

Міжзонне поглинання світла у квантових точках різної форми

Бойчук В.І., Білінський І.В., Сокольник О.А.

email: sokolnik@gmail.com

кафедра теоретичної фізики та методики викладання фізики
Дрогобицького державного педагогічного університету імені Івана Франка
вул. Стрийська, 3, Дрогобич, Львівська обл., 82100

Досліджено вплив форми квантової точки гетероструктури GaAs/AlAs на залежність міжзонного поглинання поляризованого світла від його частоти. Обчислення проводились із врахування адіабатичного наближення для кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та тетраедричної форми при зміні об'єму квантової точки. Враховано взаємодію електрона та дірки із поляризаційними фононами. Визначено фактор Хуанга-Ріса для різних об'ємів та форм квантових точок. Для цих квантових точок досліджено залежність коефіцієнта міжзонного поглинання від частоти.

Ключові слова: наближення ефективної маси, взаємодія Фр'юліха, фактор Хуанга-Ріса, оптичні переходи, коефіцієнт поглинання.

ВСТУП

У сучасній напівпровідниковій оптоелектроніці одним із актуальних напрямків досліджень є створення джерел та приймачів у діапазоні середнього інфрачервоного випромінювання. Для цього здійснюється дослідження міжзонних оптичних переходів носіїв заряду, що відбувається за рахунок поглинання поляризованого світла [1-3].

Зокрема, активно досліджуються властивості гетеросистем, що складаються із квантових точок (КТ) малого (до 10 нм) радіуса у діелектричних матрицях. Такі наногетероструктури є перспективними як матеріали для створення нових елементів нелінійної оптоелектроніки [4]. Найчастіше вивчаються частотні залежності і лінійного, і нелінійного коефіцієнта поглинання світла, яке виникає через наявність як міжзонних, так і міжпідзонних переходів зарядів під дією лінійно-поляризованої монохроматичної електромагнітної хвилі. При цьому необхідно враховувати взаємодію електрона та дірки з оптичними, акустичними фононами, домішками, наявність дисперсії за розмірами КТ [5-8].

Як об'єкт для вивчення оптичних властивостей, увагу дослідників часто привертають квантові точки арсеніду галію –

значення ширини забороненої зони цієї напівпровідникової сполуки дозволяє досліджувати поглинання випромінювання середнього інфрачервоного діапазону [2, 6, 9-12].

Слід зазначити, що значний вплив на оптичні властивості КТ, зокрема на правила відбору для оптичних переходів, сил осциляторів переходів, коефіцієнт міжзонного поглинання світла та інтенсивність фотолюмінесценції, має форма КТ [13-15].

У КТ кубічної форми вивчено оптичну орієнтацію спінів екситонів у КТ GaN/AlN [16], досліджено також час спінової релаксації під впливом магнітних полів, враховано електрон-фононне розсіювання. Проведено порівняння обчислень спінової релаксації екситонів для квантових точок GaN, GaAs і InAs [17].

У напівпровідникових квантових точках GaAs, InAs та GaN досліджувалися релаксація спіну екситонів. Показано, що при розгляді екситонів можна знехтувати спінівідщепленою зоною і зоною легких дірок; враховано анізотропію квантової точки [18].

Особливий інтерес для вивчення також становить ефект Кондо у сильно зв'язаних квантових точках InAs. Встановлено, що "Кондо"-провідність залежить від температури та магнітного поля Зеємана. Під час

обчислень у роботі враховано сильну спіно-орбітальну взаємодію у КТ InAs [19].

Нерідко у сучасних теоретичних роботах також враховується форма КТ. Для прикладу, у роботі [20] подано обчислення функцій Гріна для КТ кубічної форми. Отримано енергію, локальну щільність станів і коефіцієнт передачі енергії гетеросистеми.

Для наближення теоретичних розрахунків до проведених експериментальних вимірювань для гетеросистеми GaAs/AlGaAs з квантовими точками враховано складний характер валентної зони кристалів, зокрема спін-відщеплену зону [21].

Автори роботи [22] встановили, що анізотропія КТ значно впливає на оптичні переходи і енергії електронних збуджень. Спостережувана анізотропія призводить до розсіювання світла у площині поляризації світла. За допомогою зміни геометричної форми квантової точки пропонується спосіб маніпулювання електронними станами і оптичними переходами у квантових точках, що відбуваються під впливом високочастотного інфрачервоного випромінювання.

