Известия НАН Армении, Физика, т.57, №4, с.536–545 (2022)

УДК 621.315
DOI:10.54503/0002-3035-2022-57.4-536

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО И НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ БИЭКСИТОНОМ

Ю.Ю. БЛЕЯН[1,2*]

[1]Российско–Армянский университет, Ереван, Армения
[2]Институт химической физики НАН РА, Ереван, Армения

[*]e-mail: yuri.bleyan@rau.am

(Поступила в редакцию 8 июня 2022 г.)

С помощью вариационного метода исследованы биэкситонные состояния основного и возбужденного уровней в GaAs сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке. Пробная вариационная волновая функция биэкситона сконструирована на одночастичных волновых функций, полученных в рамках геометрического адиабатического приближения. Получены энергии биэкситона от геометрических параметров эллипсоидальной квантовой точки как для основного, так и для возбужденных состояний. Рассчитаны линейный и нелинейный показатели преломления биэкситона для одно- и двухфотонных резонансов как реальные части нелинейной восприимчивости первого и третьего порядка, соответственно. Получены спектры изменения показателя преломления биэкситона для переходов между основными состояниями от энергии фотона при разных значениях малой полуоси эллипсоидальной квантовой точки.

1. Введение

Экситоны (X) и биэкистоны (XX) в полупроводниковых квантовых точках (КТ) исследовались как теоретически, так и экспериментально разными авторами [1–7]. Хорошо известно, что экситон представляет собой электронно-дырочную пару, а биэкситон состоит из двух экситонов. Таким образом, биэкситон представляет собой нейтральную систему, состоящую из четырех частиц, а именно двух дырок и двух электронов. Эти вышеупомянутые квазичастицы играют существенную роль в различных оптических эффектах, в частности, переход экситонов в биэкситоны приводит к интересным физическим явлениям [8–11].

Одним из интересных явлений, которые могут возникать в полупроводниковых структурах, является нелинейное оптическое поглощение в полупроводниковых КТ, которое резко усиливается на несколько порядков по сравнению с объемными полупроводниками [12–14]. Ожидается, что оптическая нелинейность, связанная с переходами между подуровнями экситонов и биэкситонов, будет использована для новых инфракрасных устройств. Поэтому очень важно исследовать оптические свойства не только основного состояния, но и возбужденных состояний ограниченных экситонов или мультиэкситонов [15].

В дополнение, биэкситонное состояние имеет относительно более высокую силу осциллятора для двухфотонной генерации [8,16]. Следовательно, оптическая нелинейность должна усиливаться из-за увеличения силы осциллятора. С другой стороны, авторы в различных работах акцентируют внимание на нелинейных свойствах биэкситонов [17–21]. В частности, в [18] биэкситонные состояния обсуждались в рамках вариационного метода, где обсуждена оптическая нелинейность через экситонное и биэкситонное состояния на основе трех уровней и рассчитана восприимчивость третьего порядка. В [19] представлено теоретическое исследование линейных и нелинейных свойств на основе трехуровневой модели. Рассчитаны изменения показателя преломления вокруг одно-, двух- и трехфотонного резонансов. В продолжение, в [21] были рассмотрены нелинейные оптические свойства биэкситона в эллипсоидальной КТ. В частности, рассчитаны оптические восприимчивости третьего порядка и коэффициенты поглощения основного и возбужденного биэкситонов вокруг однофотонного и двухфотонного резонансов в зависимости от энергии фотонов в эллипсоидальной КТ.

Новые технологии делают возможным выращивание КТ различных типов и относительно простой и сложной геометрии. Есть множество работ, посвященных физическим и оптическим свойствам КТ [22–25]. Стоит отметить, что эллипсоидальная КТ является одним из примеров сложной геометрии. Такие КТ имеют широкое применение в тех случаях, когда необходимо управлять энергией в широком диапазоне, а это возможно сделать с помощью двух геометрических параметров эллипсоида (малая и большая полуоси). Стоит особо подчеркнуть тот факт, что теорема Кона реализуется в эллипсоидальных КТ как теоретически, так и экспериментально [26, 27]. Таким образом, теоретическое исследование нелинейных свойств биэкситонных комплексов в основном и возбужденном состояниях в эллипсоидальных КТ является актуальной задачей. Кроме того, следует отметить, что в этой работе будет рассматриваться особый тип эллипсоидальной КТ, а именно сильно сплюснутая эллипсоидальная КТ, где свойства экситона и биэкситона будут отмечены как двумерные.

В настоящей работе исследованы линейные и нелинейные показатели преломления первого и третьего порядка биэкситона в сильно сплюснутой эллипсоидальной КТ (ССЭКТ).

