УДК 538.958

© 2014 р. М.В. Ткач, Ю.О. Сеті, Ю.Б. Гринишин

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці

ВПЛИВ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ФОНОНІВ НА РОБОЧІ ЕЛЕКТРОННІ СТАНИ ТРИБАР'ЄРНИХ АКТИВНИХ ЗОН КВАНТОВИХ КАСКАДНИХ ДЕТЕКТОРІВ ЗА КРІОГЕННИХ ТЕМПЕРАТУР

З перших принципів у моделі ефективних мас електрона та діелектричного континууму для обмежених поляризаційних фононів знайдено гамільтоніан електрон-фононної системи в трибар'єрній резонансно-тунельній структурі. При кріогенній температурі розраховано спектральні параметри та активну динамічну провідність, а також знайдено перенормований фононами електронний спектр. На прикладі наносистеми $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ показано, що залежність зміщень електронних рівнів від конфігурації активної зони є сильно нелінійною.
Ключові слова: електрон, фонон, спектр, наносистема.

Из первых принципов в модели эффективных масс электрона и диэлектрического континуума для ограниченных поляризационных фононов найдено гамильтониан электрон-фононной системы в трибарьерной резонансно-туннельной структуре. При криогенной температуре рассчитано спектральные параметры и активную динамическую проводимость, а также найдено перенормированный фононами электронный спектр. На примере наносистемы $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ показано, что зависимость смещений электронных уровней от конфигурации активной зоны является сильно нелинейной.
Ключевые слова: электрон, фонон, спектр, наносистема.

The Hamiltonian of electron-phonon system in the three-barrier resonant tunneling structure is established within the first principles using the model of effective mass for the electron and dielectric continuum model for the confined polarizational phonons. The spectral parameters and dynamic conductivity are calculated and electron spectrum renormalized due to phonons is obtained at cryogenic temperatures. Using $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ nanosystem, it is shown that the shifts of electron energy levels strogly non-linearly depend on the configuration of active band.
Key words: electron, phonon, spectrum, nanosystem.

З часу створення перших квантових каскадних детекторів (ККД) пройшло вже десять років, однак інтенсивність дослідження цих наноприладів продовжує зростати [1, 2]. Інтерес зумовлений унікальними практичними можливостями ККД – вони охоплюють весь терагерцовий діапазон частот і можуть працювати при кімнатних температурах.

Тунельні властивості електронних потоків крізь відкриті трибар'єрні резонансно тунельні структури (ТБРТС) без врахування фононної підсистеми вивчалися детально [3-5], однак до цього часу електрон - фононна взаємодія враховувалася лише з метою оцінки ймовірностей квантових переходів у двота трибар'єрних наносистемах, що не вимагало обов'язкової наявності гамільтоніана системи у зображенні чисел заповнення за усіма змінними.

Метою цієї роботи є дослідження електронного спектру і динамічної провідності ТБРТС $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ та впливу обмежених фононів на перенормування двох нижніх (робочих) станів цієї системи при кріогенній температурі. Для цього буде отримано гамільтоніан системи у зображенні вторинного квантування за всіма змінними, що дозволяє застосувати метод функцій Гріна для розрахунку перенормованого спектра.

1. Гамільтоніан та фур'є-образ функції Гріна системи електронів, взаємодіючих з обмеженими поляризаційними фононами у трибар'єрній наноструктурі.

Так як теорія спектральних параметрів і активної провідності електронів відкритою

ТБРТС була детально розвинена в роботі [5], то ми не будемо повторювати тут відповідні аналітичні викладки, а скориставшись тим, що товщини зовнішніх шарів трибар'єрних РТС як активних зон експериментальних ККД є досить великими (3÷6 нм) [6, 7], то для побудови теорії електрон-фононної взаємодії будемо використовувати модель закритої ТБРТС (рис.1) з відомими ефективними масами

$$m(z)=\begin{cases} m_w \\ m_b \end{cases}, \quad U(z)=\begin{cases} 0 & 0\le z\le a_1 \ \text{(II)}; \\ U & -\infty\le z\le 0 \ \text{(I)}; \end{cases}$$

і потенціальним рельєфом

$$\begin{cases} a_1+\Delta\le z\le a_1+\Delta+a_2 \ \text{(IV)}; \\ a_1\le z\le a_1+\Delta \ \text{(III)};\ a_1+\Delta+a_2\le z\le\infty \ \text{(V)}. \end{cases} \quad (1)$$

