

УДК 546.681.3'191
DOI [https://doi.org/10.15589/znp2024.1\(494\).3](https://doi.org/10.15589/znp2024.1(494).3)

EFFECT OF ELECTRIC FIELD ON EXCITON RADIATION FORMATION IN COMPENSATED GALLIUM ARSENIDE

ВПЛИВ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ НА ФОРМУВАННЯ ЕКСИТОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В КОМПЕНСОВАНОМУ АРСЕНІДІ ГАЛІЮ

Maryna B. Litvinova
maryna.litvinova@nuos.edu.ua
ORCID: 0000-0002-4917-2132

Oleg M. Dudchenko
kbnuos@nuos.edu.ua
ORCID: 0000-0002-7724-0892

Oleksandr D. Shtanko
oleksandr.shtanko@nuos.edu.ua
ORCID: 0000-0003-3572-7915

Svitlana O. Karpova
svitlana.karpova@nuos.edu.ua
ORCID: 0009-0004-6728-9272

М. Б. Літвінова,
д-р пед. наук, канд. фіз.-мат. наук, професорка

О. М. Дудченко,
канд. техн. наук, професор

О. Д. Штанько,
канд. фіз.-мат. наук, доцент

С. О. Карпова,
старший викладач

Kherson Educational-Scientific Institute of Admiral Makarov National University of Shipbuilding, Kherson
Херсонський навчально-науковий інститут Національного університету кораблебудування
імені адмірала Макарова, м. Херсон

Abstract. Exciton spectra in electric fields are carriers of information about the structure of semiconductors. Such information is important for improving the technological processes of producing radiating structures from gallium arsenide, which is widely used in micro- and nanoelectronics. However, at present, most studies under similar experimental conditions are characterised by significant differences in results. This applies to both the parameters of the fields that cause the quenching of GaAs edge radiation and the interpretation of the results. The aim of the study was to investigate the change in the characteristics of the edge radiation of single crystals of highly compensated undoped gallium arsenide in the presence of electric fields at the temperature of liquid nitrogen. Single crystals of n-type conductivity obtained by the Chohralsky method were studied. The exciton spectra in weak electric fields were studied by the photoluminescence method at the temperature of liquid nitrogen. Optical methods were also used to determine the concentration of uncontrolled impurities and deep EL2 centres in the crystals.

It was found that in the compensated material, the decrease in the intensity of exciton radiation occurs at much lower electric field values than in the uncompensated material. This decrease does not correspond to the known mechanisms of exciton decay in electric fields. In this work, a new mechanism of exciton decay in an electric field is proposed for crystals of specially not doped compensated GaAs. It consists in the presence of fluctuations in the concentration of charged uncontrolled impurities in the crystal. This results in the destruction of excitonic states due to the shielding of the Coulomb interaction between an electron and a hole when they fall into the region of the "tails" of the density of states. Calculations are presented to confirm the reality of the proposed mechanism. The mechanism is universal for any compensated low-doped semiconductor material and can provide additional data on the structural features of crystals. In turn, a more sophisticated analysis of the structure of semiconductors will improve the quality and recoverability of the parameters of devices based on them.

Key words: gallium arsenide; exciton; electric field; radiation; density of states.

Анотація. Екситонні спектри в електричних полях є носіями інформації про структуру напівпровідників. Така інформація є важливою для удосконалення технологічних процесів виробництва випромінюючих структур з арсеніду галію, який широко застосовується у галузі мікро- та наноелектроніки. Однак на цей час більшість досліджень, за схожих між собою експериментальних умов, характеризуються значними розбіжностями результатів. Це стосується як параметрів полів, що викликають гасіння крайового випромінювання GaAs, так і трактування отриманих результатів. Метою дослідження було вивчення зміни характеристик крайового

випромінювання монокристалів сильно компенсованого нелегованого арсеніду галію в присутності електричних полів при температурі рідкого азоту. Були досліджені монокристали n-типу провідності, отримані методом Чохральського. Екситонні спектри в слабких електричних полях вивчалися фотолюмінесцентним методом при температурі рідкого азоту. Оптичними методами в кристалах також визначалася концентрація неконтрольованих домішок і глибоких центрів EL2. Було встановлено, що в компенсованому матеріалі зниження інтенсивності екситонного випромінювання відбувається при значно нижчих значеннях електричного поля, ніж в некомпенсованому. Таке зниження не відповідає відомим механізмам розпаду екситонів в електричних полях.