2. Теория

Как упоминалось выше, мы будем рассматривать ССЭКТ с непроницаемыми стенками, где ограничивающая потенциальная энергия частицы в цилиндрических координатах имеет следующий вид:

$$U_{\text{conf}}\left(\rho,\varphi,z\right)=\begin{cases}0, \dfrac{\rho^2}{a^2}+\dfrac{z^2}{c^2}\le 1\\ \infty, \dfrac{\rho^2}{a^2}+\dfrac{z^2}{c^2}>1\end{cases}, \quad a>>c, \tag{1}$$

где c и a – малая и большая полуоси ССЭКТ, соответственно.

Гамильтониан биэкситона имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{\mathrm{XX}}\left(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_\alpha,\mathbf{r}_\beta\right)=\sum_j\frac{\hat{P}_j^2}{2m_j^*}+\sum_j U_{\mathrm{conf}}\left(\boldsymbol{\rho}_j,z_j\right)+V_{\mathrm{int}}\left(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_\alpha,\mathbf{r}_\beta\right). \tag{2}$$

Здесь $j=\{1,2,\alpha,\beta\}$, $i=\{1,\alpha\}$, $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ – координаты электронов, $\mathbf{r}_\alpha$ и $\mathbf{r}_\beta$ – координаты дырок. В дополнение, $V_{\mathrm{int}}\left(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_\alpha,\mathbf{r}_\beta\right)$ – энергия межчастичных взаимодействий, включая взаимодействие между электронами, между дырками, а также взаимодействие между электронами и дырками. Это взаимодействие для биэкситона имеет следующий вид:

$$V_{\mathrm{int}}\left(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_\alpha,\mathbf{r}_\beta\right)=\frac{e^2}{\varepsilon\left|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2\right|}+\frac{e^2}{\varepsilon\left|\mathbf{r}_\alpha-\mathbf{r}_\beta\right|}-\frac{e^2}{\varepsilon\left|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_\alpha\right|}-\frac{e^2}{\varepsilon\left|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_\beta\right|}-\frac{e^2}{\varepsilon\left|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_\alpha\right|}-\frac{e^2}{\varepsilon\left|\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_\beta\right|}. \tag{3}$$

Стоит особо отметить, что специфическая геометрия ССЭКТ позволяет использовать геометрическое адиабатическое приближение, в рамках которого можно показать, что из-за сплющенной геометрии эллипсоидальной КТ и сильного размерного квантования в аксиальном направлении задача имеет ярко выраженный двумерный характер [28]. Используя это обоснование, можно прийти к следующему двумерному уравнению Шредингера [21,28]:

$$\left[\sum_j\left(\frac{\hat{P}_{xj}^2}{2m_j^*}+\frac{\hat{P}_{yj}^2}{2m_j^*}\right)+\sum_j\frac{m_j^*\Omega_j^2}{2}\rho_j^2+V_{\mathrm{int}}^{2D}\left(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}_\alpha,\boldsymbol{\rho}_\beta\right)\right]\Psi_{\mathrm{XX}}\left(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}_\alpha,\boldsymbol{\rho}_\beta\right)$$
$$=E_{\mathrm{XX}}^{2D}\Psi_{\mathrm{XX}}\left(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}_\alpha,\boldsymbol{\rho}_\beta\right), \tag{4}$$

где $E_{\mathrm{XX}}^{2D}=E_{\mathrm{XX}}-\sum_j\frac{\pi^2\hbar^2}{8m_j^*c^2}$ и $\Omega_j=\frac{\pi\hbar}{2m_j^*ac}$ – частота параболического ограничивающего потенциала.

Задача нахождения энергии биэкситона была решена в рамках вариационного метода, где вариационная волновая функция биэкситона сконструирована на одночастичных волновых функций, аналитические виды которых были получены в рамках геометрического адиабатического приближения [25].

