

І.В. Бойко¹, А.М. Грищук²

Вплив статичного та динамічного просторових зарядів на спектральні параметри та активну динамічну провідність резонансно-тунельних структур з постійним електричним полем

¹Тернопільський національний технічний університет Івана Пулюя, м. Тернопіль, вул. Руська 56,
e-mail: boyko.i.v.theory@gmail.com

²Житомирський державний університет імені Івана Франка, м. Житомир, вул. Велика Бердичівська, 40,
e-mail: teor-caf@meta.ua

У моделі ефективних мас електрона та прямокутних потенціалів у наближенні слабого сигналу розвинена теорія активної динамічної провідності трибар'єрної активної зони квантового каскадного лазера з урахуванням впливу просторового статичного та динамічного зарядів.

Показано, що статичний заряд спричиняє збільшення часів життя електронних квазістаціонарних станів та зміщення енергетичних рівнів у високоенергетичну область не змінюючи максимальних значень активної динамічної провідності. Динамічний заряд, не впливаючи на спектральні параметри електрона, спричиняє перерозподіл парціальних складових активної динамічної провідності. Встановлено, що парціальна складова динамічної провідності, яка спричинена електронним потоком на вихід з наноструктури зменшується, а складова провідності спричинена потоком у протилежному напрямку збільшується, а при цьому сумарна величина провідності залишається практично не змінною.

Ключові слова: квантовий каскадний лазер, резонансно-тунельна структура, динамічна провідність, двофотонні електронні переходи.

Стаття поступила до редакції 07.06.2015; прийнята до друку 15.12.2015.

Вступ

Розвиток технології та фізики напівпровідників у наш час нерозривно пов'язаний з дослідженням квантових каскадних лазерів [1, 2] та детекторів [3, 4] і фізичних процесів, що у них відбуваються. Активними елементами згаданих наноприладів, які працюють у терагерцовому та інфрачервоному діапазонах частот електромагнітного поля є плоскі резонансно-тунельні структури (РТС), фізичні та геометричні параметри яких значною мірою визначають робочі характеристик згаданих наноприладів. Тому для з'ясування умов оптимізації роботи нанолазерів та детекторів важливо знати суть фізичних процесів, що відбуваються при когерентному транспорті електронів крізь багатощарові РТС.

Одним з напрямків, який продовжує розвиватися, є дослідження впливу дисипативних процесів, що впливають на процес тунелювання електронів у

багатощарові РТС. Ці процеси пов'язані з взаємодією електронів між собою та з фононами, домішками. Вплив електрон-електронної взаємодії на тунелювання електронів було досліджено в роботах [5, 6]. Електрон-фононна взаємодія і вплив фононів на електронний спектр вивчався у працях [7, 8]. Порівняно слабо досліджено вплив на резонансне тунелювання у відкритих РТС полів статичного та динамічного заряду, які створюються тунельованими електронами. Самоузгоджений вплив лише динамічного просторового заряду у досить грубій моделі РТС з δ -подібними потенціальними бар'єрами для тунелювання електронів у слабкому електромагнітному полі вивчався у роботах [9, 10].

У пропонованій роботі розвинена теорія електронного транспорту електронів крізь трибар'єрну РТС з прикладеним постійним поздовжнім електричним полем на основі знайденого самоузгодженого розв'язку повного рівняння Шредінгера та рівняння Пуассона. На прикладі

трибар'єрної РТС як активної зони експериментально реалізованого ККЛ з $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ - ямами та $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ - бар'рами досліджено вплив просторового статичного та динамічного зарядів на спектральні параметри квазістаціонарних станів (КСС) електрона та активну динамічну провідність наносистеми.

I. Теорія активної динамічної провідності трибар'єрної ртс. самоузгоджені розв'язки рівнянь Шредінгера і Пуассона

У Декартовій системі координат розглядається трибар'єрна РТС, яка розташована так, що вісь OZ є перпендикулярною до меж поділу середовищ наносистеми (рис. 1,а). Перпендикулярно до шарів РТС прикладене постійне електричне поле з напруженістю \vec{F} .

Оскільки різниця між сталими решіток шарів-ям та шарів-бар'єрів є незначною, то для електрона застосовується модель ефективних мас та прямокутних потенціалів:

$$m(z) = m_w \sum_{p=0}^3 [q(z - z_{2p-1}) - q(z - z_{2p})] + m_b \sum_{p=0}^2 [q(z - z_{2p}) - q(z - z_{2p+1})] \quad (1)$$

$$U(z) = U \sum_{p=0}^2 [q(z - z_{2p}) - q(z - z_{2p+1})] - eF \{ z [q(z) - q(z - z_5)] + z_5 q(z - z_5) \}, \quad (2)$$

де $q(z)$ - одинична функція Хевісайда, $z_{-1} \rightarrow -\infty$, $z_6 \rightarrow \infty$, а m_w і m_b - ефективні маси електрона в потенціальних ямах та бар'єрах наноструктури відповідно.

У постановці задачі вважається, що моєнергетичний потік електронів з енергією E і

початковою концентрацією n_0 падає перпендикулярно до площин двоявної відкритої РТС зліва. Рух електрона вважається одновимірним і таким, що описується хвильовою функцією $\Psi(z, t)$, що задовольняє повне рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) + H(z, t) \right) \Psi(z, t), \quad (3)$$

$$\text{де} \quad H(z, t) = -eC [zq(z) + (z_5 - z)q(z - z_5)] (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) + ej(z, t) \quad (4)$$

доданок гамільтоніана, перший доданок якого описує взаємодію електрона зі змінним електромагнітним полем, що характеризується частотою ω і амплітудою напруженості його електричної складової C ; а другий доданок характеризує взаємодію електрона з полем просторового заряду, потенціал $j(z, t)$ якого визначається рівнянням

Пуассона:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[e(z) \frac{\partial j(z, t)}{\partial z} \right] = -4\pi en(z, t), \quad (5)$$

$$\text{де} \quad e(z) = e_w \left(q(-z) + \sum_{p=1}^3 (q(z - z_{2p-1}) - q(z - z_{2p})) \right) + e_b \sum_{p=0}^2 (q(z - z_{2p}) - q(z - z_{2p+1})) \quad (6)$$

- діелектрична проникливість трибар'єрної нано-РТС, e_w і e_b - діелектричні проникності шарів потенціальних ям та бар'єрів відповідно, а

$$n(z, t) = n_0 |\Psi(z, t)|^2 \quad (7)$$

змінна просторова концентрація електронів.

