

УДК 538.958, 538.971

Вплив нанорозмірного масштабного фактора на баричний коефіцієнт квантових точок

Пелешчак Р. М., Даньків О. О.

peleshchak@rambler.ru

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

У рамках моделі деформаційного потенціалу розраховано баричний коефіцієнт квантової точки сферичної симетрії в залежності від її розмірів та енергії переходу в основний стан. Встановлено, що значення баричного коефіцієнта матеріалу квантової точки *InAs* радіусом ~ 4 нм є меншим за відповідне значення баричного коефіцієнта об'ємного матеріалу *InAs* на 19%.

Вступ

Вирощування, дослідження наногетеросистем з напруженими квантовими точками (КТ) та виготовлення приладів на їх основі на сьогодні є провідним напрямом у фізиці низьковимірних систем [1, 2]. Це пов'язано з унікальними властивостями таких структур, не характерними для масивних кристалів, що відкриває широкі можливості їхнього практичного застосування (створення лазерів у близькій інфрачервоній області спектру, багатомодових лазерів, квантових комп'ютерів [2]) та дослідження нових фундаментальних фізичних явищ.

Сучасні технологічні методи дають змогу вирощувати досконалі впорядковані масиви квантових точок складних форм. Однак подальший прогрес фізики квантових нульвимірних наноструктур пов'язаний не тільки з розвитком технології отримання, але й з вдосконаленням аналітичних моделей гетеросистем з квантовими точками.

У більшості теоретичних моделей [3, 4] приймається, що основні фізичні характеристики нанооб'єктів (баричний коефіцієнт, модуль Юнга, коефіцієнт Пуассона, ефективні маси носіїв заряду) збігаються з відповідними характеристиками, отриманими з макроскопічних експериментів. Однак коли описані структури містять лише декілька атомних шарів, їхні фізичні характеристики помітно відрізняються від відповідних характеристик об'ємних кристалів [5]. Зокрема, спостерігається невідповідність між значеннями баричного коефіцієнта квантової точки *InAs* в гетероструктурі *InAs/GaAs* і об'ємного кристалу *InAs* [6]. Як показують результати експериментальних досліджень, залежності енергетичного зсуву ліній люмінесценції квантових точок *InAs* від величини гідростатичного тиску при різних енергіях переходів в основний стан і залежності баричного коефіцієнта матеріалу квантових точок від їх розмірів, значення баричного коефіцієнта квантових точок *InAs* відрізняється від значення баричного коефіцієнта масивного кристалу *InAs* ($K_\infty = 12$ меВ/кбар) на $\sim 30 - 40\%$ [6, 7].

Тому мета даної статті – встановлення закономірності зміни баричного коефіцієнта матеріалу напруженої квантової точки із зміною її розмірів.

Модель гетеросистеми *InAs/GaAs* з напруженими квантовими точками *InAs* сферичної симетрії

Розглядається гетеросистема *InAs/GaAs* з напруженими квантовими точками (КТ) *InAs* сферичної симетрії. Модель цієї гетеросистеми, побудована із врахуванням деформаційних ефектів, зображена на рис.1. Щоб звести задачу з великою кількістю КТ до задачі з однією КТ, енергія попарної пружної взаємодії КТ була замінена енергією взаємодії кожної КТ з усередненим полем пружної деформації $\sigma(N-1)$ всіх інших КТ у кристалічній матриці.

