

СПЕКТРАЛЬНІ ПАРАМЕТРИ І ПРОВІДНІСТЬ СИМЕТРИЧНОЇ ЧОТИРИБАР'ЄРНОЇ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНОЇ СТРУКТУРИ

У моделі прямокутних потенціалів і різних ефективних мас електрона в ямах та бар'єрах симетричної чотирибар'єрної резонансно-тунельної структури побудована теорія динамічної провідності, яка виникає через взаємодію електромагнітного поля з тунелюючими крізь структуру електронами. Показано, що незалежно від геометричних розмірів потенціальних ям і бар'єрів існують такі геометричні конфігурації (положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх), при яких наносистема, як активний елемент квантового каскадного детектора, забезпечує оптимальний режим роботи.

Ключові слова: резонансно-тунельна структура, квантовий каскадний лазер, детектор.

В модели прямоугольных потенциалов и различных эффективных масс электрона в ямах и барьерах симметричной четырехбарьерной резонансно-туннельной структуры представлена теория динамической проводимости, возникающей из-за взаимодействия электромагнитного поля с туннелирующими сквозь структуру электронами. Показано, что независимо от геометрических размеров потенциальных ям и барьеров существуют такие геометрические конфигурации (положения внутренних барьеров относительно внешних), при которых наносистема, как активный элемент квантового каскадного детектора, обеспечивает оптимальный режим работы.

Ключевые слова: резонансно-туннельная структура, квантовый каскадний лазер, детектор.

Within the model of rectangular potentials and different electron effective mass in the wells and barriers of symmetric four-barrier resonance tunnel structure it is established the theory of dynamic conductivity which occurs due to the interaction of the electromagnetic field with the electrons tunneling through the structure and it is shown that regardless of the geometric sizes of potential wells and barriers there are geometric configurations (position of internal barriers relatively the external ones), in which nano-system, as an active element of quantum cascade laser, ensures the optimal operation regime.

Keywords: resonance tunnel structure, quantum cascade laser, detector.

Після створення перших нанолазерів, що працювали на основі, запропонованої Казаріновим і Сурісом [1], ідеї про квантові переходи між електронними станами плоских квантових ям, які згодом дістали назву резонансно-тунельних структур (РТС), почався інтенсивний розвиток експериментальних і теоретичних досліджень квантових каскадних лазерів (ККЛ) [2, 3], і квантових каскадних детекторів (ККД) [4, 5], що можуть детектувати випромінювання як інфрачервоного, так і терагерцового діапазонів. Експериментальне вдосконалення характеристик ККЛ і ККД за рахунок їх конструкції активно розвивається в останній час [4, 5], оскільки завдяки прецизійним властивостям цих приладів, вони мають широке застосування

у техніці і медицині.

Як відомо [1, 2], типовий окремих каскад ККЛ або ККД складається з активного елемента, яким слугує відкрита дво-, три- або чотирибар'єрна РТС, з інжектором та екстрактором відповідно.

Теорія динамічної провідності відкритих РТС з різною кількістю ям і бар'єрів розвивалась у більшості праць [6, 7] шляхом розв'язання повного рівняння Шредінгера. Але уникаючи математичних труднощів, автори згаданих робіт зазвичай використовували спрощену модель постійної по всіх шарах наносистеми ефективної маси електрона і δ -подібну апроксимацію прямокутних потенціальних бар'єрів.

Мета даної роботи полягає в розвитку

теорії динамічної провідності відкритої чотирибар'єрної РТС з симетричними внутрішніми і зовнішніми бар'єрами як робочого елемента ККД, використовуючи для цього модель прямокутних потенціальних ям і бар'єрів та різних ефективних мас електрона у них,

Повне рівняння Шредінгера. Динамічна провідність наноструктури

У декартовій системі координат розглядається відкрита чотирибар'єрна РТС з геометричними параметрами, які наведені на рис.1. Оскільки різниця між величинами постійних ґратки a_0 шарів-ям (0, 2, 4, 6, 8) і a_1 шарів-бар'єрів (1, 3, 5, 7) РТС є незначною, то можна досліджувати систему в моделі ефективних мас і прямокутних потенціалів:

$$m(z) = \begin{cases} m_0, & U(z) = \begin{cases} 0, & \text{обл. } 0, 2, 4, 6, 8 \\ U_0, & \text{обл. } 1, 3, 5, 7. \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

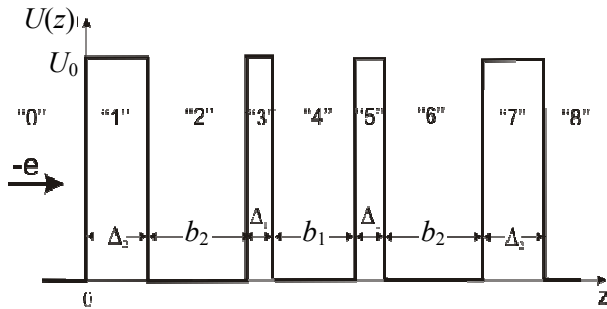


Рис.1. Енергетична схема чотирибар'єрної РТС.