З структури рівнянь (3) і (5), враховуючи вигляд

гамільтоніана (4) та співвідношення (7) видно, що вони утворюють самоузгоджену систему. Розв'язок цієї системи шукається методом послідовних наближень, способом, викладеним далі.

Спочатку шукається розв'язок повного рівняння Шредінгера (3) з гамільтоніаном (4) у наближенні слабого сигналу:

$$\Psi(z, t) = \Psi_0(z)e^{-i\omega_0 t} + \Psi_{-1}(z)e^{-i(\omega_0 - \omega)t} + \Psi_{+1}(z)e^{-i(\omega_0 + \omega)t}, \quad \omega_0 = E/\hbar. \quad (8)$$

Підстановкою співвідношення (7) у рівняння Пуассона (5) враховуючи (8) зі збереженням доданків одного порядку отримується рівняння:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[e(z) \frac{\partial j(z, t)}{\partial z} \right] = -4pen_0 \left[x_0(z) + x(z)e^{i\omega t} + x^*(z)e^{-i\omega t} \right], \quad (9)$$

де уведено такі позначення:

$$x_0(z) = |\Psi_0(z)|^2, \quad x_+(z) = \Psi_0(z)\Psi_{+1}^*(z) + \Psi_0^*(z)\Psi_{-1}(z), \quad x_-(z) = x_+^*(z). \quad (10)$$

Для довільного p -го шару всередині РТС розв'язок рівняння (9) шукається у вигляді:

$$j(z, t) = \sum_{p=1}^5 \left[j_{st}^{(p)}(z) + j_{-}^{(p)}(z)e^{i\omega t} + j_{+}^{(p)}(z)e^{-i\omega t} \right] \left[q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p) \right]. \quad (11)$$

З рівняння (9) з урахуванням (11) та після прирівнювання величин однакового порядку отримуються рівняння:

$$\frac{\partial^2 j_{st}^{(p)}(z)}{\partial z^2} = -\frac{4pen_0}{e_p} x_0^{(p)}(z), \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 j_{\pm}^{(p)}(z)}{\partial z^2} = -\frac{4pen_0}{e_p} x_{\mathbf{m}}^{*(p)}(z), \quad (13)$$

розв'язки яких мають вигляд:

$$j_{st}^{(p)}(z) = -\frac{4pen_0}{e_p} \int_0^{z_1} \int_0^{z_1} x_0^{(p)}(z_2) dz_1 dz_2 + C_1^{(p)}(z - z_{p-1}) + C_2^{(p)}, \quad (14)$$

$$j_{\pm}^{(p)}(z) = -\frac{4pen_0}{e_p} \int_0^{z_1} \int_0^{z_1} x_{\mathbf{m}}^{(p)}(z_2) dz_1 dz_2 + C_1^{\mathbf{m}(p)}(z - z_{p-1}) + C_2^{\mathbf{m}(p)} \quad (15)$$

і визначають потенціал $j_{st}^{(p)}(z)$ спричинений статичним просторовим зарядом, а також потенціали, визначені просторовим динамічним зарядом у випадку електронних переходів з поглинанням $j_{+}^{(p)}(z)$ і випромінюванням фотонів $j_{-}^{(p)}(z)$ відповідно.

Усі невідомі коефіцієнти $C_1^{(p)}; C_2^{(p)}; C_1^{\mathbf{m}(p)}; C_2^{\mathbf{m}(p)}$ однозначно визначаються з умов неперервності потенціалу $\Phi_p(z, t)$ та вектора електричної індукції на всіх гетеромежах РТС, що дає граничні умови для потенціалів $j_{st}^{(p)}(z), j_{\pm}^{(p)}(z)$:

$$\begin{cases} j_{st}^{(p)}(z_p) = j_{st}^{(p+1)}(z_p); \\ e_p \frac{\partial j_{st}^{(p)}(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_p} = e_{p+1} \frac{\partial j_{st}^{(p+1)}(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_p}, \end{cases} \quad \begin{cases} j_{\pm}^{(p)}(z_p) = j_{\pm}^{(p+1)}(z_p); \\ e_p \frac{\partial j_{\pm}^{(p)}(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_p} = e_{p+1} \frac{\partial j_{\pm}^{(p+1)}(z)}{\partial z} \Big|_{z=z_p}. \end{cases} \quad (16)$$

Зліва і справа за межами РТС для потенціалів, що спричинені статичним та динамічним зарядами повинні виконуватися умови їх зникнення:

$$j_{st}(z) \Big|_{z \rightarrow 0} = 0; \quad j_{st}(z) \Big|_{z \rightarrow z_5} = 0; \quad j_{\pm}(z) \Big|_{z \rightarrow 0} = 0; \quad j_{\pm}(z) \Big|_{z \rightarrow z_5} = 0. \quad (19)$$

Враховуючи (11) та (8) з повного рівняння Шредінгера після прирівнювання коефіцієнтів при $e^{\pm i\omega t}$ та величин нульового порядку отримуються рівняння:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) + e j_{st}(z) - E \right) \Psi_0(z) = 0, \quad (20)$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) + e j_{st}(z) - \hbar(w \pm w_0) \right) \Psi_{\pm 1}(z) = e \left(\epsilon [z q(z) + (z_5 - z) q(z - z_5)] - j_{\pm}(z) \right) \Psi_0(z) \quad (21)$$

