

ВПЛИВ ДЕФЕКТНИХ СТАНІВ ІНТЕРФЕЙСУ НА ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ З КВАНТОВИМИ ТОЧКАМИ

О.В. ВАКУЛЕНКО,¹ С.Л. ГОЛОВИНСЬКИЙ,¹ С.В. КОНДРАТЕНКО,¹
Ю.І. МАЗУР,² Ж.М. ВАНГ,² Г.Д. САЛАМО²

¹Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01601 МСП; e-mail: golovinskiy.serg@gmail.com)

²Арканзаський інститут наук про нанорозмірні матеріали та інженерію,
Арканзаський університет
(Фаетевіль, Арканзас AR 72701, США)

УДК 538.958.53.01
© 2011

У гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ з ланцюгами квантових точок (КТ) з різною концентрацією x індию досліджено властивості латерального фотоструму. При зона-зонному збудженні КТ квантами $h\nu = 1,2$ еВ структури виявили довготривалу динаміку наростання та релаксації фотоструму, а також ефект залишкової провідності після вимкнення збуджувального випромінювання. Аналіз даних із термостимульованої провідності (ТСП) після збудження оптичним випромінюванням в області поглинання КТ засвідчив такі значення енергетичних рівнів дефектних станів відносно зони провідності GaAs: 0,11 еВ, 0,16 еВ, 0,21 еВ, 0,24 еВ та 0,35 еВ. На дослідах латеральної фотопровідності (ЛФП) виявлено переходи за участю рівнів електронних пасток власних дефектів у GaAs $EL2$ та $EB3$. У найпростішому випадку наноструктурного фотопровідника з одним центром прилипання для електронів провідності отримано аналітичний вигляд кінетики фотоструму, який підтверджено на дослідах зі зразками $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$. Кінетика фотопровідників $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ дещо складніша і описана лише якісно.

1. Вступ

Гетероструктури з самоорганізованими КТ є привабливими об'єктами з точки зору фундаментальної фізики та їхнього практичного застосування в оптоелектроніці. Електронна структура та оптичні властивості таких систем визначаються формою та розміром КТ, композиційним профілем, розподілом механічних напружень тощо [1]. КТ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в оточенні GaAs є системами, в яких певною мірою обмежений рух носіїв обох знаків – електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні. Зокрема, цим структурам властиві міжзонні та внутрішньозонні переходи за участю квантоворозмірних станів, які успішно викори-

стані в інфрачервоних фотодетекторах, світлодіодах та лазерах [2, 3].

Дослідження фотоелектричних властивостей дво-розмірних гетероструктур на основі сполук $A_{II}B_{VI}$, $A_{III}B_V$, кремнію та ін. виявили складний механізм провідності. Спостерігалися довготривала кінетика релаксації фотоструму структур та ефект залишкової провідності, результатом якої є спостереження смуг термостимульованого струму [4, 5]. Такі ефекти загалом спричинені дефектами у структурі, які можуть просторово розділяти носії заряду внаслідок їхньої локалізації на дефектних центрах прилипання. Не є винятком і гетероструктури $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ з КТ. Невідповідність сталих ґраток $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ та її GaAs оточення ($\sim 7\%$) спричиняють суттєві механічні напруження в околі КТ, які в свою чергу приводять до утворення інтерфейсних дефектів. Інтерфейсні дефекти можуть істотно вплинути на властивості систем з КТ і, отже, на роботу електронних та оптоелектронних пристроїв на їхній основі.

Одним з ефективних методів спектроскопії глибоких рівнів кристалічних та аморфних напівпровідників є метод ТСП [6–8]. На відміну від стандартної й більш поширеної DLTS спектроскопії, метод ТСП має переваги при аналізі пасток у гетероструктурах з малою провідністю, в яких перенесення носіїв заряду відбувається вздовж бар'єрних шарів.

У даній роботі вивчено вплив глибоких станів на провідність та фотопровідність гетероструктур з $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ різної відносної концентрації In/Ga. Показано, що глибокі стани поблизу КТ за температур < 200 К акумулюють від'ємний заряд, який зумовлює ефект залишкової провідності та ТСП. Проведено порівняння фотоелектричних властиво-

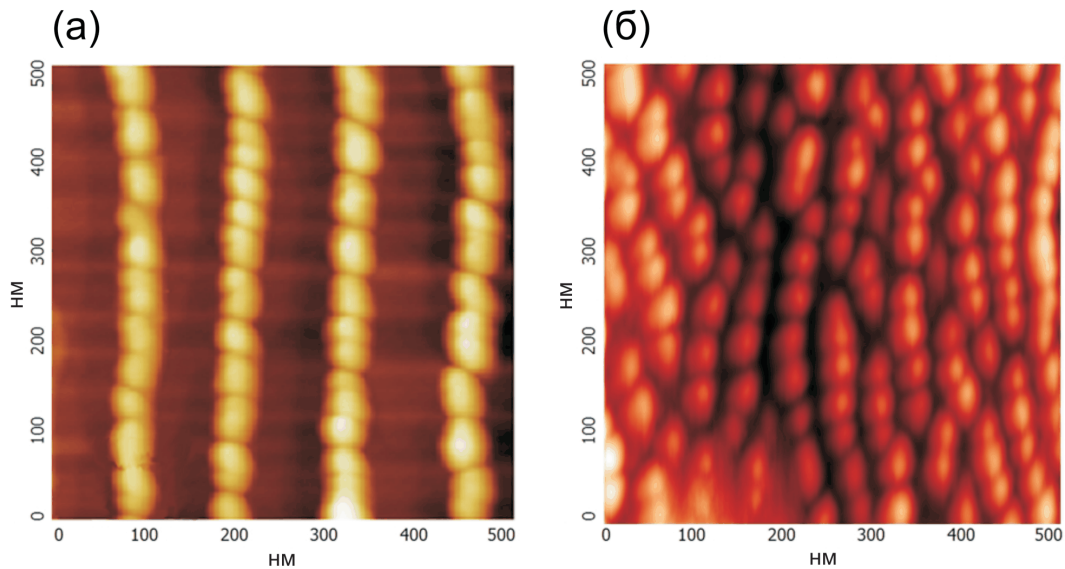


Рис. 1. АСМ-зображення верхнього шару гетероструктури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ (а) та $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ (б)

стей зразків з різною концентрацією $\text{In } x$, а, отже, і з різною кількістю дефектів у структурі.