В роботі запропонований новий механізм розпаду екситонів в електричному полі для кристалів спеціально не легovanого компенсованого GaAs. Он обумовлений наявністю флуктуації концентрації заряджених неконтрольованих домішок в кристалі. В результаті чого відбувається руйнування екситонних станів за рахунок екранування кулонівської взаємодії електронів та дірок при їх попаданні в область "хвостів" щільності станів. Надані розрахунки, що підтверджують реальність дії запропонованого механізму. Механізм є універсальним для будь-якого компенсованого низьколегovanого напівпровідникового матеріалу і може надавати додаткові дані про структурні особливості кристалів. В свою чергу більш досконалий аналіз структури напівпровідників сприятиме підвищенню якості і відновлюваності параметрів приладів, що створюються на їх основі.

Ключові слова: арсенід галію; екситон; електричне поле; випромінювання; щільність станів.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ ДОСЛІДЖЕННЯ

Екситонні спектри в напівпровідниках є носіями важливої інформації про структурні особливості матеріалу. В останні роки набувають все більшого інтересу дослідження таких спектрів в електричних і магнітних полях для монокристалів арсеніду галію. Це пов'язане з можливостями широкого застосування монокристалів GaAs у галузі мікро- та наноелектроніки. Важливу інформацію для удосконалення технологічних процесів виробництва випромінюючих структур надають результати досліджень, що стосуються впливу поверхневих умов на енергетичний спектр електронів у компенсованому матеріалі GaAs. Його вивчення є шляхом удосконалення параметрів широкого ряду оптичних і надвисокочастотних структур [1, 2].

АНАЛІЗ ОСТАННІХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

Теоретичні положення, що дозволяють аналізувати екситонні спектри напівпровідників в електричних полях різної сили, отримані досить давно [3, 4]. Так, у стаціонарних умовах інтенсивність екситонної фотолюмінесценції (ФЛ) у присутності поля напруженістю E визначається ймовірністю ударної іонізації $Q(E)$ та ймовірністю розпаду екситонів $(1/\tau)$, де τ – середній час життя екситону) внаслідок інших випромінювальних та безвипромінювальних процесів [4]

$$I(E) = I_0[I + Q(E)\tau]^{-1}, \quad (1)$$

де I_0 – інтенсивність (ФЛ). При цьому $Q(E)$ може бути знайдено як

$$Q(E) = \int_{W_i}^{\infty} Qe(W)\rho(W)f(W)dW. \quad (2)$$

В останньому співвідношенні $Qe(W)$ – ймовірність іонізації з відривом одного електрона, $\rho(W)$ – щільність станів у зоні провідності, $f(W)$ – функція розподілу електронів за енергіями, а інтеграл береться за всіма енергіями, що перевищують енергію

іонізації W_i . У той же час відомо, що для структурно неоднорідних кристалів експериментальні дані [5, 6] можуть істотно відрізнятися від розрахункових величин, що задаються виразами (1), (2).

ВІДОКРЕМЛЕННЯ НЕВИРІШЕНИХ РАНІШЕ ЧАСТИН ЗАГАЛЬНОЇ ПРОБЛЕМИ

Бінарні спеціально не легovanі напівпровідники, такі як нелегований арсенід галію, мають суттєву неоднорідність розподілу фонові домішки та власних точкових дефектів (ВТД) кристалічної структури [6]. В даний час більшість досліджень крайової рекомбінації кристалів GaAs у відносно слабких ($E < 300$ В/см) електричних полях (ЕП), за схожих між собою експериментальних умовах, характеризуються значними розбіжностями результатів. Це стосується як параметрів полів, що викликають гасіння крайового випромінювання, так і трактування отриманих результатів [7, 8]. Тому доцільно додатково вивчити вплив ЕП на крайове випромінювання кристалів нелегованого GaAs із заданими особливостями структури.

Метою дослідження є вивчення зміни характеристик крайового випромінювання монокристалів сильно компенсованого нелегованого арсеніду галію в присутності електричних полів при температурі рідкого азоту. Завданнями роботи є: розгляд найімовірніших механізмів, що зумовлюють гасіння екситонного випромінювання цих кристалів під впливом слабких ЕП; вивчення можливостей застосування нового механізму впливу ЕП на зниження інтенсивності екситонної фотолюмінесценції.

МЕТОДИ, ОБ'ЄКТ ТА ПРЕДМЕТ ДОСЛІДЖЕННЯ

Об'єкт дослідження: монокристали напівізолюючого нелегованого (НІН) арсеніду галію. *Предмет дослідження:* екситонне випромінювання кристалів НІН GaAs.

Досліджувалися монокристали НІН GaAs n-типу провідності, отримані методом Чохральського

з орієнтацією (100) та концентрацією носіїв $n=8 \cdot 10^7$ - $3 \cdot 10^8$ см⁻³. Їхня темнова провідність обумовлена глибокими донорами – термічно іонізованими дефектами *EL2* (основа дефекту – миш'як на позиції атома галію AsGa [9]). Основними фоновими домішками були дрібні акцептори – атоми вуглецю, які займають вакансії миш'яку та дрібні донори – атоми кремнію на вакансіях галію. Співвідношення між їх концентраціями – $N_{Si}=(0.2-0.5) \cdot N_C$. Вміст цих домішок (з точністю $\pm 30\%$) визначався фотолюмінесцентним методом, викладеним у роботі [10]. Параметри досліджених кристалів при $T=300$ К наведено у таблиці 1 (N_{EL2} – загальна концентрація центрів *EL2*).

