

**А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, І.М. Матіюк, А.І. Ткачук****InAs ФОТОДІОДИ (ОГЛЯД)**

Проаналізовано сучасний стан з розробок інфрачервоних InAs фотодіодів та отримано значення їх основних технічних параметрів і характеристик. Розраховано концентраційну залежність часу життя нерівноважних носіїв заряду в матеріалі InAs *n*- та *p*-типу провідності, а також проведено порівняння з експериментальними даними. Проаналізовано механізми транспорту носіїв заряду в InAs фотодіодах та з'ясовано природу надлишкових струмів. Показано можливість коректного прогнозування спектральної фоточутливості в охолоджуваних InAs фотодіодах та розглянуто перспективи їх застосування.

**Ключові слова:** InAs фотодіоди, час життя, надлишковий тунельний струм, неоднорідний *p-n*-перехід.

**1. ВСТУП**

Арсенід індію та тверді розчини на його основі є базовим матеріалом для виготовлення приймачів і інжекційних джерел інфрачервоного випромінювання (ІЧ) для спектрального діапазону 3–5 мкм [1-7]. Незважаючи на те, що у даному спектральному діапазоні використовуються фотоприймачі на основі сполук  $A^2B^6$  та  $A^4B^6$  [1], перевагою матеріалів на основі InAs є більш висока стабільність, технологічність та можливість виготовляти як інжекційні джерела, так і приймачі ІЧ-випромінювання. InAs фотодіоди задовільної якості виготовляються рядом комерційних виробників [5, 6], проте проблема покращення основних технічних параметрів і характеристик, а також стабільності (для джерел випромінювання) залишається актуальною. Наприклад, у комерційних охолоджуваних InAs фотодіодах отримана монохроматична ( $\lambda = 3.0$  мкм) ампер-ватна чутливість 1.3–1.5 А/Вт [5, 6], тоді як теоретично можливе значення  $\sim 2.4$  А/Вт [3]. Такий висновок можна зробити і стосовно параметра  $R_0A$  (добуток диференціального опору фотодіода при нульовій напрузі зміщення на активну площу  $A$ ). У комерційних фотодіодах  $R_0A \approx 8 \cdot 10^3$  Ом·см<sup>2</sup> при  $T = 77$  К [5, 6], а в роботах [7, 8] повідомляється про отримання значень  $\geq 1 \cdot 10^5$  Ом·см<sup>2</sup>. Хоча природа таких розбіжностей авторами не досліджувалась, викладені факти свідчать про наявність надлишкових темнових струмів у охолоджуваних комерційних фотодіодах. Слід зазначити також відсутність на комерційному ринку лавинних InAs фотодіодів, на перспективу розробки яких вказувалось у роботах [9-11], що додатково може свідчити про проблемність їх виготовлення.

Можливість виготовлення елементної бази оптронів з одного і того ж матеріалу, при високій стабільності і технологічності у порівнянні з вузькозонними сполуками  $A^2B^6$ , забезпечує напівпровідникам  $A^3B^5$  певну перевагу.

Оскільки в спектральному діапазоні 3–5 мкм знаходяться найбільш інтенсивні смуги поглинання таких шкідливих і вибухонебезпечних газів, як, наприклад, метан (3,3 мкм), оксид сірки (3,95 мкм), оксид вуглецю (4,27 мкм), а також чадний газ (4,67 мкм), вузькозонні напівпровідники  $A^3B^5$  використовуються для розробки і створення елементної бази оптоелектронних сенсорів газів [12-17].

Ефективність роботи оптоелектронних приладів значною мірою визначається часом життя нерівноважних носіїв заряду. У світлодіодах час життя неосновних носіїв заряду біля межі *p-n* переходів (на довжині дифузії неосновних носіїв заряду) визначає, в основному, їх квантову ефективність, а у фотодіодах – ампер-ватну фоточутливість і питому виявлювальну здатність [1]. Можливість коректного розрахунку часу життя неосновних носіїв заряду в оптоелектронних приладах на основі InAs відкриває шлях до прогнозування порогових параметрів і характеристик InAs фотодіодів. Крім того, потребує з'ясування проблема виникнення тунельних струмів в охолоджуваних InAs фотодіодах з широкою областю просторового заряду (ОПЗ), непрозорою для зона-зонного тунелювання при відносно

невеликих напругах зворотного зміщення  $eU \leq E_g$ . Мета роботи полягає також в узагальненні літературних даних щодо сучасного стану технології виготовлення InAs фотодіодів та аналізу досягнутого рівня їх технічних параметрів та характеристик у порівнянні з комерційними аналогами.

