

## ДВІ МОДЕЛІ КАСКАДУ КВАНТОВОГО КАСКАДНОГО ДЕТЕКТОРА БЛИЖНЬОГО ІНФРАЧЕРВОНОГО ДІАПАЗОНУ

Ю. О. Сеті, М. В. Ткач, М. В. Паньків

*Чернівецький національний університет ім. Ю. Федьковича,  
вул. Коцюбинського, 2, Чернівці, 58012*

(Отримано 15 квітня 2016 р.; в остаточному вигляді — 02 червня 2016 р.)

На основі аналітичних і числових розрахунків внутрішнього електричного поля, викликаного спонтанною та п'єзоелектричною поляризаціями, досліджено потенціальний профіль зони провідності й електронні стани окремого каскаду квантового каскадного детектора з нітридними анізотропними середовищами. Аналізом енергетичного спектра та розподілів імовірностей знаходження електронів у наносистемі запропоновано оптимізований геометричний дизайн окремого каскаду квантового каскадного детектора ближнього інфрачервоного діапазону.

**Ключові слова:** квантовий каскадний детектор, спонтанна поляризація, п'єзоелектрична поляризація, нітриди  $A^{III}B^V$ , резонансно-тунельна структура.

PACS number(s): 73.21.Fg, 72.80.Ey, 73.63.Hs, 77.22.Ej, 77.65.Bn

### I. ВСТУП

Сучасні квантові каскадні лазери (ККЛ) та квантові каскадні детектори (ККД) [1–4] різноманітного геометричного дизайну переважно створені на основі напівпровідникових багатошарових резонансно-тунельних структур (РТС) з дво- чи трикомпонентними арсенідними (InAs, GaAs, AlAs, InGaAs, AlInAs, GaAsSb та інші) нанорозмірними середовищами групи  $A^{III}B^V$ . Розміри складових шарів таких РТС, створених сучасними методами молекулярно-променевої епітаксії, можуть змінюватися від одиниць до десятків нанометрів. Це дає змогу вибором ширин потенціальних ям і бар'єрів наносистеми керувати величинами енергій розмірного квантування електронних станів, а отже й робочими частотами ККЛ і ККД у досяжному для них діапазоні, який обмежується лише глибинами потенціальних ям каскадних РТС. Довжини хвиль наноприладів з арсенідними середовищами перекривають актуальні середній та дальній інфрачервоні діапазони [1–6], а ближній інфрачервоний, через малі глибини ям типових ізотропних напівпровідникових шарів у каскадах ККЛ і ККД, залишається недосяжним.

Останніми роками була реалізована ідея створити ККД і ККЛ ближнього та середнього інфрачервоного діапазону [7–12] на основі анізотропних нітридних напівпровідникових матеріалів  $A^{III}B^V$  (GaN, AlN та їх потрійні сполуки) з глибокими потенціальними ямами каскадів та досягненням довжини хвилі 1 мкм [9]. На відміну від ККЛ і ККД з арсенідними шарами, де  $\Omega_{ph} \approx 32$  меВ, величини енергій оптичних фононів у GaN ( $\Omega_{ph} \approx 92$  меВ) та AlN ( $\Omega_{ph} \approx 113$  меВ) значні, що дає змогу наноприладам на їх основі працювати при значно вищих температурах і робить їх надзвичайно привабливими для прикладних застосувань.

За звичайних умов нітриди  $A^{III}B^V$  мають структуру вюрциту й характеризуються анізотропними влас-

твостями [13]. У гексагональних елементарних комірках вюрцитного типу ковалентні зв'язки, утворені атомами металу й азоту, вздовж напрямку [0001] (кристалографічної осі  $c$ ) мають різну довжину та кути, унаслідок чого сумарний дипольний момент кожної елементарної комірки виявляється некомпенсованим, що приводить до виникнення спонтанної поляризації. Водночас нітриди  $A^{III}B^V$  мають п'єзоелектричні властивості, а отже на гетеромежах багатошарових РТС, через неузгодженість величин постійних ґраток контактних середовищ, виникає п'єзоелектрична поляризація. За відсутності зовнішніх полів спонтанна та п'єзоелектрична поляризації разом створюють макроскопічну поляризацію вюрцитної структури [14–20].