Отримані рівняння Шредінгера (20), (21) разом з рівняннями Пуассона (12), (13) утворюють систему взаємоузгоджених рівнянь. Розв'язуючи цю систему для спрощення громіздких виразів тимчасово опустимо символ E у $\Psi_0(z)$ і $j_{st}(z)$ від якого залежать ці обидві функції через відкритість

наносистеми. Спочатку у нульовому наближенні шукається розв'язок рівняння (20) без урахування статичного просторового заряду, покладаючи в ньому $j_{st}(z) = 0$. Цей розв'язок такий:

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_0(z) &= \Psi_0^{(0)}(z) q(-z) + \Psi_0^{(6)}(z) q(z - z_5) + \sum_{p=1}^5 \Psi_0^{(p)}(z) [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] = \\ &= (A_0^{(0)} e^{ik_0^{(0)} z} + B_0^{(0)} e^{-ik_0^{(0)} z}) q(-z) + A_0^{(6)} e^{ik_0^{(6)}(z-z_5)} q(z - z_5) + \\ &+ \sum_{p=1}^5 [A_0^{(p)} e^{ik_0^{(p)}(z-z_{p-1})} + B_0^{(p)} e^{-ik_0^{(p)}(z-z_{p-1})}] [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)], \end{aligned} \quad (22)$$

де

$$k_0^{(0)} = k_0^{(2)} = k_0^{(4)} = k_0^{(6)} = \sqrt{\frac{2m_0 E}{\hbar^2}}; \quad k_0^{(1)} = k_0^{(3)} = k_0^{(5)} = \sqrt{\frac{2m_1(E-U)}{\hbar^2}}. \quad (23)$$

Підставляючи розв'язок (22) у рівняння Пуассона (12), з урахуванням (15) визначається потенціал $j_{st0}(z)$. Далі потенціал $j_{st0}(z)$ лінеаризується

$$j_{st0}(z) = \sum_{p=0}^4 \sum_{l=0}^N j_{st}^{(p)}(z_l) [q(z - z_{l-1}) - q(z - z_l)], \quad (24)$$

де

$$z_l = \frac{l}{2N} (z_{p+1} - z_p), \quad p = 0 \div 4; \quad z_0 = 0, \quad (25)$$

N - кількість розбиттів p -го шару РТС.

Підставивши потенціал $j_{st0}(z)$ у (20) отримується рівняння:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) + e j_{st0}(z) - E \right) \Psi_1(z) = 0, \quad (26)$$

для хвильової функції першого наближення $\Psi_1(z)$. Його розв'язком є

$$\begin{aligned} \Psi_1(z) &= (A_1^{(0)} e^{ik_1^{(0)} z} + B_1^{(0)} e^{-ik_1^{(0)} z}) q(-z) + A_1^{(6)} e^{ik_1^{(6)}(z-z_5)} q(z - z_5) + \\ &+ \sum_{p=1}^5 \sum_{l=0}^N [A_{1l}^{(p)} e^{iK_1^{(l)}(z-z_{l-1})} + B_{1l}^{(p)} e^{-iK_1^{(l)}(z-z_{l-1})}] [q(z - z_{l-1}) - q(z - z_l)], \end{aligned} \quad (27)$$

де

$$K_1^{(l)} = K_1^{(l)}(z_l) = \begin{cases} \hbar^{-1} \sqrt{2m_0(\hbar w_0 - e \tilde{f}(z_l))}; & \text{в ямах} \\ \hbar^{-1} \sqrt{2m_1(\hbar w_0 - U - e \tilde{f}(z_l))}; & \text{в бар'єрах} \end{cases} \quad (28)$$

Знайдена у першому порядку ітерацій стаціонарна хвильова функція $\Psi_1(z)$ дозволяє щойно застосованим алгоритмом отримати потенціал статичного просторового заряду $j_{st1}(z)$ також у першому порядку. Самоузгоджений розв'язок системи рівнянь (20) і (12) з необхідною точністю

отримується в L^{my} циклі ітерацій, якщо виконується очевидне співвідношення:

$$\left| \frac{j_{st_{L-1}}(z) - j_{st_L}(z)}{j_{st_L}(z)} \right| \ll 1. \quad (29)$$

Тоді, відновлюючи опущений раніше символ енергії (E), отримується

$$\Psi_0(E, z) \approx \Psi_L(z),$$

$$\mathbf{j}_{st}(E, z) \approx \mathbf{j}_{st_L}(z) \quad (30)$$

Знайдена хвильова функція $\Psi_0(E, z)$ дозволяє виконати аналітичний розрахунок функції коефіцієнта прозорості наноструктури:

$$D(E) = \left| \frac{A_L^{(6)}}{A_L^{(0)}} \right|^2. \quad (31)$$

Хвильова функція $\Psi_0(E, z)$ дозволяє також подібним до щойно застосованого ітераційним

способом знайти самоузгоджені розв'язки систем рівнянь (21) і (13). У нульовому порядку ітерацій вважається, що в рівняннях (21) можна покласти $\mathbf{j}_{\pm}(z) = 0$. Тоді розв'язки цих рівнянь з лінеаризованим потенціалом $\mathbf{j}_{st}(z)$ шукаються у вигляді:

$$\Psi_{\pm 1}^0(z) = \Psi_{0\pm}(z) + \Phi_{0\pm}(z). \quad (32)$$

Тут

$$\begin{aligned} \Psi_{0\pm}(z) = & B_{0\pm}^{(0)} e^{-ik_{\pm}^{(0)}z} q(-z) + A_{0\pm}^{(6)} e^{ik_{\pm}^{(6)}(z-z_5)} q(z-z_5) + \\ & + \sum_{p=1}^4 \sum_{l=1}^N [A_{0\pm}^{(p,l)} e^{iK_{\pm}^{(p,l)}(z-z_{l-1})} + B_{0\pm}^{(p,l)} e^{-iK_{\pm}^{(p,l)}(z-z_{l-1})}] [q(z-z_{l-1}) - q(z-z_l)] \end{aligned} \quad (33)$$