2. Експеримент

Досліджувані багатошарові гетероструктури $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ вирошено методом молекулярно-променевої епітаксії на напівізолювальній підкладці GaAs з кристалічною орієнтацією поверхні зрізу (100). Після видалення з поверхні окисного шару на ній за температури $T_S = 600^\circ\text{C}$ нарощували буферний шар GaAs товщиною 0,5 нм. Потім температуру підкладки знижували до 540°C і вирощували N періодів $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Номінальна концентрація індію у двох типах досліджуваних нами багатошарових структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ становила $x = 0,4$ або $0,5$. Швидкість росту GaAs та $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ була $0,4$ та $0,8$ МШ/с відповідно. Ріст зразка відбувався за постійного тиску парів As , рівному $1 \cdot 10^{-5}$ Торр. Перехід від псевдоморфної двовимірної (2D) моди росту до утворення наностріпчиків контролювався по дифракції високоенергетичних електронів. Структури були вирощені таким чином, що КТ розташувалися ланцюгоподібно. Морфологію

поверхні зразків досліджували за допомогою сканувального атомно-силового мікроскопа (АСМ) Ntegra (NT-MDT) (рис. 1). Так отримано дані відносно поверхневої густини ρ , середньої ширини w та висоти КТ h , які наведено у табл. 1.

Як бачимо з табл. 1, зразки з більшим вмістом In мають значно менші значення електропровідності. Це, на нашу думку, зумовлене збільшенням невідповідності сталих ґраток $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ і GaAs в області гетеропереходу у порівнянні з системою з $x = 0,4$. Отже, у випадку $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ слід чекати більше механічних напружень в інтерфейсі та антиструктурних дефектів з ознаками електронних пасток типу $EL2$ – з рівнями залягання поблизу середини забороненої зони, що забезпечує високоомність даного матеріалу. Як наслідок (або аргумент на доказ) більшої дефектності структури з $x = 0,5$ є менша просторова впорядкованість у ланцюгах КТ, а наслідком більших механічних напружень у цій структурі може бути більша густина КТ (рис. 1).

Для дослідження поздовжнього фотоструму, темнового струму та ТСП на поверхні зразків з епітаксійними шарами на відстані 5 мм один від одного формувались контакти прямокутної форми розміром $1 \times 6 \text{ мм}^2$ на основі евтектичного сплаву Au-Ge , які вплавлились в усі епітаксійні шари (вставка на рис. 2,б). Вимірювання спектральних залежностей ЛФП проводили на інфрачервоному спектрометрі в діапазоні енергій фотонів $h\nu$ від $0,2 \text{ eV}$ до $1,6 \text{ eV}$ за умови нормального падіння збуджувального випромінювання. На зразок подавали напругу $U = 16 \text{ В}$. Тем-

Т а б л и ц я 1. Параметри гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ з КТ

x	N	ρ , мкм^{-2}	w , нм	h , нм	ТС (77 К), А
0,4	7	200	40	5	$0,6 \cdot 10^{-8}$
0,5	17	290	40	5	$< 10^{-11}$

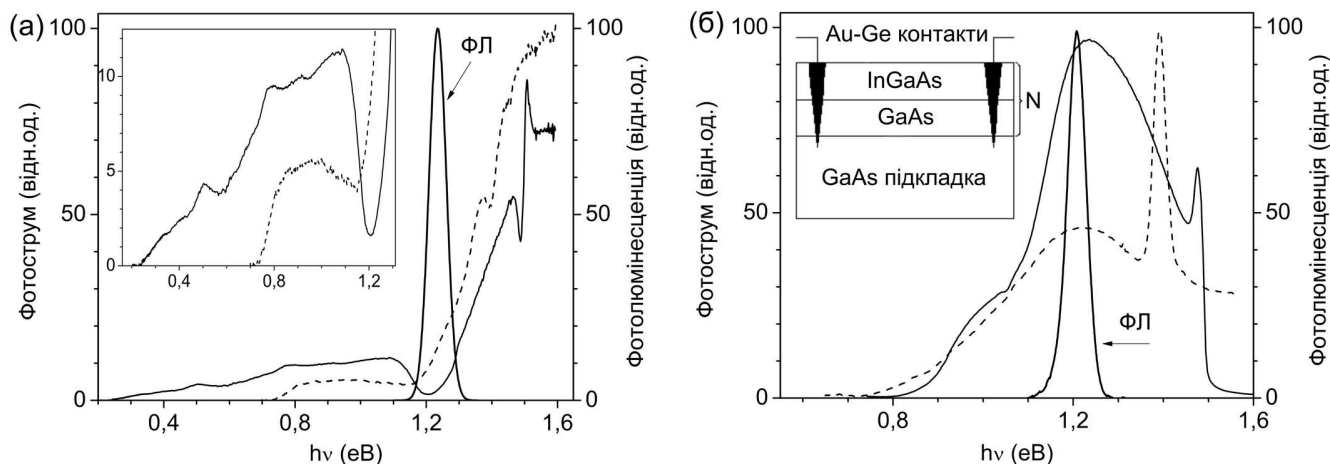


Рис. 2. Спектри ЛФП при 77 та 290 К (крива суцільна та пунктирна відповідно) та ФЛ при 77 К (жирна суцільна крива ФЛ) для структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ (а) та $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ (б); на вставці до (б) схема структури досліджуваних зразків з $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ КТ та геометрія евтектичних Ge–Au контактів

