

В.А. Головацький, В.І. Гуцул

Енергетичний спектр електрона у напівпровідниковому еліптичному квантовому дроті

Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича
58012 м. Чернівці, вул. Коцюбинського, 2, тел.:(803722)4-48-16, e-mail: theorphys@chnu.cv.ua

У наближенні ефективної маси досліджено спектр електрона в простому та складному еліптичному квантовому дроті, побудованому на основі $Al_xGa_{1-x}As$. Отримано точний енергетичний спектр електрона у еліптичному квантовому дроті (ЕКД) у випадку безмежного потенціального бар'єру на межі розділу середовищ при різних співвідношеннях величин півосей еліпса. Енергетичний спектр складається із серій рівнів, що відповідають парним та непарним станам електрона, які мають різну поведінку у залежності від величини ексцентриситету еліпса, а у випадку виродження еліптичного дроту у циліндричний, енергії парних та непарних станів збігаються. Розраховано наближений енергетичний спектр електрона в еліптичному напівпровідниковому квантовому дроті GaAs, покритому плівкою $Al_xGa_{1-x}As$, поміщених у діелектричне середовище. Показано, що у такій системі величини розщеплення енергій парних та непарних станів залежать від еліптичності як однієї так і другої межі поділу середовищ. Отримано залежності електронного енергетичного спектра від розмірів та геометричної форми поперечного перерізу квантового дроту, де спостерігається ефект розштовхування енергетичних рівнів однакової симетрії.

Ключові слова: Еліптичний квантовий дрот, енергетичний спектр електрона.

Стаття постуила до редакції 04.08.2006; прийнята до друку 15.06.2007.

Вступ

Фізика напівпровідників останніх десятиріч, завдяки досягненням в технології, перетворилась головним чином у фізику низькорозмірних систем. На даний момент існує багато методів вирощування напівпровідникових наносистем, завдяки яким отримуються квантові точки та квантові дроти різної геометричної форми. Напівпровідникові нанодроти, що вирощені з Si, Ge, GaP, GaAs і InP інтенсивно досліджуються з метою їх застосування в логічних приладах сучасної наноелектроніки, побудови ефективних та наномасштабних світлодіодів чи фотодетекторів. Потенціальні можливості напівпровідникових нанодротів можуть бути суттєво розширені за рахунок створення радіальних гетероструктур усередині дроту.

Розрахунок енергетичного спектра квазічастинок у таких наносистемах виконують у рамках моделей, що найкраще описують особливості геометричної форми та допускають можливість отримати хоча б наближені розв'язки рівняння Шредінгера. Для циліндричних квантових дротів отримується точний енергетичний спектр та хвильові функції квазічастинок. У випадку порушення циліндричної симетрії така задача різко ускладнюється. З метою розрахунку енергетичного спектра квазічастинок у

квантових дротах з асиметричним поперечним перерізом в роботах [1,2] знайдено енергетичний спектр для квазічастинок в еліптичному квантовому дроті.

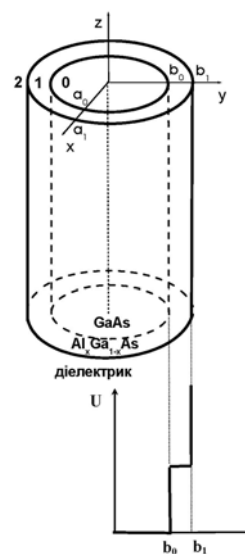


Рис. 1. Геометрична та потенціальна схема СЕКД.

В даній роботі досліджується енергетичний спектр в еліптичному квантовому дроті GaAs, покритому еліптичною плівкою $Al_xGa_{1-x}As$. Такі

дослідження актуальні, оскільки, як показано в роботі [3], інтенсивність фотолюмінісценції складного квантового дроту GaAs/Al_{0,12}Ga_{0,88}As у 20 разів більша ніж у відповідному простому.

