

ТЕМПЕРАТУРНІ ЗМІНИ ЕНЕРГІЇ ЕКСИТОННОГО ПЕРЕХОДУ В ПЛОСКИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ НАНОПЛІВКАХ

Валерій КРАМАР

Чернівецький національний університет
імені Юрія Федьковича,
вул. Коцюбинського 2, Чернівці 58012
e-mail: kramar@itf.cv.ua

Редакція отримала статтю 10 лютого 2010 р.

У межах методу функцій Гріна обчислено енергію основного екситонного стану в плоскій напівпровідниковій наноплівці при ненульових температурах. Варіаційним методом Бете оцінено величину й досліджено температурну залежність енергії зв'язку екситону в наноплівці. Обчислення виконані в моделі одиночної прямокутної квантової ями скінченної глибини на прикладі плоскої наноплівки, утвореної на основі подвійного гетеропереходу GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

З'ясовано, що в досліджуваній наносистемі зі слабкою електрон-фононою взаємодією енергія зв'язку екситону практично не залежить від температури T . Енергія переходу в основний екситонний стан при зростанні T нелінійно зменшується порівняно з випадком $T = 0$ К за рахунок перенормування енергії носіїв електрон-фононою взаємодією. Швидкість температурних змін енергії екситону в наноплівці залежить від її товщини a і є найбільшою при $a \leq 10$ нм.

1. ВСТУП

Процеси формування та розпаду екситонних станів у наноструктурах з квантовими ямами (КЯ), їх взаємодія з іншими квазічастинками та зовнішніми полями привертають увагу багатьох фізиків – теоретиків і експериментаторів. Це пов'язано з фактом обмеження руху електронів і дірок у КЯ, що сприяє збільшенню енергії зв'язку (ЕЗ), сили осцилятора та часу життя екситонів у таких системах та посилює їх роль у різноманітних процесах, важливих для оптоелектроніки [1–3].

Прояви екситонних ефектів у спектрах поглинання, відбивання, фотолюмінесценції та фотопровідності в плоских напівпровідникових наногетероструктурах з КЯ спостерігали в [4–13]. Експериментально

з'ясовано домінування безфононних ліній екситонних переходів у спектрах фотолюмінесценції [14], а також залежність енергії екситону від ширини КЯ, зовнішніх полів і температури [7, 15].

Проблемі визначення енергії екситону та його ЕЗ у наноструктурах з КЯ присвячено велику кількість праць, неповний перелік яких наведений у [16]. Енергія екситонного переходу у таких структурах визначається значеннями енергій електрона й дірки у КЯ та енергією їх взаємодії. Теоретичні дослідження енергетичного спектра носіїв у (КЯ) з урахуванням їх взаємодії з фононами виконується, як правило, методами теорії збурень [17] або Лі-Лоу-Пайнса [18], а ЕЗ вважається незалежною від ширини КЯ [19, 20] або обчислюється теоретично варіаційним методом Рітца з урахуванням взаємодії з фононами або без них [16, 21–24]. Проте одержати аналітичну залежність ЕЗ від ширини КЯ неможливо навіть у найпростішому варіанті цього методу [16].

Крім цього, ні у перелічених вище, ні в інших працях теоретичного характеру не досліджувалися температурні зміни енергії екситону. За умови невеликих концентрацій квазічастинок таку задачу можна розв'язати у межах методу функцій Гріна з використанням діаграмної техніки Фейнмана–Пайнса [25]. З цією метою ми знайшли гамільтоніан електрон-фононної системи в зображенні чисел заповнення за всіма змінними для наноплівки (НП) – плоскої напівпровідникової наногетероструктури з одиночною КЯ [26]. Це дало змогу досліджувати взаємодію електронів з фононами усіх поляризаційних гілок у НП на основі універсального методу функцій Гріна і, зокрема, перенормування цією взаємодією положення дна основної зони електронів [27].

Знаючи перенормовані взаємодією з фононами енергії електрона та дірки у НП різної товщини, можна визначити енергію екситонних станів. У даній статті ми досліджуємо характер і причини температурних змін енергії екситону у НП різної товщини та з різною силою електрон-фононного зв'язку.