Таблиця 1. Параметри зразків НІН GaAs при $T=300$ К

№ зразка	ρ (107, Ом см)	μ_n	N_{EL2} (10 ¹⁶ , см ⁻³)	N_C (10 ¹⁵ , см ⁻³)
1	8.3	5850		4
2	11.2	6080	1.6	6
3	7.8	5190	1.1	10
4	22.3	5510	2.0	13
5	9.4	5120	2.2	29

В роботі використовувалася оптична методика визначення N_{EL2} (з точністю $\pm 22\%$), що розглянута у роботі [11]; значення ρ , n та μ_n знаходилися методом Холла. При 77 К у всіх кристалах питомий опір $\rho \rightarrow \infty$, рухливість основних носіїв $\mu_n \approx (2-6) \cdot 10^4$ см²/В·с. Розміри зразків становили $10 \times 5 \times 3$ мм. На їх поверхню наносилися по 4 однакових точкових нікелевих контакти діаметром 0.5 мм, що були розташовані вздовж однієї лінії на відстані 1 мм один від одного. Після створення контактів поверхня кристала оброблялася в поліруючому травнику $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ (3:1:1).

На крайні контакти подавали постійну напругу. Вся ділянка між внутрішніми контактами (0.5 мм) рівномірно освітлювалася лазером. Падіння напруги U на освітленій ділянці зразка знаходилися компенсаційним методом. Оскільки при $T=77$ К концентрація нерівноважних носіїв струму на такій ділянці $\delta n \gg n_0 \approx 0$, значення напруги, що подається на крайні контакти кристала на два порядки перевищували значення, що реєструються в області лазерної засвітки. При цьому похибка визначення величини U не перевищувала 5%. Для усунення інжекції додаткових носіїв струму з області контактів вони були покриті оптично непрозорим лаком.

Для збудження ФЛ кристалів при $T=77$ К використовували He-Ne лазер (енергія квантів 1.96 еВ, коефіцієнт поглинання $\chi=4 \cdot 10^4$ см⁻¹) із стробуванням випромінювання на частоті $\nu=2$ кГц. Останнє дозволило значно знизити можливий розігрів зразків, тому що у темновій фазі стробування сила струму близька до нуля (час життя електронів $\tau n \sim 10^{-7}$ с $\ll 1/\nu$ [9]). Інтенсивність освітлення становила $I_0 \sim 10^{17}$ см⁻²·с⁻¹. Спектри ФЛ реєстрували за стандартною методикою [10] з використанням

монохроматора МДР-3 при спектральному дозволі не гірше 0.7 меВ. Інтенсивність ФЛ в області енергій $h\nu > 1$ еВ визначали за допомогою охолодженого фотоелектронного помножувача ФЕП-68 (порогова чутливість в області 1.51 еВ $\sim 10^{-10}$ лм), а при $h\nu < 1$ еВ – фотодіодом, що охолоджується. Інтегральна інтенсивність ФЛ знаходилася як спектральна площа, що обмежена в спектрі відповідними смугами люмінесценції.

Джерелом ефективної ФЛ була вузька поверхнева область кристала (в неї генерується 80% рекомбінаційного випромінювання). Її протяжність вглиб зразка становила $s=l/\chi$, якщо $l_d < \chi$ (l_d – дифузійна довжина електронів при $T=77$ К) і $s=l_d$, якщо $l_d \geq \chi$. Відповідно, середнє значення напруженості електричного поля в освітленій області кристала, виходячи з її експоненційного зниження вглиб зразка, визначалося як:

$$E = \frac{1}{s} \int_0^s E_0 \cdot e^{-y/s} dy, \quad (3)$$

де y – координата у напрямку поширення світла, E_0 – напруженість поля, що знаходиться на поверхні. При цьому використовувався критерій слабого електричного поля [4]:

$$E \ll 3kT/2e \cdot l_e, \quad (4)$$

де e – заряд електрона, l_e – середня довжина його вільного пробігу (приймаємо при $T=77$ К $l_e \approx 5 \cdot 10^{-5}$ см, що є характерним для досить “чистих” кристалів [4]; погіршення їхньої якості знижує цю величину і, відповідно, збільшує $E_{кр}$), отримуємо умову $E \ll E_{кр} \approx 200$ В·см⁻¹, яка добре виконувалася для всіх значень напруженості поля у цій роботі.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

Основний внесок у спектр фотолюмінесценції монокристалів НІН GaAs при $T=77$ К вносять: смуга крайового випромінювання з максимумом інтенсивності в області енергій $h\nu_m = 1.506$ - 1.508 еВ (положення максимуму залежить від концентрації електрично активної домішки [12]), домішкова смуга з $h\nu_m = 1.490$ еВ, що обумовлена участю в випромінювальних переходах дрібних акцепторних центрів – атомів вуглецю, котрі займають вакансії миш'яку CAs і смуга з $h\nu_m \approx 0.65$ еВ, що викликана випромінювальними переходами через глибокі донорні центри *EL2* [11] (рис. 1).

