
ФОТОПРОВІДНІСТЬ ТА ФОТОПОЛЬОВА ЕМІСІЯ В БАГАТОШАРОВИХ Si/Ge ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ІЗ КВАНТОВИМИ ТОЧКАМИ

С.В. КОНДРАТЕНКО,¹ О.В. ВАКУЛЕНКО,¹ Ю.М. КОЗИРЕВ,²
М.Ю. РУБЕЖАНСЬКА,² О.А. ДАДИКІН,³ А.Г. НАУМОВЕЦЬ,³
С. ХОФЕР,⁴ С. ТАЙХЕРТ⁴

¹Київський національний університет ім. Т.Г. Шевченка, фізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601; e-mail: kondr@univ.kiev.ua)

²Інститут хімії поверхні ім. О.О. Чуйка НАН України
(Вул. Генерала Наумова, 17, Київ 03164)

³Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)

⁴Інститут фізики Леобенського університету
(м. Леобен, Австрія)

УДК 535.215
© 2010

Досліджено спектри поздовжньої фотопровідності та вольтамперні характеристики фотопольової електронної емісії багатощарових гетероструктур Ge/Si з квантовими точками SiGe. Зображення верхнього шару, зроблені за допомогою атомно-силової мікроскопії, показали, що нанострівці мали форму тетраедральних пірамідок з розмірами 30 нм у підваляні та 2 нм висотою. Середня густина їх розподілу по поверхні підкладки складала близько 10^{12} см⁻². Структури досліджено за допомогою спектроскопії фотоструму при 77 К в діапазоні $h\nu$ від 0,29 еВ до 1,0 еВ. Спостерігали два піки поздовжнього фотоструму з максимумами за 0,32 еВ та 0,34 еВ, які пояснено внутрішньозонними переходами між локалізованими станами у валентній зоні нанострівців. Спостерігався пік струму на кривій $I-V$ фотопольової електронної емісії з квантових точок, який пов'язано з резонансним тунелуванням електронів із валентної зони Si у вакуум через рівні квантування у квантових точках. Внутрішньозонні переходи з локалізованих станів у валентній зоні нанострівців Ge зумовлюють фотострум та фотопольову емісію електронів, спостережувані в гетероструктурах Si/Ge із квантовими точками.

1. Вступ

Прогрес у розвитку нанотехнологій зробив можливим створення нанорозмірних напівпровідникових об'єктів, зокрема Ge-Si гетероструктур з квантовими то-

чками (КТ), які привертають увагу дослідників в усьому світі як системи, що дозволяють поєднати зонну інженерію з кремнієвими технологіями. Це відкриває перспективи щодо розробки нового покоління оптоелектронних пристроїв, зокрема, фотоemisійних детекторів інфрачервоного діапазону та фотодіодів із квантовими точками [1–3]. Завдяки своїй геометрії гетероструктури з ансамблем нанорозмірних Ge квантових точок здатні забезпечити реалізацію високих напруженостей електричного поля $\sim 10^7$ поблизу основи КТ при помірних різницях потенціалів $\sim 10^3 - 10^4$ В, що зумовлює інтенсивну електронну емісію.

Починаючи з 1960 року польову емісію з напівпровідникових катодів широко досліджували кілька наукових груп. За даними [4–8] вперше вимірювання польової емісії з Ge нанокластерів, вирощених на Si, було проведено в 2000 році Tondare та ін. [9]. Ці дослідження не виявили жодних особливостей на вольтамперних характеристиках польової емісії. Також досліджено ці системи [10, 11] та виявлено цікаву деталь — піки на вольтамперних характеристиках польової емісії з Ge нанокластерів на Si (100). Було встановлено, що кількість піків залежить від розміру нанострівців. Спостережувані піки пов'язували з ефектами розмірного квантування в Ge нанострівцях.

Більше того, струм польової емісії істотно змінювався при освітленні в діапазоні від 0,4 до 10 мкм. У досліджуваних структурах величина струму польової емісії зростала за кімнатної температури від 5 до 3 разів при освітленні довжинами хвиль 2 та 10 мкм відповідно [12]. Крім того, окремо досліджено спектри поздовжньої фотопровідності в ближньому інфрачервоному діапазоні, які зумовлені оптичними переходами з локалізованих станів валентної зони нанострівців [13, 14].

