

ОБМЕЖЕНІ ТА ІНТЕРФЕЙСНІ ОПТИЧНІ ФОНОНИ В НАПІВПРОВІДНИКОВОМУ ЕЛІПТИЧНОМУ КВАНТОВОМУ ДРОТІ З АКсіАЛЬНОЮ ГЕТЕРОСТРУКТУРОЮ

В. А. Головацький, В. І. Гуцул

*Чернівецький національний університет імені Ю. Федьковича,
вул. Коцюбинського, 2, м. Чернівці, 58012*

(Отримано 4 лютого 2010 р.; в остаточному вигляді — 21 лютого 2011 р.)

У роботі у межах моделі діелектричного континууму розраховано енергетичний спектр обмежених та інтерфейсних оптичних фононів у відкритій еліптичній квантовій точці GaAs, обмеженій двома однаковими квантовими антиточками AlAs уздовж еліптичного квантового дроту GaAs, який, своєю чергою поміщений у вакуум. Показано, що енергії обмежених оптичних фононів у цій напівпровідниковій наногетеросистемі визначаються енергіями позаддовжніх поляризаційних коливань в окремих масивних кристалах, із яких утворена відповідна наносистема. Розглянуто залежності енергій інтерфейсних оптичних фононів від геометричних розмірів квантової точки та від співвідношення півосей еліпса a/b , що обмежує квантовий дріт. Показано, що енергетичний спектр цих фононів в еліптичному квантовому дроті складається з енергетичних рівнів, що відповідають парним та непарним станам фононів.

Ключові слова: оптичні фонони, еліптичний квантовий дріт.

PACS number(s): 68.65.Hb, 68.65.La, 74.25.Kc, 79.60.Jv.

I. ВСТУП

У наш час різноманітні напівпровідникові наногетеросистеми є предметом інтенсивних теоретичних та експериментальних досліджень [1,2], що пов'язано з особливими властивостями цих систем та можливістю їх широкого практичного застосування. Як одні з перших [3,4], так і подальші [5–7] роботи з вивчення оптичних фононів у квазіодновимірних наногетеросистемах виконували переважно для циліндричних або прямокутних квантових дротів через відносну простоту розв'язків для таких наносистем. При цьому аналогічні роботи для оптичних фононів в еліптичних квантових дротах практично відсутні. Водночас результати теоретичних досліджень енергетичних спектрів електронів, дірок та екситонів в еліптичних квантових дротах [8–10] і сил осциляторів квантових переходів [11] виявили унікальні анізотропні властивості таких наносистем. У цій статті вивчено енергетичні спектри оптичних поляризаційних фононів у подібних наногетеросистемах, оскільки взаємодія квазічастинок із відповідними фононами приводить до перенормування енергетичного спектра квазічастинок, що, своєю чергою, впливає на спектральні характеристики наносистем.

II. ТЕОРІЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРА ОПТИЧНИХ ФОНОНІВ

Розглянемо еліптичну квантову точку GaAs (область 0), обмежену двома однаковими квантовими антиточками AlAs (область 1) уздовж еліптичного квантового дроту GaAs (область 2), який, своєю чергою, поміщений у вакуум (область 3) (рис. 1). Вісь z вибираємо вздовж аксіальної осі квантового дроту, при цьому аксіальний розмір квантової точки — h_0 , а обох квантових антиточок — h_1 . Величини a та b — півосі еліпса.

Діелектрична проникність i -тої області вважається відомою й такою, що задовольняє співвідношення

$$\varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{i\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{iL}^2}{\omega^2 - \omega_{iT}^2}, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (1)$$

де $\varepsilon_{i\infty}$ — високочастотна діелектрична проникність, ω_{iL} та ω_{iT} — частоти позаддовжніх та поперечних фононів у відповідних масивних напівпровідникових кристалах.

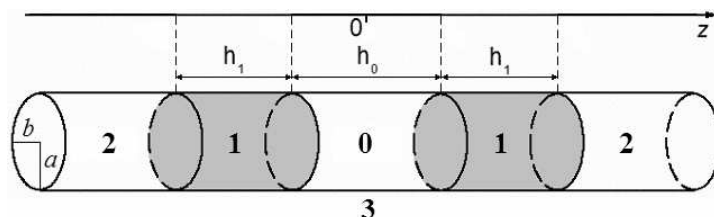


Рис. 1. Геометрична схема наногетеросистеми.

