

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ НАУКИ

УДК 548.76+621.315

Д.М. СТЕПАНЧИКОВ

Херсонський національний технічний університет

ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ НА ОСНОВЕ ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ НАПІВПРОВІДНИКІВ $A_3^{II}B_2^V$

Запропоновано нову модель для опису енергетичного спектру екситона в квантових точках на основі тетрагональних напівпровідників $A_3^{II}B_2^V$. Модель об'єднує у собі варіаційний метод ефективної маси і припущення про існування зовнішнього шару, у якому може рухатися екситон. Прийнято до уваги той факт, що ефективна маса екситона $\mu = \mu(a)$ є функцією радіуса a квантової точки. Теоретично розраховано енергію утворення екситона та спектри люмінесценції в області краю фундаментального поглинання квантових точок на основі арсеніду та фосфіду кадмію. Отримані результати обговорюються та порівнюються з експериментальними даними. Наша модель добре описує експериментальні дані для енергії та спектрів люмінесценції екситонів, що дозволяє визначити справжній радіус нанокристала безпосередньо зі спектру поглинання суспензії наночастинок.

Ключові слова: тетрагональні напівпровідники, екситон, квантова точка, арсенід та фосфід кадмію, ефективна маса, люмінесценція.

Д.М. СТЕПАНЧИКОВ

Херсонский национальный технический университет

ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ НА ОСНОВЕ ТЕТРАГОНАЛЬНЫХ ПОЛУПРОВІДНИКІВ $A_3^{II}B_2^V$

Предложена новая модель для описания энергетического спектра экситона в квантовых точках на основе тетрагональных полупроводников $A_3^{II}B_2^V$. Модель объединяет вариационный метод эффективной массы и допущение о существовании внешнего слоя, в котором может двигаться экситон. Учтено, что эффективная масса экситона $\mu = \mu(a)$ является функцией радиуса a квантовой точки. Теоретически рассчитана энергия образования экситона и спектры люминесценции в области края фундаментального поглощения квантовых точек на основе фосфида и арсенида кадмия. Полученные результаты обсуждаются и сравниваются с экспериментальными данными. Наша модель хорошо описывает экспериментальные данные для энергии и спектров люминесценции экситонов, что позволяет определять истинный радиус нанокристалла непосредственно из спектра поглощения суспензии наночастиц.

Ключевые слова: тетрагональные полупроводники, экситон, квантовая точка, арсенид и фосфид кадмия, эффективная масса, люминесценция.

D.M. STEPANCHIKOV

Kherson National Technical University

EXCITON STATES IN TETRAGONAL $A_3^{II}B_2^V$ SEMICONDUCTOR QUANTUM DOTS

The new model which is used to describe energetic spectrum of an exciton in $A_3^{II}B_2^V$ tetragonal semiconductor quantum dots is offered. A theoretical approach, based on the effective mass approximation is used. The new model assumes that the exciton, generated in a semiconductor nanocrystal, can penetrate the medium outside the crystal boundary. In the framework of the quantum dot model taking into account the fact that the effective exciton mass $\mu = \mu(a)$ is a function of quantum dot radius a . Exciton formation energy and luminescence spectrums in the region of fundamental band edge of cadmium arsenide and cadmium phosphide quantum dots are theoretically calculated. The results are discussed and compared with those of experiments. Our model describes experimental data for energy and luminescence spectrums with a good accuracy, which allows determining the true nanocrystal radius directly from the absorbance spectrum of a nanoparticle suspension.

Keywords: tetragonal semiconductors, exciton, quantum dot, cadmium arsenide, cadmium phosphide, effective mass, luminescence spectrum.

Постановка проблеми

Протягом останнього десятиріччя значний інтерес викликаний квантово-розмірними ефектами у напівпровідниках, що є наслідком перспективності їх застосувань у оптоелектроніці. Серед таких слід відмітити використання наноматеріалів у якості активного середовища у інжекційних напівпровідникових лазерах [1], для підсилення електромагнітного випромінювання у волоконно-оптичних системах зв'язку [2], для створення синіх та білих (багатоколірних) випромінюючих світлодіодів [3-5], для побудови спінових фільтрів [6], для створення елементів керування оптичними сигналами в оптичних комп'ютерах [7,8].