Слід також відзначити, що аналіз фотоелектричних та електронних властивостей Ge-Si гетероструктур з Ge квантовими точками слід проводити з урахуванням морфології таких систем. Кремній-германієві низькорозмірні гетероструктури відносять до II типу, в яких дірки у валентній зоні Ge КТ є локалізованими, а електрони в зоні провідності є вільними. Значну кількість робіт було присвячено дослідженню спектра електронних станів КТ. Показано, що положення енергетичних рівнів визначається їх розміром, формою та компонентним складом [15]. Важливим параметром, який істотно впливає на оптичні та фотоелектричні властивості Ge/Si гетероструктур, є величина розриву валентної зони. Прийнято вважати, що середня величина розриву валентної зони $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ гетеропереходу лінійно залежить від вмісту і становить $0,54x$ (eV), де x – це величина вмісту Ge. Таке наближення дозволяє досить точно описати властивості гетеропереходів із різним вмістом Ge [16].

Дану роботу присвячено експериментальним дослідженням поздовжньої фотопровідності та фотопольової електронної емісії в багатошарових Ge/Si гетероструктурах з Ge КТ. Такі дослідження виявили зв'язок дискретного електронного спектра носіїв заряду з природою електронного транспорту в таких структурах. Таким чином, завданням даної роботи було вивчити кореляцію між особливостями вольт-амперних характеристик фотопольової емісії та поздовжньою фотопровідністю Ge/Si гетероструктур з КТ.

2. Експеримент

Досліджувані структури було вирощено методом молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ) на установці "КАТУНЬ" (Новосибірськ, Росія). Багатошарові Ge/Si гетероструктури з КТ вирощували на Si підкладці (100) з питомим опором $7,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ та діаметром 76 мм. Процес росту контролювався за допомогою методу дифракції високоенергетичних електронів.

Процес епітаксійного росту контролювали *in situ* за допомогою дифракції швидких електронів (ДШЕ), фіксуючи інтенсивність осциляцій центрально відбитого пучка. Один період осциляцій відповідає одному вирощеному моношару Ge або Si товщиною приблизно 0,135 нм. Температуру підкладки T_s варіювали у широкому інтервалі від 450 до 850 °С. Швидкості росту, які визначали у експериментах з ДШЕ вимірювань, становили від 0,02 до 0,15 нм/с для Si та від 0,01 до 0,05 нм/с для Ge. Молекулярні потоки Si та Ge утворювались випарниками, що нагрівалися шляхом електронного бомбардування. Випарники мали конструкцію автотигелів та працювали у режимі, коли швидкість випаровування була пропорційна потужності пучка електронів. Хімічний склад молекулярних пучків контролювали за допомогою квадрупольного масспектрометра. Фоновий тиск залишкових газів в установці МПЕ становив $\leq 10^{-10}$ торр.

З метою утворення багатошарової системи квантових точок із більш однорідним розподілом по поверхні підкладки запропоновано використання системи проміжних шарів $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ докритичної товщини [11]. Для усунення формування дислокацій невідповідності запропоновано сформувати замість тонкого змочувального шару (5–50 моношарів) набір проміжних шарів із вмістом Ge x , який поступово збільшується від 0 до 0,6–0,8 від шару до шару при поступовому зниженні температури підкладки до $T_s = 500$ °С. Це дозволило контролювати рівень залишкових пружних напружень у проміжних шарах, на яких фактично формуються нанокластери Ge, і одночасно зменшити вплив підкладки Si, за умови, якщо товщини проміжних шарів не перевищують критичні значення.

Технологія формування багатошарових наноструктур Ge-Si відрізняється від описаної вище лише більш точним визначенням моменту, коли нанострівці досягають форми *hut*-кластерів шляхом формування проміжних шарів Si товщиною від 5 до 15 нм. Цей процес був добре відпрацьований раніше для виготовлення надґраток Si-SiGe, періодичність яких визначено з високою точністю за операційним часом джерел Si та Ge [17] (див. також аналогічні результати, одержані для квантових точок InAs на GaAs [18]). Таким чином, багатошарові структури було виготовлено шляхом повторювання від 3 до 8 разів процесу вирощування одношарових системи Ge нанокластерів. Оскільки час, необхідний для ввімкнення та вимкнення пучків заслінками, становив приблизно 0,1 с, відносна похибка періодично-

сті багатшарових структур Ge–Si була приблизно $\sim 1\text{--}2\%$.

Таким чином, технологія проміжних шарів дозволила формувати масиви оптимальних за розміром квантових точок Ge з фіксованим рівнем залишкових пружних напружень у nanoострівцевій плівці. Як було показано раніше, відносна пружна деформація усереднена по поверхні підкладки ϵ пропорційна до величини $\sqrt{1/L}$, де L – латеральний розмір квантових точок Ge [19]. Отже, можливість оцінки залишкових пружних деформацій у nanoострівцевій плівці дозволила одержувати ансамблі практично однакових нанокластерів Ge у кожному шарі. Тому вважаємо квантові точки Ge в багатшарових структурах вертикально інтегрованими.