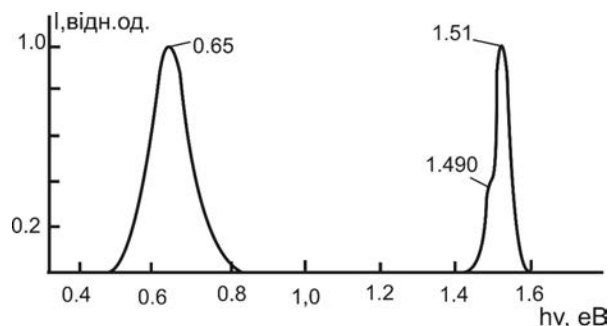


Рис. 1. Загальний вигляд спектрів люмінесценції монокристалів НІН GaAs

При значеннях напруженості електричного поля $E \geq 28 \text{ В·см}^{-1}$ спостерігалось зниження інтенсивності крайової ФЛ (вставка на рис. 2).

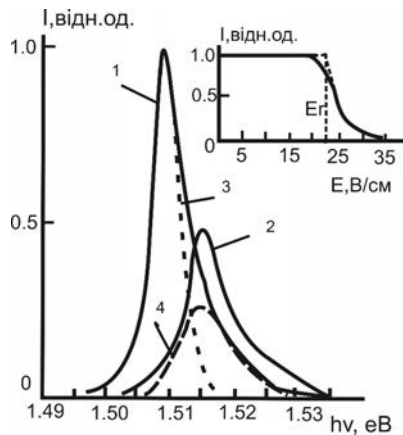


Рис. 2. Крайове випромінювання кристала (зразок № 1): без ЕП (1); в ЕП (2). Пунктирні лінії – розкладання кривої (1) на випромінювання, що зумовлене екситонами (3) та рекомбінацією вільних електронів і дірок (4)

На вставці: залежність інтенсивності екситонного випромінювання від напруженості ЕП (зразок № 1).

При $E \geq 35 \text{ В·см}^{-1}$ випромінювання з максимумом інтенсивності в області $h\nu_{m0} = 1.506\text{--}1.508 \text{ еВ}$ не було, а максимальна інтенсивність крайової смуги припадала на енергію $h\nu_m = 1.513\text{--}1.515 \text{ еВ}$ (рис. 2). При цьому різниця енергій $\Delta h\nu = h\nu_{m0} - h\nu_m$ для всіх досліджених зразків становила $6.6 \pm 0.4 \text{ меВ}$. Значення E_T (методика знаходження E_T показана на вставці до рис. 2) незначально змінювалися зі зміною N_c (вставка на рис. 3).

По міру зниження інтенсивності смуги випромінювання з максимумом $h\nu_{m0}$ відбувалося збільшення інтенсивності смуг з $h\nu_m = 1.490 \text{ еВ}$ і $h\nu_m \approx 0.65 \text{ еВ}$ так, що інтегральна за всім спектральним діапазоном інтенсивність випромінювання I_{in} була практично постійною (рис. 3).

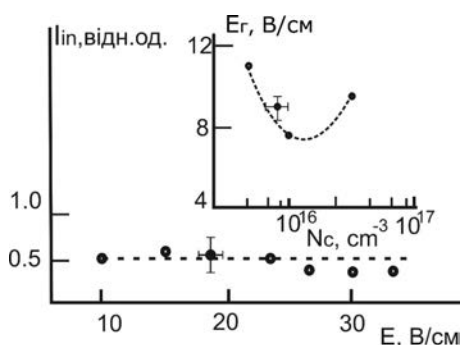


Рис. 3. Залежність сумарної інтегральної інтенсивності ФЛ від напруженості ЕП (зразок № 1). На вставці: залежність величини E_T від концентрації електрично активного вуглецю для кристалів НІН GaAs

Подальше збільшення напруженості поля до 50 В/см не вносило істотних змін до спектрів ФЛ.