I. Гамільтоніан і хвильові функції електрона у складному еліптичному квантовому дроті (СЕКД)

Розглянемо еліптичний квантовий дріт GaAs

(середовище 0), покритий оболонкою Al_xGa_{1-x}As еліптичної форми (середовище 1) та поміщений в діелектричну матрицю (середовище 2), геометрична і потенціальна схема якого зображені на рис.1. Систему координат виберемо так, що вісь Oz направлена вздовж дроту. Потенціальна енергія і ефективна маса електрона в декартових координатах матиме вигляд

$$\mu(x, y) = \begin{cases} \mu_0, & x^2/a_0^2 + y^2/b_0^2 \leq 1, \\ \mu_1, & x^2/a_0^2 + y^2/b_0^2 > 1 \cap x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 \leq 1 \\ \mu_2, & x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 > 1, \end{cases} \quad (1)$$

-

$$U(x, y) = \begin{cases} V_0 = 0, & x^2/a_0^2 + y^2/b_0^2 \leq 1, \\ V_1 = V, & x^2/a_0^2 + y^2/b_0^2 > 1 \cap x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 \leq 1, \\ V_2 = \infty, & x^2/a_1^2 + y^2/b_1^2 > 1, \end{cases} \quad (2)$$

де a_0, b_0 та a_1, b_1 – півосі внутрішнього та зовнішнього еліпса відповідно.

У напрямку вздовж квантового дроту електрон здійснює вільний рух. Доля енергії, що зумовлена позовжнім рухом має вигляд $E_z = \hbar^2 k_z^2 / 2\mu^*$, де μ^* – усереднена ефективна маса. Тут ми користуємося терміном “усереднена ефективна маса”, щоб відмітити той факт, що квазічастинка як єдиний квантовий об’єкт рухається у позовжньому напрямку з квазіімпульсом k_z в усіх шарах СЕКД одночасно, хоча при цьому перебуває у різних шарах з різною ймовірністю.

Енергія, зумовлена поперечним рухом електрона знаходиться з розв’язку рівняння Шредінгера, яке у загальному випадку координатно залежної маси має вигляд

$$-\frac{\hbar^2}{2} \nabla^2 \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla^2 \Psi(x, y) + U(x, y) \Psi(x, y) = E \Psi(x, y). \quad (3)$$

Підставляючи (1) і (2) в рівняння (3) отримаємо для кожного середовища наступні рівняння

$$\Delta \Psi^{(i)}(x, y) + k_i^2 \Psi^{(i)}(x, y) = 0, \quad (i = 0, 1, 2) \quad (4)$$

$$\text{де } k_i^2 = \frac{2\mu_i}{\hbar^2} (E - V_i).$$

Враховуючи те, що дана наногетеросистема володіє еліптичною симетрією, то рівняння (4) зручно розв’язувати в еліптичних координатах (ξ, η, z) , які мають зв’язок з декартовими за наступними співвідношеннями

$$\left. \begin{aligned} x &= f \cosh \xi \cos \eta, & 0 \leq \xi < \infty \\ y &= f \sinh \xi \sin \eta, & 0 \leq \eta < 2\pi \\ z &= z, & -\infty < z < +\infty \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

де $f = \sqrt{a^2 - b^2}$ – фокусна відстань, ξ – виконує роль радіальної координати, а η – кутової. Радіальна координата ξ визначається співвідношенням півосей еліпса ($\tanh \xi = b/a$).