Для аналізу морфології поверхні використано атомну силову мікроскопію (АСМ). На рис. 1 наведено АСМ-зображення верхнього шару з nanoострівцями. Як видно з рисунка, нанокластери мають форму тетраедральних пірамідок з розміром підвалини близько 30 нм та висотою приблизно 2 нм. Середня густина розподілу nanoострівців по поверхні дорівнює приблизно 10^{10} см $^{-2}$. Ріст кожного проміжного шару Si продовжувався доти, доки не з'являлася високонтрастна картина ДШЕ Si(100)2 \times 1, типова для чистого Si. Таким чином, було сформовано багатшарові масиви нанокластерів Ge–Si(100) з 3, 5 та 8 шарами квантових точок SiGe товщиною приблизно 3,5 нм при температурі $T_s = 500$ °C. Вміст Ge в досліджуваних структурах оцінювався вторинною іонною мас-спектрометрією (ВІМС). Цей метод застосовано для послідовного моніторингу вмісту Ge у шарах Si/Ge із квантовими точками в напрямку росту із кроком 1 нм. Зважаючи на значення густини розподілу квантових точок по поверхні та їх середній розмір було оцінено, що середній вміст германію у квантових точках становить приблизно 75–85%.

Вимірювання польової та фотопольової емісії електронів здійснено у діодній комірці, в якій відстань між сусідніми електродами приблизно 300 мкм (рис. 2, *a*). Для того, щоб візуалізувати просторовий розподіл емісії, катодолюмінесцентний екран ZnS нанесено на скляну пластинку, яка містила провідний шар SnO $_2$, що служив анодом. Деталі експерименту описані у [12].

Для вимірювання поздовжньої фотопровідності багатшарових структур з квантовими точками SiGe на поверхні з епітаксціальними шарами вплавливали два омичні Au контакти діаметром 1 мм на відстані 10 мм один від одного (вставка на рис. 2, *b*). У результаті контакти було підведено до кожного шару з кванто-

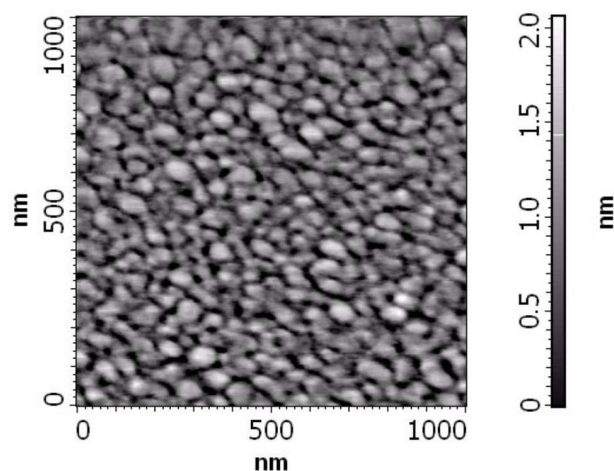


Рис. 1. АСМ-зображення 1×1 мкм 2 структури із квантовими точками при 500 °C. Середня висота та латеральний розмір квантових точок становить приблизно 2 нм та 30 нм відповідно

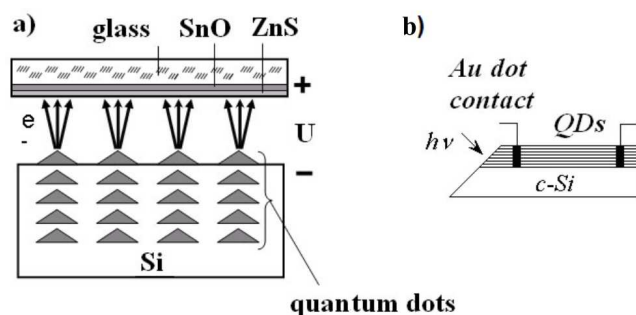


Рис. 2. Діодна комірка для вимірювань польової та фотопольової емісії електронів (*a*); зразок для вимірювання фотопровідності (*b*)

вими точками та підкладки Si. Виявилось, що вольт-амперні характеристики фотопровідності всіх досліджуваних структур змінюються лінійно у діапазоні напруг від $U = -50$ В до $+50$ В за температур 77–290 К. Спектральні залежності поздовжньої фотопровідності було виміряно інфрачервоним спектрометром у діапазоні $h\nu$ від 0,3 до 1,1 еВ при $U = 5$ В. Вимірювання фотоструму проводили з використанням підсилювача струму та стандартної техніки синхронного детектування. Виміряні спектральні залежності зводили до сталої кількості квантів збуджувального випромінювання за допомогою неселективного піроелектричного приймача.