И так, волновая функция и энергия для одночастичной задачи в ССЭКТ имеют следующий вид, соответственно [25]:

$$\psi(\rho,\varphi,z)=\frac{e^{im\varphi}}{\sqrt{2\pi}}\left(c\sqrt{1-\frac{\rho^2}{a^2}}\right)^{-1/2}\sin\left(\frac{\pi n}{2c\sqrt{1-\rho^2/a^2}}z+\frac{\pi n}{2}\right)$$
$$\times\sqrt{\frac{2m_e^*\Omega_e}{\hbar}}\frac{\sqrt{n_r!}\,\Gamma\left(|m|+1\right)}{\Gamma^{3/2}\left(|m|+1+n_r\right)}e^{-\frac{m_e^*\Omega_e}{2\hbar}\rho^2}\left(\frac{m_e^*\Omega_e}{\hbar}\rho^2\right)^{\frac{|m|}{2}}{}_1F_1\left\{-n_r,|m|+1;\frac{m_e^*\Omega_e}{\hbar}\rho^2\right\}, \tag{5}$$

$$E=\frac{\pi^2\hbar^2n^2}{8m_e^*c^2}+\frac{\pi\hbar^2n}{2m_e^*ac}\left(N+1\right),\quad N=0,1,2,\dots. \tag{6}$$

Здесь m, n и n_r – квантовые числа, описывающие систему. В частности,

m – магнитное квантовое число, n – аксиальное квантовое число, n_r – радиальное квантовое число, $N = 2n_r + |m|$ – главное квантовое число, а ${}_1F_1\{a,b;x\}$ является вырожденной гипергеометрической функцией первого рода. Стоит отметить, что мы будем рассматривать возбужденные уровни биэкситона только по радиальному квантовому числу.

С помощью вариационного метода проведем расчеты энергии биэкситона для основного и возбужденного уровней. Вариационная волновая функция имеет вид [8]:

$$\begin{gathered}\Psi_{XX}(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2,\boldsymbol{\rho}_\alpha,\boldsymbol{\rho}_\beta) = C\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_1)\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_2)\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_\alpha)\psi_{100}(\boldsymbol{\rho}_\beta) \\ \times e^{-\gamma\rho_{\alpha\beta}}\left\{e^{-\lambda(\rho_{1\alpha}+\rho_{2\beta})-\delta(\rho_{1\beta}+\rho_{2\alpha})} + e^{-\lambda(\rho_{1\beta}+\rho_{2\alpha})-\delta(\rho_{1\alpha}+\rho_{2\beta})}\right\},\end{gathered} \tag{7}$$

где C – нормировочная константа, $\rho_{jk} = |\boldsymbol{\rho}_j - \boldsymbol{\rho}_k|$, $j,k = \{1,2,\alpha,\beta\}$, λ, δ, и γ – вариационные параметры, которые определяются после минимизации следующего интеграла:

$$E_{XX} = \left\langle \Psi_{XX}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_\alpha,\mathbf{r}_\beta) \middle| \hat{H}_{XX} \middle| \Psi_{XX}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\mathbf{r}_\alpha,\mathbf{r}_\beta) \right\rangle. \tag{8}$$

Поскольку волновые функции и энергетические спектры для биэкситона получены, в качестве следующего шага можно исследовать силу осциллятора перехода из экситонного в биэкситонное состояние и силу осциллятора из экситонного в основное состояние. Силы этих осцилляторов можно определить по формуле [8,21]:

$$\begin{gathered} f_{be} = \frac{2}{m_0\hbar\omega_{be}}\left|\langle XX|p|X\rangle\right|^2 \\ f_{eg} = \frac{2}{m_0\hbar\omega_{eg}}\left|\langle X|p|0\rangle\right|^2, \end{gathered} \tag{9}$$

где $|XX\rangle$ и $|X\rangle$ обозначают биэкситонное и экситонное состояния соответственно; m_0 – масса свободного электрона; p – оператор импульса; $\hbar\omega_{be}$ и $\hbar\omega_{eg}$ – энергия перехода из экситонного в биэкситонное состояние и энергия экситона соответственно. Стоит отметить, что для удобства в формуле (9) использованы специальные обозначения: b будет соответствовать биэкситонному уровню; e – для экситонного уровня, а g – для основного состояния (g соответствует случаю, когда в КТ нет частиц).

Теперь перейдем к обсуждению нелинейных свойств биэкситона, в частности, нелинейного показателя преломления. Линейная и третья нелинейная восприимчивости определяются по формулам [19,21]:

$$\chi^{(1)}(\omega_2)=\frac{|\mu_{eg}|^2}{\hbar}\left(\frac{1}{(\hbar\omega_{eg}-\hbar\omega_2-i\hbar\Gamma_{eg})}+\frac{1}{(\hbar\omega_{eg}+\hbar\omega_2+i\hbar\Gamma_{eg})}\right)$$
$$\times\frac{|\mu_{be}|^2}{\hbar}\left(\frac{1}{(\hbar\omega_{be}-\hbar\omega_2-i\hbar\Gamma_{be})}+\frac{1}{(\hbar\omega_{be}+\hbar\omega_2+i\hbar\Gamma_{eg})}\right), \tag{10}$$