Перейшовши у рівняннях (4) від декартових координат до еліптичних, отримаємо

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{f^2 k_i^2}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) \right] \Psi^{(i)}(\xi, \eta) = 0. \quad (i = 0, 1, 2) \quad (6)$$

Хвильову функцію $\Psi_m^{(i)}(\xi, \eta)$ можна подати у вигляді

$$\Psi_m^{(i)}(\xi, \eta) = R_m^{(i)}(\xi)\theta_m^{(i)}(\eta), \quad (7)$$

де $R_m^{(i)}(\xi)$ - радіальна і $\theta_m^{(i)}(\eta)$ - кутова частини, які задовольняють рівнянням Мат'є

$$\partial^2 \theta_m^{(i)}(\eta) / \partial \eta^2 + (c - 2q_i \cos 2\eta)\theta_m^{(i)}(\eta) = 0, \quad (8)$$

$$\partial^2 R_m^{(i)}(\xi) / \partial \xi^2 - (c - 2q_i \cosh 2\xi)R_m^{(i)}(\xi) = 0, \quad (9)$$

при цьому $q_i = f^2 k_i^2 / 4$, c - константа розділення.

Детальний аналіз кутового та радіального рівнянь Мат'є, а також їх загальних розв'язків приведено в роботах [4, 5].

Розв'язками рівняння (8) є функції Мат'є першого та другого роду. Оскільки, умовам періодичності можуть задовольняти лише парна $ce_m(q, \eta)$ та непарна $se_m(q, \eta)$ функції Мат'є першого роду, то кутова частина хвильової функції матиме вигляд

$$\theta_m(q, \eta) = \begin{cases} ce_m(q, \eta), \\ se_m(q, \eta). \end{cases} \quad (10)$$

Розв'язками радіального рівняння (9) в загальному випадку є лінійна комбінація парних (e) та непарних (o) модифікованих функцій Мат'є першого і другого роду:

$$R_m^e(q, \xi) = \begin{cases} A_m^e J_m(q, \xi) + B_m^e N_m(q, \xi), & q > 0 \\ A_m^e I_m(q, \xi) + B_m^e K_m(q, \xi), & q < 0 \end{cases} \quad (11)$$

$$R_m^o(q, \xi) = \begin{cases} A_m^o J_m(q, \xi) + B_m^o N_m(q, \xi), & q > 0 \\ A_m^o I_m(q, \xi) + B_m^o K_m(q, \xi), & q < 0 \end{cases} \quad (12)$$

де $A_m^e, A_m^o, B_m^e, B_m^o$ - відповідні коефіцієнти, що визначаються граничними умовами та умовою нормування. Як відомо з теорії функцій Мат'є [4], індекс m для парних станів приймає значення $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, а для непарних - $m = 1, 2, 3, \dots$. З умови збіжності радіальної функції при $\xi = 0$ отримаємо

$B_m^{e(o)} = B_m^{o(e)} = 0$. Вважаючи, що зовнішнє діелектричне середовище створює безмежний потенціальний бар'єр для квазічастинки, хвильова функція при $\xi = \xi_1$ рівна нулю. На межі поділу $\xi = \xi_0$ існує скінченний стрибок потенціальної енергії, тому використовуючи умови неперервності хвильової функції та густини потоку ймовірності для парних та непарних станів

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial R_m^{e(o)}(q_0, \xi) / \partial \xi}{R_m^{e(o)}(q_0, \xi)} \Big|_{\xi=\xi_0} = \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial R_m^{e(1)}(q_1, \xi) / \partial \xi}{R_m^{e(1)}(q_1, \xi)} \Big|_{\xi=\xi_0}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial R_m^{o(e)}(q_0, \xi) / \partial \xi}{R_m^{o(e)}(q_0, \xi)} \Big|_{\xi=\xi_0} = \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial R_m^{o(1)}(q_1, \xi) / \partial \xi}{R_m^{o(1)}(q_1, \xi)} \Big|_{\xi=\xi_0}, \quad (14)$$

