

ВПЛИВ ТЕРМІЧНОЇ АКТИВАЦІЇ НОСІЇВ ЗАРЯДУ НА ТЕМПЕРАТУРНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ТЕМНОВОГО СТРУМУ, ФОТОПРОВІДНІСТЬ ТА ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЮ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ З КВАНТОВИМИ ТОЧКАМИ

О.В. ВАКУЛЕНКО,¹ С.Л. ГОЛОВИНСЬКИЙ,¹ С.В. КОНДРАТЕНКО,¹
І.А. ГРИНЬ,¹ В.В. СТРІЛЬЧУК²

¹Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Просп. Академіка Глушкова, 2, Київ 03022; e-mail: golovinskiy.serg@gmail.com)

²Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
(Просп. Науки, 41, Київ 03680)

УДК 53.096, 535.37
©2011

У даній роботі досліджено $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктуру з ланцюгами квантових точок. Температурними дослідженнями темного струму встановлено існування анізотропії електричних властивостей структури у температурному діапазоні від 77 до 150 К. Обчислено значення величин локалізації хвильової функції та середню довжину стрибка у гетеросистемі. Методом спектроскопії латерального фотоструму та фотолюмінесценції досліджено енергетичну структуру гетеросистеми. Запропоновано теоретичну модель опису температурної залежності латерального фотоструму, в рамках якої з експериментальної залежності отримано значення енергій активації для електронів та важких дірок.

1. Вступ

Напівпровідникові гетероструктури з квантовими точками (КТ) та квантовими нитками мають унікальні фундаментальні властивості завдяки ефектам розмірного квантування, що робить перспективним їх застосування в наноелектроніці. На основі низькорозмірних гетероструктур I-го типу було створено новітні оптоелектронні пристрої. КТ InAs в GaAs матриці використані як активне середовище інфрачервоних лазерів [1], як матеріал для оптичних пристроїв збереження інформації [2] та новітніх одноелектронних [3] і квантово-інформаційних пристроїв [4]. Велику кількість публікацій було присвячено вивченню оптичних властивостей $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ гетероструктур

з КТ методами спектроскопії поглинання [5,6], фотолюмінесценції (ФЛ) [7,8], комбінаційного розсіювання світла [9].

Особливості електронного спектра та подовжнього транспортування носіїв заряду в таких гетероструктурах допускають створення на їх основі інфрачервоних фотодетекторів та фоторезисторів з квантово-розмірними об'єктами в активній області, в яких використовуються міжзонні та міжрівневі переходи. Зокрема, розроблено фотодетектори з InGaAs КТ, що є фоточутливими в середньому (3–5 мкм) та дальньому (8 – 14 мкм) інфрачервоному діапазоні [10–12]. У роботах [13, 14] вивчено генерацію фотоструму та фото-ерс у поперечних структурах, в яких фотозбуджений носій заряду має подолати GaAs бар'єр, щоб досягти контактів. У дослідженнях латерального фотоструму локалізовані нерівноважні носії заряду повинні бути збуджені у двовимірний змочувальний шар (ЗШ), у якому можливе транспортування носіїв заряду у напрямку прикладення слабкого електричного поля. Вивільнення носіїв, локалізованих у КТ, можливе або внаслідок перенесення з зони у континіум [15], або внаслідок процесів термічного викиду.

Процеси термічного викиду та захвату носіїв заряду локалізованими станами КТ суттєво впливають на подовжнє транспортування, процеси рекомбінації і на фоточутливість квантово-розмірних гетероструктур I-го типу [16]. Розуміння температур-

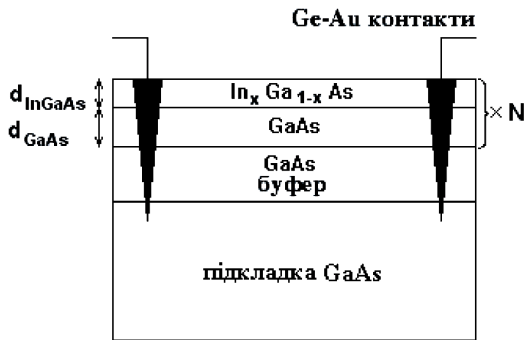


Рис. 1. Схематичний вигляд досліджуваних зразків з квантовими точками InGaAs та геометрії евтектичних Ge-Au контактів

них залежностей процесів емісії носіїв заряду з рівнів КТ дозволить з'ясувати механізми fotocутливості та фактори, що обмежують ефективність InGaAs/GaAs фотодетекторів. Ми намагалися зрозуміти роль захвату носіїв заряду локалізованими та делокалізованими станами КТ у генерації латерального фотоструму.