новий струм та фотострум реєструвались у діапазоні температур від 77 до 290 К з використанням підсилювача струму та стандартної техніки детектування постійного фотоструму. Вимірювання спектрів фотолюмінесценції (ФЛ) проводились за стандартною методикою на інфрачервоному спектрометрі в діапазоні енергій $h\nu$ від 0,8 еВ до 1,6 еВ при збудженні лазером з довжиною хвилі 404 нм та густиною потужності 5 Вт/см². Спектральна ширина щілини у даному діапазоні вимірювань становила 17 меВ. Температура зразка становила 77 К, як детектор використовувався охолоджуваний Ge фотоприймач.

Дослідження кінетики зростання та релаксації фотоструму проводили при 77 К. Зразки збуджувалися монохроматичним світлом із енергією фотонів $h\nu = 1,23$ еВ протягом інтервалу часу t_E . Після припинення збудження фіксувалася кінетика релаксації фотоструму до виходу на плато. Для вимірювання ТСП зразок спочатку охолоджували до температури 77 К, потім освітлювали протягом інтервалу часу t_E , витримували в темноті протягом 5 хв, після чого нагрівали зі сталою швидкістю 0,16 °С/с.

3. Результати та дискусії

3.1. Спектри фотопровідності та фотолюмінесценції

Різне розташування рівня Фермі в досліджуваних структурах зумовило відмінність у формі спектра ЛФП в інфрачервоній області, оскільки електрони з заповнених рівнів можуть активуватися оптичним збудженням і давати внесок у фотострум.

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 оптичних переходів за участю станів КТ, глибоких станів інтерфейсу та дефектного GaAs.

Залежно від розмірів InGaAs КТ та вмісту In змінюється кількість та розташування рівнів у квантовій ямі. За проведеними нами розрахунками досліджувані структури мали один рівень квантування для електронів у зоні провідності КТ (E_{e1}) та два рівні квантування для важких дірок у валентній зоні КТ (E_{hh1} та E_{hh2}). Енергія переходів, яка спостерігається на спектрах ЛФП, відповідає переходом за участю основних та збуджених станів КТ: $h\nu$ 1,20–1,46 еВ при 77 К та 1,14–1,36 еВ при кімнатній температурі для структури з $x = 0,4$ (рис. 2,а) і 1,07–1,46 еВ при 77 К та 1,00–1,35 еВ при кімнатній температурі для структури з $x = 0,5$ (рис. 2,б). Форма спектра фотопровідності в цій області в першу чергу якісно відображає особливості спектра оптичного поглинання КТ різного розміру, що підтверджено неоднорідним розширенням смуг ФЛ [9].

Для $h\nu$, менших за енергію зона-зонних переходів, у КТ спостерігали компоненту фотоструму іншої природи, а саме переходи за участю глибоких станів. Залежно від їх заповнення в рівноважному стані можливі різні типи електронних переходів. Для структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ з одним рівнем прилипання мінімальна енергія квантів, які зумовлювали фотострум, становить $0,24 \pm 0,01$ еВ при 77 К та $0,74 \pm 0,01$ еВ при кімнатній температурі (рис. 2,а). Отже, оптична