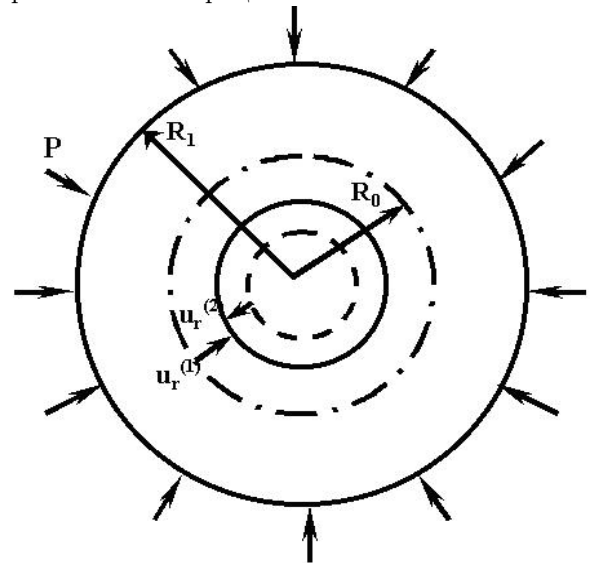


Рис.1. Сферична модель КТ

Процес формування КТ відповідно до методу молекулярно-променевої епітаксії у гетеросистемі *InAs/GaAs* здійснюється у два етапи. На першому відбувається ріст псевдоморфного напруженого шару *InAs*. При досягненні ним критичної товщини (1.5–1.7 моношару (МШ)) настає другий етап – спонтанний розпад псевдоморфного шару на систему кристалічних острівців (КТ) і змочуючий шар *InAs* завтовшки ~ 1 МШ. Такий розпад зумовлений релаксацією пружних напружень, що виникають у гетероепітаксійній системі за неузго-

дження параметрів ґраток, і різними коефіцієнтами термічного розширення підкладки *GaAs* та епітаксійного шару *InAs* та вирахом вільної енергії системи.

Оскільки постійна ґратки матеріалу *InAs* ($a^{(1)} = 0,608$ нм) більша, ніж матриці *GaAs* ($a^{(2)} = 0,565$ нм), то при гетероепітаксійному наросуванні у межах псевдоморфного росту *InAs* на шар *GaAs*, матеріал *InAs* зазнає деформації стиску, а *GaAs* – розтягу.

Таким чином, сферичну квантову точку радіусом R_0 можна представити пружним дилатаційним мікрровключенням у вигляді пружної сфери (штрих-пунктирна лінія на рис.1), яку вставляють у сферичну порожнину, що є у матриці *GaAs* (пунктирна лінія на рис.1), об'єм якої менший за об'єм мікрровключення на ΔV .

Щоб вставити таке сферичне мікрровключення, необхідно його стиснути і розтягнути матрицю *GaAs* в радіальних напрямках. Результат одночасної дії цих деформацій показаний суцільною лінією на рис.1.

Потенціальна енергія електрона і дірки у нагетеросистемі з напруженими сферичними квантовими точками

Електронна структура квантової точки представляє собою набір дискретних рівнів розмірного квантування і в цьому змісті подібна до електронної структури одиничного атома. Глибина і характер квантуючого потенціалу визначаються профілем дна зони провідності і вершини валентної зони гетероструктури. Цей профіль розглядається як потенціальна енергія, яка визначає енергетичний спектр і квантові стани електрона (дірки).

У випадку напружених КТ за наявності в їх околі полів пружних неоднорідних напружень глибина і форма квантуючого потенціалу визначаються не лише відмінністю у ширині заборонених зон матеріалів КТ і матриці, а також характером неоднорідної деформації матриці і КТ. Зокрема, у гетеросистемі *InAs/GaAs* (001) з КТ *InAs* неузгодження параметрів кристалічних ґраток становить $f = 7\%$. Оскільки відмінність параметрів ґраток *InAs* і *GaAs* значна, напруження, що виникають у гетеросистемі з КТ істотно впливають на структуру дозволених зон та на їх розрив. Таким чином, енергетичні зміщення зони провідності та валентної зони під дією пружних деформацій відповідно становлять:

$$\Delta E_c^{(i)}(\varepsilon^{(i)}) = a_c^{(i)} \varepsilon^{(i)}; \quad \Delta E_v^{(i)}(\varepsilon^{(i)}) = a_v^{(i)} \varepsilon^{(i)}, \quad (1)$$

