

УДК 538.958, 538.915

Коефіцієнт міжрівневого електронного поглинання світла у квантових точках різної форми

Бойчук В. І., Білинський І. В., Сокольник О. А., Сасин О. О.

sokolnik@gmail.com

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, кафедра теоретичної фізики,
вул. Стрийська 3, м. Дрогобич, 82100

У роботі за допомогою теорії збурень досліджено вплив форми квантової точки (КТ) на енергетичний спектр електрона. Зокрема, детально проаналізовано генезис енергетичних рівнів для КТ кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та тетраедричної форми при зміні об'єму квантової точки. Базовою прийнято квантову точку сферичної симетрії, для якої енергію електрона можемо знайти точно, розв'язавши рівняння Шредінгера. Для основного стану та перших збуджених станів електрона знайдено енергії та їх хвильові функції. На основі проведених обчислень енергії та хвильових функцій станів визначено правила відбору та залежність коефіцієнту поглинання світла, що зумовлене міжрівневими переходами електрона у квантових точках зазначених форм. Конкретні обчислення проведено для КТ *GaAs* у напівпровідниковій матриці *AlAs*.

1. Вступ

Квантові точки (КТ) привертають велику увагу дослідників не лише через різноманітність нових фізичних та хімічних властивостей, але й завдяки потенційним можливостям застосування гетеросистем з квантовими точками в різних оптоелектронних пристроях [1, 2, 3]. Ряд експериментальних та теоретичних досліджень зосереджено на вивченні квантових розмірних ефектів. Коли розміри КТ близькі до борівського радіуса екситона, як відомо, спостерігаються нові фізичні властивості систем, які значно відрізняються від властивостей відповідних масивних кристалів. Одним з проявів зазначених особливостей гетеросистем є залежність ширини забороненої зони від розміру напівпровідникової квантової точки. Відомо також, що деякі малі параметри об'ємних матеріалів стають суттєво більшими для квантових точок. Зокрема, енергії обмінної електрон-діркової та електрон-фононної взаємодій напівпровідників чи діелектриків зростають у декілька разів при зменшенні розмірів КТ [4, 5, 6].

В останні роки зріс інтерес до вивчення оптичних властивостей низьковимірних гетероструктур на основі широкозонних напівпровідників. Пристрої на їх основі (лазери, світлодіоди, фотоприймачі) не лише працюють у фіолетовій та ультрафіолетовій, але й у червоній та інфрачервоній областях спектру [7, 8]. Гетеструктури з КТ створюються на базі різних напівпровідників: *GaAs*, *GaN*, *ZnSe*, *ZnO*, *CdS*, *CdSe*, *CdTe* [9, 10, 11, 12, 13]. Проведені дослідження показали, що квантові точки гетеросистем зазначених та інших напівпровідників залежно від технології їх отримання та матриць, у яких вони знаходяться, можуть мати різну форму. Незважаючи на те, що від форми КТ можуть залежати різні фізичні властивості гетероструктури, вона часто є невідомою не лише через недостатню кількість експеримен-

тальних вимірювань та внаслідок існування "дисперсії" як за розмірами, так і за формою КТ [14]. Тому форму КТ нерідко встановлюють на основі загальних фізичних принципів. Найчастіше в теоретичних моделях розглядаються сферичні, еліпсоїдальні, кубічні, циліндричні та пірамідальні КТ [15, 16, 17, 18, 19, 20].

Для заданої гетероструктури енергетичний спектр різних квазічастинок (електронів, дірок, фононів і т.д.) визначається виглядом поверхні КТ. З іншого боку, на основі порівняння теоретичних розрахунків та даних експерименту можна встановити форму КТ. Зокрема, досить чутливими до форми КТ є оптичні параметри. Обчислення оптичних характеристик гетероструктур (сили осциляторів переходів, коефіцієнтів поглинання світла та люмінесценції) ґрунтується на визначенні значення енергії та хвильових функцій квазічастинок. Проте лише для КТ сферичної форми ці величини можна точно визначити. Якщо ж КТ є іншої форми, то навіть для найпростішої задачі Шредінгера для електрона в однозонному наближенні необхідно, взагалі кажучи, використовувати наближені методи (через неможливість розділення змінних) або використовувати чисельні методи розв'язку диференціальних рівнянь [21], які визначаються поставленими умовами.

Метою поданої роботи є дослідження впливу форми КТ на енергетичний спектр електрона і оптичні параметри (ймовірності переходів електрона, сили осцилятора міжрівневих переходів, коефіцієнт внутрізонного поглинання світла) напівпровідникових наногетеросистем. Для цього розглянуто КТ широкозонного напівпровідника і використано точні розв'язки рівняння Шредінгера для електрона сферичної КТ в наближенні ефективної маси. Квантові точки для інших форм (кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної, тетраедричної) вибрано такого ж об'єму і такими, щоб потенціальна енергія заряду в КТ розгляду-

ваної форми була близькою до його потенціальної енергії у сферичній КТ. Конкретні обчислення проведено для КТ *GaAs*, що поміщена у матриці *AlAs*.

2. Енергії та хвильові функції зв'язаних станів електрона в КТ

Розглядається квантова напівпровідникова точка, що поміщена у напівпровідникову чи діелектричну матрицю. У випадку широкозонних напівпровідників можна скористатися однозонним наближенням для електронів. Нехай наногетеросистема є закритою, тобто потенціальна енергія електрона в КТ є меншою, ніж у матриці. У наближенні ефективної маси рівняння Шредінгера для електрона буде мати вигляд:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^*(\mathbf{r})} \nabla + U(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (1)$$

де $m^* = m^*(\mathbf{r})$ — ефективна маса електрона.