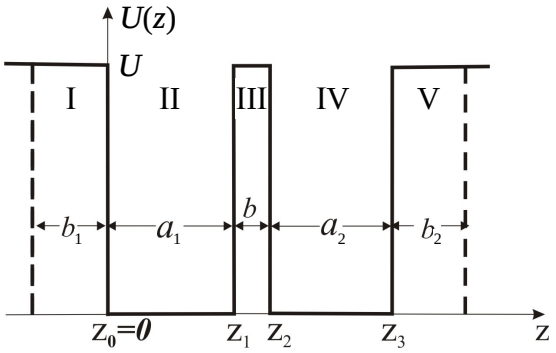

Рис.1. Потенціальний рельєф закритої ТБРТС. Штрихова лінія вказує межі зовнішніх бар'єрів відкритої системи з ширинами бар'єрів (b_1;b_2).

Подаючи електронну хвильову функцію у вигляді

$$\Psi_{n\mathbf{k}}(\mathbf{r})=\frac{1}{\sqrt{S}}e^{i\mathbf{k}\boldsymbol{\rho}}\Psi_n(z), \quad (2)$$

де $\mathbf{k}$ і $\boldsymbol{\rho}$ – квазіімпульс і радіус-вектор електрона в площині xOy, а S – площа основної області у цій площині, для z-ої компоненти цієї функції отримується рівняння Шредінгера

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2}\frac{d}{dz}\frac{1}{m(z)}\frac{d}{dz}+U(z)\right\}\Psi_n(z)=E_n\Psi_n(z). \quad (3)$$

Повна енергія електрона (E) визначається сумою енергій $E_{n\mathbf{k}}=E_n+\dfrac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_n^*}$. (4)

Тут складова енергії у площині, перпендикулярній до осі Oz, визначається, як у роботі [8], скорельованою по РТС ефективною масою

$$\frac{1}{m_n^*}=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{|\Psi_n(z)|^2dz}{m(z)}, \quad (5)$$

де $\Psi_n(z)$, як і E_n, визначається розв'язками рівняння (3). При цьому

$$\Psi_n(z)=\begin{cases} \sum\limits_{j=2,4}\Psi_{jn}(z)= \\ =\sum\limits_{j=2,4}\left(A_{jn}\cos k_nz+B_{jn}\sin k_nz\right), \\ \sum\limits_{j=1,3,5}\Psi_{jn}(z)= \\ =\sum\limits_{j=1,3,5}\left(A_{jn}e^{\chi_nz}+B_{jn}e^{-\chi_nz}\right), \end{cases} \quad (6)$$

де $$k_n=\hbar^{-1}\sqrt{2m_wE_n}, \quad (7)$$

$$\chi_n=\hbar^{-1}\sqrt{2m_b(U-E_n)}=\sqrt{2m_bU\hbar^{-2}-k_n^2m_b/m_w}$$

За умови зникнення хвильової функції при $z\to\pm\infty$ $B_{1n}=A_{5n}=0$, решта коефіцієнтів A_{jn}, B_{jn} та енергетичний спектр E_n однозначно визначаються граничними умовами

$$\begin{cases} \Psi_{jn}(z)\big|_{z=z_j}=\Psi_{j+1n}(z)\big|_{z=z_j} \\ \dfrac{1}{m_j}\dfrac{\partial\Psi}{\partial z}\Big|_{z=z_j}=\dfrac{1}{m_{j+1}}\dfrac{\partial\Psi}{\partial z}\Big|_{z=z_j}, \quad j=1,2,\ldots,5 \end{cases} \quad (8)$$

та умовою нормування

$$\int_{-\infty}^{\infty}\Psi_n^*(z)\Psi_{n'}(z)dz=\delta_{nn'}. \quad (9)$$

Здійснивши в електронному гамільтоніані перехід до зображення вторинного квантування на квантованій хвильовій функції

$$\hat{\Psi}(\mathbf{r})=\sum_{n\mathbf{k}}\Psi_{n\mathbf{k}}(\boldsymbol{\rho},z)a_{n\mathbf{k}} \quad (10)$$

отримується гамільтоніан невзаємодіючих електронів у зображенні чисел заповнення

$$\hat{H}_e=\sum_{n\mathbf{k}}E_{n\mathbf{k}}a^+_{n\mathbf{k}}a_{n\mathbf{k}} \quad (11)$$

з визначеним (4) електронним спектром $E_{n\mathbf{k}}$ та ферміонними операторами народження ($a^+_{n\mathbf{k}}$) і знищення ($a_{n\mathbf{k}}$) електронних станів, що задовільняють антикому-

таційним співвідношенням.

