

Внесок детекторних двофотонних електронних переходів у формування динамічної провідності трибар'єрних резонансно-тунельних структур

І.В. Бойко, М.Р. Петрик, Г.Б. Цуприк

Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя,
вул. Руська, 56, 46001 Тернопіль, Україна

(Одержано 03.10.2015; опубліковано online 24.12.2015)

У наближенні ефективних мас та прямокутних потенціальних ям і бар'єрів для електрона, з використанням знайдених розв'язків повного рівняння Шредінгера, розвинена теорія активної динамічної провідності трибар'єрної резонансно-тунельної структури у слабкому електромагнітному полі з урахуванням вкладу детекторних одно- та двофотонних електронних переходів з різними частотами. Показано, що величина вкладу двофотонних переходів у формуванні загальної величини активної динамічної провідності в детекторних переходах не менша 35 %.

Ключові слова: Резонансно-тунельна структура, Квантовий каскадний детектор, Активна динамічна провідність, Резонансні енергії, Резонансні ширини, Двофотонні електронні переходи.

PACS numbers: 73.21.Ac, 73.40.Gk, 73.63.Hs

1. ВСТУП

У сучасних квантових каскадних лазерах (ККЛ) [1, 2] і детекторах (ККД) [3, 4] як активні елементи застосовуються плоскі напівпровідникові резонансно-тунельні структури (РТС). За умов когерентного електронного транспорту робочі характеристики згаданих наноприладів в значній мірі визначаються геометричними та фізичними параметрами використовуваних РТС. Зокрема, вибір геометричного дизайну активної зони ККЛ і ККД визначає робочу частоту цих наноприладів, а також дає ефективний метод оптимізації їх роботи [5-7]. Для оптимізації роботи наноприладів також слід ґрунтовно з'ясувати суть фізичних процесів, які можуть дозволити отримувати підсилення вихідного з РТС електронного потоку, що на експерименті виражається у збільшенні тунельного струму, пов'язаного з активною динамічною провідністю, виникаючою унаслідок квантових електронних переходів з випромінюванням чи поглинанням електромагнітного поля. Однією з таких можливостей є фотон-супровідне тунелювання [8], суть якого полягає в реалізації багатифотонних процесів та формуванні додаткових каналів провідності, що дозволяє отримувати підсилення струму на виході з РТС [9, 10].

Цікавим частковим випадком багатифотонних процесів є випадок двофотонних квантових переходів між електронними квазістаціонарними станами з випромінюванням фотонів однакової або різної частоти, що розглядався у роботах [11, 12] у рамках грубої 8-бар'єрної моделі. Актуальність розгляду такого роду процесів є великою з огляду на те, що завдяки типовому геометричному дизайну активних зон ККЛ та ККД, процеси двофотонних переходів мають в них місце, і при цьому їх вклад у формуванні активної динамічної провідності є не з'ясованим. Також слід зауважити, що теорії активної динамічної провідності, де було б враховано факт реалізації двофотонних процесів на даний момент немає. Крім того, важливим є з'ясування величини вкладу двофотонних процесів у сумарну активну динамічну провідність, у залежності від геометричного дизайну досліджуваної РТС.

В пропонованій роботі, в моделі ефективних мас

електрона та прямокутних потенціальних ям та бар'єрів, розвинена квантовомеханічна теорія активної динамічної провідності трибар'єрної РТС для випадку детекторних одно- і двофотонних електронних переходів з різними частотами. На прикладі РТС як активної зони ККД з $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ – ямами та $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ – бар'єрами в залежності від її геометричного дизайну розраховано величину вкладу двофотонних переходів у сумарну величину активної динамічної провідності та встановлено, що ця величина складає не більше 35 % від її загальної величини. Встановлено геометричні конфігурації РТС для яких реалізуються умови ефективного детектування електромагнітних хвиль. Для знайдених геометричних конфігурацій виконуються умови оптимізації роботи РТС як активної зони ККД. Показано, що двофотонні квантові переходи, які пов'язані з поглинанням енергії електромагнітного поля, дають нехтовно малий вклад саме в тих геометричних конфігураціях РТС як активної зони ККД, які є оптимальними, щодо його функціонування. Крім того, у геометричних конфігураціях РТС, в яких вклад двофотонних квантових переходів є значним, відбувається підсилення електронного потоку у зворотному напрямі до початкового його напрямку поширення, що є негативним фактором, який при цьому не змінює умов оптимізації роботи ККД геометричним дизайном його активної зони.

2. ПОВНЕ РІВНЯННЯ ШРЕДІНГЕРА. ТЕОРІЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ ТА ДИНАМІЧНОЇ ПРОВІДНОСТІ ЕЛЕКТРОНІВ БАГАТОШАРОВОЮ РТС У ДВОФОТОННОМУ МАЛОСИГНАЛЬНОМУ НАБЛИЖЕННІ

У Декартовій системі координат розглядається трибар'єрна РТС, шари якої перпендикулярні до осі Oz (рис. 1).