Дану роботу спрямовано на вивчення впливу процесів термічного викиду на температурні залежності латерального темного струму (ТС), латеральної фотопровідності (ЛФП) та ФЛ $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктур з квантовими точками. Дослідження були також спрямовані на порівняння темної провідності та фотопровідності для випадків прикладання електричного поля вздовж або впоперек ланцюгів КТ. З аналізу форми отриманих температурних та спектральних залежностей визначено енергії активації процесів термічного викиду електронів та дірок зі станів КТ, а також електронний спектр досліджуваних гетероструктур.

2. Експеримент

Досліджувані багат шарові $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ низькорозмірні гетероструктури були вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії. З метою усунення дефектів GaAs(100) підкладку закривали буферним шаром GaAs. Шар $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ товщиною $d_{\text{InGaAs}} = 4$ нм вирощували на GaAs буфері і закривали тонким шаром GaAs товщиною $d_{\text{GaAs}} = 38$ нм. Дану операцію повторювали 17 разів (рис. 1). Структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ було вирощено так, що КТ розташувалися ланцюгоподібно. Середня відстань між ланцюгами КТ 90 нм. З топограми (рис. 2) атомно-силового мікроскопа Ntegra (NT-MDT) отримано поверхневу густину КТ, яка становить величину поряд-

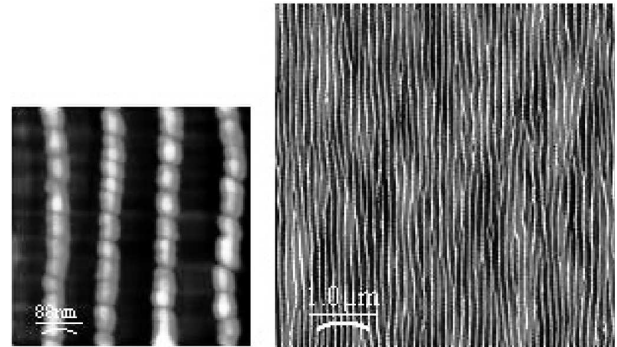


Рис. 2. АСМ-зображення поверхневого шару гетероструктури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$

ку $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, середню ширину КТ 48 нм та висоту близько 7 нм.

Для дослідів було підготовлено зразки з двома відмінними способами розташування контактів, паралельно та перпендикулярно до напрямку розташування ланцюгів КТ у зразку. У таких геометріях розташування контактів струм у зразку протікав у двох перпендикулярних напрямках: вздовж та впоперек ланцюгів КТ. Омичні контакти діаметром 0,6 мм було сформовано на основі евтектичного сплаву Au-Ge на поверхні зразків з епітаксійними шарами на відстані 3 мм один від одного. У результаті забезпечено омичний контакт до кожного епітаксійного шару і GaAs підкладки (рис. 1).

Вимірювання ТС та фотоструму проводили з використанням підсилювача струму та стандартної техніки детектування сталого фотоструму у діапазоні температур від 77 до 290 К. На зразок подавали напругу $U = 16$ В.

Для вивчення оптичних переходів за умов ЛФП у даній роботі використано метод спектроскопії фотоструму при геометрії нормального падіння збуджувального випромінювання. Вимірювання спектральних залежностей ЛФП проводили на інфрачервоному спектрометрі в інтервалі енергій від 0,8 еВ до 1,6 еВ. Виміряні спектральні залежності фотоструму привели до сталої кількості квантів збуджувального випромінювання за допомогою неселективного піроелектричного приймача.

ФЛ вимірювання проводили за стандартною методикою на інфрачервоному спектрометрі в тому ж діапазоні енергій $h\nu$ від 0,8 до 1,6 еВ при збудженні лазером з довжиною хвилі 404 нм та потужністю 5 Вт/см². Спектральна ширина щілини у даному діапазоні вимірювань становила 17 меВ. Температура

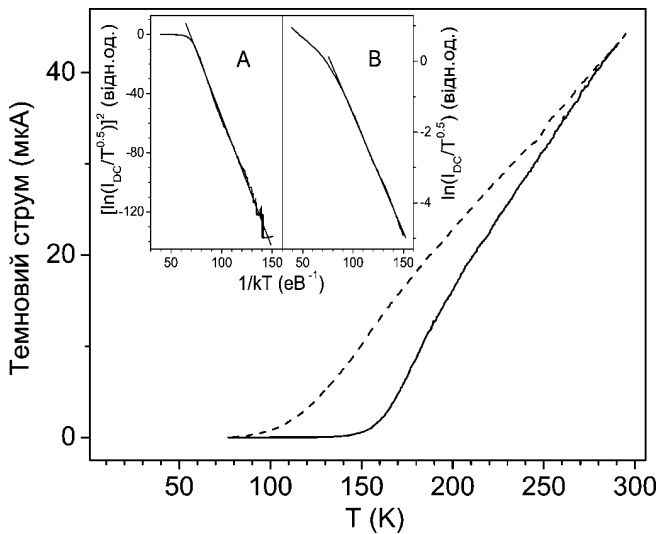


Рис. 3. Температурна залежність ТС $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктур у діапазоні температур від 77 до 290 К з паралельною та перпендикулярною до ланцюгів КТ геометрією контактів (суцільна та пунктирна крива відповідно), а на вставці те саме подано у логарифмічних координатах з паралельною (А) та перпендикулярною (В) до ланцюгів КТ геометрією контактів

зразка була 77 К, як детектор використовували охолоджуваний Ge-фотоприймач.