Як відомо [9], у моделі діелектричного континууму спектр фононів і потенціал поля поляризації $\Phi(\vec{r})$ визначається рівнянням

$$\varepsilon_j(\omega)\nabla^2\Phi(\vec{r}) = 0, \qquad (12)$$

де $\varepsilon_j(\omega)$ – діелектрична проникливість j-го шару двокомпонентного матеріалу системи

$$\varepsilon_j(\omega) = \varepsilon_{j\infty}\frac{\omega^2-\omega_{Lj}^2}{\omega^2-\omega_{Tj}^2}. \qquad (13)$$

Тут $\varepsilon_{j\infty}$ – високочастотна проникливість, ω_{Lj}, ω_{Tj} – частоти повздовжніх (L) та поперечних (T) коливань j-го матеріалу.

Відомо [8, 9], що спектр і потенціал поля поляризації обмежених фононів отримуються з рівняння (12) за умови, що $\nabla^2\Phi(\vec{r}) \neq 0$ і тому $\varepsilon_j(\omega)=0$. Звідси видно, що для напівобмеженого чи обмеженого середовища двохкомпонентного матеріалу енергії обмежених фононів у ньому визначаються тими ж частотами, що й у масивних матеріалах

$$\Omega_j = \hbar\omega_{Lj}. \qquad (14)$$

Розклад потенціала поля поляризації j-го середовища у двовимірний ряд Фур'є

$$\Phi_j(\vec{\rho}, z) = \sum_{\lambda\vec{q}}\Phi_{j\lambda}(\vec{q}, z)e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \qquad (15)$$

з наступним переходом від фур'є-компонент спочатку до нормальних узагальнених координат і імпульсів, а потім до операторів чисел заповнення за відомою квантовомеханічною системою [9, 10] в значає гамільтоніан обмежених фононів у моделі двокомпонентного матеріалу

$$\hat{H}_L = \sum_{j\lambda\vec{q}}^{5}\Omega_j(b_{j\lambda\vec{q}}^{+}b_{j\lambda\vec{q}} + 1/2), \qquad (16)$$

оператори $b_{j\lambda\vec{q}}^{+}, b_{j\lambda\vec{q}}$ – задовольняють бозонним комутаційним співвідношенням.

Гамільтоніан взаємодії $H_{e-L} = -e\Phi_L(\vec{r})$ електронів зі всіма гілками обмежених і напівобмежених фононів у зображенні вторинного квантування за фононними змінними має відомий [9] вигляд

$$\hat{H}_{e-L} = -\sum_{j\lambda\vec{q}}\sqrt{\frac{8\pi\hbar e^2 d_j}{S}\left(\left.\frac{\partial\varepsilon_j(\omega)}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_{Lj}}\right)^{-1}\Big/\left(\pi^2\lambda^2+q^2d_j^2\right)}\times$$

$$\times\begin{cases}\cos[\frac{\pi\lambda}{d_j}(z-z_{j-1}-\frac{d_j}{2})], & \lambda=1,3,5...\\ \sin[\frac{\pi\lambda}{d_j}(z-z_{j-1}-\frac{d_j}{2})], & \lambda=2,4,6...\end{cases}\times$$

$$\times H_j(z)e^{i\vec{q}\vec{\rho}}\left(b_{j\lambda\vec{q}}+b_{j\lambda\vec{q}}^{+}\right) \qquad (17)$$

Тут $H_j(z)$ – уведена ще в роботі [9] функція

$$H_j(z) = \begin{cases}1, & \text{if } z \text{ is in } j \text{ layer},\\ 0, & \text{otherwise},\end{cases} \qquad (18)$$

$\vec{q}$ – двомірний квазіімпульс фононів, d_j – товщина j-ої області гетеросистеми.