З урахуванням незначної різниці між сталими реліксів шарів-ям та шарів-бар'єрів можна застосовувати модель ефективних мас та прямокутних потенціалів. Тоді ефективна маса електрона та його потенціальна енергія в РТС записуються у наступному вигляді:

$$m(z) = m_0 \sum_{p=0}^3 [\theta(z - z_{2p-1}) - \theta(z - z_{2p})] + m_1 \sum_{p=0}^2 [\theta(z - z_{2p}) - \theta(z - z_{2p+1})] \quad (1)$$

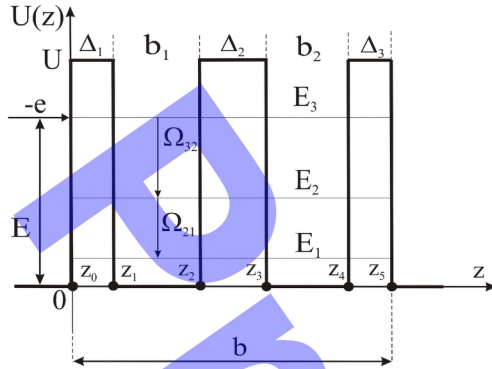


Рис. 1 – Геометрична та енергетична схеми трибар'єрної РТС

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

де $\theta(z)$ – функція Хевісайда, $z_{-1} \rightarrow 0$, $z_6 \rightarrow \infty$, а m_0 і m_1 – ефективні маси електрона в потенціальних ямах та бар'єрах РТС відповідно.

У постановці задачі вважається, що моенергетичний потік електронів з енергією E та концентрацією n_0 падає перпендикулярно до площин двоямної РТС зліва. За таких умов рух електронів можна вважати одновимірним і таким, що описується хвильовою функцією $\Psi(z, t)$, яка задовольняє повне рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial t} = (H_0(z) + H(z, t)) \Psi(z, t), \quad (3)$$

де

$$H_0(z) = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z), \quad (4)$$

гамільтоніан стаціонарної задачі, а

$$H(z, t) = -e \left[\epsilon_1 (e^{i\omega_1 t} + e^{-i\omega_1 t}) + \epsilon_2 (e^{i\omega_2 t} + e^{-i\omega_2 t}) \right] \cdot [z\theta(z) + (z_5 - z)\theta(z - z_5)] \quad (5)$$

гамільтоніан, що описує взаємодію електронів із змінним електромагнітним полем, яке характеризується частотами ω_1 і ω_2 та амплітудами напруженості його електричних складових ϵ_1 і ϵ_2 .

У наближенні слабого сигналу, за умови реалізації двофотонних переходів з випромінюванням та поглинанням, розв'язок рівняння Шредінгера (3) шукається у другому порядку теорії збурень у вигляді:

$$\begin{aligned} \Psi(z, t) = & \Psi_0(z) e^{-i\omega_0 t} + \Psi_{-1}(z) e^{-i(\omega_0 - \omega_1)t} \\ & + \Psi_{+1}(z) e^{-i(\omega_0 + \omega_1)t} + \Psi_{-2}(z) e^{-i(\omega_0 - \omega_1 - \omega_2)t} + \\ & + \Psi_{+2}(z) e^{-i(\omega_0 + \omega_1 + \omega_2)t}, \end{aligned} \quad (6)$$

де $\omega_0 = E / \hbar$.

Підставляючи розв'язок у вигляді (6) у рівняння (3), після прирівнювання величин нульового порядку, а також коефіцієнтів при $e^{\pm i\omega_1 t}$ та $e^{\pm i(\omega_1 + \omega_2)t}$ отримаємо рівняння:

$$(H_0(z) - E) \Psi_0(z) = 0, \quad (7)$$

$$(H_0(z) - (E \pm \Omega_1)) \Psi_{\pm 1}(z) -$$

$$-e\epsilon_1 [z\theta(z) + (z_5 - z)\theta(z - z_5)] \Psi_0(z) = 0, \quad (8)$$

$$(H_0(z) - (E \pm (\Omega_1 + \Omega_2))) \Psi_{\pm 2}(z) -$$

$$-e\epsilon [z\theta(z) + (z_5 - z)\theta(z - z_5)] \Psi_{\pm 1}(z) = 0, \quad (9)$$

де $\Omega_1 = \hbar\omega_1$, $\Omega_2 = \hbar\omega_2$.

З рівнянь (7)-(9) визначається хвильова функція $\Psi_0(z)$ і поправки першого $\Psi_{\pm 1}(z)$ та другого порядків $\Psi_{\pm 2}(z)$ відповідно.