Слід констатувати, що переважна більшість експериментальних і теоретичних робіт по наноструктурах до теперішнього часу присвячена II-VI і III-V напівпровідникам. Інші потенційно корисні II-V системи (Cd_3As_2 , Zn_3P_2 , Cd_3P_2) не отримали значної уваги. В першу чергу це викликано складнощами, які пов'язані з меншою іонністю цих сполук у порівнянні з II-VI і III-V, та з відсутністю універсальної методики синтезу. Проте, внаслідок великих екситонних радіусів II-V матеріалів вони демонструють помітні ефекти розмірного квантування. Електрони в таких напівпровідниках стають обмеженими у кристалі значно більше, ніж для II-VI і III-V напівпровідників.

Таким чином, дослідження нанорозмірних систем на основі напівпровідникових матеріалів класу $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$ на сьогодні є актуальним і необхідним. Теоретичний напрям таких досліджень передбачає створення та адаптацію нових моделей, застосування яких дозволить не тільки коректно описувати наявні експериментальні дані, але й прогнозувати нові властивості.

Аналіз останніх досліджень і публікацій

Синтез наночастинок для використання у інфрачервоній області спектру на сьогодні є активною областю експериментальних досліджень, причому тетрагональні фосфіди та арсеніди $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$ (Cd_3P_2 , Cd_3As_2) знаходяться у числі перспективних кандидатів для практичного використання у цьому напрямі. Методи синтезу і фізичні властивості наночастинок в останній час широко експериментально досліджуються і з'являється все більше дослідних даних, які можна порівняти з теорією.

На сьогодні є повідомлення про отримання наночастинок Cd_3P_2 з використанням органометалевого термосинтезу у ТОРО (tri-n-octylphosphine oxide), TOP (tri-octylphosphine) або 4-ethylpyridine [2,10] та методом обмеженого вирощування у матриці всередині пористого гексагонального кремнію МСМ-41 [9], діаметри наночастинок відповідно становили 5 нм, 20-30 нм, 4 нм і 1,5 нм. При цьому в оптичних спектрах спостерігаються великі сині зміщення. ТОРО обмежені наночастинок демонструють зонний край при 2,60 еВ (475 нм), TOP обмежені наночастинок – між 2,85 і 2,75 еВ, 4-ethylpyridine обмежені наночастинок дають менше зміщення у спектрі поглинання з екситонним піком поблизу 2,72 еВ (456 нм) і зонним краєм при 2,44 еВ (507 нм), початок поглинання Cd_3P_2 /МСМ-41 наночастинок знаходиться при 3,26 еВ (380 нм). Спектри фотолюмінесценції також демонструють значні сині зміщення: ТОРО та 4-ethylpyridine обмежені наночастинок демонструють емісію поміж 525 і 675 нм у залежності від температури синтезу (при зменшенні температури синтезу фотолюмінесцентні піки переміщуються у бік менших довжин хвиль), Cd_3P_2 /МСМ-41 наночастинок дають пік фотолюмінесценції при ~ 456 нм, TOP обмежені наночастинок Cd_3P_2 дають пік фотолюмінесценції при ~ 545 нм [2,9,10].

В останні часи з'являються повідомлення про отримання нанодротів на основі Cd_3As_2 , діаметри яких складають $\sim 50\div 200$ нм, а довжина сягає десятків мікрометрів. Нанодрооти Cd_3As_2 мають декілька інфрачервоних максимумів у поглинанні при 0,11, 0,28 і 0,54 еВ, що вказує на перспективність їх застосування у якості оптоелектронних пристроїв та фотодетекторів, які працюють у довгохвильовому діапазоні [11]. Розроблена методика колоїдного синтезу квантових точок (КТ) Cd_3As_2 з люмінесценцією поміж 530 і 2000 нм [12]. Для стабілізації КТ використовується зовнішня оболонка з фосфіду кадмію Cd_3P_2 .

