

В.І. Бойчук, В.Б. Гольський, Р.Я. Лешко, І.О. Шаклеїна

Коефіцієнт поглинання світла двошаровою квантовою точкою, яка має форму витягнутого сфероїда

*Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка,
Інститут фізики, математики та інформатики*

У роботі досліджено енергетичний спектр електрона двошарової квантової точки гетеросистеми $SiO_2 / Si / SiO_2$ у формі витягнутого сфероїда. Для знаходження енергетичних рівнів та хвильових функцій електрона використано модель нескінченно високих потенціальних стінок. Розглянуто 12 найнижчих станів. Знайдено залежність дипольного моменту переходу від величини зовнішнього шару КТ для плоско та циркулярно поляризованого світла. Побудовано залежності коефіцієнта поглинання від енергії кванта електромагнітної хвилі. Зроблено порівняння коефіцієнта поглинання у сфероїдальній та сферичній двошаровій наногетеросистемі.

Стаття поступила до редакції 21.06.2012; прийнята до друку 15.09.2012.

Вступ

Квантово-розмірне обмеження руху частинок, що властиве квантовим точкам (КТ) призводить до зміни оптичних властивостей матеріалів. Вплив форми та розмірів нанокристалів на енергетичний спектр зарядів дає можливість створити бажані оптичні переходи, що є важливим для оптоелектроніки. На основі міжпідзонних переходів електрона (дірки) можна реалізувати оптичні пристрої середнього інфрачервоного діапазону. Такого типу переходи інтенсивно досліджуються теоретично та експериментально [1 - 6]. У подвійних асиметричних тунельно-зв'язаних квантових ямах експериментально отримано спектри поглинання при інтенсивному міжпідзонному збудженні [1]. Наведено температурні залежності різниці енергії між енергетичними рівнями, рівня хімічного потенціалу та розподілу електронів між нижніми підзонами. Ці величини визначають значення коефіцієнта міжпідзонного поглинання. Для КТ InAs/GaAs аналогічні дослідження було зроблено в роботі [2].

Вибір форми відчутно впливає на енергетичний спектр квазічастинок у КТ [7 - 8]. У роботі [3], де електронний спектр в КТ моделювали за допомогою сферичної потенціальної ями, обчислено лінійний і нелінійний коефіцієнти поглинання. В кубічній КТ, з врахуванням реального розриву зон, досліджено екситонний зсув Стокса [12]. Дискретні рівні енергії та відповідні їм хвильові функції зарядів знаходились варіаційним методом. Показано, що на величину

зсуву Стокса можуть впливати поляризаційні заряди, які виникають на межах поділу гетероструктури. Розглядалися і нанокристали у формі лінзи [4], де обчислено коефіцієнт поглинання світла з врахування того, що в КТ знаходиться домішка. Збільшення розмірів КТ супроводжується зміщенням максимумів коефіцієнта поглинання в червону область спектру. Еліпсоїдальна форма КТ розглядалась в моделі нескінченно високих потенціальних стінок [5 - 6, 9 - 10] на межі поділу гетероструктури. Досліджено стаціонарні стани одного та двох електронів та обчислено силу осцилятора переходу між електронними рівнями. Екситонні рівні енергії в еліпсоїдальній КТ були предметом дослідження роботи [11]. Для скінченного розриву зон за допомогою квазісферичної системи координат знайдено електронні та діркові стани [13 - 14], вивчено оптичні властивості, коли в КТ знаходиться домішка [15]. Вибір цієї форми пов'язаний з експериментально виявленою відмінністю форми нанокристалів від сферичної [16 - 18].

Щоб краще описати експериментальні результати для напівпровідникових КТ потрібно врахувати виродженість валентної зони. Вплив відмінності нанокристалів від сферичної форми на оптичні властивості з врахуванням виродженості діркових станів вивчалось в роботі [19]. Складний зонний спектр в напівпровідникових наносистемах дозволяє описати існування так званих «світлих» та «темних» екситонів [20] та біекситонів [21].

Двошаровість наносистеми зумовлена тим, що

при створенні КТ виникають перехідні шари матеріалів нанокристала та матриці. Про експериментальне створення багат шарових структур повідомлялось у роботах [22 - 24]. Теоретично досліджувались дво- та тришарові сферичні закриті наногетероструктури [25 - 28], де знайдено потенціальну енергію взаємодії зарядженої частинки з поляризаційними зарядами меж поділу, досліджено також вплив перехідних шарів на електронний спектр. У роботі [27] отримано явний вигляд потенціальної енергії взаємодії квазічастинок з межею поділу у простій сферичній квантовій точці. Вважалося, що на границі існує перехідний шар, в якому діелектрична проникність є неперервною функцією координати. З врахуванням одержаних формул, обчислено електронні, діркові та екситонні спектри наногетеросистеми HgS/CdS .

На сьогодні досить ґрунтовно вивчені, відкриті багат шарові КТ [29 - 31]. Для таких КТ виникає можливість керування додатковим каналом релаксації енергії квазічастинок, що можна використати при удосконаленні методу діагностики біологічних систем. Знайдено енергетичні рівні та час життя електронів на них у двошаровій відкритій КТ [29]. Продемонстровано, що час життя електронних станів дуже чутливий до зміни радіусу нанокристала [30]. В роботі [31] розвинута теорія електронного спектру тришарової КТ. Проаналізовано також механізми виникнення затухання електронних станів.