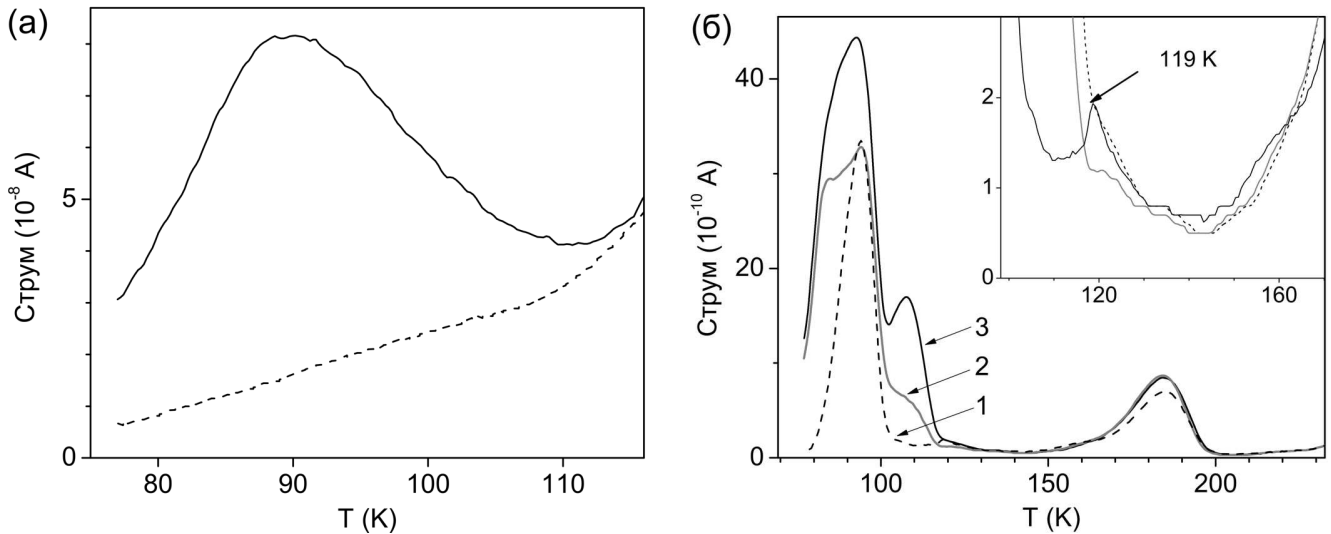


Рис. 3. Температурна залежність ТСП структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ та темнового струму (крива суцільна та пунктирна відповідно) (а) та залежності ТСП структури $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ після різного часу збудження ($1 - t_E = 350$ с, $2 - t_E = 650$ с, $3 - t_E = 900$ с) (б)

енергія іонізації дефекту, який при $T = 77$ К локалізує електрони, становить 0,24 еВ.

Фотострум структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ в області $h\nu \geq 0,58$ еВ та $h\nu \geq 0,74$ еВ при 77 К та 290 К, відповідно, судячи з даних про енергетичний спектр власних дефектів у GaAs на межі поділу InGaAs/GaAs, пов'язаний з електронними пастками сімейства $EL2$ (0,6 еВ та 0,75–0,85 еВ) та $EB3$ (0,9 еВ), досліджених методом DLTS у роботах [10–13]. На спектрах ЛФП структури з $x = 0,5$ (рис. 2, б) фотострум при $h\nu < 0,74$ еВ від електронних переходів із енергетичних рівнів менш глибоких електронних пасток, ніж $EL2$ (0,75–0,85 еВ), відсутній.

3.2. Температурна залежність термостимульованої провідності

Для отримання значень енергетичного спектра рівнів локалізації носіїв заряду в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ із КТ у діапазоні температур від 77 до 290 К (табл. 2) було досліджено ТСП. На рис. 3 наведено графіки ТСП, виміряні після збудження структури протягом різного інтервалу часу t_E квантами світла з енергією $h\nu = 1,23$ еВ та після подальшої витримки в темноті.

Т а б л и ц я 2. Результати аналізу кривих ТСП

Параметр	Пастка А	Пастка В	Пастка С	Пастка D	Пастка Е
Пік, T_m	~ 80 К	~ 90 К	~ 107 К	~ 119 К	~ 187 К
$E_c - E_t$	0,11 еВ	0,16 еВ	0,21 еВ	0,24 еВ	0,35 еВ

Кількість спостережуваних піків кривої ТСП для структур залежала від розташування рівня Фермі. У структурах $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ з більшою кількістю електронних пасток зі станами поблизу середини забороненої зони рівень Фермі розташований нижче, що дозволяє спостерігати ширший спектр глибоких станів методом ТСП.

На рис. 3, а наведено графік ТСП структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$. Спостереження піка кривої ТСП із максимумом поблизу T_m 88 К свідчить про наявність глибокого електронного стану, локалізованого в проміжних шарах GaAs поблизу КТ. Взв'язавши до уваги те, що повторного захоплення (захоплення іншими центрами прилипання) не відбувається, коректне визначення енергії активації низькотемпературного піка можливе, якщо проаналізувати нахил початкової ділянки кривої наростання, виходячи з виразу [8, 14]:

$$I_{\text{TSC}} \sim \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{k_B T}\right), \quad (1)$$

де E_t – енергетичне положення рівня прилипання ($\varepsilon_t = E_c - E_t$ – енергія активації електрона з пастки в зону провідності GaAs), k_B – стала Больцмана. З аналізу кривої визначено енергію теплової активації провідності $\varepsilon_t^B = 0,165 \pm 0,01$ еВ. Отримане значення енергії активації узгоджується з DLTS дослідженнями, які в структурах InAs/GaAs з КТ виявили електронну пастку, що зумовлена дефектами в околі КТ. Її глибина залягання відносно зони провідності

GaAs становила 160 меВ, а переріз захоплення для електронів $\sigma_n = 9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [10].

На відміну від структури з $x = 0,4$, де за рівноважних умов незаповненим був лише стан з $\varepsilon_t^B = 0,165 \text{ еВ}$, тривалість витримки зразка на світлі для структури $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ значно впливала на загальну форму кривих ТСП, але не мала впливу на положення окремих максимумів (див. рис 3,б). Це свідчить про складний процес зарядження локальних рівнів прилипання та про різну їх природу. Після припинення фотозбудження ($t_E = 350 \text{ с}$) на самому початку залежності кінетики (рис. 4,б) спостерігається найменша кількість піків. Отже, першочергово заряджаються домішкові центри з максимумами піків ТСП поблизу 91 К та 187 К. Це може бути пов'язане з більшим їхнім перерізом захоплення для електронів та особливостями просторової локалізації цих рівнів. При наявності кількох рівнів прилипання існує пере-захоплення між рівнями, тому коректне визначення енергії активації за виразом (1) можливе лише для низькотемпературного піка. Використовуючи вираз (1), із аналізу початкової ділянки кривої з піком поблизу 91 К можна визначити глибину залягання рівня відносно зони провідності $\varepsilon_t^B = 0,16 \pm 0,01 \text{ еВ}$. Це значення збігається з отриманим для пастки у структурі $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$, що свідчить про однакову природу цього рівня локалізації для обох зразків.