Згідно з моделлю діелектричного континууму, потенціал поля поляризації та енергетичний спектр оптичних фононів наносистеми можна визначити з рівнянь Максвелла для середовищ

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}, \\ \mathbf{E} = -\nabla\Phi, \\ \nabla\mathbf{D} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

де \mathbf{D} — вектор індукції електричного поля, \mathbf{E} — вектор напруженості електричного поля, Φ — потенціал поля поляризації, $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ — діелектрична проникність, що має таку залежність від координат:

$$\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) = \begin{cases} \varepsilon_0(\omega), & |z| \leq \frac{h_0}{2}, \\ \varepsilon_1(\omega), & \frac{h_0}{2} \leq |z| \leq \frac{h_0}{2} + h_1, \\ \varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0(\omega), & |z| \geq \frac{h_0}{2} + h_1. \end{cases} \quad (3)$$

Із (2) одержуємо рівняння:

$$\nabla\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)\nabla\Phi(\mathbf{r}) + \varepsilon(\mathbf{r}, \omega)\Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0. \quad (3a)$$

Але з урахуванням (3), рівняння (3a) спрощується до вигляду:

$$\varepsilon_i(\omega) \Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (4)$$

розв'язки якого визначають спектр фононів наногетеросистеми. Як видно з (4), існують два типи розв'язків:

а) якщо

$$\varepsilon_i(\omega) = 0, \quad \Delta\Phi(\mathbf{r}) \neq 0, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (5)$$

то отримуємо спектр частот обмежених оптичних фононів;

б) якщо

$$\varepsilon_i(\omega) \neq 0, \quad \Delta\Phi(\mathbf{r}) = 0, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (6)$$

то одержуємо спектр частот інтерфейсних оптичних фононів наногетероструктури.

III. ОБМЕЖЕНІ ОПТИЧНІ ФОНОНИ

Умова (5) еквівалентна системі рівнянь

$$\begin{cases} \varepsilon_0(\omega) = \varepsilon_{0\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{0L}^2}{\omega^2 - \omega_{0T}^2} = 0, \\ \varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{1\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{1L}^2}{\omega^2 - \omega_{1T}^2} = 0, \\ \varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0(\omega) = \varepsilon_{0\infty} \frac{\omega^2 - \omega_{0L}^2}{\omega^2 - \omega_{0T}^2} = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Із формул (7) видно, що частоти ω_i обмежених та напівобмежених поздовжніх оптичних фононів наносистеми збігаються з відповідними частотами масивних кристалів ω_{iL} , а отже енергії обмежених фононів є такими:

$$\Omega_{iL} = \hbar\omega_{iL}, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (8)$$

причому в цьому випадку: $\Omega_{0L} = \Omega_{2L}$.

Зважаючи на симетрію наногетеросистеми, потенціал поляризації обмежених фононів в еліптичному квантовому дроті, що обмежений еліптичним циліндром із півосями a, b та фокусною відстанню $F = \sqrt{a^2 - b^2}$, зручно подати в еліптичній системі координат (ξ, η, z) , де величина потенціалу виражається через парні se_m ($m = 0, 1, 2, 3 \dots$) і непарні se_m ($m = 1, 2, 3 \dots$) функції Мат'є та парні Je_m, Ne_m ($m = 0, 1, 2, 3 \dots$) і непарні Jo_m, No_m ($m = 1, 2, 3 \dots$) модифіковані функції Мат'є першого та другого роду:

$$\Phi_{iL}(\xi, \eta, z) = \sum_{mQ_{\perp}Q} \left\{ \begin{array}{l} \left(A_{mq}^{(i)e}(Q_{\perp})Je_m(Q_{\perp}, \xi) + B_{mq}^{(i)e}(Q_{\perp})Ne_m(Q_{\perp}, \xi) \right) ce_m(Q_{\perp}, \eta) \\ \left(A_{mq}^{(i)o}(Q_{\perp})Jo_m(Q_{\perp}, \xi) + B_{mq}^{(i)o}(Q_{\perp})No_m(Q_{\perp}, \xi) \right) se_m(Q_{\perp}, \eta) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \cos(Qz) \\ \sin(Qz) \end{array} \right\}, \quad (9)$$

де $A_{mq}^{(i)e}(Q_{\perp}), A_{mq}^{(i)o}(Q_{\perp}), B_{mq}^{(i)e}(Q_{\perp}), B_{mq}^{(i)o}(Q_{\perp})$ — коефіцієнти розкладу, які визначаються з граничних умов для потенціалу поляризації та умови повноти системи функцій Мат'є, за якими відбувається розклад функції $\Phi_{iL}(\xi, \eta, z)$, Q — аксіальний квазіімпульс обмежених оптичних фононів, Q_{\perp} — поперечний квазіімпульс обмежених оптичних фононів, ξ — радіальна координата, а η — кутова.