де $\varepsilon^{(i)} = Sp\hat{\varepsilon}^{(i)}$ – сума діагональних складових тензора деформації; $a_c^{(i)}$, $a_v^{(i)}$ – константи гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності та валентної зони, відповідно;

$$i = \begin{cases} 1 \equiv InAs \\ 2 \equiv GaAs \end{cases}.$$

Для знаходження компонентів тензора деформації необхідно знайти явний вигляд зміщень атомів $u_r^{(1)}$, $u_r^{(2)}$ у матеріалах *InAs* та *GaAs*, відповідно. З цією метою розв'язувалося рівняння рівноваги [8]

$$\nabla \text{div} \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

з такими граничними умовами для сферичної КТ:

$$\begin{cases} 4\pi R_0^2 \left(u_r^{(2)}|_{r=R_0} - u_r^{(1)}|_{r=R_0} \right) = \Delta V, & \Delta V = 4\pi R_0^3 f, \\ \sigma_{rr}^{(1)}|_{r=R_0} = \sigma_{rr}^{(2)}|_{r=R_0} + P_L, & P_L = \frac{2\alpha}{R_0}, \\ \sigma_{rr}^{(2)}|_{r=R_1} = -P - \sigma_{ef}(N-1), & P \gg \sigma_{ef}(N-1), \end{cases} \quad (3)$$

де: R_0 – радіус квантової точки, R_1 – радіус матриці, P – всесторонній тиск, P_L – Лапласівський тиск, α – поверхнева енергія КТ [1].

Параметр f представлений сумою:

$$f = f_1 + f_2. \quad (4)$$

Тут $f_1 = (\alpha_T^{(2)} - \alpha_T^{(1)}) \cdot (T_k - T_0)$ – складова параметра невідповідності, викликана різними термічними коефіцієнтами матеріалу квантової точки і матриці: $\alpha_T^{(1)} = 4.52 \cdot 10^{-6}$ 1/град, $\alpha_T^{(2)} = 5.73 \times 10^{-6}$ 1/град; $f_2 = (a^{(1)} - a^{(2)})/a^{(1)} \approx 7\%$ – складова параметра невідповідності, викликана неузгодженням постійних кристалічних ґраток $a^{(1)}$ і $a^{(2)}$ матеріалів квантової точки і матриці, відповідно.

Величина ΔV в лівій частині першого рівняння системи (3) дорівнює геометричній різниці об'ємів мікрровключення та порожнини в матриці *GaAs*, зображених на рис.1.

Унаслідок симетрії поле переміщень, яке визначається розв'язком рівняння (2), містить тільки радіальну компоненту як у середині КТ:

$$u_r^{(1)} = C_1 r + \frac{C_2}{r^2}, \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad (5)$$

так і зовні – в середовищі матриці *GaAs*:

$$u_r^{(2)} = C_3 r + \frac{C_4}{r^2}, \quad R_0 \leq r \leq R_1. \quad (6)$$

Оскільки в т. $r = 0$ зміщення повинно бути скінченним, то в розв'язку (5) покладемо $C_2 = 0$.

Поле зміщень визначає такі компоненти тензора деформації:

$$\varepsilon_{rr}^{(1)} = C_1, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(1)} = \varepsilon_{\theta\theta}^{(1)} = C_1; \quad (7)$$

$$\varepsilon_{rr}^{(2)} = C_3 - \frac{2C_4}{r^3}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(2)} = \varepsilon_{\theta\theta}^{(2)} = C_3 + \frac{C_4}{r^3}. \quad (8)$$

Механічне напруження у матеріалах *InAs* та *GaAs*, відповідно:

$$\sigma_{rr}^{(i)} = \frac{E_i}{(1 + \nu_i)(1 - 2\nu_i)} \left[(1 + \nu_i) \varepsilon_{rr}^{(i)} + \nu_i \left(\varepsilon_{\varphi\varphi}^{(i)} + \varepsilon_{\theta\theta}^{(i)} \right) \right], \quad (9)$$

де ν_i , E_i – коефіцієнт Пуассона та модуль Юнга в середовищі КТ та в оточуючій матриці, відповідно, які відомим чином [8] виражаються через пружні сталі C_{11} та C_{12} цих матеріалів.