Потенціальна енергія $U = U(\mathbf{r})$ визначається як типами кристалів, для КТ та матриці, так і формою квантової точки. Найпростіший вигляд функції $U = U(\mathbf{r})$ буде для сферичної квантової точки. Нехай тоді

$$U(\mathbf{r}) = U_{sf}(r) = \begin{cases} 0, & r < R \\ U_0, & r \geq R \end{cases}, \quad (2)$$

де U_0 — розрив зон провідності кристалів, що утворюють гетероструктуру. Підставивши (2) в (1), одержимо рівняння Шредінгера, яке має точні розв'язки:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^*} \nabla + U_{sf}(r) \right\} \varphi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi) = \varepsilon_{nl} \varphi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi), \quad (3)$$

де $\varphi_{nlm}(r, \vartheta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$, $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ — сферичні функції, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm l$ — азимутальне (магнітне) квантове число, $l = 0, 1, 2, \dots$ — орбітальне квантове число, $n = 1, 2, 3, \dots$ — номер кореня дисперсійного рівняння:

$$-k m_2 r J_{\frac{3}{2}+l}(kr) K_{\frac{1}{2}+l}(xr) + J_{\frac{1}{2}+l}(kr) \times \\ \times \left(l(m_2 - m_1) K_{\frac{1}{2}+l}(xr) + m_1 r x K_{\frac{3}{2}+l}(xr) \right) = 0,$$

де k і x визначаємо з умов $2m \left| E_e^{(0)} \right| / \hbar^2 = k^2$, $2m(V_0 - \left| E_e^{(0)} \right|) / \hbar^2 = x^2$.

Будемо розглядати квантові точки кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та пірамідальної форм, які мають такий же об'єм, як і КТ сферичної форми. У цьому випадку, як показують проведені обчислення, через симетрію розглядуваних КТ $U(\mathbf{r})$ не буде сильно відрізнятися від $U_{sf}(r)$.

Тоді рівняння Шредінгера (1) перепишемо у вигляді:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m^*(\mathbf{r})} \nabla + U_{sf}(r) + W(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (4)$$

де

$$W(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r}) - U_{sf}(r), \\ \hat{H}^0 = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \left(\frac{1}{m^*(\mathbf{r})} \right) \nabla + U_{sf}(r).$$

Потенціал $W(\mathbf{r})$ має симетрію розглядуваної квантової точки, яка є нижчою, ніж симетрія сферичної КТ, і його можна вважати невеликим збуренням. Дослідимо генезис квантових станів при переході від сферичної до КТ іншої форми. З цією метою запишемо рівняння (4) в енергетичному представленні і знайдемо енергетичний спектр електрона в конкретних квантових точках.

Представимо хвильову функцію ψ у вигляді лінійної комбінації φ_n :

$$\psi = \sum_{nlm} C_{nlm} \varphi_{nlm}. \quad (5)$$

Величина C_{nlm} є хвильовою функцією стану n, l, m в енергетичному представленні, тому якщо ψ є нормованою, виконується умова $\sum_{nlm} |C_{nlm}|^2 = 1$.

Рівняння (4) представиться системою лінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\sum_{n'l'm'} \langle nlm | \hat{H} | n'l'm' \rangle C_{n'l'm'} = E C_{nlm}, \quad (6)$$

де

$$\langle nlm | \hat{H} | n'l'm' \rangle = \varepsilon_{nl} \delta_{n,n'} \delta_{l,l'} \delta_{m,m'} + W_{nlm,n'l'm'}.$$

Для знаходження спектру електрона необхідно діагоналізувати матрицю $\langle nlm | \hat{H} | n'l'm' \rangle$, здійснивши унітарне перетворення:

$$\sum_{\substack{n'l'm' \\ n''l''m''}} \langle nlm | U \hat{H} U^{-1} | n''l''m'' \rangle U_{n''l''m'', n'l'm'} C_{n'l'm'} = \\ = E \sum_{n'l'm'} U_{nlm,n'l'm'} C_{n'l'm'}. \quad (7)$$

Отримаємо, що

$$\sum_{nlm} \left(\hat{H}_{nlm,nlm} \delta_{n,n'} \delta_{l,l'} \delta_{m,m'} - E \right) \tilde{C}_{nlm} = 0, \quad (8)$$

де $\hat{H} = U \hat{H} U^{-1}$, а $\tilde{C}_{nlm} = \sum_{n'l'm'} U_{nlm,n'l'm'} C_{n'l'm'} -$ власна функція гамільтоніана $\hat{H}$.

Надалі розглянемо детальніше, як зміниться енергія та хвильові функції (1s, 1p, 1d) електрона

сферичної КТ у квантових точках з нижчою симетрією форми. У цьому випадку маємо 9 різних коефіцієнтів $\tilde{C}_{nlm}$, а матриця $\langle nlm | \hat{H} | n'l'm' \rangle$ буде містити 81 елемент.