Здійснивши в гамільтоніані (17) перехід до зображення вторинного квантування на квантованій хвильовій функції електронів (10), отримується гамільтоніан e-L – взаємодії у зображенні чисел заповнення за електронними й фононними змінними

$$\hat{H}_{e-L} = \sum_{\substack{n'nj\\ \lambda\vec{q}}}F_{n'n}^{j\lambda}(q)a_{n'k+\vec{q}}^{+}a_{nk}\left(b_{j\lambda\vec{q}}+b_{j\lambda\vec{q}}^{+}\right) \qquad (19)$$

Тут функції зв'язку мають вигляд

$$F_{n'n}^{j\lambda}(q) = f_{n'n}^{j\lambda}\frac{d_j}{\sqrt{S}}(\pi^2\lambda^2+q^2d_j^2)^{-1/2}, \qquad (20)$$

де величини

$$f_{n'n}^{j\lambda} = -\sqrt{\frac{8\pi\hbar e^2}{d_j}\left(\left.\frac{\partial\varepsilon_j(\omega)}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_{Lj}}\right)^{-1}}\int_{z_{j-1}}^{z_j}\Psi_{jn'}^{*}(z)\times$$

$$\times\Psi_{jn}(z)\begin{cases}\cos[\pi\lambda(\frac{z-z_{j-1}}{d_j}-\frac{1}{2})], & \lambda=1,3,5..\\ \sin[\pi\lambda(\frac{z-z_{j-1}}{d_j}-\frac{1}{2})], & \lambda=2,4,6..\end{cases}dz \qquad (21)$$

характеризують силу електрон-фононної взаємодії. Інтеграл в (21), як видно з (6), містить прості тригонометричні й експоненційні функції, тому хоча він визначається точно аналітично, але не приводиться із-за

громіздкості.

Отриманий гамільтоніан електрон-фононної системи в ТБРТС

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \hat{H}_L + \hat{H}_{e-L} \qquad (22)$$

дозволяє аналітично розрахувати фур'є-образ електронної функції Гріна за правилами діаграмної техніки Фейнмана –Пайнса [10].

У цьому випадку фур'є-образ електронної функції Гріна визначається рівнянням Дайсона[10]

$$G_n(\vec{k},E) = \left\{E - E_{n\vec{k}} - M_n(\vec{k},E)\right\}^{-1}, \qquad (23)$$

де внаслідок слабкості електрон-фононного зв'язку в масовому операторі $M_n(\vec{k},E)$ достатньо обмежитись діаграмою однофононного наближення

$$M_n(\vec{k},E) = \sum_{j=1}^{5} M_{nj}(\vec{k},E) = \qquad (24)$$

$$= \sum_{j=1}^{5}\sum_{n_1=1}^{N}\sum_{\lambda\vec{q}} \frac{f_{nn_1}^{j\lambda *} f_{n_1 n}^{j\lambda} d_j^2 S^{-1}}{E - E_{n_1}(\vec{k}+\vec{q}) - \Omega_j + i\eta} \quad (\eta \to +0).$$

Тут N - кількість енергетичних зон (рівнів) у потенціальних ямах наносистеми. Перехід від суми по двомірному квазіімпульсу $\vec{q}$ до інтегралів $\left(\sum_{\vec{q}} => (2\pi)^{-2} S \int\int d^2\vec{q}...\right)$ у полярній системі координат дозволяє виконати точний аналітичний розрахунок масового оператора (24) при $\vec{k} = 0$, що відповідає типовій експериментальній ситуації, коли електрони рухаються перпендикулярно до поверхні гетеросистеми. З урахуванням слабкості електрон-фононного зв'язку, покладаючи в масовому операторі $E=E_n$, та виділяючи в ньому дійсну

$$\Delta_n = \Delta_{nn} + \sum_{n_1 \neq n} \Delta_{nn_1} = \mathrm{Re}\, M_{nn}(E_n) + \qquad$$

$$+ \sum_{n_1 \neq n} \mathrm{Re}\, M_{nn_1}(E_n) \qquad (25)$$

й уявну

$$\Gamma_n = \Gamma_{nn} + \sum_{n_1 \neq n} \Gamma_{nn_1} = 2\,\mathrm{Im}\, M_{nn}(E_n) + \qquad$$

$$+ 2\sum_{n_1 \neq n} \mathrm{Im}\, M_{nn_1}(E_n) \qquad (26)$$

частини, які описують відповідно повні (Δ_n, Γ_n) зміщення й затухання n-ої зони та їх парціальні внутрізонні (Δ_{nn}, Γ_{nn}) та міжзонні ($\Delta_{n,n_1\neq n}$, $\Gamma_{n,n_1\neq n}$) складові, внаслідок точного аналітичного інтегрування отримується

$$\Delta_n = \Delta_n^{(+)} = \Delta_{nn}^{(+)} + \sum_{n_1 \neq n} \Delta_{nn_1}^{(+)}, \qquad (27)$$

$$\Gamma_n = \Gamma_n^{(+)} = \Gamma_{nn}^{(+)} + \sum_{n_1 \neq n} \Gamma_{nn_1}^{(+)}, \qquad (28)$$