$$\chi^{(3)}(2\omega_1-\omega_2;-\omega_1,-\omega_1,\omega_2)=-\frac{i|\mu_{eg}|^4}{2}\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg}-2\hbar\omega_1+\hbar\omega_2)+\hbar\Gamma_{eg}}\frac{1}{i(\hbar\omega_2-\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_e}\times$$
$$\times\left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg}-\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_{eg}}+\frac{1}{i(\hbar\omega_2-\hbar\omega_{eg})+\hbar\Gamma_{eg}}\right)+\frac{i|\mu_{eg}|^2|\mu_{be}|^2}{4}\frac{1}{i(\hbar\omega_{be}-2\hbar\omega_1+\hbar\omega_2)+\hbar\Gamma_{be}}\times$$
$$\frac{1}{i(\hbar\omega_2-\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_e}\times\left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg}-\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_{eg}}+\frac{1}{i(\hbar\omega_2-\hbar\omega_{eg})+\hbar\Gamma_{eg}}\right)- \tag{11}$$
$$-\frac{i|\mu_{eg}|^2|\mu_{be}|^2}{4}\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg}-2\hbar\omega_1+\hbar\omega_2)+\hbar\Gamma_{eg}}\frac{1}{i(\hbar\omega_{bg}-2\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_{bg}}\times\left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg}-\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_{eg}}\right)+$$
$$+\frac{i|\mu_{eg}|^2|\mu_{be}|^2}{4}\frac{1}{i(\hbar\omega_{be}-2\hbar\omega_1+\hbar\omega_2)+\hbar\Gamma_{be}}\frac{1}{i(\hbar\omega_{bg}-2\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_{bg}}\times\left(\frac{1}{i(\hbar\omega_{eg}-\hbar\omega_1)+\hbar\Gamma_{eg}}\right),$$

где $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ – энергии первого и второго фотонов, $\hbar\omega_{ij}$ и $\hbar\Gamma_{ij}$ – разность энергий между уровнями i и j и скорость дефазировки дипольного момента перехода, соответственно, Γ_e – скорость распада экситонного состояния, которая обратно пропорциональна радиационному времени жизни. μ_{ij} – это дипольный момент перехода между уровнями i и j, который связан с силой осциллятора соотношением:

$$\mu_{ij}^2=\frac{\hbar e^2}{2m_0\omega_{ij}}f_{ij}\,. \tag{12}$$

Далее будем рассматривать случай, когда два фотона имеют одинаковую энергию $\hbar\omega_1=\hbar\omega_2\equiv\hbar\omega$.

Соответствующие линейные и нелинейные показатели преломления первого и третьего порядка получаются следующим образом [19]:

$$\frac{\Delta n^{(1)}}{n_r}=\mathrm{Re}\left(\frac{\chi^{(1)}(\omega)}{2\varepsilon_0 n_r^2}\right),$$
$$\frac{\Delta n^{(3)}}{n_r}=\mathrm{Re}\left(\frac{\chi^{(3)}(\omega)I(\omega)}{4\varepsilon_0^2 n_r^3 c}\right), \tag{13}$$

где n_r – показатель преломления, $I(\omega)$ – интенсивность падающего света, ε_0 – линейная восприимчивость и c – скорость света. Общее изменение показателя преломления можно записать как [29]

$$\frac{\Delta n}{n_r}=\frac{\Delta n^{(1)}}{n_r}+\frac{\Delta n^{(3)}}{n_r}\,. \tag{14}$$

Для исследования нелинейных свойств биэкситона ограничимся случаем трехуровневой модели, где рассматриваются только первые три уровня экситона и биэкситона.

3. Обсуждение результатов

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Стоит отметить, что все полученные результаты сделаны для GaAs. Материальные параметры для GaAs следующие [30]: $m_e^* = 0.067m_0$, $m_h^* = 0.45m_0$, $n_r = 3.2$, $a_B^{\text{eff}} = 10.4\ \text{nm}$, $E_R^{\text{eff}} = 5.275\ \text{meV}$, $\varepsilon_0 = 12.91$.

На рис.1 представлена диаграмма энергетических уровней с соответствующими переходами из биэкситонных состояний в экситонные и из экситонных состояний в основное состояние.

