

Ю.О. Сеті, І.В. Бойко, М.В. Паньків

Теорія динамічної провідності трибар'єрної резонансно-тунельної структури з двофотонними лазерними переходами

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, вул. Коцюбинського 2, м. Чернівці, Україна
e-mail: ktf@chnu.edu.ua

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 (InGaAs/InAlAs) з різними глибинами потенціальних ям у слабкому електромагнітному полі в одно- та двофотонному наближенні.

Показано, що зміною концентрації Ga можна отримати такі геометричні конфігурації наноструктури, як активної зони квантового каскадного лазера, в яких на основі електронних квантових переходів з випромінюванням двох фотонів однакової енергії відбувається зростання інтенсивності лазерного випромінювання. Встановлено, що вклад двофотонних переходів у сумарну величину динамічної провідності складає не менше ніж 37 %.

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

Стаття постуила до редакції 05.11.2014; прийнята до друку 15.12.2014.

Вступ

З активним розвитком напівпровідникової техніки, значна увага як в експериментальних, так і в теоретичних дослідженнях приділяється квантовим каскадним лазерам (ККЛ) [1, 2] і детекторам (ККД) [3, 4], основними робочими елементами яких є плоскі напівпровідникові резонансно-тунельні структури (РТС).

Відомо [1-7], завдяки взаємодії електронів з фононами безвипромінювальні електронні переходи відіграють важливу роль у функціонуванні ККЛ і ККД, оскільки при цьому відбувається релаксація енергії електронного потоку та його тунелювання між сусідніми каскадами наноприладів. Принципово нові можливості відкриває реалізація багатофотонних процесів, зокрема, так званого, фотон-супровідного електронного тунелювання [8-10], що дозволяє суттєво підсилити величину струму на виході з РТС [11]. Безумовно цікавим та актуальним частковим випадком багатофотонних процесів у РТС є двофотонні квантові переходи між електронними квазістаціонарними станами з випромінюванням двох фотонів однакової частоти. Існуючі теоретичні [12, 13] підходи до вивчення двофотонного випромінювання в РТС, через складність математичного апарату, будувалися у рамках грубої δ -бар'єрної моделі та єдиної ефективної маси електрона. Слід зауважити, що

теорії активної динамічної провідності, сформованої багатофотонними електронними переходами, у багатошаровій відкритій РТС, побудованої на основі реалістичної моделі, ще й досі не існує. Тому залишається не дослідженням питання про можливе збільшення ефективності роботи наноприладів, зокрема ККЛ, на основі багатофотонної генерації.

У пропонованій роботі, в моделі ефективних мас електрона та прямокутних потенціальних ям та бар'єрів, розвинена квантово-механічна теорія активної динамічної провідності двоямної РТС як активної зони ККЛ з двофотонним випромінюванням.. На прикладі трибар'єрної наноструктури з $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ - ямами та $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ - бар'єрами зміною концентрації Ga отримана така конфігурація РТС, в якій реалізуються послідовні електронні переходи з третього у другий та з другого у перший квазістаціонарні стани з випромінюванням двох фотонів однакової частоти. Виявлена конфігурація РТС задовольняє умови оптимізації роботи активної зони ККЛ.

I. Теорія активної динамічної провідності двоямної РТС у малосигнальному двофотонному наближенні

У декартовій системі координат розглядається

двоємна РТС, межі поділу середовищ якої перпендикулярні до осі OZ (рис. 1). З урахуванням незначної різниці між сталими решіток шарів-ям та

шарів-бар'єрів РТС для електрона застосовується модель ефективних мас та прямокутних потенціалів, які мають наступний вигляд:

$$m(z) = m_0 \sum_{p=0}^1 [q(z - z_{2p-1}) - q(z - z_{2p})] + m_1 \sum_{p=0}^2 [q(z - z_{2p}) - q(z - z_{2p+1})] + m_2 \sum_{p=2}^3 [q(z - z_{2p-1}) - q(z - z_{2p})] \quad (1)$$

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

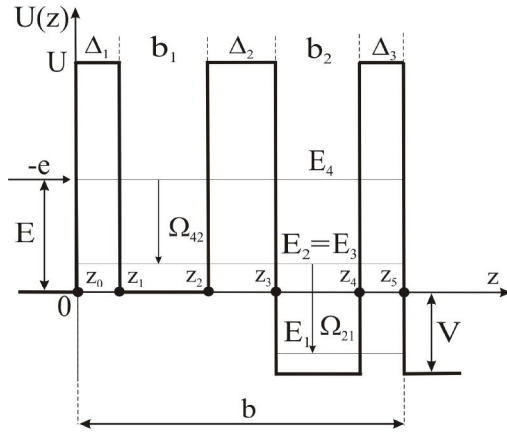


Рис. 1. Геометрична та енергетична схеми трибар'єрної РТС.