Формулювання мети дослідження

Головна мета представленого дослідження полягає у розробці та адаптації нової теоретичної моделі квантової точки для опису екситонних станів у нанорозмірних тетрагональних напівпровідниках $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$, в основі якої лежить варіаційний метод ефективної маси. Також завданням дослідження є оцінка адекватності і потенціалу запропонованого теоретичного підходу до вивчення напівпровідників $\text{A}_3^{\text{II}}\text{B}_2^{\text{V}}$ шляхом порівняння експериментальних та розрахункових даних для квантових точок на основі арсеніду та фосфіду кадмію.

Викладення основного матеріалу дослідження

Розглянемо просту модель сферичної напівпровідникової квантової точки (КТ): вона складається з нанокристалічного кору (напівпровідникової серцевини) радіуса R з діелектричною проникливістю ϵ_2 , який оточений органічним шаром завтовшки l (з діелектричною проникливістю ϵ_1), ковалентне зв'язаним з кристалічною поверхнею у продовж процесу синтезу. Допускаємо, що екситон проникає у зовнішній органічний шар, отже радіус a КТ є більший, аніж для кристалічного кору: $a = R + l$ (рис.1). При цьому

будь-яким невеликим енергетичним бар'єром між кристалічним кором і зовнішнім шаром нехтуємо, але вважаємо, що ефективна маса екситону у зовнішньому шарі є дещо більшою за таку у кристалічному корі ($\mu_1 > \mu_0$).

Експериментальне підтвердження такої можливості дано явищами електронного зарядового обміну між нанокристалом у матриці. Можливість делокалізації електрона поза межами кристалічного кора підтверджена для поодинокій наночастинки CdSe, що веде до процесу іонізації/деіонізації і проявляється у стрибкоподібній світловій флуоресценції. Якщо нанокристали (наприклад CdSe, CdS) вставлені у скло, звільнений електрон може бути перехоплений у головній матриці, що пояснює ефект стійкого діркового світіння. Інший приклад – збудження залежної від часу фотолюмінесценції у тонкому шарі наночастинок CdSe після УФ опромінювання. Інтенсивність фотолюмінесценції зростає при збудженні внаслідок вивільнення електронів нанокристалічного кору; потім ці електрони накопичуються в органічній матриці зовнішньої оболонки і можуть обмінюватися між корама [13].

На основі цих фактів можна зробити наступні припущення. (1) У випадку ізольованих наночастинок у матриці електрон може вийти за межі кору і залишатися в околицях поверхні нанокристалу. Оболонка електронної локалізації не може перевищувати межі зовнішнього органічного шару. (2) Для наночастинок у провідному середовищі електрони з оболонки можуть перейти в інші області. Як у випадку (1), так й у випадку (2) ефект квантового конфайнменту дещо порушується, оскільки збільшується простір для руху екситону.

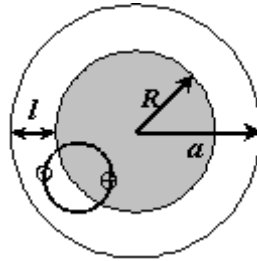


Рис. 1. Модель сферичної КТ з двома областями руху екситону

В межах прийнятої нами простої моделі сферичної напівпровідникової КТ, енергію поляризаційної взаємодії $U(r_e, r_h, a)$ електрона і дірки, які знаходяться в об'ємі КТ при відносній діелектричній проникності $\epsilon = (\epsilon_2 / \epsilon_1) \gg 1$ можна записати у вигляді алгебраїчної суми енергій взаємодії дірки і електрона зі своїми $V_{hh}(r_h, a), V_{ee}(r_e, a)$ і “чужими” $V_{eh}(r_e, r_h, a) = V_{he}(r_e, r_h, a)$ зображеннями відповідно [14]:

$$U(r_e, r_h, a) = V_{hh}(r_h, a) + V_{ee}(r_e, a) + V_{eh}(r_e, r_h, a) + V_{he}(r_e, r_h, a), \tag{1}$$

