ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 7, № 3 (2003) с. 353–356

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 7, No. 3 (2003) p. 353–356

СТИМУЛЬОВАНИЙ УЛЬТРАЗВУКОМ ПЕРЕНОС ЗАРЯДУ У КВАНТОВИХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs

А. М. Горб, А. Б. Надточій, О. І. Половина, О. О. Коротченков
Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет,
просп. акад. Глушкова, 6, Київ, 03127, Україна
(Отримано 4 грудня 2002 р.)

Експериментально зареєстровано просторовий перерозподіл носіїв заряду під дією ультразвуку в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Виміряні розподіли амплітуди пружних зміщень, індукованого ультразвуком високочастотного струму та зміни інтеґральної інтенсивности екситонної випромінювальної рекомбінації по поверхні зразка загалом добре описуються взаємодією носіїв із п'єзоелектричним полем ультразвуку.

Ключові слова: ультразвук, квантова яма, фотолюмінесценція.

PACS number(s): 78.67.De, 78.45.+h, 78.20.Hp

Вивченню взаємодії носіїв заряду в напівпровідниках із рухомим п'єзоелектричним полем акустичної хвилі присвячено багато експериментальних та теоретичних досліджень за минулі 30–40 років. Останнім часом ця галузь фізики напівпровідників привернула підвищену увагу дослідників стосовно процесів акустоелектронної взаємодії в багатошарових напівпровідникових структурах із квантовими ямами внаслідок наявних можливостей практичного застосування таких процесів в обробці сиґналів [1].

Найновіші повідомлення включають також ідеї створення квантового комп'ютера [2], стандарту електричного струму [3], акустично керованої затримки світлового випромінювання [4], періодичного заселення енерґетичних станів квантової точки при захопленні електронів та дірок, що переносяться п'єзоактивною хвилею [5]. Останнє дозволяє отримати періодичні спалахи світла при рекомбінації електронів та дірок у квантовій точці, або лазерну ґенерацію. Загалом відзначалося, що модуляція зонної структури ультразвуком та акустоелектронна взаємодія в гетероструктурах має значний вплив на процеси екситонної рекомбінації [6, 7]. Зацікавленість у подібних дослідах зумовлена можливостями їх використання в оптоелектронних приладах [8].

Наша стаття присвячена дослідженню взаємодії двовимірного електронного газу з п'єзоелектричними полями, утвореними внаслідок резонансних коливань системи п'єзоелектрична пластина — напівпровідникова гетероструктура. Експериментально вивчено просторовий розподіл густини електричного заряду та інтенсивність екситонної випромінювальної рекомбінації на частоті ультразвукової модуляції.

Експериментальні результати порівнюються з теоретичним розрахунком розподілу концентрації носіїв заряду, виконаним у межах стандартного дифузійно-дрейфового опису. Мотивація проведених досліджень пов'язана з проблемою створення напівпровідникових лазерних приладів з акустичною накачкою. Відомо, що квантово-розмірні шари та V-подібні квантові структури здатні суттєво впливати на поріг оптичної ґенерації в мікрорезонаторах [9–11]. При цьому важливим параметром є концентрація електронів у таких шарах. Таким чином, утворення ділянок змінної концентрації носіїв заряду при впливі п'єзоелектричних полів може суттєво змінювати просторові параметри випромінювання напівпровідникових гетероструктур.

Експериментальні зразки були вирощені методом молекулярно-променевої епітаксії. Ця структура включала 30 періодів прошарків GaAs і $Al_{0,5}Ga_{0,5}As$ товщиною 100Å. Її схема зображена на рис. 1. Нижче наведені дані, отримані у зразку із розмірами близько $5\times4\times0{,}62$ мм^3. Зразок приклеювали на п'єзоелектричну пластину $LiNbO_3$ 41° Y-X зрізу з металізованими гранями, як зображено на вставці рис. 2. Ультразвукові (УЗ) коливання в досліджуваній напівпровідниковій структурі збуджували, прикладаючи до пластини високочастотну напругу V від ґенератора Г3-41 або ґенератора імпульсів AVTECH AV-1015-B. Резонансні частоти коливань такої складеної коливальної системи визначали з частотної залежности повної провідности пластини — рис. 2.

