

# Релаксаційні процеси у субмікронних гетеротранзисторах з системою квантових ям

Байда<sup>f</sup> І. П., ORCID [0000-0001-6777-966X](https://orcid.org/0000-0001-6777-966X)

Куліков<sup>f</sup> К. В., ORCID [0000-0001-9743-0047](https://orcid.org/0000-0001-9743-0047)

Москалюк<sup>s</sup> В. О., к.т.н. проф., ORCID [0000-0002-2753-0744](https://orcid.org/0000-0002-2753-0744)

Тимофєєв<sup>s</sup> В. І., д.т.н. проф., ORCID [0000-0003-0515-1580](https://orcid.org/0000-0003-0515-1580)

Кафедра Електронної Інженерії [phbme.kpi.ua](http://phbme.kpi.ua)

Національний Технічний Університет України

"Київський Політехнічний Інститут імені Ігоря Сікорського" [kpi.ua](http://kpi.ua)

Київ, Україна

DOI: 10.20535/2523-4455.2019.24.2.169269

**Анотація**—У роботі наведено аналіз релаксаційних процесів у субмікронних гетероструктурних транзисторах з системою квантових ям. Розроблено методики моделювання наногетероструктур з урахуванням квантових ефектів та специфічних для потрійних сполук механізмів розсіювання. На основі системи релаксаційних рівнянь проведено моделювання субмікронних гетероструктур з квантовими ямами. При моделюванні, крім оптичних, акустичних, міждолинних і домішкових механізмів розсіювання, враховано розсіювання на сплавному деформаційному потенціалі. Розраховано часи релаксації для розсіювання на сплавному деформаційному потенціалі і враховано вплив на полевидкісні і вихідні характеристики субмікронного гетероструктурного транзистора.

Бібл. 13, рис. 19.

**Ключові слова** — механізми розсіювання; сплавний потенціал; часи релаксації; субмікронні гетероструктурні транзистори; квантові ями.

## І. ВСТУП

У гетероструктурному польовому транзисторі (ГСПТ) з високою рухливістю електронів на основі потрійних сполук існує внутрішнє поле в інверсному каналі, обумовлене об'ємним зарядом притиснутих до стінок гетеропереходу електронів, яке, у свою чергу, призводить до електричного квантування руху електронів перпендикулярно площині гетеропереходу. Ширина «трикутної» потенціальної ями каналу, яка виникає у місті контакту напівпровідників з різною шириною забороненої зони, порівнянна з довжиною хвилі де Бройля для електрону (характерний масштаб величини складає  $\lambda_e \approx 10^{-8}$  м). У площині гетеропереходу електрони, як і раніше, рухаються, як вільні частинки. Наявність тонкого нелегованого шару у широкозонній частині структури гетеропереходу ослаблює розсіювання електронів у каналі на далекодіючому кулонівському потенціалі іонів домішок і ще більш підвищує рухливість електронів в каналі. Особливістю двовимірних структур є звиродніння електронного газу в тонкому шарі матеріалу, який набуває завдяки цьому «металевої» провідності.

Поряд з ефектом підвищення дрейфової швидкості носіїв у каналі польового транзистора, гетеропереходи використовуються для збільшення дрейфової швидкості носіїв заряду, що дозволяє зменшити час переключення транзисторів із застосуванням квантових ефектів, — наприклад, таких, як перекриття хвильових функцій електрона в разі двох близько розташованих квантових ям. Перспективними сполуками

для реалізації субмікронних транзисторів з високою рухливістю електронів є цілий ряд подвійних і потрійних сполук, таких, як InP, GaN, GaAs/AlGaAs, InGaAs, InAlAs, AlGaIn і ін..

Так, у роботі [1] показано перспективи застосування напівпровідникових матеріалів InP і GaN для створення гетеротранзисторів з довжиною затвору 15-30 нм. Передбачається досягнення граничних частот таких транзисторів на основі GaN вище 500 ГГц, а на основі InP — вище 1 ТГц. Технологія таких транзисторів включає формування Т-затвору з основою, вбудованою у канал на границі гетеропереходу (InP-InAlAs). Удосконалюються технологічні методи [2] як для зменшення поверхневих ефектів на вільних границях гетероструктурних транзисторів, так і інтерфейсних явищ на границі квантової ями, які призводять до додаткових факторів розсіювання електронів (сплавне розсіювання, розсіювання на дислокаціях і заряджених центрах, розсіювання на шорткостях гетерограниці). Для покращення розсіювання тепла, що актуально для потужних транзисторних структур, використовуються складні сполуки AlGaIn/GaN/SiC [3], що дозволяє отримувати стабільні частотні характеристики транзисторів з довжиною затвору 0,25 мкм у частотному діапазоні до 50 ГГц у широкому діапазоні зовнішніх температур. Технологія FinFET виготовлення тривимірного затвора (структура польового транзистора у вигляді «плавника») дозволяє отримувати структури з довжиною затвора до 10 нм на основі сполук InGaAs [4]. Транзистори на потрійних сполуках широко використовуються також для малощумлячих



пристроїв, зокрема, гетеротранзистор на основі сполук AlGaIn/GaN демонструє [5] низькі показники шуму при високих значеннях поверхневої концентрації двовимірного електронного газу на границі гетеропереходу –  $1,2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Удосконалюються методи моделювання ГСПТ на потрійних сполуках. Процеси квантування енергії електронів у квантовій ямі (GaAs/AlGaAs) на основі одновимірної моделі в одноелектронному наближенні (рівняння Шредингера) і розподіл потенціалу (рівняння Пуассона) розглянуто у роботі [6].

Основним структурним «елементом» у ГСПТ на основі GaAs є область двовимірного електронного газу (ДЕГ). Вона формується у зоні гетеропереходу між бар'єрним  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -шаром і нелегованим каналним GaAs-шаром. Ширина забороненої зони для  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  вища, ніж для GaAs, і в області гетеропереходу дно зони провідності GaAs може опинитися нижче за рівень Фермі – утворюється потенціальна яма.

У ГСПТ на основі GaAs бар'єрний шар легують кремнієм (тобто отримують високолегований  $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  шар), щоб забезпечити джерело вільних електронів. Перехід електронів до потенціальної ями з області бар'єрного шару викликаний тим, що через різні енергії електронної спорідненості GaAs і  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  в області їх контакту утворюється досить сильне електричне поле, що моделюється зазвичай розривом забороненої зони  $\Delta E_c$ , яке ініціює перехід вільних електронів з  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  до потенціальної ями. Часто обирають частку Al  $x \approx 0,3$ , за якої  $\Delta E_c \approx 0,3$  еВ. Отже, у каналному GaAs-шарі безпосередньо під гетеропереходом утворюється тонкий шар просторового заряду з високою густиною і рухливістю вільних електронів, який і називають двовимірним електронним газом.

Метою даного дослідження є моделювання і аналіз впливу механізмів розсіяння, характерних для субмікронних структур на основі двовимірної математичної моделі у наближенні часів релаксації з урахуванням квантових ефектів для гетероструктурних транзисторів з системою квантових ям. Основними етапами дослідження є формування системи двовимірних диференціальних рівнянь у часткових похідних,

які включають рівняння збереження енергії і імпульсу; рівняння Пуассона і Шредингера для врахування квантових ефектів; інтегрування системи рівнянь для підрахунку вихідного струму і аналіз вихідних вольт-амперних характеристик, зокрема, для аналізу впливу розсіяння носіїв заряду на сплавному потенціалі, яке впливає на їхній рух навіть у випадку «квазібалістичного» дрейфу.