де

$$V_{hh}(r_h, a) = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_2 a} \left(\frac{a^2}{a^2 - r_h^2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) \tag{2}$$

$$V_{ee}(r_e, a) = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_2 a} \left(\frac{a^2}{a^2 - r_e^2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \right) \tag{3}$$

$$V_{eh}(r_e, r_h, a) = V_{he}(r_e, r_h, a) = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_2 a} \frac{a}{\left[(r_e r_h / a)^2 - 2r_e r_h \cos \Theta + a^2 \right]^{1/2}} \tag{4}$$

r_e, r_h – відстані електрона і дірки від центру КТ,

кут $\Theta = \hat{r}_e, \hat{r}_h$.

Гамільтоніан екситону, який рухається в об'ємі КТ має вигляд [14]:

$$H(r_e, r_h, a) = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{\partial^2}{\partial r_e^2} + \frac{2}{r_e} \frac{\partial}{\partial r_e} + \frac{r_e^2 - r_h^2 + r^2}{r_e r} \frac{\partial^2}{\partial r_e \partial r} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_h} \left(\frac{\partial^2}{\partial r_h^2} + \frac{2}{r_h} \frac{\partial}{\partial r_h} + \frac{r_e^2 - r_h^2 + r^2}{r_h r} \frac{\partial^2}{\partial r_h \partial r} \right) - \frac{\hbar^2}{2\mu_0} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + V_{eh}(r) + U(r_e, r_h, a) + V(r_e, r_h) + E_g \quad (5)$$

де $r = (r_e^2 + r_h^2 - 2r_e r_h \cos \Theta)^{1/2}$,

E_g – ширина забороненої зони в об'ємному напівпровіднику.

Перші три терми у рівнянні (5) є операторами кінетичної енергії електрона, дірки і екситона. Енергія кулонівської взаємодії між електроном і діркою $V_{eh}(r)$ визначається рівнянням:

$$V_{eh}(r) = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2 r} \quad (6)$$

Потенціал $V(r_e, r_h)$ відповідає моделі безкінечно глибокої потенційної ями:

$$V(r_e, r_h) = \begin{cases} 0, & r_e, r_h \leq a \\ \infty, & r_e, r_h > a \end{cases} \quad (7)$$

Варіаційну радіальну хвильову функцію екситону у КТ запишемо у вигляді:

$$\psi_0(r_e, r_h, \Theta) = A \exp\left(-\frac{\mu(a) \sqrt{r_e^2 + r_h^2 - 2r_e r_h \cos \Theta}}{\mu_0 a_{ex}^0}\right) \frac{\sin\left(\frac{\pi r_e}{a}\right)}{r_e} \times \frac{\sin\left(\frac{\pi r_h}{a}\right)}{r_h} \frac{(a^2 - r_e^2)(a^2 - r_h^2) \sqrt{r_e^2 + r_h^2 - 2r_e r_h \cos \Theta}}{a^2 a} \left| r_e - \left(\frac{a}{r_h}\right)^2 r_h \right| \quad (8)$$

Приведена ефективна маса екситону $\mu(a)$ є варіаційним параметром, а коефіцієнт A визначається з умови нормування хвильової функції (8):

$$\int_0^a r_e dr_e \int_0^a r_h dr_h \int_0^\pi \psi_0^2(r_e, r_h, \Theta) \sqrt{r_e^2 + r_h^2 - 2r_e r_h \cos \Theta} d\Theta = 1 \quad (9)$$