де $q(z)$ – функція Хевісайда, $z_{-1} \rightarrow 0$, $z_6 \rightarrow \infty$.

Уважається, що моенергетичний потік електронів з енергією E , близькою до енергії четвертого енергетичного рівня $E \approx E_4$, та концентрацією n_0 , падає зліва на РТС, перпендикулярно до її площин.

За таких умов рух електронів вважається 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,

$$H(z, t) = -e\mathcal{E} [zq(z) + (z_5 - z)q(z - z_5)] \{e^{i\mathcal{W}t} + e^{-i\mathcal{W}t}\} \quad (5)$$

гамільтоніан, що описує взаємодію електронів із змінним електромагнітним полем з частотою \mathcal{W} та амплітудою напруженості його електричної складової \mathcal{E} .

У наближенні слабого сигналу, за умови реалізації двофотонних квантових переходів з випромінюванням та поглинанням електромагнітної хвилі частотою \mathcal{W} , розв'язок рівняння Шредінгера (3) шукається у другому порядку теорії збурень у вигляді:

$$\Psi(z, t) = \Psi_0(z) e^{-i\omega_0 t} + \Psi_{-1}(z) e^{-i(\omega_0 - \mathcal{W})t} + \Psi_{+1}(z) e^{-i(\omega_0 + \mathcal{W})t} + \Psi_{-2}(z) e^{-i(\omega_0 - 2\mathcal{W})t} + \Psi_{+2}(z) e^{-i(\omega_0 + 2\mathcal{W})t}, \quad (6)$$

де $\omega_0 = E/\hbar$.

У результаті отримується система рівнянь:

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

$$(H_0(z) - (E \pm \Omega)) \Psi_{\pm 1}(z) - e\mathcal{E} [zq(z) + (z_5 - z)q(z - z_5)] \Psi_0(z) = 0, \quad (\Omega = \hbar\mathcal{W}) \quad (8)$$

$$(H_0(z) - (E \pm 2\Omega)) \Psi_{\pm 2}(z) - e\mathcal{E} [zq(z) + (z_5 - z)q(z - z_5)] \Psi_{\pm 1}(z) = 0 \quad (9)$$

з якої 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

$$\Psi_0(z) = \sum_{p=0}^6 \Psi_0^{(p)}(z) [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] = \sum_{p=0}^6 [A_0^{(p)} e^{ik_0^{(p)}(z - z_{p-1})} + B_0^{(p)} e^{-ik_0^{(p)}(z - z_{p-1})}] [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] \quad (10)$$

де

$$k_0^{(0)} = k_0^{(2)} = \sqrt{\frac{2m_0 E}{\hbar^2}}; k_0^{(1)} = k_0^{(3)} = k_0^{(5)} = \sqrt{\frac{2m_1(E-U)}{\hbar^2}}; k_0^{(4)} = k_0^{(6)} = \sqrt{\frac{2m_2(E+V)}{\hbar^2}}, B_0^{(6)} = 0. \quad (11)$$

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

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

та 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 та резонансні ширини електронних квазістаціонарних станів [14].

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

$$Y_{\pm a}(z) = \sum_{p=1}^6 Y_{\pm a}^{(p)}(z) [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] =$$

де

$$= \sum_{p=0}^6 [A_{\pm a}^{(p)} e^{ik_{\pm a}^{(p)}(z - z_{p-1})} + B_{\pm a}^{(p)} e^{-ik_{\pm a}^{(p)}(z - z_{p-1})}] [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] \quad (15)$$