Коефіцієнти C_1 , C_3 , C_4 знаходимо з розв'язку системи (3), враховуючи (5)–(9).

$$U_e = \begin{cases} -\left(|\Delta V_c(0)| - |a_c^{(1)} \cdot \varepsilon^{(1)}| - |a_c^{(2)} \cdot \varepsilon^{(2)}|\right), & 0 \leq r \leq R_0, \\ 0, & R_0 \leq r \leq R_1, \end{cases} \quad (10)$$

$$U_h = \begin{cases} -\left(|\Delta V_h(0)| - |a_v^{(1)} \cdot \varepsilon^{(1)}| - |a_v^{(2)} \cdot \varepsilon^{(2)}|\right), & 0 \leq r \leq R_0, \\ 0, & R_0 \leq r \leq R_1. \end{cases} \quad (11)$$

Тут $\Delta V_c(0)$, $\Delta V_h(0)$ – глибина потенціальних ям для електрона і дірки в ненапруженій КТ.

Графічно геометрія гетеросистеми *InAs*/*GaAs* з квантовими точками *InAs* та координатна залежність потенціальної енергії електрона і дірки без врахування (штрихова лінія) та з врахуванням впливу (суцільна лінія) всебічної деформації показані на рис.2. Пунктиром зображені енергетичні рівні $E_{e,h}^{(1)}$ основного стану електрона і дірки в потенціальних ямах U_e і U_h .

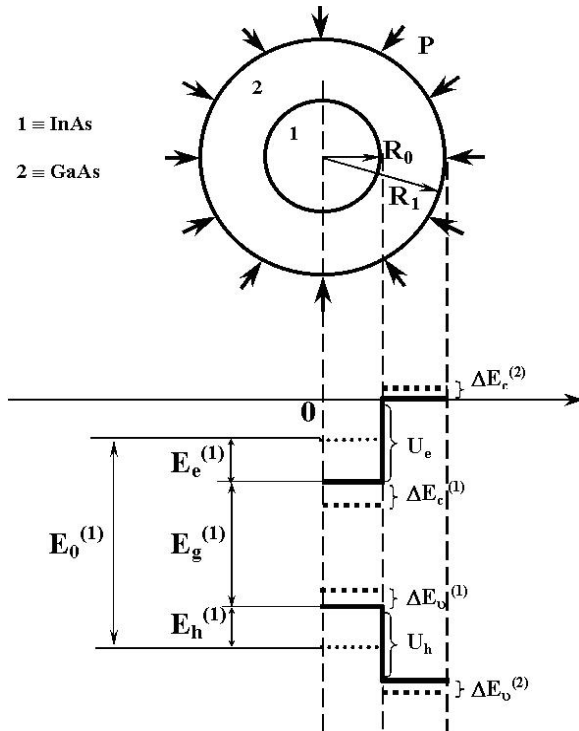


Рис.2. Координатна залежність потенціальної енергії електрона і дірки в гетеросистемі *InAs*/*GaAs* з квантовими точками *InAs*

Енергія переходу в основний стан визначається таким чином:

$$E_0^{(1)} = E_e^{(1)} + E_h^{(1)} + E_g^{(1)}, \quad (12)$$

Таким чином, маючи компоненти тензора деформації, які залежать від радіуса R_0 КТ, її форми і всестороннього тиску P , можна знайти потенціальну енергію електронів та дірок у напруженій гетероструктурі з КТ:

де $E_g^{(1)}$ – ширина забороненої зони матеріалу КТ *InAs*.