Експерименти проводили на частоті резонансу п'єзопластини, яка становила 345 кГц. Розподіл зміщень по поверхні напівпровідникової структури (u_a на вставці рис. 2) при цьому знімали за допомогою мікроп'єзоелемента 2, що переміщувався у площині xy по поверхні зразка. Модульовану на частоті УЗ електричну напругу u_e (вставка на рис. 2) знімали гострою металевою голкою, розміщеною в безпосередній близькості (≈100 мкм) до поверхні зразка. При цьому змінна напруга u_e виникає за рахунок існування ємнісного зв'язку між голкою та ділянкою локалізації заряду у квантових ямах GaAs (рис. 1). Виникнення напруги u_e зумовлено проходженням змінних струмів у приповерхневій ділянці зразка, індукованих п'єзоелектричним полем, що супроводжує УЗ коливання в досліджуваній структурі. Переміщення голки по площині xy дозволяло реєструвати просторову зміну струмів і перерозподіл зарядів у п'єзоелектричному полі. Фотолюмінесценцію (ФЛ) зразка збуджували світлом He–Ne лазера, сфокусованим у пляму з лінійними розмірами близько 200 мкм, і реєстрували за допомогою подвійного монохроматора SPEX-1680 (ґратка 1200 штрихів на мм) з фотоприймачем. Сиґнал з фотоприймача реєстрували на частоті УЗ збудження селективним підсилювачем 72080 Perkin Elmer. Переміщення зразка у площині дозволяло отримати розподіл ФЛ по його поверхні. При дослідженні ФЛ зразок вміщували у проточний гелієвий кріостат. Температуру контролювали датчиком, розміщеним під пластиною $LiNbO_3$.

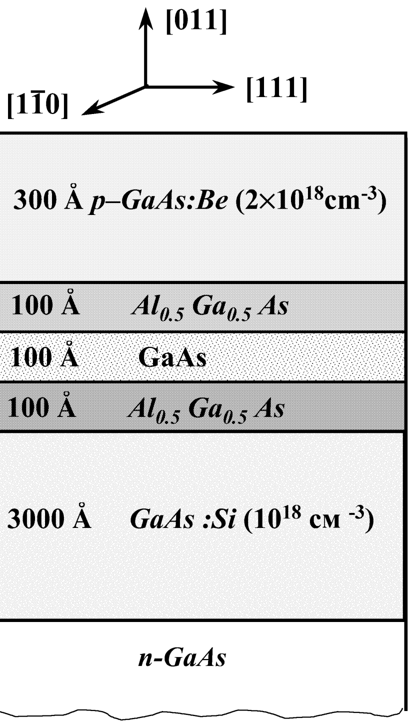

Рис. 1. Схема та геометрія досліджуваної гетероструктури GaAs/AlGaAs.

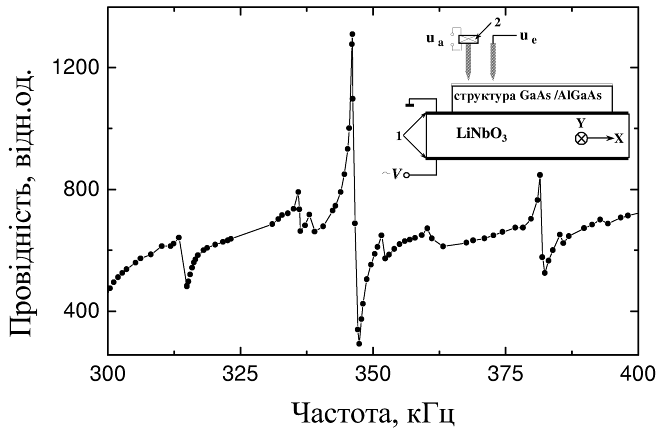

Рис. 2. Частотна залежність повної провідности пластини $LiNbO_3$. На вставці — схема збудження ультразвукових коливань та реєстрації пружних зміщень поверхні та руху зарядів у приповерхневій ділянці зразка. 1 — метал, 2 — п'єзоелектричний перетворювач.

Зареєстрована картина просторового розподілу пружних зміщень u_a наведена на рис. 3,а. У досліджуваному випадку збудження коливань згину пружні зміщення поверхні можуть бути апроксимовані виразом типу [12]

$$u_a^{nm} = u_a^0 \sin\left(\frac{\pi n}{a}x\right) \sin\left(\frac{\pi m}{b}y\right), \qquad (1)$$

де u_a^0 — амплітуда пружного зміщення, a та b — лінійні розміри зразка вздовж осей x та y відповідно, а цілі числа n та m визначаються модою коливань, яка збуджується в системі. Робоча частота 345 кГц відповідає моді коливань з $n = 2$ та $m = 2$. Розрахунок густини індукованих електричних струмів j можна провести в наближенні, що розподіл п'єзоелектричного потенціялу $\varphi(x, y)$ відповідає розподілові зміщень $u_a(x, y)$, тобто $\varphi(x, y) = \frac{e}{\varepsilon} u_a(x, y)$, де e — п'єзомодуль, а ε — діелектрична проникливість напівпровідника. Використовуючи подальше наближення вільних носіїв струму одержуємо амплітудне значення густини струму