отримаємо енергетичний спектр та невідомі коефіцієнти для хвильової функції. Як показано авторами роботи [2], такі розв'язки рівняння Шредінгера будуть точними лише у випадку виродження еліптичного квантового дроту у циліндричний. В цій роботі наведено результати розрахунку електронного спектру за допомогою кінцево-різницевого чисельного методу розв'язку рівняння Шредінгера. Порівняння результатів розрахунків, виконаних авторами в роботах [1, 2] для еліптичних квантових дротів із стрибком потенціальної енергії на межі поділу середовищ $V_0 = 0,7527$ еВ, показують, що граничні умови (13) і (14) можуть бути використані для знаходження наближених розв'язків. При цьому похибка в отриманих енергіях для квантових дротів із співвідношенням півосей еліпса $a_0/b_0 < 2$ не перевищує 5%. Зменшення ексцентриситету різко зменшує цю похибку, а в області $1 < a_0/b_0 < 1,5$ спектри збігаються повністю. Отже, обмежуючись розглядом еліптичних квантових дротів з невеликим ексцентриситетом, враховуючи умови (13) і (14), отримаємо дисперсійні рівняння для визначення енергії парних та непарних станів

$$\begin{cases} \frac{J'_m(q_0, \xi_0)}{\mu_0 J_m(q_0, \xi_0)} - \frac{J'_m(q_1, \xi_0)N_m(q_1, \xi_1) - N'_m(q_1, \xi_0)J_m(q_1, \xi_1)}{\mu_1 [J_m(q_1, \xi_0)N_m(q_1, \xi_1) - N_m(q_1, \xi_0)J_m(q_1, \xi_1)]} = 0, & q_1 \geq 0, \\ \frac{J'_m(q_0, \xi_0)}{\mu_0 J_m(q_0, \xi_0)} - \frac{I'_m(q_1, \xi_0)K_m(q_1, \xi_1) - K'_m(q_1, \xi_0)I_m(q_1, \xi_1)}{\mu_1 [I_m(q_1, \xi_0)K_m(q_1, \xi_1) - K_m(q_1, \xi_0)I_m(q_1, \xi_1)]} = 0, & q_1 < 0, \end{cases} \quad (15)$$

де функції $J_m(q, \xi)$, $N_m(q, \xi)$, $I_m(q, \xi)$, $K_m(q, \xi)$ позначають парні і непарні функції Мат'є для визначення енергій відповідних станів $E_{nm}^{e(o)}$, $n = 1, 2, 3 \dots$ - головне квантове число, яке нумерує порядковий номер відповідного кореня.

Такі розв'язки можливі лише для складних еліптичних квантових дротів, межами поділу

середовищ яких є еліпси з однаковою величиною фокусної відстані, оскільки цього вимагає вибрана еліптична система координат (5).

II. Аналіз та обговорення результатів числових розрахунків

Для числових розрахунків використовувались наступні параметри напівпровідникових кристалів: $x=0,12$, $\mu_0 = 0,067m_0$

$\mu_1 = (0,067 + 0,083x)m_0 \approx 0,077m_0$, – ефективні маси електрона у внутрішній жилі та оболонці квантового дроту (m_0 – маса вільного електрона), $V = 0,57(1,55x + 0,37x^2) = 0,109$ eV – висота потенціального бар'єру для електрона на межі середовищ (0) та (1), $a_{\text{GaAs}} = 5,65 \text{ \AA}$ – постійна ґратки напівпровідникового кристалу GaAs.

На рис. 2а приведено результати розрахунку енергій поперечного руху електрона у ЕКД GaAs з непроникливими стінками ($k_z = 0$) у залежності від співвідношення півосей еліпса a_0/b_0 при постійній його площі (радіус рівновеликого з еліпсом кола $R_0 = \sqrt{a_0 b_0} = 10 \text{ нм}$). Ефективна маса електрона

$\mu_0 = 0,067m_e$, m_e – маса вільного електрона. Парні стани зображено суцільними лініями, непарні – штриховими. Для порівняння на рис.2б наведено розрахунки енергетичного спектру електрона в квантовому дроті прямокутного перерізу (рівновеликому з еліптичним) за формулою

$$E_{n_1 n_2} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu_0} \left(\frac{n_2^2}{a^2} + \frac{n_1^2}{b^2} \right), \quad (16)$$

де a, b – поперечні розміри квантового дроту.