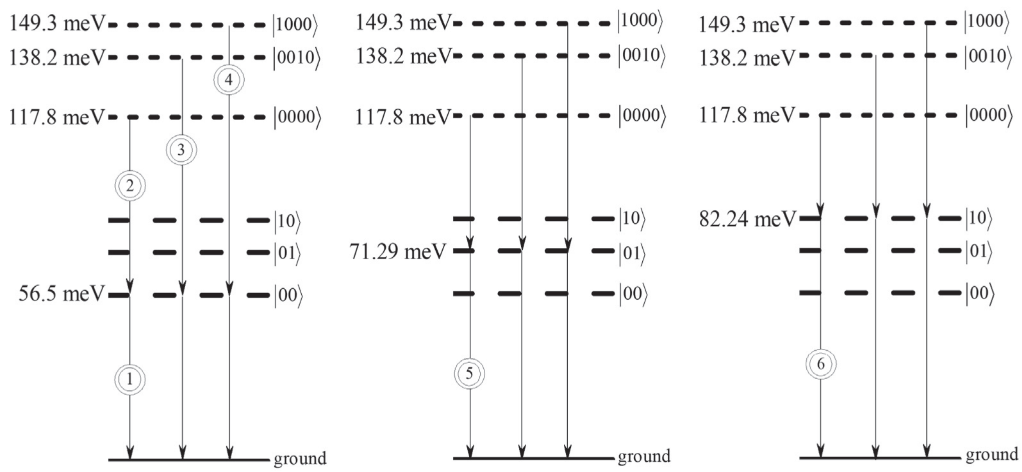

Рис.1. Диаграмма переходов для биэкситона, экситона и основного состояния. Геометрические параметры эллипсоидальной КТ выбраны следующие: $c = 5\ \text{nm}$ и $a = 50\ \text{nm}$.

На энергетических диаграммах использованы следующие обозначения: $|ij\rangle \to e^i h^j$ для экситона и $|ijkl\rangle \to e^i e^j h^k h^l$ для биэкситона, где $i, j, k, l = \{0,1,2,...\}$ – номер уровня частицы. Из диаграммы следует, что первое возбужденное состояние биэкситона обусловлено возбужденной дыркой, а состояние, соответствующее возбужденному состоянию электрона, находится выше. Схема этих переходов с соответствующими им энергиями использовалась впоследствии для получения оптических явлений для одно- и двухфотонного резонансов. Переходы, используемые в дальнейших расчетах, перечислены на рис.1.

На рис.2 представлены зависимости изменения показателя преломления биэкситона Δn от энергии фотона для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{eg}$, для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$, для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$, а также полного показателя преломления биэкситона от энергии фотона при фиксированных значениях полуосей эллипсоидальной КТ.

Из рисунка следует, что показатель преломления меняет знак с положительного на отрицательный для всех случаев. Следует отметить, что нелинейный показатель преломления $\Delta n^{(3)}$ меняет свой знак с отрицательного на положительный, однако линейный показатель преломления $\Delta n^{(1)}$ имеет противоположное