де

$$\Delta_n^{(+)} = -\sum_{n_1=1}^{N}\sum_{j,\lambda}\left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_n^* d_j^2}\right)^{-1} f_{nn_1}^{j\lambda *} f_{n_1 n}^{j\lambda} \times$$

$$\times \ln\left[\frac{(\pi\lambda\hbar)^2}{2m_n^* d_j^2 \left|E_{n_1} - E_n + \Omega_j\right|}\right] \times$$

$$\times \left\{ \frac{\theta(E_{n_1} - E_n + \Omega_j)}{(\pi\lambda)^2 - \left|E_{n_1} + \Omega_j - E_n\right| \Big/ \dfrac{\hbar^2}{2m_n^* d_j^2}} + \right.$$

$$\left. + \frac{\theta(E_n - E_{n1} + \Omega_j)}{(\pi\lambda)^2 + \left|E_{n_1} - E_n + \Omega_j\right| \Big/ \dfrac{\hbar^2}{2m_n^* d_j^2}} \right\}, \qquad (29)$$

$$\Gamma_n^{(+)} = \sum_{n_1=1}^{N}\sum_{j,\lambda}\left(\frac{4\hbar^2}{m_n^* d_j^2}\right)^{-1} f_{nn_1}^{j\lambda *} f_{n_1 n}^{j\lambda} \times$$

$$\times \frac{\theta(E_n - E_{n1} + \Omega_j)}{(\pi\lambda)^2 + \left|E_{n_1} - E_n + \Omega_j\right| \Big/ \dfrac{\hbar^2}{2m_n^* d_j^2}} \qquad (30)$$

Розвинена тут теорія дозволяє виконувати розрахунок і аналіз перенормованих взаємодією з обмеженими L-фононами параметрів електронного спектру в ТБРТС при заданих фізичних і геометричних параметрах систем.

2. Аналіз динамічної провідності та перенормування параметрів електронного спектру на прикладі ТБРТС $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$

Розрахунок динамічної провідності й спектральних параметрів у відкритій ТБРТС виконувався на основі теорії [5], а розрахунок зміщень і затухання, як параметрів електронного спектру, виконувався на основі приведеної теорії для ТБРТС $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$, яка є типовою активною зоною експериментально досліджуваних ККД [4, 5]. Фізичні параметри складових елементів системи приведені в таблиці 1.

Таблиця 1. Фізичні параметри системи.

	GaAs	$Al_{0,45}Ga_{0,55}As$
ε_∞	10,89	9,6615
$\hbar\omega_L$, меВ	36,25	33,6642
$\hbar\omega_T$, меВ	33,29	32,7671
m, m_e	0,067	0,10435
U, меВ	373,41	

На рис.2а-ж приведені залежності спектральних параметрів резонансних енергій E_n, ширин Γ_n, часів життя τ_n та провідностей (повних σ_{12}, σ_{13} та парціальних σ_{12}^{+}, σ_{12}^{-}) електронів від положення (a_1) внутрішнього бар'єра між зовнішніми для двох відкритих ТБРТС з однаковими сумарними розмірами обох ям ($a = a_1 + a_2 = 13{,}9$ нм) та внутрішнього бар'єру (b=1,13 нм), але з різними товщинами зовнішніх бар'єрів: А) $\Delta_1=\Delta_2$=3 нм; Б) Δ_1=4 нм, Δ_2=2 нм.

З рис.2а,д видно, що незалежно від співвідношення між величинами товщин зовнішніх бар'єрів еволюція провідності й усіх спектральних параметрів електронів зі зміною розміру (a_1) першого шару-ями якісно подібна і сильно нелінійна. Аналіз динамічних провідностей σ_{13}, σ_{12} і парціальних складових $\sigma_{12}^{\pm}$ (рис.2г,ж) та часів життя τ_1, τ_2, τ_3(рис.2в,є) подібно до того, що детально виконувався у роботі [5] показує, що оптимальною є ТБРТС з внутрішнім бар'єром, розташованим близько біля середини між зовнішніми бар'єрами. Саме при такій конфігурації потоки на вихід значно переважають обернені потоки($\sigma_{12}^{+} >> \sigma_{12}^{-}$), а повний потік у переході $1 \to 2$ значно переважає повний потік у переході $1 \to 3$.