$$j(x, y) = \frac{q^2 N E(x, y)}{m^* \omega}, \qquad (2)$$

де q та m^* — заряд та ефективна маса носіїв струму, N — їх концентрація, $\mathbf{E}(x, y) = -\nabla\varphi(x, y)$ — напруженість п'єзоелектричного поля, а ω — частота УЗ. Оцінки густини струму в межах указаних наближень та розподілу зміщень $u_a(x, y)$ на рис. 3, а дають розподіл густини струму $j(x, y)$, зображений на рис. 3б. Ці дані можна порівняти з експериментально виміряним розподілом (u_e на вставці рис. 2), що наведений на рис. 3в. Слід відзначити, що експериментально виміряні струми є переважно електронними внаслідок суттєво більшої рухливости електронів порівняно з рухливістю дірок. Порівняння рис. 3б та в показує загалом добру (зважаючи на використані спрощення) відповідність просторового розподілу густини струмів. Це виявляється в тому, що максимуми $j(x, y)$ (світлі ділянки на рис. 3, б та в) розташовані у проміжках між максимумами поверхневих зміщень $u_a(x, y)$ (світлі ділянки на рис. 3а).

Еволюція спектра фотолюмінесценції досліджуваного зразка при збудженні УЗ коливань показана на рис. 4, спектри 1–3. Спектр складається з двох смуг випромінювання, добре розділених у спектрі, зареєстрованому на частоті УЗ збудження (4 на рис. 4) та у спектрі низькотемпературної ФЛ (5 на рис. 4). Вони відповідають рекомбінації вільних екситонів, до складу яких входять легкі (більш високоенерґетична смуга) та важкі (менш високоенерґетична смуга) дірки [13]. Під дією УЗ коливань спостерігається загасання ФЛ, яке залежить від точки спостереження (спектри 1–3 на рис. 4). Такі зміни добре пояснюються дією п'єзоелектричних полів, що супроводжують його коливання [8]. У цій роботі реєстрували зміни у площині xy інтеґральної інтенсивности ФЛ, зареєстрованої на частоті УЗ (спектр 4 на рис. 4). Для прикладу на рис. 5 наведений переріз такої залежности при $y \approx 2.1$ мм. Порівняння рис. 5 та рис. 4в свідчить, що просторовий перерозподіл носіїв заряду під дією УЗ супроводжується відповідними просторовими змінами інтенсивности ФЛ.

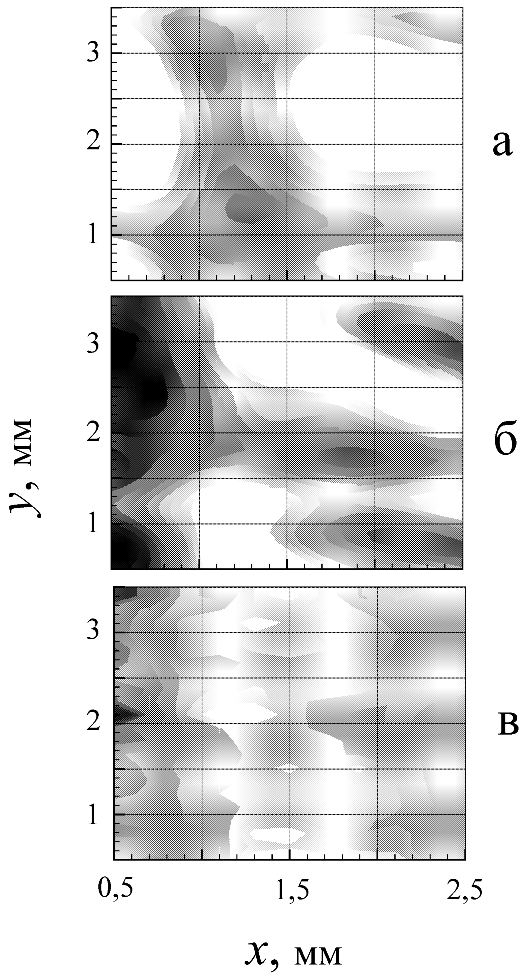

Рис. 3. Фраґмент просторового розподілу пружних зміщень поверхні зразка при УЗ коливаннях (а), розрахованого (б) та виміряного (в) розподілів густини струмів у приповерхневій ділянці зразка. Амплітуди відповідних величин зростають від темного до світлого значення.