Після більш тривалого фотозбудження ($t_E = 650 \text{ с}$) спостерігається розширення низькотемпературного схилу кривої T_m 91 К за рахунок зарядження менш глибокого рівня локалізації. Внаслідок близького енергетичного розташування двох рівнів їхні криві ТСП не розділилися. Проаналізувавши початкову ділянку попереднім методом, можна все ж оцінити енергію теплової активації провідності для цього рівня $\varepsilon_t^A = 0,11 \pm 0,01 \text{ еВ}$.

Після фотозбудження з $t_E > 900 \text{ с}$, коли на кінетичній кривій спостерігається плато (рис. 4,б), в ТСП виявляється додатковий максимум поблизу 107 К (див. рис. 3,б). З огляду на наведене вище пояснення щодо природи "сплеску" та його релаксації можна зробити висновок, що пік ТСП з $T_m = 107 \text{ К}$ пов'язаний з електронними пастками, просторово віддаленими від КТ та інших пасток, що знаходяться в околі КТ. Енергетичну глибину залягання цього рівня ε_t^C відносно зони провідності можна наближено оцінити, використовуючи вираз [8]:

$$\varepsilon_t = 23k_B T_m, \quad (2)$$

де T_m – температура максимуму піка ТСП. Така формула дає оцінку $\varepsilon_t^C = 0,21 \pm 0,02 \text{ еВ}$.

Зважаючи на те, що оптична енергія іонізації практично завжди більша від термічної, можна зробити висновок, що саме електронна пастка $E_c - 0,21 \text{ еВ}$ дала внесок у фотострум, починаючи з 0,24 еВ у гетероструктурі $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,4}\text{As}/\text{GaAs}$. Той факт, що цей рівень прилипання не виявлений методом ТСП для структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$, підтверджує те, що у рівноважному стані цей енергетичний рівень заповнений, тобто рівень Фермі у гетероструктурі знаходиться вище рівня даної електронної пастки.

Для всіх кривих ТСП структури $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ характерно спостереження піка поблизу T_m 187 К, форма якого залишалася фактично незмінною за різних умов досліду. За положенням максимуму із (2) знайдено глибину залягання рівня електронної локалізації $0,35 \pm 0,02 \text{ еВ}$. Отримане значення енергії активації 0,35 еВ узгоджується з дослідженнями DLTS, які в структурах InAs/GaAs з квантовими точками виявили електронну пастку з глибиною залягання відносно зони провідності GaAs 0,35 еВ, яку відносять до $EL6$ пасток у GaAs [10].

Варто відзначити також наявність слабо вираженого піка з T_m 119 К, який виділено на вставці до рис. 3,б. Використовуючи вираз (2), можна оцінити глибину залягання $\varepsilon_t^D = 0,24 \pm 0,02 \text{ еВ}$ такого рівня локалізації. Така глибина залягання відповідає пастці $EB2$, виявленій у структурах n -типу $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}/\text{GaAs}$ [15], вирощених на напівізоляційній підкладці GaAs (311). Її пов'язують з дефектом $E4$, природа якого комплексна – він вміщує вакансії типу III (міжвузловий чи антиструктурований As_{III}) та вакансії арсеніду (елемент групи III в міжвузлілі чи III_{As}).

3.3. Кінетика фотоструму

Розгортка у часі фотоструму гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ з КТ при збудженні $h\nu$ 1,235 еВ від початку фотозбудження структури до насичення показала довготривалу кінетику його наростання при 77 К (рис. 4). Енергія квантів збуджувального світла відповідала максимуму смуги ФЛ (рис. 2), тобто міжзонному переходу за участю основних станів зони провідності та валентної зони КТ. При цій енергії збудження спостерігали також компоненту фотопровідності, зумовлену зона-зонним збудженням КТ (рис. 2). Для структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ спочатку спостерігається відносно швидка кінетика сигналу, коли відбувається значне наростання фотоструму, а далі вона стає значно повільнішою і виходить на

плато (рис. 4,а). У випадку фотозбудження структури $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ наростання фотоструму спостерігається не відразу: спочатку досить повільно, далі відбувається стрімке наростання фотоструму з подальшим стрімким його спадом і виходом на плато (рис. 4,б).

Електрони та дірки, генеровані внаслідок міжзонних переходів в КТ, є локалізованими в КТ і не можуть брати участі у процесах перенесення заряду. Ці носії можуть давати внесок у фотострум, якщо збуджені електронно-діркові пари зазнають просторового розділення за рахунок, наприклад, термопольового переходу електрона у проміжні шари GaAs та/або ЗШ. Такого типу переходи розглядаються як просторово непрямі, подібно до тунельних переходів в умовах ефекта Франца–Келдиша або до переходів при термопольовій іонізації домішок (ефект Пуля–Френкеля). У роботах [16–18], зокрема, досліджено вплив процесів термічного викиду на поперечний транспорт та фотолюмінесценцію в гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Показано, що термічний викид відбувається переважно в стани GaAs та/або ЗШ, а каналами безвипромінювальної рекомбінації електрон-діркових пар переважно є інтерфейсні стани та дислокації на межах поділу КТ, ЗШ та GaAs.

В обох гетероструктурах після припинення фотозбудження фотострум за час досліду релаксував не повністю (рис. 4). Можна припустити таку модель “замороженої” фотопровідності. Просторово-непрямі електронні переходи зумовлюють заповнення центрів прилипання і спричиняють зростання темної (нерівноважної) провідності. Центрами прилипання можуть бути незаповнені при даній температурі локальні рівні оточення КТ. Локальні рівні можуть формуватися у близькому оточенні КТ за рахунок дислокацій та інших дефектів ґратки на межі поділу КТ з ЗШ та GaAs (інтерфейс КТ) [11, 19–21].