Конкретні обчислення здійснені для НП, виконаних на основі подвійного гетеропереходу GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As. З'ясовано, що в досліджуваних НП зі слабкою електрон-фононною взаємодією ЕЗ екситону практично не залежить від температури T . Водночас енергія переходу в основний екситонний стан зменшується при збільшенні T за нелінійним законом. Швидкість температурних змін енергії екситону в НП залежить від її товщини і найбільша в тонких (до 10 нм) плівках.

2. ЕНЕРГІЯ ЗВ'ЯЗКУ І ЕКСИТОН-ФОНОННА ВЗАЄМОДІЯ У ПЛОСКІЙ НАПІВПРОВІДНИКОВІЙ НП

Методика теоретичного дослідження температурної залежності енергії екситону в плоскій напівпровідниковій НП ґрунтується на попередніх працях [26 – 28], де наведено явний вигляд необхідних співвідношень та докладно проаналізовано відповідні процеси електрон-фононної та електрон-діркової взаємодії в НП.

Залишаючи поза увагою вільний рух центра мас електрона і дірки у напрямках паралельних до площини плівки, гамільтоніан екситону в

НП можна подати у вигляді

$$\begin{aligned}\hat{H}_{ex} &= \hat{H}_e^\perp + \hat{H}_h^\perp + \hat{H}_{SS} + \hat{H}_p \\ &= \hat{H}_0 + \hat{H}_p,\end{aligned}\quad (1)$$

де використано такі позначення: доданки

$$\hat{H}_j^\perp = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z_j} \frac{1}{m_j(z_j)} \frac{\partial}{\partial z_j} + V_j \quad (j = e, h) \quad (2)$$

описують обмежений потенціалом V_j рух електрона ($j = e$) або дірки ($j = h$) у напрямі осі OZ , перпендикулярної до поверхні НП;

$$\hat{H}_{SS} = -\frac{\hbar^2 \nabla_{\vec{\rho}}^2}{2\mu} - \frac{\beta e^2}{\varepsilon \rho} \quad (3)$$

– гамільтоніан Шінада–Сугано [29], що описує двовимірний (2D) екситон з приведеною масою $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$, модифікований уведенням варіаційного параметра Бете β [28];

$$\hat{H}_p = \frac{\beta e^2}{\varepsilon \rho} - \frac{e^2}{\varepsilon |\vec{r}_e - \vec{r}_h|} \quad (4)$$

– оператор збурення, який враховує відмінності рухів у НП тривимірного та двовимірного екситонів у середовищі з діелектричною провідністю ε ; $\vec{\rho} = \vec{\rho}_e - \vec{\rho}_h$.

Вважаючи \hat{H}_p малим збуренням системи з гамільтоніаном \hat{H}_0 , енергію екситону в НП можна подати у такому вигляді:

$$E_{n_e, n_h, N} = E_g^{(0)} + E_{n_e}^{(e)} + E_{n_h}^{(h)} + E_N + \Delta E_{n_e, n_h, N}, \quad (5)$$

де $E_g^{(0)}$ – ширина забороненої зони матеріалу НП; $E_{n_j}^{(j)}$ – енергія стану, що визначається квантовим числом n_j , носія у КЯ [17], $E_N = -\beta^2 R_{ex} / (N + 1/2)^2$ – енергія 2D-екситону в стані з головним квантовим числом $N (N = 0, 1, 2, \dots)$ [29], а R_{ex} – ефективна стала Рідберга. Останній доданок у (5) є поправкою до власного значення гамільтоніана \hat{H}_0 внаслідок збурення, яке визначається оператором \hat{H}_p . Явний вигляд залежності збурення від товщини НП a для основного ($n_e = 1, n_h = 1, N = 0$) стану екситону знайдено в [28], що дозволяє енергію переходу

$$E_{ex}(a) = E_g^{(0)} + E_1^{(e)}(a) + E_1^{(h)}(a) - E_b(a), \quad (6)$$

та ЕЗ

$$E_b(a) = 4R_{ex}\beta_0 - \Delta E(a, \beta_0) \quad (7)$$

подати у вигляді функцій від a (тут $\Delta E(a, \beta) \equiv \Delta E_{1,1,0}$, а β_0 – значення варіаційного параметра, що мінімізує енергію основного стану

екситону). При кожному фіксованому значенні a величина $\Delta E(a, \beta)$, а тому й ЕЗ екситону, визначаються параметрами наноструктури – сталими ґраток та діелектричними проникностями середовищ (власне НП та бар'єрної області), а також ефективними масами і поперечними компонентами хвильових векторів електрона й дірки в кожному з них.