Розв'язок рівняння (7), що визначає стаціонарну хвильову функцію $\Psi_0(z)$ має вигляд:

$$\begin{aligned} \Psi_0(z) = & \Psi_0^{(0)}(z)\theta(-z) + \Psi_0^{(6)}(z)\theta(z - z_5) + \\ & + \sum_{p=1}^5 \Psi_0^{(p)}(z) [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] = \\ = & (A_0^{(0)} e^{ik_0^{(0)} z} + B_0^{(0)} e^{-ik_0^{(0)} z}) \theta(-z) + \\ & + A_0^{(6)} e^{ik_0^{(6)} (z - z_5)} \theta(z - z_5) + \\ & + \sum_{p=1}^5 [A_0^{(p)} e^{ik_0^{(p)} (z - z_{p-1})} + \\ & + B_0^{(p)} e^{-ik_0^{(p)} (z - z_{p-1})}] [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)], \end{aligned} \quad (10)$$

де

$$\begin{aligned} k_0^{(0)} = k_0^{(2)} = k_0^{(4)} = k_0^{(6)} = & \hbar^{-1} \sqrt{2m_0 E}, \\ k_0^{(1)} = k_0^{(3)} = k_0^{(5)} = & \hbar^{-1} \sqrt{2m_1 (E - U)} \end{aligned} \quad (11)$$

Визначена згідно (10) хвильова функція $\Psi_0(z)$ задовольняє умову нормування

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0^*(k', z) \Psi_0(k, z) dz = \delta(k - k') \quad (12)$$

і дозволяє виконати аналітичний розрахунок функції розподілу густини ймовірності знаходження електрона у межах РТС

$$W(z) = \frac{1}{z_5} \int_0^{z_5} |\Psi_0(z)|^2 dz, \quad (13)$$

що визначає спектральні характеристики – резонансні енергії (E_n) та резонансні ширини (Γ_n) електронних квазістаціонарних станів [13].

Розв'язки однорідних рівнянь (8-9) мають вигляд суперпозиції функцій:

$$\Psi_{\pm \alpha}(z) = \psi_{\pm \alpha}(z) + \Phi_{\pm \alpha}(z), \quad \alpha = 1, 2 \quad (14)$$

де

$$\begin{aligned} \psi_{\pm\alpha}(z) &= \psi_{\pm\alpha}^{(0)}(z)\theta(-z) + \psi_{\pm\alpha}^{(6)}(z)\theta(z-z_5) + \sum_{p=1}^5 \psi_{\pm\alpha}^{(p)}(z) [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] = \\ &= B_{\pm\alpha}^{(0)} e^{-ik_{\pm\alpha}^{(0)}z} \theta(-z) + A_{\pm\alpha}^{(6)} e^{ik_{\pm\alpha}^{(6)}(z-z_5)} \theta(z-z_5) + \sum_{p=1}^5 [A_{\pm\alpha}^{(p)} e^{ik_{\pm\alpha}^{(p)}(z-z_{p-1})} + B_{\pm\alpha}^{(p)} e^{-ik_{\pm\alpha}^{(p)}(z-z_{p-1})}] [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} k_{\pm 1}^{(0)} = k_{\pm 1}^{(2)} = k_{\pm 1}^{(4)} = k_{\pm 1}^{(6)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0(E \pm \Omega_1)}; \quad k_{\pm 1}^{(1)} = k_{\pm 1}^{(3)} = k_{\pm 1}^{(5)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1((E-U) \pm \Omega_1)}, \\ k_{\pm 2}^{(0)} = k_{\pm 2}^{(2)} = k_{\pm 2}^{(4)} = k_{\pm 2}^{(6)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0(E \pm (\Omega_1 + \Omega_2))}; \quad k_{\pm 2}^{(1)} = k_{\pm 2}^{(3)} = k_{\pm 2}^{(5)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1((E-U) \pm (\Omega_1 + \Omega_2))}, \end{aligned} \quad (16)$$

а

$$\begin{aligned} \Phi_{\pm 1}(z) &= \sum_{p=1}^5 \Phi_{\pm 1}^{(p)}(z) [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] + \Phi_{\pm 1}^{(6)}(z)\theta(z-z_5) = \\ &= \sum_{p=1}^5 \left[\mp \frac{U_1}{\Omega_1} \frac{z}{z_5} \Psi_0^{(p)}(z) + \frac{\hbar^2 U_1}{m_p z_5 \Omega_1^2} \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} \right] [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] \mp \frac{U_1}{\Omega_1} \Psi_0^{(6)}(z)\theta(z-z_5) \end{aligned} \quad (17)$$