IV. ІНТЕРФЕЙСНІ ОПТИЧНІ ФОНОНИ.

З умови $\varepsilon_i(\omega) \neq 0$ отримуємо рівняння для потенціалу поляризації інтерфейсних фоновів, яке, зважаючи на симетрію системи, зручно записати в еліптичній системі координат

$$\Delta\Phi_I(\mathbf{r}) = \left[\frac{2}{F^2(\cosh 2\xi - \cos 2\eta)} \left[\frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial\eta^2} \right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi_I(\xi, \eta, z) = 0. \quad (10)$$

Тоді в еліптичній системі координат із віссю Oz уздовж аксіальної осі наносистеми з початком відліку, розташованим посередині еліптичної квантової точки GaAs (область 0), розв'язок рівняння (10) доцільно шукати у вигляді

$$\Phi_I(\mathbf{r}) = \Phi_I(\xi, \eta, z) = P(\xi)\theta(\eta)f(z). \quad (11)$$

Розв'язки (11) рівняння (10) знаходимо залежно від граничних умов і внаслідок цього виникає два типи інтерфейсних оптичних фоновів: вершинні поверхневі (TSO) з амплітудою, яка зменшується з віддаленням від плоских поверхонь еліптичної квантової точки та антиточки, та бічні поверхневі (SSO) з амплітудою, яка зменшується з віддаленням від бічних поверхонь усієї наносистеми.

A. TSO-фони

Щоб отримати енергетичний спектр TSO-фоновів, розв'язок (11) рівняння (10) шукаємо в такому вигляді, щоб функція $f(z)$ описувала спадний відносно плоских поверхонь потенціал у напрямку осі z. Тому $f(z)$ вибираємо у вигляді

$$f(z) = f^{TSO}(z) = \begin{cases} f_0^T(z) = A_0^\pm \begin{cases} \cosh(qz) \\ \sinh(qz) \end{cases}, & |z| \leq \frac{h_0}{2}; \\ f_1^T(z) = A_1^+ \cosh(qz) + A_1^- \sinh(qz), & \frac{h_0}{2} \leq |z| \leq \frac{h_0}{2} + h_1; \\ f_2^T(z) = A_2 e^{-qz}, & |z| \geq \frac{h_0}{2} + h_1. \end{cases}, \quad (12)$$

де q — поздовжній квазіімпульс TSO-фоновів. Тепер для функцій $P^T(\xi)$ та $\theta^T(\eta)$ отримаємо рівняння для кожної області ($i = 0, 1, 2$)

$$\partial^2 \theta^{T(i)}(\eta) / \partial \eta^2 + (c - 2q_\perp \cos 2\eta) \theta^{T(i)}(\eta) = 0, \quad (13)$$

$$\partial^2 P_m^{T(i)}(\xi) / \partial \xi^2 - (c - 2q_\perp \cosh 2\xi) P_m^{T(i)}(\xi) = 0, \quad (14)$$

де $q_\perp = F^2 q^2 / 4$, c — константа розділення.

Розв'язками рівняння (13), що задовольняють умови періодичності, є парна та непарна функції Мат'є першого роду

$$\theta_m^{T(i)}(q_\perp, \eta) = \begin{cases} ce_m(q_\perp, \eta), & m = 0, 1, 2, 3, \dots, \\ se_m(q_\perp, \eta), & m = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (15)$$

Оскільки $q_\perp > 0$, то розв'язки рівняння (14) можна подати через парні Je_m , Ie_m , Ke_m ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$) і непарні Jo_m , Io_m , Ko_m ($m = 1, 2, 3, \dots$) модифіковані функції Мат'є першого та другого роду

$$P^{T(i)}(q_\perp, \xi) = \begin{cases} \begin{cases} Je_m(q_\perp, \xi), & \xi \leq \xi_0 \\ Jo_m(q_\perp, \xi), & \xi \geq \xi_0 \end{cases} \\ \begin{cases} A_{im}^{e(+)} Ie_m(q_\perp, \xi) + A_{im}^{e(-)} Ke_m(q_\perp, \xi), & \xi \geq \xi_0 \\ A_{im}^{o(+)} Io_m(q_\perp, \xi) + A_{im}^{o(-)} Ko_m(q_\perp, \xi), & \xi \geq \xi_0 \end{cases} \end{cases}, \quad (16)$$

де $\xi_0 = \operatorname{arctanh}(b/a)$, а коефіцієнти $A_{im}^{e(+)}$, $A_{im}^{e(-)}$, $A_{im}^{o(+)}$, $A_{im}^{o(-)}$ знаходимо з умов неперервності $P^{T(i)}(q_\perp, \xi)$, але вони не впливають на спектр TSO-фононів.