Гамільтоніан екситон-фононної системи у НП має вигляд

$$\hat{H} = \hat{H}_{ex} + \hat{H}_{ph} + \hat{H}_{int}, \quad (8)$$

де

$$\hat{H}_{ph} = \hat{H}_{L0} + \hat{H}_{L1} + \hat{H}_I \quad (9)$$

– гамільтоніан системи поздовжніх оптичних поляризаційних фононів: обмежених у середовищі НП (L0), напівобмежених у бар'єрному середовищі (L1) та інтерфейсних (I) [17]. За умови, що радіус екситону значно переважає поляронний радіус, можна вважати, що зв'язок екситону з фононами реалізується через взаємодію з ними електрона й дірки. Тоді гамільтоніан екситон-фононної взаємодії подається у вигляді

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} &= \hat{H}_{ex-L0} + \hat{H}_{ex-L1} + \hat{H}_{ex-I} \\ &= \sum_{j=e,h} \eta_j \left[\sum_{n_j, n'_j, \vec{k}_{\parallel}} \left(\sum_{\lambda, \vec{q}_{\parallel}} F_{n_j n'_j}^{\lambda}(\vec{q}_{\parallel}) \hat{a}_{n'_j \vec{k}_{\parallel} + \vec{q}_{\parallel}}^+ \hat{a}_{n_j \vec{k}_{\parallel}} B_{\lambda \vec{q}_{\parallel}} \right. \right. \\ &+ \sum_{q, \vec{q}_{\parallel}} F_{n_j n'_j}^{q_{\perp}}(\vec{q}_{\parallel}) \hat{a}_{n'_j \vec{k}_{\parallel} + \vec{q}_{\parallel}}^+ \hat{a}_{n_j \vec{k}_{\parallel}} B_{q_{\perp} \vec{q}_{\parallel}} \\ &\left. \left. + \sum_{\sigma, p, \vec{q}_{\parallel}} F_{n_j n'_j}^{\sigma, p}(\vec{q}_{\parallel}) \hat{a}_{n'_j \vec{k}_{\parallel} + \vec{q}_{\parallel}}^+ \hat{a}_{n_j \vec{k}_{\parallel}} B_{\sigma, p \vec{q}_{\parallel}} \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

де $\eta_e = 1$, $\eta_h = -1$; $\hat{a}_{n_j \vec{k}}^+$ і $\hat{a}_{n_j \vec{k}}$ – оператори народження і знищення електрона (дірки) з хвильовим вектором \vec{k} в зоні з номером n_j ; $B_{\Lambda \vec{q}_{\parallel}} = \hat{b}_{\Lambda, \vec{q}_{\parallel}} + \hat{b}_{\Lambda, -\vec{q}_{\parallel}}^+$ ($\Lambda = \lambda, q_{\perp}, (\sigma, p)$ – індекс, що розрізняє тип фонона й одночасно визначає поперечну складову q_{\perp} його хвильового вектора \vec{q} [17]); $F_{n_j n'_j}^{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel})$ – функції зв'язку з відповідним фононним станом. Явний вигляд залежності функцій зв'язку від товщини НП a , а також поздовжньої складової \vec{q}_{\parallel} хвильового вектора L0-, L1- та симетричної ($\sigma = S$) і антисиметричної ($\sigma = A$) гілок I-фононів наведено в [28].