- розв'язки неоднорідних рівнянь (8),

$$\begin{aligned} \Phi_{\pm 2}(z) &= \sum_{p=1}^5 \Phi_{\pm 2}^{(p)}(z) [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] + \Phi_{\pm 2}^{(6)}(z)\theta(z-z_5) = \\ &= \sum_{p=1}^5 \left[\frac{U_1 U_2}{\Omega_1 (\Omega_1 + \Omega_2)} \left(\frac{\hbar^2}{m_p z_5^2} \frac{\Omega_1 + \Omega_2 \mp 4E_0}{(\Omega_1 + \Omega_2)^2} + \left(\frac{z}{z_5} \right)^2 \right) \Psi_0^{(p)}(z) \mp \frac{\hbar^2}{m z_5^2} \frac{U_1 U_2 (3\Omega_1 + \Omega_2)}{\Omega_1^2 (\Omega_1 + \Omega_2)^2} z \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\hbar^2 \sqrt{U_1 U_2}}{m_p z_5 \Omega_1 (\Omega_1 + \Omega_2)} \right)^2 \frac{d^2 \Psi_0^{(p)}(z)}{dz^2} \mp \frac{U_2}{\Omega_2} \frac{z}{z_5} \psi_{\pm 1}^{(p)}(z) + \frac{\hbar^2 U_2}{m_p z_5 \Omega_2^2} \frac{d\psi_{\pm 1}^{(p)}(z)}{dz} \right] [\theta(z-z_{p-1}) - \theta(z-z_p)] + \\ &\quad + \left(\frac{U_1 U_2}{\Omega_1 (\Omega_1 + \Omega_2)} \Psi_0^{(6)}(z) \mp \frac{U_2}{\Omega_2} \psi_{\pm 1}^{(6)}(z) \right) \theta(z-z_5) \end{aligned} \quad (18)$$

розв'язки неоднорідних рівнянь (9), де $U_1 = eC_1 z_5$, $U_2 = eC_2 z_5$.

Усі невідомі

коефіцієнти

 $A_0^{(0)}, B_0^{(0)}, A_0^{(p)}, A_0^{(p)}, B_0^{(p)}, B_{\pm 1}^{(0)}, A_{\pm 1}^{(6)}, A_{\pm 1}^{(p)}, B_{\pm 1}^{(p)},$ $A_{\pm 2}^{(p)}, B_{\pm 2}^{(p)} (p=0 \div 5) B_{\pm 2}^{(0)}, A_{\pm 2}^{(6)}$, однозначно визнача-ються з умов неперервності хвильової функції $\Psi(z, t)$

та потоків її ймовірності на усіх гетеромежах РТС у

довільний момент часу t :

$$\Psi^{(p)}(z_p, t) = \Psi^{(p+1)}(z_p, t);$$

$$\frac{1}{m_p} \frac{d\Psi^{(p)}(z, t)}{dz} \Big|_{z=z_p} = \frac{1}{m_{p+1}} \frac{d\Psi^{(p+1)}(z, t)}{dz} \Big|_{z=z_p}, \quad (19)$$

що разом з умовою нормування (12) однозначно ви-

значає хвильову функцію $\Psi_0(z)$ та поправки до неїпершого $\Psi_{\pm 1}(z)$ та другого $\Psi_{\pm 2}(z)$ порядку, а отже іхвильову функцію $\Psi(z, t)$.

З використанням поправок до хвильової функції

першого та другого порядку $\Psi_{\pm 1}(z)$ і $\Psi_{\pm 2}(z)$ відпові-

дно виконується розрахунок густини електронного

струму через РТС:

$$\begin{aligned} \sigma^{(2)+}(\Omega_1, \Omega_2) &= \frac{e^2 \hbar (\Omega_1 + \Omega_2) z_5 n_0}{m_0 U_2^2} \left(k_{\pm 2}^{(6)} |A_{\pm 2}^{(6)}|^2 - k_{\pm 2}^{(6)} |A_{\pm 2}^{(6)}|^2 + \frac{U_2}{2\Omega_2} (P_{12}^- - P_{12}^+) + \frac{U_1 U_2}{2\Omega_1 (\Omega_1 + \Omega_2)} (P_{02}^+ - P_{02}^-) + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{U_2}{\Omega_2} \right)^2 \left(k_{\pm 1}^{(6)} |A_{\pm 1}^{(6)}|^2 - k_{\pm 1}^{(6)} |A_{\pm 1}^{(6)}|^2 \right) + \frac{U_1 U_2^2}{2\Omega_1 \Omega_2 (\Omega_1 + \Omega_2)} (P_{01}^- - P_{01}^+) \right); \end{aligned} \quad (26)$$

$$j_{\pm 1(2)} = \frac{ie\hbar n_0}{2m_p} \left(\Psi_{\pm 1(2)}^*(z) \frac{d\Psi_{\pm 1(2)}^*(z)}{dz} - \Psi_{\pm 1(2)}^*(z) \frac{d\Psi_{\pm 1(2)}(z)}{dz} \right), \quad (20)$$

що дозволяє аналітично розрахувати дійсну частину активної динамічної провідності наносистеми.