## II. ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СУБМІКРОННИХ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРІВ

Прилади з активними областями розміром у напрямі руху зарядів порядку довжини вільного пробігу і менше є балістичними, оскільки проліт в активній області відбувається внаслідок накопиченої при інжекції енергії. І в той же час перенесення електронів у транзисторах з розміром активної області, сумірної з довжиною хвилі електрона, носить квантовий характер. Довжина вільного пробігу електрона при  $T = 300$  К має характерний масштаб  $10^{-5}$  см для розсіяння на акустичних фонах і  $10^{-6}$  см для сильного оптичного розсіяння. Структури сучасних ГСПТ досить різноманітні, вони можуть істотно розрізнятися за кількістю шарів, типом їх матеріалу, ступенем легування та іншими параметрами. На рис. 1, а зображено структуру двоперехідного транзистора, у якому канал утворюється в шарі нелегованого арсеніду галію завтовшки 30...50 нм між двома шарами більш широкозонного  $n^+\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . В електронному газі, обмеженому потенціальними бар'єрами з двох боків, квантові властивості 2ДЕГ проявляються ще більшою мірою, ніж у попередній конструкції.

Інша можливість переходу до наноструктур полягає в створенні періодичних структур, що складаються з різних напівпровідників, з шарами завтовшки декілька нанометрів. Практична реалізація цих ідей можлива внаслідок розвитку техніки молекулярно-променевої і газової епітаксії з металоорганічних сполук. При цьому є можливість отримання структур, що включають від декількох десятків до декількох сотень тонких шарів з різкими границями, а товщина перехідних шарів складає один – два атоми. У такому випадку шари на шляху руху електрона представлятимуть для нього потенціальні ями і бар'єри, а характер проходження і відбиття від них визначатиметься хвилевою природою руху електрона.

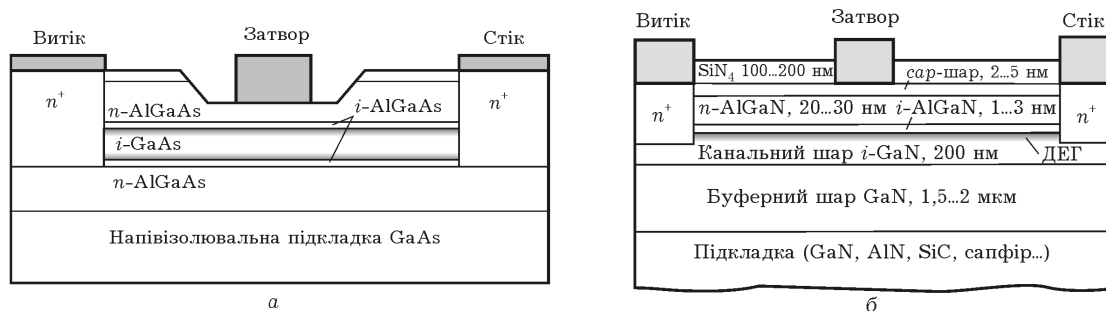


Рис 1. Варіанти структур двоперехідного арсенідгалієвого ГСПТ (а) і гетероструктурного GaN/  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (б) транзисторів

Для моделювання, як правило, використовується спрощений варіант транзистора з меншою кількістю шарів, які утворюють гетеропереходи, ніж у реальних структурах. Товщина шарів, матеріали і подовжні розміри можуть змінюватися як параметри, що впливають на фізичні властивості досліджуваного об'єкту. Квантові ями виникають в області гетеропереходу як результат контакту напівпровідників з різною шириною забороненої зони; їх розміри і енергетичні характеристики є параметрами моделі.

Моделювання субмікронних багат шарових структур зі складною топологією пов'язане з використанням чисельних методів із заданим кроком дискретизації та адаптивною процедурою вибору кроку, а також з неоднорідними граничними умовами між шарами структури.

Існує ряд підходів до моделювання тих або інших характеристик субмікронних приладів, у тому числі і закінчені програмні продукти з вбудованими функціями розв'язання фундаментальної системи рівнянь для напівпровідників з врахуванням особливостей структур. Але, не дивлячись на це різноманіття, сьогодні актуальною проблемою є опис фізичних процесів в сильних електричних полях для субмікронних гетероструктур з системами квантових ям (КЯ) різної форми. Можливий комбінований підхід побудови фізико-топологічної моделі гетеротранзистора з КЯ, яка включає релаксаційні рівняння і рівняння, які описують процеси у квантових системах і розв'язуються самоузгоджено. Оскільки при моделюванні субмікронних структур, особливо якщо ці структури містять неоднорідності, необхідно враховувати великі градієнти поля, збіжність того або іншого методу сильно залежить від вибору початкового наближення і кроку сітки.

Для опису стаціонарних процесів в напівпровідниках можна скористатися системою релаксаційних рівнянь, отриманих з рівняння Больцмана [7]. Повна система диференціальних рівнянь двовимірної фізико-топологічної моделі субмікронних структур включає крім релаксаційних рівнянь також рівняння Пуассона і щільності струму [7]:

$$v_x \frac{\partial n}{\partial x} + v_y \frac{\partial n}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{e\varepsilon_x}{m^*} - \frac{v_x}{\tau_p}, \quad (2)$$

$$v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{e\varepsilon_y}{m^*} - \frac{v_y}{\tau_p}, \quad (3)$$

$$v_x \frac{\partial T_e}{\partial x} + v_y \frac{\partial T_e}{\partial y} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_E} + \frac{2E_D}{3k_B \tau_E} (\gamma - 1), \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = -\rho / \varepsilon \varepsilon_0, \quad (5)$$

$$\vec{j} = -en\vec{v}. \quad (6)$$

Для чисельного розв'язання системи рівнянь необхідно провести процедуру їх дискретизації на заданій сітці. У даному випадку вибрана дискретизація на прямокутній сітці. Вибір кроку дискретизації

обумовлюється наявністю неоднорідностей у субмікронних структурах на границях розділу і самими розмірами структури і, як наслідок, наявністю великих градієнтів потенціалу.

Ітераційна процедура передбачає адаптацію кроку інтегрування у залежності від стійкості процесу і наближення до умов заданої точності.

Розподіл потенціалу в результаті розв'язання рівняння Пуассона з врахуванням розподілу концентрації рухливих носіїв заряду знаходиться в правій частині рівняння в кожному зовнішньому циклі.

Рівняння збереження для електронної температури і проєкцій швидкості є нелінійними сильно зв'язаними диференціальними рівняннями у часткових похідних першого порядку. До них входить напруженість електричного поля, яка пов'язана з потенціалом як  $\vec{e} = -\text{grad}(\varphi(x, y))$ . Разом з рівнянням Пуассона вони складають замкнену систему рівнянь, яка може бути розв'язана ітераційними методами з використанням початкового наближення для проєкцій швидкості, розрахованими для локальної моделі дрейфу з застосуванням апроксимації емпіричної залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля.

Розв'язання рівнянь збереження для електронної температури (4) і проєкцій дрейфової швидкості (2) (3) виконується методом послідовних наближень.