ОБГОВОРЕННЯ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Згідно з теоретичними положеннями і відповідними розрахунками [13] смугу крайового випромінювання нелегованого GaAs при 77 К можна розкласти на дві складові. Перша з них – з максимумом $h\nu_m = 1.514 \text{ еВ}$, зумовлена рекомбінацією вільних електронів і дірок (рис. 2(4)). Друга, що є більш інтенсивною, й енергія максимуму якої зміщується в довгохвильову область зі збільшенням концентрації C_{As} [12] ($h\nu_m = 1.5082\text{--}1.5059 \text{ еВ}$), викликана випромінювальною анігіляцією вільних екситонів (рис. 2(3)). При зіставленні кривих 1 і 2 на рис. 2 видно, що в електричному полі при $E \geq 10 \text{ В·см}^{-1}$ гаситься екситонне випромінювання, а залишкове крайове випромінювання (далі – крайове випромінювання в полі) визначається зон-зонною рекомбінацією носіїв струму.

Відомі такі механізми, що викликають гасіння екситонної люмінесценції: (1) – термічна дисоціація екситонів; (2) – збільшення ймовірності їхньої безвипромінювальної рекомбінації; (3) – ударна іонізація; (4) – тунельний перехід електрона із зв'язаного стану до зони провідності. Розглянемо можливість реалізації кожного з цих механізмів. (1) – термічну дисоціацію екситонів (внаслідок розігріву зразка) можна виключити з розгляду, з одного боку, завдяки малим струмам та відповідній методиці експерименту (див. розділ «Методи, об'єкт та предмет дослідження») та зовсім іншому характеру зміни параметрів крайового випромінювання при зміні температури в області $T \approx 77 \text{ К}$, з іншого [14]. (2) – відсутність суттєвої зміни інтегральної інтенсивності ФЛ в ЕП (рис. 3) свідчить про постійне значення інтегрального (за всіма довжинами хвиль) квантового виходу випромінювання в кристалі. З цього випливає, що ймовірність безвипромінювальної електрон-дірочної рекомбінації у слабкому ЕП не збільшується. (3), (4) – значення E_T , що отримані у цій роботі, занадто малі для реалізації обох даних механізмів. Дійсно, додаткова енергія, що отримується електроном в ЕП на довжині вільного пробігу

$$W = e \cdot E \cdot l_e \quad (5)$$

у даному експерименті не перевищує 1.8 меВ . Ця величина набагато менше енергії зв'язку екситонів $We = 4.1 \text{ меВ}$, що унеможливає їх ударну іонізацію. Ймовірність тунелювання електрона в зону провідності [4]

$$P \sim \exp(-ET/E),$$

де E_T – стала тунелювання, яка залежить від параметрів кристала:

$$E_m = \frac{\pi \cdot W^{3/2} \cdot m r^{1/2}}{2\hbar e} \quad (6)$$

Для приведеної ефективної маси електрона та дірки в GaAs виконується умова $m_e \approx m_e$ (m_e – ефективна маса електрона). Звідси $E_m \approx 800 \text{ В/см}$. Експериментальні значення $E_s \ll E_m$, отже ймовірністю тунельного процесу можна знехтувати.

Таким чином, у дуже слабких ЕП не може бути реалізований жоден із розглянутих вище механізмів гасіння екситонного випромінювання. Крім того, відомі з літератури значення E [3], що викликають зниження його інтенсивності в некомпенсованих кристалах, істотно вище величини E_T , що отримані у цій роботі (значення E , що викликають гасіння ФЛ в ЕП в некомпенсованому GaAs, також значно перевищують E_T). Слід припустити, що отримані результати обумовлені структурними особливостями GaAs, що пов'язані з його зарядовою компенсацією.

Відомо, що «фатальною» причиною, що знищує всі прояви екситонних станів в об'ємних кристалах, є екранування кулонівської взаємодії електрона та дірки, яка перешкоджає їх взаємному тяжінню. Руйнування екситонних станів починається, коли відстань між зарядженими домішками складає $\delta \approx l/(4 \cdot N)^{1/3} \geq R_B$ (N – концентрація електрично активної домішки, R_B – борівський радіус екситону). В GaAs $R_B = 15$ нм і ця умова виконується при $N \geq 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Однак процес носить імовірнісний характер і повний розпад екситонних станів має місце лише при $N \geq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [15].