розв'язки однорідних рівнянь (21)

$$\Phi_{0\pm}(z) = \sum_{p=1}^4 \sum_{l=1}^N \left[\frac{e\epsilon\epsilon_0}{\hbar\omega} \Psi_0^{(6)}(z) + \frac{e\epsilon}{m_l \omega^2} \frac{d\Psi_0^{(l)}(z)}{dz} \right] [q(z-z_{l-1}) - q(z-z_l)] + \frac{e\epsilon\epsilon_0}{\hbar\omega} \Psi_0^{(6)}(z) q(z-z_5) \quad (34)$$

- часткові розв'язки відповідних неоднорідних рівнянь, де

$$k_{\pm}^{(0)} = k_{\pm}^{(6)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0(\hbar(w_0 \pm w))}; \quad K_{\pm}^{(p,l)} = K_{\pm}^{(p,l)}(z_l) = \begin{cases} \sqrt{2m_0(\hbar(w_0 \pm w) - e_j(z_l))}; & \text{в ямах} \\ \sqrt{2m_1(\hbar(w_0 \pm w) - U - e_j(z_l))}. & \text{в бар'єрах} \end{cases} \quad (35)$$

Подібно до викладеної раніше схеми розрахунку статичного потенціалу, далі виконується аналітичний розрахунок динамічної складової потенціалу $\mathbf{j}_{0\pm}(z)$ у нульовому порядку ітерацій. У результаті отримується

$$\mathbf{j}_{0\pm}(z) = \sum_{p=1}^4 \sum_{l=1}^N \mathbf{j}_{\pm}^{(p,l)}(z_l) [q(z-z_{l-1}) - q(z-z_l)], \quad (36)$$

де

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{\pm w,b}^{(p,l)}(z) = & C_1^{\pm(p,l)}(z-z_{l-1}) + C_2^{\pm(p,l)} + \frac{4pen_0}{e_{w,b}} \times \left\{ \frac{A_0^{(p,l)} A_{\pm}^{*(p,l)} e^{i(K_0^{(p,l)} - K_{\pm}^{(p,l)})(z-z_l)} + B_0^{(p,l)} B_{\pm}^{*(p,l)} e^{-i(K_0^{(p,l)} - K_{\pm}^{(p,l)})(z-z_l)}}{(K_0^{(p,l)} - K_{\pm}^{(p,l)})^2} + \right. \\ & + \frac{A_0^{(p,l)} B_{\pm}^{*(p,l)} e^{i(K_0^{(p,l)} + K_{\pm}^{(p,l)})(z-z_l)} + B_0^{(p,l)} A_{\pm}^{*(p,l)} e^{-i(K_0^{(p,l)} + K_{\pm}^{(p,l)})(z-z_l)}}{(K_0^{(p,l)} + K_{\pm}^{(p,l)})^2} + \\ & + \frac{A_0^{*(p,l)} A_{\mathbf{m}}^{(p,l)} e^{-i(K_0^{(p,l)} - K_{\mathbf{m}}^{(p,l)})(z-z_l)} + B_0^{*(p,l)} B_{\mathbf{m}}^{*(p,l)} e^{i(K_0^{(p,l)} - K_{\mathbf{m}}^{(p,l)})(z-z_l)}}{(K_0^{(p,l)} - K_{\mathbf{m}}^{(p,l)})^2} - \\ & - \frac{B_0^{*(p,l)} A_{\mathbf{m}}^{*(p,l)} e^{i(K_0^{(p,l)} + K_{\mathbf{m}}^{(p,l)})(z-z_l)} + A_0^{*(p,l)} B_{\mathbf{m}}^{*(p,l)} e^{-i(K_0^{(p,l)} + K_{\mathbf{m}}^{(p,l)})(z-z_l)}}{(K_0^{(p,l)} + K_{\mathbf{m}}^{(p,l)})^2} \\ & \left. - \frac{ie\epsilon}{2K_0^{(p,l)} m_l \omega^2} \left(A_0^{(p,l)} B_0^{*(p,l)} e^{2iK_0^{(p,l)}(z-z_l)} - B_0^{(p,l)} A_0^{*(p,l)} e^{-2iK_0^{(p,l)}(z-z_l)} \right) \right\} \end{aligned} \quad (37)$$

Умови неперервності хвильових функцій та потоків їх густин на всіх межах визначають потрібні коефіцієнти (A, B) . У результаті $L^{\text{от}}$ ітерації однозначно визначаються функції $\Psi_0(z)$, $\Psi_{\pm 1}(z)$, а

отже і хвильова функція $\Psi(z, t)$.

З використанням знайдених хвильових функцій першого далі, як і в роботах [6-8], виконується розрахунок густини електронних струмів через РТС:

$$j(E \pm \hbar\omega, z) = \frac{ie\hbar n_0}{2m_w} \left(\Psi_{\pm 1}(E, z) \frac{d\Psi_{\pm 1}^*(E, z)}{dz} - \Psi_{\pm 1}^*(E, z) \frac{d\Psi_{\pm 1}(E, z)}{dz} \right), \quad (38)$$

що пропорційні відповідним дійсним частинам активних динамічних провідностей $s^{\pm}(E, \Omega)$.