Взаємодія з фононами зміщує дно основної зони j -го носія у КЯ на величину Δ_j та, через зміну поперечних компонент його хвильового вектора $k_n^{(j)}$ (тут n – індекс зони, а l – середовища), змінює величину ЕЗ екситону. Тоді перенормована взаємодією з фононами енергія основного стану екситону в НП товщиною a визначатиметься

виразом

$$E_{ex}(a) = E_g^{(0)} + E_1^{(e)}(a) + \Delta_e(a) + E_1^{(h)}(a) + \Delta_h(a) - E_b(a). \quad (11)$$

У випадку слабкого електрон-фононного зв'язку зміщення дна E_1 основної зони електрона в КЯ при довільній температурі T визначається однофононним масовим оператором функції Гріна [25]:

$$\begin{aligned} M(\vec{k}_{\parallel}, E, T) = & \sum_{\Lambda, \vec{q}_{\parallel}} \left[\sum_n |F_{1n}^{\Lambda(d)}(\vec{q}_{\parallel})|^2 \left(\frac{1 + \nu_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel}, T)}{E - E_n(\vec{k}_{\parallel} - \vec{q}_{\parallel}) - \Omega_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel})} \right. \right. \\ & + \left. \frac{\nu_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel}, T)}{E - E_n(\vec{k}_{\parallel} + \vec{q}_{\parallel}) + \Omega_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel})} \right) \\ & + \int_0^{\pi/a} dk_{\perp} |F_{1k_{\perp}}^{\Lambda(c)}(\vec{q}_{\parallel})|^2 \left(\frac{1 + \nu_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel}, T)}{E - E(k_{\perp}, \vec{k}_{\parallel} - \vec{q}_{\parallel}) - \Omega_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel})} \right. \\ & \left. \left. + \frac{\nu_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel}, T)}{E - E(k_{\perp}, \vec{k}_{\parallel} + \vec{q}_{\parallel}) + \Omega_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel})} \right) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

де \vec{k}_{\parallel} – поздовжня складова хвильового вектора електрона; $\nu_{\Lambda}(\vec{q}_{\parallel}, T)$ – числа заповнення фононних станів; k_B – стала Больцмана; індекси d і c розрізняють стани дискретної і континуальної частин спектра. За умови слабкого електрон-фононного зв'язку масовий оператор слабо залежить від енергії E та квазіімпульсу електрона $\vec{k} = (\vec{k}_{\parallel}, k)$, тому зміщення дна його основної зони в КЯ

$$\Delta(a, T) \equiv M(\vec{k}_{\parallel} = 0, E = E_1, T) = \Delta_{L0}(a, T) + \Delta_{L1}(a, T) + \Delta_I(a, T) \quad (13)$$

набуває вигляду суми залежних від товщини НП a і температури T парціальних зміщень, зумовлених взаємодією з L0-, L1- та I-фононами відповідно. Кожне з них формується механізмами взаємодії електрона з фононами через стани дискретної та континуальної частин спектра. Явний вигляд залежностей зміщень, зумовлених кожним із названих механізмів, від товщини НП та температури опублікований у [27] і тут не наводиться.

Взаємодія з фононами перенормовує енергетичний спектр електрона й дірки у НП, спричиняючи зміщення їх енергетичних рівнів у область менших енергій на величину, що залежить від її товщини a і температури T . Зміна енергії квазічастинки супроводжується зміною її квазіімпульсу. Оскільки знайдений у [28] вираз аналітичної залежності ЕЗ екситону від товщини НП містить (як параметри) поперечні складові квазіімпульсів електрона й дірки, то величина ЕЗ, а тому й енергія переходу в основний екситонний стан також визначаються значеннями товщини НП і температури:

$$E_{ex}(a, T) = E_g^{(0)} + E_1^{(e)}(a) + \Delta_e(a, T) + E_1^{(h)}(a) + \Delta_h(a, T) - E_b(a, T). \quad (14)$$

3. АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Результати обчислень свідчать про слабкий вплив екситон-фононої взаємодії на величину ЕЗ екситону в досліджуваних НП [28]. Відповідно й залежність її від температури виявилася неістотною. Тому температурні зміни енергії основного стану екситону в НП відбуваються внаслідок перенормування енергії основного стану електрона і дірки за рахунок їх взаємодії переважно з обмеженими та симетричними інтерфейсними фононами [26].

На рис. 1 показано графіки температурної залежності парціальних (Δ_I , Δ_{L0}) і повного (Δ) зміщень дна основної зони енергій електрона і дірки внаслідок взаємодії з інтерфейсними та обмеженими фононами у НП різної товщини. Як бачимо, Δ_{L0} у досліджуваних НП зростає при збільшенні температури понад 100 К. У досить товстих НП зміщення стає суттєвим, сягаючи при $T \approx 300$ К 3,5 меВ для електронів та відповідно 11 меВ – для дірок.