У роботі [23] розглянуто квантові точки тетраедричної форми, описано екситонні стани, фононні стани та електрон-фононну взаємодію квантової точки CdS/HgS/CdS. Положення піків фононних повторів у спектрі фотолюмінесценції пов'язується з інтерфейсними оптичними фононами. Наочно показано, що експериментальне значення параметра Хуанга-Ріса може бути отримане лише у неадіабатичній теорії оптичних переходів із врахуванням фононів.

Метою даної роботи є дослідження впливу форми КТ на оптичні параметри напівпровідникових наногетеросистем. Для цього розглянуто КТ широкозонного напівпровідника типу GaAs і використано точні розв'язки рівняння Шредінгера для заряду сферичної КТ. Враховано взаємодію електрона та дірки із поляризаційними коливаннями напівпровідникової гетеросистеми. Розглядається випадок квантових точок малих розмірів, коли можна використати адіабатичне наближення. Детально досліджено вплив форми та розмірів на фактор Хуана-Ріса, міжзонне поглинання та інтенсивність фотолюмінесценції у КТ кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної, тетраед-

ричної форм. Конкретні обчислення проведено для КТ GaAs, що поміщена у матрицю AlAs.

1. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВОЇ ПАРИ У НАНОКРИСТАЛІ

Розглядається КТ широкозонного напівпровідника, що знаходиться у напівпровідниковій або діелектричній матриці з більшою забороненою зоною. Для обчислень використаємо наближення ефективної маси. Вважаємо, що електрон та дірка КТ знаходяться у прямокутних потенціальних ямах скінченної глибини. При таких припущеннях енергетичний спектр заряду КТ сферичної форми можна знайти аналітично.

Кристали гетероструктури, що розглядається, вважаємо такими, коли виродженою точкою валентної зони є центр зони Бріллюена. Розглядаємо гетероструктури напівпровідників із достатньо великою спіно-орбітальною взаємодією, тому спін-відщеплену зону не враховуємо. Також для обчислення енергетичного спектру дірок у КТ використовувалось сферичне наближення.

Розміри КТ співрозмірні із довжиною хвилі де Бройля, тому буде виконуватися квантування руху носія заряду. Розраховуючи енергію розмірного квантування для основного стану важких та легких дірок, зазначимо, що для важких дірок вона буде меншою приблизно у шість разів, тому при дослідженні міжзонних переходів врахуємо лише зону важких дірок.

Щоб описати взаємодію електрон-діркової пари з фононами у квантовій точці, гамільтоніан запишемо у вигляді:

$$\hat{H} = \hat{H}_{eh} + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{eh-ph}. \quad (1)$$

Потенціальну енергію зарядів запишемо у вигляді:

$$U(r) = 0, r \in [0, R], U(r) = U_{e,h}, r > R_0, \quad (2)$$

де R_0 – радіус КТ і $U_{e,h}$ – висоти потенціальних бар'єрів для відповідного типу носія заряду (U_e – електрона, U_h – дірки). Хвильову функцію можемо представити у вигляді:

$$\psi_{nlm} = R_{nl}(r)Y_{lm}(\vartheta, \varphi), \quad (3)$$

де n, l, m – відповідно, головне, орбітальне та магнітне квантові числа, $R_{nl}(r)$ –

радіальна функція і $Y_{lm}(\vartheta, \varphi)$ – сферична гармоніка.

Розв'язки відповідних рівнянь запишемо за допомогою функцій Бесселя першого ($r \in [0, R_0]$) і другого ($r > R_0$) роду. Для "зшивання" розв'язків використано дві умови – неперервність радіальної хвильової функції та нормальної складової вектора потоку густини ймовірності через сферичну поверхню КТ [24]. З умови "зшивання" можна точно визначити для електрона та дірки хвильові функції станів ψ_{nlm} ($n=1,2,3,\dots$ – номер розв'язку дисперсійного рівняння) та їх енергії при різних значеннях радіусу (об'єму) квантової точки сферичної форми.

Для розгляду вибрано КТ кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та тетраедричної форм, які мають такий же об'єм, як і КТ сферичної форми. При відповідних співвідношеннях між основними розмірами еліпсоїда та циліндра (див. нижче), як показують обчислення, через симетрію розглядуваних КТ $U(r)$ не буде значно відрізнятися від $U_s(r)$, де $U_s(r)$ – потенціальна енергія носія заряду у КТ сферичної форми. Для знаходження хвильових функцій та енергій заряду КТ з формою, відмінною від сферичної, було використано лінійний варіаційний метод. Потенціал $W(r) = U(r) - U_s(r)$ має симетрію розглядуваної квантової точки, яка є нижчою, ніж симетрія сферичної КТ, тому в розглядуваних КТ можливе часткове зняття виродження станів.

