQD que se muestra en la figura 8, se llega a la conclusión, el SQD necesita que el electrón tenga mayor energía de transición comparado con en el CQD para realizar el salto cuántico del estado base al primer estado excitado. Respecto a su geometría, se produce mayor confinamiento en la esfera que en el cilindro.

5. RECOMENDACIONES

Ampliar el estudio considerando otras geometrías diferentes (cono, pirámide con base cuadrada, entre otros), considerar el efecto del volumen de las formas geométricas en el CQD y SQD en su análisis o analizar el efecto de un campo magnético en un QD con las geometrías cilíndricas y esféricas.

BIBLIOGRAFÍA

Aytekin, O., Turgut, S., Ünal, V. Ü., Akşahin, E., & Tomak, M. (2013). Nonlinear optical properties of a Woods–Saxon quantum dot under an electric field. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, *54*, 257-261.

Boyd RW. 2008. Nonlinear Optics. Third Edition. Academic Press, USA, p. 1- 327.

Causila, D., & Portacioc, M. U. B. Y. A. (2018). GENERACI ON DE SEGUNDO Y TERCER ARM ONICO EN NANO-ESTRUCTURAS CON POTENCIAL DE CONFINAMIENTO ASIM ETRICO: EL PAPEL DE LA APROXIMACI ON DE ATOMO DE DOS NIVELES. *Rev. Cubana Fis*, *35*, 97.

Choi, C., Choi, M. K., Liu, S., Kim, M. S., Park, O. K., Im, C., ... & Kim, D. H. (2017). Human eye-inspired soft optoelectronic device using high-density MoS2-graphene curved image sensor array. *Nature communications*, *8*(1), 1-11.

Duque, C. M., Mora-Ramos, M. E., & Duque, C. A. (2013). Properties of the second and third harmonics generation in a quantum disc with inverse square potential. A modeling for nonlinear optical responses of a quantum ring. *Journal of luminescence*, *138*, 53-60.

Gil-Corrales, J. A., Morales-Aramburo, Á. L., & Duque-Echeverri, C. A. (2018). Estados electrónicos de puntos cuánticos piramidales y cónicos. *Revista EIA*, *15*(30), 161-175.

Hernández, A. (2009). Breve estudio de las implicaciones sociales de la nano-ciencia y la nano-tecnología. *Razón y Palabra*, (68).

Kachynski, A. V., Pliss, A., Kuzmin, A. N., Ohulchanskyy, T. Y., Baev, A., Qu, J., & Prasad, P. N. (2014). Photodynamic therapy by in situ nonlinear photon conversion. *Nature Photonics*, *8*(6), 455-461.

Kachynski, A. V., Pliss, A., Kuzmin, A. N., Ohulchanskyy, T. Y., Baev, A., Qu, J., & Prasad, P. N. (2014). Photodynamic therapy by in situ nonlinear photon conversion. *Nature Photonics*, *8*(6), 455-461.

Karimi, M. J., Rezaei, G., & Nazari, M. (2014). Linear and nonlinear optical properties of multilayered spherical quantum dots: effects of geometrical size, hydrogenic impurity, hydrostatic pressure and temperature. *Journal of luminescence*, *145*, 55-60.

Kirak, M. U. H. A. R. R. E. M., Altinok, Y., & Yilmaz, S. A. İ. T. (2013). The effects of the hydrostatic pressure and temperature on binding energy and optical properties of a donor

impurity in a spherical quantum dot under external electric field. *Journal of Luminescence*, *136*, 415-421.

Lamadrid, A. P. (2022). Bombeo Efectos del bombeo incoherente de excitones en la susceptibilidad óptica lineal de una nanoestructura esférica. *Ciencia en Desarrollo*, *13*(1).

Legnazzi, N. *Cálculo de la energía de excitones en puntos cuánticos semiconductores usando un modelo de dos bandas en la aproximación de masa efectiva* (Bachelor's thesis).

Li, X., Zhang, C., Tang, Y., & Wang, B. (2014). Nonlinear optical rectification in asymmetric quantum dots with an external static magnetic field. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, *56*, 130-133.

Litvin, A. P., Martynenko, I. V., Purcell-Milton, F., Baranov, A. V., Fedorov, A. V., & Gun'Ko, Y. K. (2017). Colloidal quantum dots for optoelectronics. *Journal of Materials Chemistry A*, *5*(26), 13252-13275.

Lopez, J. L. M., & López, J. L. R. (2012). *Los materiales nanoestructurados*. FCE-Fondo de Cultura Económica.

Nielsen, M. A., & Chuang, I. (2002). Quantum computation and quantum information.

Olsen, M. K. (2013). Asymmetric Gaussian harmonic steering in second-harmonic generation. *Physical Review A*, *88*(5), 051802.

Paredes-Caicedo, D., Osorio-Henao, J. A., Vinasco-Suárez, J. A., Morales-Aramburo, A. L., & Duque-Echeverri, C. A. (2020). Efectos geométricos sobre las propiedades electrónicas y ópticas de puntos cuánticos cónicos de GaN. *Revista EIA*, *17*(34), 349-361.

Pérez Álvarez, R. (1998). Nuevos materiales. Parte II: Sistemas semiconductores de baja dimensionalidad. *Revista 100cias@ uned*, *1*, 41-47.

Pérez Álvarez, R. (1998). Nuevos materiales. Parte II: Sistemas semiconductores de baja dimensionalidad. *Revista 100cias@ uned*, *1*, 41-47.