У сильних електричних полях у структурах з тонкими функціональними шарами також слід враховувати дискретизацію енергетичного спектру і фермієвський характер заповнення відповідних двовимірних енергетичних підзон квантування. Це можливо за допомогою самоузгодженого розв'язання рівнянь Пуассона і Шредінгера.

### III. ЕФЕКТИ РОЗМІРНОГО КВАНТУВАННЯ У ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Розглянемо методику обрахування квантово-механічних особливостей розподілу електронів у квантовій ямі гетероструктури. У легованій гетероструктурі з концентрацією носіїв заряду порядку  $10^{16} \text{ см}^{-3}$  і вище відбувається сильна модифікація електростатичного потенціалу поблизу квантової ями, що, у свою чергу, викликає сильний зсув енергетичних рівнів квантування і перерозподіл концентрації носіїв заряду. Для двовимірного електронного газу вийти за наближення прямокутної квантової ями можливо за допомогою самоузгодженого розв'язання рівнянь Пуассона і Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta \psi(x, y) + (\varphi(x, y) - E_0) \psi(x, y) = 0,$$

де  $\hbar$  – постійна Планка;  $m^*$  – ефективна маса електрона;  $\psi(x, y)$  – хвильова функція електрона;  $\varphi(x, y)$  – профіль потенціалу;  $E_0$  – енергія основного рівня квантування.

Концентрацію вільних носіїв в області квантової ями з врахуванням вигину зон можна знайти за формулою:



$$n(x, y) = N_C \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left( -\frac{E_C - E_F - e\varphi(x)}{k_B T} \right),$$

де  $N_C$  – ефективна щільність станів у зоні провідності;  $F_{1/2}$  – інтеграл Фермі для тривимірного електронного газу;  $E_C$  – дно зони провідності;  $E_F$  – енергія Фермі.

Для розрахунку концентрації носіїв заряду в області квантової ями необхідно брати до уваги, що у двох інших напрямках електрони рухаються вільно, формулюючи підзони розмірного квантування. Концентрація рухливих носіїв заряду без врахування вигину зон знаходиться інтегруванням по станах підзони з врахуванням розподілу Фермі-Дірака [8]:

$$n(x, y) = \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[ 1 + \exp \left( q \frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right] |\Psi(x, y)|^2,$$

де  $q$  – одиничний заряд.

Вигин енергетичних зон поблизу гетеропереходу через наявність кулонівського відштовхування формує додаткові енергетичні бар'єри і приводить до появи додаткових квазірезонансних станів. Оскільки просте підсумовування двовимірних і тривимірних електронів приведе до систематичної помилки в розрахунках і ускладнить в зшиванні розв'язки, автори [8] використовують модель «квантового ящика» з ідеально твердими стінками, на яких хвильова функція обертається в нуль. В рамках даної моделі концентрація носіїв заряду розраховується «усередині квантового ящика» для області ями за допомогою розв'язання рівняння Шредінгера у наближенні ефективної маси. У країв «ящика» і за його межами використовується квазікласичний підхід з розрахунком концентрації вільних носіїв з інтеграла Фермі з врахуванням вигину зон [9].

Енергії підзон розмірного квантування в наближенні прямокутної симетричної квантової ями можна визначити як [10]:

$$\arcsin \frac{\hbar k}{\sqrt{2mU_0}} = \frac{n\pi - ka}{2}.$$

Після проведення заміни  $\xi = ka/2$ ,  $\gamma = \frac{\hbar}{a} \sqrt{\frac{2}{mU_0}}$ ,

отримаємо  $\cos(\xi) = \pm \gamma \xi$ , при  $n$  – непарному і  $\sin(\xi) = \pm \xi \gamma$ , при  $n$  – парному. Тоді рівні енергії знаходяться як:  $E = 2\xi^2 \hbar^2 / ma^2$ .

Для досягнення більшої точності потрібно розв'язувати рівняння Шредінгера чисельними методами. Але для оцінки положення основного енергетичного рівня можна скористатися припущенням про «дрібну» квантову яму, для якої  $U_0 \ll \hbar^2 / ma^2$  і положення основного рівня оцінюється за формулою:

$$E_0 \approx U_0 - \frac{ma^2}{2\hbar^2} U_0^2.$$

Для довільної доли алюмінію у сполуці  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  енергія електронної спорідненості буде дорівнювати:  $4,07 - 1,1x$  eV (при  $x < 0,45$ ) і  $3,64 - 0,14x$  eV (при  $x > 0,45$ ), а розрив зон провідності  $\Delta E_c = \chi_{\text{GaAs}} - \chi_{\text{AlGaAs}} \approx 0,4$  eV при  $x = 0,35$ .

У разі транзистора з двома гетероканалами, які примикають один до одного, структура аналогічна надгратці. Різниця полягає у ступені обмежень носіїв заряду. При цьому необхідно враховувати форму квантової ями («трикутна» у разі одного гетеропереходу або «прямокутна» – два гетеропереходи утворюють квантову яму), яка використовується для описання енергетичних рівнів і процесів. У сильних електричних полях такі наближення щодо форми квантових ям не дають істотних похибок.

Для врахування впливу тунелювання між КЯ у випадку структури ГСПТ з двома гетероканалами потрібна оцінка коефіцієнта тунелювання у наближенні трикутного бар'єру під час переходу електронів. Також необхідною умовою (при нехтуванні впливом розсіяння на розширення квантових рівнів) є збіг рівнів по енергії. Обчислені положення рівнів для КЯ в одновимірному наближенні дають збіг лише верхніх рівнів, при збігу яких коефіцієнт проходження практично дорівнює одиниці. Для потенціального бар'єру з шириною  $a$  і за умови виконання  $\left( \frac{2m^* q \varepsilon}{\hbar^2} \right) a \gg 1$ ,  $\left( \frac{2m^* q \varepsilon}{\hbar^2} \right) a |1 - E/U_0| \gg 1$  можна використовувати співвідношення при  $E < U_0$  [11]:

$$D(E) \approx 4\sqrt{\alpha(1-\alpha)} \exp \left[ -\frac{4}{3} \sqrt{\gamma(1-\alpha)^3} \right],$$

де  $\varepsilon$  – напруженість електричного поля, прикладеного до затвора;  $U_0$  – висота потенціальної сходишки;  $E$  – рівень енергії, з якого відбувається тунелювання;  $\alpha = E/U_0$ ,  $\gamma = U_0/E_1$ ,  $E_1 = \hbar^2/(2m^*a)$ .

#### IV. РЕЛАКСАЦІЙНІ ПРОЦЕСИ У ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРІ З ОДНИМ КАНАЛОМ І ДВОМА ГЕТЕРОПЕРЕХОДАМИ

Тестову структуру гетеротранзистора з одним каналом і двома гетеропереходами для моделювання наведено на рис. 2. Вона характеризується такими фізико-топологічними параметрами: довжиною затвора 0,3 мкм, міжелектродними відстанями витік-затвор 0,4 мкм і затвор-стік – 0,6 мкм, шаром широкозонного легованого  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0,45$ ) під затвором з ефективною товщиною 0,1 мкм, шаром нелегованого  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  завтовшки 50 Å (спейсер), шаром нелегованого GaAs на напівізолюваній підкладці завтовшки декілька десятків мікрометрів, у поверхневому шарі якого в результаті розриву зон утворюється потенціальна яма. Вісь  $x$  направлена вздовж каналу транзистора, вісь  $y$  – перпендикулярно каналу від поверхні затвору. Оскільки всі електронні процеси пов'язані з поверхневим шаром і двовимірним електронним газом (ДЕГ) у потенціальній ямі, для моделювання можна обмежитися ефективною товщиною транзистора до 10 мкм.