З рисунка 2а видно, що парні та непарні стани утворюють серії рівнів, причому енергії парних станів розташовані нижче в енергетичній шкалі за відповідні енергії непарних станів. Найнижчою енергією володіє парний стан $(1,0)^e$, який залишається не виродженим при $a_0/b_0 = 1$.

Якісно подібний спектр спостерігається у квантовому дроті прямокутного перерізу (рис. 2б). Збільшення співвідношення a/b , при постійній площі поперечного перерізу дроту, приводить до створення квазінеперервних зон енергії як у ЕКД, так і в квантовому дроті прямокутного перерізу. У граничному випадку, коли еліпс вироджується в коло ($a_0/b_0 = 1$), а прямокутник – в квадрат, енергії парних та непарних станів збігаються.

На рис. 3 наведено результати розрахунку енергій парних і непарних станів електрона з $k_z = 0$, $m = 1$ у СЕКД GaAs/Al_xGa_{1-x}As у залежності від

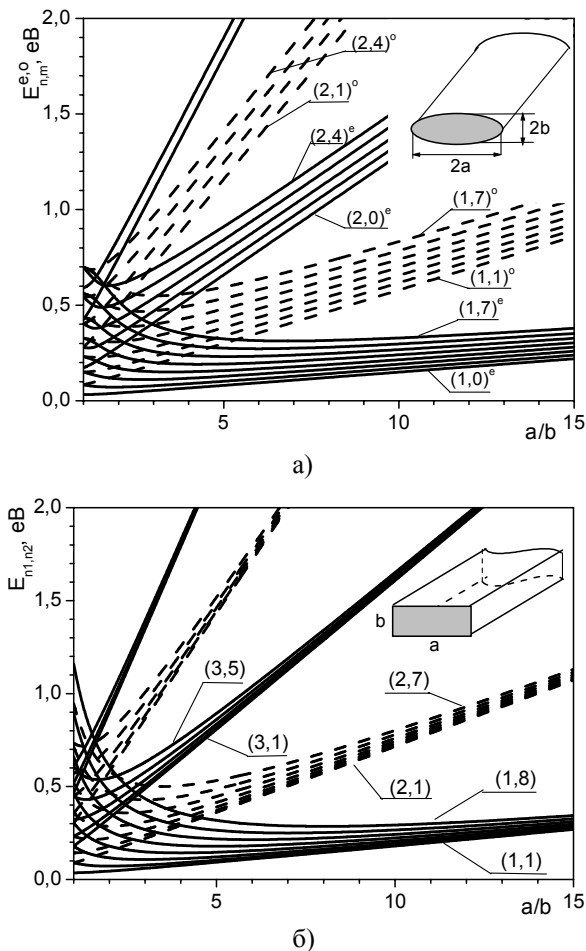


Рис. 2. Залежності енергій парних (суцільні лінії) і непарних (штрихові лінії) станів електрона в еліптичному (а) та відповідних їм станам в рівновеликому ($ab = \pi a_0 b_0$) прямокутному (б) квантових дротах GaAs від співвідношення a/b .