Температурні зміни Δ_I , як і у випадку взаємодії з обмеженими фононами, суттєво виявляються при $T > 100$ К, але в тонких НП. У досить тонких НП зміщення стає суттєвим, сягаючи 5 меВ при $T \approx 300$ К для електронів та відповідно 15 меВ – для дірок.

На відміну від Δ_{L0} , залежність $\Delta_I(T)$ виявляється складнішою – у НП різної товщини зростання температури може як збільшувати, так і зменшувати величину зміщення дна основної зони електрона (дірки). Причина полягає в особливості залежності від квазіімпульсу функції електрон-фононного зв'язку з І-фононами – максимум її, залежно від товщини наноплівки і номера зони в КЯ, може припадати на область малих або великих значень квазіімпульсу. Відповідно і взаємодія з фононами буде актуальна для носіїв з малими або великими (порівняно з енергією фонона) значеннями кінетичної енергії. Прояви цієї взаємодії різні – низькоенергетичні квазічастинки ймовірніше набуватимуть енергію від фононої системи, а високоенергетичні – навпаки. Кожний із цих процесів спричинює зміщення дна зони в протилежні боки. Кількість рівнів у КЯ, їх положення та віддалі між ними змінюються при зміні товщини НП. Відповідно змінюється і вплив процесів з поглинанням та випромінюванням І-фононів обох типів – низько- ($p = -$) та високоенергетичних ($p = +$). Немонотонність зміни цих впливів при зміні товщини НП і спричинює вказані відмінності температурних залежностей $\Delta_I(T)$.

Сумарне зміщення Δ виявляється зростаючою функцією температури, проте величина його і швидкість температурного зростання – різні для різної кількості N моношарів НП. Це пояснюється тим, що в тонких плівках основну роль відіграє взаємодія носіїв з інтерфейсними (у надзвичайно тонких – і з напівпросторовими) фононами, а в досить товстих – з обмеженими, що істотно слабша. Має значення також відмінність швидкостей температурних змін чисел заповнення різних типів фононів.

Залежності парціальних і повного зміщень від товщини a НП при різних температурах показані на рис. 2. Як бачимо, у тонких НП (10 – 15 нм) довгохвильовий зсув основного рівня електрона й дірки викликаний переважно взаємодією з інтерфейсними фононами, а при збільшенні їх товщини – з обмеженими фононами. За суттєвого збіль-