- розв'язки однорідних рівнянь (8), (9);

$$\Phi_{\pm 1}(z) = \sum_{p=1}^6 \Phi_{\pm 1}^{(p)}(z) [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] =$$

$$= \sum_{p=1}^5 \left[\mathbf{m} \frac{U_1}{\Omega} \frac{z}{z_5} \Psi_0^{(p)}(z) + \frac{\hbar^2 U_1}{m_p z_5 \Omega^2} \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} \right] [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] \mathbf{m} \frac{U_1}{\Omega} \Psi_0^{(6)}(z) q(z - z_5), \quad (16)$$

$$\Phi_{\pm 2}(z) = \sum_{p=1}^6 \Phi_{\pm 2}^{(p)}(z) [q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p)] =$$

$$= \sum_{p=1}^5 \left[\left(\frac{U_1}{2\Omega} \right)^2 \left(\frac{\hbar^2}{m_p z_5^2} \frac{\Omega m_2 E_0}{\Omega^2} + 2 \left(\frac{z}{z_5} \right)^2 \right) \Psi_0^{(p)}(z) \mathbf{m} \frac{\hbar^2 U_1^2 z}{m z_5^2 \Omega^3} \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} + \left(\frac{\hbar^2 U_1}{2m_p z_5 \Omega^2} \right)^2 \frac{d^2 \Psi_0^{(p)}(z)}{dz^2} \mathbf{m} \right] \quad (17)$$

$$\mathbf{m} \frac{U_1}{\Omega} \frac{z}{z_5} Y_{\pm 1}^{(p)}(z) + \frac{\hbar^2 U_1}{m_p z_5 \Omega^2} \frac{dY_{\pm 1}^{(p)}(z)}{dz} \left[q(z - z_{p-1}) - q(z - z_p) \right] + \left(\frac{1}{2} \left(\frac{U_1}{\Omega} \right)^2 \Psi_0^{(6)}(z) \mathbf{m} \frac{U_1}{\Omega} Y_{\pm 1}^{(6)}(z) \right) q(z - z_5)$$

- розв'язки неоднорідних рівнянь (8), (9).

Тут

$$k_{\pm a}^{(0)} = k_{\pm a}^{(2)} = \sqrt{\frac{2m_0(E \pm a\Omega)}{\hbar^2}}; k_{\pm a}^{(1)} = k_{\pm a}^{(3)} = k_{\pm a}^{(5)} = \sqrt{\frac{2m_1((E-U) \pm a\Omega)}{\hbar^2}}; \quad (18)$$

$$k_{\pm a}^{(4)} = k_{\pm a}^{(6)} = \sqrt{\frac{2m_2(E+V \pm a\Omega)}{\hbar^2}}, U_1 = eCz_5; A_{\pm 1}^{(0)} = A_{\pm 2}^{(0)} = B_{\pm 1}^{(6)} = B_{\pm 2}^{(6)} = 0.$$

Усі невідомі коефіцієнти $A_0^{(p)}, B_0^{(p)}, A_{\pm 1}^{(p)}, B_{\pm 1}^{(p)}, A_{\pm 2}^{(p)}, B_{\pm 2}^{(p)}$ ($p = 0 \div 5$) однозначно визначаються з умов неперервності хвильової функції $\Psi(z, t)$ та потоків її ймовірності на всіх гетеромежах РТС у довільний момент часу t :

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

що разом з умовою нормування (12) однозначно

визначає хвильову функцію $\Psi_0(z)$ та поправки до неї першого та другого порядків ($\Psi_{\pm 1}(z)$ і $\Psi_{\pm 2}(z)$) відповідно, а отже і повну хвильову функцію $\Psi(z, t)$.

Знайдені поправки першого та другого порядків $\Psi_{\pm 1}(z)$ і $\Psi_{\pm 2}(z)$ дозволяють виконати розрахунок густин електронного струму з РТС, який виникає під дією електромагнітного поля:

$$j_{\pm a} = \frac{i e \hbar v_0}{2m_p} \left(\Psi_{\pm a}(z) \frac{d\Psi_{\pm a}^*(z)}{dz} - \Psi_{\pm a}^*(z) \frac{d\Psi_{\pm a}(z)}{dz} \right) \quad (a=1, 2) \quad (20)$$