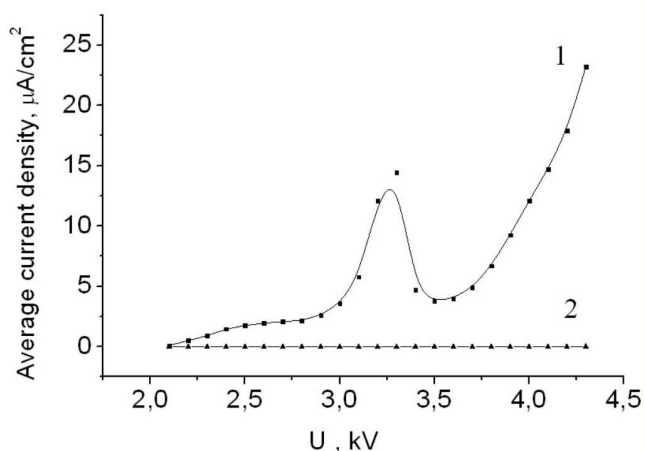


Рис. 3. Вольт-амперна характеристика фотопольової емісії електронів із гетероструктури Si/Ge з 5 шарами квантових точок висотою ~ 2 нм (1); темновий струм емісії для тієї ж структури (2)

3. Результати та їх обговорення

Досліджувані структури виявили стабільну польову емісію електронів при $T = 290$ К при прикладенні макроскопічного електричного поля $\sim 10^5$ В/см. Слід також зауважити, що локальні електричні поля, які роблять поверхневий потенціальний бар'єр достатньо прозорим для забезпечення польової емісії електронів, насправді є набагато більшими ($\sim 10^7$ В/см). Складно дати більш точну оцінку цих полів, оскільки вони визначаються особливостями геометричної та композиційної гетерогенності у нанометровій шкалі [20]. На рис. 3 крива 1 є характеристикою $I-V$ фотопольової емісії з гетероструктури з квантовими точками SiGe висотою ≈ 2 нм. Зразок опромінювали галогенною лампою потужністю 10 Вт, розташованою на відстані 20 см від нього. Темновий струм емісії, виміряний без опромінення, був на декілька порядків меншим (рис. 3, крива 2). У той же час для зразків Si, які не містили квантових точок, не зафіксовано ані польової емісії електронів, ані фотопольової емісії у досліджуваному діапазоні напруг 2,0–4,3 кВ. Вважаємо, що фотоіндукований струм, який спостерігається, може бути викликаний емісією електронів з квантових точок.

Окремий зразок, вольт-амперні характеристики якого наведено на рис. 3, практично не виявив темнового струму (з точністю до $<0,01$ мкА) в досліджуваному діапазоні напруг. Однак у попередніх роботах [11] було наведено результати, одержані для інших гетероструктур Si/Ge з квантовими точками, які вияв-

ляли досить інтенсивні темнові струми польової емісії електронів (від $\sim 10^{-7}$ до 10^{-5} А при напругах анода від $\sim 10^2$ до 10^4 В та повною площею поверхні зразка від $\sim 10^{-1}$ см²). Виявилось, що структурам з квантовими точками висотою приблизно 3–5 нм відповідають криві струму польової емісії з декількома чітко вираженими максимумами (піками) [11]. Кількість цих піків на вольт-амперних характеристиках польової емісії зменшується із розміром квантових точок таким чином, що для квантових точок висотою більшою за 10 нм чітких піків взагалі не спостерігається. Цей ефект був пов'язаний з резонансним тунелюванням електронів через рівні квантування енергії у квантових точках.

Припускаємо, що піки струму на кривих $I-V$ фотопольової емісії (рис. 3, крива 1) можуть бути також пов'язані з квантуванням енергії, зокрема з наявністю дискретних енергетичних рівнів у валентній зоні квантових точок. У випадку відсутності зовнішнього електричного поля гетеропереходи Si/Ge відносять до гетероструктур другого типу, у якому потенціальна яма для дірок формується у квантових точках. Для того, щоб зрозуміти причину виникнення піків струму емісії, розв'язали рівняння Шредінгера для багатопарової гетероструктури Si/Ge, припускаючи лінійне падіння потенціалу всередині самої структури. Слід зауважити, що розподіл реального потенціалу поблизу поверхні у будь-якому випадку є дуже несиметричним. На рис.4, *a* та *b* наведено розрахункові зонні структури для гетеропереходу Si/SiGe за відсутності та наявності прикладеного електричного поля $F = 10^6$ В/см відповідно. Квантовий рух дірок у напрямку росту визначає наявність двох локалізованих станів у валентній зоні квантових точок. Треба зазначити, що положення енергетичних рівнів у верхньому шарі квантових точок відрізняється від положення енергетичних рівнів нижніх шарів квантових точок, оточених кремнієм. Електричне поле, прикладене до поверхні, приводить до зміни положень енергетичних рівнів у валентній зоні квантових точок, що відповідає так званому зсуву квантового обмеження Штарка. Зсув Штарка енергетичних рівнів у квантовій ямі стає більш суттєвим у випадку асиметричних квантових ям. Оскільки енергетичний бар'єр квантової ями є асиметричним та у напрямку росту поблизу верхнього шару існує неоднорідний градієнт потенціалу, енергетичні рівні верхнього шару зсуваються найбільш помітно. Форма та прозорість потенціалу багатопарових гетероструктур Si/Ge суттєво залежить від напруженості прикладеного електричного поля.