## **2. ПРОЦЕСИ ГЕНЕРАЦІЇ ТА РЕКОМБІНАЦІЇ НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ**

**2.1. Рекомбінація в  $n$ -InAs.** Незважаючи на значну кількість опублікованих робіт [18-29], механізми рекомбінації в InAs, а також приладах на його основі не можна вважати остаточно встановленими як з експериментальної, так і теоретичної точок зору. Як відомо, центральним у теорії рекомбінації є питання про механізм відведення енергії збудження. При міжзонній випромінювальній рекомбінації енергія рекомбінуючих електрон-діркових пар виділяється у вигляді фотонів, що мають енергію близьку до  $E_g$ . При міжзонній оже-рекомбінації енергія передається третій частинці – електрону або дірці. У роботах [18, 19] розглянуто десять можливих оже-переходів у напівпровіднику між станами зони провідності і валентної зони, які складаються із зони важких і легких дірок. Стосовно InAs найбільш важливими є три оже-процеси. У напівпровіднику  $n$ -типу домінує процес CHSS (Auger 1), в якому беруть участь два електрони і важка дірка. Енергія рекомбінуючої пари при цьому передається електрону. У матеріалі  $p$ -типу провідності переважають два процеси. У процесі, позначеному як CHLN (Auger 7), енергія рекомбінації електрон – важка дірка передається іншій важкій дірці, яка переходить в зону легких дірок. Нарешті, якщо перехід важкої дірки здійснюється в спін-відщеплену зону, процес має позначення CHSH (Auger S) [18-20]. Закони збереження енергії та імпульсу в оже-рекомбінації накладають обмеження на ймовірність переходів і зумовлюють існування порогової енергії для рекомбінації електрон-діркової пари.

Вивчення міжзонної випромінювальної та оже-рекомбінації є важливим, оскільки вказані механізми є принципово неусувними і визначають верхню межу часу життя нерівноважних носіїв заряду. В  $n$ -InAs міжзонну оже-рекомбінацію аналізували в моделі Бітті–Ландсберга [19]. Для розрахунків використовували двозонну модель зонного спектра з параболічним законом дисперсії для електронів і дірок. При цьому значення інтегралів перекриття періодичних частин блохівських хвильових функцій підбирають дослідним шляхом, що може до деякої міри спотворити якісну картину механізмів рекомбінації.

Подальший розвиток теорія оже-рекомбінації отримала в роботах Гельмонта зі співробітниками [23, 24, 26, 27]. Для розрахунків використовували тризонну і чотиризонну моделі Кейна. В останній враховується вплив спін-відщепленої зони, а також точно розраховані інтеграли перекриття. У зв'язку з цим відзначимо, що вивчення механізмів рекомбінації в InAs відкриває найбільш сприятливі можливості для перевірки висновків теорії за рядом обставин. По-перше, зонний спектр InAs добре описується в рамках моделі Кейна і його параметри досить надійно встановлені (табл. 1). По-друге, в  $p$ -InAs рекомбінація типу CHSH може відігравати істотну роль, оскільки енергія відщепленої зони  $\Delta$  близька до  $E_g$ . Крім InAs, така ситуація реалізується, мабуть, тільки в GaSb [26]. Для цього типу рекомбінації потрібна найменша порогова енергія (народжені в процесі оже-рекомбінації дірки можуть перейти у відщеплену зону практично без зміни квазіімпульса), тому ймовірність переходів сильно зростає. Це приводить до значного зменшення часу життя нерівноважних носіїв заряду в матеріалі  $p$ -типу у порівнянні з  $n$ -типом. Встановлено [29], наприклад, що інтегральна інтенсивність випромінювання в  $n$ -InAs на півтора порядку вище, ніж у матеріалі  $p$ -типу з близькою концентрацією рівноважних носіїв ( $\geq 10^{17}$  см<sup>-3</sup> при 77 K). Зміна співвідношення між  $E_g$  і  $\Delta$  у твердих розчинах  $p$ -InGaAs також приводить до збільшення інтенсивності випромінювання. Ці факти служать доказом існування рекомбінації типу CHSH у  $p$ -InAs.

Таблиця 1. Зонні параметри InAs.

Параметр	Значення
Ширина забороненої зони при $T = 300$ К, еВ	0,356
Ширина забороненої зони при $T = 77$ К, еВ	0,418
Енергія спин-орбітального відщеплення при $T = 300$ К, еВ	0,40
Енергія спин-орбітального відщеплення при $T = 77$ К, еВ	0,43
Власна концентрація носіїв заряду при $T = 300$ К, $\text{см}^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{14}$
Власна концентрація носіїв заряду при $T = 77$ К, $\text{см}^{-3}$	$2,1 \cdot 10^3$
Ефективна маса електронів	$0,023m_0$
Ефективна маса легких дірок	$0,025m_0$
Ефективна маса важких дірок	$0,41m_0$
Ефективна маса дірок у спин-орбітально відщепленій зоні	$0,14m_0$
Маса вільного електрона, кг	$9,1 \cdot 10^{-31}$
Електронна спорідненість, еВ	4,9
Низькочастотна діелектрична проникність	14,55
Високочастотна діелектрична проникність	11,8

Випромінювальний і оже-механізми рекомбінації, зазвичай, відносять до фундаментальних [19], на відміну від рекомбінації Шоклі–Ріда–Холла (ШРХ), яка значною мірою пов'язана з технологією виготовлення вихідних матеріалів та фотодіодів (ФД). У принципі, рекомбінація ШРХ може бути значно ослаблена удосконаленням самої технології. Тому можна вважати, що міжзонна випромінювальна і оже-рекомбінація визначають граничні значення часу життя нерівноважних носіїв заряду, а також граничні порогові параметри ФД.