В першому порядку теорії збурень активна динамічна провідність визначається як сума двох парціальних складових:

$$\sigma^{(II)}(\Omega_1, \Omega_2) = \sigma^{(1)}(\Omega_1) + \sigma^{(2)}(\Omega_1, \Omega_2), \quad (21)$$

де

$$\sigma^{(1)}(\Omega_1) = \sigma^{(1)+}(\Omega_1) + \sigma^{(1)-}(\Omega_1), \quad (22)$$

$$\sigma^{(1)+}(\Omega_1) = \frac{e^2 \hbar \Omega_1 z_5 n_0}{2m_0 U_1^2} \left(k_{\pm 1}^{(6)} |A_{\pm 1}^{(6)}|^2 - k_{\pm 1}^{(6)} |A_{\pm 1}^{(6)}|^2 + \frac{U_1}{2\Omega_1} (P_{01}^- - P_{01}^+) \right), \quad (23)$$

$$\sigma^{(1)-}(\Omega_1) = \frac{e^2 \hbar \Omega_1 z_5 n_0}{2m_0 U_1^2} \left(k_{\pm 1}^{(0)} |B_{\pm 1}^{(0)}|^2 - k_{\pm 1}^{(0)} |B_{\pm 1}^{(0)}|^2 \right), \quad (24)$$

і аналогічно до (21):

$$\sigma^{(2)}(\Omega_1, \Omega_2) = \sigma^{(2)+}(\Omega_1, \Omega_2) + \sigma^{(2)-}(\Omega_1, \Omega_2), \quad (25)$$

де

$$\sigma^{(2)-}(\Omega_1, \Omega_2) = \frac{e^2 \hbar (\Omega_1 + \Omega_2) z_5 n_0}{m_0 U_2^2} \left(k_{+2}^{(0)} |B_{+2}^{(0)}|^2 - k_{-2}^{(0)} |B_{-2}^{(0)}|^2 \right). \quad (27)$$

У (26) уведено позначення:

$$P_{01}^{\mp} = \mp (k_0^{(6)} + k_{+1}^{(6)}) (A_0^{(6)} A_{+1}^{(6)*} + A_0^{(6)*} A_{+1}^{(6)}); \quad (28)$$

$$P_{02}^{\mp} = \mp (k_0^{(6)} + k_{+2}^{(6)}) (A_0^{(6)} A_{+2}^{(6)*} + A_0^{(6)*} A_{+2}^{(6)}); \quad (29)$$

$$P_{12}^{\mp} = \mp (k_{+1}^{(6)} + k_{+2}^{(6)}) (A_{+1}^{(6)} A_{+2}^{(6)*} + A_{+1}^{(6)*} A_{+2}^{(6)}). \quad (30)$$

Уведені в (21)-(27) парціальні складові σ^+ та σ^- визначають провідності електронних потоків, які спрямовані на вихід ($\sigma^+(\Omega)$) та вхід ($\sigma^-(\Omega)$) РТС по відношенню до напрямку початкового електронного потоку.

Слід відзначити, що динамічна провідність, знайдена у другому порядку теорії збурень, виявляється залежною від напруженостей E_1 і E_2 електричних складових електромагнітного поля, на відміну від провідності у першому порядку.

3. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Як відомо [13], оптимальна робота ККЛ та ККД з довільним геометричним дизайном активних зон, зокрема трибар'єрною активною зоною, визначається максимальною величиною активної динамічної провідності $\sigma^+(\Omega)$ сформованою під дією електромагнітного поля електронним потоком, що спрямований на вихід з РТС. Підхід, сформульований у роботах [5, 7] і [14] може бути застосований для оптимізації роботи ККЛ та ККД за умови реалізації в них процесів двофотонної генерації.

Тому для трьох трибар'єрних РТС з $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ – ямами та $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ – бар'єрами з відомими фізичними та геометричними параметрами: $n_0 = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $m_0 = 0,046 m_e$; $m_1 = 0,089 m_e$; $U = 516 \text{ meV}$ однієї симетричної ($\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = 1,5 \text{ nm}$) та двох несиметричних ($\Delta_1 = \Delta_2 = 1,5 \text{ nm}$; $\Delta_3 = 4,5 \text{ nm}$) і ($\Delta_1 = 4,5 \text{ nm}$; $\Delta_2 = \Delta_3 = 1,5 \text{ nm}$) з однаковими потенціальними ямами $b_1 = b_2 = 5,4 \text{ nm}$ виконувався розрахунок резонансних енергій (E_1, E_2, E_3) та резонансних ширин ($\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$) перших трьох квазістаціонарних станів у залежності від положення внутрішнього бар'єра b_1 у загальній потенціальній ямі $b_1 + b_2$. Результати цих розрахунків приведено на Рис. 2, а, б, с, d, e, f.

З розрахованих залежностей резонансних енергій (E_n) від b_1 , які приведені на Рис. 2, а, б, с видно, що вони є якісно однаковими. Тому у розглянутих несиметричних та симетричних РТС з точки зору дослідження енергетичного спектру реалізуються

фактично однакові умови щодо генерації лазерного випромінювання певних частот чи їх детектування. З іншого боку для розрахованих часів життя (τ_n) електрона у перших трьох квазістаціонарних станах (Рис. 2, d, e, f), видно, що їх залежності від b_1 для несиметричних РТС мають чітко виражену асиметрію, пов'язану саме з несиметричністю вхідного та вихідного потенціальних бар'єрів.