У цій конфігурації часи життя у обох робочих станах ($\tau1$, $\tau2$) достатньо малі (рис.2в,є) порівняно з іншими конфігураціями відповідних систем. Важливо також, що при такій конфігурації ТБРТС резонансні ширини (рис.2б,е) Γ_1 і Γ_2 значно менші, ніж відповідні резонансні енергії (рис.2а,д) E_1 і E_2 Це значить, що в таких станах електрони достатньо локалізовані всередині ТБРТС і для розрахунку електрон-фононної взаємодії можна використовувати розвинуту в попередньому параграфі теорію. Розрахунок електронного спектра E_n, енергії квантового переходу E_{12} з поглинанням електромагнітного поля без врахування фононів, а також перенормовані поляризаційними фононами зміщення робочих рівнів (Δ_1, Δ_2) і затухання (Г2) виконувалось у моделі закритої ТБРТС. Результати розрахунків еволюції цих параметрів у залежності від конфігурації(положення a_1 внутрішнього бар'єра) приведені на рис.3а-в. З рисунків видно таке. Оскільки енергії робочих станів (1 і 2) є нелінійними функціями від a_1, то й енергія квантового переходу $E_{12}=E_2-E_1$ також є нелінійною(рис.3а). Варто зауважити, що величини енергій у відкритій і закритій моделях ТБРТС незалежно від розмірів і конфігурації збігаються з точністю не гірше 0,1%.

Повне від'ємне зміщення (Δ_1) першого робочого рівня (рис.3б) за рахунок взаємодії електронів з віртуальними фононами зі збільшенням a_1 в інтервалі $0 \le a_1 \le a/2$ – за величиною зменшується.

При цьому його величина, майже при всіх значеннях a_1, в основному, формується внутрізонною взаємодією (Δ_{11}), а парціальні внески електронної взаємодії з фононами через інші зони є досить малими, і лише в околі $a_1 \approx a/2$ їх сумарний внесок ($\Delta_{1\Sigma}$) у повне зміщення (Δ_1) співмірний і навіть трохи переважає за величиною Δ_{11} (рис.3б).