Згадані вище роботи стосуються квантових точок сферичної форми. Як видно з робіт [32 - 33], КТ для гетеросистеми $SiO_2/Si/SiO_2$ може мати як сферичну, так і еліптичну (чи сфероїдальну) форму. А деяка втрата впорядкованості атомів кремнію в області нанокластера, може бути свідченням наявності оксиду кремнію в середині кремнієвої КТ [32]. Факт наявності деякої кількості оксиду кремнію у межах нанокластера підтверджується і моделюванням формування нанопреципітатів в оксиді кремнію [33]. Наноструктури сфероїдальної форми теоретично вивченні значно менше. Тому залишається актуальною задача дослідження електронних станів багат шарових КТ у формі витягнутого сфероїда. На основі знайдених хвильових функцій станів електрона можна визначити залежність коефіцієнта міжпідзонного поглинання від частоти падаючого світла і поляризації та встановити різницю між спектрами поглинання сферичної та еліпсоїдальної КТ.

І. Хвильові функції та енергетичний спектр дискретних станів електрона

Розглядається двошаровий нанокристал з двома межами поділу у вигляді витягнутих сфероїдів (рис. 1). Для запису рівняння Шредінгера електрона гетеросистеми здійснено перехід від декартових до

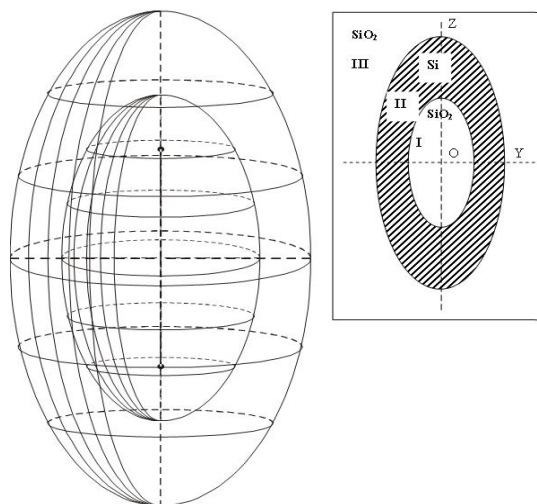


Рис. 1. Модель досліджуваного нанокристала.

витагнутих сфероїдальних координат.

Нехай фокуси сфероїда знаходяться в точках $x = y = 0, z = \pm \frac{1}{2}d$, тоді відстань від довільної точки простору (x, y, z) до фокусів дорівнює

$$r_1 = \sqrt{\left(z + \frac{1}{2}d\right)^2 + x^2 + y^2},$$

$$r_2 = \sqrt{\left(z - \frac{1}{2}d\right)^2 + x^2 + y^2}.$$

Система витягнутих сфероїдальних координат x, h, j визначається наступним чином:

$$x = \frac{r_1 + r_2}{d}, \quad h = \frac{r_1 - r_2}{d}, \quad j = \arctg\left(\frac{y}{x}\right)$$

Звідси:

$$-1 \leq h \leq 1, \quad 1 \leq x < \infty, \quad 0 \leq j \leq 2\pi$$

Поверхня $x = const$ є витягнутим сфероїдом с фокусною відстанню d , більшою піввіссю довжиною $\frac{1}{2}xd$ і малою піввіссю $-\frac{1}{2}d\sqrt{x^2 - 1}$.

Стационарне рівняння Шредінгера для електрона запишеться у вигляді:

$$H\Psi(x, h, j) = E\Psi(x, h, j), \quad (1)$$

де $\Psi(x, h, j)$, E – хвильова функція та енергія квазічастинки, а гамільтоніан частинки в сфероїдально-симетричному полі має вигляд:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 + U(x), \quad (2)$$

$$\text{де } U(x) = \begin{cases} U_0, & x < x_1, \quad x > x_2, \\ 0, & x_1 \leq x \leq x_2 \end{cases}, \quad (3)$$

m_e – ефективна маса електрона в області $x_1 < x < x_2$ (область II) наногетеросистеми, а

$\mathbf{x} = \mathbf{x}_1$, $\mathbf{x} = \mathbf{x}_2$ – рівняння поверхонь внутрішнього і зовнішнього сфероїдів відповідно.

Після розділення змінних та розв'язку отриманих

диференціальних рівнянь, можна отримати хвильову функцію електрона двошарової КТ у вигляді витягнутого сфероїда:

$$\Psi(\mathbf{x}, h, j) = S_{mn}^{(1)}(c, h) \cdot (B_1 R_{mn}^{(1)}(c, \mathbf{x}) + B_2 R_{mn}^{(2)}(c, \mathbf{x})) e^{imj}, \quad (4)$$

$$\text{де } S_{mn}^{(1)}(c, h) = \sum_{r=0,1}^{\infty} 'd_r^{mn}(c) P_{m+r}^m(h),$$

$$R_{mn}^{(1)}(c, \mathbf{x}) = \frac{1}{\sum_{r=0,1}^{\infty} 'd_r^{mn}(c) \frac{(2m+r)!}{r!}} \left(\frac{x^2 - 1}{x^2} \right)^{m/2} \sum_{r=0,1}^{\infty} 'd_r^{mn}(c) \frac{(2m+r)!}{r!} j_{m+r}(cx)$$

$$R_{mn}^{(2)}(c, \mathbf{x}) = \frac{1}{\sum_{r=0,1}^{\infty} 'd_r^{mn}(c) \frac{(2m+r)!}{r!}} \left(\frac{x^2 - 1}{x^2} \right)^{m/2} \sum_{r=0,1}^{\infty} 'd_r^{mn}(c) \frac{(2m+r)!}{r!} n_{m+r}(cx)$$

$P_{m+r}^m(h)$ – поліноми Лежандра, $j_{m+r}(cx)$, $n_{m+r}(cx)$ – сферичні функції Бесселя та Неймана, а коефіцієнти $'d_r^{mn}(c)$ знаходяться з відповідних рекурентних формул [34].