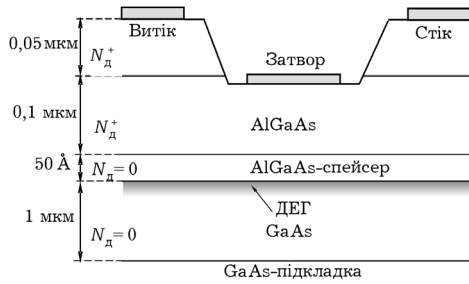


Рис. 2. Топологічна структура гетеротранзистора з ДЕГ з одним каналом

Як і в традиційних субмікронних гетеротранзисторах, у структурах з декількома гетеропереходами переважають ефекти сильного поля і субмікронні ефекти: квазібалістичне перенесення, розігрівання за умов переважання міждолинного та оптичного розсіювання носіїв заряду, ефект «сплеску» дрейфової швидкості електронів тощо. Область сильного поля і нестационарні процеси пов'язані з двовимірною областю під затвором і двовимірними розподілами характеристик електронного газу – електронної температури (енергії), імпульсу (швидкості), ефективної маси тощо. Особливістю процесів у таких структурах є перерозподіл

носіїв між потенціальними ямами, коли відстань між ними не перевищує довжини вільного пробігу електронів.

На рис. 3 – рис. 6 наведено результати двовимірного моделювання основних фізичних характеристик у каналі субмікронного гетеротранзистора. Наведені характеристики розраховані відповідно до електричних зміщень на електродах витоків, затвору і стоку – 0 В; –0,8 В; 3,0 В. Розрив зон на межі гетеропереходу задано під час розв'язання рівняння Пуассона як вбудований потенціал заввишки близько 0,8 В.

Як показують результати моделювання, розігрівання електронного газу і зростання температури електронів більшою мірою пов'язане з електронами, що дрейфують у потенціальній ямі на межі гетеропереходу (рис. 3 – рис. 6). Ефект «сплеску» дрейфової швидкості помітний як для електронів гетеропереходу, так і для електронів, що дрейфують у високолегованому шарі  $Al_xGa_{1-x}As$ . Проте оскільки область за затвором збіднена носіями заряду, лише незначна їх кількість має високі значення швидкості. Знаходження носіїв заряду в квантовій ямі є енергетично вигідним, що пояснює факт перерозподілу носіїв в каналі між квантовою ямою і підкладкою.

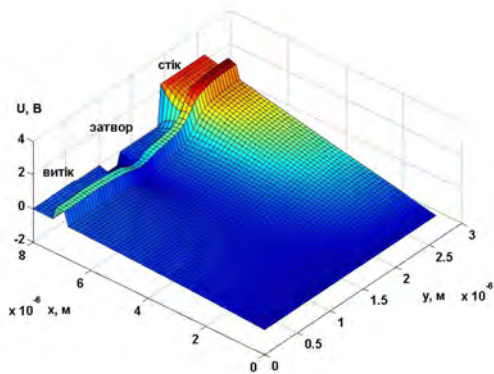


Рис. 3. Розподіл потенціалу у структурі одноканального гетеротранзистора.

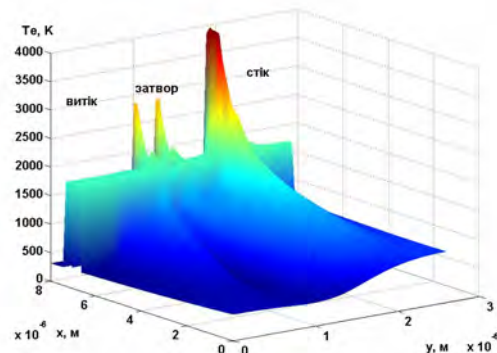


Рис. 5. Розподіл електронної температури в одноканальному гетеротранзисторі з довжиною затвора 0,3 мкм.

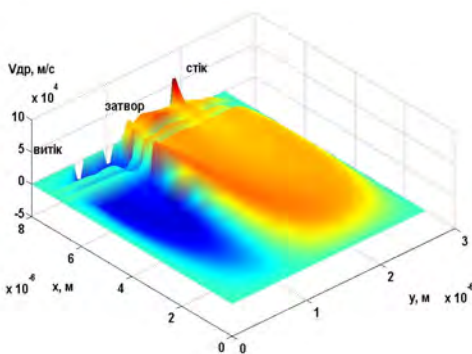


Рис. 4. Розподіл дрейфової швидкості електронів.

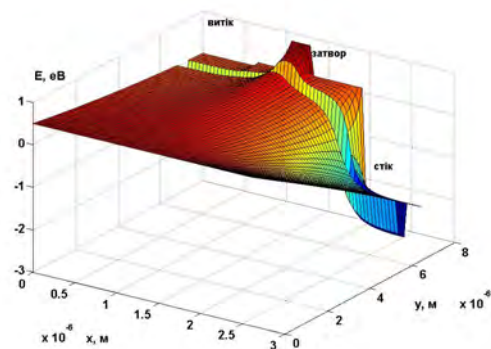


Рис. 6. Потенціальна енергетична поверхня в одноканальному гетеротранзисторі з довжиною затвора 0,3 мкм.

Вихідний струм транзистора розраховується як нормальна складова струму до контакту стоку за відомих двовимірних розподілів концентрації електронів, напруженості електричного поля і швидкості за результатами розв'язання вихідної системи рівнянь у разі досягнення заданої точності у вузлах сітки.

При цьому також необхідно враховувати ефекти розмірного квантування. Опис ефектів розмірного квантування у гетероструктурі пов'язаний з розрахунком дискретних енергетичних рівнів у квантовій ямі.

Середній час релаксації імпульсу знаходиться по аналітичних співвідношеннях [7] шляхом усереднювання відомих швидкостей розсіяння для різних механізмів для функції розподілу електронів.

Функція розподілу  $N(E) = g(E)f(E)$  вибиралася максвеллівською  $f(E) = \exp[(E_{\Phi} - E) / (k_B T_e)]$ , у якій для врахування нерівноважності замість температури ґратки  $T$  використовується електронна температура  $T_e$ . На основі співвідношення  $N(k)dV_k = N(E)dE$  при квадратичному законі дисперсії проводиться перехід від інтегрування за простором імпульсів до інтегрування за енергією. При цьому враховуються механізми розсіяння, характерні для субмікронних гетероструктур.

*Домішкове розсіяння* є практично пружним і ефективно хаотизує рух, створюючи істотний внесок до релаксації імпульсу. *Акустичне розсіяння* характеризується лінійною залежністю швидкості розсіяння від температури кристалічної ґратки, що пов'язано із зменшенням довжини вільного пробігу при збільшенні кількості фононів, а також залежністю від швидкості носіїв пропорційно енергії  $E^{1/2}$ , при цьому може використовуватись аналогічна залежність від електронної температури.

*Оптичне розсіяння* є непружним. При кожній взаємодії такого роду енергія електрона змінюється на величину  $\pm \hbar \omega_0$ . Оскільки ця величина оптичного фонона може бути сумірною з енергією носіїв, то

швидкості розсіяння з поглинанням фонона і його збудженням можуть помітно відрізнятися.