Енергетичний спектр TSO-фононів визначаємо з граничних умов неперервності потенціалу поляризації та вектора електричного зміщення на плоских поверхнях, що задаються системами рівнянь

$$\left. \begin{aligned} f_0^T(\frac{h_0}{2}) &= f_1^T(\frac{h_0}{2}) \\ \varepsilon_0(\omega) f_0^{T'}(\frac{h_0}{2}) &= \varepsilon_1(\omega) f_1^{T'}(\frac{h_0}{2}) \\ f_1^T(\frac{h_0}{2} + h_1) &= f_2^T(\frac{h_0}{2} + h_1) \\ \varepsilon_1(\omega) f_1^{T'}(\frac{h_0}{2} + h_1) &= \varepsilon_2(\omega) f_2^{T'}(\frac{h_0}{2} + h_1) \end{aligned} \right\}. \quad (17)$$

Звідси отримуємо дисперсійне рівняння

$$q\varepsilon_1(\omega)[\varepsilon_1(\omega) \sinh(qh_1) + \varepsilon_2(\omega) \cosh(qh_1)] + q\varepsilon_0(\omega) \left\{ \begin{array}{l} \tanh(q\frac{h_0}{2}) \\ \coth(q\frac{h_0}{2}) \end{array} \right\} [\varepsilon_1(\omega) \cosh(qh_1) + \varepsilon_2(\omega) \sinh(qh_1)] = 0, \quad (18)$$

розв'язки якого $\omega_n^T(q)$ і визначають енергетичний спектр TSO-фононів

$$\Omega_n^T(q) = \hbar\omega_n^T(q), \quad (19)$$

де n — індекс, що нумерує фононні гілки.

В. SSO-фонони

Щоб отримати енергетичний спектр SSO-фононів, розв'язок рівняння (10) шукаємо у вигляді (11), де тепер функція $P(\xi)$ повинна описувати спадний відносно бічної поверхні потенціал, а функція $f(z)$ — неспадний потенціал вздовж осі Oz. Отже, запишемо функцію $f(z)$ у вигляді

$$f(z) = f^{SSO}(z) = \begin{cases} f_0^S(z) = C_0^\pm \begin{cases} \cos(kz) \\ \sin(kz) \end{cases}, & |z| \leq \frac{h_0}{2}, \\ f_0^S(z) = C_1^+ \cos(kz) + C_1^- \sin(kz), & \frac{h_0}{2} \leq |z| \leq \frac{h_0}{2} + h_1, \\ f_2^S(z) = c_2 e^{-ikz}, & |z| \geq \frac{h_0}{2} + h_1, \end{cases} \quad (20)$$

де k — поздовжній квазіімпульс SSO-фононів. Тепер для функцій $P^S(\xi)$ та $\theta^S(\eta)$ отримаємо рівняння для кожної області ($i=0,1,2$)

$$\partial^2 \theta^{S(i)}(\eta) / \partial \eta^2 + (c - 2\lambda \cos 2\eta) \theta^{S(i)}(\eta) = 0, \quad (21)$$

$$\partial^2 P_m^{S(i)}(\xi) / \partial \xi^2 - (c - 2\lambda \cosh 2\xi) P_m^{S(i)}(\xi) = 0, \quad (22)$$

де $\lambda = -F^2 k^2 / 4$, — константа розділення.

Як для випадку TSO-фононів, розв'язками рівняння (21), що задовольняють умови періодичності, є парна та непарна функції Мат'є першого роду

$$\theta_m^{S(i)}(\lambda, \eta) = \begin{cases} \operatorname{ce}_m(\lambda, \eta), & m = 0, 1, 2, 3, \dots, \\ \operatorname{se}_m(\lambda, \eta), & m = 1, 2, 3, \dots \end{cases} \quad (23)$$