Умова нормування для хвильової функції гетероструктури має наступний вигляд:

$$\frac{d^3}{8} \int_{x_1-1}^{x_2} \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} (x^2 - h^2) (S_{mn}^{(1)}(c, h) \cdot (B_1 R_{mn}^{(1)}(c, \mathbf{x}) + B_2 R_{mn}^{(2)}(c, \mathbf{x})) e^{imj})^2 dj dh dx = 1. \quad (5)$$

Для знаходження енергетичного спектра квазічастинки у двошаровій квантовій точці сфероїдальної форми в наближенні нескінченно глибокої потенціальної ями ($U_0 = \infty$) потрібно використати наступні умови:

$$\Psi(\mathbf{x}_1, h, j) = 0, \quad \Psi(\mathbf{x}_2, h, j) = 0. \quad (6)$$

З умов (6) одержано систему однорідних рівнянь, яка має нетривіальний розв'язок тоді, коли детермінант рівний нулю:

$$\begin{vmatrix} R_{mn}^{(1)}(c, \mathbf{x}_1) & R_{mn}^{(2)}(c, \mathbf{x}_1) \\ R_{mn}^{(1)}(c, \mathbf{x}_2) & R_{mn}^{(2)}(c, \mathbf{x}_2) \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Умова (7) є дисперсійним рівнянням для частинки двошарової КТ у формі витягнутого сфероїда. Розв'язавши його, можна визначити енергію дискретних станів електрона.

Обчислення проводились для структури $\text{SiO}_2 / \text{Si} / \text{SiO}_2$. Ефективну масу електрона в кремнію $m_e = 0,258$ визначено з умови $\frac{1}{m_e} = \frac{2}{m_p} + \frac{1}{m_l}$.

Області простору, що обмежена сфероїдальними поверхнями залежить від фокусної відстані d та параметрів x_1 і x_2 . Енергія електрона $E_{n_r, n, m}$ визначається $n_r = 1, 2, 3, \dots$ – номером кореня рівняння (7) і такими квантовими числами n і m : $n = 0, 1, 2, \dots$, $m = -n, -n+1, \dots, n$. Для конкретної

наногетеросистеми розглядалися енергетичні рівні з $n_r = 1$ та $n_r = 2$. Рівні з $m = 0$ є невивродженими, а при $m = \pm 1$ та $m = \pm 2$ – енергетичні рівні двократно вивроджені. Для спрощення записів енергетичні рівні будемо позначати модулем квантового числа m .

На рис. 2 наведено залежність енергії електрона в двошаровому нанокристалі при фокусній відстані $d = 54 \text{ \AA}$ та параметру $\xi_1 = 1,1$ (об'єм внутрішньої області $45,7 \text{ nm}^3$). Зміна параметру ξ_2 веде до збільшення об'єму та зменшення коефіцієнта витягнутості сфероїда (відношення більшої півосі до меншої). Як видно з рисунка, збільшення ξ_2 веде до монотонного зменшення енергії всіх станів. Крім того, різниця між енергіями станів збільшується зі зменшенням ξ_2 .

Іншу залежність енергетичного спектру заряду отримуємо при зміні параметра ξ_1 , коли фіксовані d та ξ_2 . Збільшення ξ_1 веде до зменшення шару II та анізотропії форми внутрішньої області I нанокристала. Енергія частинки будь-якого із досліджуваних станів зростає, що пояснюється зменшенням об'єму області II. Різниця між енергетичними рівнями із однаковими m збільшується, проте зменшується для станів із різними n . Збільшення фокусної відстані d при фіксованих ξ_1 та ξ_2 супроводжується збільшенням об'єму шару II гетеросистеми і призводить до монотонного спадання енергії зв'язаних станів електрона.

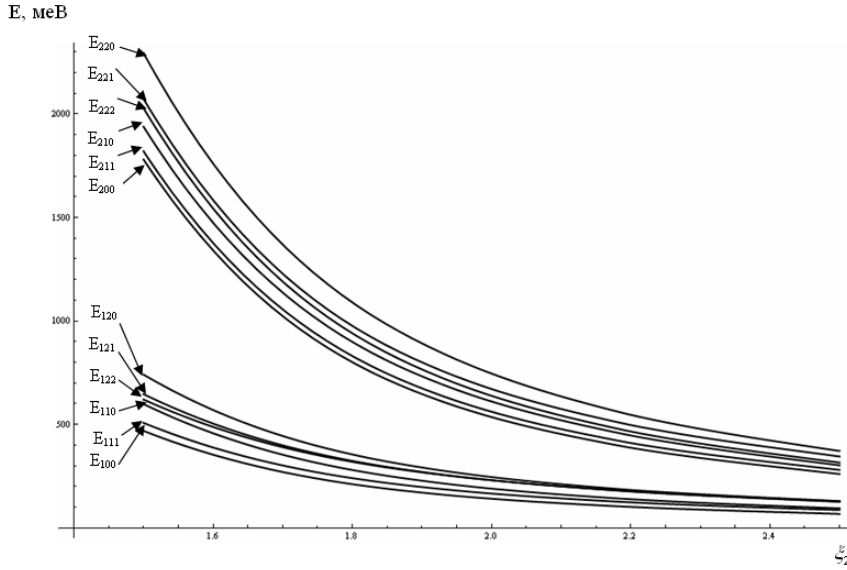


Рис. 2. Залежність енергетичних рівнів електрона в двошаровій КТ у формі витягнутого еліпсоїда обертання від параметру ζ_2 (об'єм шару II змінюється від 162 нм³ до 1135 нм³).