Розрахована повна активна динамічна провідність РТС $s(E, \Omega)$ визначається сумою двох

парціальних складових:

$$s(E, \Omega) = s^+(E, \Omega) + s^-(E, \Omega), \quad (39)$$

де

$$s^+(E, \Omega) = \frac{\hbar\Omega n_0}{2m_0 z_5 \epsilon^2} \left(k_{+1}^{(6)} |A_{+1}^{(6)}|^2 - k_{-1}^{(6)} |A_{-1}^{(6)}|^2 \right) \quad s^-(E, \Omega) = \frac{\hbar\Omega n_0}{2m_0 z_5 \epsilon^2} \left(k_{+1}^{(0)} |B_{+1}^{(0)}|^2 - k_{-1}^{(0)} |B_{-1}^{(0)}|^2 \right). \quad (40)$$

За фізичним змістом ці парціальні складові формуються електронними потоками, що спрямовані на вихід ($s^+(E, \Omega)$) та вхід ($s^-(E, \Omega)$) наноструктури по відношенню до початкового напрямку електронного потоку.

II. Обговорення результатів

Як було встановлено [6, 7], робочі характеристики нано-РТС значною мірою визначаються її активною динамічною провідністю s , яка в свою чергу залежить від спектральних параметрів (резонансних енергій E_n та резонансних ширин Γ_n) електронних КСС, що визначаються геометричними (розмірами потенціальних ям та бар'єрів) і фізичними (ефективні маси, діелектричні проникності, концентрації носіїв заряду) параметрами наноструктури.

Розрахунок активної динамічної провідності та спектральних параметрів електронних КСС з врахуванням змінного просторового заряду для трибар'єрної РТС, згідно з розвинутою в попередньому розділі теорією виконувався на

прикладі активної зони експериментального ККЛ, який досліджено в праці [11] (рис. 1, а, б).

РТС містить $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ – ями і $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ – бар'єри й характеризується такими геометричними:

$$\Delta_1 = 4.5 \text{ нм}, \quad \Delta_2 = 1.0 \text{ нм}, \quad \Delta_3 = 2.4 \text{ нм},$$

$$b_1 = 8.0 \text{ нм}, \quad b_2 = 5.7 \text{ нм}$$

та

фізичними:

$$m_w = 0.041m_e, \quad m_b = 0.082m_e, \quad U = 516 \text{ меВ},$$

$$e_w = 13.899, \quad e_b = 12.726 \text{ параметрами.}$$

На рис. 1,б зображено потенціальний профіль досліджуваної РТС, перенормований статичним зарядом, розрахований для різних значень концентрації електронів ($n_0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}; 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}; 10^{18} \text{ см}^{-3}$). З рис. 1,б видно, що зі збільшенням концентрації електронів потенціальний профіль наносистеми дедалі більше деформується, що як буде видно далі відображається на зміні спектральних характеристик електронних КСС. Згадані зміни відображають результати розрахунку коефіцієнта прозорості

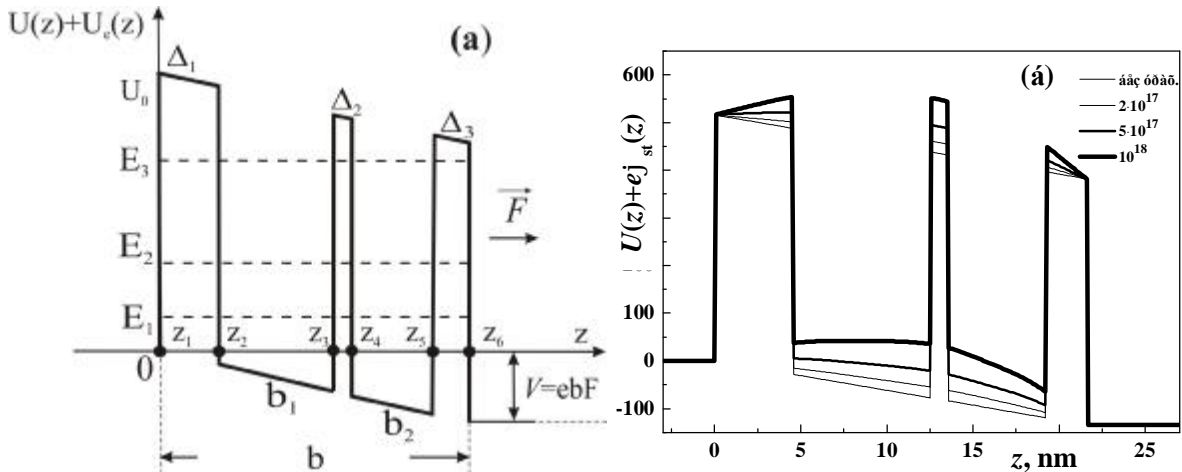


Fig. 1. Geometric and and power circuits three barrier RTS (a) and renormalized potential barrier profile of the three RTS, which caused a static charge, depending on when z the energy of electrons $E = E_3^{st}$ and carrier concentration $n = 2$ (b).