Оскільки $\lambda < 0$, то розв'язки рівняння (22) можна подати через парні Ie_m , Ke_m ($m = 0, 1, 2, 3, \dots$) та непарні Io_m , Ko_m ($m = 1, 2, 3, \dots$) модифіковані функції Мат'є першого та другого роду

$$P^{S(i)}(\lambda, \xi) = \begin{cases} \begin{cases} A_{im}^e \operatorname{Ie}_m(\lambda, \xi), & \xi \leq \xi_0 \\ A_{im}^o \operatorname{Io}_m(\lambda, \xi), & \xi \leq \xi_0 \end{cases} \\ \begin{cases} B_{3m}^e \operatorname{Ke}_m(\lambda, \xi), & \xi \geq \xi_0 \\ B_{3m}^o \operatorname{Ko}_m(\lambda, \xi), & \xi \geq \xi_0 \end{cases} \end{cases}, \quad (24)$$

де коефіцієнти $A_{im}^e, A_{im}^o, B_{3m}^e, B_{3m}^o$ знаходимо з умов неперервності $P^{S(i)}(\lambda, \xi)$.

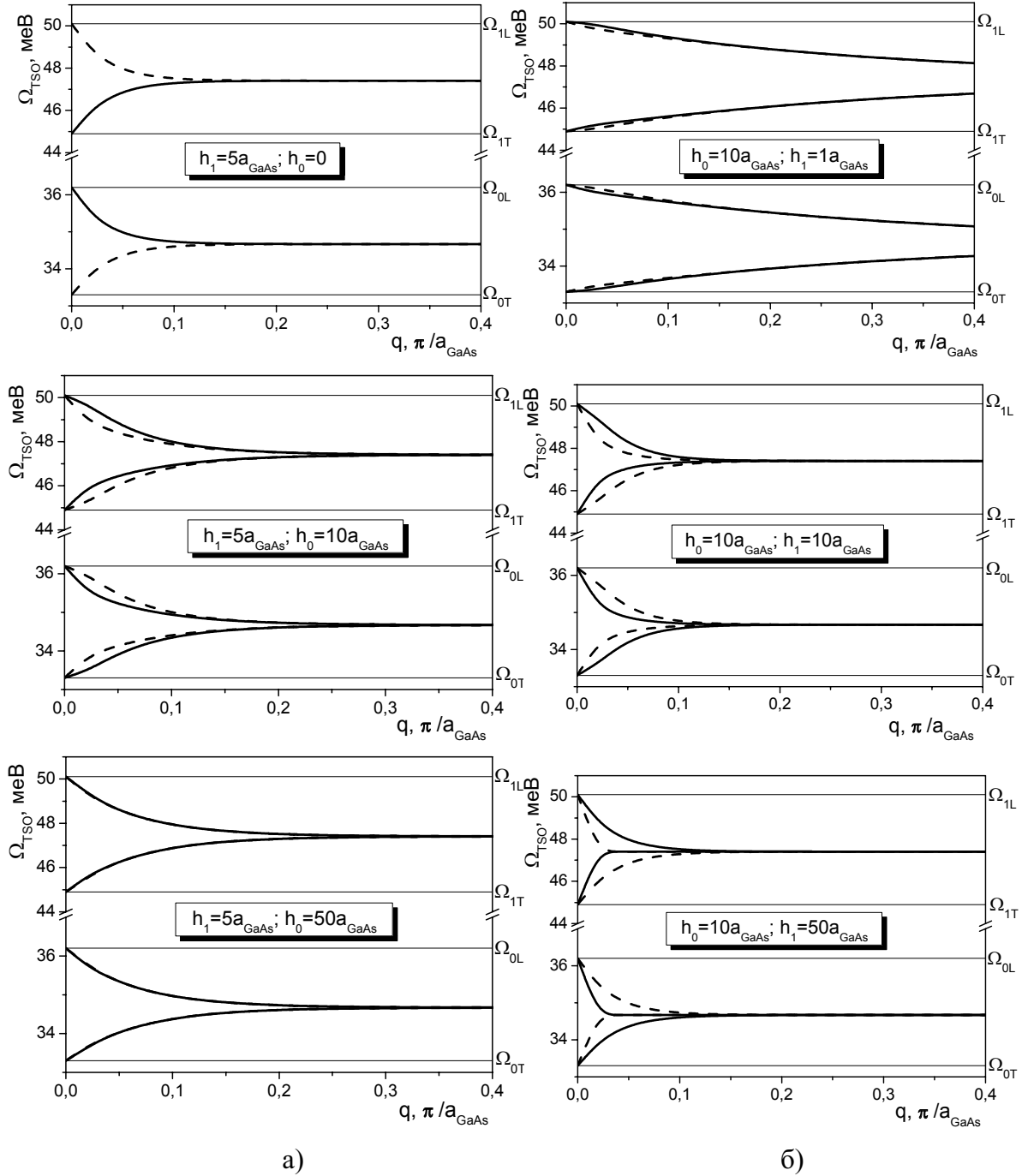


Рис. 2. Еволюція спектра TSO-фононів зі зміною геометричних параметрів наносистеми: а) $h_1 = 5a_{\text{GaAs}}$ ($h_0 = 0, 10, 50a_{\text{GaAs}}$); б) $h_0 = 10a_{\text{GaAs}}$ ($h_1 = 1, 10, 50a_{\text{GaAs}}$).