Зокрема, форма та ширина потенціальної ями для дірок у валентній зоні нанострівців SiGe суттєво змінюються, коли електричне поле прикладене до поверхні. У результаті дискретні енергетичні значення енергії E_n також змінюються. При деякому значенні прикладеного електричного поля положення енергетичних рівнів квантування збігається з верхівкою валентної зони Si. Таким чином, стає можливим резонансне тунелювання електронів з цієї зони у вакуум через рівні квантування енергії у квантових точках SiGe. У міру подальшого підвищення прикладеного електричного поля, кількість рівнів у ямі стає меншим на один рівень та резонансне тунелювання може здійснюватися через такий $(n-1)$ енергетичний рівень. Спостереження піка струму для структури з квантовими точками, висотою 2 нм, може вказувати на те, що принаймні два енергетичних рівні існує у валентній зоні нанострівця SiGe за відсутності прикладеного електричного поля. Починаючи з певного значення напруженості електричного поля, квантова точка у верхньому шарі містить лише один рівень (тільки основний рівень $n = 1$), що відповідає спостереженню лише одного піка струму на $I-V$ кривій.

Запропонована модель є досить спрощеною та може лише якісно описати основні особливості одержаних експериментальних результатів. Слід зауважити, що реальна конфігурація потенціалу біля поверхні квантових точок залишається досить невизначеною внаслідок її складної залежності від багатьох факторів (точна геометрія, склад квантової точки, розподіл пружних деформацій всередині нанокластера), які важко оцінити. Якби вдалося визначити реальні форми нанострівців, проникнення поля, природу та властивості поверхневих станів, розподіл германію всередині нанокластера, це б дозволило дати більш чітку оцінку положенню енергетичних рівнів у валентній зоні.

Суттєве зростання струму польової емісії при опроміненні зразка, яке спостерігалось для структур з квантовими точками Ge, може бути викликано оптичними переходами у квантових точках через рівні квантування енергії. У низьковимірних гетероструктурах Si/Ge із квантовими точками Ge існує декілька типів переходів електронів, що відповідають за фотодіод у близькій інфрачервоній області: а) переходи з рівнів квантування у валентній зоні квантових точок Ge у зону провідності оточення Si, б) переходи між локалізованими станами у валентній зоні, в) переходи з локалізованого стану в континуум делокалізованих станів [3, 21].

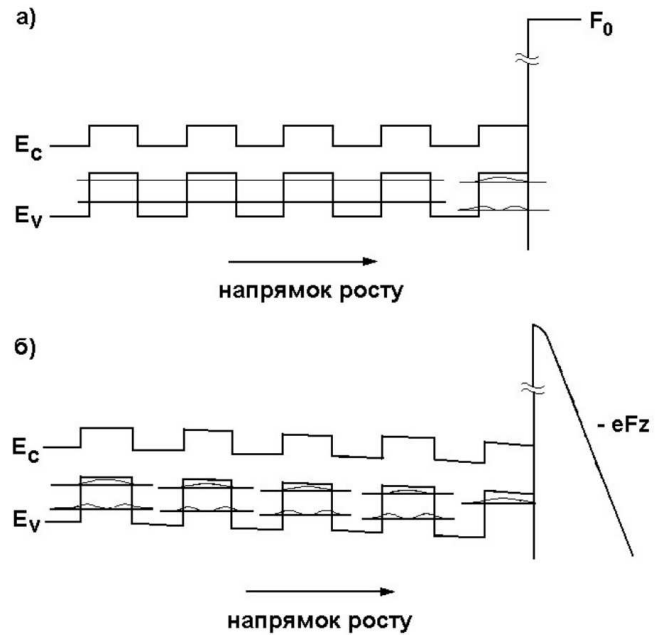


Рис. 4. Енергетична зонна структура гетеропереходу Si/SiGe за відсутності (а) та за наявності (б) зовнішнього електричного поля $F = 10^6$ В/см

Спектральні залежності поздовжньої фотопровідності гетероструктур Ge/Si із квантовими точками було виміряно при нормальному падінні світла та боковому збудженні при 77 К (рис. 5). Фотострум, що спостерігається, можливо, викликаний внутрішньозонними переходами між локалізованими станами у валентній зоні нанострівців.