Отже, явище залишкової провідності можна пояснити залишковим просторовим розділенням нерівноважних носіїв заряду між рівнями КТ, де локалізовано дірки, та центрами прилипання в оточенні КТ, де локалізовано електрони. Електрони, локалізовані на рівнях інтерфейсних станів, беруть участь у провідності за рахунок їхнього теплового переходу у зону провідності проміжних шарів GaAs та/або ЗШ. У випадку існування кількох електронних пасток в інтерфейсі у процесі фотозбудження може відбуватися не тільки просторове розділення зарядів електронно-діркової пари, але й оптична перезарядка електронних пасток [22, 23].

Теорія кінетики фотопровідності в найпростішому випадку одного рівня прилипання виглядає таким чином.

Поглинання світла у квантовому осередку (або КТ) відбувається при енергіях квантів $h\nu \geq \varepsilon_L$, де ε_L – ширина забороненої зони КТ. У процесі поглинання народжуються електронно-діркові пари – екситони. Далі вони або ж рекомбінують, в основному, з випромінюванням у спектральній смузі з максимумом $h\nu \approx \varepsilon_L$, або ж дисоціюють у результаті тунелювання електрона збудженої пари в зону провідності оточення КТ – GaAs, “збагаченого” дефектами інтерфейсу. Якщо там є порожні центри прилипання, то нерівноважні електрони швидко заповнюють їх. У моделі непрямих у просторі оптичних переходів іонізація квантових осередків з утворенням локалізованих у них дірок розглядається як єдиний процес без деталізації окремих етапів. У випадку одного рівня прилипання кінетика фотопровідності описується такою системою рівнянь:

$$\frac{dp_L}{dt} = g - \beta n p_L, \quad (3)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \gamma(N_t - n_t)n - \omega n_t, \quad (4)$$

$$p_L = n_t + n, \quad (5)$$

де g – темп генерації дірок в КТ, тобто число актів фотоіонізації за одиницю часу; n – концентрація електронів у зоні провідності GaAs, p_L – концентрація дірок у валентній зоні КТ, N_t – концентрація пасток, n_t – концентрація локалізованих у пастках електронів, $N_t - n_t$ – концентрація вільних пасток, γ – коефіцієнт прилипання електрона, β – коефіцієнт рекомбінації вільного електрона з діркою КТ, ω – імовірність теплової активації електрона – переходу з пастки в зону провідності.

Система рівнянь (3)–(5) подібна до тих, що описують кінетичні процеси при домішковому збудженні фосфорів з одним типом центрів прилипання (пасток) [24].

Кінетика наростання сигналу описується рівнянням

$$\frac{dn}{dt} \approx g - \beta n(N_t + n). \quad (6)$$

Тут врахована та обставина, що пастки заповнюються на самому початку наростання фотоструму, тобто фотострум ніщівно малий, поки електрони ефективно захоплюються домішковими центрами. Так

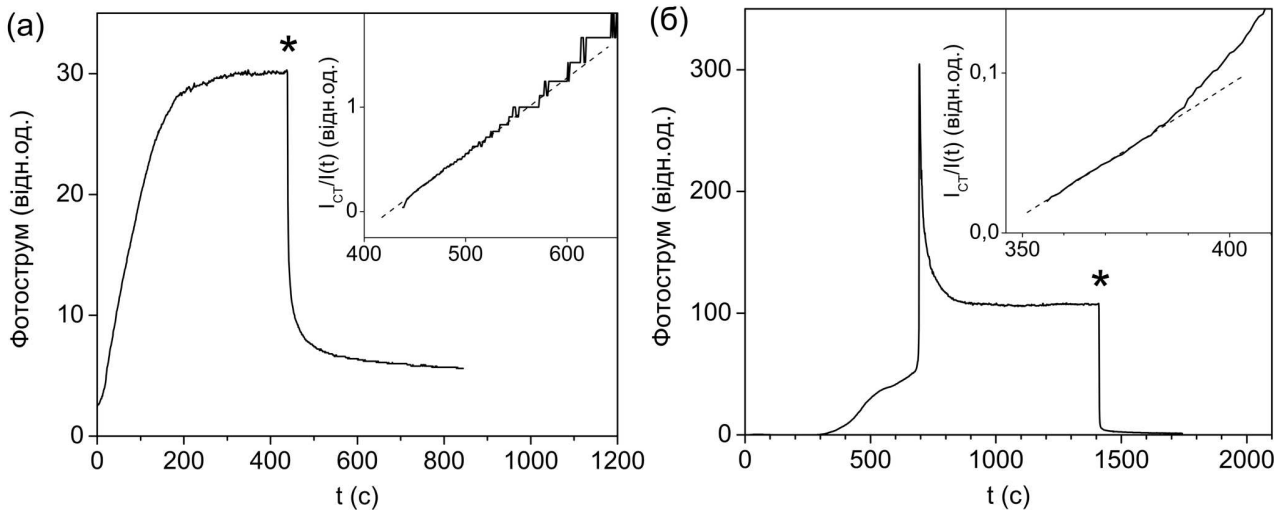


Рис. 4. Кінетика зростання та релаксації фотоструму структури $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ (а) та $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ (б) при 77 К; зірочкою позначено момент вимкнення збудження. На вставках подано графіки залежності I_{ct}/I від t

що $n_t \approx N_t$. Розв'язок рівняння (6) має такий вигляд:

$$n(t) = \sqrt{\frac{g}{\beta} + \frac{N_t^2}{4}} \operatorname{th} \left(t \sqrt{\beta} \sqrt{g + \frac{\beta N_t^2}{4}} \right) - \frac{N_t}{2}. \quad (7)$$