Енергетичний спектр SSO-фононів визначаємо з граничних умов неперервності потенціалу поляризації та вектора електричного зміщення на бічних поверхнях ($\xi = \xi_0$, де $\xi_0 = \text{artanh}(b/a)$), що задаються системами рівнянь

$$\begin{cases} A_{im}^e I_{em}(\lambda, \xi_0) = B_{3m}^e K_{em}(\lambda, \xi_0), \\ \varepsilon_i(\omega) A_{im}^e I_{em}'(\lambda, \xi_0) = \varepsilon_3(\omega) B_{3m}^e K_{em}'(\lambda, \xi_0), \end{cases} \quad (i = 0, 1, 2) \quad (25)$$

$$\begin{cases} A_{im}^o I_{om}(\lambda, \xi_0) = B_{3m}^o K_{om}(\lambda, \xi_0), \\ \varepsilon_i(\omega) A_{im}^o I_{om}'(\lambda, \xi_0) = \varepsilon_3(\omega) B_{3m}^o K_{om}'(\lambda, \xi_0). \end{cases} \quad (i = 0, 1, 2) \quad (26)$$

Оскільки в наносистемі $\varepsilon_0(\omega) = \varepsilon_2(\omega)$, а зовнішня область ("3") є вакуумом, у якому $\varepsilon_3 = 1$, то із систем рівнянь (25) та (26) отримуємо аналітичний вираз для енергій парних (е) та непарних (о) гілок SSO-фононів

$$\Omega_{im}^e(k) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{i\infty} \Omega_{Li}^2 Ie'_m(\lambda, \xi_0) Ke_m(\lambda, \xi_0) - \Omega_{Ti}^2 Ke'_m(\lambda, \xi_0) Ie_m(\lambda, \xi_0)}{\varepsilon_{i\infty} Ie'_m(\lambda, \xi_0) Ke_m(\lambda, \xi_0) - Ke'_m(\lambda, \xi_0) Ie_m(\lambda, \xi_0)}}, \quad (i = 0, 1, 2), \quad (27)$$

$$\Omega_{im}^o(k) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{i\infty} \Omega_{Li}^2 Io'_m(\lambda, \xi_0) Ko_m(\lambda, \xi_0) - \Omega_{Ti}^2 Ko'_m(\lambda, \xi_0) Io_m(\lambda, \xi_0)}{\varepsilon_{i\infty} Io'_m(\lambda, \xi_0) Ko_m(\lambda, \xi_0) - Ko'_m(\lambda, \xi_0) Io_m(\lambda, \xi_0)}}, \quad (i = 0, 1, 2). \quad (28)$$

V. РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВИХ РОЗРАХУНКІВ ТА ВИСНОВКИ

На основі отриманих формул розраховано енергетичні спектри інтерфейсних оптичних TSO- та SSO-фононів для вище описаної наногетеросистеми (фізичні параметри матеріалів наведені в таблиці).

На рис. 2 показана еволюція спектра енергій TSO-фононів як функції поздовжнього квазіімпульсу при різних геометричних параметрах системи.

З рис. 2,а видно еволюцію спектра при фіксованому розмірі квантової антиточки AlAs ($h_1=5a_{\text{GaAs}}$) зі збільшенням розміру h_0 квантової точки GaAs. Очевидно, що за відсутності квантової точки ($h_0=0$) наносистема містить лише антиточку розміром $2h_1$. Вона має дві однакові плоскі поверхні, що межують з еліптичним квантовим дротом, а тому спектр TSO-фононів має чотири гілки коливань: дві симетричні з додатною дисперсією та дві антисиметричні з від'ємною дисперсією за q .