і аналітично розрахувати дійсну частину активної динамічної провідності наносистеми, яка представляється у вигляді суми двох парціальних складових:

$$s^{(II)}(\Omega) = s^{(1)}(\Omega) + s^{(2)}(\Omega), \quad (21)$$

де

$$s^{(1)}(\Omega) = s^{(1)+}(\Omega) + s^{(1)-}(\Omega), \quad (22)$$

$$s^{(1)+}(\Omega) = \frac{e^2 \hbar \Omega z_5 n_0}{2m_2 U_1^2} \left(k_{+1}^{(6)} |A_{+1}^{(6)}|^2 - k_{-1}^{(6)} |A_{-1}^{(6)}|^2 + \frac{U_1}{2\Omega} (P_{01}^- - P_{01}^+) \right) \quad (23)$$

$$s^{(1)-}(\Omega) = \frac{e^2 \hbar \Omega z_5 n_0}{2m_0 U_1^2} \left(k_{+1}^{(0)} |B_{+1}^{(0)}|^2 - k_{-1}^{(0)} |B_{-1}^{(0)}|^2 \right)$$

і аналогічно до (22):

$$s^{(2)}(\Omega) = s^{(2)+}(\Omega) + s^{(2)-}(\Omega), \quad (24)$$

де

$$s^{(2)+}(\Omega) = \frac{e^2 \hbar \Omega z_5 n_0}{m_2 U_1^2} \left(k_{+2}^{(6)} |A_{+2}^{(6)}|^2 - k_{-2}^{(6)} |A_{-2}^{(6)}|^2 + \frac{U_1}{2\Omega} (P_{12}^- - P_{12}^+) + \left(\frac{U_1}{\Omega} \right)^2 \left(k_{+1}^{(6)} |A_{+1}^{(6)}|^2 - k_{-1}^{(6)} |A_{-1}^{(6)}|^2 \right) + \left(\frac{U_1}{2\Omega} \right)^2 (P_{02}^+ - P_{02}^-) + \frac{1}{4} \left(\frac{U_1}{\Omega} \right)^3 (P_{01}^- - P_{01}^+) \right) \quad (25)$$

$$s^{(2)-}(\Omega) = \frac{e^2 \hbar \Omega z_5 n_0}{m_0 U_1^2} \left(k_{+2}^{(0)} |B_{+2}^{(0)}|^2 - k_{-2}^{(0)} |B_{-2}^{(0)}|^2 \right) \quad (26)$$

Тут введено позначення:

$$P_{01}^{\mathbf{n}} = \mathbf{m} (k_0^{(6)} + k_{\pm 1}^6) (A_0^{(6)} A_{\pm 1}^{(6)*} + A_0^{(6)*} A_{\pm 1}^{(6)}), \quad (27)$$

$$P_{02}^{\mathbf{n}} = \mathbf{m} (k_0^{(6)} + k_{\pm 2}^6) (A_0^{(6)} A_{\pm 2}^{(6)*} + A_0^{(6)*} A_{\pm 2}^{(6)}), \quad (28)$$

$$P_{12}^{\mathbf{n}} = \mathbf{m} (k_{\pm 1}^6 + k_{\pm 2}^6) (A_{\pm 1}^{(6)} A_{\pm 2}^{(6)*} + A_{\pm 1}^{(6)*} A_{\pm 2}^{(6)}), \quad (29)$$

Уведені в (22), (24) парціальні складові s^+ та s^- мають фізичний зміст і визначають провідності електронних потоків, які спрямовані на вихід ($s^+(\Omega)$) та вхід ($s^-(\Omega)$) РТС по відношенню до напрямку початкового електронного потоку.

Відзначимо, що динамічна провідність, знайдена у другому порядку теорії збурень $s^{(II)}$, виявляється залежною від напруженості електромагнітного поля, на відміну від провідності у першому порядку $s^{(I)} = s^{(1)}$.

II. Обговорення результатів

Важливим аспектом оптимальної роботи ККЛ є мінімізація впливу негативних факторів, що можуть виводити наноприлад з когерентного стану та вносити неоднозначності в його роботу. Саме останній фактор є принциповим при виборі дизайну активної зони окремого каскаду ККЛ, робота якого базується на двофотонній генерації лазерного випромінювання у результаті послідовних резонансних квантових переходів між електронними квазістаціонарними станами з енергіями

$$E_n, E_{n-1}, E_{n-2}. \quad \text{З фізичних міркувань зрозуміло, що для однозначної роботи такого наноприладу необхідною умовою є випромінювання електромагнітних хвиль однакової енергії}$$

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

яка визначається різницею між резонансними енергіями квазістаціонарних станів електрона. Тому на прикладі часто досліджуваної [14], трибар'єрної нано-РТС (з $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ – бар'єрами,