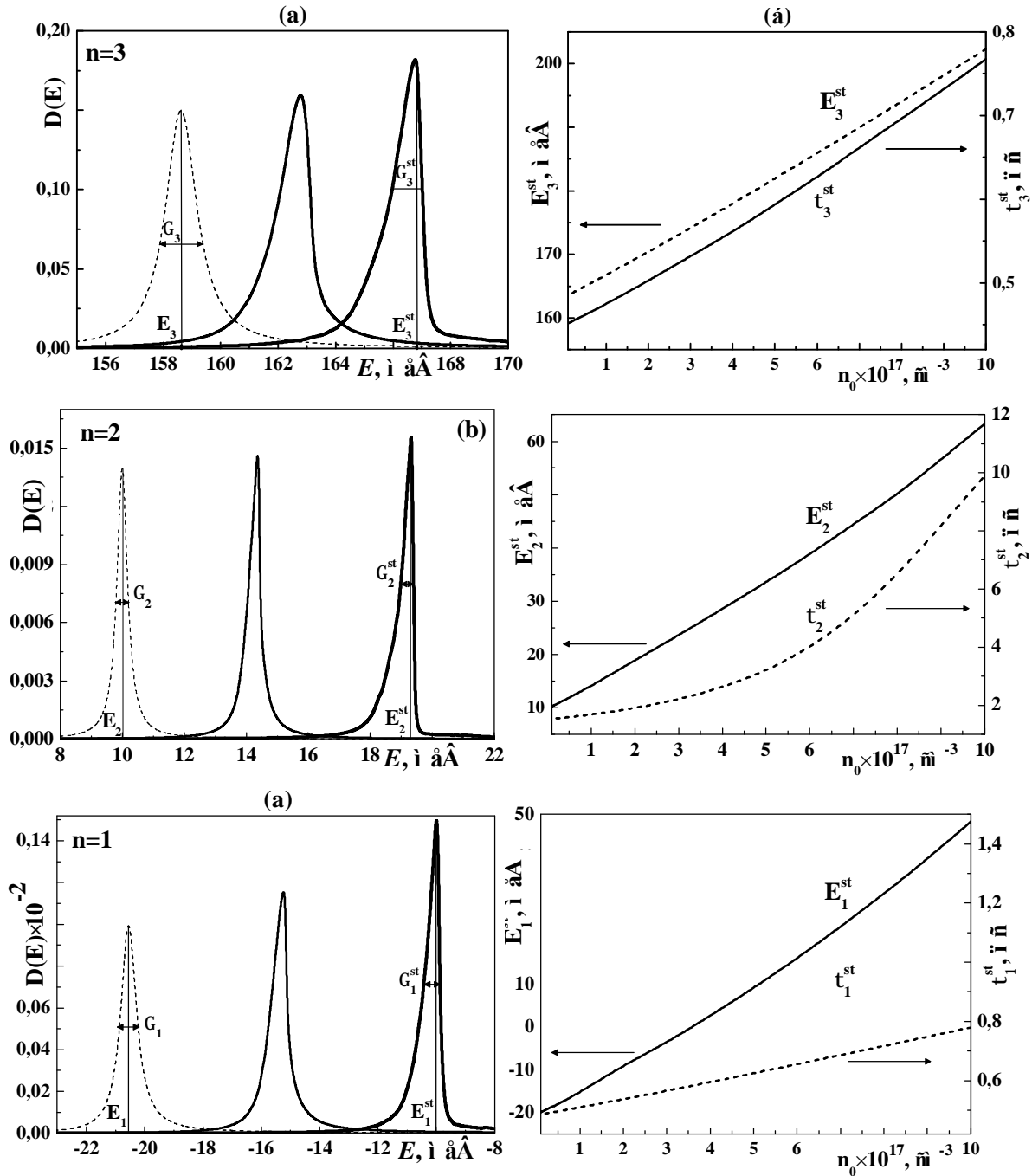


Fig. 2. The dependence of transparency of energy without (dotted line) and subject to space charge (solid line) of the first three quasi-stationary states in concentrations of $n_0 = (10^{17} \text{ cm}^{-3}; 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3})$ (a) and dependence of resonant energies ($E_1^{st}, E_2^{st}, E_3^{st}$) and ($t_1^{st}, t_2^{st}, t_3^{st}$) and lifetime on the concentration of n_0 (b).

$D(E)$ (рис. 2,а) в околах енергій перших трьох КСС, а також резонансних енергій E_n^{st} та часів життя електрона t_n^{st} ($t_n^{st} = \hbar/\Gamma_n^{st}$) (рис. 2,б) у залежності від концентрації заряду n_0 . Із рис. 2,а видно, що просторовий заряд зі збільшення концентрації електронів деформує лоренцову форму D до клиноподібної, збільшуючи при цьому величини усіх резонансних енергій (E_n^{st}) та часів життя (t_n^{st}) (рис. 2,б). Величини ж максимумів $D(E)$ зі збільшенням

концентрації зростають. Слід зауважити, що зростання часів життя електрона t_n^{st} у відповідних КСС зі збільшенням концентрації електронів n_0 стає суттєвим деструктивним фактором.

Оскільки збільшення концентрації електронів в межах $10^{16} \text{ cm}^{-3} \leq n_0 \leq 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ змінює величини E_n^{st} і Γ_n^{st} у різних КСС не однаково, то виявляється, що енергія випромінюваного електромагнітного поля у квантовому переході

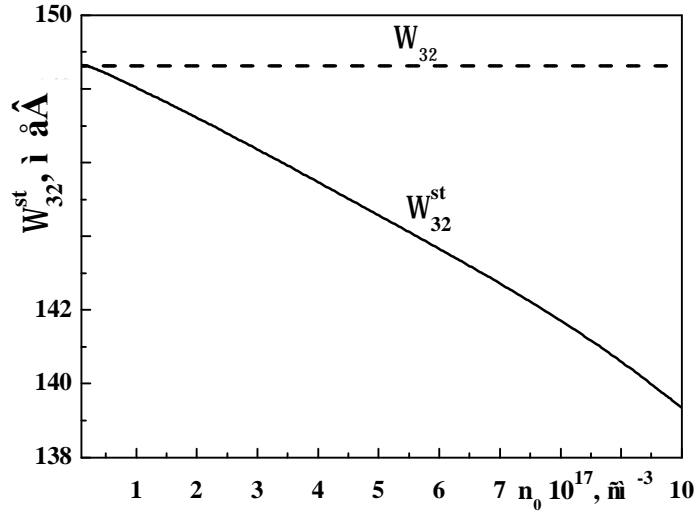


Fig. 3. Dependence of the frequency generated by Ω_{32} , Ω_{32}^{st} laser of n_0 concentration without (dashed line) and including (solid line) of alternating space charge.