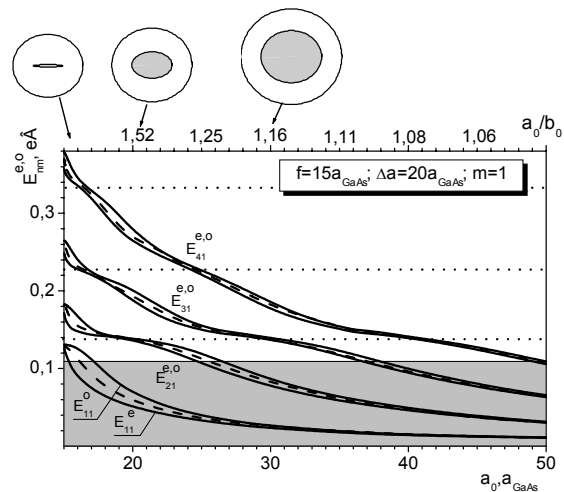


Рис. 3. Залежність енергій парних (E_{nm}^e) та непарних (E_{nm}^o) станів електрона в СЕКД при $m = 1$ (суцільні лінії) та енергій E_{nm} у відповідному СЦКД (штрихові лінії) від a_0 .

величини півосі a_0 внутрішньої жили квантового дроту GaAs при постійній товщині оболонки Al_xGa_{1-x}As в напрямку вісі OX $\Delta a = 20a_{\text{GaAs}}$ та сталій величині фокусної відстані $f = 15a_{\text{GaAs}}$ обох обмежуючих еліптичних циліндрів (суцільні лінії). Для порівняння наведена аналогічна залежність для рівновеликого складного циліндричного квантового дроту (СЦКД) кругового перерізу (штрихові лінії). При цьому радіуси r_0 та r_1 для СЦКД визначались з

умови однакової площі перерізу внутрішньої жили та оболонки для еліптичного та циліндричного квантового дроту: $r_0 = \sqrt{a_0 b_0}$, $r_1 = \sqrt{a_1 b_1}$.

З рис. 3 видно, що енергії парних станів електрона в СЕКД завжди менші, а непарних - більші за відповідні енергії в СЦКД. Таке розщеплення є великим для нижчих енергетичних рівнів і зменшується для станів із більшим значенням головного квантового числа. Це пояснюється тим, що відношення a_0/b_0 завжди більше ніж a_1/b_1 (оскільки фокусна відстань обох еліпсів однакова), але поскільки стрибок потенціальної енергії на внутрішній межі поділу середовищ складає величину $V=109$ меВ, то електрон у станах з більшою енергією менше "відчуває" цю межу. При збільшенні величини a_0 еліптичні перерізи СЕКД наближаються до кругових (це видно з величин a_0/b_0 , наведених на верхній горизонтальній осі рисунка та зображень поперечного перерізу квантового дроту), енергії парних і непарних станів електрона збігаються і прямують до відповідних значень у СЦКД. Тонована область на рис.2 відповідає області енергій нижче висоти потенціального бар'єра. У цій області енергетичний спектр має монотонно спадний характер. У діапазоні енергій вище потенціального бар'єру спостерігається ефект розштовхування рівнів (антикросінг), оскільки, досліджувана наносистема складається з двох потенціальних ям, кожна з яких володіє своєю системою енергетичних рівнів. Із збільшенням розмірів внутрішньої жили СЕКД енергетичні рівні, що належать відповідній потенціальній ямі опускаються до її дна, при цьому вони мали б перетинатися з рівнями, що належать потенціальній ямі, утвореній оболонкою (горизонтальні пунктирні лінії). Для станів з однаковим значенням квантового числа m , у випадку, коли квантові ями (0) і (1) утворюють єдину систему для електрона, такі перетини заборонені. В результаті залежність енергетичного спектра електрона від величини a_0 в області вище потенціального бар'єру має немонотонний характер. В області розштовхування енергетичних рівнів відбувається зміна локалізації квазічастинки в наносистемі. Слабкоспадні ділянки енергетичного спектра відповідають області енергій, при яких електрон з більшою ймовірністю знаходиться в середовищі (1). Швидкоспадні ділянки енергетичного спектра на рис.3 відповідають станам у яких електрон з більшою ймовірністю перебуває у середовищі (0).