З метою дослідження внеску двофотонних процесів у формування електронної активної динамічної провідності РТС виконувався її розрахунок у одно- та двофотонному наближенні для детекторних переходів, згідно з розвинутою у попередньому розділі теорією. Для того, щоб задовольнити умови наближення слабкого сигналу ($U_1 = eC_1 z_5 \ll \Omega_1$; $U_2 = eC_2 z_5 \ll \Omega_2$) величини U_1 і U_2 вибирались малими ($U_1 = 10^{-3} \Omega_1$; $U_2 = 10^{-3} \Omega_2$).

З фізичних міркувань зрозуміло, що для однозначної роботи такого наноприладу основною необхідною умовою є випромінювання електромагнітних хвиль однакової енергії

$$\Omega = \Omega_{n,n-1} = E_n - E_{n-1} = \Omega_{n-1,n-2} = E_{n-1} - E_{n-2}, \quad \text{яка}$$

визначається різницею між резонансними енергіями квазістаціонарних станів електрона. Тому реалізація двофотонних переходів електронних переходів, принаймні за сучасної будови та принципів роботи активних зон ККД, є деструктивним фактором, оскільки спроба одночасного детектування двох різних частот насправді вносить неоднозначності в роботу наноприладу. Результати розрахунків логарифмів активної динамічної провідності, сформованої детекторними квантовими переходами з першого квазістаціонарного стану, що пов'язані з поглинанням одного фотона енергії $\Omega_1 = \Omega_{12}$ та двох фотонів енергії $\Omega_1 = \Omega_{12}$ і $\Omega_2 = \Omega_{23}$, а також величини відносного вкладу двофотонних переходів у сумарну величину провідності $\eta = (\sigma^{(II)} - \sigma^{(I)}) / \sigma^{(II)}$ у залежності від положення внутрішнього бар'єра b_1 у загальній потенціальній ямі приведено на Рис. 3, а, б, с, d, e, f.

З Рис. 3, d видно, що для несиметричної РТС з меншим вхідним бар'єром залежність η від b_1 формує один максимум, розташований в інтервалі $3,3 \text{ nm} \leq b_1 \leq 5,2 \text{ nm}$. Як видно з Рис. 3, а, це означає, що в цій конфігурації РТС за рахунок двофотонних квантових переходів з'являється неоднозначність у детектуванні частот електромагнітного поля. Крім того, з Рис. 3, а бачимо, що у межах знайденої конфігурації РТС, де вагомими стають двофотонні переходи, та й загалом у всьому діапазоні зміни b_1 для парціальних складових провідності виконується умова $\sigma_{12,23}^{(II)-} \gg \sigma_{12,23}^{(II)+}$, а тому досліджувана РТС не задовольняє умови оптимізації роботи ККД.