Portacio, A. A., Jiménez, A. F., & Urango, M. D. P. (2016). Estudio teórico sobre el cambio de índice de refracción y la absorción óptica en un punto cuántico en presencia de un campo magnético uniforme. *Revista mexicana de física*, *62*(4), 330-335.

Portacio, A. A., Rodríguez, B. A., & Villamil, P. (2019). Theoretical study on optical response in nanostructures in the Born–Markov regime: The role of spontaneous emission and dephasing. *Annals of Physics*, *400*, 279-288.

Shao, S., Guo, K. X., Zhang, Z. H., Li, N., & Peng, C. (2011). Third-harmonic generation in cylindrical quantum dots in a static magnetic field. *Solid State Communications*, *151*(4), 289-292.

Takizawa, K., Haraguchi, K., Jin, L., & Suzuki, S. (2014). Analysis of the quadratic retardation induced by the Pockels, Kerr, and inverse piezoelectric effects in an X-cut Y-propagation LiNbO3. *Japanese Journal of Applied Physics*, *53*(5), 052601.

Vaseghi, B., Rezaei, G., & Sajadi, T. (2015). Optical properties of parabolic quantum dots with dressed impurity: combined effects of pressure, temperature and laser intensity. *Physica B: Condensed Matter*, *456*, 171-175.

Vinasco Suárez, JA, Radu, A., & Duque Echeverri, CA (2019). Propiedades electrónicas de un anillo cuántico elíptico con sección transversal rectangular (Anillo cuántico elíptico). *Revista EIA* , *16* (31), 77-87.

Wang, G. (2015). Highly efficient third-harmonic generation from resonant intersubband transitions in core/shell spherical quantum dots. *Optics Communications*, *355*, 1-5.

Wu, Q., Guo, K., Liu, G., & Wu, J. H. (2013). Polaron effects on the linear and the nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in cylindrical quantum dots with applied magnetic field. *Physica B: Condensed Matter*, *410*, 206-211.

Xie, W. (2011). The nonlinear optical rectification of a confined exciton in a quantum dot. *Journal of Luminescence*, *131*(5), 943-946.

Xie, W. (2013). Third-order nonlinear optical susceptibility of a donor in elliptical quantum dots. *Superlattices and Microstructures*, *53*, 49-54.

Zamarreno, C. R., Matias, I. R., & Arregui, F. J. (2012). Nanofabrication techniques applied to the development of novel optical fiber sensors based on nanostructured coatings. *IEEE Sensors Journal*, *12*(8), 2699-2710.

Zhai, W. (2014). A study of electric-field-induced second-harmonic generation in asymmetrical Gaussian potential quantum wells. *Physica B: Condensed Matter*, *454*, 50-55.

Zhang, Z., Guo, K., Mou, S., Xiao, B., & Liao, L. (2014). Effect of hydrogenic impurity on the third-harmonic generation in a quantum well. *Superlattices and Microstructures*, *76*, 1-8.

Zhao, H., & Rosei, F. (2017). Colloidal quantum dots for solar technologies. *Chem*, *3*(2), 229-258.

RESUMEN ANALITICO ESPECIALIZADO

A. TIPO DE DOCUMENTO OPCIÓN DE GRADO	Trabajo de grado modalidad EPI como requisito para optar por el título de Licenciado(a) en Matemáticas y Física
B. ACCESO AL DOCUMENTO	Universidad de los Llanos, Biblioteca.
1. TÍTULO DEL DOCUMENTO	EFECTO DE LA FORMA DE UN PUNTO CUÁNTICO SOBRE LA RESPUESTA ÓPTICA LINEAL
2. AUTORES	Saavedra Tafur, Paola Andrea
3. LUGAR Y AÑO DE PUBLICACIÓN	Villavicencio, 2022.
4. UNIDAD PATROCINANTE	Universidad de los Llanos
5. PALABRAS CLAVES	Punto cuántico, susceptibilidad óptica lineal, niveles de energía.
6. DESCRIPCIÓN	La solución a este problema implica conocer las propiedades ópticas en diferentes formas geométricas de puntos cuánticos. En este orden de ideas se realizará un estudio teórico del efecto que produce la forma de un QD sobre la susceptibilidad óptica lineal.
7. FUENTES	Portacio, A., & Arias, J. D. Estudio teórico del efecto del tamaño de un punto cuántico cónico sobre la respuesta óptica lineal en el régimen Born-Markov. Portacio, A. A., Jimenez, A. F., & Urango, M. D. P. (2016). Theoretical study on the change of index of refraction and the optical absorption in a quantum dot in the presence of a uniform magnetic field. *REVISTA MEXICANA DE FISICA*, *62*(4), 330-335
8. CONTENIDOS	1. Marco referencial 1.1 Marco teórico conceptual 1.1.1 Sistema de punto cuántico cilíndrico 1.1.2 Sistema de punto cuántico esférico

	1.1.3 Respuesta óptica lineal 2. Materiales y métodos 3. Resultados y análisis de resultados 4. Conclusiones 5. Recomendaciones 6. Bibliografía Anexos Resumen analítico
9. METODOLOGÍA	Para darle cumplimiento a el objetivo del proyecto se tuvo en cuenta: Obtener las energías y las funciones de onda de los sistemas constituidos por un portador de carga confinado en puntos cuánticos de diferente forma de GaAs/AlGaAs. Calculó la susceptibilidad óptica lineal cuando un campo óptico monocromático interactúa con los sistemas en consideración. Los resultados y análisis se usó el programa *Mathematica* para encontrar las funciones de onda y los niveles de energía para el estado base y el primer estado excitado.
10. CONCLUSIONES	En el SQD necesita que un electrón tenga mayor energía de transición comparado con en el CQD.