У сильно компенсованому матеріалі НІН GaAs в результаті просторових флуктуацій концентрації домішок (негативно зарядженого вуглецю – NC, позитивно зарядженого кремнію – N_{Si} , глибоких донорів – N_{EL2} та ін), навіть при слабкому легуванні відбувається формування «хвостів» щільності станів (1). Параметри потенційних ям найбільшого для заданих умов масштабу (тобто просторова ширина r_i та енергетична глибина γ) визначаються співвідношеннями [12]:

$$r_i = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{4\pi \cdot N_{\Sigma} \cdot e^2}}, \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{e^2}{\varepsilon} \sqrt{N_{\Sigma} r}. \quad (8)$$

При $T=77 \text{ К}$ і $N_{\Sigma}=N_C+N_{EL2}+N_{Si}$ (де $N_{EL2}=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_C=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_{Si} \approx 1/3 \cdot N_C$) $r_i \approx 3.9 \cdot 10^{-6} \text{ см}$ і $\gamma_i \approx 5.2 \text{ меВ}$. Такі параметри забезпечують умову локалізації

$$\frac{\hbar^2}{m^* \cdot r^2} \ll \gamma \quad (9)$$

для важких дірок і погано забезпечують локалізацію електронів (ширина та геометрична форма різних ям можуть істотно відрізнятися одна від одної, так середньоквадратична величина γ , що експериментально встановлена в [16], становила $\sim 1.5 \text{ меВ}$). Слід зазначити, що в GaAs концентрація заряджених ВТД ($N_{звТД}$), залежно від положення рівня Фермі, може становити значну частину загальної концентрації ВТД [17], яка досягає 10^{19} см^{-3} . Тому неоднорідне розподіл $N_{звТД}$ в кристалі може робити внесок у процеси, що аналізуються далі. Однак для компенсованого матеріалу, до якого належить НІН GaAs, питання про

відсоткове співвідношення заряджених та нейтральних ВТД вивчено недостатньо. Тому в цій роботі просторова флуктуація $N_{звТД}$ не враховуватиметься.

Таким чином, в областях протяжністю $\sim 10^{-6} \text{ см}$ (із більш високою, ніж у середньому по кристалу, N) екситони існувати не можуть [18]. Вони існують у проміжних областях, де N , відповідно, нижче середньої величини.

В ЕП екситон має дипольний момент

$$P = \varepsilon_0 \alpha E, \quad (10)$$

де α – його поляризуємість. Квантовомеханічний розрахунок показує [9], що невироджений рівень з $n = 1$, $J = 0$, $m_J = 0$ (J , m_J – квантові числа повного моменту атома та його проекції на виділену вісь) не розщеплюється і для нього спостерігається зсув, що залежить від напруженості поля.

Складова швидкість носіїв струму, що викликана дією сил поля, дорівнює

$$\Delta v = \mu \cdot E, \quad (11)$$

і в нашому експерименті її величина досягає 106 см/с . За час життя екситону ($\tau \approx 10^{-10} \text{ с}$) зміщення електрона вздовж поля може, відповідно, становити $\Delta r \sim 10^{-4} \text{ см}$. Ця величина перевищує довжину вільного пробігу електрона $l_e \sim 10^{-5} \text{ см}$, тому слід обмежуватись значенням l_e . І хоча додаткова енергія, що отримана електроном в ЕП на довжині l_e недостатня для переходу екситону в квантовий стан з $n=2$, він набуває дипольного моменту і його орбіта витягується вздовж поля. Якщо прийняти, що розміри областей зі зниженою концентрацією домішки перевищують r_i не більше, ніж на порядок, то в ЕП екситонні орбіти потраплятимуть в області з підвищеною N (область «хвостів»). Це веде до розпаду екситонів. Зростання концентрації домішок викликає збільшення r_i , зумовлює зниження енергії активації такого розпаду та зменшення значення E_T на вставці до рис. 3. Однак із зростанням концентрації домішок посилюється розсіювання носіїв, знижується l_e , що веде до збільшення E_T . Ці два конкуруючі процеси і зумовлюють нетривіальну залежність $E_T(NC)$ (вставка на рис. 3). Слід також відзначити, що при $T=4.2 \text{ К}$ з виразів (5) і (6) отримуємо $r_2^2 \approx 0.05 \cdot r_i^2$, а $\gamma_2 \approx 0.5 \cdot \gamma_i$. Тому умова локалізації (7) виконується гірше і вплив «хвостів» може бути значно слабшим.

Імовірність утворення локалізованих електронних станів у «хвостах» зони провідності мала. Крім того, більшість електронних та діркових пар знаходяться на відстані r_i і ймовірність випромінювальної рекомбінації для електронів та дірок є незначною. Тому електрон, захоплений в область «хвоста», термічно викидається в зону [12]. Значення kT при $T=77 \text{ К}$ становить $\sim 6.6 \text{ меВ}$, що для всіх досліджених кристалів відповідає різниці енергій $\Delta h\nu$ між положенням максимуму крайового випромінювання в ЕП і без нього.

ВИСНОВКИ

У кристалах сильно компенсованого нелегованого арсеніду галію, що поміщені у слабе електричне поле, при $T=77$ К має місце зниження інтенсивності екситонного випромінювання при аномально низьких, порівняно з некомпенсованим матеріалом, значення напруженості поля. Таке зниження неможливо пояснити на підставі відомих механізмів розпаду екситонних станів в електричному полі.