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ – зовнішньою лівою і вхідною ямами та $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ – зовнішньою правою і вихідною ямами) з відомими фізичними і геометричними параметрами: $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $m_0 = 0.046m_e$; $m_1 = 0.089m_e$; $m_2 = (0.067 - 0.045x)m_e$; $U = 516 \text{ меВ}$; $V = (390 - 830x) \text{ меВ}$; $\Delta_1 = \Delta_3 = 2 \text{ нм}$; $\Delta_2 = 4 \text{ нм}$; $b_1 = 10,8 \text{ нм}$; $b_2 = 10,518 \text{ нм}$ виконувався розрахунок резонансних енергій (E_1, E_2, E_3, E_4) та резонансних ширин ($\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$) перших чотирьох квазістаціонарних станів у залежності від концентрації $G_a(x)$ у вихідній потенціальній ямі та зовнішньому середовищі справа від РТС. Результати цих розрахунків приведено на рис. 2, а, б.

З рис. 2 видно, що залежності від концентрації $G_a(x)$, резонансних енергій та ширин квазістаціонарних станів визначаються їх областю локалізації в РТС. Так, резонансні енергії та резонансні ширини електронних станів, локалізованих у вихідній потенціальній ямі, лінійно зростають зі збільшенням x , що рівноцінно зменшенню глибини вихідної ями і зовнішнього правого середовища. Резонансні енергії та ширини квазістаціонарних станів, що локалізовані у вхідній потенціальній ямі РТС, від концентрації G_a практично не залежать.

З рис. 2, а також видно, що при $x = 0,322$ має місце колапс другого та третього квазістаціонарних станів, умови і причини виникнення якого детально описані в роботі [14].

На рис. 3 приведені залежності енергій квантових переходів ($\Omega_{43}, \Omega_{31}, \Omega_{32}$) від x , з якого видно, що існують два значення концентрації G_a ($x_1 = 0.322$; $x_2 = 0.394$), при яких трибар'єрна РТС, як активна зона ККЛ, може працювати у двофотонному режимі у різному частотному діапазоні, оскільки при $x = x_1$: $\Omega_1 = \Omega_{43} = \Omega_{31} = 121.76 \text{ меВ}$, а при $x = x_2$: $\Omega_2 = \Omega_{43} = \Omega_{32} = 61 \text{ меВ}$.

З метою дослідження внеску двофотонних процесів у формуванні електронної активної динамічної провідності РТС виконувався її розрахунок у одно- та двофотонному наближенні, згідно з розвинутою у попередньому розділі теорією. Для того, щоб задовольнити умови наближення слабого сигналу ($U_1 = eCz_5 \ll \Omega_0$) величина U_1

вибиралась малою ($U_1 = 10^{-3} \Omega_0$). Результати розрахунків логарифмів активної динамічної провідності, сформованої лазерними квантовими переходами з четвертого квазістаціонарного стану з випромінюванням одного та двох фотонів енергії

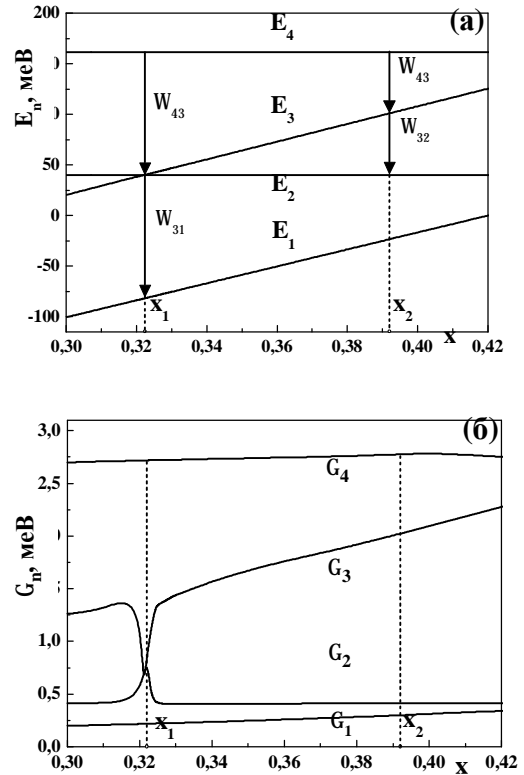


Рис. 2. Залежності резонансних енергій (E_n) резонансних ширин (Γ_n) перших чотирьох електронних квазістаціонарних станів від концентрації $G_a(x)$ у другій потенціальній ямі та зовнішньому середовищі справа від РТС.