*Міждолинне розсіяння* також є непружним, оскільки в кожному акті розсіяння поглинається або виділяється міждолинний фонон з енергією  $\hbar \omega_{ij}$ , близькою до енергії оптичних фононів. При розгляді міждолинного розсіяння, на відміну від інших механізмів, усереднювання кінетичного рівняння проводиться не по всій зоні Бріллюена, а по характерних станах, відповідних окремих долинах, тому при постійній кількості частинок в зоні їх концентрація може перерозподілятися між долинами. Інерційність цього процесу визначається концентраційним часом релаксації  $\tau_n$ , який знаходиться, як і час релаксації імпульсу  $\tau_p$ , усереднюванням швидкості міждолинного розсіяння. У роботі [12] на основі аналізу результатів розрахунку часів релаксації, поле-швидкісних і енергетичних характеристик для основних механізмів розсіяння у напівпровідниках типа  $A_3B_5$  показано переважний вплив на розігрів електронів полярного оптичного і міждолинного розсіяння. Окремо у даному розділі досліджується вплив розсіяння на *сплавному потенціалі*. Даний вид розсіяння пов'язано із статистичним характером розподілу бінарних компонентів GaAs і AlAs, і мольний склад  $x$  може випадково змінюватись. Це критично в області гетеропереходу.

Аналіз даного виду розсіяння для потрійної сполуки  $Al_xGa_{1-x}As$  з мольною часткою алюмінію  $x=0,45$  показує, що це пов'язано саме із зміною послідовності  $\Gamma$ -L-X долин, що може привести до перерозподілу впливу зазначених вище механізмів розсіяння. Розрахунок зворотного часу релаксації сплавного розсіяння здійснювався відповідно до значень ефективної маси для окремих долин за формулою:

$$\frac{1}{\tau_{Alloy}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} A_{Alloy} \int_0^{\infty} \epsilon e^{-\epsilon} d\epsilon = \frac{3\sqrt{2\pi} \cdot (m^*)^{3/2}}{8\hbar^4} x(1-x) \Omega [\zeta U_a]^2 \sqrt{kT_e}$$

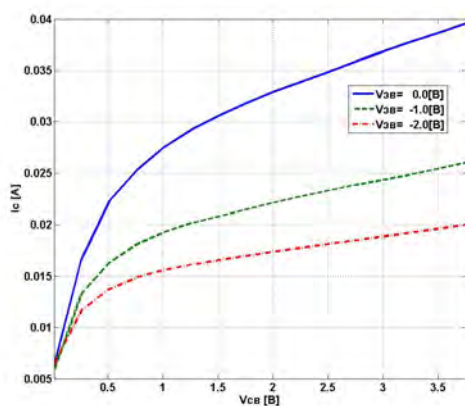


Рис. 7. Вольтамперні характеристики гетеро транзистора без урахування сплавного потенціалу

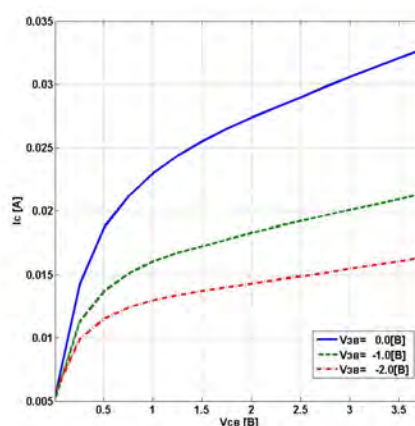


Рис. 8. Вольтамперні характеристики гетеротранзистора - значення сплавного потенціалу  $\Delta U_a=0,3$  eV.

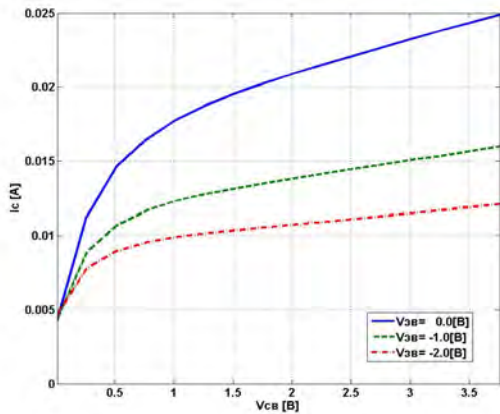


Рис. 9. Вольтамперні характеристики гетеротранзистора - значення сплавного потенціалу  $\Delta U_a=0,53$  eВ.

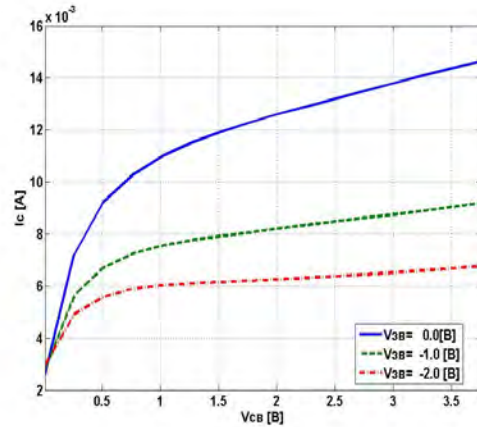


Рис. 10. Вольтамперні характеристики гетеротранзистора - значення сплавного потенціалу  $\Delta U_a=1,0$  eВ.

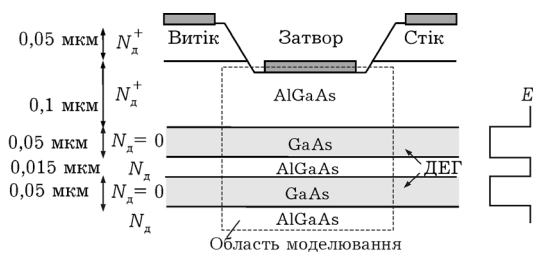


Рис. 11. Структура гетеротранзистора з двома гетероканалами та системою гетеропереходів.

Аналіз проводився для трьох значень сплавного потенціалу: відповідно 0,3 eВ, 0,53 eВ і 1,0 eВ, оскільки цей параметр є найбільш критичним і фізично невизначеним для даного виду розсіяння. Аналогічні розрахунки проведено для двоканальної структури гетеротранзистора.

Аналіз впливу сплавного розсіяння проведено для структур одно- і двоканального транзисторів і інтегрально оцінено як вплив на вольтамперні характеристики (рис 7 – рис 10). На даних залежностях помітно, що струм стоку зменшується найбільш суттєво, коли значення енергії щодо сплавного розсіяння більше, ніж 0,5 eВ (рис. 9, рис. 10) і сягають від 6 до 24 мА як для великих, так і малих рівнів струму стоку у залежності від напруги на затворі.

Механізми «охолодження» електронного газу у сильному електричному полі субмікронних польових транзисторів і СГСТ детально описані у роботі [7]. Сплавний потенціал як окремий вид розсіяння впливає не тільки на додатковий фактор розігріву електронного газу, а і певною мірою «деформує» конфігурацію енергетичних долин. Вплив цього фактору потребує додаткового дослідження.

При моделюванні часу релаксації імпульсу враховувалися акустичне, домішкове, оптичне, полярне оптичне і міждолинне розсіяння, а при розрахунку часу релаксації енергії враховувалися ті ж механізми

розсіяння, але без домішкового розсіяння, яке вважається пружним.