Найбільш імовірною причиною отриманого є наступне. В електричному полі дипольний момент екситону орієнтується вздовж поля. У компенсованому матеріалі, навіть за невисокої концентрації електрично заряджених фонових домішок, у результаті флуктуації їх концентрації формуються «хвости» щільності станів. Екранування кулонівської взаємодії електрона та дірки при попаданні в область таких «хвостів» руйнує екситонні стани в кристалі, поміщеному в слабе електричне поле.

REFERENCES

- [1] Novosiadlyi, S. et al. (2019). Features of formation of microwave GaAs structures on homo and hetero-transitions for the sub-microconnection of the Isic structures. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, No 5 (97), 13–19.
- [2] Pritchyn, S.E. (2013). Metody pokrashchennya dehradatsiynoyi stiykosti elementiv ICH-optyky na osnovi napivizolyuyuchoho GaAs. [Methods of improving the degradation resistance of IR optics elements based on semi-insulating GaAs]. *VI Ukrayins'ka naukova konferentsiya z fizyky napivprovodnykiv – VI Ukrainian Scientific Conference on Semiconductor Physics*, Chernivtsi, 116–117. [in Ukrainian].
- [3] Glutsch, S. (2004). Numerical Calculation of the Optical Absorption in Low-Dimensional Semiconductors. *Springer Series in Solid-State Sciences Excitons in Low-Dimensional Semiconductors*, Vol. 141, 47–100.
- [4] Seoung Jun Lee, S. J. (2015). Investigation of Internal Electric Fields in GaAs Solar Cell under Highly-concentrated Light. *Journal of Korean Physical Society*, 66(4), 667–671.
- [5] Fujisaki, Y. (1993). Nonstoichiometry fluctuations along striations in undoped semi-insulating GaAs. *J. Cryst. Growth*, Vol. 126, 77–84.
- [6] Mihailova, Ts. (2005). Structural defects in gallium arsenide. *J. of Optoelectronics and Advanced Materials*, Vol. 7, No 1, 521–524.
- [7] Liu, H. et al. (2009). Effects of thermal annealing on the electrical properties of large diameter semi-insulating gallium arsenide. *J. of alloys and compounds*. Vol. 475, 923–925.
- [8] Novosyadlyi, S.P., Mandzyuk, V.I., Gumenyuk, N.T., Huk, I.Z. (2018). Osoblyvosti formuvannya NVCH arsenid-haliyevykh submikronnykh struktur velykykh intehral'nykh skhem [Peculiarities of Forming of Microwave Arsenide-Gallium Submicron Structures of Large-scale Integrated Circuit]. *Fizyka i khimiya tverdoho tila – Physics and Chemistry of Solid State*, Vol. 19, No 2, 186–190. [in Ukrainian].
- [9] Pritchyn, S.E. (2016). *Rozrobka tekhnolohiyi vyrobnytstva pidkladok arsenidu haliyu dlya vyrobiv mikroelektroniky: dys. d-ra. tekhn. nauk: 05.27.06 – tekhnolohiya, obladnannya ta vyrobnytstvo elektronnoyi tekhniki [Development of technology for production of gallium arsenide substrates for microelectronic products: thesis. Dr. technical Science: 05.27.06 – Technology, equipment and production of electronic equipment]*. Kremenichug: M. Ostrogradskyi Kremenichug University. [in Ukrainian].
- [10] Litvinova, M.B. (2004). The influence of impurities on radiative recombination via EL2 centers in gallium arsenide single crystals. *Semiconductors*, Vol. 38 (1), 44–48.
- [11] Litvinova, M.B. (2005). Effect of the vacancy composition of GaAs single crystals on optical quenching of luminescence through EL2 defects. *Crystallography Reports*, Vol. 50, No 4, 714–718.
- [12] Gavrilchenko, I.V. et al. (2021). Luminescent Properties of Electrochemically Etched Gallium Arsenide. *Journal of nano-and electronic physic*, Vol. 13 No 4, 04011(6pp).
- [13] Amiria, I.S. et al. (2019). Temperature effects on characteristics and performance of near-infrared wide bandwidth for different avalanche photodiodes structures. *Results in Physics*, 14:1023.
- [14] Grilli, E., Guzzi, M., Pavesi, G. (1992). High-precision determination of the temperature dependence of the fundamental energy gap in gallium arsenide *Phys. Rev. B*, Vol. 45, 1638.
- [15] Chen, H.L. (2021). Quantitative Assessment of Carrier Density by Cathodoluminescence. II. GaAs Nanowires. *Phys. Rev. Applied*, Vol. 15, 024007.
- [16] Loginov, D.K., Donets, A.V. (2021). Dependence of the exciton-light coupling on the quantum well width in an external uniform electric field. *Physics of the Solid State*, 2021, Vol. 63, Is. 4, 582–589.
- [17] Hurler, D.T.J. (2002). Charged native point defects in GaAs and other III–V compounds. *Journal of Crystal Growth*, Vol. 237–239(3), 1621–1627.
- [18] Mergenthaler, K. et al. (2017). Anti-Stokes photoluminescence probing k-conservation and thermalization of minority carriers in degenerately doped semiconductors. *Nature communications*, 21, 8(1):1634.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- [1] Novosiadlyi, S. et al. (2019). Features of formation of microwave GaAs structures on homo and hetero-transitions for the sub-microconnection of the Isic structures. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, № 5 (97), 13–19.
- [2] Притчин, С.Е. (2013). Методи покращення деградаційної стійкості елементів ІЧ-оптики на основі напівізольуючого GaAs. *VI Українська наукова конференція з фізики напівпровідників. Тези доповідей*, Чернівці, 116–117.