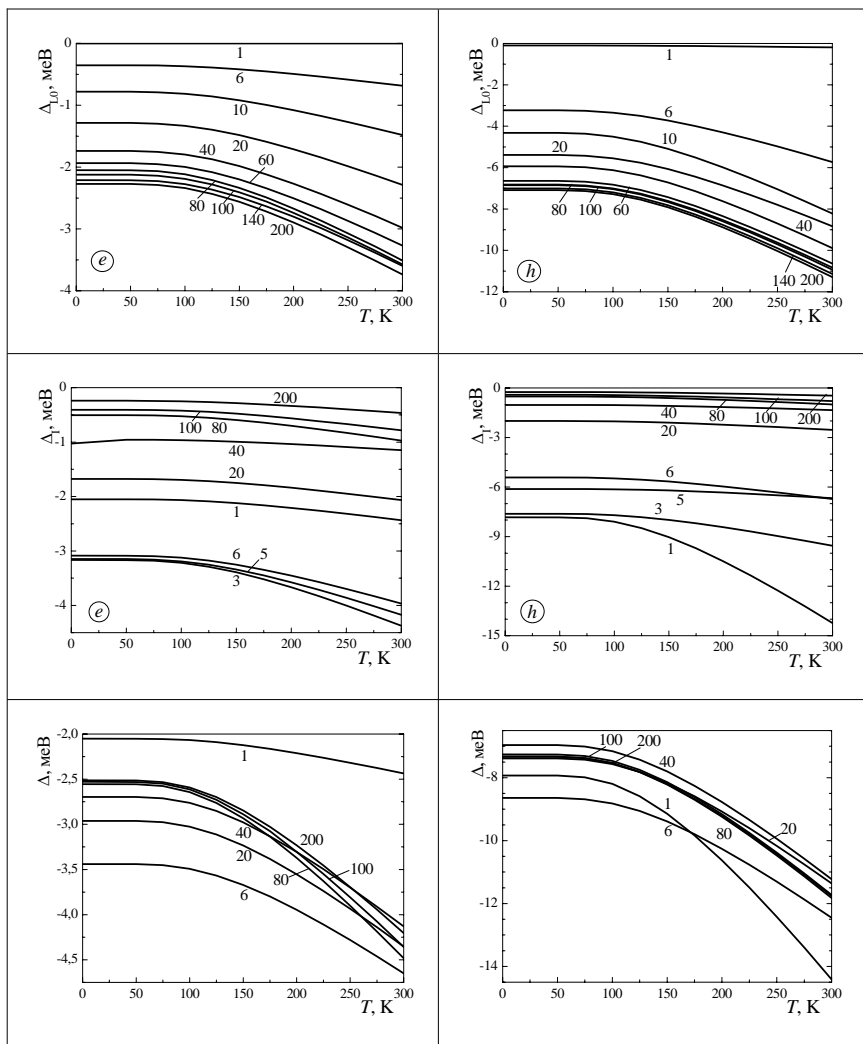


Рис. 1. Температурні залежності парціальних Δ_{L0} , Δ_I та повного $\Delta = \Delta_{L0} + \Delta_I$ змін енергії основного стану електрона (e) і дірки (h) у НП товщиною N (число біля кривої) моношарів GaAs у оточенні масивного $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$.

шення товщини НП вплив інтерфейсних фононів зменшується до нуля, а Δ_{L0} наближається до значення, характерного для бар'єрного середовища. Це пояснюється тим, що зі збільшенням товщини НП ймовірність знаходження електрона на межах гетеропереходу зменшується, а в області КЯ – зростає.

На рис. 3 показано графіки температурних залежностей енергії ек-

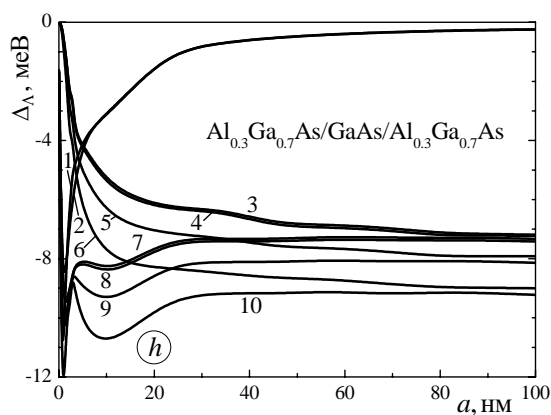
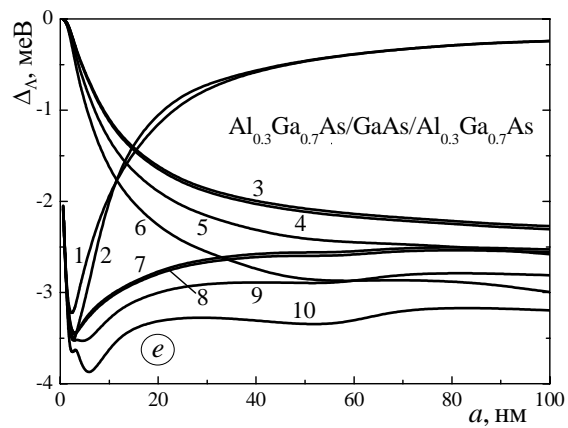


Рис. 2. Залежність парціальних Δ_I (криві 1, 2), Δ_{L0} (криві 3–6) та повного $\Delta = \Delta_I + \Delta_{L0}$ змінь від товщини НП a при різних температурах: 0 К (1, 3, 7), 100 К (4, 8), 200 К (5, 9) та 300 К (2, 6, 10).

ситонного переходу $E_{ex}(a)$ в досліджуваних НП, визначених з урахуванням екситон-фононої взаємодії для двох значень їх товщини (2 і 20 моношарів). Як бачимо, що зростання температури зумовлює зменшення енергії екситонного переходу за рахунок перенормування енергетичного спектра електрона й дірки.