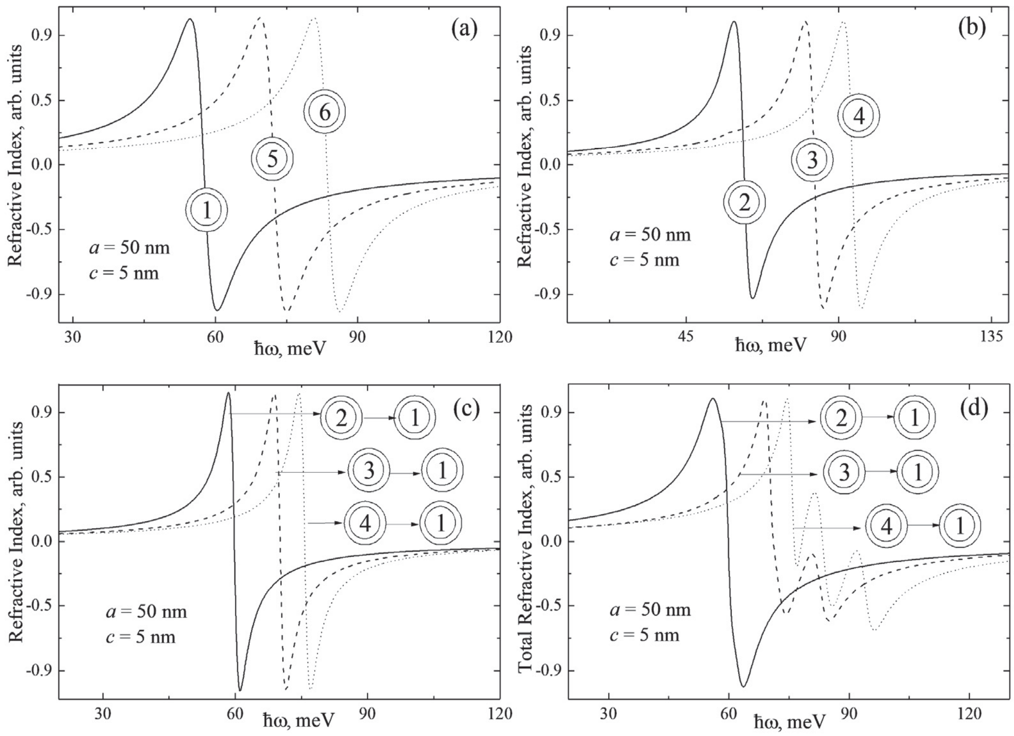

Рис.2. Зависимости изменения показателя преломления биэкситона Δn для основного и возбужденного уровней от энергии фотона: (a) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{eg}$; (b) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$; (c) – для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$; (d) – зависимость полного показателя преломления от энергии фотона.

поведение. Это приводит к изменению показателя преломления Δn с положительного на отрицательный. В дополнение, из рисунка 2a следует, что показатели преломления биэкситона для основного и возбужденного уровней имеют одинаковые пики, однако спектры показателя преломления для возбужденных уровней смещены в сторону более высоких энергий. Такое же поведение можно найти и на рис.2b–2d. Кроме того, спектры показателя преломления для переходов $|01\rangle$ и $|10\rangle$ имеют несколько пиков. Это можно объяснить тем, что различия между энергетическими уровнями играют роль в полной энергии, что, в свою очередь, приводит к существованию многих пиков.

На рис.3 построены те же зависимости, что и на рис.2, но для переходов между основными состояниями при разных значениях малой полуоси эллипсоидальной КТ.

Как видно из рис.3a, положение пика показателя преломления смещается в красную сторону с увеличением малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Это связано с тем, что увеличение размера КТ приводит к уменьшению энергии экситона и биэкситона, вызванному ослаблением электронно-дырочного кулоновского взаимодействия. Аналогичное поведение смещения пиков можно найти и на рис.3b–3d.

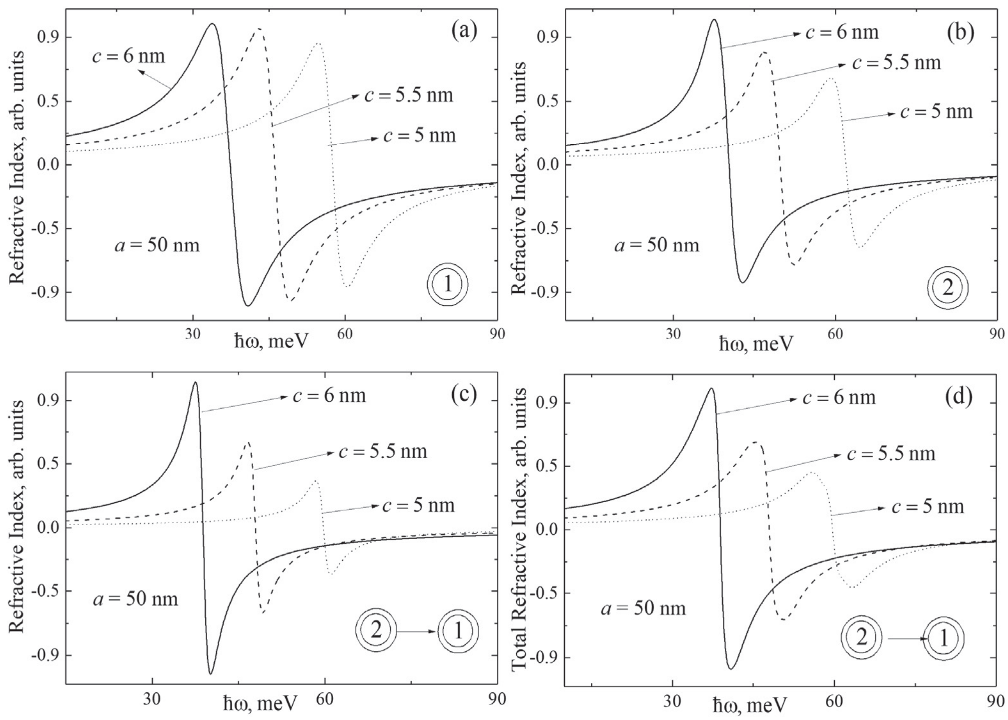

Рис.3. Зависимости изменения показателя преломления биэкситона Δn для переходов между основными состоянием от энергии фотона при разных значениях малой полуоси эллипсоидальной КТ: (a) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{eg}$; (b) – для однофотонного резонанса $\omega = \omega_{be}$; (c) – для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$; (d) – зависимость полного показателя преломления от энергии фотона.