У випадку бокового збудження, коли неполяризоване світло поширюється вздовж основи нанострівців Ge, існує компонента вектора \mathbf{E} , яка осцилює вздовж напрямку росту (z -компонента), у якій квантове обмеження найбільш виражене. Як відомо, внутрішньозонні переходи в потенціальних ямах можуть бути викликані лише z -компонентою вектора \mathbf{E} .

Коефіцієнт оптичного поглинання переходів із рівня i на рівень f у квантових точках пропорційний до матричного елемента:

$$\alpha \propto |\langle \psi_i | \mathbf{p} | \psi_f \rangle|^2, \quad (1)$$

де \mathbf{p} – оператор кількості руху для відповідного переходу. Інтеграл, що визначає переходи між рівнями, має вигляд

$$P_{mn} = -i\hbar \int \int \int \psi_i^* \frac{\partial}{\partial x_k} \psi_f dx dy dz, \quad (2)$$

де $x_k = x, y, z$. Поляризаційні правила добору будуть визначатися ненульовими умовами. Домінують

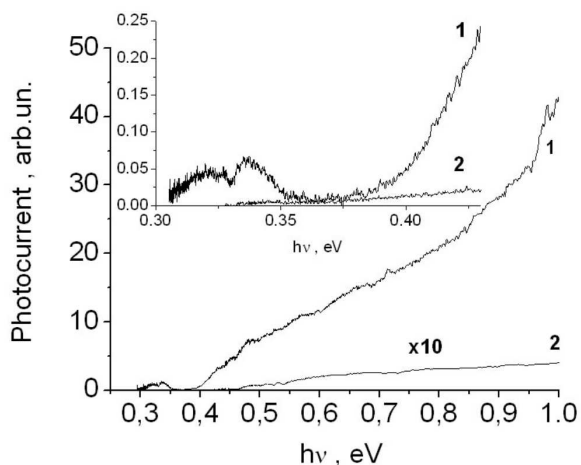


Рис. 5. Спектральна залежність поздовжньої фотопровідності гетероструктури Ge/Si із квантовими точками Ge, виміряна при боковому збудженні (крива 1) та нормальному падінні світла (крива 2) при 77 К. Вставка показує деталі низькоенергетичної частини спектра

лише переходи з $\Delta n = 1$, тобто між першим та другим рівнями [22]. Переходи $E_{111} \rightarrow E_{112}$, E_{121} , $E_{211} \rightarrow E_{122}$, E_{212} , та $E_{221} \rightarrow E_{222}$ дозволяються з поляризацією у напрямку росту.

Правила добору можуть змінюватися, якщо потенціальна яма має обмежену глибину та відрізняються ефективні маси носіїв у потенціальній ямі та бар'єрі. Як наслідок стають можливими електронні переходи при опроміненні зразка світлом, поляризованому у поздовжньому напрямку відносно структури (при дії x - та y -компонент вектора \mathbf{E}). Що стосується квантових ям GaAs/AlGaAs, коефіцієнт поглинання світла поляризованого вздовж квантоворозмірних шарів є на декілька порядків меншим, ніж для світла з z -поляризацією [23]. Однак правила добору змінюються у квантових точках, що робить можливим спостереження внутрішньозонних переходів у одній зоні також і для нормального падіння збуджувального опромінення. У результаті значення фотоструму у наших дослідках з фотопровідності істотно залежать від способу опромінення гетероструктури. Виявилось, що фотострум у діапазоні від 0,3 до 1,0 еВ при нормальному падінні збуджувального випромінювання є значно меншим (рис.5, криві 2).

У випадку бокового збудження у спектральному діапазоні від 0,3 до 0,37 еВ спостерігали два піки фотоструму при 0,32 еВ та 0,34 еВ та фотострум монотонно збільшувався із збільшенням енергії квантів при $h\nu > 0,38$ еВ. Піки струму, що спостерігалися у спе-

ктральному діапазоні від 0,3 до 0,37 еВ можуть бути пов'язані з переходами дірок між рівнями із $n = 1$ та $n = 2$ у валентній зоні нанострівців. Можна побачити, що ці рівні за порядком величини лежать у діапазоні енергії збудження, які відповідають положенням рівнів згідно з наведеними вище оцінками для квантових точок SiGe. Уширення цих піків може бути пов'язано з неоднорідним розподілом нанострівців за розмірами з дисперсією 10% та інтерференцією станів у двох сусідніх вертикально інтегрованих квантових точках. Взаємодія між точками усуває виродження енергетичних станів, що приводить до уширення спектрів поглинання (фотоструму).