Аналогічні температурні зміни енергії екситонного переходу спостерігалися експериментально в [8], де вивчалися спектри фотопровідності в наногетероструктурах $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ з множинними КЯ. Кількісне порівняння результатів наведених розрахунків та вказаного експерименту неможливе, а експериментальні дані щодо температур-

ної залежності енергії екситонного переходу в плоских НП з одиночними КЯ, на жаль, відсутні.

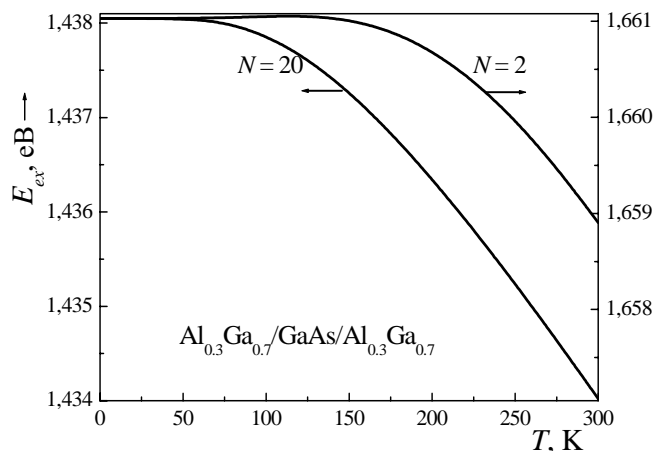


Рис. 3. Температурна залежність енергії екситону E_{ex} у НП товщиною у N моношарів.

4. ВИСНОВКИ

У межах моделі одиночної прямокутної КЯ скінченної глибини методом функцій Гріна вперше здійснено теоретичне дослідження температурної залежності енергії екситону в плоскій напівпровідниковій наноплівці. Результати обчислень, виконаних на прикладі наноструктури $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ з урахуванням взаємодії екситону з поздовжніми оптичними (обмеженими у НП, напівобмеженими у бар'єрному середовищі та інтерфейсними) фононами, свідчать про нелінійне зменшення енергії екситонного переходу при зростанні температури внаслідок температурних змін енергетичного спектра електрона і дірки.

З'ясовано, що причиною температурної залежності енергії екситону в тонких НП є взаємодія носіїв переважно з симетричною гілкою інтерфейсних фононів, а в товстих – з обмеженими ЛО-фононами. Такий висновок узгоджується з результатами теоретичного і експериментального дослідження впливу електрон-фононної взаємодії на рухливість електронів у плоских наноструктурах з КЯ [9].

Швидкість і величина температурних змін залежать від товщини НП. Вони найбільші в тонких плівках, де існує сильна взаємодія з інтерфейсними фононами.

ЛІТЕРАТУРА

- [1] *Mitin V.V., Kochelap V.A., Stroschio M.A.* Quantum Heterostructures. Microelectronics and Optoelectronics. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 635 p.
- [2] *Harrison P.* Quantum Wells, Wires, and Dots: Theoretical and Computational Physics. Chichester, Wiley, 1999. 482 p.
- [3] *Nolte D.D.* J.Appl.Phys. 1999. **85** № 9. 6259-6289.
- [4] *Gurioli M., Martinez-Pastor J., Colocci M., Bosacchi A., Franchi S., Andreani L.C.* Phys. Rev. B. 1993. **47** № 23. 15755-15762.
- [5] *Voliotis V., Grousson R., Lavallard P., Planel R.* Phys. Rev. B. 1995. **52**. № 15. 10725-10732.
- [6] *Авруцкий И.А., Литовченко В.Г.* Физика и техн. полупроводников. 1997. **31**. № 7. 875-879.
- [7] *Панов М.Ф., Пизтин А.Н.* Физика и техн. полупроводников. 1997. **31**. № 7. 848-850.
- [8] *Бондаренко В.В., Забудский В.В., Сизов Ф.Ф.* Физика и техн. полупроводников. 1998. **32**. № 6. 739-742.
- [9] *Ryu M.Y., Song J.H., Park S.W., Yu P.W., Oh E.S., Park Y.J., Park H.S., Kim T.I.* J. Korean Phys. Soc. 1998. **33**. 316-318.
- [10] *Butov L.V., Imamoglu A., Mintsev A.V., Campman K.L., Gossard A.C.* Phys. Rev. B. 1999. **59**. № 3. 1625-1628.
- [11] *Jeon H.Ch., Kang T.W., Kim T.W., Cho Y.H., Lee Ch.M.* J. Korean Phys. Soc. 2005. **47**. 477-479.
- [12] *Deveaud B., Kappei L., Berney J., Morier-Genoud F., Portella-Oberli M.T., Szczytko J., Piermarocchi C.* Chem. Phys. 2005. **318**. № 1-2. 104-117.
- [13] *Nojima S.* Phys. Rev. B. 1988. **37**. № 15. 9087-9088.
- [14] *Weisbuch C., Miller R.C., Dingle R., Gossard A.C., Wiegmann W.* Solid State Commun. 1981. **37**. № 3. 219-222.
- [15] *Klochikhin A., Reznitsky A., Dal Don B., Priller H., Kalt H. Klingshim C.* Phys. Rev. B. 2004. **69**. № 8. 085308-085022.
- [16] *Ponomarev I.V., Deych L.I., Shuwayev V.A., Lisyansky A.A.* Physica E. 2005. **25**. 539-553.
- [17] *Hai G.Q., Peeters F.M., and Devreese J.T.* Phys. Rev. B. 1993. **48**. № 7. 4666-4674.
- [18] *Zheng R., Matsuura M.* Phys. Rev. B. 1993. **57**. № 3. 1749-1761.