Будемо вважати, що потік невзаємодіючих між собою електронів з енергією E і концентрацією n_0 , рухаючись перпендикулярно до площин чотирибар'єрної РТС, потрапляє на неї зліва. Тоді провідність РТС визначається густиною струму через наноструктуру, який, у свою чергу, визначається хвильовою функцією електрона, взаємодіючи з залежним від часу періодичним електромагнітним полем.

Враховуючи постановку задачі, хвильова функція $\Psi(z,t)$ електрона повинна задовольняти повне рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(z,t)}{\partial t} = [H_0 + H(z,t)]\Psi(z,t), \quad (2)$$

$$\text{де } H_0 = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} + U(z) \quad (3)$$

– гамільтоніан електрона у стаціонарній задачі,

$$H(z,t) = -e\xi [z\theta(z) + (z_7 - z)\theta(z - z_7)] \times (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (4)$$

– гамільтоніан взаємодії електрона зі змінним у часі електромагнітним полем, що має частоту ω і амплітуду електричного поля ξ .

Розв'язок рівняння (2) будемо шукати у наближенні слабого сигналу:

$$\Psi(z,t) = \Psi_0(z)e^{-i\omega_0 t} + \Psi_1(z,t), \quad (5)$$

де $\omega_0 = E/\hbar$, а функція $\Psi_0(z)$ є розв'язком стаціонарного рівняння Шредінгера:

$$H_0 \Psi_0(z) = E \Psi_0(z). \quad (6)$$

Поправка 1-го порядку в одномодовому наближенні вибирається у вигляді:

$$\Psi_1(z,t) = \Psi_{+1}(z)e^{-i(\omega_0+\omega)t} + \Psi_{-1}(z)e^{-i(\omega_0-\omega)t}. \quad (7)$$

Залишаючи лише величини першого порядку малості, з урахуванням (5) і (7), з (2) отримується рівняння для обох складових $\Psi_{\pm 1}(z,t)$ хвильової функції $\Psi_1(z,t)$:

$$[H_0 - \hbar(\omega_0 \pm \omega)] \times \Psi_{\pm 1}(z) + H(z)\Psi_0(z) = 0, \quad (8)$$

де $H(z) = -e\xi [z\theta(z) + (z_7 - z)\theta(z - z_7)]$. (9)

Розв'язок стаціонарного рівняння Шредінгера (6) шукається у вигляді:

$$\begin{aligned} \Psi_0(z) = & \Psi_0^{(0)}(z)\theta(-z) + \quad (10) \\ & + \sum_{p=1}^7 \Psi_0^{(p)}(z)[\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] + \\ & + \Psi_0^{(8)}\theta(z - z_7) = (e^{ik^{(0)}z} + B^{(0)}e^{-ik^{(0)}z})\theta(-z) + \\ & + A^{(8)}e^{ik^{(8)}z}\theta(z - z_7) + \sum_{p=1}^7 (A^{(p)}e^{ik^{(p)}(z-z_{p-1})} + \\ & + B^{(p)}e^{-ik^{(p)}(z-z_{p-1})})[\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)]. \end{aligned}$$

Тут

$$k^{(0)} = k^{(2)} = k^{(4)} = k^{(6)} = k^{(8)} = k = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0 E},$$

$$k^{(1)} = k^{(3)} = k^{(5)} = k^{(7)} = \hbar^{-1} \sqrt{2m_1 (E - U)}. \quad (11)$$

Невідомі коефіцієнти $B^{(0)}$, $A^{(8)}$, $A^{(p)}$, $B^{(p)}$ ($p=1 \div 7$) знаходяться з граничних умов рівності хвильових функцій і потоків на всіх межах наноструктури:

$$\Psi_0^{(p)}(z_p) = \Psi_0^{(p+1)}(z_p), \quad (p = 0 \div 7),$$

$$\frac{1}{m_{0(1)}} \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} \Big|_{z=z_p} = \quad (12)$$

$$= \frac{1}{m_{1(0)}} \frac{d\Psi_0^{(p+1)}(z)}{dz} \Big|_{z=z_p}$$

за умови нормування

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_0^*(k'/z) \Psi_0(kz) = \delta(k - k'). \quad (13)$$

Розв'язками неоднорідних рівнянь (8) є суперпозиції функцій:

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

де $\Psi_{\pm 1}(z)$ – розв'язки однорідних, а $\Phi_{\pm 1}(z)$ – частинні розв'язки неоднорідних рівнянь (8).