На рис. 4 зображено залежності енергій парних E_{1m}^e (суцільні лінії) та непарних E_{1m}^o (штрихові лінії) станів електрона від товщини Δa еліптичної оболонки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при $a_0 = 10a_{\text{GaAs}}$ та $f = 5a_{\text{GaAs}}$. З рисунка видно, що ця залежність має монотонно спадний характер. В граничному випадку $\Delta a = 0$ отримується еліптичний квантовий дріт з непроникними потенціальними стінками. Із збільшенням товщини оболонки Δa послаблюється розмірне квантування, оскільки потенціальна енергія електрона в оболонці скінченна, тому електрон у

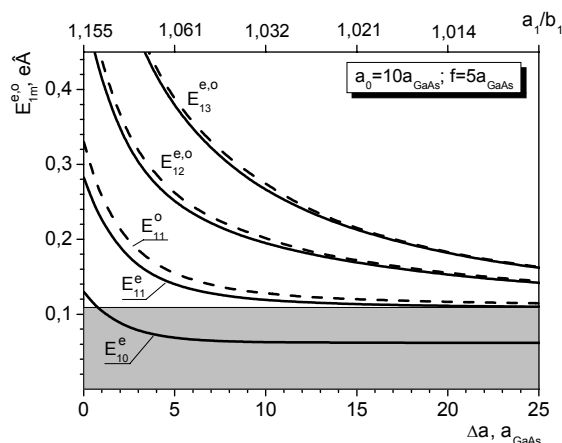


Рис. 4. Залежність енергій парних E_{nm}^e (суцільні лінії) та непарних E_{nm}^o (штрихові лінії) станів електрона в СЕКД при $n = 1$ від Δa .

найнижчому енергетичному стані зв'язується потенціальною ямою центральної частини дроту. При $\Delta a > 8a_{\text{GaAs}}$ залежність енергій основного стану електрона від товщини оболонки виходить на насичення, яке відповідає енергії електрона в еліптичному дроті, поміщеному в масивне середовище $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Енергії збуджених станів електрона, зближуючись між собою, опускаються до дна потенціальної ями, утвореної еліптичною оболонкою. Величина розщеплення енергій парних та непарних станів із збільшенням товщини оболонки Δa зменшується, оскільки зменшується еліптичність зовнішньої межі поділу (величина співвідношення півосей a_1/b_1 приведена на верхній осі графіка).

На рис.5 наведено залежність енергій парних E_{1m}^e

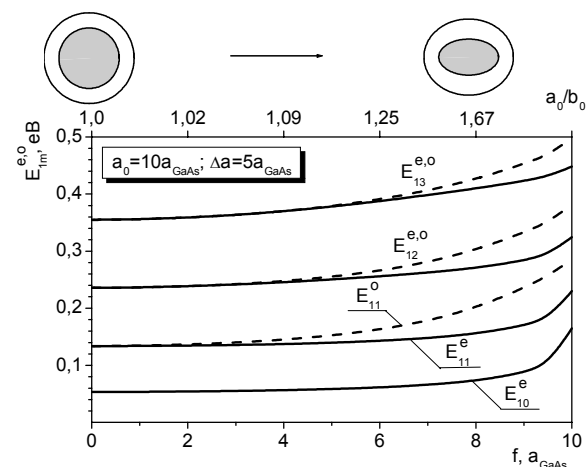


Рис. 5. Залежність енергій парних E_{nm}^e (суцільні лінії) та непарних E_{nm}^o (штрихові лінії) станів електрона в СЕКД при $n = 1$ від f .

(суцільні лінії) та непарних станів E_{1m}^o (штрихові лінії) електрона від фокусної відстані f при постійних величинах $a_0 = 10a_{\text{GaAs}}$ та $\Delta a = 5a_{\text{GaAs}}$. З цього графіка видно, що коли $f \rightarrow 0$, тобто еліпс вироджується в

коло, то енергії парних та непарних станів збігаються і енергетичний спектр у СЕКД переходить у відповідний спектр для СЦКД. Збільшення величини фокусної відстані f приводить до зростання співвідношення a_0/b_0 , а значить до більшого розщеплення парних та непарних станів. У граничному випадку, коли $f = a_0 = 10a_{\text{GaAs}}$ СЕКД вироджується в еліптичний дріт $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ з непроникними стінками.