- [19] *Xiao X., Liu C.W., Sturm J.C., Lenchyshyn L.C., Thewalt M.L. W., Gregory R.B., Fejes P.* Appl. Phys. Lett. 1992. **60**. № 17. 2135–2137.
- [20] *Fukatsu S., Yoshida H., Fujiwara A., Takahashi Y., Shiraki Y., Ito R.* Appl. Phys. Lett. 1992. **61**. № 7. 804–806.
- [21] *Zheng R., Matsuura M.* Phys. Rev. B. 1998. **58**. № 16. 10769–10777.
- [22] *Zheng R., Matsuura M., Taguchi T.* Phys. Rev. B. 2000. **61**. № 15. 9960–9963.
- [23] *Gerlach B., Smondyrev M. A.* arXiv: cond-mat/0002156 v2 11 Feb 2000.
- [24] *Senger R.T., Bajaj K.K.* Phys. Rev. B. 2003. **68**. № 20. 205314-1-9.
- [25] *Ткач М.В.* Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки і дрони. Чернівці: Вид-во ЧНУ ім. Юрія Федьковича, 2003. 311 с.
- [26] *Ткач М.В., Крамар В.М.* Укр. фіз. журн. 2008. **53**. № 8. 812–820.
- [27] *Ткач М.В., Крамар В.М.* Укр. фіз. журн. 2008. **53**. № 11. 1111–1119.
- [28] *Kramar V.M., Tkach M.V.* Proc. of the 4th Intern. Confer. Advanced Optoelectronics and Lasers (September 29 - October 4, 2008, Alushta, Crimea, Ukraine). 207–209.
- [29] *Shinada M., Sugano S.* J. Phys. Soc. Japan. 1966. **21**. № 10. 1936–1946.

**WARM-UP CHANGES
OF THE EXCITON TRANSITION ENERGY
IN THE FLAT SEMICONDUCTOR-BASED NANOFILMS**

Valeriy KRAMAR

Chernivtsi National University,
2 Kotsyubynsky Str., Chernivtsi 58012, Ukraine
e-mail: kramar@itf.cv.ua

Warm-up-dependency of the ground state exciton energy in a flat semiconductor-based nanofilm was studied by Green's function method. The binding energy of exciton and its dependency on the temperature has been evaluated using the Bethe method. Numeric calculations for flat nanofilms based on the double heterojunction GaAs/Al_xGa_{1-x}As were performed as an example. It is found that the exciton binding energy practically does not depend on the temperature T in the studied nanosystems having a weak electron-phonon coupling. Energy of the ground state exciton transition decreases with an increase of T according to nonlinear law due to the carrier energy transformations by electron-phonon interaction. The scale of the exciton energy warm-up changes in a nanofilm depends on its thickness a and has the greatest value in case $a \leq 10$ nm.