Розв'язки $\Psi_{\pm 1}(z)$ однорідних рівнянь (8) знаходяться не складно [6, 9], а точні частинні розв'язки також відомі:

$$\Phi_{\pm}(z) = \sum_{p=1}^7 \left[\mp \frac{e\xi}{\hbar\omega} z \Psi_0^{(p)}(z) + \frac{e\xi}{m_p \omega^2} \frac{d\Psi_0^{(p)}(z)}{dz} \right] \times$$

$$\times (\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)) \mp$$

$$\mp \frac{e\xi}{\hbar\omega} z_7 \Psi_0^{(8)}(z_7) \theta(z - z_7). \quad (15)$$

Тому загальний розв'язок (8) можна подати у вигляді:

$$\Psi_{\pm 1}(z) = \Psi_{\pm 1}^{(0)}(z) \theta(-z) + \sum_{p=1}^7 \Psi_{\pm 1}^{(p)}(z) \times$$

$$\times [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] + \Psi_{\pm 1}^{(8)} \theta(z - z_7). \quad (16)$$

З умов неперервності хвильових функцій і відповідних їм потоків на межах наносистеми визначаються всі 16 невідомих коефіцієнтів $B_{\pm}^{(0)}$, $A_{\pm}^{(8)}$, $A_{\pm}^{(p)}$, $B_{\pm}^{(p)}$ ($p = 1 \div 7$).

Густина струму невзаємодіючих між собою електронів виражається відомим з квантової механіки виразом:

$$j(z, t) = \frac{ie\hbar n_0}{2m(z)} \left[\Psi(z, t) \frac{\partial \Psi^*(z, t)}{\partial z} - \right.$$

$$\left. - \Psi^*(z, t) \frac{\partial \Psi(z, t)}{\partial z} \right]. \quad (17)$$

У квазікласичному наближенні, згідно з

[6], виконується розрахунок приведенного струму, що визначає дійсну частину активної провідності наносистеми:

$$\sigma(\omega) = \sigma^+(\omega) + \sigma^-(\omega) =$$

$$= \frac{\hbar^2 \omega n_0}{2z_7 m_0 \xi^2} \left[k_+ \left(|B_+^{(0)}|^2 + |A_+^{(8)}|^2 \right) - \right.$$

$$\left. - k_- \left(|B_+^{(0)}|^2 + |A_+^{(8)}|^2 \right) \right]. \quad (18)$$

Тут $\sigma^+(\omega)$ і $\sigma^-(\omega)$ – парціальні складові провідності, що зумовлені струмами вперед і назад по відношенню до початкового напрямку потоку електронів.

Обговорення результатів

Енергетичні і частотні характеристики нанодетектора, в основному, визначаються властивостями активної провідності σ РТС, що залежать від спектральних параметрів (резонансних енергій E_n і ширин Γ_n квазістаціонарних станів електронів, які, в свою чергу, залежать від фізичних і геометричних параметрів РТС. Чотирибар'єрні РТС характеризуються сімома незалежними геометричними параметрами: товщинами вхідного Δ_2 , вихідного Δ_2 і внутрішніх бар'єрів Δ_1 , а також ширинами зовнішніх b_2 і внутрішньої b_1 ям, або ж загальною шириною всіх ям $b = b_1 + 2b_2$.

Числові розрахунки спектральних параметрів і активної провідності, в залежності від усіх геометричних параметрів РТС, виконувалися на прикладі створеної експериментально і часто досліджуваної [2, 3] плоскої чотирибар'єрної РТС (рис.1), що складається з $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ям і $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ бар'єрів з фізичними параметрами: $m_0 = 0,047m_e$, $m_1 = 0,089m_e$, $a_1 = 0,5868$ нм, $a_0 = 0,5867$ нм, $U = 516$ меВ, що задовольняють умовам теорії. Концентрація електронів у моноенергетичному потоці $n_0 = 10^{16}$ см⁻³.