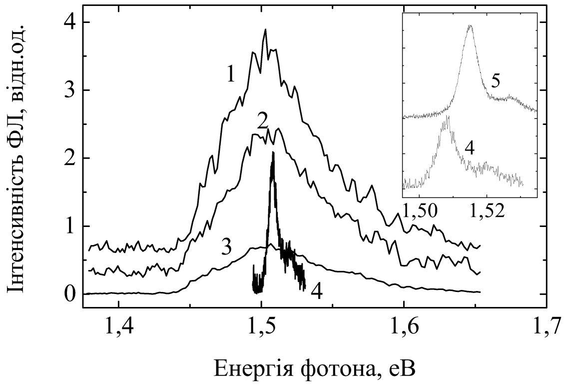

Рис. 4. Спектри ФЛ структури GaAs/AlGaAs, що була досліджена, за відсутности УЗ коливань (1, 5) та при $V = 40$ В (2–4). Спектри 1–3 та 5 інтеґровані в часі, спектр 4 зареєстрований на частоті УЗ збудження. Спектри 2 і 3 зареєстровані при фотозбудженні зразка в точках з різними координатами x при $y \approx 2$ мм на рис. 3. Спектри 1–4 зняті при кімнатній температурі, спектр 5 — при 13 К.

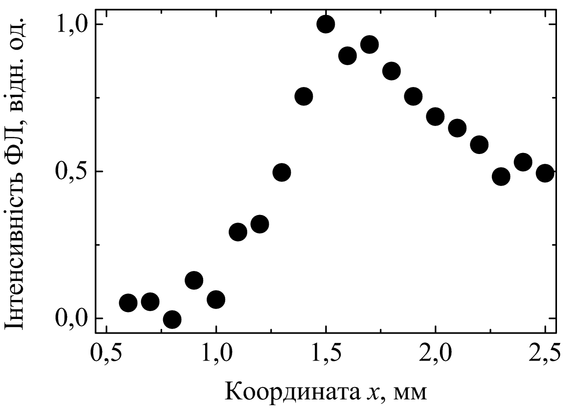

Рис. 5. Залежність інтеґральної інтенсивности ФЛ (спектр 3 на рис. 4) від координати x (рис. 3) при $y \approx 2.1$ мм.

Таким чином, у цій роботі експериментально зареєстрований просторовий перерозподіл носіїв заряду та відповідна зміна інтенсивности екситонної випромінювальної рекомбінації під дією ультразвуку в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Отримані результати якісно описуються в межах простої моделі взаємодії вільних носіїв заряду з п'єзоелектричним полем ультразвуку.

[1] C. Campbell, *Surface Acoustic Wave Devices and Their Signal Processing Applications* (Academic, Boston, 1989).
[2] C. H. Barnes, J. M. Shilton, A. M. Robinsom, Phys. Rev. B **62**, 8410 (2000).
[3] V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, C. G. Smith, C. J. B. Ford, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, Phys. Rev. B **56**, 15180 (1997).
[4] C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, G. Bohm, G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **78**, 4099 (1997).
[5] C. Wiele, F. Haake, C. Rocke, A. Wixforth, Phys. Rev. A **58**, R2680 (1998).
[6] T. Sogava, P. V. Santos, S. K. Zhang, S. Eshlanghi, A. D. Wieck, K. H. Ploog, Phys. Rev. B **63**, R121307 (2001).
[7] F. Alsina, P. V. Santos, R. Hey, A. Garcia-Cristobal, A. Cantarero, Phys. Rev. B **64**, R041304 (2001).
[8] O. A. Korotchenkov, T. Goto, H. G. Grimmeiss,

C. Rocke, A. Wixforth, Rep. Prog. Phys. **65**, 73 (2002).
[9] G. F. Nenmark, R. M. Penk, J. M. De Puydt, Phys. Today **4**, 26 (1994).
[10] S. Pau, G. Bjork, J. Jacobson, H. Cao, Y. Yamamoto, Phys. Rev. B **51**, 7090 (1995).
[11] M. Mannoh, T. Naritsuke, K. Shinozaki, M. Ishii, Appl. Phys. Lett. **47**, 728 (1985).
[12] Б. А. Агранат, М. Н. Дубровин, Н. Н. Хавский, Г. Н. Эскин, *Основы физики и техники ультразвука* (Высшая школа, Москва, 1987).
[13] L. Vina, E. E. Mendez, W. I. Wang, L. L. Chang, L. Esaki, J. Phys. C: Solid State Phys. **20**, 2801 (1987).

ULTRASOUD-INDUCED CHARGE TRANSPORT IN GaAs/AlGaAs QUANTUM WELLS

A. M. Gorb, A. B. Nadtochii, O. I. Polovina, O. O. Korotchenkov
Physics Department of Kyiv Taras Shevchenko National University,
6 Akad. Glushkova Prosp., Kyiv, 03127, Ukraine

Ultrasound-induced charge carriers spatial redistribution in GaAs/AlGaAs heterostructures has been experimentally observed. Measured spatial distributions of amplitude of elastic displacement, ultrasound-induced high-frequency current and the changes of integral exciton radiation recombination intensity on a surface of a sample in general are described well by the interaction of carriers with a piezoelectric field of ultrasound.