Для знаходження точного вигляду хвильової функції частинки в досліджуваній гетероструктурі виразимо B_1 через B_2

$$B_1 = -\frac{R_{mn}^{(2)}(c, x_1)}{R_{mn}^{(1)}(c, x_1)} B_2 \quad (8)$$

і підставимо отриманий вираз в умову нормування (5). Вираз для невідомого коефіцієнта B_2 хвильової функції квазічастинки представиться формулою:

$$B_2 = \sqrt{\frac{8}{d^3 \int_{x_1-1}^{x_2} \int_{-1}^1 \int_0^{2p} (x^2 - h^2) \left[S_{mn}^{(1)}(c, h) \cdot \left(-\frac{R_{mn}^{(2)}(c, x_1)}{R_{mn}^{(1)}(c, x_1)} R_{mn}^{(1)}(c, x) + R_{mn}^{(2)}(c, x) \right) e^{imj} \right]^2 dj dh dx}}}. \quad (9)$$

Використавши формули (8) та (9), будемо мати явний вигляд хвильової функції електрона в КТ.

II. Квантові переходи та коефіцієнт поглинання

У попередньому параграфі було обчислено електронні енергетичні рівні в двошаровій наногетероструктурі сфероїдальної форми системи $SiO_2 / Si / SiO_2$, знайдено вигляд хвильової функції електрона. Це дасть можливість обчислити ймовірність квантових переходів електрона між енергетичними рівнями в досліджуваній гетеросистемі.

Відомо, що у випадку квантових переходів системи $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ матричний елемент

$r_{12} = \left\langle 1 \left| e^{-ikr} \left(\frac{\mathbf{r}}{k, a} \cdot \frac{\mathbf{r}}{p} \right) \right| 2 \right\rangle$ визначає ймовірності цих переходів. Він залежить від напрямку поширення

хвилі \mathbf{k} та поляризації $\frac{\mathbf{r}}{k, a}$. Розглянемо дипольне випромінювання (поглинання) в двошаровій квантовій точці у формі витягнутого сфероїда. Для цього, перейдемо до дипольного наближення в розкладі $e^{-ikr} = 1 - ikr + \dots$, залишивши перший доданок розкладу. Далі замінимо матричний елемент від імпульсу на матричний елемент від координати:

$$r_{12} = imw_{if} \left\langle 1 \left| \left(\frac{\mathbf{r}}{k, a} \cdot \frac{\mathbf{r}}{r} \right) \right| 2 \right\rangle, \quad \mathbf{h}w_{if} = E_f - E_i. \quad (10)$$

Нехай поляризація електромагнітної хвилі направлена вздовж осі обертання сфероїда (осі z). Тоді матричний елемент (10) з врахуванням переходу до витягнутих сфероїдальних координат буде мати вигляд:

$$r_{12}^z = imw_{if} \left\langle 1 \left| \frac{d}{2} hx \right| 2 \right\rangle. \quad (11)$$

Урахувавши в рівнянні (11) вигляд хвильової функції електрона (4), отримуємо, що у дипольному наближенні квантові переходи можуть відбуватися між енергетичними рівнями з однаковим квантовим

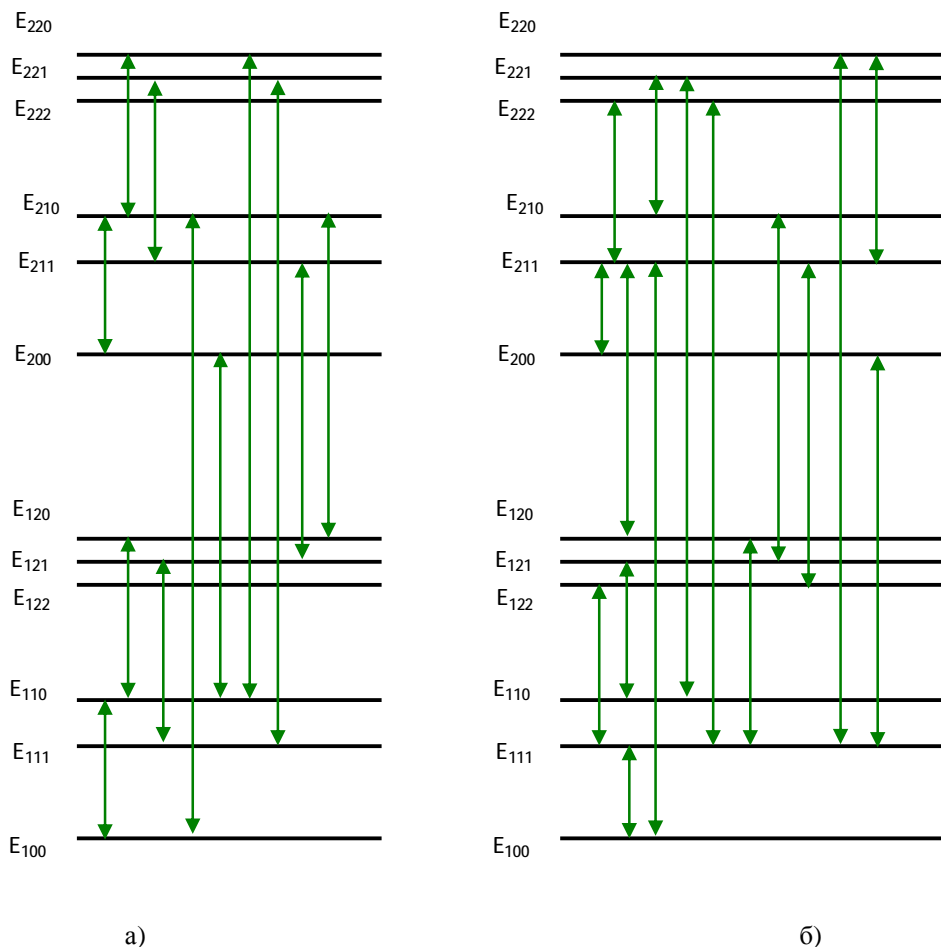


Рис. 3. Схема дозволених дипольних переходів у двошаровій квантовій точці сфероїдальної форми: а) – для плоскополяризованого світла, що поширюється в напрямі перпендикулярному до осі сфероїда; б) – для циркуляційно поляризованого світла, що поширюється вздовж осі сфероїда.