Конкретні обчислення проведено для гетеросистеми GaAs/AlAs. Знайдено енергію основного і декількох перших збуджених станів КТ кристалу GaAs для кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та пірамідальної КТ як функції об'єму квантової точки.

2. ВПЛИВ ВЗАЄМОДІЇ ЕЛЕКТРОН-ДІРКОВОЇ ПАРИ З ФОНОНАМИ НА ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ГЕТЕРОСТРУКТУРИ

У взаємодії електрон-діркової пари із фононами у напівпровідниках основним є вклад LO-фононів. Вклад акустичних

фононів через деформаційний потенціал та п'єзоелектричну взаємодію вважаємо достатньо малими. Зважаючи на це, а також враховуючи вибір скінченних обмежених потенціалів для електрона та дірки, зобразимо взаємодію електрон-діркової пари з фононами через взаємодію Фр'юліха:

$$\hat{H}_{eh-ph} = \sum_{q,f} M_q^f B_f^+ B_f (b_q + b_{-q}^+), \quad (4)$$

де q – хвильовий вектор, f – власний стан електрон-діркової пари, B_f^+ (B_f) і b_{-q}^+ (b_q) – оператори народження (знищення) електрон-діркової пари і фононів, M_q^f – функція зв'язку взаємодії електрон-діркової пари із фононами:

$$M_q^f = V_0^{-1/2} f_0 q^{-1} \int_0^\infty dr r^2 [R_{n_e l}(r)^2 - R_{n_h l}(r)^2] Q_{lm}(q, r). \quad (4')$$

Стала Фр'юліха, як безрозмірна константа, що виміряна у одиницях енергії фононів, для сферичної КТ точки може бути записана у вигляді:

$$f_0 = \sqrt{2\pi\hbar\omega_0 e^2 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1}) k^{-1}}, \quad (5)$$

де ω_0 – частота LO-фононів з енергією 36,2 меВ, ε_∞ і ε_0 – високо- та низькочастотна діелектрична проникність КТ, k – електрична стала вакууму. Електрон-дірковий стан можна записати як $|\psi_{n_e l_e m_e}\rangle |\psi_{n_h l_h m_h}\rangle$, де $n_e l_e m_e$ і $n_h l_h m_h$ – набори відповідних квантових чисел для носіїв заряду (електрона та дірки). Тоді оптичні правила відбору визначатимуться матричним елементом $\langle \psi_{xy} | \vec{e} \cdot \vec{P} | 0 \rangle$, де $\vec{e}$ – одиничний вектор поляризації світла, $\vec{P}$ – вектор імпульсу, а фактор Хуанга-Ріса (ХР) для оптично активних рівнів обчислимо за формулою [12]:

$$g_{n_e l_e m_e; n_h l_h m_h} = \frac{f_0^2}{2\pi^2 (\hbar\omega_0)^2} \int_0^\infty dr dr' r^2 r'^2 [R_{n_e l}(r)^2 - R_{n_h l}(r)^2] \times [R_{n_e l}(r')^2 - R_{n_h l}(r')^2] \int_0^\infty dq Q_{lm}(q, r) Q_{lm}(-q, r'). \quad (6)$$

Тут

$$Q_{lm}(q, r) = \sum_{l'=0}^{2l} i^{l'} (2l' + 1) j_{l'}(qr) \langle l' 1 0 0 | l 0 \rangle \langle l' 1 0 m | l m \rangle, \\ j_{l'}(qr) \text{ – сферична функція Бесселя } l \text{ роду, а } \langle \dots | \dots \rangle \text{ – коефіцієнти Клебша-Гордона.}$$

Виходячи із властивостей коефіцієнтів Клебша-Гордона, необхідно врахувати, що

відмінними від нуля можуть бути лише ті значення функції $Q_{lm}(q, r)$, коли квантові числа l та m дорівнюють нулю – тобто, розглядаємо лише найнижчі рівні як для електрона, так і для дірки.