3. Результати та дискусії

3.1. Виміри темного струму

Температурні залежності ТС при однаковій напрузі зміщення 16 В у напрямку, перпендикулярному до ланцюгів КТ (пунктирна крива) та вздовж ланцюгів (суцільна крива) подано на рис. 3. Найбільші відмінності спостерігали в діапазоні температур від 77 до 150 К, коли провідність широкозонного GaAs низька, а перенесення носіїв заряду у гетеросистемі відбувається переважно вздовж шарів з КТ та ЗШ, які мають більшу концентрацію рівноважних носіїв заряду. В цьому діапазоні температур спостерігалась різна форма температурних залежностей, що вказує на різний механізм транспортування носіїв заряду, тобто на анізотропію електричних властивостей.

За низьких температур на транспортування носіїв заряду істотно впливають процеси термічного викиду та захоплення носіїв заряду потенціальними ямами InGaAs КТ. А саме – носіїв заряду після термічного викиду із потенціальної ями у делокалізовані стани бар'єрних рівнів дрейфують у напрямку до контактів і опиняються у полі наступної ями, яка може їх захо-

пити. Після захоплення потенціальною ямою носіїв заряду можуть знову термічно активуватися і опинитися у делокалізованому стані. Процеси перезахоплення та термічного викиду повторюються у процесі руху до контактів. Такий стрибковий механізм перенесення описується у роботах, присвячених дослідженню провідності наношлівок, а також гетеросистем II-го типу [17–19]. У низькотемпературному діапазоні від 77 до 150 К температурну залежність провідності у випадку дрейфу носіїв заряду вздовж ланцюгів КТ можна описати залежністю

$$I_{\text{DC}} \sim \sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_{\text{ES}}}{T} \right)^{0,5} \right]. \quad (1)$$

Отже, виконується так званий “закон 1/2”, який передбачений як у моделі стрибкового механізму провідності зі змінною довжиною стрибка Ефроса–Шкловського [20], так і в моделі Мотта для однорозмірного (1D) випадку, коли рух електрона квантується у двох напрямках. Однак, обґрунтувати однорозмірність досліджуваної системи для реальних розмірів КТ непросто. Середній латеральний розмір наноострівців 40 нм, тобто умова щодо квантування руху носіїв заряду, реалізується лише в одному напрямку – напрямку росту.

Взявши за базову модель Ефроса–Шкловського, ми провели розрахунки, які прийнятні для досліджуваної структури. Так, у формулі (1) $T_{\text{ES}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \frac{C e^2}{k_B \xi}$, де ξ – радіус локалізації хвильової функції, k_B – константа Больцмана, e – заряд електрона, C – числовий коефіцієнт, який залежить від розмірності структури [20]. Теоретичне значення константи C для двовимірної (2D) моделі захоплення частинки без врахування перезахоплення $C = 6,2$ [20]. Діелектрична проникливість для InGaAs $\epsilon = 13,1$.

Параметр σ_0 для більшості структур не є константою та залежить від концентрації носіїв заряду на рівнях локалізації, по яких відбувається провідність. У свою чергу, концентрація носіїв заряду є функцією температури. Як результат, загальний вигляд залежності σ_0 від T має вигляд [21]:

$$\sigma_0 = \gamma T^m, \quad (2)$$

де γ – параметр, який не залежить від температури. На рис. 3 (вставка А) наведено температурну залежність темного струму, побудовану в координатах $[\ln(I_{\text{DC}}/T^{0,5})]^2$ від $1/k_B T$. У таких координатах пряму отримано при $m = 0,5$ у температурному діапазоні від 77 до 150 К. З тангенса нахилу прямої отримано значення параметра $T_{\text{ES}} = 15500$ К та розраховано радіус локалізації хвильової функції $\xi = 0,5$ нм.

Середня довжина стрибка [21]:

$$r_h = \frac{\xi}{4} \left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{0,5} \quad (3)$$

Використовуючи вже обчислені значення для ξ та T_{ES} для діапазону температур 77–150 К, отримано довжину стрибка $r_h = 1,25$ – $1,75$ нм. Ця величина є співрозмірною з відстанню між краями сусідніх наноострівців. Як видно з АСМ-зображення верхнього шару гетероструктури відстань між сусідніми ланцюгами КТ становить ~ 90 нм, що набагато більше за значення середньої довжини стрибка для даної структури.