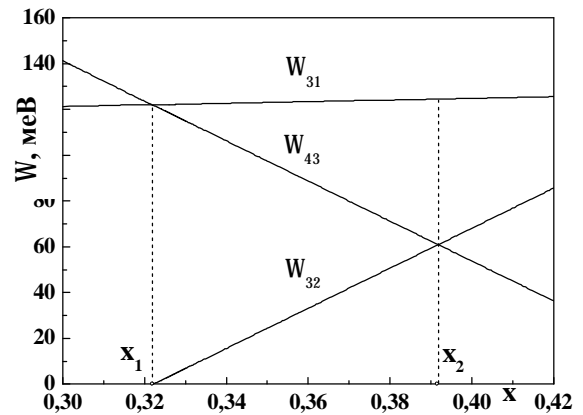


Рис. 3. Залежності частот випромінювання Ω_{43} , Ω_{32} і Ω_{31} від концентрації $G_a(x)$ у другій потенціальній ямі та в зовнішньому середовищі справа від РТС.

Ω_{43} , у залежності від концентрації x приведено на рис. 4.

З рис. 4 видно, що в залежності від концентрації x динамічна провідність у однофотонному $s_{43}^{(1)}$ та

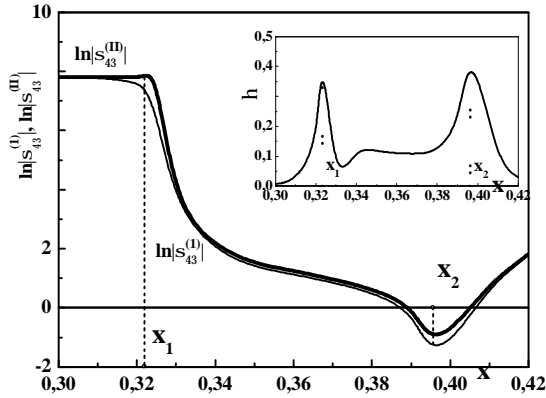


Рис. 4. Залежності логарифмів динамічних провідностей, розрахованих у однофотонному $s^{(I)}$ та двофотонному $s^{(II)}$ наближеннях в одиницях $\sigma_0=1\text{См/см}$, та величини відносного підсилення $h = (s^{(II)} - s^{(I)})/s^{(II)}$ у залежності від концентрації $Ga(x)$ в другій потенціальній ямі та в зовнішньому середовищі справа від РТС.

двофотонному $s_{43}^{(II)}$ наближеннях якісно однакова. Зі збільшенням x в області $0 \leq x \leq 0,325$ величини провідностей поступово зростають, далі при зміні

$$s^{(II)} = -1770.23 \text{ См/см}; s^{(II)+} = -1243.58 \text{ См/см}; s^{(II)-} = -526.648 \text{ См/см}$$

Видно, що не лише абсолютна величина провідності суттєва, але й її “корисна” складова ($s_{43}^{(II)+}$), яка визначається електронним потоком, спрямованим на вихід з РТС, значно переважає складову провідності ($s_{43}^{(II)-}$), сформовану електронним потоком у зворотному напрямі, що забезпечує максимальний електронний потік на виході з активної зони ККЛ, напрямлений у наступний каскад наноприладу.

Висновки

Отже, основи отриманих точних розв’язків повного рівняння Шредінгера розвинена квантово-механічна теорія активної динамічної провідності двоямної РТС, в якій реалізуються одно- та двофотонні випромінювальні процеси. Показано, що конфігурація РТС, за якої двофотонні

концентрації в області $0,325 \leq x \leq 0,394$ залежності мають різко спадний характер, і при $0,394 \leq x \leq 0,42$ величини $s_{43}^{(I)}$ та $s_{43}^{(II)}$ швидко зростають. Суттєва кількісна різниця між величинами провідностей у однофотонному та двофотонному наближеннях виникає при двох значеннях концентрації Ga ($x_1 = 0,322$; $x_2 = 0,394$), коли, як видно з рис 2, 3, в РТС реалізується режим двофотонної лазерної генерації при резонансних квантових переходах ($|4\rangle \rightarrow |3\rangle = |2\rangle \rightarrow |1\rangle$ при $x = x_1$; $|4\rangle \rightarrow |3\rangle = |3\rangle \rightarrow |2\rangle$ при $x = x_2$) між квазістаціонарними станами електрона. Отже, виявлені дві конфігурації РТС, в яких за рахунок двофотонного випромінювання відбувається підсилення лазерної генерації, як видно зі вставки на рис. 4, не менше ніж 37%. Однак не дивлячись на суттєве зростання ефективності роботи РТС у другій конфігурації ($x_2 = 0,394$), як активної зони ККЛ, вона не є оптимальною через мінімальну величину провідності, а тому не має прикладного значення.