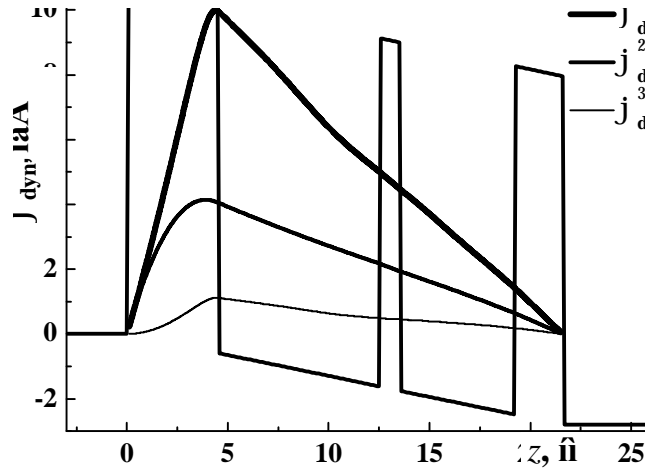


Fig. 4. Dependence potential caused by dynamic charge $j_{dyn}^{n,n'}$ of Z laser quantum transitions with energies $\Omega_{32}^{st} = E_3^{st} - E_2^{st}$, $\Omega_{31}^{st} = E_3^{st} - E_1^{st}$, $\Omega_{21}^{st} = E_2^{st} - E_1^{st}$

$3 \rightarrow 2$ (на якому ґрунтується робота дослідженого у роботі [11] ККЛ, $\Omega_{32} = 145$ меВ) ($\Omega_{32}^{st} = E_3^{st} - E_2^{st}$) при цьому зменшується $148,6 \text{ меВ} \geq \Omega_{32}^{st} \geq 141,7 \text{ меВ}$ через вплив просторового заряду. Час життя електрона в третьому квазістаціонарному стані з цієї ж причини також збільшується: $1,03 \text{ пс} \geq t_3^{st} \geq 5,48 \text{ пс}$.

На рис. 3 наведено залежності частоти генерованого лазерного випромінювання, від концентрації n_0 змінного просторового заряду без (Ω_{32}) (штрихова лінія) та з урахуванням (Ω_{32}^{st}) (суцільна лінія) змінного просторового заряду. З рис. 3 видно, що зі збільшенням концентрації електронів n_0 частота лазерного випромінювання без урахування впливу просторового заряду не змінюється, а з урахуванням – плавно зменшується.

Внаслідок взаємодії електронів із змінним

електромагнітним полем у РТС виникає потенціал $j_{dyn}^{n,n'}$ динамічних зарядів, що виникають у квантових переходах $n \rightarrow n'$. Розраховані потенціали динамічного заряду, що виникають у квантових переходах $3 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 1$ і $2 \rightarrow 1$ приведено на рис. 4. з якого видно, що величини виникаючих динамічних потенціалів є меншими ніж статичних (рис. 1,а), причому $j_{dyn}^{3,2} > j_{dyn}^{2,1} > j_{dyn}^{3,1}$.

На рис. 5,а, б наведено результати розрахунку логарифмів динамічної провідності, виникаючої у квантовому переході $3 \rightarrow 2$ та її парціальних складових без ($S_{32}, S_{32}^+, S_{32}^-, S_{31}, S_{31}^+, S_{31}^-$) та з урахуванням ($S_{32}^{st}, S_{32}^{st+}, S_{32}^{st-}, S_{31}^{st}, S_{31}^{st+}, S_{31}^{st-}$) впливу просторового заряду. З Рис. 5 видно, що у випадку провідності, розрахованої без урахування впливу просторового заряду, складова провідності, яка визначається прямим електронним потоком на вихід з наносистеми (S^+) значно переважає

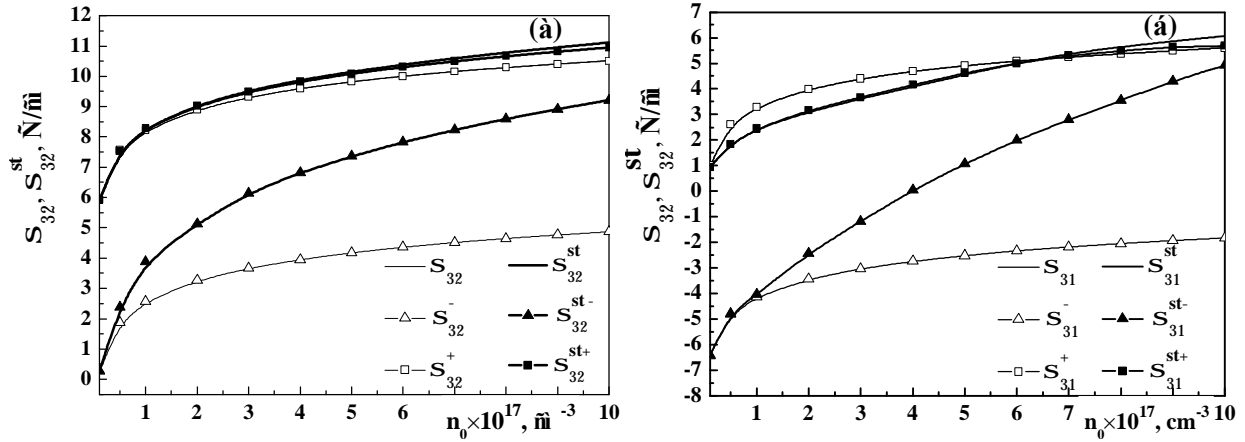


Fig. 5. Dependence of logarithms dynamic conductivity and its partial components, resulting in laser transitions $3 \rightarrow 2$ (a) and $3 \rightarrow 1$ (b), calculated on the basis of spacecharge 111 ($S_{32}^{st}, S_{32}^{st+}, S_{32}^{st-}, S_{31}^{st}, S_{31}^{st+}, S_{31}^{st-}$) and without regard to ($S_{32}, S_{32}^{+}, S_{32}^{-}, S_{31}, S_{31}^{+}, S_{31}^{-}$) depending on the concentration of charge carriers n_0 .