числом m , а різниця між квантовими числами n дорівнює одиниці:

$$n_i = n_f \pm 1, \quad m_i = m_f. \quad (12)$$

Отже, в дипольному наближенні реальними, наприклад, є такі переходи: $100 \leftrightarrow 110$, $100 \leftrightarrow 210$, $110 \leftrightarrow 120$, $110 \leftrightarrow 200$, $110 \leftrightarrow 220$, $120 \leftrightarrow 220$, $200 \leftrightarrow 210$, $210 \leftrightarrow 220$ та $111 \leftrightarrow 121$, $111 \leftrightarrow 221$, $121 \leftrightarrow 211$, $211 \leftrightarrow 221$ і т.д. (рис 3, а.). Отримано, що для цього напрямку поляризації, правила відбору будуть такими, як у сферично-симетричній структурі. Відмінні від нуля дипольні моменти переходів залежать від розмірів наногетеросистеми.

На рис. 4 зображено залежність r_{12} від параметру X_2 , який задає об'єм області II гетеросистеми. Зі збільшенням об'єму зовнішнього шару квантової точки отримуємо монотонне зростання матричного елемента r_{12} . Цей результат можна пояснити тим, що збільшення X_2 веде до

зменшення відстані між розглядуваними рівнями. Найбільші значення матричний елемент (11) приймає при переході електрона між рівнями $110 \leftrightarrow 120$ (r_{110}^{120}), а найменші – для $111 \leftrightarrow 221$ (r_{111}^{221}). Знаючи $r_{12} = r_{12}(x_1, x_2)$, можна визначити коефіцієнт міжрівневого поглинання плоскополяризованої електромагнітної хвилі при заданій геометрії фізичної установки.

Розглянемо тепер випадок, коли на квантову точку падає циркулярно поляризована електромагнітна хвиля. Нехай хвильовий вектор \vec{k} збігається з віссю OZ. Тоді вектор поляризації знаходиться в площині XOY. Отже, хвиля характеризується такими комбінаціями одиничних векторів $\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y$. Тоді матричні елементи дипольного випромінювання для цих напрямків будуть мати вигляд:

$$r_{12}^{x\pm iy} = imw_{if} \left\langle 1 \left| \frac{d}{2} \sqrt{(1-h^2)(x^2-1)} (\cos(j) \pm i \sin(j)) \right| 2 \right\rangle \quad (13)$$

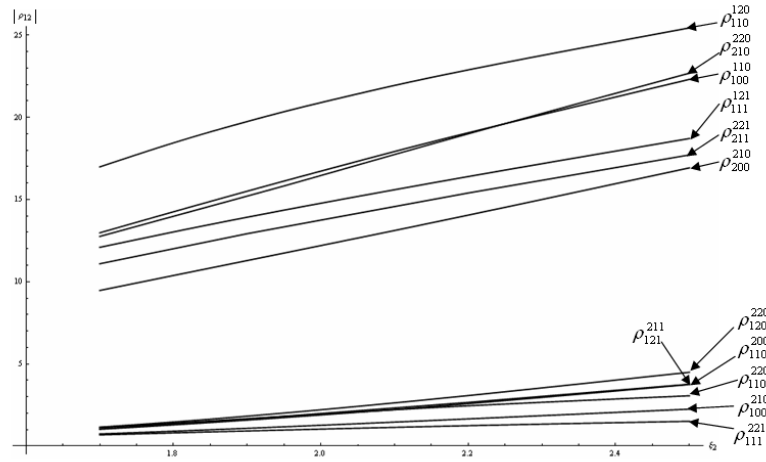


Рис. 4. Залежність дипольного моменту переходу для плоскополяризованого світла від величини зовнішнього шару.

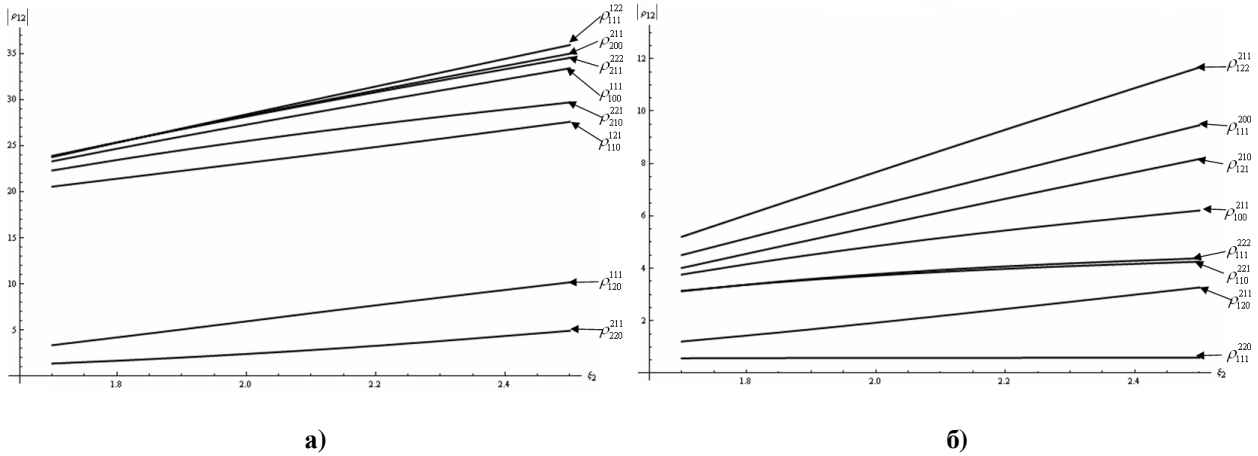


Рис. 5. Залежність дипольного моменту переходу для циркулярно поляризованої електромагнітної хвилі від величини зовнішнього шару для енергетичних рівнів: а) з однаковим першим квантовим числом; б) різним першим квантовим числом.