Розрахунок часу життя нерівноважних носіїв заряду в  $n$ -InAs виконано в роботах [3, 31]. Результати розрахунків та експериментальні дані показано на рис. 1 і 2. При  $T = 77$  К експериментальні дані добре описуються механізмом випромінювальної рекомбінації, а внесок оже-рекомбінації порівняно малий. Можна припустити, що в зразках  $n$ -типу провідності при кімнатній температурі суттєвим є також внесок рекомбінації ШРХ. Це припущення узгоджується з даними вимірювань квантової ефективності InAs світлодіодів, а саме: квантова ефективність зменшується зі збільшенням температури від 77 до 300 К [14, 20]. Експериментально глибокі рівні в забороненій зоні InAs з концентрацією  $10^{14}$ – $10^{15}$   $\text{см}^{-3}$  спостерігалися в роботах [35, 38, 40]. Крім того, як показано в [3], у дифузійних ФД вольт-амперні характеристики (ВАХ) в інтервалі температур 77–300 К вдається пояснити тільки з урахуванням тунельних і активаційних переходів носіїв між зонними та дефектними станами в забороненій зоні.

Відмітимо, що значення квадрата інтегралів перекриття хвильових функцій  $|F_1 F_2|^2$  в InAs змінюється в межах від 0.014 [19] до 0.079 [34]. Хоча причини такого значного розкиду в літературі не аналізувались, однак можна стверджувати, що вказаний розкид не зумовлений експериментальними помилками вимірювань часу життя нерівноважних носіїв заряду. Подібний розкид спостерігався також і для інших вузькозонних напівпровідників [1]. Виходячи з припущення про внесок рекомбінації ШРХ при кімнатній температурі, можна вважати, що розкид підганяльних значень  $|F_1 F_2|^2$  може зумовлюватись неврахуванням цього механізму рекомбінації.

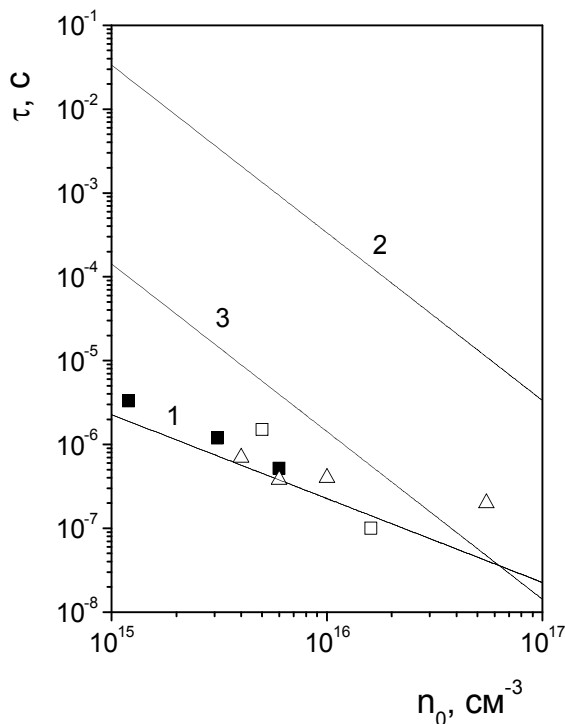


Рис. 1. Концентраційна залежність часу життя в  $n$ -InAs при 77 К [3, 30, 31]. Точки – експеримент, розрахункові криві отримано для випромінювальної рекомбінації (1), оже-рекомбінації СНСС за Гельмонтом (2), оже-рекомбінації СНСС за Бітті–Ландсбергом для  $|F_1F_2|^2 = 0.079$  (3).

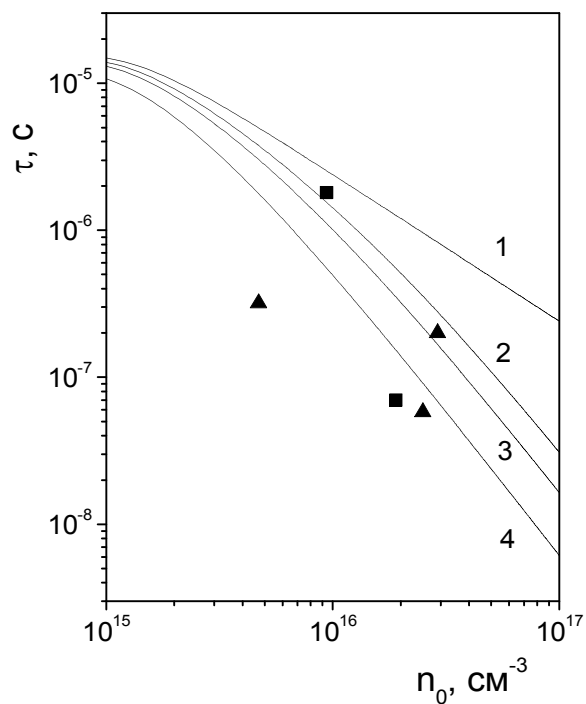


Рис. 2. Концентраційна залежність часу життя в  $n$ -InAs при 300 К [3, 30, 31]. Розрахункові криві отримано для випромінювальної рекомбінації (1), ефективного часу життя для випромінювальної та оже-рекомбінації СНСС за Гельмонтом (2), ефективного часу життя для випромінювальної, оже-рекомбінації СНСС за Бітті–Ландсбергом для значень  $|F_1F_2|^2$  0.014 і 0.079 (3 та 4 відповідно).