#### V. РЕЛАКСАЦІЙНІ ПРОЦЕСИ У ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРІ З ДВОМА КАНАЛАМИ І СИСТЕМОЮ ГЕТЕРОПЕРЕХОДІВ

Поряд з одноканальним представляє інтерес двоканальний гетеротранзистор. Тестова структура двоканального гетеротранзистора показана на рис. 11. Вона характеризується такими фізико-топологічними параметрами: довжиною затвора 0,3 мкм, шаром широкозонного легованого  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x=0,45$ ) під затвором з ефективною товщиною 0,1 мкм, шаром нелегованого  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  завтовшки 50 Å (спейсер), шаром нелегованого GaAs на напівізолюваній підкладці завтовшки декілька десятків мікрометрів, у поверхневому шарі якого в результаті розриву зон утворюється потенціальна яма.

Висота потенціальних бар'єрів квантових ям гетеропереходів, розташованих на відстані, достатній для тунелювання електронів, складала 0,4 eВ. Усі гетеробар'єри ідентичні за своєю структурою і моделюються прямокутними за профілем квантовими ямами. На рис. 12 – рис. 15 показані розраховані двовимірні розподіли потенціалу, середньої дрейфової швидкості і температури електронів для двоканальної структури транзистора.

Порівняльний аналіз розподілів дрейфової швидкості електронної температури одноканального транзистора (рис. 5, рис. 7) і аналогічних залежностей для двоканального транзистора (рис. 13, рис. 15) показує, що пікові значення дрейфової швидкості для двоканальної структури, коли квантові ями розташовані поруч і розділені тонким потенціальним бар'єром, вищі приблизно у 1,3 рази по відношенню до характеристик одноканальної структури. Відповідно пікові значення температури електронів мають майже однакові значення (до 4000 К) – рис. 5 і рис. 14, але температури електронів в області гетеропереходів уздовж структури по осі  $x$  суттєво відрізняються: відповідно 1500 К в одноканальній структурі і 1000 К у двоканальній структурі.

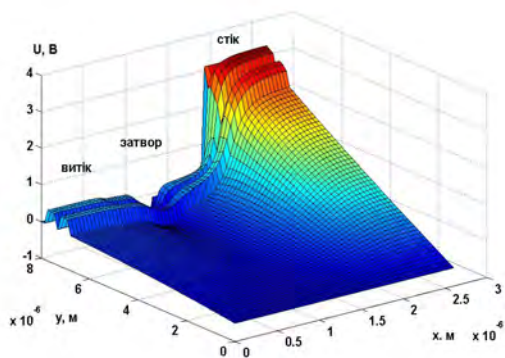


Рис. 12. Розподіл потенціалу у структурі двоканального ГСПТ.

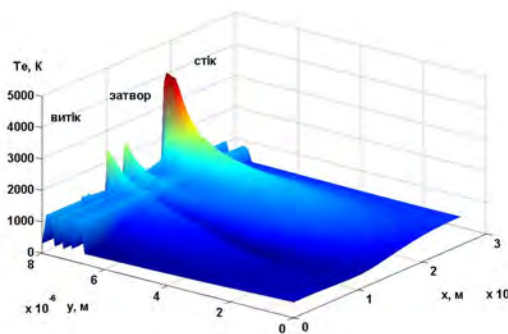


Рис. 14. Розподіл електронної температури у двоканальному ГСПТ з довжиною затвора 0,3 мкм.

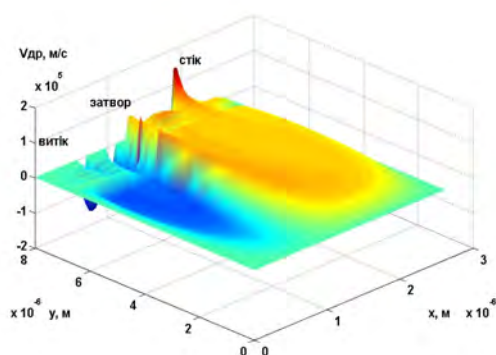


Рис. 13. Розподіл дрейфової швидкості електронів у структурі двоканального ГСПТ.

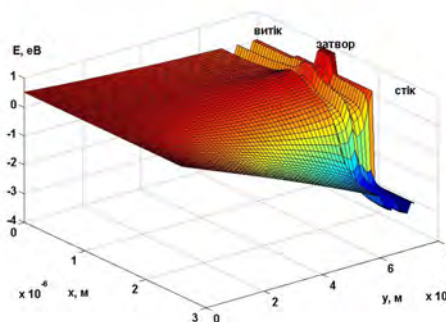


Рис. 15. Потенціальна енергетична поверхня у двоканальному ГСПТ з довжиною затвора 0,3 мкм та системою гетеропереходів.

При цьому ефект «сплеску» дрейфової швидкості електронів помітний для обох структур. Таким чином результати моделювання електронної температури і дрейфової швидкості свідчать про менший ступінь розігрівання носіїв електричним полем і вищі значення дрейфової швидкості у двоканальній структурі, ніж в аналогічному гетеротранзисторі з однією потенціальною ямою приблизно на 30-40 %.

Це може бути пов'язано із запізнюванням процесів розігрівання носіїв електричним полем, оскільки дрейф носіїв зв'язаний, в основному, з електронами у потенціальних ямах, а також процесу «охолодження» носіїв при їх витісненні полем затвора з однієї потенціальної ями до іншої і подоланням потенціального бар'єру із зменшенням енергії. При цьому відстань між гетеропереходами, як показують результати чисельних експериментів, має бути менше довжини вільного пробігу електронів. Наслідком зазначених відмінностей є також дещо вищі значення вихідного струму транзистора з двома квантовими ямами (рис. 19).

Вольт-амперні характеристики двоканального гетеротранзистора для випадку відсутності розсіяння на сплавному потенціалі і за різних значень даного потенціалу (енергії  $\Delta U_a = 0,3$  eV; 0,53 eV; 1,0 eV)

наведено на рис. 16-19. Збільшення значень потенціалу призводить до зменшення струму стоку від 3 до 25 mA у режимі насичення струму транзистора. Виходячи з максимальних рівнів струму для досліджуваних структур транзисторів і його значень, як реакції на зміну до сплавного потенціалу, слід визнати, що значення величини  $\Delta U_a$  більше 0,5 eV не можуть вважатись фізично обґрунтованими.

Отримані результати, що враховують вплив випадкових флуктуацій мольної доли алюмінію у структурі транзистора, а також аналіз врахованих у двовимірній моделі механізмів розсіяння [7] [12] [13], дозволяють оцінити внесок окремих механізмів розсіяння на розігрів електронного газу у гетероструктурах з системами квантових ям. Полярне оптичне розсіяння є основним у таких структурах, поки в області затвор-стік не починає переважати механізм міждолинного розсіяння. Показано, що середні значення дрейфової швидкості у двоканальній структурі гетеротранзистора вищі, ніж в ГСПТ з однією потенціальною ямою, при цьому транзистори з двома гетеропереходами мають також дещо вищі значення вихідного струму.



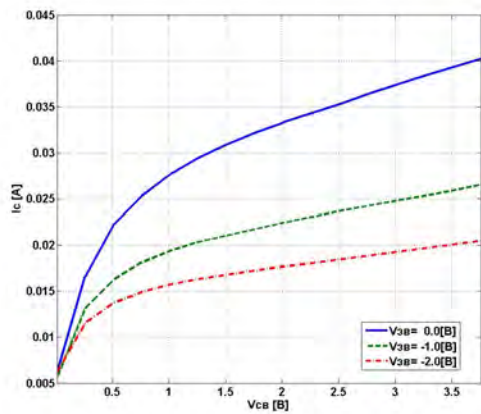


Рис. 16. Вольтамперні характеристики двоканального ГСПТ без урахування сплавного потенціалу.