Для такої фізичної ситуації енергетичні переходи у дипольному наближенні можуть відбуватися між станами: $100 \leftrightarrow 111$, $100 \leftrightarrow 211$, $110 \leftrightarrow 121$, $110 \rightarrow 221$, $111 \leftrightarrow 122$, $111 \leftrightarrow 222$, $111 \leftrightarrow 120$, $111 \leftrightarrow 200$, $111 \leftrightarrow 220$, $120 \leftrightarrow 211$, $121 \leftrightarrow 210$, $122 \leftrightarrow 211$, $200 \leftrightarrow 211$, $210 \leftrightarrow 221$, $211 \leftrightarrow 220$ та $211 \leftrightarrow 222$ (рис. 3.б). Тобто, правила відбору можна записати так:

$$n_i = n_f \pm 1, \quad m_i = m_f \pm 1 \quad (14)$$

Залежності дипольного моменту переходу від величини зовнішнього шару КТ, для циркулярно поляризованої хвилі, що поширюється вздовж осі обертання сфероїда, наведено на рис. 5. Як і для плоскополяризованого світла, дипольний момент переходу має більші значення для переходів між енергетичними рівнями з однаковим першим квантовим числом. А його монотонне зростання можна пояснити зменшенням енергії переходу для відповідних рівнів.

Коефіцієнт поглинання світла, що зумовлений міжрівневими переходами, визначено на основі формули:

$$a(w) = w \sqrt{\frac{m_0}{e_0 e}} \frac{s |r_{1,2}|^2 \mathbf{h}\Gamma_{1,2}}{(E_2 - E_1 - \mathbf{h}w)^2 + (\mathbf{h}\Gamma_{1,2})^2}, \quad (15)$$

де W – частота падаючої хвилі, e_0 – електрична стала, m_0 – магнітна стала, e – діелектрична проникність КТ, $\mathbf{h}\Gamma_{1,2}$ – енергія релаксації, що зумовлена електрон-фононою взаємодією та іншими факторами розсіяння (при обчисленнях в роботі приймалось $\mathbf{h}\Gamma_{1,2} = 5$ меВ [3 - 4]). Густина зарядів у КТ S вибрано на основі припущення, що у КТ може знаходитись лише 1 електрон, тому

$$s = \frac{1}{V_{\dot{E}O}}$$

У цій роботі запропонована модель гетероструктури, в якій електрон знаходиться в нескінченно глибокій потенціальній ямі. Для гетероструктури $SiO_2 / Si / SiO_2$ розрив зони провідності відомий. Він великий, але скінченний $U_0 = 3,8$ еВ. Щоб на основі запропонованої моделі отримати реалістичні з точки зору експерименту результати, треба, щоб енергія електрона була значно

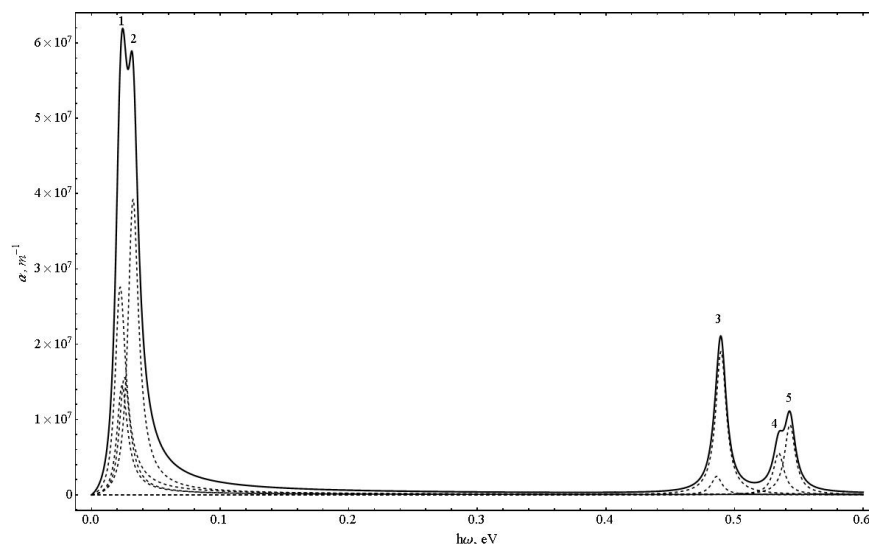


Рис. 6. Залежність коефіцієнта поглинання від енергії падаючої плоско поляризованої електромагнітної хвилі.