За умови прикладення електричного поля перпендикулярно до напрямку ланцюгів, реалізується інший, відмінний від стрибкового, механізм провідності. У даному температурному діапазоні 77–150 К спостерігається активаційний характер температурної залежності ТС (рис. 3). Вигляд кривої визначається процесами термічного викиду з урахуванням зміни з температурою концентрації носіїв заряду в станах InGaAs КТ:

$$I_{DC} \sim T^y \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right), \quad (4)$$

де E_a – енергія активації носіїв заряду. На рис. 3 (вставка В) наведено температурну залежність темного струму, побудовану в координатах $\ln\left(\frac{I_{DC}}{T^{0,5}}\right)$ від $\frac{1}{k_B T}$. У таких координатах пряму отримано при $y = 0,5$ та $E_a = 70 \pm 10$ меВ. У нашому випадку отримано значення $y = 0,5$, що відповідає залежності, типовій для квантової ями. Отримана енергія E_a є енергією активації основних носіїв заряду гетеросистеми.

Із підвищенням температури від 150 до 290 К спостерігається зміна форми кривої темного струму для обох зразків. Таку поведінку можна пояснити тим, що при високих температурах захват носіїв заряду на локалізовані стани є менш імовірним, і відбувається лише розсіювання носіїв заряду на КТ. Крім того, при підвищенні температури зростає темп теплової генерації носіїв у проміжних шарах GaAs та ЗШ, що збільшує їх провідність та шунтує струм за участі КТ.

3.2. Виміри фотоструму та фотолюмінесценції

Спектральні залежності ЛФП In_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs гетероструктури при кімнатній температурі та 77 К наведено на рис. 4. Мінімальна енергія квантів, які

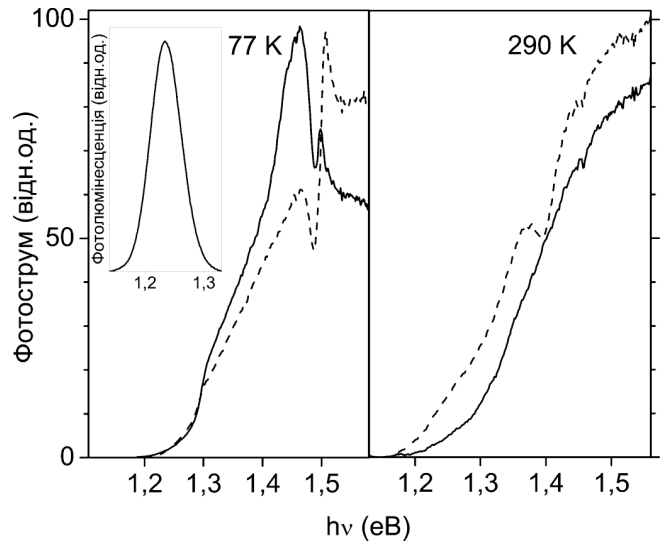


Рис. 4. Спектр ЛФП In_{0,4}Ga_{0,6}As/GaAs гетероструктури з паралельною (суцільна крива) та перпендикулярною до КТ геометрією контактів (пунктирна крива) при 77 та 290 К, на вставці спектр ФЛ при 77 К

зумовлювали фотострум, становила $1,17 \pm 0,01$ еВ при кімнатній температурі та $1,22 \pm 0,01$ еВ при 77 К. В області спектра, де кристалічний GaAs є прозорим ($h\nu < 1,43$ еВ при 290 К та $h\nu < 1,51$ еВ при 77 К), нерівноважні носії заряду генеруються внаслідок міжзонних оптичних переходів за участі станів нанорозмірних InGaAs КТ або станів змочувального шару. Залежно від розмірів InGaAs КТ та вмісту In змінюється кількість та розташування рівнів у квантовій ямі [4]. За проведеними розрахунками досліджувана структура мала один рівень квантування для електронів у зоні провідності КТ (E_{e1}) та два рівні квантування для важких дірок (hh – heavy hole) у валентній зоні КТ (E_{hh1} та E_{hh2}).

Енергія переходів, яка спостерігається на спектрах ЛФП і відповідає переходам за участі основних станів КТ, становить $1,22 \pm 0,01$ еВ при 77 К (рис. 4). Зростання сигналу ЛФП починаючи з енергії $1,30 \pm 0,01$ еВ відповідає переходам у КТ за участі збуджених станів. В області енергій від 1,22 до 1,51 еВ спостерігається два максимуми, які відповідають переходам з рівнів важких дірок та легких дірок у ЗШ (WL – wetting layer) [22]. З положення максимумів отримано $E_{hh}^{WL} = 1,46 \pm 0,01$ еВ та $E_{lh}^{WL} = 1,50 \pm 0,01$ еВ. Розщеплення рівня ЗШ на рівні важких та легких дірок (lh – light hole) становить 40 меВ.