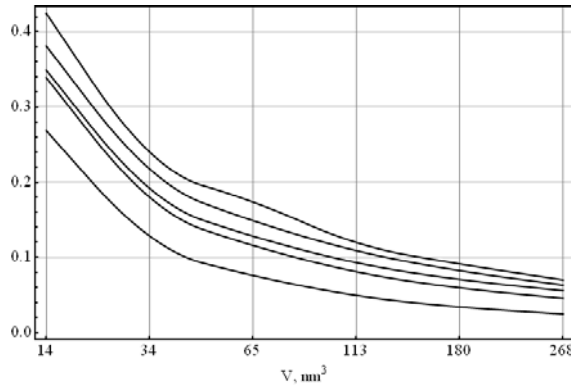


Рисунок 1. Фактор Хуанга-Ріса для квантових точок різної форми

Відомо, що фактор ХР пропорційний числу фононів, які можуть бути випромінені при релаксації екситонного збудження із врахуванням електрон-фононної взаємодії [25]. Обчислення показало, що фактор ХР зростає у низьковимірних напівпровідникових структурах при зменшенні об'єму квантової точки (рис. 1) для будь-якої її форми. Цей результат можна трактувати як зростання "інтенсивності" випромінювання фононів при збільшенні енергії електрон-діркової пари або як збільшенні взаємодії Фр'юліха при малих розмірах КТ.

При однакових розмірах фактор ХР найменший для сферичної КТ і найбільший для КТ пірамідальної форми. Це можна зрозуміти, якщо прийняти до уваги, що для такого ж об'єму в КТ пірамідальної форми маємо найбільше обмеження руху частинок.

Отже, для КТ з вищою симетрією ефективна електрон-фононна взаємодія буде меншою, тому у тетраедричній КТ вона буде найбільшою.

3. МІЖЗОННЕ ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА У ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Міжзонне поглинання світла у напівпровідниковій квазінульмірній наногетеросистемі розглядаємо на основі дипольного наближення, бо довжина електромагнітної хвилі значно більша за розміри КТ.

Коефіцієнт міжзонного поглинання світла, що зумовлений переходом заряду між

оптично активними станами КТ, обчислюємо згідно з формулою [12]:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm_0^2 \hbar \omega V_0} \sum_{f \neq 0} \left\{ D_f \exp[-g_f (2\bar{N} + 1)] \times \right. \\ \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n \left(g_f \sqrt{\bar{N}(\bar{N} + 1)} \right) \times \\ \left. \times \exp(n\beta \hbar \omega_0 / 2) \delta(\omega - \omega_0 + \Delta_f - n\omega_0) \right\}, \quad (7)$$

де ω – частота зовнішньої електромагнітної хвилі, $\beta^{-1} = k_B T$, k_B – стала Больцмана, e і m_0 – заряд і маса спокою електрона, c – швидкість світла, V_0 – об'єм КТ, f – квантовий стан носія заряду, $\bar{N}$ – розподіл Фермі-Дірака, I_n – модифікована функція Бесселя першого роду, g_f – фактор Хуанга-Ріса, $\Delta_f = \omega_0 g_f$.

Якщо врахувати релаксаційні процеси, що зумовлені взаємодією заряду з акустичними фононами, домішками, то δ -функцію Дірака у формулі для коефіцієнта поглинання можна замінити на функцію Лоренца:

$$\delta_\gamma(u) = \frac{\gamma}{\pi(1 + \gamma^2 u^2)}, \quad -\infty < u < +\infty. \quad (8)$$

де γ – параметр теорії, який визначається із експерименту [26].

Формула (7) дає можливість визначити залежність коефіцієнта поглинання від частоти зовнішньої електромагнітної хвилі в області переходів заряду між оптично активними рівнями КТ. Для кожної геометричної форми КТ розглядається випадок, коли на КТ падає лінійно-поляризоване світло вздовж осі OZ, яка збігається із її віссю симетрії.

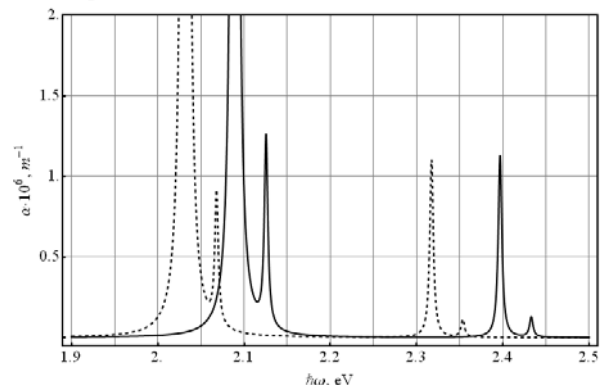


Рисунок 2. Міжзонні коефіцієнти поглинання у КТ сферичної (штрихові крива) та кубічної (суцільна крива) форми, $T=4.2\text{K}$. Тут і надалі штрихова крива відповідає $\alpha = \alpha(\omega)$ для КТ сферичної форми

На рис. 2 подано коефіцієнт поглинання, отриманий з формул (6, 7) при об'єму 65 нм^3 для квантових точок сферичної та кубічної форми. Вважаємо, що $\gamma = 15 \text{ meV}$, $T = 4.2 \text{ K}$. В області енергії є чотири піка поглинання: два з них зумовлені переходами носіїв заряду між оптично активними рівнями у КТ (безфононні смуги), а інші два виникають завдяки електрон-фононній взаємодії і є фононними повторами.