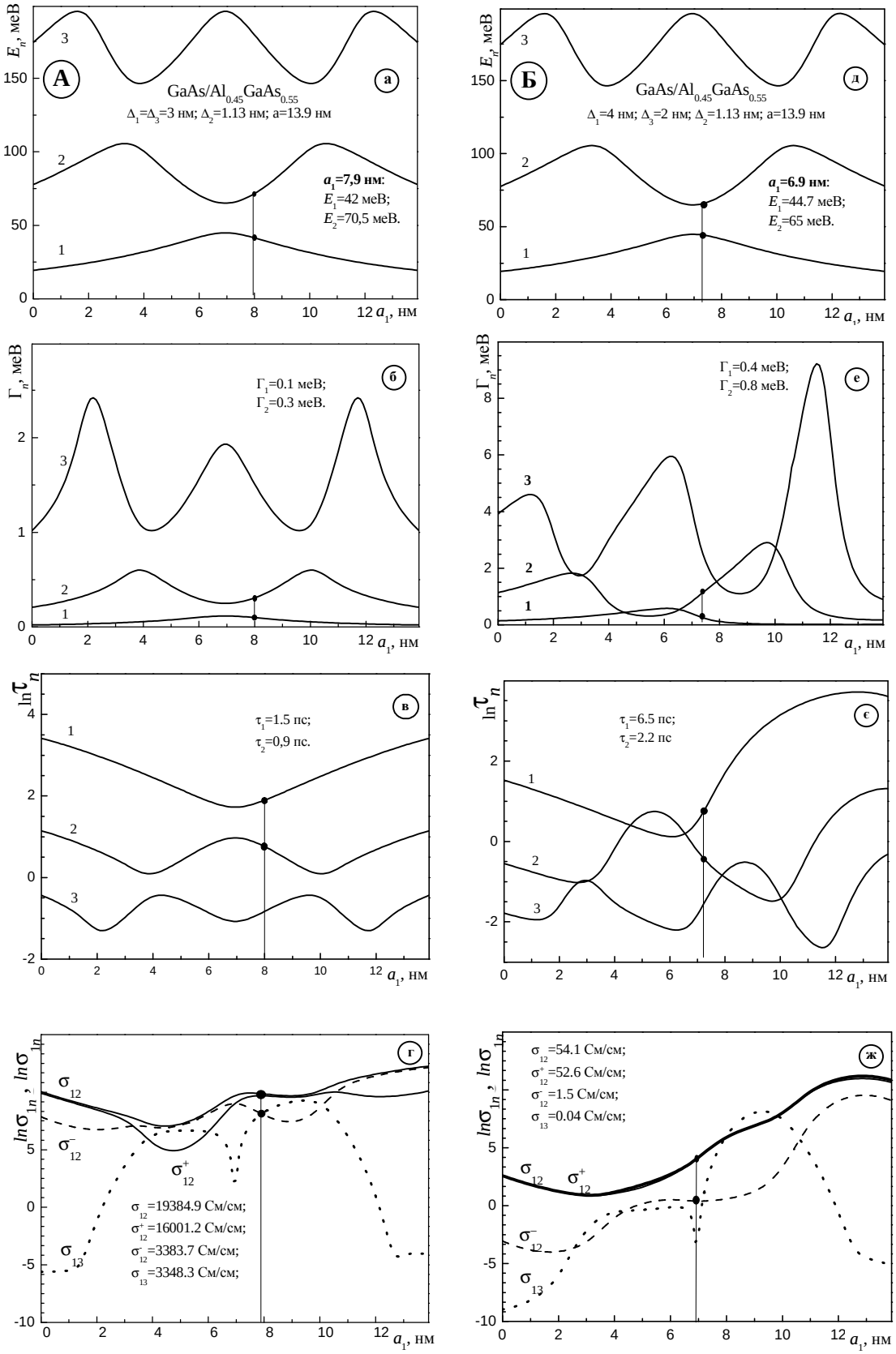

Рис.2. Еволюція спектральних параметрів і динамічної провідності електронів у симетричній (А) та несиметричній (Б) ТБРТС $GaAs/Al_{0,45}Ga_{0,55}As$.

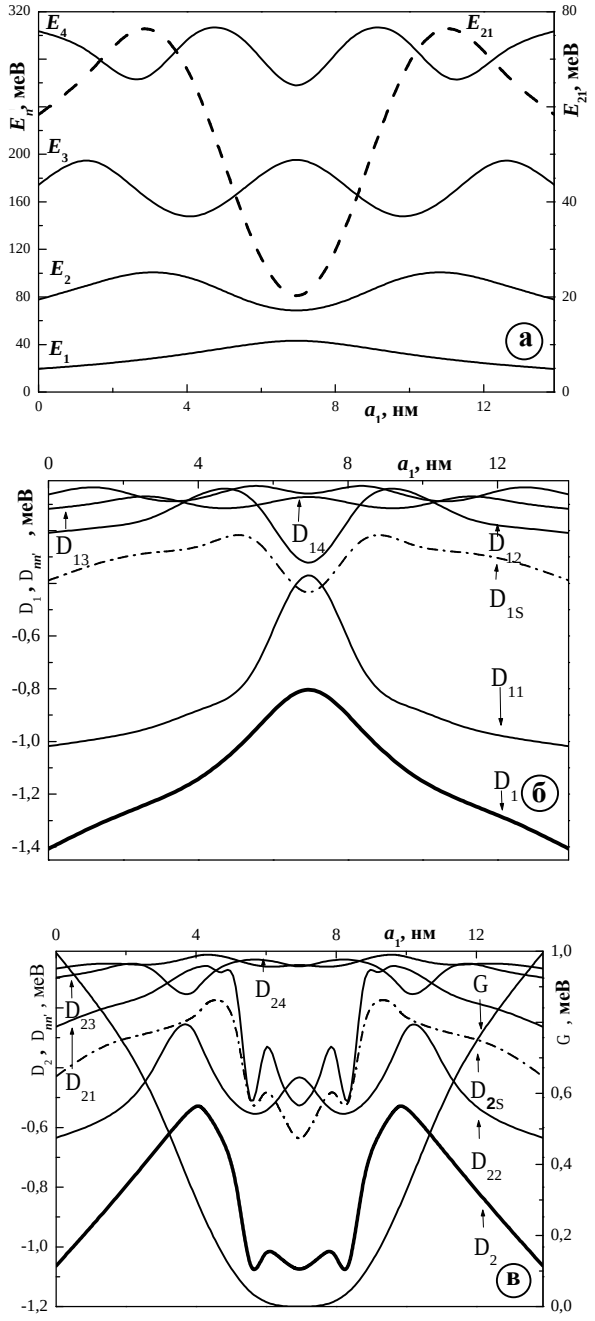

Рис.3. Залежності спектральних параметрів електронів від положення (a_1) внутрішнього бар'єра між зовнішніми бар'єрами ТБРТС при T=0 K.