Розрахунок баричного коефіцієнта квантових точок *InAs* у гетеросистемі *InAs*/*GaAs*

Баричний коефіцієнт K КТ *InAs* у гетеросистемі *InAs*/*GaAs* визначається сумою трьох складових:

$$K = \frac{\partial E_0^{(1)}}{\partial P} = \frac{\partial E_e^{(1)}}{\partial P} + \frac{\partial E_h^{(1)}}{\partial P} + \frac{\partial E_g^{(1)}}{\partial P} = \frac{\partial \varepsilon^{(1)}}{\partial P} \cdot \frac{1}{\frac{\partial \varepsilon^{(1)}}{\partial R_0}} \cdot \left[\frac{\partial E_e^{(1)}}{\partial R_0} + \frac{\partial E_h^{(1)}}{\partial R_0} + \frac{\partial E_g^{(1)}}{\partial R_0} \right]; \quad (13)$$

- складовою баричного коефіцієнта, зумовленою зсувом електронного рівня під дією гідростатичного тиску;
- складовою баричного коефіцієнта, зумовленою зсувом діркового рівня під дією гідростатичного тиску;
- баричним коефіцієнтом ширини забороненої зони.

Для знаходження енергетичного спектру електрона і дірки в гетеросистемі *InAs*/*GaAs* з квантовими точками *InAs* було розв'язане рівняння Шредінгера

$$H_{e,h} \Psi_{e,h}(\mathbf{r}) = E_{e,h} \Psi_{e,h}(\mathbf{r}) \quad (14)$$

з гамільтоніаном:

$$H_{e,h} = -\frac{\hbar^2}{2} \nabla \frac{1}{m_{e,h}^*} \nabla + U_{e,h}(r, R_0, P). \quad (15)$$

Ефективні маси електрона $m_{1,2e}^*$ (дірки $m_{1,2h}^*$) в КТ і в оточуючій матриці вважалися відомими і рівними тим значенням, якими вони характеризуються у відповідних масивних кристалах.

Оскільки розрахунок енергетичних рівнів електрона і дірки проводиться у наближенні ефективних мас, то геометричні розміри квантової точки та області простору між двома сусідніми

КТ повинні значно перевищувати величину постійних ґраток матеріалів КТ і матриці, тобто $R_0 > a^{(1)}, a^{(2)}$.

Розв'язок рівняння Шредінгера (14) в сферичній системі координат шукаємо у вигляді:

$$\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (16)$$

Тут $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – сферичні функції Лежандра.

Радіальні функції $R_{nl}(r)$ виражаються через сферичні функції Бесселя:

$$R_{1nl}(r) = A \cdot j_l(k_{e,h}r) + B \cdot n_l(k_{e,h}r), \quad 0 \leq r \leq R_0, \quad (17)$$

$$R_{2nl}(r) = C \cdot h_l^{(1)}(i\chi_{e,h}r) + D \cdot h_l^{(2)}(i\chi_{e,h}r), \quad R_0 \leq r \leq R_1, \quad (18)$$

де:

$$k_{e,h}^2 = \frac{2m_{1e,h}^*}{\hbar^2} (|U_{e,h}| - |E_{nl}^{e,h}|), \quad (19)$$

$$\chi_{e,h}^2 = \frac{2m_{2e,h}^*}{\hbar^2} |E_{nl}^{e,h}|, \quad (20)$$

а потенціальна енергія електрона і дірки $U_{e,h}$ визначається формулами (10), (11).

Умови неперервності хвильових функцій і густини потоку ймовірності на границі КТ–матриця

$$\begin{cases} R_1(r)|_{r=R_0} = R_2(r)|_{r=R_0}, \\ \frac{1}{m_{1e,h}^*} \frac{dR_1(r)}{dr} \Big|_{r=R_0} = \frac{1}{m_{2e,h}^*} \frac{dR_2(r)}{dr} \Big|_{r=R_0} \end{cases} \quad (21)$$

спільно з умовою регулярності функцій $R_{nl}(r)$ при $r \rightarrow 0$ і $r \rightarrow R_1$ та умовою нормування визначають спектр E_{nl} і хвильові функції електрона та дірки в гетеросистемі $InAs/GaAs$ з квантовими точками $InAs$.