Проаналізуємо детальніше рис. 2. Для КТ сферичної форми поглинання світла відбувається при енергіях 2.0318 eV , 2.0680 eV , 2.3173 eV та 2.3535 eV , абсолютне значення коефіцієнта поглинання дорівнює, відповідно, $2.1951 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $9.16948 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$, $1.10491 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ і $1.14569 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$. Що ж стосується КТ у формі куба, то поглинання у ній відбуватиметься при енергіях 2.0893 eV , 2.1255 eV , 2.397 eV і 2.433 eV з максимумом коефіцієнта поглинання $1.8716 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $1.2650 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $1.1328 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ і $1.2939 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$. Видно, що для КТ кубічної форми піки поглинання зміщено у бік більших енергій відносно сферичної КТ. Абсолютне значення максимумів коефіцієнта поглинання для кубічної КТ є більшим, окрім поглинання світла при переході заряду між найнижчими (основними) станами електрона та дірки.

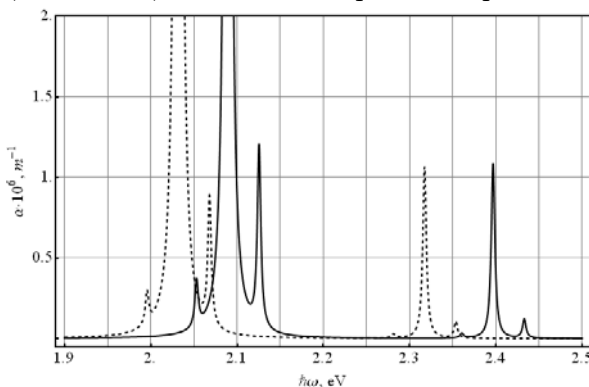


Рисунок 3. Міжзонний коефіцієнт поглинання у КТ кубічної форми (суцільна крива), $T=300\text{K}$

При дослідженні коефіцієнтів поглинання міжзонних оптичних переходів важливим фактором є температура, при якій відбувається перехід. На рис. 3 зображено коефіцієнт поглинання світла при міжзонних переходах носія заряду тих же квантових точках форми сфери та куба при кімнатній температурі ($T = 300\text{K}$). Порівнюючи вигляд графіка залежності коефіцієнта

поглинання від частоти зовнішньої електромагнітної хвилі із графіком на рис. 2 ($T=2.7 \text{ K}$), відзначаємо появу додаткових фононних повторів зліва від без фононних максимумів коефіцієнта поглинання. Абсолютні значення максимумів коефіцієнта поглинання для усіх переходів незначно зменшились.

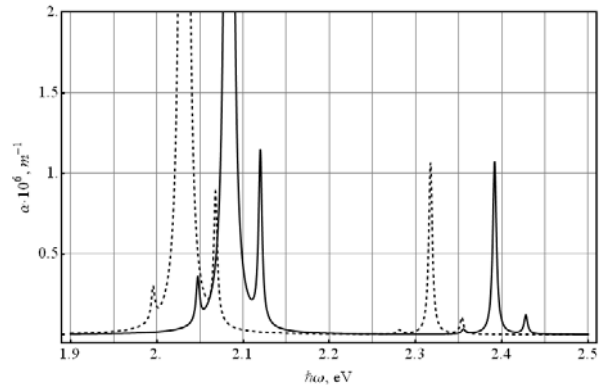


Рисунок 4. Міжзонний коефіцієнт поглинання у КТ еліпсоїдальної форми (суцільна крива), $T=300\text{K}$

Розглядаючи рисунки 3-6, на яких зображено спектри поглинання для сферичної КТ, а також для кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та тетраедричної КТ, бачимо, що для будь-якої геометричної форми КТ в розглядуваній області існує шість піків поглинання. Два з них зумовлені переходами носіїв заряду між оптично активними рівнями у КТ, а інші чотири – фононні повтори.