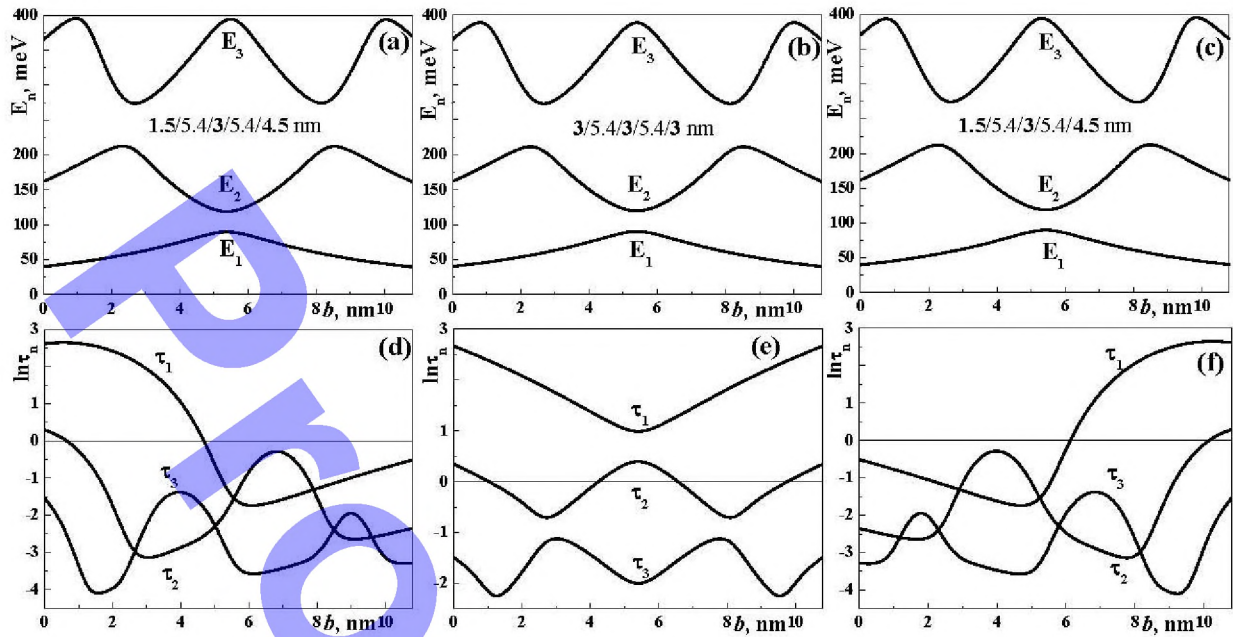


Рис. 2 – Залежності резонансних енергій (E_n) та часів життя (τ_n) електрона від положення внутрішнього бар'єра b_1 у загальній потенціальній ямі

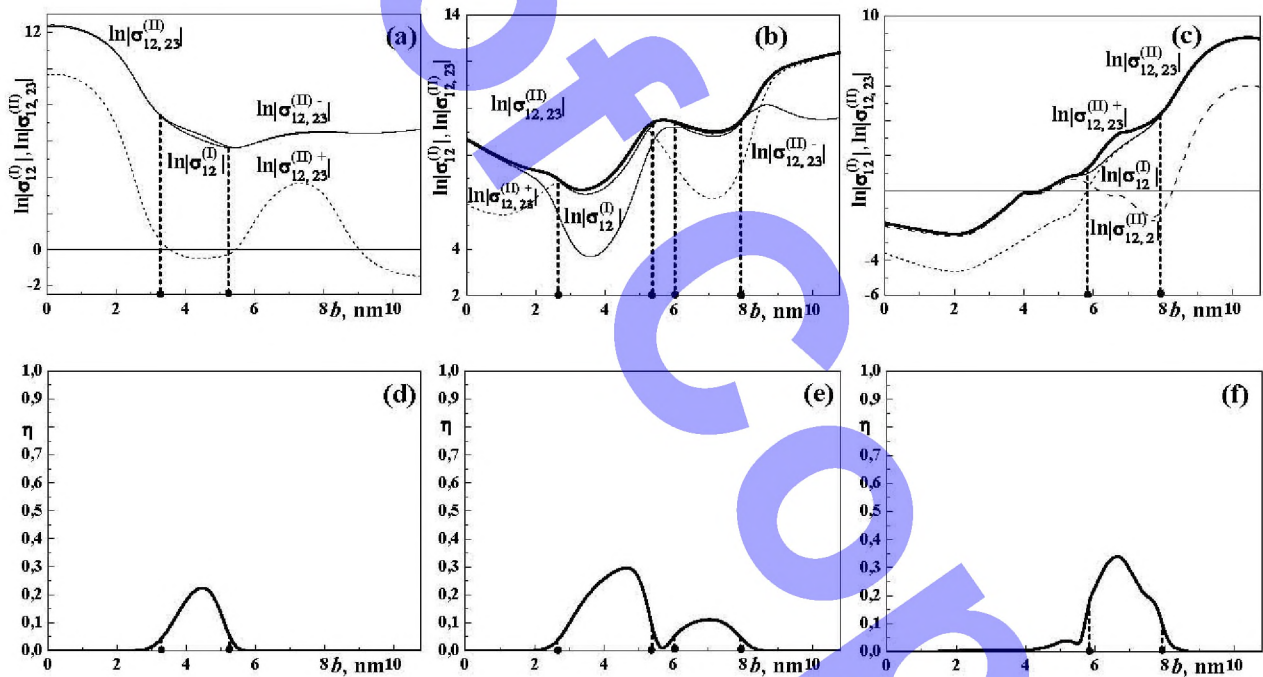


Рис. 3 – Залежності логарифмів динамічних провідностей та їх парціальних складових, сформованих у детекторних квантових переходах, розрахованих у однофотонному $\sigma^{(I)}$ та двофотонному $\sigma^{(II)}$ наближеннях в одиницях $\sigma_0 = 1\text{S/cm}$, та величини η у залежності від положення внутрішнього бар'єра b_1 у загальній потенціальній ямі

З Рис. 3, є видно, що для симетричної РТС з однаковими потенціальними бар'єрами залежність η від b_1 формує два максимуми, локалізовані в інтервалах $2,7\text{ nm} \leq b_1 \leq 5,4\text{ nm}$ і $6,0\text{ nm} \leq b_1 \leq 8,0\text{ nm}$. Як видно з рис. 3, б, в першій конфігурації сумарна величина активної динамічної провідності формується в основному електронним потоком, спрямованим на вхід РТС ($\sigma_{12,23}^{(II)-} \gg \sigma_{12,23}^{(II)+}$), а тому робота РТС як активної зони ККД не оптимізується за наявності при цьому суттєвої величини вкладу двофотонних процесів. У другій конфігурації провідність РТС формується електронним потоком спрямованим на вихід з РТС ($\sigma_{12,23}^{(II)+} \gg \sigma_{12,23}^{(II)-}$). Отже, в цій конфігурації РТС стає суттєвим вплив двофотонних детекторних переходів, що спричиняє невизначеності в роботі ККД. З Рис. 3, f видно, що для несиметричної РТС з більшим вхідним бар'єром залежність η від b_1 формує один

максимум, розташований в інтервалі $5,8 \text{ nm} \leq b_1 \leq 7,9 \text{ nm}$. Як видно з Рис. 3, с в знайдений конфігурації РТС, активна динамічна провідність значною мірою формується електронним потоком, що спрямований на вихід з РТС. При цьому, не менше 35% сумарної величини провідності визначається вкладом двофотонних детекторних переходів.