У першій конфігурації ($x_1 = 0,322$) РТС величини провідностей та її парціальних складових такі:

випромінювальні процеси стають можливими, отримується шляхом зменшення концентрації (x) Ga у вихідній ямі та у зовнішньому правому середовищі при фіксованих геометричних параметрах наноструктури. Безпосередній розрахунок динамічної провідності електронів в оптимальній конфігурації РТС показав, що за рахунок двофотонних процесів збільшується корисна складова провідності, що визначається електронним потоком в напрямку на вихід з наноструктури, а ефективність лазерної генерації зростає не менше ніж на 37%.

Сеті Ю.О. - доктор фізико-математичних наук, доцент, доцент кафедри теоретичної фізики;
Бойко І.В. - кандидат фізико-математичних наук;
Паньків М.В. - аспірант кафедри теоретичної фізики.

- [1] K. Ohtani, M. Beck and J. Faist, Appl. Phys. Lett. 98(9), 091105 (2014).
 [2] L. Nevou, E. Giraud, F. Castellano, N. Grandjean and J. Faist, Optics Express 22(2), 3199 (2014).

- [3] A. Buffaz, M. Carras, L. Doyennette, A. Nedelcu, X. Marcadet and V. Berger, *Appl. Phys. Lett.* 96(17), 172101 (2010).
- [4] Shen-Qiang Zhai, Jun-Qi Liu, Feng-Qi Liu and Zhan-Guo Wang, *Appl. Phys. Lett.* 100(18), 181104 (2012).
- [5] M. V. Tkach, Ju. O. Seti, I. V. Boyko, O. M. Voitsekhivska, *Condensed Matter Physics*, 16(3), 33701 (2013).
- [6] M. Tkach, Ju. Seti, I. Boyko, O. Voitsekhivska, *Romanian Reports in Physics* 65(4), 1443 (2013).
- [7] M. V. Tkach, Ju. O. Seti, V. O. Matijek, I. V. Boyko, *Journal of Physical Studies* 16(4), 4701 (2012).
- [8] E. Saczuk and J. Z. Kaminski. *Laser Physics*, 15(12), 1691 (2005).
- [9] N. V. Tkach, Ju. A. Seti. *JETP Letters*, 95(5), 271 (2012).
- [10] M. V. Tkach, Ju. O. Seti, O. M. Voitsekhivska, *Acta Physica Polonica A* 124(1), 94 (2013).
- [11] N. V. Tkach, Ju. A. Seti, *Semiconductors* 48(5), 590 (2014).
- [12] A. B. Pashkovskii, *JETP Letters* 89(1), 30 (2009).
- [13] A. B. Pashkovskii, *Semiconductors*, 45(6), 759 (2011).
- [14] N. V. Tkach and Ju. A. Seti, *Low Temp. Phys.* 35(7), 556 (2009).

Ju.O. Seti, I.V. Boyko, M. V. Pan'kiv

Theory of Dynamic Conductivity of Three-Barrier Resonance-Tunnel Structure with Two-Photon Laser Transitions

Chernivtsi National University, Kotsubynsky str., 2, Chernivtsi, 58012, Ukraine, e-mail: ktf@chnu.edu.ua

Within the approximation of effective mass and rectangular potential barriers for the electron and using the obtained solutions of complete Schrodinger equation, the theory of dynamic conductivity for three-barrier resonant tunneling structure (InGaAs/InAlAs) with different depths of potential wells driven by weak electromagnetic field is developed in one- and two-photon approach.

It is shown that varying Ga concentration one can obtain such geometric configurations of nanostructure, being an active region of quantum cascade laser, in which the increasing intensity of laser radiation, produced by electron quantum transitions accompanied by radiation of two photons with equal energy, is observed. It is established that the contribution of two-photon transitions into the complete magnitude of dynamic conductivity is not smaller than 37 %.

Keywords: quantum cascade laser.