Для визначення варіаційним методом енергії основного стану екситона $E_0(a)$ необхідно обчислити середнє значення гамільтоніану (5) на хвильових функціях (8) у наступному вигляді [14]:

$$E_0(a, \mu(a)) = \langle \psi_0(r_e, r_h, \Theta) | H(r_e, r_h, a) | \psi_0(r_e, r_h, \Theta) \rangle = \int_0^a dr_e \int_0^a dr_h \int_0^\pi r_e r_h \sqrt{r_e^2 + r_h^2 - 2r_e r_h \cos \Theta} \psi_0(r_e, r_h, \Theta) H(r_e, r_h, a) \psi_0(r_e, r_h, \Theta) d\Theta \quad (10)$$

Далі знаходимо мінімум функціоналу (10):

$$\frac{\partial E(a, \mu(a))}{\partial \mu(a)} = 0 \quad (11)$$

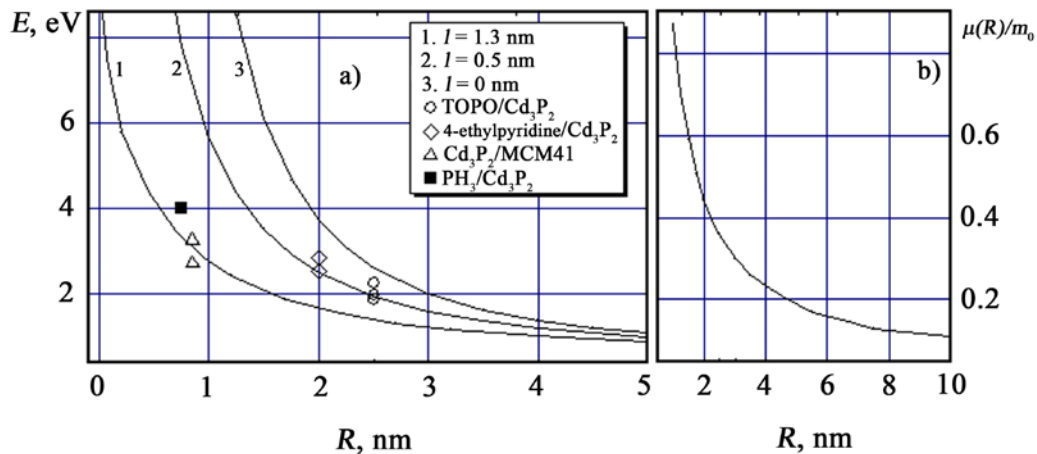


Рис. 2. Енергія утворення екситону у КТ Cd_3P_2 (а) і приведена ефективна маса екситону (б) як функції радіусу КТ

В аналітичному вигляді розв'язки рівняння (11) отримати неможливо, тому при реалізації розрахунків ми застосовували числові методи обчислення інтегралів і шукали не похідну від функціоналу (11), а те значення приведеної ефективної маси $\mu(a)$, якому відповідає мінімум енергії (10) при заданому

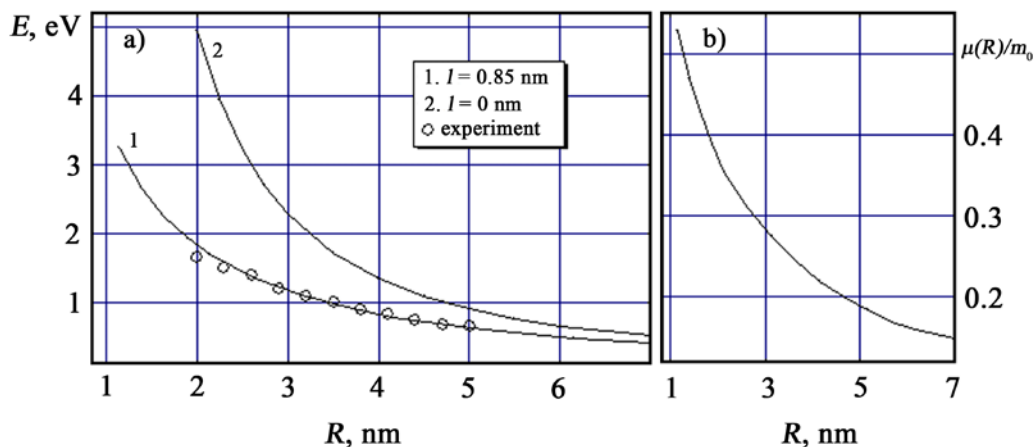


Рис. 3. Енергія утворення екситону у КТ Cd_3As_2 (а) і приведена ефективна маса екситону (б) як функції радіусу КТ

значенні радіусу a КТ.