Фотовідгук у діапазоні енергії квантів $h\nu > 0,38$ еВ може бути пов'язаний з переходами дірок з основного стану у валентній зоні нанострівців SiGe у двовимірні неперервні (continuum) стани валентної зони змочувального шару або проміжних шарів оточення Si, тобто так звані bound-to-continuum переходи [20,24,25]. Нерівноважні носії руху, збуджені такими переходами, можуть давати внесок у поздовжню фотопровідність, яка спостерігається, оскільки не існує потенціальних бар'єрів для електронного транспорту у поздовжньому напрямку. Однак неможливо відрізнити внесок переходів bound-to-continuum у стани, збуджені у змочувальному шарі, та проміжні шари Si в умовах даного експерименту.

4. Висновки

Густина струму польової емісії електронів J залежить від добутку функції постачання $S(E)$ та фактора пропускання потенціального бар'єра $T(E)$. Спостереження піків на кривих вольт-амперних характеристик фотопольової емісії вказує на існування рівнів квантування енергії у квантових точках, що приводить до залежності пропускання бар'єра Si/KT/вакуум від значення прикладеної напруги. Це може пояснювати резонансне тунелювання через енергетичні рівні у потенціальних ямах квантових точок. Дослідження поздовжньої фотопровідності гетероструктур Si/Ge з нанострівцями SiGe виявили наявність локалізованих станів у валентній зоні нанострівців Ge з енергетичними відстанями між ними приблизно 0,32 та 0,34 еВ. Більше того, поздовжній фотострум визначається характером транспорту нерівноважних носіїв заряду, а отже, і властивостями функції постачання. Внутрішньозонні переходи між локалізованими станами у валентній зоні нанострівців Ge, на наш погляд, відповідають за поздовжню фотопровідність та фотопольову емісію,

що спостерігається у середній інфрачервоній області у гетероструктурах Si/Ge з квантовими точками Ge.

Дослідження здійснювалося в межах Україно-австрійського проекту M/139-2007 та програми фундаментальних досліджень НАН України “Наноструктурні системи, наноматеріали, нанотехнології” згідно з проектом №907.

1. D. Gruetzmacher, in *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures*, edited by V.E. Borisenko, S.V. Gaponenko, and V.S. Gurin (World Scientific, Singapore, 2003), p. 3.
2. G. Masini, L. Colace, and G. Assanto, in *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology* (American Scientific Publishers, 2003), Vol. 10, p. 1.
3. P. Boucaud, V. Le Thanh, S. Sauvage, D. Débarre, and D. Bouchier, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 401 (1999).
4. J.R. Arthur, *J. Appl. Phys.* **36**, 3221 (1965).
5. R. Fischer and H. Neumann, *Fortschr. Phys.* **14**, 603 (1966).
6. P.G. Borzyak, A.F. Jatsenko, and L.S. Miroshnichenko, *Phys. Status Solidi* **14**, 403 (1966).
7. A.F. Yatsenko, *Phys. Status Solidi A* **1**, 333 (1970).
8. M.H. Herman and T.T. Tsong, *Phys. Lett. A* **71**, 461 (1979).
9. V.N. Tondare, B.I. Birajdar, N. Pradeep, D.S. Joag, A. Lobo, and S.K. Kulkarni, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2394 (2000).
10. A.A. Dadykin, A.G. Naumovets, and Yu.N. Kozyrev, *JETP Letters* **76**, 550 (2002).
11. A.A. Dadykin, A.G. Naumovets, Yu.N. Kozyrev, M.Yu. Rubezhanska, P.M. Lytvyn, and Yu.M. Litvin, *Prog. Surf. Sci.* **74**, 305 (2003).
12. S.V. Kondratenko, O.V. Vakulenko, A.G. Naumovets, A.A. Dadykin, Yu.N. Kozyrev, and M.Yu. Rubezhanska, in *Proceedings of the International Conference Nanomeeting-2007* (Minsk, 2007), p. 161.
13. S.V. Kondratenko, O.V. Vakulenko, Yu.N. Kozyrev, M.Yu. Rubezhanska, A.S. Nikolenko, and S.L. Golovinskiy, *Surf. Sci.* **601**, L45 (2007).
14. S.V. Kondratenko, O.V. Vakulenko, Yu.N. Kozyrev, M.Yu. Rubezhanska, A.S. Nikolenko, and S.L. Golovinskiy, *Nanotechnology* **18**, 185401 (2007).
15. C. Teichert, *Phys. Rep.* **365**, 335 (2002).
16. *Properties of Silicon Germanium and SiGe: Carbon*, edited by E. Kasper and K. Lyutovich (INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, 2000).
17. F.F. Sizov, V.P. Klad'ko, S.V. Plyatsko, S.A. Shevlyakov, Yu.N. Kozyrev, and V.M. Ogenko, *Semiconductors* **31**, 922 (1997).
18. N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kor'ev, Zh.I. Alferov, and D. Bimberg, *Semiconductors* **32**, 343 (1998).
19. Л.Г. Гречко, Ю.М. Козирев, Л.В. Лерман, М.Ю. Рубежанська, О.О. Чуйко, *Допов. НАНУ* **10**, 80 (2005).
20. C. Miesner, K. Brunner, and G. Abstreiter, *Phys. Status Solidi B* **224**, 605 (2001).
21. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Quantum Mechanics. Non-Relativistic Theory* (Pergamon, Oxford, 1981), Chap. 22.
22. C.G. Van De Walle and R.M. Martins, *Phys. Rev. B* **34**, 5621 (1986).
23. L.C. West and S.J. Eglash, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 1156 (1985).
24. G. Pikus and E. Ivchenko, in *Springer Series in Solid-State Science* (Springer, Berlin, 1997), **110**, p. 372.
25. T. Fromherz, P. Kruck, M. Helm, G. Bauer, J.F. Nützel, and G. Abstreiter, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3611 (1996).