Форма спектра ЛФП при 290 К відрізняється від форми спектра при 77 К (рис. 4). При кім-

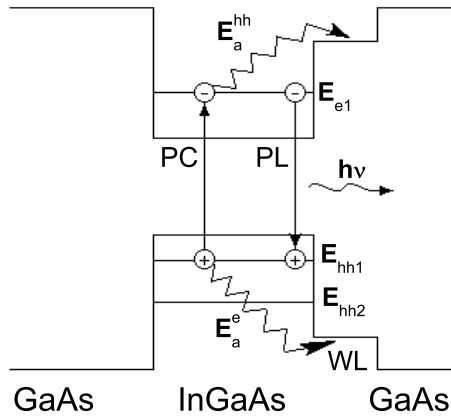


Рис. 5. Енергетична схема гетероструктури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$

натній температурі різке зростання фоточутливості спостерігається при $1,17 \pm 0,01$ еВ, що відповідає енергії міжзонного переходу за участі основних станів КТ. Відомо, що енергія основного переходу E_{hh-e1} при зниженні температури збільшується [1]. Різниця між енергіями основного переходу E_{hh-e1} КТ при 77 та 290 К становить 50 меВ. Подальше збільшення сигналу фотоструму при енергіях, більших за $1,28 \pm 0,01$ еВ, відповідає міжзонним переходам у КТ за участі збуджених станів. Зі спектра ЛФП можна отримати також значення енергії переходу рівня важких дірок ЗШ $E_{hh}^{WL} = 1,37 \pm 0,01$ еВ, яке відповідає максимуму ЛФП. Внесок від рівнів легких дірок ЗШ виділити неможливо.

На рис. 4 (вставка) наведено спектр ФЛ гетероструктури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ з КТ при 77 К. У ФЛ-дослідженнях спостерігався випромінювальний рекомбінаційний перехід лише за участі основних станів E_{hh1} та E_{e1} КТ. Максимум піка ФЛ відповідає енергії $1,235 \pm 0,01$ еВ. Це значення є енергією переходу основного стану для КТ та у межах похибки збігається зі значеннями, отриманими зі спектрів ЛФП. Переходи за участі збуджених станів не спостерігалися, оскільки у нашому експерименті використовувалися невеликі інтенсивності збуджувального випромінювання. Для спостереження переходів за участі станів з $n = 2$ та переходів у змочувальний шар використовують великі інтенсивності збудження (> 50 Вт/см²) [7]. З'ясування електронних спектрів при великих інтенсивностях методом спектроскопії ФЛ не є коректним, оскільки за таких відхилень від положення рівноваги електронні спектри зазнають суттєвих спотворень.

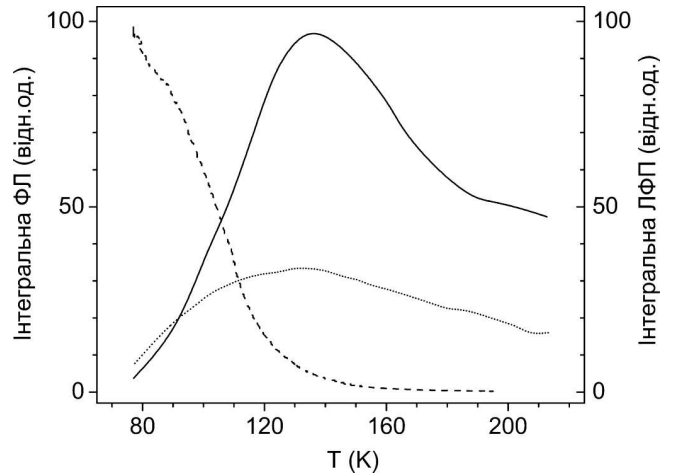


Рис. 6. Температурна залежність інтегральної ФЛ (пунктирна крива) та ЛФП перпендикулярно до ланцюгів КТ (суцільна крива) та паралельно до ланцюгів КТ (точкова крива) переходів з основного стану КТ

3.3. Температурні залежності фотопровідності та фотолумінесценції

Електрони та дірки, генеровані внаслідок міжзонних переходів в КТ, спочатку є локалізованими в КТ і не можуть брати участі у процесах перенесення заряду. Ці носії можуть давати внесок у фотострум, якщо перебуватимуть у делокалізованих станах бар'єрних шарів. Опинитись у них носії можуть внаслідок процесів термічного викиду після того, як подолають потенціальний бар'єр висотою E_a^e для електронів або E_a^{hh} для дірок (рис. 5) [10]. У роботах [22–24] досліджено вплив процесів термічного викиду на поперечне транспортування та ФЛ $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ гетероструктур. Показано, що термічний викид відбувається здебільшого у стани ЗШ, а каналами безвипромінювальної рекомбінації електрон-діркових пар переважно є інтерфейсні стани та дислокації на межах поділу КТ, ЗШ та GaAs.