На рис.2а наведено результати розрахунку резонансних енергій E_n і логарифмів резонансних ширин Γ_n перших трьох квазістаціонарних станів в залежності від положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх у загальній потенціальній ямі при фіксова-

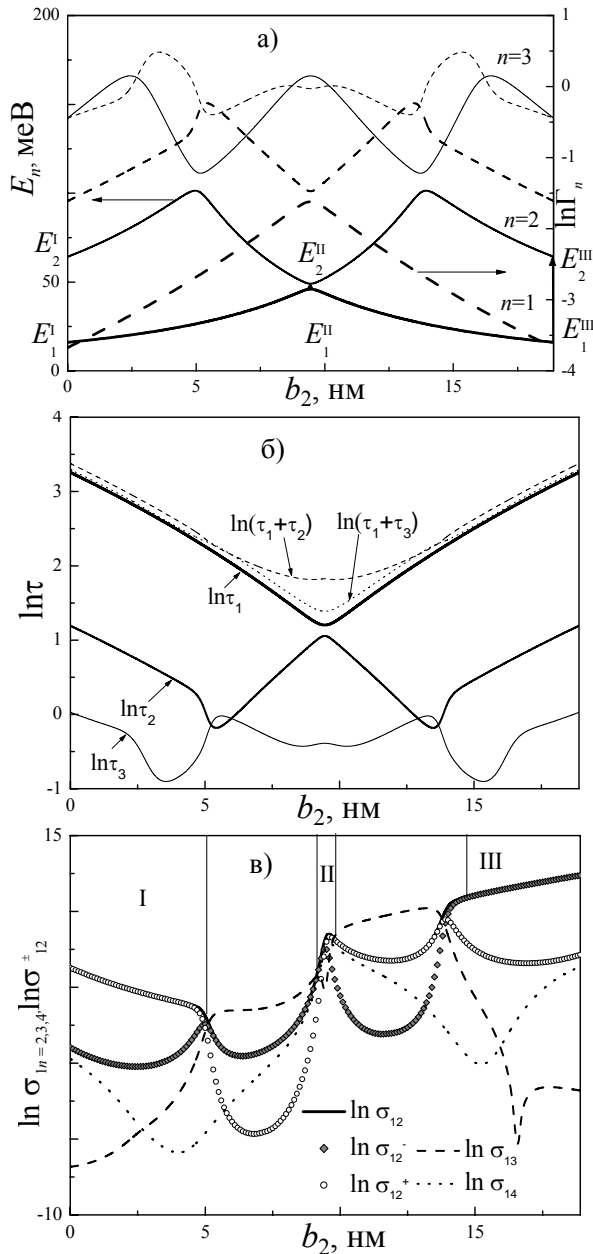


Рис. 2. Залежності спектральних параметрів E_n , $\ln \Gamma_n$ (а) і логарифмів часів життя електрона (б), а також максимумів логарифмів динамічної провідності $\sigma_{1n=2,3,4}$ (в) від положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх у загальній потенціальній ямі для симетричної чотирибар'єрної РТС з параметрами: $\Delta_1=1,2$ нм; $\Delta_2=2,4$ нм; $b_1=2,7$ нм; $b=21,6$ нм.

них шириних внутрішньої ($b_1=2,7$ нм) і загальної ям ($b=21,6$ нм). З рисунка видно, що зі зміщенням внутрішніх бар'єрів від вхідного до вихідного бар'єра всі резонансні енергії монотонно змінюються в інтервалах енергій $\Delta E_n = \max E_n - \min E_n$, причому n -му резонансному стану відповідає n однакових за

величиною максимальних значень $\max E_n$ і $(n-1)$ однакових мінімальних $\min E_n$ (окрім значень на краях ями).

Еволюція резонансних ширин Γ_n всіх квазістаціонарних станів у залежності від положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх якісно схожа на еволюцію резонансних енергій. При зміщенні внутрішніх бар'єрів від вхідного до вихідного всі Γ_n монотонно змінюються в інтервалах значень $\Delta \Gamma_n = \max \Gamma_n - \min \Gamma_n$. Водночас положення $\max \Gamma_n$ і $\min \Gamma_n$ майже співпадають з положеннями $\max E_n$ і $\min E_n$, відповідно. Також зауважимо, що положення екстремуму Γ_n , який розміщений посередині ями, співпадає з відповідним положенням екстремуму резонансної енергії, а положення інших екстремумів Γ_n є трохи зміщеними до середини ями відносно відповідних їм положень екстремумів резонансної енергії.

На рис.2б наведена залежність логарифмів часів життя електрона в перших трьох квазістаціонарних станах у залежності від положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх. Оскільки часи життя електрона в квазістаціонарних станах пов'язані з відповідними ширинами резонансних рівнів співвідношенням $\tau_n = \hbar / \Gamma_n$, то еволюція часів життя є оберненою до еволюції резонансних ширин причому тепер положенням $\max E_n$ і $\min E_n$, відповідатимуть $\min \tau_n$ і $\max \tau_n$.