- [3] Glutsch, S. (2004). Numerical Calculation of the Optical Absorption in Low-Dimensional Semiconductors. *Springer Series in Solid-State Sciences Excitons in Low-Dimensional Semiconductors*, Vol. 141, 47–100.
- [4] Seoung Jun Lee, S. J. (2015). Investigation of Internal Electric Fields in GaAs Solar Cell under Highly-concentrated Light. *Journal of Korean Physical Society*, 66(4), 667–671.
- [5] Fujisaki, Y. (1993). Nonstoichiometry fluctuations along striations in undoped semi-insulating GaAs. *J. Cryst. Growth*, Vol. 126, 77–84.
- [6] Mihailova, Ts. (2005). Structural defects in gallium arsenide. *J. of Optoelectronics and Advanced Materials*, Vol. 7, № 1, 521–524.
- [7] Liu, H. et al. (2009). Effects of thermal annealing on the electrical properties of large diameter semi-insulating gallium arsenide. *J. of alloys and compounds*. Vol. 475, 923–925.
- [8] Новосядлий, С.П., Мандзюк, В.І., Гуменюк, Н.Т., Гук, І.З. (2018). Особливості формування НВЧ арсенід-галієвих субмікронних структур великих інтегральних схем. *Фізика і хімія твердого тіла*, Т. 19, № 2, 186–190.
- [9] Притчин, С. Е. (2016). Розробка технології виробництва підкладок арсеніду галію для виробів мікроелектроніки: дис. д-ра. техн. наук: 05.27.06 – технологія, обладнання та виробництво електронної техніки. Кременчук. ун-т ім. М. Остроградського: Кременчук, 326 с.
- [10] Litvinova, M.B. (2004). The influence of impurities on radiative recombination via EL2 centers in gallium arsenide single crystals. *Semiconductors*, Vol. 38 (1), 44–48.
- [11] Litvinova, M.B. (2005). Effect of the vacancy composition of GaAs single crystals on optical quenching of luminescence through EL2 defects. *Crystallography Reports*, Vol. 50, No 4, 714–718.
- [12] Gavrilchenko, I.V. et al. (2021). Luminescent Properties of Electrochemically Etched Gallium Arsenide. *Journal of nano-and electronic physic*, Vol. 13 No 4, 04011(6pp).
- [13] Amiria, I.S. et al. (2019). Temperature effects on characteristics and performance of near-infrared wide bandwidth for different avalanche photodiodes structures. *Results in Physics*, 14:1023.
- [14] Grilli, E., Guzzi, M., Pavesi, G. (1992). High-precision determination of the temperature dependence of the fundamental energy gap in gallium arsenide *Phys. Rev. B*, Vol. 45, 1638.
- [15] Chen, H.L. (2021). Quantitative Assessment of Carrier Density by Cathodoluminescence. II. GaAs Nanowires. *Phys. Rev. Applied*, Vol. 15, 024007.
- [16] Loginov, D.K., Donets, A.V. (2021). Dependence of the exciton-light coupling on the quantum well width in an external uniform electric field. *Physics of the Solid State*, 2021, Vol. 63, Is. 4, 582–589.
- [17] Hurler, D.T.J. (2002). Charged native point defects in GaAs and other III–V compounds. *Journal of Crystal Growth*, Vol. 237–239(3), 1621–1627.
- [18] Mergenthaler, K. et al. (2017). Anti-Stokes photoluminescence probing k-conservation and thermalization of minority carriers in degenerately doped semiconductors. *Nature communications*, 21, 8(1):1634.

© Літвінова М. Б., Дудченко О. М., Штанько О. Д., Карпова С. О.
 Дата надходження статті до редакції: 13.02.2024
 Дата затвердження статті до друку: 28.02.2024