Для дослідження процесів термічного викиду та визначення енергій активації E_a^e та E_a^{hh} було виміряно температурні залежності інтегральної ЛФП для зразків з паралельною та перпендикулярною геометрією контактів та ФЛ (рис. 6) у температурному діапазоні від 77 до 290 К.

У температурних вимірюваннях сигнал інтегральної ЛФП (рис. 6) відповідав переходам за участі основного стану КТ гетероструктури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$. У діапазоні температур 77–135 К спостерігалося експоненціальне зростання фотоструму основного переходу, за подальшого підвищення температури до 240 К спостерігалося зменшення

фотоструму. Використовуючи співвідношення між розривами зони провідності та валентної зони для гетероструктур такого складу $\Delta E_c/\Delta E_v = 0,6$ [1] було зроблено припущення, що у досліджуваній гетероструктурі енергія активації для електрона менша, ніж для дірки $E_a^e < E_a^{hh}$. Форму температурної залежності можна пояснити із таких міркувань. При підвищенні температури з 77 до 135 К переважно термічно активуються електрони у зону провідності ЗШ (рис. 5). Збільшення сигналу ЛФП при підвищенні температури пояснюється зростанням концентрації n термічно активованих вільних електронів у бар'єрних рівнях, які не рекомбінували через безвипромінювальні канали у ЗШ і дали внесок у фотострум. Темп генерації електронів для такого процесу залежить від температури:

$$\frac{n}{\tau_{esc}} = A \exp\left(-\frac{E_a^e}{kT}\right). \quad (5)$$

При підвищенні температури, починаючи з 135 К, на сигнал поздовжнього фотоструму починає помітно впливати процес термічної активації дірок, які мають більш високий бар'єр у валентній зоні. Темп генерації дірок E_a^{hh} у валентну зону ЗШ визначається співвідношенням

$$\frac{p}{\tau_{rec}} = B \exp\left(-\frac{E_a^{hh}}{kT}\right). \quad (6)$$

Коли дірка переходить у делокалізовані стани валентної зони ЗШ, відбувається безвипромінювальна рекомбінація з електроном за участі інтерфейсних станів або дислокацій [24]. При збільшенні концентрації термічно активованих дірок p зростає темп безвипромінювальної рекомбінації електрон-діркових пар, що приводить до зменшення фотоструму.

У такому випадку зміна концентрації електронів у зоні провідності бар'єрних шарів матиме вигляд

$$\frac{dn}{dt} = A \exp\left(-\frac{E_a^e}{kT}\right) - \frac{n}{\tau_{cap}} - \gamma np, \quad (7)$$

де $\frac{n}{\tau_{cap}}$ – темп захвату електронів КТ, γnp – темп безвипромінювальної зон-зонної рекомбінації в ЗШ.

У випадку стаціонарного процесу в області низьких температур, коли темпом безвипромінювальної рекомбінації можна знехтувати, вираз для концентрації делокалізованих (вільних) електронів матиме вигляд

$$\Delta n = A\tau_r \exp\left(-\frac{E_a^e}{kT}\right). \quad (8)$$

Отже, в діапазоні температур від 77 до 135 К, коли термічно активуються переважно електрони, густина фотоструму пропорційна зміні провідності:

$$I_{PC} \sim \Delta\sigma \sim \mu_e \Delta n = \mu_e A \tau_r \exp\left(-\frac{E_a^e}{kT}\right), \quad (9)$$

де e – заряд електрона; μ_e – рухливість електрона.

У діапазоні температур від 135 до 240 К стає помітним внесок термічної активації дірок з локалізованих станів валентної зони КТ. При цьому вираз для концентрації делокалізованих (вільних) дірок такий:

$$\Delta p = B\tau_r \exp\left(-\frac{E_a^{hh}}{kT}\right). \quad (10)$$

У цьому діапазоні вираз для стаціонарної концентрації делокалізованих електронів може бути наближено розрахований на підставі виразу (6):

$$I_{PC} \sim \mu_e n = \frac{\mu_e A \exp(-E_a^e/kT)}{\tau_r^{-1} + \gamma B \tau_r \exp(-E_a^{hh}/kT)}. \quad (11)$$

Використовуючи отримані вирази (9) та (11) для відповідних температурних діапазонів, було апроксимовано температурну залежність ЛФП та отримано значення енергій активації для процесів термічного викиду електронів $E_a^e = 62 \pm 10$ меВ та важких дірок $E_a^{hh} = 112 \pm 10$ меВ.

Описані процеси термічного викиду зумовлюють також температурну залежність інтегральної ФЛ (рис. 6). Сигнал ФЛ відповідає випромінювальним рекомбінаційним переходам за участі основного стану КТ $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктури. У всьому температурному діапазоні від 77 до 210 К спостерігається гасіння ФЛ зі збільшенням температури.