У стаціонарному випадку

$$n_{ct} = n(t \rightarrow \infty \text{ при } g \neq 0) = \sqrt{\frac{g}{\beta} + \frac{N_t^2}{4}} - \frac{N_t}{2}. \quad (8)$$

При дуже сильному збудженні $n_{ct} \gg N_t$, тоді $n_{ct} \approx \sqrt{g/\beta}$. Тепер опишемо кінетику спаду сигналу за тих же умов, коли пастки заповнені, тобто $p_L \approx N_t + n$:

$$\frac{dn}{dt} = -\beta n(N_t + n). \quad (9)$$

Маємо нелінійне диференціальне рівняння Бернуллі, яке зводиться до лінійного диференціального рівняння заміною $n = 1/z$. Розв'язок цього рівняння має такий вигляд:

$$n(t) = \frac{1}{\left(\frac{1}{N_t} + \frac{1}{n_{ct}}\right) \exp(\beta N_t t) - \frac{1}{N_t}}. \quad (10)$$

При $\beta N_t \ll 1$ маємо

$$n(t) = \frac{1}{\left(\frac{1}{N_t} + \frac{1}{n_{ct}}\right) \beta N_t t + \frac{1}{n_{ct}}}, \quad (11)$$

тобто гіперболу 1-го порядку.

За умови $\beta N_t \gg 1$ одержимо

$$n(t) \approx \left(\frac{1}{N_t} + \frac{1}{n_{ct}}\right)^{-1} \exp(-\beta N_t t), \quad (12)$$

тобто експоненціальний закон затухання. Зауважимо, що $n(t)$ – це значення концентрації електронів провідності, що є добавкою до залишкової концентрації, яка існує при великих значеннях часу спостереження. Тобто добавка до $n(t \rightarrow \infty)$ після вимкнення збудження.

Одержані співвідношення підтверджено на досліді. Так, фотострум, поданий у представленні I_{ct}/I від часу t , описується при малих значеннях t прямою (рис. 4, вставки), як це передбачено формулою (11).

Кінетику фотопровідності зразків $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$, наведену на рис. 4, б, описати детально не вдалося, проте якісно її можна пояснити так.

На початку освітлений зразок не виявляє сигналу фотопровідності, оскільки йде процес заповнення найбільш ефективних пасток. Зокрема за даними [25] електронна пастка $E_c - 165$ меВ має величезний переріз захоплення – $6,5 \cdot 10^{-14}$ см². Після насичення електронами відбувається S-подібне наростання фотоструму, що характерно для фотопровідників з центрами прилипання [26]. Поблизу $t = 700$ с спостерігається “сплеск” сигналу – різкий підйом з подальшим відносно пологим спадом та виходом на плато. Така аномалія не притаманна класичним напівпровідникам. На нашу думку, таку поведінку можна пояснити так.

Різкий підйом фотопровідності відбувається після заповнення усіх пасток інтерфейсу, що зумовлює швидке зростання концентрації вільних електронів. А наступний спад – це результат дрейфу вільних еле-

ктронів у глибину GaAs, де вони знаходять нові пастки, що приводить до зменшення концентрації носіїв струму.

4. Висновки

Гетероструктури $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ з КТ при температурі 77 К виявили довготривалу кінетику фотоструму та ефект залишкової провідності за відсутності збуджувального випромінювання. Дослідженнями ТСП при температурі меншій від 200 К засвідчено існування глибоких локальних рівнів у оточенні КТ, які мають властивості електронних пасток. З форми кривої ТСП отримано значення глибин залягання цих локальних рівнів прилипання $\varepsilon_t = 0,11$ еВ, 0,16 еВ, 0,21 еВ, 0,24 еВ та 0,35 еВ. Кількість спостережуваних піків кривої ТСП для структур залежала від розміщення рівня Фермі. У напівізолюваних структурах $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ рівень Фермі розміщений поблизу середини забороненої зони, що дозволяє спостерігати широкий спектр глибоких станів. Методом спектроскопії ЛФП показано, що дефектні рівні, які знаходяться нижче рівня Фермі у структурі, не фотоактивні. Натомість, електрони з заповнених рівнів у стаціонарному стані можуть активуватися під дією оптичного збудження і давати внесок у фотострум. Зі спектрів ЛФП виявлено також переходи за участю рівнів електронних пасток власних дефектів у GaAs на межі поділу $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$, зокрема раніше ідентифікованих $EL2$ (0,6 еВ та 0,75–0,85 еВ) та $EB3$ (0,9 еВ).