**2.2. Рекомбінація у  $p$ -InAs.** Процеси міжзонної оже-рекомбінації (CHLN та CHSH) у  $p$ -InAs вивчались у [18, 19, 25]. Внаслідок необхідності виконання законів збереження енергії та імпульсу, що беруть участь в оже-процесі, частинки повинні мати початкову порогову енергію, починаючи з якої він може реалізуватися [19, 25, 29]. Для процесу CHLN порогова енергія становить  $\sim E_g$ , а для процесу CHSH її величина може бути меншою за  $E_g$ . Такешіма [25] теоретично передбачив, що CHSH процес може бути визначальним, якщо ширина забороненої зони прямозонного напівпровідника  $E_g$  порівнянна з енергією спин-орбітально відщепленої зони  $\Delta$ . У цьому випадку процес CHSH може відбуватися з високою ймовірністю при мінімальній пороговій енергії взаємодіючих частинок. Умову  $E_g \approx \Delta$  найбільшою мірою задовольняють InAs і GaSb, меншою мірою InP та GaAs, а для InSb  $E_g \ll \Delta$  [25]. Для  $p$ -InAs розраховано концентраційні залежності часу життя нерівноважних носіїв заряду в інтервалі концентрацій рівноважних дірок  $p_0 = 1 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 300 \text{ К}$ . Показано, що час життя для процесу CHLN більш ніж на порядок величини перевищує час життя, який визначається процесом CHSH. Температурні залежності часу життя нерівноважних носіїв заряду для цих процесів в інтервалі температур 200–300 К якісно різняться: у  $p$ -InAs час життя для процесу CHSH майже не залежить від температури, а для процесу CHLN – експоненціально зменшується з ростом температури [25].

Подальше вивчення процесів рекомбінації нерівноважних носіїв заряду у  $p$ -InAs проведено в [23, 24, 26, 35–37]. Експериментальне підтвердження визначального впливу спин-відщепленої зони на процес ударної іонізації і лавинного розмноження в InAs  $p$ - $n$  переходах отримано в [9, 29, 36]. Задовільний збіг експериментальних і теоретичних розрахунків підтвердив правильність вихідних припущень. З досліджень фотолюмінесценції в InAs  $p$ - і  $n$ -типу провідності [36] встановлено, що інтенсивність випромінювальної рекомбінації у  $n$ -InAs при 77 К майже на півтора порядку вища, ніж у  $p$ -InAs, при приблизно однаковій

концентрації рівноважних носіїв заряду. Також спостерігається більш сильна температурна залежність інтенсивності випромінювальної рекомбінації у порівнянні з  $p$ -InAs. Зміна складу твердих розчинів  $p$ -In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As із  $x = 1,0$  до  $x = 0,91$  призводить до порушення умови резонансу зон ( $E_g > \Delta$ ). Наслідком цього є пригнічення процесу CHSH і майже 20-кратне збільшення інтенсивності випромінювальної рекомбінації у порівнянні з  $p$ -InAs. Із сукупності експериментальних даних та теоретичних розрахунків зроблено висновок про визначальний вплив процесу CHSH на час життя нерівноважних носіїв заряду в  $p$ -InAs.

Після удосконалення методики розрахунку інтегралів перекриття оже-рекомбінацію у вузькозонних матеріалах  $A^3B^5$   $p$ -типу провідності було розглянуто Гельмонтом повторно [23, 24, 26]. У роботах [36, 37] отримано співвідношення, що дозволяють розрахувати швидкість рекомбінації процесу CHLN для напівпровідників, які описуються тризонною моделлю Кейна, наприклад InSb. Для матеріалів, які описуються чотиризонною моделлю (InAs, GaSb та твердих розчинів на їх основі), отримано вирази для розрахунку швидкості рекомбінації нерівноважних носіїв заряду при різних співвідношеннях  $E_g$  і  $\Delta$  [26]. Експериментально температурні залежності часу життя в зразках InAs  $n$ - та  $p$ -типу провідності вивчено в [34]. Для пояснення експериментальних даних використовували два механізми рекомбінації – випромінювальну та оже-рекомбінацію за участю спин-орбітально відщепленої зони.

Таким чином, можна констатувати, що на даний час розроблено теоретичні моделі для розрахунків часу життя нерівноважних носіїв заряду в InAs з урахуванням особливостей його зонного спектра. У той же час в літературі відсутнє порівняння розрахункових та експериментальних даних, отриманих різними авторами. Виходячи з цього, у даній роботі розраховано концентраційні залежності часу життя в  $p$ -InAs та проведено їх зіставлення з опублікованими в літературі та отриманими авторами огляду експериментальними даними.