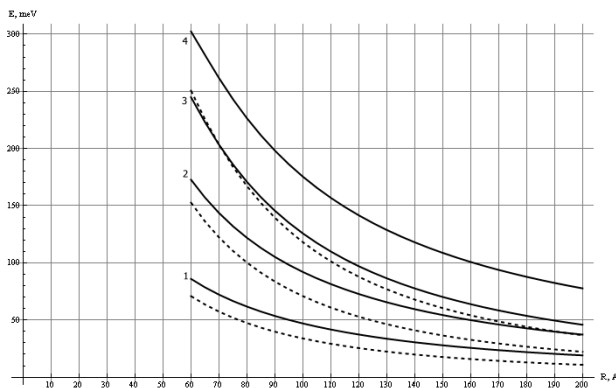


Рис. 1. Енергетичний спектр електрона кубічної КТ.

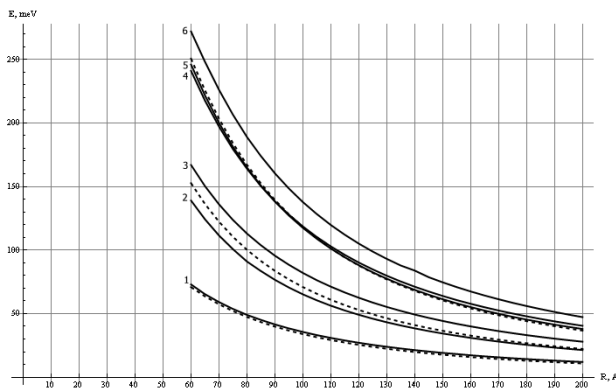


Рис. 2. Енергетичний спектр електрона еліпсоїдальної КТ.

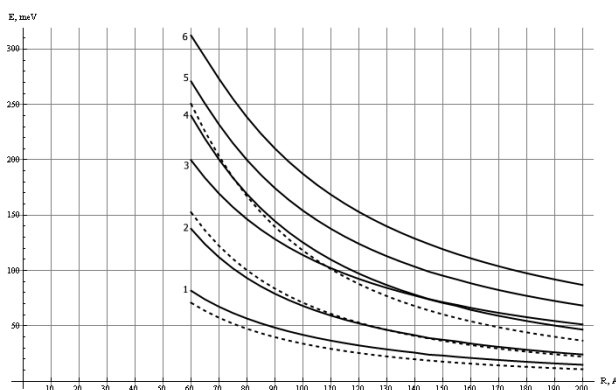


Рис. 3. Енергетичний спектр електрона циліндричної КТ.

Конкретні обчислення проведено для гетеросистеми *GaAs/AlAs*. Знайдено енергію основного і перших збуджених станів електрона КТ кристалу *GaAs* для кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та пірамідальної КТ як функцію параметра R , який визначено з умови, що об'єм сферичної КТ ($4/3\pi R^3$) дорівнює об'єму КТ іншої форми, подано на рис. 1-4.

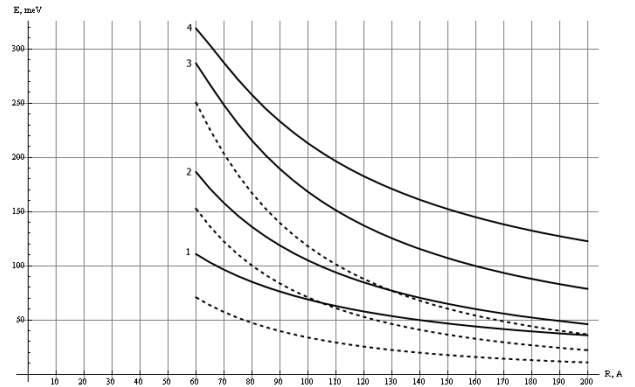


Рис. 4. Енергетичний спектр електрона пірамідальної КТ.

На рис. 1 кривою 1 зображено енергію основного стану, 2 — першого збудженого, 3 і 4 — відповідно дво- і трикратно вироджені розщеплення другого збудженого стану. На рис. 2-3: 1 — основний стан, 2 і 3 — перший збуджений, 4, 5 і 6 — другий збуджений. Рис. 4: 1 — основний стан, 2 — перший збуджений, 3 і 4 — другий збуджений.

З наведених рисунків видно, що для КТ будь-якої форми енергія всіх рівнів зменшується при збільшенні R (збільшенні об'єму КТ). Крім того, отримано, що у КТ кубічної та пірамідальної форм, у вибраній області зміни розмірів, відповідні енергетичні рівні мають більшу енергію, ніж це було у КТ сферичної форми. Такий результат можна пояснити, виходячи з того, що у КТ тетраедричної форми отримуємо сильніше обмеження руху заряду, ніж у кубічній КТ. Природно, що обмеження руху у такій точці є більшим у порівнянні зі сферичною КТ.