1. M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg, Phys. Rev. B **52**, 11969 (1995).
2. E.B. Foxman, P.L. McEuen, U. Meirav, N.S. Wingreen, Y. Meir, P.A. Belk, N.R. Belk, M.A. Kastner, and S.J. Wind, Phys. Rev. B **47**, 10020 (1993).
3. Yigal Meir, Ned S. Wingreen, and P.A. Lee, Phys. Rev. Lett. **66**, 3048 (1991).
4. В.С. Вавилов, П.К. Эфимиу, Дж.Е. Зардас, УФН **169**, 209 (1999).
5. М.К. Шейнкман, А.Я. Шик, ФТП **10**, 209 (1976).
6. Leonard I. Grossweiner, J. Appl. Phys. **24**, 1306 (1953).
7. D.S. Misra, A. Kumar, and S.C. Agarwal, Phys. Rev. B **31**, 1047 (1985).
8. А. Милнс, *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках* (Мир, Москва, 1977).
9. О.В. Вакуленко, С.Д. Кондратенко, С.Л. Головинський, І.А. Гринь, Вісник Київського університету, Серія: фізико-математичні науки **2**, 247 (2010).
10. T. Asano, Z. Fang, and A. Madhukar, J. Appl. Phys. **107**, 073111 (2010).
11. S.W. Lin, C. Balocco, M. Missous, A.R. Peaker, and A.M. Song, Phys. Rev. B **72**, 165302 (2005).
12. J.S. Kim, E. K. Kim, W.J. Choi, J.D. Song and J.I. Lee, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 5575 (2006).
13. G.M. Martin, A. Mitonneau, and A. Mircea, Appl. Phys. Lett. **13**, 191 (1977).
14. P. Bräunlich, Appl. Phys. Lett. **38**, 2516 (1967).
15. M. Shafi, R.H. Mari, A. Khatab, D. Taylor, M. Henini, Nanoscale Res. Lett. **5**, 1948 (2010).
16. D.P. Popescu, P.G. Eliseev, A. Stintz and K.J. Malloy, Semicond. Sci. Technol **19**, 33 (2004).
17. 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).
18. J.L. Casas Espinola, M. Dybic, S. Ostapenco, T.V. Torchynska, and G. Polupan, J. Phys. Conference Series **61**, 180 (2006).
19. J. Bloch, J. Shah, L.N. Pfeiffer, K. W. West, and S.N.G. Chu, Appl. Phys. Lett. **77**, 2545 (2000).
20. Kohki Mukai, Nobuyuki Ohtsuka, and Mitsuru Sugawara, Appl. Phys. Lett. **70**, 2416 (1997).
21. Y.T. Dai, J.C. Fan, Y.F. Chen, R.M. Lin, S.C. Lee, and H.H. Lin, J. Appl. Phys. **82**, 4489 (1997).
22. О.В. Вакуленко, М.П. Лисица, *Оптическая перезарядка примеси в полупроводниках* (Наукова думка, Киев, 1992).
23. В.И. Борисов, В.А. Сабликов, И.В. Борисова, А.И. Чмилль, ФТП **33**, 68 (1999).
24. М.В. Фок, *Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров* (Наука, Москва, 1964).
25. М.М. Соболев, И.В. Кочнев, В.М. Лантратов, Н.А. Берг, Н.А. Черкашин, Н.Н. Леденцов, Д.А. Бедарев, ФТП **34**, 200 (2000).
26. Р. Бьюб, *Фотопроводимость твердых тел* (Иностранная литература, Москва, 1962).

Одержано 12.04.11

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНЫХ СОСТОЯНИЙ ИНТЕРФЕЙСА
НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ГЕТЕРОСТРУКТУР $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$
С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ

*О.В. Вакулєнко, С.Л. Головинський, С.В. Кондратенко,
Ю.І. Мазур, Ж.М. Ванг, Г.Д. Саламо*

Р е з ю м е

В гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с цепочками квантовых точек (КТ) с разной концентрацией x индия исследованы свойства латерального фототока. При зона-зонном возбуждении КТ квантами $h\nu = 1,2$ эВ структуры показали длительную динамику нарастания и релаксации фототока, а также эффект остаточной проводимости после выключения возбуждающего излучения. Анализ данных по термостимулированной проводимости после возбуждения оптическим излучением в области поглощения КТ дал такие значения энергетических уровней дефектных состояний относительно зоны проводимости GaAs: 0,11 эВ, 0,16 эВ, 0,21 эВ, 0,24 эВ и 0,35 эВ. При исследованиях латеральной фотопроводимости найдены переходы при участии уровней электронных ловушек собственных дефектов в GaAs *EL2* и *EB3*. В простейшем случае наноструктурного фотопроводника с одним центром прилипания для электронов проводимости получен аналитический вид кинетики фототока, который подтвержден на исследованиях с образцами $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$. Кинетика фотопроводников $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ в некотором роде сложнее и описана только качественно.

EFFECT OF INTERFACE DEFECT
STATES ON PHOTOELECTRIC
PROPERTIES OF $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$
HETEROSTRUCTURES WITH QUANTUM DOTS

*O.V. Vakulenko¹, S.L. Golovynskiy¹, S.V. Kondratenko¹,
Yu.I. Mazur², Zh.M. Wang², G.J. Salamo²*

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv,
Faculty of Physics;

(64, Volodymyrska Str., Kyiv, Ukraine;
e-mail: golovynskiy.serg@gmail.com),

²Arkansas Institute of Nanoscale Materials Science
and Engineering, University of Arkansas
(Fayetteville, AR 72701, USA)

S u m m a r y

Properties of the lateral photocurrent in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures with quantum dot (QD) chains at various indium concentrations x are investigated. At the interband excitation of QDs by quanta with $h\nu = 1.2$ eV, the structures have revealed a long-term rise and the relaxation kinetics of the photocurrent as well as the effect of residual conductivity after the exciting radiation is turned off. Analyzing the data on thermostimulated conduction (TSC) after the excitation by optical radiation in the region of QD absorption, the following energy levels of defect states with respect to the GaAs conduction band were found: 0.11 eV, 0.16 eV, 0.21 eV, 0.24 eV, and 0.35 eV. Investigations of the lateral photoconduction (LPC) made it possible to discover transitions involving the levels of electron traps of *EL2* and *EB3* GaAs intrinsic defects. In the simplest case of a nanostructured photoconductor with one trapping center, we obtained an analytical expression for the photocurrent kinetics of conduction electrons that was confirmed by experiments with $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ samples. The kinetics of $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}/\text{GaAs}$ photoconductors is more complex and described only qualitatively.