Основні властивості залежності динамічної провідності σ_{1n} від положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх наведено на рис.2в. Видно, що в усій області зміни положення внутрішніх бар'єрів в загальній ямі ($0 \leq b_2 \leq b - b_1$) величина σ_{12} має два мінімуми і три максимуми.

Розглядувана РТС має три оптимальні конфігурації, при яких σ_{12} досягає максимуму. Першій конфігурації відповідає трибар'єрна структура з більш товстим вхідним бар'єром $\Delta_1 + \Delta_2$ і тонким вихідним, товщиною Δ_2 , другій – майже симетрична чотирибар'єрна структура, третій – трибар'єрна структура з більш товстим вихідним бар'єром $\Delta_1 + \Delta_2$ і тонким вхідним Δ_2 . При будь-яких положеннях внутрішніх бар'єрів відносно

зовнішніх у загальній ямі виконується нерівність $\sigma_{12} \gg \sigma_{1n \geq 4}$. Що ж стосується σ_{13} і σ_{14} , то нерівності $\sigma_{12} \gg \sigma_{13}$ і $\sigma_{12} \gg \sigma_{14}$, виконуються завжди, окрім двох інтервалів b_2 , в яких відбуваються антикросінги спектральних параметрів другого і третього квазістаціонарних станів.

Для забезпечення оптимальної роботи чотирибар'єрної РТС, як активного елемента ККД, потрібно щоб виконувалися такі умови:

1) величина σ_{12} повинна бути якомога максимально, причому її парціальна складова σ_{12}^+ , що формується потоком на вихід з РТС, повинна суттєво перевищувати величину σ_{12}^- , яка створюється потоком на вхід ($\sigma_{12}^+ \gg \sigma_{12}^-$);

2) величина σ_{12} повинна бути більшою від σ_{13} і σ_{14} , оскільки в протиліжному випадку ККД буде чутливим до електромагнітних хвиль у небажаних діапазонах.

Окрім цього, час життя електрона у квазістаціонарних станах повинен бути меншим, або хоча б співмірним, з часом релаксаційних процесів.

Тепер з аналізу рис.2 можна зробити висновки, що вищезгаданим вимогам задовольняють конфігурації (I) і (II). Слід зауважити, що конфігурація (II) є нестійкою, оскільки незначна зміна положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх призводить до порушення нерівності $\sigma_{12} \gg \sigma_{1n \geq 3}$.

Висновки

У моделі прямокутних потенціалів і різних ефективних мас електрона в ямах і бар'єрах симетричної чотирибар'єрної резонансно-тунельної структури побудована теорія і розрахована динамічна провідність, яка виникає внаслідок взаємодії електромагнітного поля з тунелюючими крізь РТС електронами.

На прикладі чотирибар'єрної резонансно-тунельної структури з ямами $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ і бар'єрами $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ показано, що незалежно від геометричних розмірів потенціальних ям і бар'єрів існують такі геометричні

конфігурації (положення внутрішніх бар'єрів відносно зовнішніх), при яких наносистема, як активний елемент, забезпечує оптимальний режим роботи квантового каскадного детектора.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Казаринов Р.Ф., Суриц Р.А. К теории электрических и электромагнитных свойств полупроводников со сверхрешетками // ФТП. – 1972. – 6. – С.134.
2. 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.
3. Faist J., Capasso F., Sivco D.L. et al. Quantum cascade laser // Science. – 1994. – 264. – P.553-556.
4. Hofstetter D., Beck M., Faist J. Quantum-cascade-laser structures as photodetectors // Appl. Phys. Lett. – 2002. – 81. – P.2683-2685.
5. Gendron L., Carras M., Huynh A. et al. Quantum cascade photodetector // Appl. Phys. Lett. – 2004. – 85. – P.2824-2829.
6. Пашковский А.Б. Четность и резкое расширение резонансных уровней в трехбарьерных структурах // Письма ЖЭТФ. – 2005. – 82. – С. 228.
7. Елесин В.Ф., Катеев И.Ю. Высокочастотные свойства двухъямных наноструктур // ФТП. – 2008. – 42. – С. 586.
8. Ткач Н.В., Сети Ю.А. Плоские двухбарьерные резонансно-туннельные структуры: резонансные энергии и резонансные ширины квазистационарных состояний электрона // Физика низких температур. – 2009. – 35. – С.710-720.
9. Ткач Н.В., Сети Ю.А. Оптимизация конфигурации симметричной трехбарьерной резонансно-туннельной структуры как активного элемента квантового каскадного детектора // ФТП. – 2010. – 45. – С. 395.