Як показано в [19], для механізму рекомбінації CHLN в разі незначного відхилення від рівноваги час життя можна розрахувати за такими формулами:

$$\tau_{A7}^i = \frac{2\tau_{A7}^i}{1 + p_0/n_0}, \quad (1)$$

де  $\tau_{A7}^i$  – час життя у власному матеріалі,

$$\tau_{A7}^i = \frac{p_0}{2g_{A7}}, \quad (2)$$

де  $g_{A7}$  – темп генерації нерівноважних носіїв заряду для процесу CHLN. Аналогічні вирази для часу життя можна записати також для механізму CHSH. Згідно з теорією Гельмонта [24] в рамках тризонної моделі Кейна для невиродженої статистики носіїв темп генерації описується виразом:

$$g_{A7} = \frac{18m_0(m_{hh}^*/m_0)e^4}{\pi\hbar^3\varepsilon^2} p_0 \left(\frac{kT}{E_g}\right)^{7/2} \exp\left[-\left(1 + \frac{m_{hl}^*}{m_{hh}^*}\right)\frac{E_g}{kT}\right] g(\alpha), \quad (3)$$

де

$$\alpha = \frac{m_{hl}^*}{m_{hh}^*} \frac{E_g}{kT} \quad (4)$$

та

$$g(\alpha) = \frac{\alpha^{3/2}}{8} \left[ \sqrt{\pi\alpha}(\alpha - 1) + \alpha(3 - 2\alpha - 2\alpha^2)I_1(\alpha) + \frac{1}{2}\alpha(2\alpha^2 + \alpha + 1)I_0(\alpha) \right]. \quad (5)$$

В останньому рівнянні інтеграли  $I_0(\alpha)$  та  $I_1(\alpha)$  мають вигляд:

$$I_0(\alpha) = 2\sqrt{\pi\alpha}^{-1} e^{-\alpha} \int_0^{\sqrt{\alpha}} dt \exp(t^2), \quad (6)$$

$$I_1(\alpha) = \int_0^{\infty} dz \exp(-\alpha z^2) \frac{z}{1+z^2} \ln\left(\frac{1+z}{1-z}\right)^2. \quad (7)$$

Темп генерації для процесу CHSH в значній мірі залежить від різниці енергій спин-орбітально відщепленої і забороненої зон. Точне знання цих параметрів у цьому процесі є необхідним для коректного розрахунку часу життя нерівноважних носіїв заряду. У разі InAs найбільш часто використовуються такі вирази для ширини забороненої зони та енергії спин-орбітально відщепленої зони [34]:

$$E_g(T) = 0,44 - 2,8 \cdot 10^{-4} T, \quad (8)$$

$$\Delta = 0.434 - 1 \cdot 10^{-4} T \quad (T = 77 - 300 \text{ К}). \quad (9)$$

Оскільки  $\Delta > E_g$ , в інтервалі температур 77–300 К темп генерації можна розрахувати за формулою [26]:

$$g_{AS} = \frac{27}{5} \pi^4 n_i^2 p_0 \frac{e^4 \hbar^3 (m_S^*)^{5/2} (\Delta - E_g) \exp\left(-\frac{\Delta - E_g}{kT}\right)}{e^2 (m_{hh}^*)^3 (m_e^*)^{3/2} kT \Delta^2 (E_g + \Delta)}, \quad (10)$$

де  $m_S^*$  – ефективна маса в спин-орбітально відщепленій зоні.

У легованому матеріалі внесок конкретного механізму рекомбінації в ефективний час життя носіїв визначається типом провідності і концентрацією носіїв заряду. При спільній дії декількох рекомбінаційних механізмів ефективний час життя розраховується за формулою:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}, \quad (11)$$

де  $\tau_i$  – час життя, яке визначається для конкретного механізму рекомбінації. Параметри InAs, використані для розрахунків часу життя, наведено в табл. 1.

Результати розрахунку концентраційних залежностей часу життя нерівноважних носіїв заряду у  $p$ -InAs при температурі 77 К, а також експериментальні дані показано на рис. 3. Відмітимо, що крива 3 характеризує концентраційну залежність часу життя, зумовленого міжзонною випромінювальною рекомбінацією, методика розрахунку якого для InAs описана в [3, 30, 37]. Крива 4 зображує концентраційну залежність ефективного часу життя нерівноважних носіїв заряду, що визначається результуючою взаємодією процесів випромінювальної та оже-рекомбінацій, при цьому розрахунок проведено за формулою (11). На основі порівняння експериментальних і розрахункових даних можна зробити наступні висновки. Спостерігається задовільне узгодження експериментальних і розрахункових даних концентраційних залежностей ефективного часу життя в  $p$ -InAs при 77 К. Процес випромінювальної рекомбінації є лімітуючим для часу життя нерівноважних носіїв заряду при концентраціях рівноважних дірок  $p_0 = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Із збільшенням концентрації дірок  $p_0 > 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  спостерігається переважаючий вплив процесу CHSH у порівнянні з CHLN.