У КТ у формі еліпсоїда обертання з $a/b=0.5$ (рис. 4) усі піки поглинання також зміщені у синю частину спектру відносно відповідних піків сферичної КТ. Порівнюючи значення максимумів коефіцієнта поглинання світла в області фотонних повторів, зазначимо, що для КТ еліпсоїдальної форми абсолютне значення відповідних максимумів поглинання є більшим, ніж у сферичній КТ. Максимуми безфононних смуг для обох КТ є однаковими. Зазначимо, що аналогічні результати отримано для кубічної, еліпсоїдальної та циліндричної КТ.

Для циліндричної КТ (рис. 5) із співвідношенням $h/d \leq 1.25$, яка характеризується аксіальною симетрією, спостерігаємо таке ж зміщення піків поглинання у сторону більших енергій відносно сферичної КТ. Зазначимо, що зміщення максимумів $\alpha(\omega)$ у КТ будь-якої з розглядуваних форм відбувається на декілька міліелектронвольт через

те, що потенціал $W(r)$ є малим збуренням. Незважаючи на те, що зміна форми КТ впливає на величину ширини смуги поглинання незначно, значення максимумів коефіцієнтів поглинання світла якісно відрізняються для різних форм КТ.

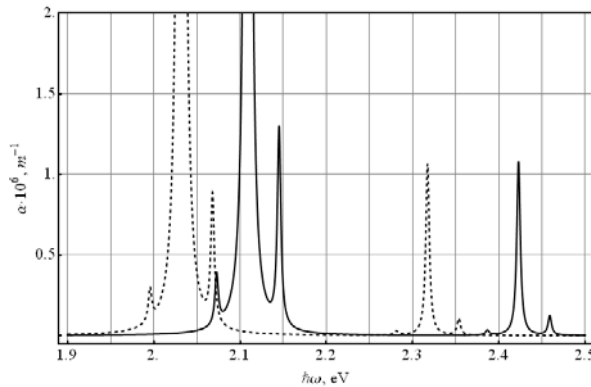


Рисунок 5. Міжзонні коефіцієнти поглинання у КТ циліндричної форми, $T=300\text{K}$

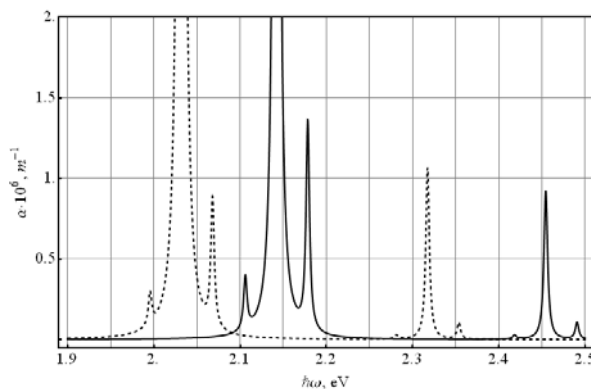


Рисунок 6. Міжзонний коефіцієнт поглинання у КТ пірамідальної форми (суцільна крива), $T=300\text{K}$

Симетрія форми правильного тетраедра найбільш відмінна від симетрії сфери. І, хоча піки поглинання для КТ тетраедричної форми (рис. 6) також більші за енергіями, ніж у сферичній КТ, значення максимумів коефіцієнта поглинання для тетраедра менші за відповідні максимуми $\alpha = \alpha(\omega)$ для сферичної КТ. Порівняємо величину відповідних максимумів коефіцієнта поглинання для сферичної ($3.0150 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$, $2.1632 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $8.8764 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$, $3.3027 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$, $1.0655 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ і $1.0834 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$) та пірамідальної КТ ($4.0248 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$, $1.5992 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, $1.3658 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $3.215 \times 10^4 \text{ m}^{-1}$, $9.2255 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$ і $1.0876 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$).

У цій роботі нами досліджено спектр між-

зонного поглинання КТ GaAs, що поміщені у матрицю AlAs, з врахуваннями впливу форми на взаємодії електрон-діркової пари із поляризаційними фононами. Проаналізовано залежність фактору Хуанга-Ріса від об'єму для КТ кубічної, еліпсоїдальної, циліндричної та тетраедричної форми. Обчислено коефіцієнти поглинання, що зумовлені переходами носіїв заряду між найнижчими трьома оптично активними рівнями у КТ під впливом лінійно-поляризованого світла.