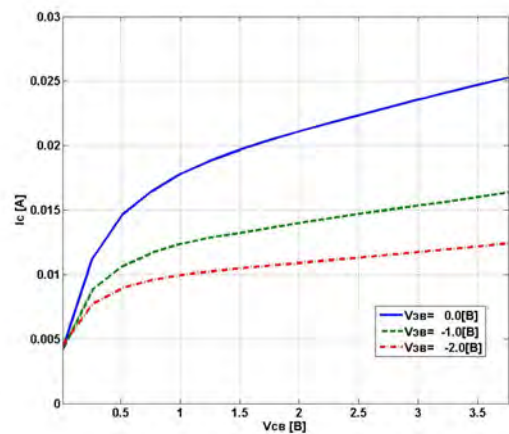


Рис. 18. Вольтамперні характеристики двоканального ГСПТ – сплавний потенціал  $\Delta U_a=0,53$  eВ.

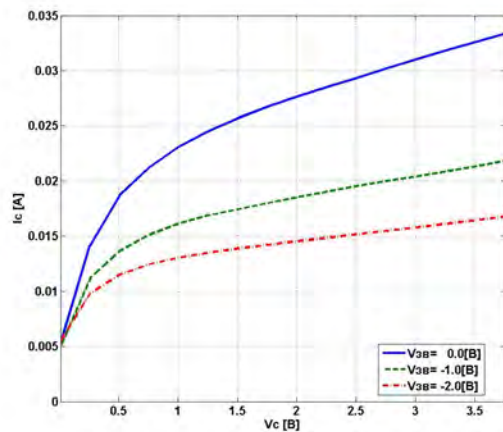


Рис. 17. Вольтамперні характеристики двоканального ГСПТ – сплавний потенціал  $\Delta U_a=0,3$  eВ.

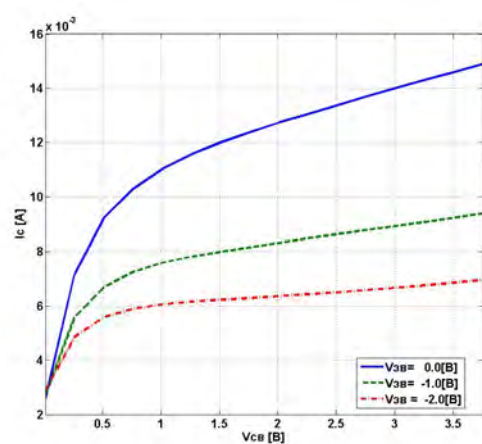


Рис. 19. Вольтамперні характеристики двоканального ГСПТ – сплавний потенціал  $\Delta U_a=1,0$  eВ.

## ВИСНОВКИ

Зростання середньої дрейфової швидкості у структурі з двома квантовими ямами у порівнянні з ГСПТ з однією КЯ складає до 30%, що більшою мірою досягається внаслідок перерозподілу електронів між потенціальними ямами з втратою енергії при подоланні бар'єрів.

Зменшення впливу ефектів сильного електричного поля у двоканальній структурі пов'язане із зменшенням ймовірності розсіяння як на полярних оптичних фонах, так і унаслідок процесів інжектування до нижнього гетеропереходу електронів з високими початковими швидкостями і малими значеннями енергії, що зменшує ймовірність також і міждолинного розсіяння.

Аналіз впливу розсіяння на сплавному потенціалі дозволяє дійти висновку, що більш фізичним і кількісно обґрунтованим (у тому числі щодо зміни рівнів вихідного струму транзистора) є величина  $\Delta U_a$ , близька до 0,3 eВ.

На основі розробленої моделі можлива оптимізація топології і електрофізичних параметрів ГСПТ, зокрема, щодо параметрів матеріалів гетеропереходів, розташування квантових ям у структурі і вибору оптимального електричного режиму для потужних і малощумлячих пристроїв міліметрового діапазону довжин хвиль.

Розроблені моделі врахування впливу квантових ям на подовжній транспорт носіїв заряду у польових транзисторах з субмікронною довжиною затвора можуть використовуватися для розрахунку не тільки транзисторних гетероструктур, а і інших конструкцій багатопровідних приладів з системами квантових ям за умов сильних електричних полів.

## ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

- [1] T. Suemitsu, «InP and GaN high electron mobility transistors for millimeter-wave application,» *IEICE 2015 Electronics Express*, vol. 12, no. 13, pp. 1-12, 2015.  
DOI: [10.1587/elex.12.20152005](https://doi.org/10.1587/elex.12.20152005)

- [2] M. Navid, A. Anjum, Sharadindu Gopal Kirtania, A. Farhana, A. Md. Kawsar and Quazi Deen Mohd Khosru, «High Electron Mobility Transistors: Performance Analysis, Research Trend and Applications,» in *Different Types of Field-Effect Transistors Intech open science*, pp. 45-64, 2017. DOI: [10.5772/67796](https://doi.org/10.5772/67796)
- [3] M. A. Alim, Ali A Rezazadeh, Norshakila Haris and C. Gaquiere, «Anomaly and Intrinsic Capacitance Behaviour Over Temperature of AlGaIn/GaN/SiC and AlGaAs/GaAs HEMTs for Microwave Application,» в *Proceedings of the 11th European Microwave Integrated Circuits Conference. 2016 EuMA*, London, UK, 3–4 Oct 2016. DOI: [10.1109/EuMIC.2016.7777512](https://doi.org/10.1109/EuMIC.2016.7777512)
- [4] N. Zagni, Francesco Maria Puglisi, Giovanni Verzellesi and Paolo Pavan, «Threshold Voltage Statistical Variability and Its Sensitivity to Critical Geometrical Parameters in Ultrascaled InGaAs and Silicon FETs,» *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, vol. 6, no. 11, pp. 4607-4614, 2017. DOI: [10.1109/TED.2017.2754323](https://doi.org/10.1109/TED.2017.2754323)
- [5] M. Fallahnejad, Alireza Kashaniniya and Mehdi Vadizadeh, «Design and Simulation Noise Characteristics of AlGaIn/GaN HEMT on SiC Substrate for Low Noise Applications,» *IOSR Journal of Electrical and Electronics Engineering (IOSR-JEEE) e-ISSN: 2278-1676,p-ISSN: 2320-3331*, vol. 10, no. 3.Ver.II(May–Jun.2015), pp. 31-37, 2015. DOI: [10.9790/1676-10323137](https://doi.org/10.9790/1676-10323137)
- [6] F. Li, L. H. Qing and D. P. Klemer, «Numerical Simulation of High Electron Mobility Transistors based on the Spectral Element Method,» *ACES JOURNAL*, vol. 31, no. 10, pp. 1144-1150, 2016. URL: [https://aces-society.org/includes/downloadpaper.php?of=ACES\\_Journal\\_October\\_2016\\_Paper\\_1&nf=16-10-1](https://aces-society.org/includes/downloadpaper.php?of=ACES_Journal_October_2016_Paper_1&nf=16-10-1)
- [7] V. Moskaliuk, V. Timofeev та A. Fedyay, *Ultra-high-speed electronic devices*, Saarbrücken, Germany: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2014.
- [8] A. Ya. Shyk, L. H. Bakuva, S. F. Musikhin, S. A. Rykov, *Fizika nizkorazmernykh sistem [Physics of low-dimensional systems]*, st.Peterburg: Nauka, 2001, p. 160.
- [9] V. I. Zubkov, «Modelirovaniye vol't-faradnykh kharakteristik geterostruktur s kvantovymi yamami s pomoshch'yu samosoglasovannogo resheniya uravneniy Shredingera i Puassona [Simulation of the capacitance-voltage characteristics of heterostructures with quantum wells using self-consistent solution of the Schrödinger and Poisson equations],» *SEMICONDUCTORS/PHYSICS OF THE SOLID STATE*, vol. 40, no. 10, pp. 1236-1240, 2006. URL: <http://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/6173>
- [10] L. D. Landau, E. M. Livshyts, *Teoreticheskaya fizika: Kvantovaya mekhanika. Nerelyativistskaya teoriya [Theoretical physics: Quantum mechanics. Nonrelativistic theory]* vol. 3, Moskow.: Nauka, 1989, p. 766.
- [11] V. P. Dragunov, I. G. Neivestnyi, V. A. Hridchyn, *Osnovy nanoelektroniki [Basics of nanoelectronics]*, Moskow.: Lohos, 2006, p. 496.
- [12] V. Timofeyev and E. Faleyeva, «Relaxation processes analysis in heterotransistors with systems of quantum wells and quantum dots,» *2014 IEEE 34th International Scientific Conference Electronics and Nanotechnology (ELNANO), Kiev, Ukraine, April 15-18, 2014*, pp. 115-118, 2014. DOI: [10.1109/ELNANO.2014.6873949](https://doi.org/10.1109/ELNANO.2014.6873949)
- [13] K. Kulikov, I. Baida, V. Moskaliuk and V. Timofeyev, «Conductance Cutoff of A3B5 Nitrides at High-Frequency Region,» *2018 IEEE 38th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, pp. 101-105., 2018. DOI: [10.1109/ELNANO.2018.8477497](https://doi.org/10.1109/ELNANO.2018.8477497)