Зі зростанням ролі напівпровідникових нітридних матеріалів для технологічного застосування спочатку у приладах оптичного та ультрафіолетового діапазону, а пізніше й інфрачервоного [7–12,21] суттєво зросла кількість робіт [16,17,22–24] з дослідження поляризаційних властивостей бінарних і потрійних нітридних сполук та їх композитів. У багатьох працях (наприклад [21–24]) показано, що макроскопічна поляризація суттєво впливає на фізичні характеристики гетероструктур, зокрема зумовлює появу внутрішнього електричного поля.

У багатошарових РТС, як каскадах ККЛ та ККД, внутрішнє електричне поле виникає на межах поділу нітридних середовищ і деформує потенціальний профіль зони провідності наногетеросистеми, змінюючи цим характеристики електронних станів. При цьому загальна ідея роботи ККЛ та ККД з нітридними середовищами залишається такою ж, як типових арсенідних наноприладів, і базується на квантових переходах між електронними станами. Оптичні фонони, як і раніше, відіграють важливу роль, забезпечуючи інверсну заселеність робочих станів у каскадах ККЛ або безвипромінювальну релаксацію енергії при тунел-

люванні електронів між сусідніми каскадами ККД.

У запропонованій праці виконано розрахунок і аналіз електронного потенціального профілю, енергетичного спектра, хвильових функцій та сил осциляторів у двох моделях окремого каскаду ККД: а) реалізованого в роботі [10] з чотиримним екстрактором; б) з оптимізованим восьмимним екстрактором.

## II. ЕЛЕКТРОННИЙ ПОТЕНЦІАЛЬНИЙ ПРОФІЛЬ ТА ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР БАГАТОШАРОВОЇ ВЮРЦИТНОЇ РТС

Розглянуто багатошарову РТС з нітридними напівпровідниковими нанорозмірними середовищами (наприклад GaN, AlN, InN та їх потрійні сполуки) як модель окремого каскаду ККД (рис. 1,а). Такі складові шари РТС зазвичай мають гексагональну структуру вюрциту (просторової групи  $C_{6v}^4$ ) і характеризуються суттєвими значеннями спонтанної ( $P^{sp}$ ) та п'єзоелектричної ( $P^{pz}$ ) поляризацій [14–24], які приводять до виникнення в наноструктурі внутрішнього електричного поля. У багатошаровій РТС електричне поле напруженості  $F_i$ , що виникає в  $i$ -му середовищі наногетеросистеми, визначається макроскопічними поляризаціями та фізичними й геометричними параметрами всіх шарів РТС [17,23]:

$$F_i = \frac{\sum_{j=1}^N (P_j - P_i) \varepsilon_{0j}^{-1}}{\varepsilon_{0i} \sum_{j=1}^N l_j \varepsilon_{0j}^{-1}}. \quad (1)$$

Тут  $l_j, \varepsilon_{0j}$  — лінійний розмір і статична діелектрична проникність  $j$ -го середовища РТС,  $P_j = P_j^{sp} + P_j^{zp}$  — макроскопічна поляризація цього ж середовища, розрахунок якої виконано за відомою [17, 18] теорією.

Уважаємо, що кристалографічна вісь  $c$  збігається з напрямком зростання наноструктури та віссю  $Oz$  декартової системи координат, вектори спонтанної та п'єзоелектричної поляризацій також паралельні до осі  $Oz$  і визначають напрям електричного поля. Отже, у вибраній системі координат внутрішнє електричне поле приводить до деформації електронного прямокутного потенціального профілю багатошарової РТС:

$$U(z) = \sum_{i=0}^N (U_i + eF_i z) [\theta(z - z_{i-1}) - \theta(z - z_i)], \quad (2)$$

де

$$U_i = \begin{cases} U_i^b, & z_{i-1} \leq z < z_i, & i = 0, 2, 4, \dots, N; \\ U_i^w, & z_{i-1} < z \leq z_i, & i = 1, 3, 5, \dots, N - 1; \end{cases} \quad (3)$$