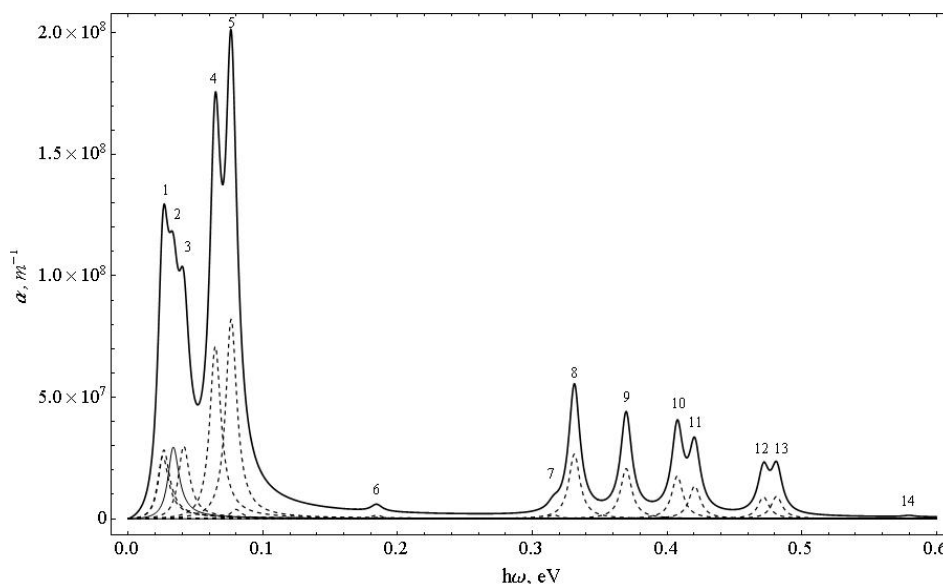


Рис. 7. Залежність коефіцієнта поглинання від енергії падаючої циркулярно поляризованої електромагнітної хвилі.

меншою за висоту бар'єру U_0 . Це накладає обмеження на мінімальні значення об'єму області II гетероструктури. Аналіз показує, що при таких x_2 , коли енергія найвищого зв'язаного стану електрона $E_{220} \leq 0,5U_0$, функція $a = a(w)$ має меншу кількість піків, ніж кількість дозволених переходів.

Зокрема, коли об'єм зовнішнього шару дорівнює 526 nm^3 , а внутрішнього $45,7 \text{ nm}^3$, то найбільше значення $a(w)$ приймає при енергії $0,108 \text{ eV}$, а для плоско поляризованої електромагнітної хвилі, яка поширюється перпендикулярно до осі сфероїда, в залежності коефіцієнта поглинання від енергії повинно спостерігатись 10 піків при 16 можливих дипольних переходах (рис. 6). Головний максимум {пік 4} утворений із чотирьох переходів: $200 \leftrightarrow 210$, $210 \leftrightarrow 220$ та $211 \leftrightarrow 221$. Наступний за величиною максимум {2} має два «плеча» {1 та 3}, що відповідає наступним переходам: $110 \leftrightarrow 120$ {2},

$100 \leftrightarrow 110$ {1} та $111 \leftrightarrow 121$ {3}. Інші піки відповідають за переходи між енергетичними рівнями з різним першим квантовим числом і знаходяться в області більших енергій. При збільшенні об'єму КЯ максимальні значення коефіцієнта поглинання зміщуються в область менших енергій і при $x_2 = 5$ зливаються в один пік.

Для двошарової сферичної КТ при аналогічних параметрах спостерігається 5 піків при можливих 16 енергетичних переходах (вставка рис. 6), а максимальне значення спостерігається при енергії кванта світла $hw = 0,023 \text{ eV}$.

На рис. 7. зображено графік залежності коефіцієнта поглинання від енергії кванта для циркулярно поляризованої електромагнітної хвилі. При тих же значення x_1 та x_2 спостерігається 14 піків при 32 можливих енергетичних переходах. Найбільше значення $a = a(w)$ спостерігається при

енергії 0,077 eV {5} для переходу $211 \leftrightarrow 222$. Наступний за величиною пік {4} припадає на перехід $111 \leftrightarrow 122$. Вершина {1} утворюється з двох переходів – $100 \leftrightarrow 111$ та $200 \leftrightarrow 211$, {2} відповідає за перехід $210 \leftrightarrow 221$, а {3} – за $110 \leftrightarrow 121$. Як і для плоско поляризованої електромагнітної хвилі, збільшення X_2 веде до злиття піків та їхній зсув в область менших енергій. У сферичній наногетеросистемі, як і в сфероїдальній, існують 32 енергетичних переходи, проте реально можна спостерігати лише 5 піків (вставка рис. 7). Максимальне значення коефіцієнта поглинання отримуємо при тій же енергії, що і для плоско поляризованої електромагнітної хвилі.

Висновки

У двошаровій КТ, яка має форму витягнутого сфероїда гетероструктури $SiO_2 / Si / SiO_2$, знайдено дискретні стани електрона. Показано, що на властивості електронного спектру в досліджуваній

наносистемі, впливає фокусна відстань сфероїда та параметри X_1 і X_2 , які визначають об'єм шарів квантової точки. Обчислено дипольні моменти переходу між електронними рівнями. Розглянуто вплив на квантові переходи плоско та циркуляційно поляризованих електромагнітних хвиль. Встановлено правила відбору дипольних переходів, для плоско поляризованого, що поширюється у напрямках перпендикулярних більшій осі сфероїда, та циркулярно поляризованого світла, що поширюється вздовж цієї осі.

Обчислено коефіцієнт поглинання в складній сфероїдальній КТ, для якого найбільші значення спостерігають для переходів з однаковим квантовим числом n_r . Для наногетероструктури з об'ємом внутрішньої області КТ $45,7 \text{ nm}^3$ та зовнішньої – 526 nm^3 , зроблено порівняння коефіцієнта поглинання в сфероїдальній та сферичній двошаровій наногетеросистемі. Проаналізовано відмінність у залежностях коефіцієнта поглинання від енергії падаючого кванта світла для різних розмірів і форм квантових точок.