Що стосується хвильових функцій станів у цих двох типах КТ, то навіть якісно вони суттєво відрізняються. У кубічній КТ, як показали обчислення, основний стан є невиродженим, а перший збуджений стан — трикратно вироджений, як і в КТ сферичної форми. У розглянутому наближенні хвильові функції, що відповідають цим енергетичним рівням, є такими ж, як у сферичній КТ. Тому їх можна називати s - та p -рівнями системи. Отже, у стані $\Psi_1 = \varphi_{1,0,0}$, електрон має енергію E_1 , а енергії E_2 відповідають три хвильові функції:

$$\Psi_2 = \varphi_{1,1,-1}, \Psi_3 = \varphi_{1,1,0}, \Psi_4 = \varphi_{1,1,1}.$$

П'ятикратно вироджений d -рівень сферичної КТ у квантовій точці кубічної форми розщепляється на два (E_3 і E_4), один з яких є трикратно виродженим (E_3), а другий (E_4) — двократно виродженим. Відповідні хвильові функції мають вигляд:

$$\begin{aligned} E_3 - \Psi_5 &= \varphi_{1,2,-1}, \Psi_6 = \varphi_{1,2,1}, \\ \Psi_7 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_{1,2,-2} - \varphi_{1,2,2}), \\ E_4 - \Psi_8 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_{1,2,-2} + \varphi_{1,2,2}), \Psi_9 = \varphi_{1,2,0}. \end{aligned}$$

У КТ тетраедричної форми енергетичні рівні характеризують такими властивостями: рівень з найменшою енергією є невиродженим, наступні рівні є відповідно трикратно, двократно і трикратно виродженими. Зокрема, для $R = 60 \text{ \AA}$ маємо:

$$\begin{aligned} E_1 - \Psi_1 &= \varphi_{1,0,0}, \\ E_2 - \Psi_2 &= -0,93\varphi_{1,1,-1} + 0,21\varphi_{1,2,-1} + 0,3\varphi_{1,2,2}, \\ \Psi_3 &= 0,93\varphi_{1,1,1} + 0,3\varphi_{1,2,-2} - 0,21\varphi_{1,2,1}, \\ \Psi_4 &= 0,93\varphi_{1,1,0} + 0,36\varphi_{1,2,0}, \\ E_3 - \Psi_5 &= 0,82\varphi_{1,2,-1} - 0,58\varphi_{1,2,2}, \\ \Psi_6 &= 0,58\varphi_{1,2,-2} + 0,82\varphi_{1,2,1}, \\ E_4 - \Psi_7 &= -0,36\varphi_{1,1,0} + 0,93\varphi_{1,2,0}, \\ \Psi_8 &= -0,36\varphi_{1,1,-1} - 0,54\varphi_{1,2,-1} - 0,76\varphi_{1,2,2}, \\ \Psi_9 &= 0,36\varphi_{1,1,1} - 0,76\varphi_{1,2,-2} + 0,54\varphi_{1,2,1}. \end{aligned}$$

У циліндричній квантовій точці, яка характеризується аксіальною симетрією, отримуємо шість енергетичних рівнів. Енергія основного рівня є більшою, ніж у сферичній КТ у цій області зміни R . Енергетичні рівні п'яти збуджених станів, залежно від R , мають енергію як більшу, так і меншу за енергії збуджених станів сферичної КТ. Обчислення показали, що основний стан є невиродженим, а збуджені стани є як виродженими, так і невиродженими. Зокрема, для $R = 60 \text{ \AA}$ відповідність між енергією та хвильовими функціями наступна:

$$\begin{aligned} E_1 - \Psi_1 &= 0,98\varphi_{1,0,0} + 0,22\varphi_{1,2,0}, \\ E_2 - \Psi_2 &= \varphi_{1,1,0}, \\ E_3 - \Psi_3 &= \varphi_{1,1,1}, \quad \Psi_4 = \varphi_{1,1,-1}, \\ E_4 - \Psi_5 &= \varphi_{1,2,-1}, \quad \Psi_6 = \varphi_{1,2,1}, \\ E_5 - \Psi_7 &= -0,22\varphi_{1,0,0} + 0,98\varphi_{1,2,0}, \\ E_6 - \Psi_8 &= \varphi_{1,2,2}, \quad \Psi_9 = \varphi_{1,2,-2}. \end{aligned}$$

За структурою енергетичний спектр еліпсоїдальної КТ аналогічний спектру циліндричної КТ. Три енергетичні рівні сферичної КТ розщеплюються у циліндричній КТ на шість рівнів. Це пояснюється однаковими симетричними властивостями форм зазначених КТ. Маємо таку відповідність між енергією та хвильовими функціями станів ($R = 60 \text{ \AA}$):

$$\begin{aligned} E_1 - \Psi_1 &= 0,99\varphi_{1,0,0} + 0,11\varphi_{1,2,0}, \\ E_2 - \Psi_2 &= \varphi_{1,1,0}, \\ E_3 - \Psi_3 &= \varphi_{1,1,1}, \quad \Psi_4 = \varphi_{1,1,-1}, \\ E_4 - \Psi_5 &= -0,11\varphi_{1,0,0} + 0,99\varphi_{1,2,0}, \\ E_5 - \Psi_6 &= \varphi_{1,2,-1}, \quad \Psi_7 = \varphi_{1,2,1}, \\ E_6 - \Psi_8 &= \varphi_{1,2,2}, \quad \Psi_9 = \varphi_{1,2,-2}. \end{aligned}$$

3. Коефіцієнт міжрівневого поглинання

Для кожної геометричної форми КТ розглядається випадок, коли її опромінено лінійно-

поляризованим світлом вздовж осі z , яка збігається з віссю симетрії КТ. Для дворівневої системи дипольний момент переходу можна подати у вигляді:

$$\begin{aligned} M_{i\alpha,j\beta} &= \langle j\beta | ez | i\alpha \rangle = \\ &= \int \Psi_{j\beta}^*(x, y, z) \cdot ez \cdot \Psi_{i\alpha}(x, y, z) dV, \quad (9) \\ \alpha &= 1, 2, \dots, s_\alpha, \quad \beta = 1, 2, \dots, s_\beta, \end{aligned}$$