$U_i^w, U_i^b$  — потенціальні енергії електрона в недеформованих електричним полем прямокутних ямах і бар'єрах РТС;  $N$  — кількість середовищ РТС включно

із зовнішніми напівобмеженими;  $e$  — заряд електрона;  $\theta(z)$  — одинична функція Хевісайда;  $z_{-1} \rightarrow -\infty, z_N \rightarrow \infty$ . Враховуючи, що в зовнішніх середовищах внутрішнє поле слабо змінює потенціальну енергію електрона, покладаємо  $F_0 = F_N = 0$ .

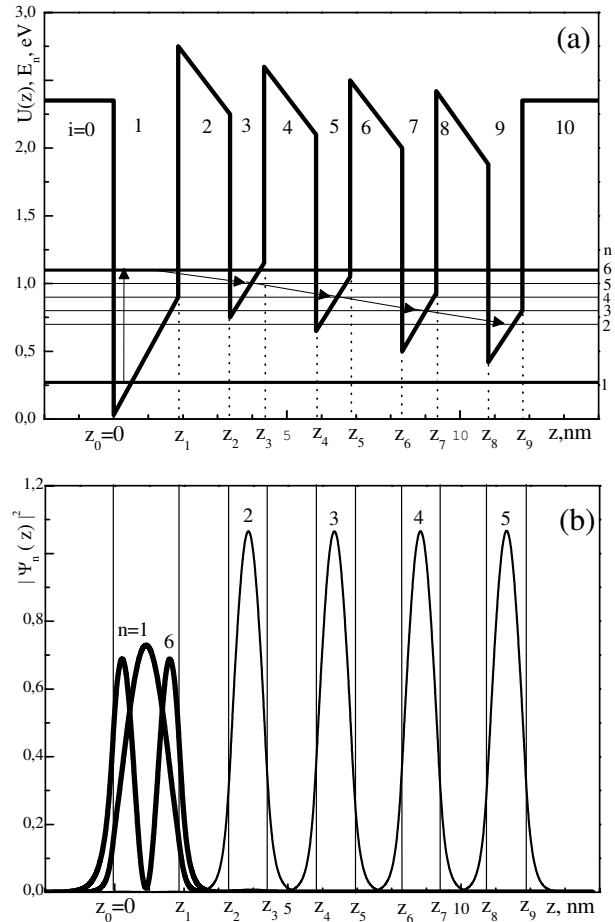


Рис. 1. Потенціальний профіль  $U(z)$  та енергії  $E_n$  електронних станів (а) і розподіли ймовірностей перебування  $|\Psi_n(z)|^2$  електрона в цих станах (б) у каскаді ККД.

Щоб знайти хвильові функції та енергетичний спектр стаціонарних станів електрона в РТС (вважаючи його рух одномірним) у моделі ефективних мас

$$m(z) = \begin{cases} m_i^b, & z_{i-1} \leq z < z_i, & i = 0, 2, 4, \dots, N; \\ m_i^w, & z_{i-1} < z \leq z_i, & i = 1, 3, 5, \dots, N - 1; \end{cases} \quad (4)$$

розв'язуємо стаціонарне рівняння Шредингера

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} + U(z) \right\} \Psi_n(z) = E_n \Psi_n(z), \quad (5)$$

де  $n$  — квантове число, яке нумерує дискретні стани,  $m^w, m^b$  — ефективні маси електрона в ямах і бар'єрах багатошарової РТС.