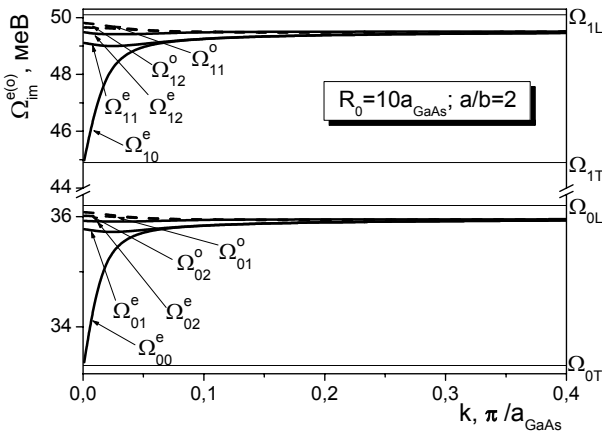


Рис. 3. Закон дисперсії парних $\Omega_{im}^e(k)$ (суцільні лінії) та непарних $\Omega_{im}^o(k)$ (штрихові лінії) гілок SSO-фононів.

Як тільки в нанодроті між квантовою антиточкою з'являється квантова точка навіть малого розміру ($h_0=10a_{\text{GaAs}}$), то в ній автоматично виникають чотири плоскі поверхні, а тому спектр TSO-фононів містить уже вісім гілок. Інтервали енергій, що охоплюються новими гілками ширші, ніж інтервали енергій між гілками при $h_0=0$. Із подальшим збільшенням розміру h_0 (рис. 2,а при $h_0=50a_{\text{GaAs}}$) нові гілки TSO-фононів еволюціонують так, що вони поступово збігаються з початковими. Фізично це зрозуміло, оскільки при $h_0 \rightarrow \infty$ наносистема еквівалентна двом незалеж-

ним еліптичним квантовим дротам, що містять однакові квантові антиточки розміром $h_1 = 5a_{\text{GaAs}}$. Як видно з рис. 2,а вироджений спектр TSO-фононів при великих значеннях h_0 все ж таки відрізняється від їхнього спектра при $h_0=0$ величиною дисперсії за q .

Із рис. 2,б видно, як еволюціонує спектр TSO-фононів при фіксованому розмірі квантової точки ($h_0 = 10a_{\text{GaAs}}$) зі збільшенням розміру (h_1) квантової антиточки. Видно, що є вісім гілок, які при малих значеннях h_1 майже вироджені в чотири гілки зі слабкою дисперсією по q , а зі збільшенням величини h_1 всі гілки розщеплюються і їхня дисперсія за q збільшується.

При досить великих значеннях q всі гілки вироджуються у дві з енергіями, величини яких відповідають середнім значенням енергій поздовжніх і поперечних оптичних фононів масивних напівпровідникових кристалів.

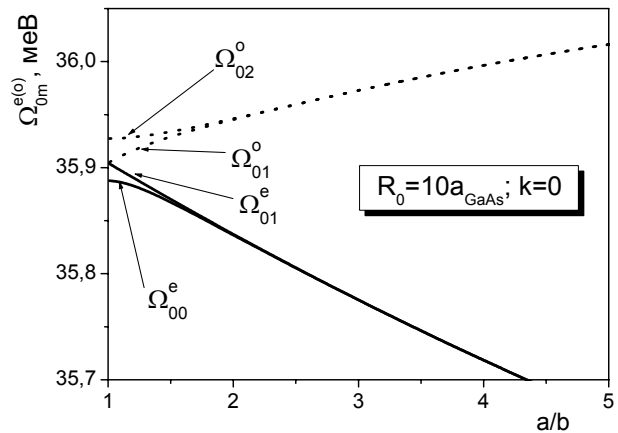


Рис. 4. Залежності енергій парних Ω_{0m}^e (суцільні лінії) та непарних Ω_{0m}^o (штрихові лінії) гілок SSO-фононів від співвідношення a/b .

На рис. 3 показано залежності енергій парних (e) та непарних (o) гілок SSO-фононів від поздовжнього квазіімпульсу k при радіусі рівновеликого з еліпсом кола $R_0 = \sqrt{ab} = 10a_{\text{GaAs}}$ та співвідношенні півосей еліпса $a/b=2$.

Із рисунка видно, що найбільшу дисперсію за k мають парні фононні гілки з $m=0$. Парні та непарні фононні гілки з $m \neq 0$ є практично бездисперсійні як за m , так і за k .

На рис. 4 наведені залежності енергій парних (e) та непарних (o) гілок SSO-фононів від співвідношення півосей еліпса a/b при радіусі рівновеликого з еліпсом кола $R_0 = 10a_{\text{GaAs}}$ та поздовжньому квазіімпу-

льсі $k=0$.