складову провідності (S^{-}) визначену потоком у зворотному напрямі, тобто $S_{32} \approx S_{32}^{+} \gg S_{32}^{-}$ і $S_{31} \approx S_{31}^{+} \gg S_{31}^{-}$. При цьому співвідношення парціальних складових у сумарній величині провідності залишається постійним, яка збільшується зі зміною концентрації n_0 .

З розрахованих залежностей динамічної провідності з урахуванням просторового заряду видно, що зі збільшенням концентрації електронів n_0 сумарна величина провідностей S_{32}^{st} і S_{31}^{st} зростає, при цьому парціальні складові провідності, визначені прямим електронним потоком ($S_{32}^{st+}, S_{31}^{st+}$) зменшуються, а складові у протилежному напрямку ($S_{32}^{st-}, S_{31}^{st-}$) зростають. Таким чином, просторовий заряд викликає перерозподіл парціальних складових у сумарній величині провідності з ростом концентрації.

Отже, можна зробити висновок, що для значних концентрацій електронів n_0 зростає вплив дисипативних процесів, спричинених просторовим динамічним зарядом. Для великих концентрацій ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) отримується зростання часів життя електронних КСС та зростання ролі шкідливих парціальних складових динамічної провідності $S_{32}^{st-}, S_{31}^{st-}$.

Висновки

Розвинена квантово-механічна теорія спектральних параметрів квазістаціонарних станів та

динамічної провідності трибар'єрної РТС з постійним електричним полем як активної зони ККЛ з урахуванням змінного просторового заряду, що виникає в процесі електронного транспорту крізь наноструктуру у змінному електромагнітному полі.

У моделі ефективних мас та прямокутних потенціалів отримано самоузгоджений розв'язок рівнянь Шредінгера та Пуассона для різних концентрацій електронів. Виконано розрахунок резонансних енергій, часів життя електронних КСС, активної динамічної провідності та її парціальних складових в моделі наносистеми, яка відповідає активній зоні експериментального ККЛ.

Встановлено, що просторовий заряд деформує форму залежності коефіцієнта прозорості від енергії електронів від лоренцевої до клиноподібної, зміщуючи їх максимуми у високоенергетичну область та збільшуючи часи життя електронних КСС. Розраховані величини резонансних енергій корелюють з експериментальними з точністю не менше 5%.

Показано, що зі збільшенням концентрації електронів енергія лазерного випромінювання у квантових переходах $3 \rightarrow 2$ та $3 \rightarrow 1$ зменшується, а сумарна величина активної динамічної провідності збільшується так, що в ній зростає внесок парціальної складової провідності, визначеної потоком, напрямленим протилежно до виходу із наносистеми.

Бойко І.В. – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри програмної інженерії;
Гришук А.М. - кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри теоретичної фізики.

[1] J.M. Wolf, A. Bismuto, M. Beck, and J. Faist, Optics Express 22(2), 2111 (2014).

[2] D. Bachmann, M. Rösch, C. Deutsch, M. Krall, G. Scalari, M. Beck, J. Faist, K. Unterrainer and J. Darmo, Appl. Phys. Lett. 105(18), 181118 (2014).

- [3] A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, A. Nedelcu, X. Marcadetand V. Berger, Appl. Phys. Lett. 96(17), 172101 (2010).
- [4] D. Hofstetter, F.R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manzand K. Kohler, Appl. Phys. Lett. 93(22), 221106 (2008).
- [5] M.V. Tkach, Ju.O. Seti, I.V. Boyko, Ukr. J. Phys. 57(8), 849 (2012).
- [6] Ju.O. Seti, M.V. Tkach, I.V. Boyko, J. Optoelectron. Adv. Mater. 14(3-4), 393 (2012).
- [7] X. Gao, D. Botezand I. Knezevic, J. Appl. Phys. 103(7), 073101 (2008).
- [8] M.V. Tkach, Ju.O. Seti, Ju. B. Grynshyn, O.M. Voitsekhivska, CondensedMatterPhysics 17(2), 23704 (2014).
- [9] A. B. Pashkovskii, Semiconductors 34(3), 334 (2000).
- [10] A. B. Pashkovskii, Semiconductors 43(10), 1316 (2009).
- [11] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, IEEE PhotonicsTechnologyLetters. 9(3), 294 (1997).

I.V. Boyko¹, A.M. Gryschyk²

The Influence of Dimensional Static and Dynamic Charge on the Spectral Parameters and Active Dynamic Conductivity of Resonance Tunneling Structures with Constant Electric Field

¹*Ternopil Ivan Pul'uj National Technical University, Ternopil, Ruska str. , 56, 46001,
e-mail: boyko.i.v.theory@gmail.com*

²*Zhytomyr Ivan Franko State University, Zhytomyr, Velyka Berdychivska str., 40, 10002, e-mail: teor-caf@meta.ua*

In the model of effective masses and rectangular potentials obtained self-consistent solution of Poisson and Schrödinger equations for different concentrations of electrons.

It has been calculated spectral parameters and active dynamic conductivity for three-well nanostructure as active band of experimental quantum cascade laser.

It has been established, that space charge deforms shape dependence of transmission factor of electron energy from Lorentzian shape to quasi-Lorentzian, shifting their maximum value to the high energy region and increasing the lifetimes of electronic quasistationary states.

It was shown, that with increasing concentration of electrons energy of laser radiation in quantum transitions $3 \rightarrow 2$ and $3 \rightarrow 1$ decreases, and the total value of active dynamic conductivity increases so, that it increases the partial contribution component of conductivity, determined by electron flux, directed opposite to the exit of nanostructure.

Keywords: quantum cascade laser, resonance tunnel structure, dynamic conductivity, two-photon electron transitions.