Розв'язки рівняння (5) знаходяться точно в кожній області РТС (при  $E_n < \min [U_0^b, U_N^b]$ ) і визначають хвильові функції стаціонарних станів електрона

$$\Psi_n(z) = \begin{cases} \Psi_n^{(0)}(z) = A_n^{(0)} e^{\chi_0 z}, & z < 0; \\ \Psi_n^{(i)}(z) = A_n^{(i)} \text{Ai}(\xi_i(z)) + B_n^{(i)} \text{Bi}(\xi_i(z)), & z_{i-1} \leq z \leq z_i, i = 1, 2, \dots, N-1; \\ \Psi_n^{(N)}(z) = A_n^{(N)} e^{-\chi_N z}, & z > z_{N-1}; \end{cases} \quad (6)$$

Тут уведені позначення

$$\xi_i(z) = \begin{cases} -\left(\frac{2em_i^w F_i}{\hbar^2}\right)^{1/3} \left(\frac{E_n - U_i^w}{eF_i} - z\right), & i = 1, 3, 5, \dots, N-1; \\ -\left(\frac{2em_i^b F_i}{\hbar^2}\right)^{1/3} \left(\frac{E_n - U_i^b}{eF_i} - z\right), & i = 2, 4, 6, \dots, N-2; \end{cases}$$

$$\chi_p = \sqrt{\frac{2m_p^b(U_p^b - E_n)}{\hbar^2}}, \quad p = 0, N. \quad (7)$$

$\text{Ai}[\xi(z)]$ ,  $\text{Bi}[\xi(z)]$  — функції Ейрі першого та другого роду відповідно.

З умов неперервності хвильових функцій та потоків їх густин імовірностей на всіх межах поділу середовищ РТС

$$\Psi_n^{(i)}(z_i) = \Psi_n^{(i+1)}(z_i);$$

$$\frac{1}{m(z)} \frac{d\Psi_n^{(i)}(z)}{dz} \Big|_{z=z_i} = \frac{1}{m(z)} \frac{d\Psi_n^{(i+1)}(z)}{dz} \Big|_{z=z_i}; \quad (i = 0, 1, \dots, N-1) \quad (8)$$

отримуємо дисперсійне рівняння для знаходження спектра енергій ( $E_n$ ) стаціонарних електронних станів. Лінійна система рівнянь (8) разом з умовою нормування хвильової функції

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_n(z)|^2 dz = 1 \quad (9)$$

дозволяє знайти всі  $2N$  невідомі коефіцієнти  $A_n^{(i)}$ ,  $B_n^{(i)}$  хвильової функції (6). Для цього  $(2N-1)$  коефіцієнт виражається через один довільний, який однозначно знаходимо з умови нормування (9).

Отримана хвильова функція дає змогу розрахувати сили осциляторів

$$f_{nn'} = \frac{2(E_n - E_{n'})}{\hbar^2} \sum_{i=0}^N m_i \left| \int_{z_{i-1}}^{z_i} z \Psi_n^{(i)*}(z) \Psi_n^{(i)}(z) dz \right|^2 \quad (10)$$

і дослідити ймовірності квантових переходів між електронними станами.

### III. ОПТИМІЗАЦІЯ ГЕОМЕТРИЧНОГО ДИЗАЙНУ КАСКАДУ ККД

Розвинену в попередньому розділі теорію застосуємо для розрахунку фізичних характеристик каскаду ККД у двох згаданих моделях. Згідно з ідеєю авторів праці [10], робота їх експериментального ККД базувалася на такому геометричному дизайні окремого каскаду, який складається з однієї активної ями GaN і чотириямного екстрактора з  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ -ямами та AlN — бар'єрами (рис. 1,а). Фізичні та геометричні параметри середовищ каскаду наведені в таблиці 1.

	GaN	AlN	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$
$m(m_e)$	0.186	0.322	0.227
$E_g(\text{eV})$	3.440	6.280	4.019
$\varepsilon_0$	10.0	8.5	9.6
$l(\text{nm})$	$1.6 \pm 0.26$	$1.5 \pm 0.15$	$1.0 \pm 0.15$

Таблиця 1. Фізичні та геометричні параметри середовищ РТС.