На рис. 4 подано концентраційні залежності часу життя нерівноважних носіїв заряду в  $p$ -InAs при температурі 300 К. Аналіз експериментальних і розрахункових даних приводить до таких висновків. Спостерігається суттєва розбіжність експериментальних і розрахункових даних, причому величина розбіжності збільшується зі зменшенням концентрації рівноважних дірок. Звертає на себе увагу той факт, що розрахункові результати (крива 5) краще узгоджуються з експериментальними, отриманими у пізніших дослідженнях (темні трикутник та квадрат), в яких, мабуть, використовувався матеріал кращої якості. Цей факт може свідчити про помітний вплив рекомбінації ШРХ на час життя нерівноважних носіїв заряду. Це припущення узгоджується з результатами робіт [35, 38–40, 42], в яких експериментально виявлено глибокі рівні з енергією 0,15–0,22 еВ і концентрацією  $10^{15}$ – $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Крім того,

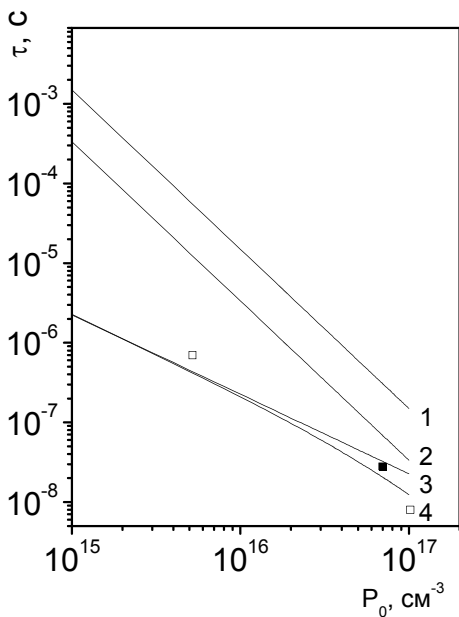


Рис. 3. Експериментальні дані (точки) і розрахункові залежності (суцільні лінії) часу життя від концентрації дірок при 77 К [3, 17]. Розрахункові значення часу життя отримано для оже-рекомбінації CHLN (1), CHSH (2), випромінювальної (3). Крива 4 – ефективний час життя, яке враховує випромінювальний, а також механізми оже-рекомбінацій CHLC і CHSH.

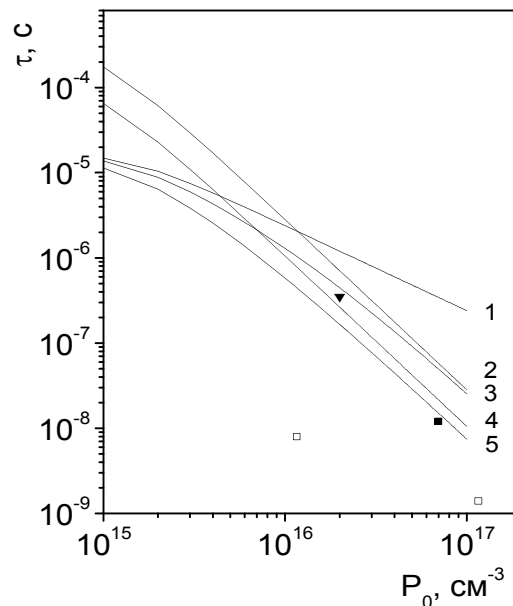


Рис. 4. Експериментальні дані (точки) і розрахункові залежності (суцільні лінії) часу життя від концентрації дірок при 300 К [3, 17]. Розрахункові значення часу життя отримано для випромінювальної (1), CHLN (2) і CHSH (3) механізмів рекомбінації.

ВАХ дифузійних InAs  $p$ - $n$ -переходів в інтервалі температур 77–300 К пояснено тільки з урахуванням тунельно-активаційних переходів носіїв заряду між зонними та дефектними станами в забороненій зоні [41]. Розрахунок показує, що при концентраціях  $p_0 < 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  час життя нерівноважних носіїв заряду в  $p$ -InAs повинен обмежуватися процесом міжзонної випромінювальної рекомбінації (крива 1), а при  $p_0 > 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  – виключно процесом CHLN (крива 4). Згідно з розрахунками час життя, зумовлений процесом CHSH (крива 2), майже в 2,5 рази перевищує час життя, зумовлений процесом CHLN (крива 4), що не збігається з даними роботи [34].

### 3. МЕТОДИ ВИГОТОВЛЕННЯ ФОТОЧУТЛИВОГО ЕЛЕМЕНТА InAs ФОТОДІОДІВ

Як правило, фоточутливим елементом (ФЧЕ) фотодіода є  $p$ - $n$ -перехід, гетероперехід, діод Шотткі або структура типу метал-діелектрик-напівпровідник (МДН). Найбільш поширеними типом ФЧЕ фотодіода є  $p$ - $n$ -перехід, який може виготовлятися методами дифузії, епітаксії або іонної імплантації [1].