Таким чином, енергії основного стану електрона та дірки в КТ є коренями відповідних трансцендентних рівнянь:

$$\begin{aligned} & \frac{m_{2e,h}^*}{m_{1e,h}^*} [1 - k_{e,h}R_0 \cdot ctg(k_{e,h}R_0)] = \\ & = \frac{1 + \chi_{e,h}R_0 + e^{2\chi_{e,h}(R_0-R_1)} \cdot (\chi_{e,h}R_0 - 1)}{1 - e^{2\chi_{e,h}(R_0-R_1)}}, \quad (22) \\ & m = 1, 3, 5, \dots \end{aligned}$$

Маючи (22), можна розрахувати за формулою (13) баричний коефіцієнт квантових точок залежно від їх розмірів, враховуючи що:

$$\frac{\partial E_e}{\partial R_0} = -\frac{\partial f}{\partial E_e}, \quad \frac{\partial E_h}{\partial R_0} = -\frac{\partial f}{\partial E_h},$$

де

$$f = k_e \cdot tg\left(k_e R_0 - n \frac{\pi}{2}\right) - \frac{\chi_e \cdot \frac{m_{1e}^*}{m_{2e}^*} \cdot (1 + e^{2\chi_e(R_0-R_1)})}{1 - e^{2\chi_e(R_0-R_1)}},$$

$$\varphi = k_h \cdot tg\left(k_h R_0 - n \frac{\pi}{2}\right) - \frac{\chi_h \cdot \frac{m_{1h}^*}{m_{2h}^*} \cdot (1 + e^{2\chi_h(R_0-R_1)})}{1 - e^{2\chi_h(R_0-R_1)}}.$$

Числові розрахунки та обговорення результатів

Числовий розрахунок баричного коефіцієнта як функції розмірів КТ був проведений для наногетеросистеми $InAs/GaAs$ з КТ $InAs$, параметри якої наступні [9, 10]:

$$a^{(1)} = 0.608 \text{ нм}, a^{(2)} = 0.565 \text{ нм},$$

$$C_{11}^{(1)} = 0.833 \text{ Мбар}, C_{11}^{(2)} = 1.223 \text{ Мбар},$$

$$C_{12}^{(1)} = 0.453 \text{ Мбар}, C_{12}^{(2)} = 0.571 \text{ Мбар},$$

$$a_c^{(1)} = -5.08 \text{ еВ}, a_c^{(2)} = -7.17 \text{ еВ},$$

$$a_v^{(1)} = 1 \text{ еВ}, a_v^{(2)} = 1.16 \text{ еВ},$$

$$E_g^{(1)} = 0.36 \text{ еВ}, E_g^{(2)} = 1.452 \text{ еВ},$$

$$m_e^{*(1)}/m_0 = 0.057, m_e^{*(2)}/m_0 = 0.065,$$

$$m_h^{*(1)}/m_0 = 0.41, m_h^{*(2)}/m_0 = 0.45, \alpha^{(1)} = 0.657 \text{ Н/м}.$$

За формулами попереднього параграфу був розрахований енергетичний зсув ліній люмінесценції КТ $InAs/GaAs$ під впливом зовнішнього гідростатичного тиску P . Результати розрахунків зображені графічно на рис.3 (залежності 1 та 2).