Розміри шарів ям і бар'єрів були підібрані так, щоб робочі рівні (з енергіями  $E_1$ ,  $E_6$ ), між якими відбувається квантовий перехід з поглинанням електромаг-

нітного поля з довжиною хвилі  $\lambda \approx 1.55$  мкм, формувалися активною GaN-ямою, а релаксація електронної енергії зі збудженого рівня ( $E_6$ ) на основний рівень ( $E_1$ ) наступного каскаду відбувалася фонон-супровідним тунелюванням електронів “фононною драбинкою” чотириямного екстрактора. Для цього розміри ям і бар’єрів експериментального екстрактора вибиралися такими, щоб енергетичні рівні електрона створювали в ньому “драбинку”, яка формується послідовно розташованими ямами між активною зоною попереднього й наступного каскадів. При такому дизайні, тунелюючи крізь екстрактор з випромінюванням фонона, електрон послідовно локалізується в його потенціальних ямах (рис. 1,b). Енергетичну відстань між збудженим робочим ( $n = 6$ ) та найвищим екстракторним ( $n = 5$ ), а також між сусідніми екстракторними рівнями оцінюємо у 95 меВ, а найнижчим екстракторним рівнем ( $n = 2$ ) і основним робочим ( $n = 1$ ) рівнем активної ями створюється відстань у 421 меВ (таблиця 2). Отже, в такій моделі (а) каскада експериментальний ККД [10] функціонує так.

Під дією електромагнітного поля ( $\lambda \approx 1.55$  мкм) електрон, поглинаючи квант енергії, переходить з основного ( $n = 1$ ) у збуджений ( $n = 6$ ) робочий стан активної ями, звідки, взаємодіючи з оптичними фононами, унаслідок фонон-супровідного тунелювання “фононною драбинкою” потрапляє в найнижчий екстракторний стан ( $n = 2$ ). Подальший перехід з найнижчого екстракторного стану ( $n = 2$ ) попереднього каскаду в основний робочий стан ( $n = 1'$ ) активної ями наступного каскаду ККД однофононним механізмом “фононної драбинки” неможливий, оскільки в системі немає фононів з такою великою енергією ( $\Omega = 421$  меВ). На жаль, у роботі [10] механізми останнього переходу не обговорено. Серед можливих можна вказати два. Це, наприклад, випромінювання при переході ( $2 \rightarrow 1'$ ) електромагнітного поля з енергією 421 меВ, однак, як показує подальший розрахунок, сила осцилятора при цьому дуже мала ( $f_{2,1'} < 10^{-2}$ ), і тому цей механізм релаксації неефективний. Щодо переходу за участю багатфононних процесів, а тут мали би “працювати” чотирифоновні, то вони також малоімовірні.

Отже, з метою поліпшення функціональних характеристик ККД ближнього інфрачервоного діапазону ми пропонуємо оптимізований геометричний дизайн екстракторів його каскадів. Для цього, не змінюючи фізичних та геометричних параметрів складових шарів окремого каскаду, збільшуємо кількість потенціальних ям екстрактора з чотирьох до восьми з тим, щоб організувати повну “фононну драбинку” (модель b). Наведені щойно міркування приводять до простої ідеї, яка реалізувалася в екстракторах ККД середнього й далекого інфрачервоного діапазонів [1–6], де вони будувалися так, щоб “фононна драбинка” не обривалася, а точно сягала від верхнього рівня активної ями попереднього каскаду до нижнього рівня наступного.

З метою дослідження електронних станів в експериментальному [10] (модель а) та в оптимізованому

(модель b) дизайнах спершу розраховуємо величини напруженостей внутрішніх електричних полів, що виникають під дією макроскопічної поляризації у вюрцитних середовищах РТС, та спричинений ними деформований потенціальний профіль. Це дозволяє визначити енергії електронних станів, розподіли ймовірностей перебування електрона та сили осциляторів переходів між різними станами в обох моделях каскадів ККД.

На рис. 1,a показано потенціальний профіль п’ятиямного каскаду експериментального ККД та енергії всіх електронних станів (модель а). Розподіли ймовірностей перебування електрона з енергіями “робочих” ( $n = 1, 6$ ) та “екстракторних” ( $n = 2 - 5$ ) станів в окремому каскаді ККД зображено на рис. 1,b.

$n$	1	2	3	4	5	6
$E_n(\text{meV})$	268.5	689.3	784.3	879.3	974.3	1069.6

Таблиця 2. Енергії електронних станів у каскаді ККД з чотириямним екстрактором.