Серед досліджуваних є такі КТ, що характеризуються не одним параметром, що однозначно визначає об'єм, а двома характерними лінійними розмірами. Зокрема, КТ у формі сфероїда задається довжиною малої (a) та великої (b) півосей, а циліндрична КТ – висотою (h) та величиною діаметра (d). Аналіз показав, що потенціал W у рівнянні (6) можна вважати малим збуренням для розглядуваної області зміни об'єму КТ $15 \text{ nm}^3 \leq V \leq 530 \text{ nm}^3$, якщо $b/a \leq 1.5$; $h/d \leq 1.25$.

При таких об'ємах КТ будь-якої форми енергетичні рівні електрона та дірки достатньо віддалені один від одного. Тому, незважаючи на можливу дисперсію КТ за розмірами у матриці, зазначені рівні можна виділити при аналізі частотної залежності коефіцієнта міжзонного поглинання. Обчислення показують, що як величини максимумів, так і енергія піків коефіцієнта міжзонного поглинання залежать від форми КТ.

Отриману інформацію можна використати для того, щоб за спектрами міжзонного поглинання встановити форму КТ GaAs у матриці AlAs.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Воробьев Л.Е. Межподзонаное поглощение света в гетероструктурах с двойными туннельно-связанными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs / Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д. А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.В. Капаев, S. Hanna, S. Schmidt, E.A. Zibic, A. Seilmeier // Физика и техника полупроводников. – 2005. - том 39, вып. 1 – с.49-52.
- [2]. Воробьев Л.Е. Оптические явления в гетероструктурах InAs/GaAs с легированными квантовыми точками и искусственными молекулами / Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин,

- Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, A.D. Andreev, Ю.Б. Самсоненко, А.А. Тонких, Г.Э. Цырлин, Н.В. Крыжановская, В.М. Устинов, S. Hanna, A. Seilmeier, N.D. Zakharov, P. Werner // *Физика и техника полупроводников*. – 2005. – том 39, вып. 1 – с.59-62.
- [3]. Воробьев Л.Е. Внутризонное поглощение и излучение света в квантовых ямах и квантовых точках / Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, S. Hanna, A. Seilmeier, Kh. Moumanis, R Julien, A.Е. Жуков, В.М. Устинов // *Физика и техника полупроводников*. – 2004. – том 46, вып. 1 – с.119-122.
- [4]. Шпак А.П. Межзонное поглощение света полупроводниковыми нанокристаллами / А. П. Шпак, С. И. Покутний, В. А. Смынтына, В. Н. Уваров // *Nanosystems. Nanomaterials. Nanotechnologies*. – 2008. – том 6, №1 – с. 83-95.
- [5]. Tchernycheva M. Systematic experimental and theoretical investigation of intersubband absorption in GaN/AlN quantum wells / M. Tchernycheva, L. Nevou, L. Doyennette, F. H. Julien, E. Warde, F. Guillot, E. Monroy, E. Bellet-Amalric, T. Remmele and M. Albrecht // *Phys. Rev. B*. – 2006. – 73 – pp.125347-125358.
- [6]. Baskoutasla S. Linear and nonlinear optical absorption coefficients in inverse parabolic quantum wells under static external electric field / S. Baskoutasla, C. Garoufalidis, and A.F. Terzis // *Phys. Rev. B*. – 2011. – 84 – pp.241-247.
- [7]. Roden J. Influence of Complex Exciton-Phonon Coupling on Optical Absorption and Energy Transfer of Quantum Aggregates / J. Roden, A. Eisfeld, W. Wolff, W.T. Strunz // *Phys. Rev. B*. – 2009. – 103 – pp.058301-058305.
- [8]. Ding Z. Optical absorption in semiconductor quantum dots coupling to dispersive phonons of infinite modes // *Journal of Applied Physics*. – 2012. – vol. 112, issue 7. – pp.074324-074334.
- [9]. Dang T. U. Influence of Coulomb correlations on the quantum well intersubband absorption at low temperatures / T. U. Dang, C. Weber, M. Richter, A. Knorr // *Phys. Rev. B*. – 2010. – 82 – pp.045305-045310.
- [10]. Sabaeian M. Size-dependent intersubband optical properties of dome-shaped InAs/GaAs quantum dots with wetting layer / M. Sabaeian, A.Khaledi-Nasab // *Applied Optics*. – 2012. – vol. 51, issue 18. – pp.4176-4185.
- [11]. Антонов А.В. Внутризонная фотопроводимость гетероструктур InAs/GaAs с квантовыми точками, индуцированная межзонной подсветкой / А.В. Антонов, В.М. Данильцев, М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Л.Д. Молдавская, В.И. Шашкин // *Физика и техника полупроводников*. – 2012. – том 46, вып. 11 – с.1444-1447.
- [12]. Cheche T.O. Electron-phonon interaction in absorption and photoluminescence spectra of quantum dots / T.O. Cheche, M.C. Chang, S.H. Lin // *Chemical Physics*. – 2005. – vol. 309, issues 2–3. – pp.109–114.
- [13]. Казарян Э.М. Межзонные переходы в узкозонной цилиндрической квантовой точке InSb / Э.М. Казарян, А.В. Меликсетян, А.А. Саркисян // *Письма в ЖТФ*. – 2007. – том 33, вып. 22. – с.49-56.
- [14]. Айрапетян Д.Б. Прямое межзонное поглощение света в сильно сплюснутой эллипсоидальной квантовой точке / Д.Б. Айрапетян, К.Г. Дворян, Э.М. Казарян // *Известия НАН Армении, Физика*. – 2007. – т.42, №4. – с.227-235.
- [15]. Fonoberov V. A. Exciton states and optical transitions in colloidal CdS quantum dots: Shape and dielectric mismatch effects / V. A. Fonoberov, E. P. Pokatilov, A. A. Balandin // *Phys. Rev. B*. – 2002. – vol. 66. – p. 085310-13.
- [16]. Lagarde D. Room temperature Optical Orientation of Exciton Spin in cubic GaN/AlN quantum dots / D. Lagarde, A. Balocchi, H. Carrere, P. Renucci, T. Amand, X. Marie, S. Founta H. Mariette // *Phys. Rev. B*. – 2008. – vol. 77. – issue 4. – pp. 041304-4.
- [17]. Weng M. Q. Electron spin relaxation in cubic GaN quantum dots / M. Q. Weng, Y. Y. Wang, M. W. Wu // *Phys. Rev. B*. – 2009. – vol. 79. – issue 15. – pp. 155309-7.
- [18]. Tong H. Theory of excitons in cubic III-V semiconductor GaAs, InAs and GaN quantum dots: fine structure and spin relaxation / H. Tong, M. W. Wu // *Phys. Rev. B*. – 2011. – vol. 83. – issue 23. – pp. 235323-21.
- [19]. Kretinin A. V. Spin-Kondo effect in an InAs nanowire quantum dot: the Unitary limit, conductance scaling and Zeeman splitting / A. V. Kretinin, H. Shtrikman, D. Goldhaber-Gordon, M. Hanl, A. Weichselbaum, J. von