Відмінність ефективних мас екситону у зовнішньому шарі і кристалічному корі ($\mu_1 > \mu_0$) призводить до появи специфічного енергетичного терму, який треба враховувати у енергії основного стану екситону [13]:

$$E_1(R, \mu_0, \mu_1, l) = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1} \frac{\hbar^2}{\mu_0 R^2} x^{(0)} x^{(1)}, \quad (12)$$

де

$$x^{(0)} = \frac{n\pi}{1+l/R} \quad (13)$$

$$x^{(0)} x^{(1)} = \frac{\cos^2 x^{(0)}}{(1+l/R)(1+\cot^2 x^{(0)})} \times \left\{ 1 - x^{(0)} \tan x^{(0)} + \frac{x^{(0)}}{2} \left[\cot x^{(0)} + \frac{(1+l/R)x^{(0)}}{\cos^2 x^{(0)}} (1+\cot^2 x^{(0)}) - \frac{x^{(0)}}{\sin^2 x^{(0)}} \right] \right\} \quad (14)$$

Таким чином, у теоретичних розрахунках необхідно шукати функціонал (10) у вигляді $E_0(R, \mu(R))$, де $R = a - l$, а енергія основного стану екситону остаточно запишеться:

$$E(R, \mu(R), \mu_0, \mu_1, l) = E_0(R, \mu(R)) - E_1(R, \mu_0, \mu_1, l) \quad (15)$$

На рис.2 представлено розраховані спектри енергії утворення екситону у квантовій точці Cd_3P_2 при різній товщині зовнішнього органічного шару як функції радіусу квантової точки (а) і функціональна залежність від радіусу варіаційного параметру (приведеної ефективної маси екситону) (б). При розрахунках енергетичного спектру екситону використано наступні параметри: $E_g = 0,57$ eV, $\mu_0 = 0,037m_0$, $\mu_1 = 0,050m_0$, $\varepsilon_1 = 2,25$, $\varepsilon_2 = 20,75$.

Аналіз представлених залежностей показує, що вони є суттєво нелінійні: різко зростають при зменшенні радіусу КТ і наближаються до своїх об'ємних значень при великих радіусах КТ. Порівняння енергії утворення екситону з відомими експериментальними даними по спектрах поглинання і люмінесценції показали, що неврахування впливу зовнішнього шару дає завищені результати і не дозволяє коректно описувати експериментальні результати (крива 3 на рис.2(а)).

Для пояснення експериментальних результатів, оскільки вони ілюструють різні методики синтезу, довелося використати дві товщини зовнішнього шару ($l = 1,3$ і $0,5$ нм). Перша група експериментальних результатів отриманих з використанням органічних компонентів ТОРО (tri-n-octylphosphine oxide) і 4-ethylpyridine [2] добре описується нашою моделлю при $l = 0,5$ нм (крива 2 на рис.2(а)). Експериментальна методика обмеженого вирощування КТ Cd_3P_2 у матриці всередині пористого гексагонального кремнію МСМ-41 [9], а також синтезу КТ Cd_3P_2 шляхом інжекції фосфіна PH_3 у розчин солей металу [15], добре описуються нашою моделлю при $l = 1,3$ нм (крива 1 на рис.2(а)).