Розрахунки показали, що в окремому п’ятиямному каскаді експериментального ККД виникає шість електронних станів, величини енергій яких наведені в таблиці 2. В основному ( $n = 1$ ) та найвищому збудженому ( $n = 6$ ) робочих станах електрон з найбільшою ймовірністю локалізований в активній ямі каскаду (рис. 1,b), що зумовлює інтенсивний квантовий перехід між ними ( $f_{1,6} \approx 0.95$ ) з поглинанням енергії  $E_{6,1} = 801$  меВ, яка з задовільною точністю збігається з результатом експерименту [10].

Розрахований потенціальний профіль оптимізованого каскаду та енергії електронних станів у моделі (b) зображено на рис. 2,a. Аналіз розрахунків показує, що збільшення кількості середовищ екстрактора майже не змінює енергії, розподіли ймовірностей (рис. 1,b, рис. 2,b) та сили осциляторів квантових переходів тих станів, які існували в каскаді експериментального ККД з меншою кількістю ям, приводячи до виникнення чотирьох нових станів (таблиці 2, 3), у кожному з яких, починаючи від більш до менш енергетичного, електрон послідовно локалізується у відповідних “нових” потенціальних ямах екстрактора (рис. 2,b). З таблиці 3 видно, що енергії цих станів розташовуються між енергіями найнижчого екстракторного й основного робочого станів каскаду моделі (a).

Тепер у моделі (b) в оптимізованому каскаді енергетична відстань між двома найнижчими екстракторними станами ( $n = 2, 3$ ) і найнижчим екстракторним ( $n = 2$ ) та основним робочим ( $n = 1$ ) активної ями приблизно дорівнює 68 меВ, а між всіма іншими сусідніми станами каскаду — 95 меВ (таблиця 3). Зазначимо, що отримані величини енергій (68 меВ, 95 меВ) між електронними станами оптимізованого каскаду (модель (b)) відповідають низько- і височастотним гілкам обмежених та інтерфейсних оптичних фононів досліджуваної РТС.

Отже, повна “фононна драбинка”, утворена електронними станами оптимізованого каскаду (запро-

понована модель (b)), забезпечуватиме безвипромінювальне фонон-супровідне тунелювання електронів між збудженим і основним робочими станами сусідніх каскадів ККД при розсіюванні на високо- і низькочастотних оптичних фонах. Тепер можна очікувати,

що запропонована оптимізація геометричного дизайну екстракторів ККД ближнього інфрачервоного діапазону дасть змогу ліпше узгодити (синхронізувати) роботу їх каскадів, а отже підвищить ефективність роботи цих наноприладів.

$n$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$E_n(\text{meV})$	268.5	336.8	404.4	499.3	594.3	689.3	784.3	879.3	974.3	1069.6

Таблиця 3. Енергії електронних станів в оптимізованому каскаді ККД.