Надійшла до редакції 21 лютого 2019 р.

УДК 621.382.323; 621.382.82

## Релаксационные процессы в субмикронных гетеротранзисторах с системой квантовых ям

Байда<sup>†</sup> И. П., ORCID [0000-0001-6777-966X](https://orcid.org/0000-0001-6777-966X)

Куликов<sup>†</sup> К. В., ORCID [0000-0001-9743-0047](https://orcid.org/0000-0001-9743-0047)

Москалюк<sup>§</sup> В. О., к.т.н. проф., ORCID [0000-0002-2753-0744](https://orcid.org/0000-0002-2753-0744)

Тимофеев<sup>§</sup> В. И., д.т.н. проф., ORCID [0000-0003-0515-1580](https://orcid.org/0000-0003-0515-1580)

Кафедра Электронной Инженерии [phbme.kpi.ua](http://phbme.kpi.ua)

Национальный технический университет Украины

"Киевский политехнический институт им. Игоря Сикорского" [kpi.ua](http://kpi.ua)

Киев, Украина

**Аннотация**—В работе проведен анализ релаксационных процессов в субмикронных гетероструктурных транзисторах с системой квантовых ям. Разработаны методики моделирования наногетероструктур с учетом квантовых эффектов и специфических для тройных соединений механизмов рассеяния. На основе системы релаксационных уравнений проведено моделирование субмикронных гетероструктур с квантовыми ямами. При моделировании, кроме оптических, акустических, междолинных и примесных механизмов рассеяния, учтено рассеивание на сплавном потенциале. Рассчитаны времена релаксации для рассеивания на сплавном деформационном потенциале и учтено влияние на поле-скоростные и выходные характеристики субмикронного гетероструктурного транзистора.

Библ. 13, рис. 19.



Ключевые слова — механизмы рассеивания; сплавной потенциал; времена релаксации; субмикронные гетероструктурные транзисторы; квантовые ямы

UDC 621.382.323; 621.382.82

## Relaxation Processes in Submicron Heterotransistors with a System of Quantum Wells

I. P. Baida<sup>f</sup>, ORCID [0000-0001-6777-966X](https://orcid.org/0000-0001-6777-966X)

K. V. Kulikov<sup>f</sup>, ORCID [0000-0001-9743-0047](https://orcid.org/0000-0001-9743-0047)

V. O. Moskaliuk<sup>s</sup>, PhD Prof., ORCID [0000-0002-2753-0744](https://orcid.org/0000-0002-2753-0744)

V. I. Tymofieiev<sup>s</sup>, Dr.Sc.(Eng.) Prof., ORCID [0000-0003-0515-1580](https://orcid.org/0000-0003-0515-1580)

Department of Electronic Engineering [phbme.kpi.ua](http://phbme.kpi.ua)

National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute” [kpi.ua](http://kpi.ua)

Kyiv, Ukraine

**Abstract**—The analysis of relaxation processes in submicrometer heterostructure transistors with the system of quantum wells is investigated. The methods of nano heterostructure design are developed including quantum effects and specific for ternary alloys scattering mechanism. Modeling based on the relaxation equations system for submicrometer heterostructures with quantum wells is fulfilled.

The optical, acoustic, intervalley and doping scattering mechanisms is considered. New approach allows to study the influence of alloy scattering as well as. The relaxation times are expected for scattering mechanisms and the influence on field-speed and output characteristics of submicrometer heterostructure transistor are estimated.

The modeling results take into account influence of casual fluctuations of the molar concentration of aluminium in the structure of transistor. The analysis of the scattering mechanisms is considered in the 2D-model of structure, that allows to estimate influence of the separate scattering mechanisms on the electronic gas in heterostructures with the systems of quantum wells. Polar optical phonons scattering is basic in such structures, while in an area gate-drain does not begin to prevail the intervalley scattering mechanism.

It is shown that the average drift speed in the heterotransistor with two channel structure are more high, than in heterotransistor with one potential wall and two heterojunctions transistors have higher values of output current.

The growth of the average drift speed in a structure with two quantum wells in comparison from heterotransistor with one quantum walls makes to 30-40%. It is related to the redistribution of electrons between potential walls with the loss of the energy at overcoming of barriers.

The modeling results shown that warming-up of electronic gas and growth of the electrons temperature is a greater degree related to the electrons which drift in potential walls at heterojunctions.

It is also necessary to take into account the dimensional quantization effect. This effect in heterostructure is require the calculation of discrete energy levels in quantum wells.

Diminishing of the influence of strong electric-field effects in a two channel structure is related to the diminishing of scattering probability both on polar optical phonons and as a result of the injecting of electrons to lower heterojunction with high initial speed and small values of energy which diminishes also probability of the intervalley scattering.

The model of calculation of the quantum walls influence on the longitudinal transport in the heterojunction transistors with submicrometer gate length are developed. The mathematical model can be used for the calculation of not only heterostructures transistor but also other constructions of multi-layered devices with the systems of quantum wells in the conditions of the strong electric fields.

Ref. 13, fig. 19.

**Keywords** — scattering mechanisms; alloy scattering; relaxation times; submicrometer heterostructure transistors; quantum wells.