4. ВИСНОВКИ

На основі отриманих точних розв'язків повного рівняння Шредінгера розвинена квантово-механічна теорія активної динамічної провідності трибар'єрних

РТС, в яких реалізуються одно- та двофотонні поглинальні процеси. Показано, що зміною положення внутрішнього бар'єра у загальній потенціальній ямі, отримуються їх геометричні конфігурації в яких стають суттєвими двофотонні процеси поглинання електромагнітних хвиль.

Показано, що для досліджуваних РТС, як активних зон ККД отримуються конфігурації в яких реалізуються двофотонні детекторні переходи з величиною відносного підсилення до 35 %. Показано, що такі процеси є деструктивними й негативно впливають на роботу ККД.

Вклад детекторных двухфотонных электронных переходов в формировании динамической проводимости трехбарьерных резонансно-туннельных структур

И.В. Бойко, М.Р. Петрик, Г.Б. Цуприк

Тернопольский национальный технический университет имени Ивана Пулюя, ул. Русская, 56, 46001 Тернополь, Украина

В приближении эффективных масс и прямоугольных потенциальных ям и потенциалов для электрона, с использованием найденных решений полного уравнения Шредингера, развита теория активной динамической проводимости трехбарьерной резонансно-туннельной структуры в слабом электромагнитном поле с учетом вклада детекторных одно- и двухфотонных электронных переходов с различными частотами. Показано, что величина вклада двухфотонных переходов в формировании общей величины активной динамической проводимости в детекторных переходах не менее 35 %.

Ключевые слова: Резонансно-туннельная структура, Квантовый каскадный детектор, Активная динамическая проводимость, Резонансные энергии, Резонансные ширины, Двухфотонные электронные переходы.

Contribution of Two-photon Detector Electronic Transitions in the Formation of Dynamic Conductivity of Three-barrier Resonant Tunneling Structures

I.V. Boyko, M.R. Petryk, H.B. Tsupryk

Ternopil National Technical University, 56, Ruska Str., 46001 Ternopil, Ukraine

In approximations of the effective mass and rectangular potential wells and potentials for the electron, by using solutions of the complete Schrödinger equation, was developed the theory of active dynamic conductivity of three barrier resonant tunnel structure in a weak electromagnetic field, taking into account the contribution of detector one- and two-photon electronic transitions with different frequencies. It is shown that the value of the contribution of two-photon transitions in the formation of the total amount of active dynamic conductivity in detector transitions is not less 35 %.

Keywords: Resonance tunnelling structure, Quantum cascade detector, Active dynamic conductivity, Resonance energies, Resonance width, Two-photon electronic transitions.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. C. Bonzon, I.C. Chelms, K. Ohtani, M. Geiser, M. Beck, J. Faist, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 161102 (2009).
2. J.M. Wolf, A. Bismuto, M. Beck, J. Faist, *Opt. Express* **22**, 2111 (2014).
3. A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, A. Nedelcu, X. Marcadet, V. Berger, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 172101 (2010).
4. D. Hofstetter, F.R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manz, K. Kohler, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 221106 (2008).
5. M.V. Tkach, Ju.O. Seti, I.V. Boyko, O.M. Voitsekhivska, *Condens. Matt. Phys.* **16**, 33701 (2013).
6. M. Tkach, Ju. Seti, I. Boyko, O. Voitsekhivska, *Romanian Report. Phys.* **65**, 1443 (2013).
7. M.V. Tkach, Ju.O. Seti, V.O. Matijek I.V. Boyko, *J. Phys. Studies* **16**, 4701 (2012).
8. E. Saczuk, J.Z. Kaminski, *phys. status solidi b* **240**, 603 (2003).
9. N.V. Tkach, Yu.A. Seti, *JETP Lett.* **95**, 271 (2012).
10. N.V. Tkach, Ju.A. Seti, *Semiconductors* **48**, 590 (2014).
11. A.B. Pashkovskii, *JETP Lett.* **89**, 30 (2009).
12. A.B. Pashkovskii, *Semiconductors* **45**, 743 (2009).
13. N.V. Tkach, Yu.A. Seti, *Low Temp. Phys.* **35**, 556 (2009).
14. N.V. Tkach, Ju.A. Seti, *Semiconductors* **45**, 376 (2011).