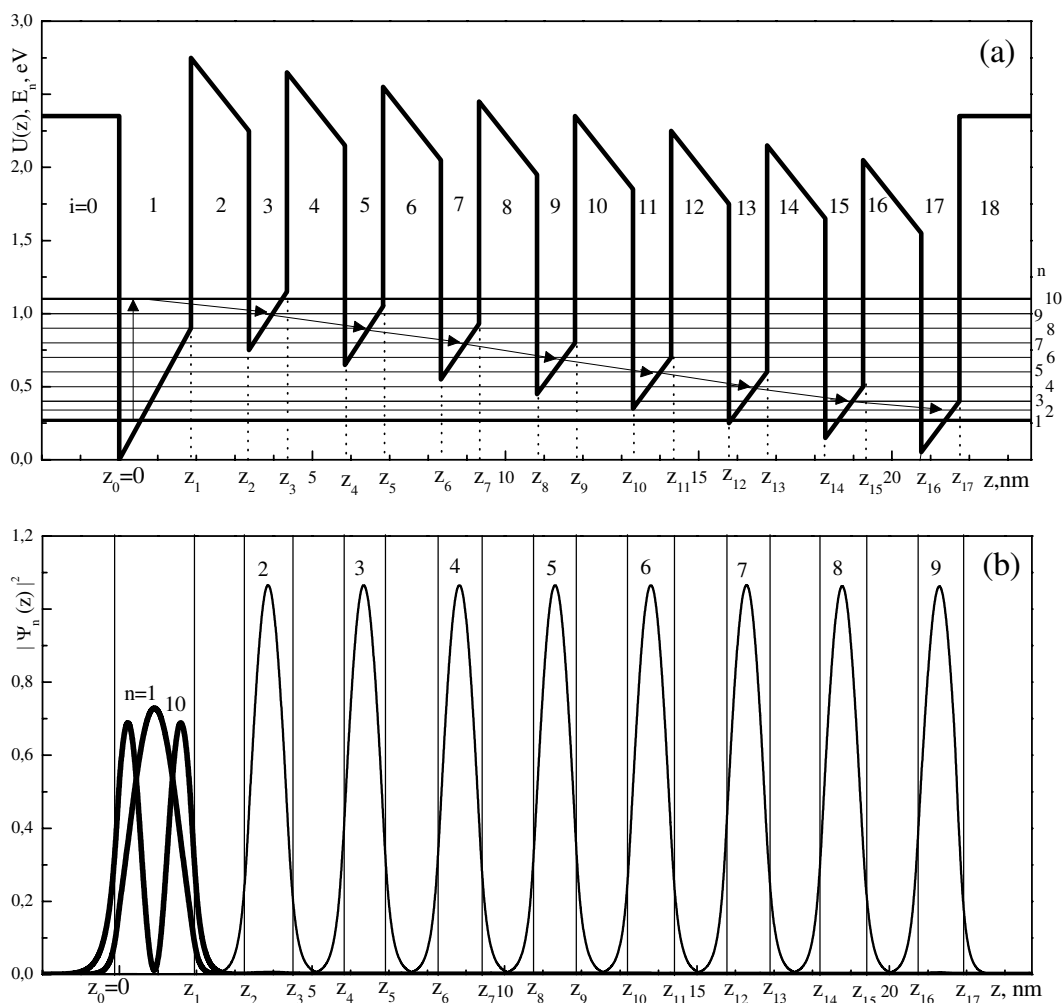


Рис. 2. Потенціальний профіль  $U(z)$  та енергії  $E_n$  електронних станів (a), а також розподіли ймовірностей перебування  $|\Psi_n(z)|^2$  електрона в цих станах (b) в оптимізованому каскаді ККД.

#### IV. ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ І ВИСНОВКИ

1. Виконані аналітичні та числові розрахунки внутрішнього електричного поля, спричиненого макроскопічною поляризацією, дали змогу отримати потенціальні профілі багат шарової нітридної РТС зі структурою вюрциту у двох моделях. Установлено, що внутрішнє поле суттєво деформує потенціальний профіль наносистеми, а тому його врахування необхідне для адекватного розуміння фізичних властивостей нітридних РТС.

2. На основі знайдених розв'язків рівняння Шредингера досліджено властивості електронних станів п'ятишарового каскаду ККД з нітридними середовищами. Аналізом електронного енергетичного спектра експериментального каскаду показано, що чотиришарний екстрактор створює обірвану “фононну драбинку”, яка деструктивно впливає на синхронізацію сусідніх каскадів, чим погіршує функціонування наноприладу.

3. З метою підвищення ефективності роботи ККД запропоновано оптимізований геометричний дизайн

його каскадів за допомогою збільшення кількості потенціальних ям екстрактора з чотирьох до восьми. Показано, що в такій моделі енергії й сила осцилятора квантового переходу практично збігаються з тими, що й в експерименті. При цьому, екстрактор утворює пов-

ну “фононну драбинку” з шістьма високочастотними (95 меВ) і двома низькочастотними (68 меВ) фононами, що сприяє добрій узгодженості у функціонуванні каскадів, а отже й поліпшенню робочих параметрів ККД ближнього інфрачервоного діапазону.