де s_α — кратність виродження рівня i , s_β — кратність виродження рівня j , а силу осцилятора міжрівневого переходу записати так:

$$f_{i\alpha,j\beta} = \frac{2m_0}{e^2\hbar^2} (E_j - E_i) |M_{i\alpha,j\beta}|^2. \quad (10)$$

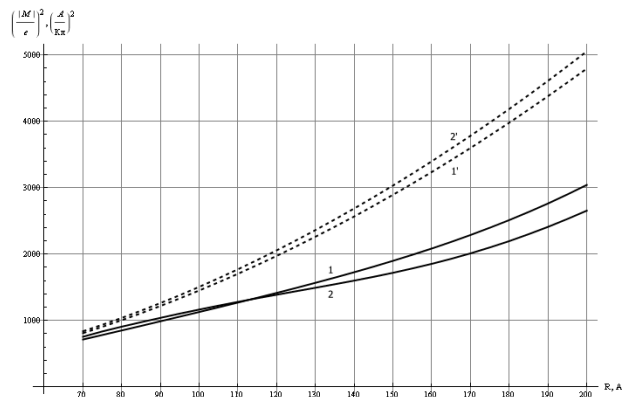


Рис.5. Дипольні моменти оптичних переходів для КТ кубічної (суцільні криві) та сферичної форм. Тут і надалі штрихові криві відповідають КТ сферичної форми.

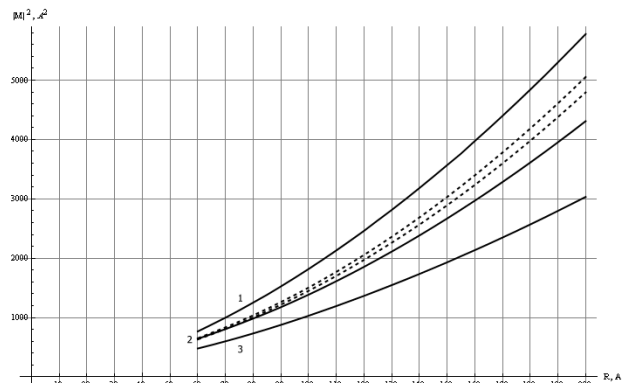


Рис.6. Дипольні моменти оптичних переходів для КТ еліпсоїдальної форми.

Коефіцієнт поглинання світла, що зумовлений міжрівневим переходом з одного стану з енергією E_i в інший стан з енергією E_j , визначимо як

$$\alpha(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon}} \sum_{i,j} \sum_{\alpha,\beta} \frac{\sigma |M_{i\alpha,j\beta}|^2 \hbar \Gamma_{i\alpha,j\beta}}{(E_j - E_i - \hbar\omega)^2 + (\hbar \Gamma_{i\alpha,j\beta})^2}, \quad (11)$$

де ω — частота падаючої хвилі, ϵ_0 — електрична стала, μ_0 — магнітна стала, ϵ — діелектрична проникність КТ, $\hbar \Gamma_{i\alpha,j\beta}$ — енергія релаксації, що зумовлена електрон-фононою взаємодією та іншими факторами розсіяння. Густина зарядів у КТ

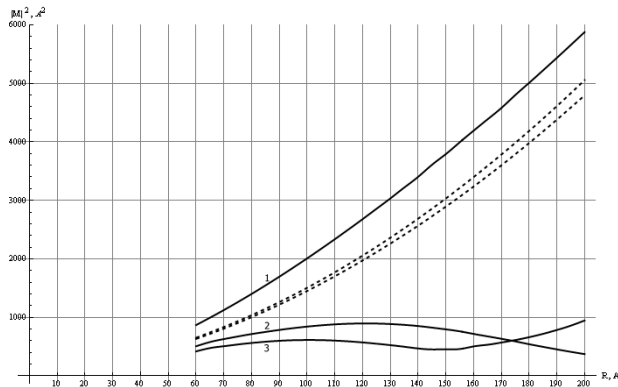


Рис. 7. Дипольні моменти оптичних переходів для КТ циліндричної форми.

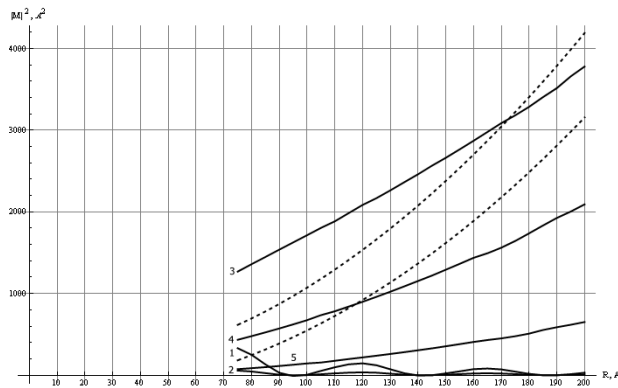


Рис. 8. Дипольні моменти оптичних переходів для КТ пірамідальної форми.