Одержано 15.07.09

ФОТОПРОВІДИМОСТЬ И ФОТОПОЛЕВАЯ ЭМИССИЯ В МНОГОСЛОЙНЫХ Si/Ge ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

С.В. Кондратенко, О.В. Вакуленко, Ю.М. Козырев, М.Ю. Рубежанская, О.А. Дадькин, А.Г. Наумовец, С. Хофер, С. Тайхерт

Резюме

Исследовались спектры продольной фотопроводимости и вольт-амперная характеристика фотополевой электронной эмиссии многослойных гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками SiGe. Изображения верхнего слоя, сделанные с помощью атомно-силовой микроскопии, показали, что наноструктуры имели форму тетраэдральных пирамидок с размерами 30 нм в основе и 2 нм высотой. Средняя плотность их распределения по поверхности подложки составляла приблизительно 10^{12} см⁻². Структуры исследовались с помощью спектроскопии фототока при 77 К в диапазоне $h\nu$ от 0,29 эВ до 1,0 эВ. Наблюдались два пика продольного фототока с максимумами при 0,32 эВ и 0,34 эВ, которые объяснялись внутризонными переходами между локализованными состояниями в валентной зоне наноструктур. Наблюдался пик тока на кривой $I-V$ фотополевой электронной эмиссии из квантовых точек, который мы связываем с резонансным туннелированием электронов из валентной зоны Si в вакуум через уровни квантования в квантовых точках. Внутризонные переходы с локализованных состояний в валентной зоне наноструктур Ge обуславливают фототок и фотополевую эмиссию электронов, наблюдаемые в гетероструктурах Si/Ge с квантовыми точками.

PHOTOCONDUCTIVITY AND FIELD-ASSISTED PHOTOEMISSION IN MULTILAYER Si/Ge HETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM DOTS

S.V. Kondratenko¹, O.V. Vakulenko¹, Yu.N. Kozyrev², M.Yu. Rubezhanska², A.A. Dadykin³, A.G. Naumovets³, C. Hofer⁴, C. Teichert⁴

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics
(6, Academician Glushkov Ave., Kyiv 03127, Ukraine;
e-mail: kondr@univ.kiev.ua),

²O.O. Chuiko Institute of Surface Chemistry, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine

(17, General Naumov Str., Kyiv 03164, Ukraine),

³Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine

(46, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine),

⁴Institute of Physics, Montanuniversität Leoben
(18, Franz Josef Str., A-8700 Leoben, Austria)

S u m m a r y

Lateral photoconductivity spectra and current-voltage characteristics of field-assisted photoemission from multilayer Ge/Si het-

erostructures with SiGe quantum dots (QDs) have been studied. Atomic force microscopy images of the top layer showed that nanoislands were tetrahedral pyramids by shape, about 30 nm in base and about 2 nm in height. Their average surface concentration is about 10^{10} cm⁻². The photocurrent spectroscopy studies of the structures are carried out at a temperature of 77 K and in the quantum energy range from 0.29 to 1.0 eV. Two peaks of the lateral photocurrent with the maxima observed at 0.32 and 0.34 eV are explained by intraband transitions between localized states in the valence band of nanoislands. A peak observed in the *I-V* curve of the field-enhanced photoemission from QDs is associated with the resonant tunneling of electrons from the Si valence band into vacuum via quantized energy levels in QDs. The intraband transitions from localized states in the valence band of Ge nanoislands are found to be responsible for the photocurrent and the field-enhanced photoemission of electrons observed in the Si/Ge heterostructures with QDs under study.