- [1] V.L. Zerova, V.V. Караев, L.E. Vorob'ev, D.A. Firsov, S. Schmidt, E.A. Zibik, A. Seilmeier, E. Towe. FTP 38, 1455 (2004).
- [2] L.E. Vorob'ev, V.Ju. Panevin, N.K. Fedosov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.D. Andreev, Ju.B. Samsonenko, A.A. Tonkih, G.Je. Cyrlin, N.V. Kryzhanovskaja, V.M. Ustinov, S. Hanna, A. Seilmeier, N.D. Zakharov, P. Werner. FTP 39, 59 (2005).
- [3] Y. Yakar, B. Cakir, A. Ozmen. Optics Communications 283, 1795 (2010).
- [4] M.R.K. Vahdani, G. Rezaei. Phys. Lett. A 373, 3079 (2009).
- [5] G. Cantele, D. Ninno and G. Iadonisi. J. Phys.: Condens. Matter 12, 9019 (2000).
- [6] G. Cantele, D. Ninno and G. Iadonisi. Nano Letters 1, 121 (2001).
- [7] V.I. Boichuk, V.B. Gol'skij. Physics and Chemistry of Solid State 8(1), 82 (2007).
- [8] V.I. Boichuk, I.V. Bilynsky, I.O. Shakleina. Ukr. J. Phys. 53, 894 (2008).
- [9] G. Cantele, D. Ninno and G. Iadonisi. Phys. Rev. B 64, 125325 (2002).
- [10] G. Cantele, G. Piacente, D. Ninno and G. Iadonisi. Phys. Rev. B 66, 113308 (2002).
- [11] H. Leon, J.L. Marin, R. Riera. Physica E 27, 385 (2005).
- [12] V.I. Boichuk, I.V. Bilynskiy, I.O. Shakleina, I.P. Kogoutiuk. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures 43, 161 (2010).
- [13] G.G. Zegrja, O.V. Kostantinov, A.V. Matveencev. FTP 37, 334 (2003).
- [14] V.L. Zerova, G.G. Zegrja, L.E. Vorob'ev. FTP 38, 1090 (2004).
- [15] G. Rezaei, M.R.K. Vahdani, B. Vaseghi. Current Applied Physics 11, 176 (2011).
- [16] V.A. Gajsin, S.V. Karpov, E.V. Kolobkova, B.V. Novikov, V.D. Petrikov, A.A. Lipovskij, D.L. Fedorov, M.A. Jastrubova. FTT 41, 8 (1999).
- [17] J.H. Blokland, M. Bozkurt, J.M. Ulloa, D. Reuter, A.D. Wieck, P.M. Koenraad, P.C.M. Christianen and J.C. Maan. Applied Physics Letters 94, 023107 (2009).
- [18] V. Kladko, M. Slobodian, P. Lytvyn, V. Strelchuk, Yu. Mazur, E. Marega, M. Hussein and G. Salamo. Phys. Status Solidi A 206, 1748 (2009)
- [19] Al.L. Efros, A.V. Rodina. Phys. Rev. B 47, 10005 (1993).
- [20] Al.L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, D.J. Norris, M. Bawendi. Phys. Rev. B 54, 4843 (1996).
- [21] Al. L. Efros, A.V. Rodina. Phys. Rev. B 82, 125324 (2010).
- [22] Zh.I. Alfjorov. FTP 32, 3 (1998).
- [23] D. Schooss, A. Mews, A. Eychmuller, H. Weller. Phys. Rev. B 49, 17072 (1994).
- [24] A. Mews, A.V. Kadavanich, U. Banin, A.P. Alivisatos. Phys. Rev. B 53, 13242 (1996).
- [25] V.I. Boichuk, R.Yu. Kubay, I.V. Bilynskiy. Journal of Physical Studies 3, 187 (1999).
- [26] V.I. Boichuk, R.Yu. Kubay. Journal of Physical Studies 3, 492 (1999).
- [27] V.I. Boichuk, I.V. Bilynskiy, R.Yu. Kubay. Ukr. Phys. Journ 45, 236 (2000).
- [28] V.A. Burdov. FTT 43, 1110 (2001).

- [29] N.V. Tkach, V.A. Golovackij. FTT 41, 2081 (1999).
- [30] N.V. Tkach, Ju.A. Seti, G.G. Zegrja. Pis'ma v ZhTF 33, 70 (2007).
- [31] N.V. Tkach, Ju.A. Seti. FTP 40, 1111 (2006).
- [32] G.A. Kachurin, A.F. Lejer, K.S. Zhuravlev. FTP 33, 1371 (1998).
- [33] A.F. Lejer, L.N. Safronov, G.A. Kachurin. FTP 33, 389 (1999).
- [34] Le- Wei Li, Xiao-Kang Kang, Mook-Seng Leong Spheroidal Wave Functions in Electromagnetic Theory (New York, 2002).

V.I. Boichuk, V.B. Hols'kyi, R.Ya. Leshko, I.O. Shakleina

Absorptance Light Double Layer Quantum dot, Which Has a Form Pull Spheroid

Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University, Institute of Physics, Mathematics and Computer Science

We investigated the energy spectrum of an electron in a core-shell prolate spheroidal quantum dot heterosystem $SiO_2/Si/SiO_2$. We used an infinite confining potential well to obtain energy levels and wave functions of an electron. Twelve lowest states are considered. A dipole momentum of the transition as a function of the quantum dot outer layer for plainly and circularly polarized light is found. The absorption coefficient as a function of the incident electromagnetic wave is shown. The comparison of absorption coefficients in spheroidal and spherical core-shell nanoheterosystems is made.