Следует отметить, что зависимость изменения показателя преломления от малой полуоси сильнее, так как размерное квантование в аксиальном направлении преобладает над радиальным. Из-за этого на рисунках приведены только зависимости для различных значениях малой полуоси эллипсоидальной КТ.

4. Заключение

В данной работе в рамках вариационного метода рассчитаны энергии биэкситонных состояний основного и возбужденного уровней в GaAs эллипсоидальных КТ. Пробные вариационные функции построены на основе одночастичной волновой функции, имеющей три вариационных параметра для биэкситона. Для простоты рассмотрены только первые три энергетических уровня экситона и биэкситона, чтобы построить квантовые переходы между этими квазичастицами. Получены соответствующие силы осцилляторов экситонных переходов, а именно для переходов биэкситон-экситон и экситон-основное состояние. Получены зависимости спектров изменения показателя преломления биэкситона от энергии фотона для однофотонных резонансов $\omega = \omega_{eg}$ и $\omega = \omega_{be}$, а также для двухфотонного резонанса $\omega = \omega_{bg}$. Было показано, что показатели преломления биэкситона для основного и возбужденного уровней имеют одинаковые пики, однако спектры показателя преломления для возбужденных уровней смещены в сторону более высоких энергий. Кроме того, спектры показателя преломления для переходов $|01\rangle$ и $|10\rangle$ имеют несколько пиков. Было получено, что положение пика показателя преломления смещается в красную сторону с увеличением малого геометрического параметра эллипсоидальной КТ. Этот эффект можно объяснить тем, что с увеличением малой полуоси энергии экситона и биэкситона уменьшаются, а это уменьшение вызвано ослаблением электронно-дырочного кулоновского взаимодействия.

Исследование было проведено в рамках программы Faculty Research Funding, реализуемой фондом Enterprise Incubator Foundation (EIF) при поддержке PMI Science.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. Nasilowski**, **P. Spinicelli**, **G. Patriarche**, **B. Dubertret.** Nano letters, **15**, 3953 (2015).
2. **D.B. Hayrapetyan**, J. Contemp. Phys., **42**, 292 (2007).
3. **A.K. Atayan, E.M. Kazaryan, A.V. Meliksetyan, H.A. Sarkisyan.** J. Contemp. Phys., **45**, 126 (2010).
4. **Y.Y. Bleyan**, **D.B. Hayrapetyan.** Physica B: Cond. Matter, **632**, 413725 (2022).
5. **G. Chen**, **T.H. Stievater**, **E.T. Batteh**, **X. Li**, **D.G. Steel**, **D. Gammon**, **D.S. Katzer**, **D. Park**, **L.J. Sham.** Phys. Rev. Letters, **88**, 117901 (2002).
6. **J.M. Villas-Bôas**, **S.E. Ulloa**, **A.O. Govorov.** Phys. Rev. Letters, **94**, 057404 (2005).
7. **D.B. Hayrapetyan.** Foundations, **2**, 219 (2022).
8. **T. Takagahara.** Phys. Rev. B, **39**, 10206 (1989).
9. **H. Wang**, **J. Shah**, **T.C. Damen**, **L.N. Pfeiffer.** Solid State Commun., **91**, 869 (1994).
10. **S. Baskoutas**, **A.F. Terzis.** J. Appl. Phys., **98**, 044309 (2005).
11. **K. Brunner**, **G. Abstreiter**, **G. Böhm**, **G. Tränkle**, **G. Weimann.** Phys. Rev. Lett., **73**, 1138 (1994).
12. **J. He**, **W. Ji**, **J. Mi**, **Y. Zheng**, **J.Y. Ying.** Appl. Phys. Lett., **88**, 181114 (2006).
13. **Y.C. Ker**, **J.H. Lin**, **W.F. Hsieh.** Japan. J. Appl. Phys., **42**, 1258 (2003).
14. **I. Gerdova**, **A. Haache.** Opt. Commun., **26**, 205 (2005).
15. **H. Kamada**, **H. Ando**, **J. Temmyo**, **T. Tamamura.** Phys. Rev. B, **58**, 16243 (1998).
16. **E. Hanamura.** Solid State Commun., **88**, 1073 (1993).
17. **I. Abram.** Phys. Rev. B, **28**, 4433 (1983).
18. **S. Shojaei**, **A. Asgari**, **M. Kalafi.** Eur. Phys. J. B, **72**, 211 (2009).
19. **S. Shojaei.** Superlattices Microstruct., **82**, 357 (2015).
20. **W. Xie.** Phys. B, Condens. Matter, **407**, 2329 (2012).
21. **Y.Y. Bleyan**, **P.A. Mantashyan**, **E.M. Kazaryan**, **H.A. Sarkisyan**, **G. Accorsi**, **S. Baskoutas**, **D.B. Hayrapetyan.** Nanomaterials, **12**(9), 1412 (2022).
22. **H.A. Sarkisyan.** Mod. Phys. Lett. B, **18**, 443 (2004).
23. **E.C. Niculescu**, **D. Bejan.** Phys. E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures, **74**, 51 (2015).
24. **K.G. Dvoyan**, **D.B. Hayrapetyan**, **E.M. Kazaryan**, **A.A. Tshantshapanyan.** Nanoscale Res. Lett., **2**, 601 (2007).
25. **D.B. Hayrapetyan**, **K.G. Dvoyan**, **E.M. Kazaryan.** J. Contemp. Phys., **42**, 151 (2007).