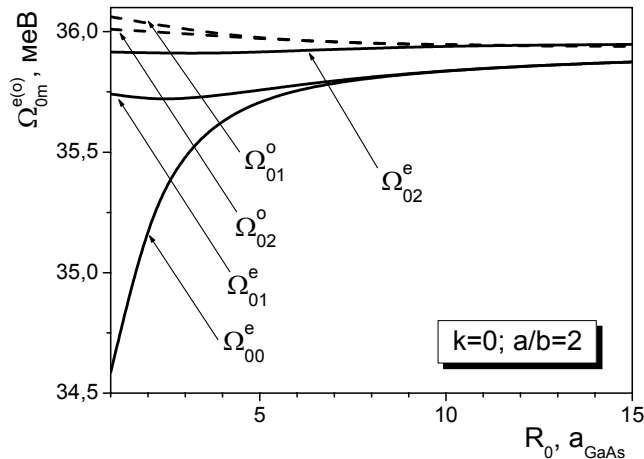


Рис. 5. Залежності енергій парних Ω_{0m}^e (суцільні лінії) та непарних Ω_{0m}^o (штрихові лінії) гілок SSO-фоновів від радіуса рівновеликого з еліпсом кола R_0 .

Із рисунка видно, що енергії парних фонових гілок (суцільні лінії) зменшуються, а енергії непарних фонових гілок (штрихові лінії) зростають зі збільшенням співвідношення a/b .

На рис. 5 наведені залежності енергій парних (e) та непарних (o) гілок SSO-фоновів від радіуса рівновеликого з еліпсом кола R_0 при поздовжньому квазіімпульсі $k=0$ та співвідношенні півосей еліпса $a/b=2$.

Із рисунка видно, що найбільшу залежність від R_0 має парна фоновна гілка з $m=0$. Парні та непарні фонові гілки з $m \neq 0$ мають слабку, але різну залежність (для парних гілок – немонотонна залежність, а для непарних – спадна) від R_0 .

Отже, підсумовуючи результати розрахунків, можна зробити такі висновки. Геометричні розміри аксіальної гетероструктури досліджуваної наногетеросистеми суттєво позначаються на енергетичному спектрі TSO-фоновів, а величина співвідношення a/b впливає на відповідний спектр SSO-фоновів.

- [1] J. Noborisaka, J. Motohisa, S. Hara, T. Fukui, Appl. Phys. Lett. **87**, 93109 (2005).
 [2] P. Mohan, J. Motohisa, T. Fukui, Appl. Phys. Lett. **88**, 13110 (2006).
 [3] K. W. Kim, M. A. Stroscio, A. Bhatt, R. Mickevicius, V. V. Mitin, J. Appl. Phys. **70**, 319 (1991).
 [4] R. Enderlein, Phys. Rev. B **47**, 2162 (1993).
 [5] H.-J. Xie, C.-Y. Chen, B.-K. Ma, J. Phys.: Condens. Matter. **12**, 8623 (2000).
 [6] A. L. Vartanian, Physica Status Solidi (b) **242**, 1482 (2005).
 [7] D. Crouse, J. Appl. Phys. **100**, 14509 (2006).
 [8] M. van den Broek, F. M. Peeters, Physica E **11**, 345 (2001).
 [9] V. Holovatsky, V. Gutsul, J. Opt. Adv. Mat. **9**, 1437 (2007).
 [10] V. A. Holovatsky, V. I. Gutsul, Condens. Matter Phys. **10**, 61 (2007).
 [11] В. А. Головацький, В. І. Гуцул, Т. Я. Федоруца, Фіз. хім. тверд. тіла **10**, 482 (2009).

CONFINED AND INTERFACE OPTICAL PHONONS IN THE SEMICONDUCTOR ELLIPTIC QUANTUM WIRE WITH THE AXIAL HETEROSTRUCTURE

V. A. Holovatsky, V. I. Gutsul
 Chernivtsi National University, 2, Kotsyubynskoho St., Chernivtsi, 58012, Ukraine
 e-mail: ktj@chnu.edu.ua

In the framework of the dielectric continuum model there has been performed the calculation of energy spectra of confined and interface optical phonons in open elliptic quantum dot GaAs, surrounded by two equal quantum anti-dots AlAs along the elliptic quantum wire GaAs, placed into vacuum. It is shown that the energies of confined optical phonons in this semiconductor nanoheterosystem are fixed by the energies of longitudinal vibrations in the respective massive crystals creating the nanosystem. The dependences of interface optical phonons energies on geometrical sizes of quantum dot and the ratio between ellipse semi-widths a/b confining quantum wire are observed. It is shown that the energy spectra of these phonons in the elliptic quantum wire consist of energy levels corresponding to the odd and even phonon states.