Звичайно, оскільки внутрізонна й міжзонна взаємодії електронів нижніх (зокрема основного) станів через фонони з електронами вищих збуджених станів не приводять до затухання у відповідності з фізичними міркуваннями, то затухання основного стану відсутнє (Γ_1=0).

Повне від'ємне зміщення (Δ_2) другого робочого рівня (рис.3в) зі збільшенням a_1 в інтервалі $0 \le a_1 \le a/4$ за величиною зменшується, в інтервалі $a/4 \le a_1 \le a/3$ – збільшується, а в інтервалі $a/3 \le a_1 \le a/2$ воно є слабо нелінійним, причому вклади Δ_{22} і $\Delta_{2\Sigma}$ є співмірними.

Що ж до затухання Γ_2 (рис.3в), то при T=0°K воно виникає в другому робочому стані (Γ_2=Γ_{21}) лише із-за міжзонної взаємодії через віртуальні фонони з електронами першого(основного) стану за умови $E_2 > E_1 + \Omega_j$.

Основні результати і висновки.

1. Вперше отримано гамільтоніан системи електронів, що взаємодіють з обмеженими поляризаційними фононами в нано-ТБРТС з двокомпонентними бар'єрами у зображенні вторинного квантування за всіма змінними.

2. Методом температурних функцій Гріна розраховано й проаналізовано перенормовані фононами зміщення й затухання двох найнижчих(робочих) електронних станів у ТБРТС GaAs/$Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ при T=0 K.

3. У ТБРТС оптимальної конфігурації, при внутрішньому бар'єрі розташованому біля середини між зовнішніми, негативні зміщення обох робочих рівнів практично однакові(порядка 1 меВ), а затухання за рахунок взаємодії електронів з обмеженими поляризаційними фононами відсутнє.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Gmachl* C. , *Capasso F., Sivco D.L. , Cho A.Y.* Recent progress in quantum cascade lasers and applications/ // Rep.Prog.Phys. – 2001. – **64**. – P.1533.-1601.
2. *Giorgetta F.R.* et al. Quantum Cascade Detectors // IEEE J. Quantum Electronics. – 2009. – **45**. – P.1039-1052.
3. *Елесин В.Ф., Копаев Ю.В.* Лазер на "штарковской лестнице" *с* когерентной электронной подсистемой // ЖЭТФ. – 2003. – **123** (6). – С. 1308-1322.
4. *Пашковский А.Б.* Высокая прозрачность двухфотонного канала рассеяния в трехбарьерных структурах // Письма ЖЭТФ. – 2009. – **89** (1). – С. 32-37.

5. *Ткач М.В., Сеті Ю.О.* Теорія властивостей резонансно-тунельних наноструктур, як активних елементів квантових каскадних лазерів і детекторів // УФЖ. – 2013. – **58** (2). – С. 182-188.
6. *Liu H.C., Song C.Y., Wasilewski Z.R.* Background-limited terahertz quantum-well photodetector // Appl. Phys. Lett. – 2005. – **86**, . – P. 231103.
7. *Yu C.H., Zhang B., Lu W. et al.* Strong enhancement of terahertz response in GaAs/AlGaAs quantum well photodetector by magnetic field // Appl. Phys. Lett. – 2010. – **97**. – P. 022102.
8. *Gao X., Botez D., Knezevic J.I.* X-valley leakage in GaAs-based midinfrared quantum cascade lasers // Monte Carlo study Appl. Phys. – 2007. – **101**,. – P. 063101.
9. *Mori N., Ando T.* Electron – optical-phonon interaction in single and double heterostructures // Phys. Rev. – 1989. – **B 40**. – P. 6175-6188.
10. *Ткач М.В.* Квазічастинки у наногетеросистемах. Квантові точки та дроти. – Чернівці: Рута, 2003.