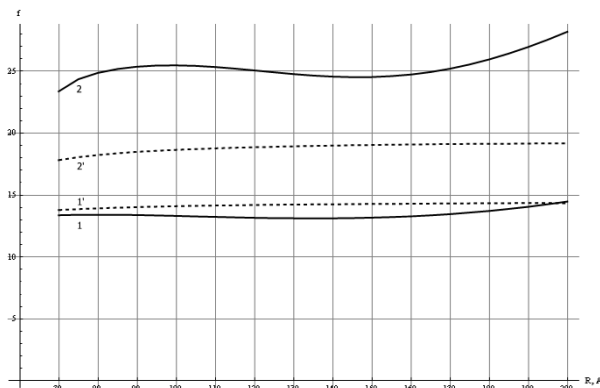


Рис. 9. Сила осцилятора переходів для КТ сферичної та кубічної форм.

σ вибрано на основі припущення, що у КТ може знаходитись лише 1 електрон, тому $\sigma = 3/(4\pi a^3)$.

Згідно з наведеними вище формулами, обчислюємо ймовірність оптичних переходів, силу осцилятора переходу та коефіцієнт поглинання світла для різних геометричних форм КТ. Зазначені фізичні величини порівнюємо з відповідними параметрами для КТ сферичної симетрії, для яких переходи дозволені лише між тими рівнями, коли справедливі умови:

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta m = 0, \pm 1,$$

тобто переходи між s- і p-рівнями та p- і d-рівнями і т.д.

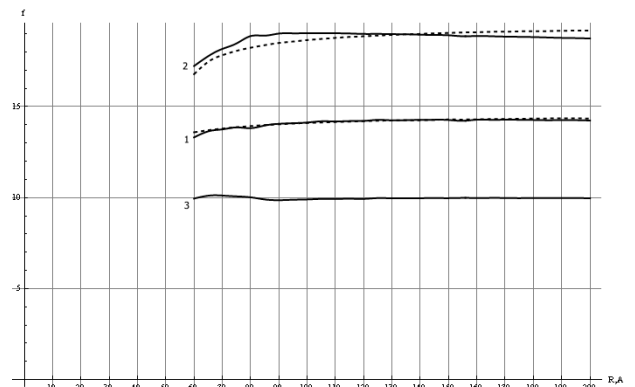


Рис. 10. Сила осцилятора переходів для КТ еліпсоїдальної форми.

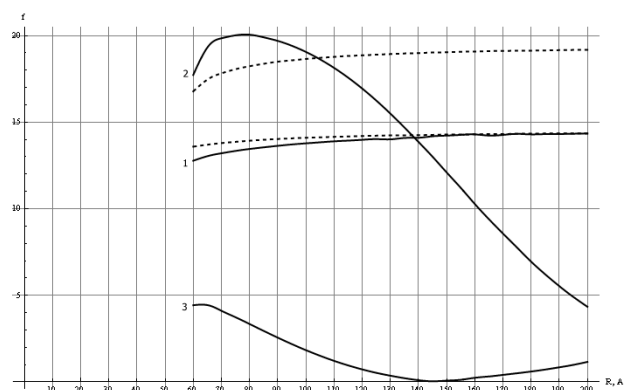


Рис. 11. Сила осцилятора переходів для КТ циліндричної форми.

На рис. 5–9 подано залежність від R квадрату дипольного моменту переходу (рис. 5) і сили осцилятора переходу (рис. 9) для КТ кубічної форми. Відмінними від нуля є матричні елементи між рівнями з енергією E_1 та E_2 (крива 1), а також E_3 і E_4 (крива 2). Інші переходи в дипольному наближенні заборонені. Для КТ сферичної форми відповідні матричні елементи представлені кривими 1' та 2'. Видно, що збільшення розміру КТ супроводжується збільшенням дипольних моментів переходів як для КТ сферичної форми, так і для КТ кубічної форми. Сила осцилятора переходів у сферичній КТ для розглядуваної області R слабо залежить від розміру. Причому, для всієї області зміни R маємо, що $f_{2,4} > f_{1,2}$ ($f_{2,4}/f_{1,2} \approx 1,3$). Для кубічної КТ різниця між значеннями сил осциляторів переходів є більшою. Зокрема, $f_{1,2}$ та $f_{2,4}$ немонотонно змінюються при зміні розміру квантової точки. Зазначені особливості будуть впливати на залежність максимуму коефіцієнта поглинання від розміру КТ.

На основі отриманих формул для хвильових функцій квантових станів електрона можна обчислити сили осциляторів переходу між рівнями і для квантових точок інших форм. Залежність сили осцилятора переходів від R для КТ інших форм подано на рис. 10–12. Видно, що для різних переходів ці залежності є складними немонотонними функціями розміру КТ. Встановлено, що для елі-

пірамідальної та циліндричної КТ дозволеними є переходи $E_1 \leftrightarrow E_2$, $E_2 \leftrightarrow E_4$ та $E_3 \leftrightarrow E_5$; для пірамідальної — $E_1 \leftrightarrow E_2$, $E_1 \leftrightarrow E_4$, $E_2 \leftrightarrow E_3$, $E_2 \leftrightarrow E_4$ і $E_3 \leftrightarrow E_4$ (рис. 1-4).