Температурна залежність інтегральної ФЛ має складну форму, яка вказує на існування кількох каналів термічного викиду нерівноважних носіїв з КТ. Коли температура гетероструктури підвищується від 77 до 120 К, термічно активуються електрони з локалізованих станів КТ у делокалізовані стани ЗШ або GaAs бар'єр. За подальшого підвищення температури від 120 до 290 К починає давати помітний внесок термічна активація дірок. При збільшенні концентрації термічно активованих дірок зростає темп безвипромінювальної рекомбінації електрон-діркових пар, що, в свою чергу, зменшує кількість пар, які можуть рекомбінувати випромінювально.

Інтенсивність ФЛ у випадку кількох каналів гасіння ФЛ описується виразом [22]:

$$I_{PL} \sim \frac{I_{max}}{1 + D \exp(-E_a^e/kT) + F \exp(-E_a^{hh}/kT)}, \quad (12)$$

де D та F – константи.

Апроксимувавши експериментальні дані інтегральної ФЛ залежністю (12), отримано значення енергій активації для електронів $E_a^e = 73 \pm 10$ меВ та для важких дірок $E_a^{hh} = 117 \pm 10$ меВ. Величини енергій активації, отримані з температурних залежностей ЛФП, ФЛ і ТС збігаються у межах похибки.

Значення енергій активації в сумі зі значеннями енергії переходу основного стану в КТ 1,235 еВ, отриманим з вимірів ФЛ та ЛФП, дають значення $1,43 \pm 0,02$ еВ. Дане значення енергії наближене до величини енергії переходу рівня важких дірок ЗШ 1,46 еВ при 77 К. Таким чином, найбільш імовірно, що транспортування носіїв заряду у структурах InGaAs/GaAs відбувається у площині ЗШ, який має меншу ширину забороненої зони, ніж монокристалічний GaAs, а, відповідно, і менші висоти бар'єрів для електронів та дірок. На такий процес перенесення можуть істотно впливати процеси безвипромінювальної рекомбінації електрон-діркових пар за участі станів інтерфейсу та дислокацій ЗШ [25].

4. Висновки

При низьких температурах на транспортування носіїв заряду у $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктурі з ланцюгами КТ істотно впливають процеси термічного викиду та захоплення носіїв заряду потенціальними ямами InGaAs. У низькотемпературному діапазоні від 77 до 150 К у випадку, коли струм у зразку тече паралельно до ланцюгів КТ, механізм перенесення носіїв заряду можна описати за допомогою закону Ефроса–Шкловського механізму провідності зі змінною довжиною стрибка. Розраховано радіус локалізації хвильової функції $\xi = 0,5$ нм. У випадку, коли струм у зразку тече перпендикулярно до ланцюгів КТ, температурну залежність ТС можна описати процесами температурної активації носіїв заряду у делокалізовані стани.

Гетероструктури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ з КТ виявили фоточутливість в області енергій фотонів $h\nu > 1,22$ еВ при 77 К та $h\nu > 1,17$ еВ при 290 К, де монокристалічний GaAs є прозорим. Показано, що нерівноважні носії заряду генеруються внаслідок міжзонних переходів основного стану КТ, з рівнів E_{hh2} у континуум зони провідності та переходів за участі оточення КТ. Методом спектроскопії латерального фотоструму визначено енергії цих переходів. У ФЛ-дослідженнях спостерігався випромінювальний рекомбінаційний перехід лише за участі основних станів

КТ, енергія переходу збігалася з енергією, визначеною зі спектрів ЛФП.

Виведено математичні рівняння для опису температурної залежності фотоструму та з форми температурної залежності отримано значення енергій активації E_a^e та E_a^{hh} .