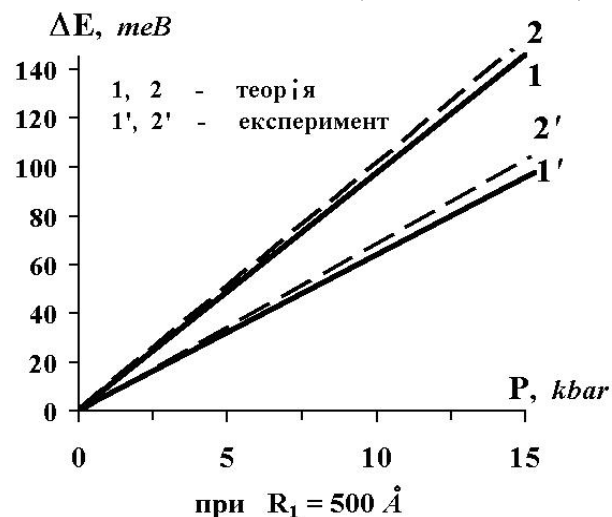


Рис.3. Залежність енергетичного зсуву ліній люмінесценції КТ $InAs$ від величини гідростатичного тиску P при різних значеннях енергії рекомбінаційного переходу E : 1, 1' – 1,13 еВ (для $R_0=4.2$ нм); 2, 2' – 1,15 еВ (для $R_0=3.9$ нм)

Як бачимо з рис.3, збільшення гідростатичного тиску в інтервалі $0 \div 15$ кбар призводить до зростання досліджуваного зсуву, що зумовлено збільшенням енергетичної ширини оптичних переходів у КТ при підвищенні зовнішнього тиску. Збільшення розмірів КТ якісно не змінює характер отриманої залежності, однак зміщує зсув ліній люмінесценції КТ *InAs* в бік менших енергій. Зокрема, під дією зовнішнього гідростатичного тиску $P = 5$ кбар збільшення радіуса R_0 КТ від 3.9 нм до 4.2 нм спричинює зменшення величини зсуву на ~ 1 меВ. Як бачимо з рис.3, отримані теоретичні результати (залежності 1 та 2) узгоджуються з експериментальними даними (залежності 1' та 2') [7].

У рамках описаної вище моделі за допомогою побудованих на рис.3 залежностей, а також формули (13) попереднього параграфа був розрахований баричний коефіцієнт КТ *InAs* в напруженій гетеросистемі *InAs/GaAs* з КТ *InAs*. Величина баричного коефіцієнта для сферичної КТ радіусом $R_0 = 4.5$ нм становить 9.45 меВ/кбар (радіус оточуючої матриці $R_1 = 50$ нм). Тобто значення баричного коефіцієнта КТ *InAs* менше від баричного коефіцієнта об'ємного кристалу *InAs* на 21%.

На рис.4 і рис.5 показані залежності баричного коефіцієнта КТ *InAs* від енергії переходу в основний стан та від її розмірів. Як бачимо, збільшення енергії основного оптичного переходу призводить до лінійного зростання величини баричного коефіцієнта K матеріалу КТ. Такий характер зміни баричного коефіцієнта можна пояснити різними характеристиками зміни його складових: складова, викликана зсувом електронного і діркового рівнів під дією гідростатичного тиску, спадає сильніше при збільшенні радіуса КТ, ніж зростає баричний коефіцієнт ширини забороненої зони.

Зростання радіуса КТ (рис.5) викликає протилежний ефект: баричний коефіцієнт спадає. Це пов'язано з тим, що збільшення радіуса КТ призводить до поглиблення потенціальних ям електронів і дірок в КТ та, відповідно, до пониження їхніх енергетичних рівнів. Відповідно, зменшується ширина забороненої зони матеріалу КТ та звужується її оптична щільність.

Проаналізувавши отримані результати кількісно, слід зазначити, що зі зменшенням енергії переходу в основний стан від 1.15 еВ до 1.13 еВ, що відповідає збільшенню розміру R_0 КТ

на 0.3 нм, баричний коефіцієнт зменшується на 0.1 меВ/кбар.

Як бачимо з рис.4, результати експериментальних досліджень [7] якісно узгоджуються з теоретичними. Деяку невідповідність між значеннями баричного коефіцієнта матеріалу КТ, отриманими теоретично й експериментально, можна пояснити тим, що теоретично досліджувалися тільки сферичні КТ та не враховувалася дисперсія розмірів і форми КТ.