**3.1. Дифузійний метод.** При дифузійному способі виготовлення  $p$ - $n$  переходу використовують монокристалічні підкладки, виготовлені з об'ємного  $n$ -InAs з  $n = (1-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (77 К), в які вводять акцепторні домішки Cd, Zn, Mg або Be шляхом дифузії або іонної імплантації. В роботах [43-47] вказаний спосіб здійснювався дифузією Cd. Процес дифузії проводили у вакуумованих кварцових ампулах при температурі підкладок 700 °С, а дифузанта – 690 °С. Тривалість процесу змінювалась від 4 до 10 год, при цьому глибина  $p$ - $n$ -переходів знаходилась у межах 40–60 мкм. Для зменшення реєпарування арсену з поверхні InAs підкладок під час дифузії в ампулу завантажували також і елементарний арсен. Дослідженнями структурної досконалості методом рентгенівської дифракційної мікроскопії, а також методом фігур травлення було показано, що на глибині

~10 мкм від поверхні формується сильнодефектний шар. Причиною його виникнення є виділення кадмію у другу фазу внаслідок перевищення концентрації легуючої домішки над її розчинністю в InAs при температурі дифузії. Такий дефектний шар не є фоточутливим і його необхідно видаляти, наприклад хімічним травленням. Іншим недоліком, що ускладнює процес виготовлення ФЧЕ, є потреба оптимізації глибини залягання *p-n*-переходів для забезпечення достатньої фоточутливості. В дифузійному шарі були виявлені також дислокації, декоровані домішковими атмосферами. Характер розподілу дислокацій в дифузійному шарі суттєво відрізняється від розподілу дислокацій, наприклад, в кристалі Si при дифузії В або Р. Цей факт пояснюється тим, що дифузія Cd в InAs не супроводжується значною деформацією кристалічної ґратки і завдяки неперервній її перебудові під час дифузії Cd в InAs в дифузійному шарі не утворюється дислокаційна зона. Розподіл Cd в InAs в дифузійному шарі при глибині *p-n*-переходу  $\geq 10$  мкм описується *erfc*-функцією, а глибина *p-n*-переходу від часу дифузії залежить як  $\sim \sqrt{t}$ , де *t* – час дифузії. При цьому коефіцієнт дифузії Cd в InAs в інтервалі температур 600–900 °С задовільно описується виразом [48]:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (12)$$

де передекспоненціальний множник  $D_0 = 4,35 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ , а енергія активації  $\Delta E = 1.17 \text{ еВ}$ .

При більш низьких температурах дифузії Cd (~500 °С) були виготовлені фоточутливі при кімнатній температурі InAs *p-n*-переходи з глибиною залягання 5–7 мкм [49]. Їх монохроматична ( $\lambda = 3,4 \text{ мкм}$ ) ампер-ватна чутливість становила 0,32 А/Вт, а питома виявлювальна здатність  $D_{\lambda}^* = 1 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ . Рентгенодифракційним контролем встановлено відсутність дефектного шару у приповерхневій області таким способом виготовлених InAs *p-n*-переходів, на відміну від зразків, виготовлених за технологічним режимом робіт [45-47].

Подальше вдосконалення дифузійного способу виготовлення фоточутливих InAs *p-n*-переходів викладено в [3] і пов'язано зі зміною технологічних режимів проведення дифузії кадмію, а саме: з температурою дифузії 570–650 °С, часом дифузії 15–60 хв, а також з джерелом дифузанта – сполукою CdAs<sub>2</sub>.

**3.2. Метод іонної імплантації.** У роботах [1, 7, 50, 52, 54] викладено результати з виготовлення ФЧЕ планарного типу методом іонної імплантації. Спостерігається два основних технологічних маршрути їх виготовлення. За першим із них [1, 7] ФЧЕ формується імплантацією акцепторних домішок іонів берилію, магнію, кадмію або цинку в підкладки *n*-InAs з концентрацією електронів  $(2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 77 К. За другим [50, 52, 54] – ФЧЕ виготовляється імплантацією донорних домішок, наприклад сірки, в підкладки *p*-InAs з концентрацією акцепторів  $(1-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Використовувались підкладки з кристаллографічною орієнтацією робочої поверхні (100) [7] та (111) [50, 52, 54]. В [7] розглянуто особливості виготовлення ФЧЕ імплантації іонів берилію в підкладки *n*-InAs з  $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Імплантація здійснювалась крізь вікна розміром 150×150 мкм, сформованих у фоторезистивній масці, у незахищену поверхню *n*-InAs. Після імплантації здійснювався термовідпал зразків, що спричиняло формування сильнолегованого *p*<sup>+</sup>-шару з глибиною 0.6–0.8 мкм та з середньою концентрацією дірок  $(2-3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при 77 К. Наступний за термовідпалом процес зводився до захисту робочої поверхні ФЧЕ анодним окисленням, а також нанесенням плівки нітриду кремнію. Вольт-амперна характеристика апроксимувалась виразом [7]:

$$I = I_0 [\exp(qU/\beta kT) - 1], \quad (13)$$

де  $I_0 = 7 \cdot 10^{-8} \text{ А/см}^2$ ,  $\beta = 1,4$  – коефіцієнт неідеальності, *k* – стала Больцмана, *T* – температура. При  $T = 77 \text{ К}$  параметр  $R_0 A \geq 1 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , що майже на два порядки більше, ніж у комерційних InAs фотодіодах [5, 6], а питома виявлювальна здатність досягала значень  $D_{\lambda}^* = 8 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  для  $\lambda_{\text{max}} = 2.7 \text{ мкм}$  і апертурному куті ~30°. Монохроматична ( $\lambda_{\text{max}}$ ) ампер-



ватна чутливість становила  $S_i = 1,7-1,8$  А/Вт, що краще, ніж у сучасних комерційних InAs фотодіодах [5, 6]. Напруга пробою  $U_B$  виготовлених переходів становила 10–13 В при 77 К, що свідчило про їх високу якість.