Висновки

В еліптичній системі координат на основі функцій Мат'є в наближенні ефективних мас розраховано енергетичний спектр електрона в ЕКД GaAs з непроникними для електрона стінками. Енергетичний спектр електрона складається з серій енергетичних рівнів, що відповідають парним та непарним станам електрона і якісно подібний на енергетичний спектр квазічастинки в прямокутному квантовому дроті. Отримані точні розв'язки рівняння

Шредингера можуть бути використані при дослідженні взаємодії квазічастинок у квантових дротах еліптичного перерізу.

Результати дослідження енергетичного спектра електрона у СЕКД, що складається з еліптичного напівпровідникового дроту GaAs, покритого оболонкою $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ показують, що величина розщеплення між енергіями парних та непарних станів залежить від величини ексцентриситету обох меж поділу середовищ, причому навіть незначна деформація циліндричного квантового дроту істотно впливає на енергетичний спектр електронів. Для станів з однаковою симетрією в області енергій вищих за висоту потенціального бар'єра спостерігається ефект розштовхування енергетичних рівнів.

Головацький В.А. – професор кафедри теоретичної фізики;

Гуцул В.І. – аспірант кафедри теоретичної фізики.

- [1] M.van den Broek, F.M. Peeters. Confined states in two-dimensional flat elliptic quantum dots and elliptic quantum wires // *Physica E*. **11**, pp. 345-355 (2001).
- [2] L.C. Lew Yan Voon, C. Galeriu, M. Willatzen. Comment on: Confined states in two-dimensional flat elliptic quantum dots and elliptic quantum wires // *Physica E*. **18**, pp. 547-549 (2003).
- [3] J. Noborisaka, J. Motohisa, S. Hara, and T. Fukui. Fabrication and characterization of freestanding GaAs/AlGaAs core-shell nanowires and AlGaAs nanotubes by using selective-area metalorganic vapor phase epitaxy // *Appl. Phys. Lett.* **87**, pp. 093109-1–093109-3 (2005).
- [4] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш. *Специальные функции*. Наука, М. 344 с. (1964).
- [5] J.C. Gutierrez-Vega, S. Chavez-Cerda, A.Meneses-Nava, R.M. Rodriguez-Dagnino. *Theory and numerical analysis of the Mathieu functions*. NL, Monterrey, Mexico, 59 p. (2003).

V.A. Holovatsky, V.I. Gutsul

Electron Energy Spectrum in Semiconductor Elliptical Nanowire

Chernivtsi National University

2, Kotsyubynskiyi Str., Chernivtsi 58012, Ukraine, tel.: (803722)4-48-16, e-mail: theorphys@chnu.cv.ua

The electron spectrum in single and complicated elliptical quantum wire constructed of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ is investigated within the effective mass approximation. The exact electron energy spectrum in the elliptical quantum wire (EQW) for infinite potential barrier at the media interface is obtained for the different ratio between ellipse semiaxes. Energy spectrum consists of the sets of the levels corresponding to the even and odd states of electron and having different behaviour depending on the magnitude of the ellipse eccentricity; in case of the degeneration of the elliptical wire into the cylindrical one, the energies of the even and odd states are equal. The approximated energy spectrum of electron in elliptical semiconductor quantum wire GaAs covered by $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ shell embedded into dielectric medium is calculated. It is shown that in such system the magnitudes of the even and odd energy states depend on the ellipticity of the both media interfaces. The dependence of electron energy spectra on the sizes and geometrical shape of quantum wire cross is obtained. The effect of the energy levels anticrossing is observed for the levels with the same symmetry.

Key words: elliptical nanowire, electron energy spectrum.