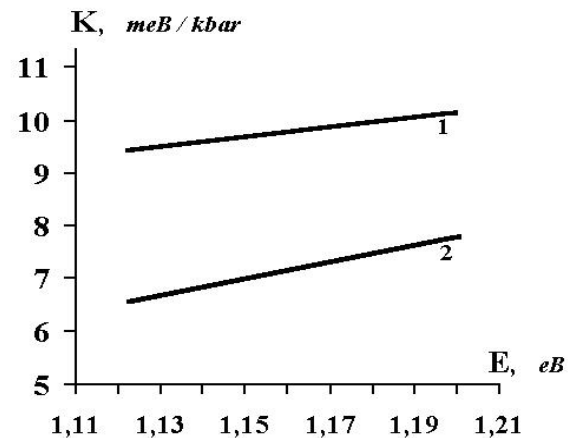


Рис.4. Залежність баричного коефіцієнта КТ *InAs/GaAs* від енергії основного оптичного переходу: 1 – результати теоретичних розрахунків, 2 – експериментальні дані [7]

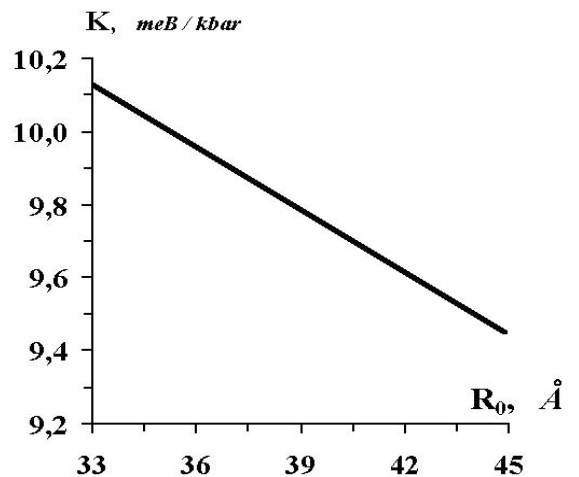


Рис.5. Залежність баричного коефіцієнта КТ *InAs/GaAs* від її розміру

Бібліографія

- [1] Moll N., Scheffler M. Influence of surface stress on the equilibrium shape of strained quantum dots // Physical Review B. – 1998. – 58, № 8. – P.4566-4571.
- [2] Леденцов Н.Н., Устинов В.М. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. – 1998. – 32, № 4. – С. 385–410.
- [3] Евтихийев В.П., Константинов О.В., Матвеевцев А.В., Романов А.Е. Излучение света полупроводниковой структурой с квантовой ямой и массивом квантовых точек // ФТП. – 2002. – 36, № 1. – С. 79–85.

- [4] Andreev A.D., Downes J.R., Faux D.A., and O'Reilly E.P. Distributions in quantum dots of arbitrary shape // J. Appl. Phys. – 1999. – 86, № 1. – P. 297–305.
- [5] Кривцов А.М., Морозов Н.Ф. О механических характеристиках наноразмерных объектов // ФТТ. – 2002. – 44, № 12. – С. 2158–2163.
- [6] Itskevich I.E., Henini M., Carmona H.A., Eaves L., Main P.C. Photoluminescence spectroscopy of self-assembled *InAs* quantum dots in strong magnetic field and under high pressure // Appl. Phys. Let. – 1997. – 70, № 4. – P. 505–507.
- [7] Gaisin V.A., Thach D.C., Kulinkin B.S., Novikov B.V. Photoluminescence of *InAs/GaAs* quantum dots under hydrostatic pressure // Proc. 8-th Intern. Simp. "Nanostructures: Physics and technology 2000". – St.Petersburg (Russia). – 2000. – P.406–408.
- [8] Теодосиу К. Упругие модели дефектов в кристаллах. Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 352 с.
- [9] Qteish A. and Needs R.J. Improved model-solid-theory calculations for valence-band offsets at semiconductor-semiconductor interfaces // Phys. Rev. B. – 1992. – 45, № 3. – P. 1317–1326.
- [10] Chris G. Van de Walle Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory // Phys. Rev. B. – 1989. – 39, № 3. – P. 1871–1883.