1. D. Bimberg, M. Grudmann, and N.N. Ledentsov, *Quantum Dot Heterostructures* (Wiley, New York, 1999).
2. T. Lundstrom, W. Schoenfeld, H. Lee, and P.M. Petroff, *Science* **286**, 2312 (1999).
3. H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J.P. Kotthaus, and P.M. Petroff, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2252 (1994).
4. L.I. Glazman and R.C. Ashoori, *Science* **304**, 524 (2004).
5. Q.D. Zhuang, J.M. Li, Y.P. Zeng, L. Pan, Y.H. Chen, M.Y. Kong, and L.Y. Lin, *Journal of Electronic Materials* **28**, 503 (1999).
6. M.L. Hussein, W.Q. Ma, and G.J. Salamo, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **776**, Q. 11.29.1–11.29.4 (1999).
7. O. Rubel, P. Dawson, S.D. Baranovskii, K. Pierz, P. Thomas, and E.O. Gobel, *Phys. Stat. Sol. (c)* **3**, 2397 (2006).
8. Yu.I. Mazur, Zh.M. Wang, H. Kissel, Z.Ya. Zhuchenko, M.P. Lisitsa, G.G. Tarasov, and G.J. Salamo, *Semicond. Sci. Technol* **22**, 86 (2007).
9. V.V. Strelchuk and Yu.I. Mazur, Zh.M. Wang, M. Schimdbauer, O.F. Kolomys, M.Ya. Valakh, M.O. Manasreh, G.J. Salamo, *J Mater. Electr.* **19**, 692 (2008).
10. H.C. Li, J.-Y. Duboz, R. Durek, Z.R. Wasilewski, S. Fafard, and P. Finnie, *Physica E* **17**, 631 (2003).
11. S. Kim, H. Mohseni, M. Erdtmann, E. Michel, C. Jelen, and M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 963 (1998).
12. S.-Y. Lin, Y.-J. Tsai, and S.-C. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **78** (17), 2428 (2001).
13. A. Luque and A. Marti, *Progres in Photovoltaics: Res. Appl.* **9**, 73 (2001).
14. A. Marti, E. Antolin, C.R. Stanley, C.D. Farnen, N. Lopez, P. Diaz, E. Canovas, R.G. Linares, and A. Luque, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 247701 (2006).
15. I. Chu, A. Zrenner, G. Börn, and G. Abstreiter, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1944 (2000).
16. J.R. Botha and A.W.R. Leitch, *Phys. Rev. B* **50**, 18147 (1994).
17. A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.V. Nenashev, and A.I. Nikiforov, *Phys. Rev. B* **68**, 205310 (2003).
18. A.F.G. Monte, F.V. Sales, and P.C. Morais, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 1 (2009).
19. В.А. Ромака, Д. Фрушарт, Л.П. Ромака, А.М. Горинь, О.В. Бовгира, Р.В. Крайовський, *УФЖ* **54**, 1190 (2009).

20. L. Aleiner and B.I. Shkolovskii, Phys. Rev. B **49**, 13721 (1994).
21. N.P. Stepina, E.S. Koptev, A.V. Dvurechenskii, and A.I. Nikiforov, Phys. Rev. B **80**, 125308 (2009).
22. D.P. Popescu, P.G. Eliseev, A. Stintz, and K.J. Malloy, Semicond. Sci. Technol **19**, 33 (2004).
23. W.-H. Chang, T.M. Hsu, C.C. Huang, S.L. Hsu, C.Y. Lai, N.T. Yeh, T.E. Nee, and J.-I. Chyi. Phys. Rev. B **62**, 6959 (2000).
24. J.L. Casas Espinola, M. Dybic, S. Ostapenco, T.V. Torchynska, and G. Polupan, J. Phys. Conference Series **61**, 180 (2006).
25. S. Sanguinetti, T. Mano, M. Oshima, T. Tateno, M. Wakaki, and N. Koguchi, Appl. Phys. Lett. **81**, 3067 (2002).

Одержано 01.10.10

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ АКТИВАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТЕМНОВОГО ТОКА, ФОТОПРОВОДИМОСТЬ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

О.В. Вакуленко, С.Л. Головинский, С.В. Кондратенко, И.А. Гринь, В.В. Стрельчук

Резюме

В данной работе исследована $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ гетероструктура с цепями квантовых точек. Температурными исследованиями темнового тока установлено существование анизотропии электрических свойств структуры в температурном диапазоне от 77 до 150 К. Были рассчитаны значения величины локализации волновой функции и средней длины прыжка в гетеросистеме. Методом спектроскопии латерального фототока и фотолюминесценции исследована энергетическая структура гетероси-

стемы. Предложена теоретическая модель описания температурной зависимости латерального фототока, в рамках которой по экспериментальной зависимости получено значение энергий активации для электронов и тяжелых дырок.

INFLUENCE OF CHARGE CARRIER THERMAL ACTIVATION ON THE TEMPERATURE DEPENDENCES OF DARK CURRENT, PHOTOCONDUCTIVITY, AND PHOTOLUMINESCENCE IN $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ HETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM DOTS

O.V. Vakulenko, S.L. Golovynskiy, S.V. Kondratenko, I.A. Gryn, V.V. Strelchuk

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics

(2, Academician Glushkov Ave., Kyiv 03022, Ukraine; e-mail: golovinskiy.serg@gmail.com),

²V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine

(41, Prosp. Nauky, Kyiv 03680, Ukraine)

Summary

The $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructure with quantum-dot chains has been studied. Dark current measurements reveal the anisotropy of electrical properties of the structure in the temperature range 77–150 K. The wave-function damping length and the average hopping distance in the heterostructure are calculated. The energy diagram of the heterosystem is analyzed by using the lateral photocurrent and photoluminescence spectroscopies. The activation energies of electrons and heavy holes were determined from experimental data in the framework of a theoretical model proposed for the temperature dependence of the lateral photocurrent.