- Delft, T. Costi, D. Mahalu // *Phys. Rev. B.* – 2011. – vol. 84. – issue 24. – pp. 245316-11.
- [20]. Mardaani M. Some analytic results in coherent quantum transport / M. Mardaani, K. Esfarjani // *Physica E.* – 2004. – vol 25. – pp. 119-130.
- [21]. Krich J. J. Cubic Dresselhaus Spin-Orbit Coupling in 2D Electron Quantum Dots / J. J. Krich, B. I. Halperin // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – vol. 98. – issue 22. – pp. 226802-4.
- [22]. Singha A. Optical Anisotropy of Electronic Excitations in Elliptical Quantum Dots / A. Singha, V. Pellegrini, S. Kalliakos, B. Karmakar, A. Pinczuk, L. N. Pfeiffer, K. W. West // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – vol. 94. – issue 7. – pp. 073114-3.
- [23]. Fonoberov V. A. Photoluminescence of Tetrahedral Quantum Dot Quantum Wells / V. A. Fonoberov, E. P. Pokatilov, V. M. Fomin, J. T. Devreese // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – vol. 92. – issue 12. – pp. 127402-4.
- [24]. Boichuk V.I. Study of an acceptor impurity located at the center of a spherical nanoheterostructure / V.I. Boichuk, I.V. Bilynskyi, R.Ya. Leshko, I.O. Shakleina // *Ukr. J. Phys.* – 2010. – vol. 55, № 3. – P. 326-334.
- [25]. Huang K. Rhys A. Theory of Light Absorption and Non-Radiative Transitions in F-Centers / K. Huang, A. Rhys // *Proc. R. Soc. Lond. A (UK).* – 1951. – vol.204. – p.406-429.
- [26]. Fomin V. M. Photoluminescence of spherical quantum dots / V. M. Fomin V. N. Gladilin, J. T. Devreese // *Phys. Rev. B.* – 1998. – vol. 57. – issue 4. – pp. 2415-1