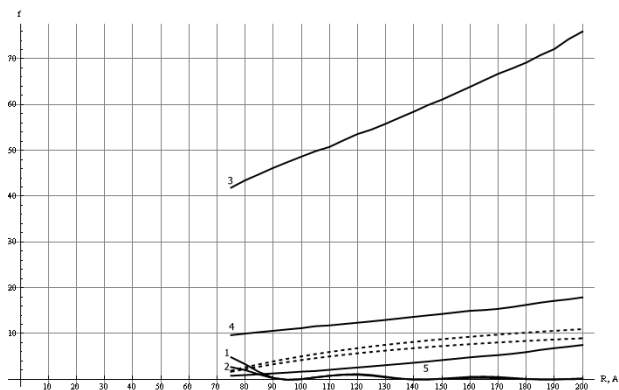


Рис.12. Сила осцилятора переходів для КТ пірамідальної форми.

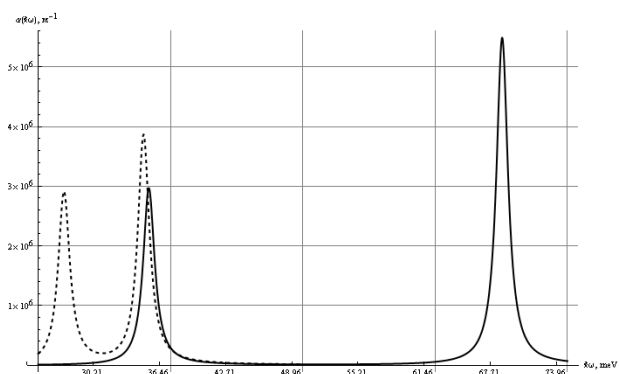


Рис.13. Коефіцієнти поглинання для міжрівневих оптичних переходів у КТ кубічної форми.

Формула (11) дає можливість визначити залежність коефіцієнта поглинання від частоти зовнішньої електромагнітної хвилі в області переходів заряду між найнижчими рівнями для всіх форм КТ. На рис. 13 подано залежність $\alpha = \alpha(\hbar\omega)$ при $R = 120$ Å. Штрихові криві відповідають функції $\alpha(\hbar\omega)$ для сферичної КТ. Видно, що у кубічній КТ залежність $\alpha(\hbar\omega)$ якісно найближча до відповідної функції сферичної квантової точки, хоч і енергії піків поглинання та відстань між ними значно відрізняються.

У КТ еліпсоїдальної та циліндричної форм при тому ж об'ємі КТ внаслідок розщеплення рівнів виникає три максимуми коефіцієнта поглинання. Ще більша різниця спостерігається між коефіцієнтами поглинання зазначених форм та пірамідальної КТ. У цьому випадку отримано для $\alpha = \alpha(\hbar\omega)$ один яскраво виражений максимум та три додаткові. Найменш інтенсивний пік поглинання реалізується практично при тій же енергії, що і для сферичної КТ.

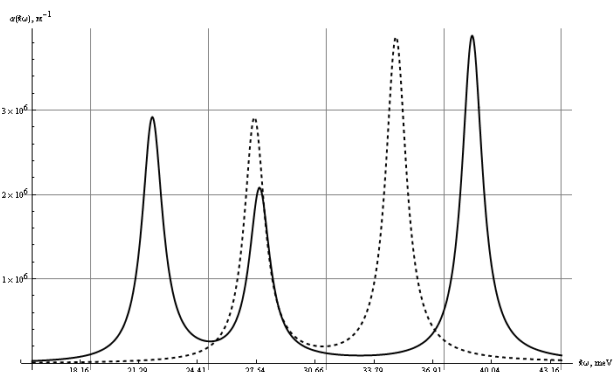


Рис.14. Коефіцієнти поглинання для міжрівневих оптичних переходів у КТ еліпсоїдальної форми.

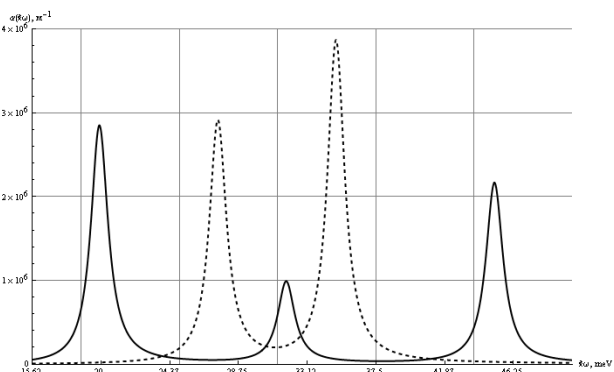


Рис.15. Коефіцієнти поглинання для міжрівневих оптичних переходів у КТ циліндричної форми.

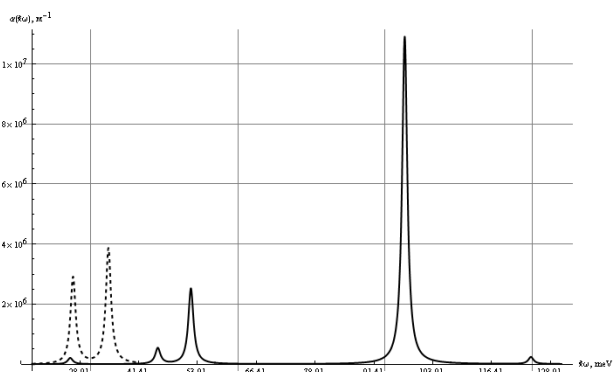


Рис.16. Коефіцієнти поглинання для міжрівневих оптичних переходів у КТ пірамідальної форми.