На рис.3 представлено розраховані спектри енергії утворення екситону у квантовій точці Cd_3As_2 (а) і функціональна залежність від радіусу варіаційного параметру (приведеної ефективної маси екситону) (б). При розрахунках енергетичного спектру екситону використано наступні параметри: $E_g = 0,19$ eV, $\mu_0 = 0,022m_0$, $\mu_1 = 0,050m_0$, $\varepsilon_1 = 2,09$, $\varepsilon_2 = 21,81$. Також, як і для фосфіду кадмію спостерігаємо суттєво нелінійні залежності енергії утворення та приведеної ефективної маси екситону. Неврахування зовнішнього шару КТ дає завищені результати (крива 2 на рис.3 (а)). Експериментальні результати [12] добре описуються нашою моделлю з товщиною зовнішнього шару $0,85$ нм (крива 1 на рис.3 (б)). Підтвердженням запропонованої теоретичної моделі КТ також є добре узгодження експериментальних [12] і теоретичних спектрів люмінесценції Cd_3As_2 , представлених на рис.4. Згідно експериментальних даних піки люмінесценції зміщуються від $1,65$ eV до $0,65$ eV при зміні розміру КТ від 2 нм до 5 нм.

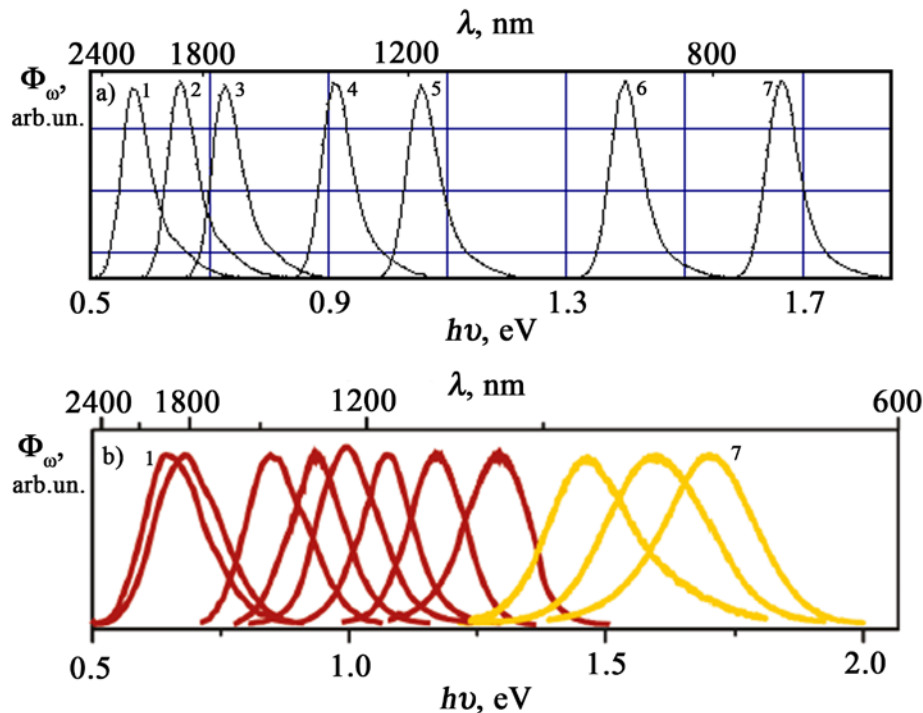


Рис. 4. Теоретичний (а) і експериментальний [12] (б) спектри люмінесценції при різних розмірах КТ Cd_3As_2 : 1 – 5 нм, 2 – 4,5 нм, 3 – 4 нм, 4 – 3,5 нм, 5 – 3 нм, 6 – 2,5 нм, 7 – 2 нм

Висновки

Розроблено модель сферичної квантової точки, яка об'єднує у собі варіаційний метод ефективної маси і припущення про існування зовнішнього шару, у якому може рухатися екситон. Показано, що така модель більш коректно описує експериментальні результати, що підтверджується проведенням порівняльним аналізом для квантових точок Cd_3P_2 і Cd_3As_2 . Модель дозволяє визначити справжній радіус нанокристала безпосередньо зі спектру поглинання наночастинок.