- 
- [1] D. Chastanet *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 111118 (2014).
- [2] L. Schrottke, G. Rozas, K. Biermann, H. Grahn, Appl. Phys. Lett. **108**, 102102 (2016).
- [3] P. Reininger *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 081107 (2015).
- [4] B. Schwarz *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 071104 (2015).
- [5] F.R. Giorgetta *et al.*, J. Quant. Electron. **45**, 1039 (2009).
- [6] J. Faist, *Quantum Cascade Lasers* (Oxford University Press, Oxford, 2013).
- [7] A. Vardi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **92**, 011112 (2008).
- [8] S. Sakr *et al.*, Electron. Lett. **46**, 1685-6 (2010).
- [9] S. Sakr *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100**, 181103 (2012).
- [10] S. Sakr *et al.*, Appl. Phys. Lett. **102**, 011135 (2013).
- [11] W. Terashima, H. Hirayama. Phys. Status Solidi **6**, S615-8 (2009).
- [12] W. Terashima, H. Hirayama, Phys. Status Solidi. **8**, 2302-4 (2011).
- [13] Sadao Adachi. Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors. Wiley, 413.
- [14] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. Phys. Rev. B **56**, R10024 (1997).
- [15] F. Bernardini, V. Fiorentini. Phys. Rev. B **57**, R9427 (1998).
- [16] N. Grandjean *et al.*, J. Appl. Phys. **86**, 3714 (1999).
- [17] S. P. Lepkowski *et al.*, Appl. Phys. Lett. **79**, 1483 (2001).
- [18] Seoung-Hwan Park, Shun-Lien Chuang, J. Appl. Phys. **87**, 353 (2000).
- [19] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, Phys. Rev. B **63**, 193201 (2001).
- [20] A. Zoroddu, F. Bernardini, P. Ruggerone, V. Fiorentini, Phys. Rev. B **64**, 045208 (2001).
- [21] M. Beeler, E. Trichas, E. Monroy, Semicond. Sci. Technol. **28**, 074022 (2013).
- [22] S. P. Lepkowski, Phys. Rev. B **75**, 195303 (2007).
- [23] Y. Qu, S. L. Ban. J. Appl. Phys. **110**, 013722 (2011).
- [24] M. Rychetsky *et al.*, J. Appl. Phys. **119**, 095713 (2016).

## TWO MODELS FOR THE CASCADE OF QUANTUM CASCADE DETECTOR OPERATING IN THE NEAR INFRA-RED RANGE

Ju. O. Seti, M. V. Tkach, M. V. Pan'kiv  
*Fedkovych Chernivtsi National University,*  
*2, Kotsyubynsky St., Chernivtsi, UA-58012, Ukraine*  
*e-mail: ktf@chnu.edu.ua*

Using the analytical and computer calculations for the internal electric field caused by the spontaneous and piezoelectric polarizations the potential profile for the electrons in multilayered resonant tunneling nano-system with semiconductor nitride anisotropic media that have a wurtzite structure and are a cascade of the quantum cascade detector of near infra-red range is obtained. It is established that the internal electric field essentially deforms the electronic potential profile and hence it is to be taken into account for the adequate understanding of physical properties of nitride multilayered resonant tunneling structures being the operating elements of nano-devices.

The analysis of electronic potential profile, energy spectrum, wave functions and oscillator strengths of quantum transitions between the electron states in the separate five-well cascade of quantum cascade detector operating in the near infra-red range (1.55 мкм) revealed the ambiguous mechanisms of nano-device operations determined by the existence of the “tattered energetic phonon ladder” in the extractor. In order to improve the effective operation of the quantum cascade detector, the optimal geometrical design of its cascades is proposed within the increased number of extractor potential wells from four to eight. At such geometrical design of cascades, the electron states in the extractor create a “complete phonon ladder” that would provide the radiationless relaxation of electron energy between the excited and ground operating states of neighbor cascades of the quantum cascade detector when the electrons scatter at the high- and low-frequency optical phonons. One can expect that the proposed optimization of a geometrical design of cascades of the quantum cascade detector in the near infra-red range would increase its effective operation.