26. **D.B. Hayrapetyan**, **E.M. Kazaryan**, **H.A. Sarkisyan.** Physica E: Low-Dimens. Syst. Nanostructures, **75**, 353 (2016).
27. **H.A. Sarkisyan**, **D.B. Hayrapetyan**, **L.S. Petrosyan**, **E.M. Kazaryan**, **A.N. Sofronov**, **R.M. Balagula**, **D.A. Firsov**, **L.E. Vorobjev**, **A.A. Tonkikh.** Nanomaterials, **9**, 56 (2019).
28. **D.B. Hayrapetyan**, **Y.Y. Bleyan**, **D.A. Baghdasaryan**, **H.A. Sarkisyan**, **S. Baskoutas**, **E.M. Kazaryan.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **105**, 47 (2019).
29. **W. Xie.** Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures, **43**, 1704 (2011).
30. **E. Rosencher**, **B. Vinter.** Optoelectronics, UK, Cambridge: Cambridge University Press, 2002.

ԲԻԷՔՍԻՏՈՆՈՎ ՊԱՅՄԱՆԱՎՈՐՎԱԾ ԳԾԱՅԻՆ ԵՎ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻ ՓՈՓՈԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԷԼԻՊՍԱՐԴԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԵՏՈՒՄ

Յ.Յ. ԲԼԵՅԱՆ

Վարիացիոն մեթոդի շրջանակներում հետազոտվել են բիէքսիտոնային վիճակները GaAs խիստ սեղմված էլիպսարդային քվանտային կետում հիմնական և գրգռված վիճակների համար: Բիէքսիտոնի փորձնական վարիացիոն ալիքային ֆունկցիան կառուցված է մեկմասնիկային ալիքային ֆունկցիաների վրա, որոնք ստացվել են երկրաչափական ադիաբատական մոտավորության շրջանակներում: Ստացվել են բիէքսիտոնի էներգիայի կախվածությունները էլիպսարդային քվանտային կետի տարբեր երկրաչափական պարամետրերից ինչպես հիմնական, այնպես էլ գրգռված վիճակների համար: Հաշվարկվել են բիէքսիտոնի գծային և ոչ գծային բեկման ցուցիչները մեկ- և երկֆոտոնային ռեզոնանսների համար ինչպես գծային առաջին կարգի և ոչ գծային երրորդ կարգի ընկալունակությունների իրական մասեր: Ստացվել են բիէքսիտոնի բեկման ցուցչի փոփոխության սպեկտրերը մեկ- և երկֆոտոնային ռեզոնանսների համար հիմնական վիճակների միջև անցումների համար էլիպսարդային քվանտային կետի փոքր կիսառանցքի տարբեր արժեքների դեպքում:

INVESTIGATION OF BIEXCITON INDUCED LINEAR AND NONLINEAR REFRACTIVE INDEX CHANGES IN ELLIPSOIDAL QUANTUM DOT

Y.Y. BLEYAN

The biexciton states of the ground and excited levels in a GaAs strongly oblate ellipsoidal quantum dot are studied in the framework of the variational method. The trial variational wave function of the biexciton is constructed on the basis of single-particle wave functions, obtained in the scope of the adiabatic approximation. The biexciton energies for both ground and excited levels as a function of the ellipsoidal quantum dot's small semiaxis are obtained. The linear and nonlinear refractive indexes of the biexciton around one- and two-photon resonances are calculated as real parts of the first- and third-order nonlinear susceptibilities, respectively. The spectra of changes of the biexciton refractive index for transitions between ground states as a function of the photon energy are obtained for different values of the small semiaxis of the ellipsoidal quantum dot.