Список використаних джерел

1. Соколовский Г.С. Переключение генерации излучения двух квантовых состояний в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах / Соколовский Г.С., Винокуров Д.А., Дерягин А.Г. // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т.34, №16. – С.58-64.
2. Green M. The synthesis of cadmium phosphide nanoparticles using cadmium diorganophosphide precursors / Green M., O'Brien P. // J. Mater. Chem. – 1999. – V. 9. – P.243-247.
3. Hsueh-Shin Chen. InGaN-CdSe-ZnSe quantum dots white LEDs / Hsueh-Shin Chen, Cheng-Kuo Hsu, Hsin-Yen Hong // IEEE, Photonic Technology Letters. – 2006. – V. 18, № 1. – P.193-195.
4. Mueller A.H. Multicolor light-emitting diodes based on semiconductor nanocrystals encapsulated in GaN charge injection layers / Mueller A.H., Petruska A.M., Achermann M., Werder D.J., Akhadvov E.A., Koleske D.D., Hoffbauer M.A., Klimov V.I. // Nano Letters. – 2005. – V. 5, № 6. – P.1039-1044.
5. Achermann M. Nanocrystal-based light-emitting diodes utilizing high-efficiency nonradiative energy transfer for color conversion / Achermann M., Petruska M.A., Koleske D.D., Crawford M.H., Klimov V.I. // Nano Letters. – 2006. – V. 6, № 7. – P.1396-1400.
6. Верцимаха А.В., Лев С.Б., Сугаков В.И. Межъямные экситоны в полумагнитных полупроводниковых двойных квантовых ямах во внешнем магнитном поле / Верцимаха А.В., Лев С.Б., Сугаков В.И. // ФТТ. – 2004. – Т.46, №5. – С.919-923.
7. Immamoglu A. Quantum information processing using quantum dot spins and cavity QED / Immamoglu A., Awschalom D.D., Burkard G., DiVincenzo D.P., Loss D., Sherwin M., Small A. // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V.83, №20. – 4204-4207.
8. Покутний С.И. Поглощение и рассеяние света на одночастичных состояниях носителей заряда в полупроводниковых квантовых точках / Покутний С.И. // ФТП. – 2006. – Т.40, №2. – С.223-229.
9. Zhao X.G. Confinement of Cd_3P_2 nanoparticles inside ordered pore channels in mesoporous silica / Zhao X.G., Shi J.L., Hu B., Zhang L. X., Hua Z.L. // J. Mater. Chem. – 2003. – V. 13. – P.399-403.
10. Khanna P.K. Synthesis and band-gap photoluminescence from cadmium phosphide nanoparticles / Khanna P.K., Singh N., More P. // Current applied physics. – 2010. – V.10, №1 – P.84-88.
11. Omari M. Fabrication of Cd_3As_2 nanowires by direct vapor-solid growth, and their infrared absorption properties / Omari M., Kouklin N., Lu G., Gajdardziska-Josifovska M. // Nanotechnology. – 2008. – V. 19. – P.105301-105304.
12. Harris D. Synthesis of Cadmium Arsenide Quantum Dots Luminescent in the Infrared / D. Harris, P. Allen, H.-S. Han, B. Walker, J. Lee, M. Bawendi // J. Am. Chem. Soc. – 2011. – 133 (13), P. 4676–4679.
13. Dushkin C. Attenuated quantum confinement of the exciton in semiconductor nanoparticles / Dushkin C., Papazova K., Dushkina N., Adachi E. // Colloid Polym. Sci. – 2005. – V.284. – P.80-85.
14. Покутний С.И. Энергия связи экситона в полупроводниковых квантовых точках / Покутний С.И. // ФТП. – 2010. – Т.44, №4. – С.507-512.
15. Аппаратура и методы синтеза твердотельных наноструктур / Ткачев А.Г. – М: Машиностроение-1, 2007. – 316 с.