4. Висновки

1. У роботі за допомогою теорії збурень досліджено вплив форми квантової точки (КТ) на енергетичний спектр електрона. Зокрема, детально проаналізовано генезис енергетичних рівнів для КТ кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та тетраєдричної форми при зміні об'єму квантової точки.
2. Розраховано вплив гібридизації станів на вигляд хвильових функцій станів електрона у КТ різної форми.
3. Обчислено сили осциляторів та коефіцієнти поглинання, що зумовлені оптичними переходами у КТ під впливом лінійно-поляризованого світла.

Бібліографія

- [1] Klimov V.I., Mikhailovsky A.A., Su Xu, and other. Optical Gain and Stimulated Emission in Nanocrystal Quantum Dots // Science. — 2000. — **290**, № 5490. — P. 314–317.
- [2] Wang C.J., Shim M., Guyst-Sinonnest P.. Intraband relaxation in CdSe nanocrystals and the strong influence of the surface ligands // Science. — 2001. — **291**. — P. 2390–2392.
- [3] Feng D.H., Xu Z.Z., Jia T.Q., and other. Quantum size effects an exciton states in indirect-gap quantum dots // Phys. Rev. B. — 2003. — **68**, № 3. — P. 035334–035341.
- [4] Remestain R, Fishman G. Excitonic wave function, correction energy, exchange energy, and oscillator strength in a cubic quantum dot // Phys. Rev. B. — 1994. — **49**, № 3. — P. 1774–781.
- [5] Demchenko D.O., Lin Wang Wang. Optical transitions and nature of stokes shift in spherical CdS quantum dots // Phys. Rev. B. — 2006. — **73**, № 15. — P. 155326–155331.
- [6] Boichuk V.I., Bilynsky I.V., Shackleina I.O. and Kogotiouk I. Dielectric Mismatch at Finite Barrier Cubic Quantum Dots //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. — 2010. — **43**, № 1 — P. 161–166.
- [7] Boichuk V.I., Bilynsky I.V., Shackleina I.O. Energy spectrum of a change of quantum dots with different shapes // Ukr. J. Phys. — 2008. — **53**, № 9. — P. 894–899.
- [8] Бойчук В.І., Білінський І.В., Шаглеїна І.О. Вплив симетрії форми квантової точки на енергетичний спектр електрона // Журн. фіз. досл. — 2008. — **12**, № 3. — С. 3704–3710.
- [9] Ruvimov S., Werner P., Scheerschmidt K., and other. Structural characterization of *(In,Ga)As* quantum dots in a *GaAs* matrix // Phys. Rev. B. — 1995. — **51**, № 20. — P. 14766–14769.
- [10] . Miyamura M., Tachiboma K., and Arakama Y. High-density and size-controlled *GaN* self-assembled quantum dots grown by metalorganic chemical vapor deposition // Appl. Phys. Lett. — 2002. — **80**, № 21. — P. 3937(1)–3937(3).
- [11] Tawara T., Tanaka S., Kumana H., and Suemune I. Growth and luminescence properties of self-organized *ZnSe* quantum dots // Appl. Phys. Lett. — 1995. — **75**, № 2. — P. 235(1)–235(3).
- [12] Lu M., Yang X.J., Perry S.S., and Rabalais J.W. Self-organized nanodot formation on *MgO*(100) by ion bombardment at high temperatures // Appl. Phys. Lett. — 2002. — **80**, № 12. — P. 2096(1)–2096(3).
- [13] Norris D.J. and Bawendi M.G. Measurement and assignment of the size-dependent optical spectrum in *CdSe* quantum dots // Phys. Rev. B. — 1996. — **53**, № 24. — P. 16338–16346.
- [14] Preda N., Minut L., Baltog I., and other. Optical properties of low-dimensional *PbI₂* particles embedded in polyacrylamide matrix // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. — 2006. — **8**, № 3. P. 909–913.
- [15] Cantele G., Piacente G., Ninno D., and other. Optical anisotropy of ellipsoidal quantum dots // Phys. Rev. B. — 2002. — **66**, № 11. — P. 113308–113311.
- [16] Зегря Г.Г., Константинов О.В., Матвеевцев А.В. Структура энергетических квантовых уровней в квантовой точке, имеющей форму сплюснутого тела вращения // Физика и техника полупроводников. — 2003. — **37**, № 3. — С. 334–338.
- [17] Boichuk V.I., Hol'skyi V.B., Kubay R.Yu. The electron energy spectrum in an ellipsoidal quantum dot with regard for finite band gap at the interface // Ukr. J. Phys. — 2008. — **53**, № 6. — P. 574–578.
- [18] Boichuk V.I., Bilynskyi I.V., Shackleina I.O. Interband optical transitions in spherical nanoheterostructures // Quantum Electronics and Optoelectronics. — 2005. — **8**, № 4. — P. 26–32.
- [19] Zhang L. Polar optical phonon states and Frölich electron-phonon interaction Hamiltonians in a wurtzite nitride quantum dot // Phys. Lett. A. — 2009. — **373**, № 23–24. — P. 2087–2090.
- [20] Pokotilov E.P., Fonoberov V.A., Fomin V.M. and Devreese J.T. Development of an eight-band theory for quantum-dot heterostructures // Phys. Rev. B. — 2001. — **64**, № 24. — P. 245328–245344.
- [21] Fonoberov V.A., Pokotilov E.P., Fomin V.M. and Devreese J.T. Photoluminescence of tetrahedral quantum-dot quantum wells // Phys. Rev. Lett. — 2004. — **92**, № 12. — P. 127402–127406.