Імплантацією іонів сірки у підкладки  $p$ -InAs кристалографічної орієнтації (111)А та з  $p = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (77 К) виготовлені ФЧЕ  $n^+$ - $p$ -типу [54]. Поверхня підкладок проходила стандартні етапи механічної (шліфування, полірування) та електрохімічної обробки. Енергія іонів сірки була 350 кеВ, а імплантациа здійснювалась у двох варіантах: у незахищену поверхню та захищену плівкою  $\text{SiO}_2$  товщиною 20 нм. При дозі опромінення  $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  ефективна концентрація електронів та їх рухливість після термообробки в імплантованих крізь захисну плівку в  $n^+$ -шарах становила  $1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  та  $2,3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  відповідно. Значення концентрації та рухливості в незахищених  $n^+$ -шарах відповідно дорівнювали  $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  та  $5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Така різниця електрофізичних параметрів пояснюється формуванням у захисній плівці  $\text{SiO}_2$  значної частини радіаційних дефектів, а тому її використання при виготовленні ФЧЕ методом іонної імплантації є доцільним. Зауважимо також, що пряма ВАХ при  $T = 77$  К апроксимується виразом (13), причому  $\beta = 2,5$ , що вказує на наявність надлишкових струмів тунельної природи, а  $I_0 = 1 \cdot 10^{-10}$  А. Послідовний опір  $R_S$ , який визначався з прямої ВАХ, становив 10 Ом при температурі 77 К, а параметр  $R_0 A = 5 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ . Більш детально процес іонної імплантації сірки в підкладки  $p$ -InAs з  $p = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (77 К) розглянуто в [50, 52]. Зазначимо, що однією з важливих технологічних операцій при формуванні ФЧЕ методом іонної імплантації є термовідпал зразків. Його необхідність полягає в активації імплантованої домішки, усуненні впливу радіаційних дефектів на конверсію типу провідності та розгонці імплантованої домішки, що спричиняє переміщення межі  $p$ - $n$ -переходу в глибину підкладки, тобто в більш структурно досконалу область. Показано [52], що імплантациа в  $p$ -InAs іонів інертного газу, наприклад аргону, також зумовлює конверсію приповерхневого шару  $p$ -типу в  $n^+$ -тип з концентрацією електронів  $\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (77 К) і пояснюється електричною активністю радіаційних дефектів донорної природи. Енергія іонів сірки та аргону становила 250 кеВ, а опромінення здійснювалось за кімнатної температури крізь захисну плівку  $\text{SiO}_2$  товщиною 80 нм. Оптимальною для опромінення іонами сірки була доза  $\sim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , а температура термовідпалу  $\sim 450$  °С в атмосфері азоту впродовж 30 хв. Проте навіть при оптимальних параметрах опромінення та термовідпалу коефіцієнт активації імплантованої сірки не перевищував 30%. Збільшення дози опромінення до  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  приводило до зменшення коефіцієнта активації до  $\sim 4\%$  [52]. Дослідження ВАХ InAs  $n^+$ - $p$ -переходів в інтервалі температур 77–200 К показало, що при  $T \leq 111$  К має місце генераційно-рекомбінаційний струм, а при  $T > 120$  К переважає його дифузійна компонента. Так, наприклад, коефіцієнт неідеальності був 1.7 ( $T \leq 105$  К) і зменшувався до 1.3 при  $T \geq 150$  К. Отримано рекордні значення параметра  $R_0 A = 6 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при  $T = 77$  К, що майже на два порядки більше, ніж в InAs  $p^+$ - $n$ -переходах [7]. Такі значення параметра  $R_0 A$  отримано під впливом охоронного електрода з напругою зміщення  $U = 15$  В, який зменшив струм поверхневого витоку. Напруга пробою  $U_B$  в InAs  $n^+$ - $p$ -переходах становила  $\sim 2,5$  В при 77 К [52], що значно менше, ніж у роботі [7].

**3.3. Метод молекулярно-променевої епітаксії.** Виготовлення ФЧЕ InAs ФД методом молекулярно-променевої епітаксії викладено в роботах [11, 53]. У [11] досліджено вплив альтернативних підкладок GaAs та Si на електричні і фотоелектричні властивості ФЧЕ та проведено їх порівняння з аналогічними властивостями автоепітаксіального InAs  $p$ - $n$ -переходу. На підкладках InAs, GaAs та на структурі Si з шаром GaAs вирощувались буферні шари  $p^+$ -InAs при температурі 500 °С зі швидкістю 1 мкм/год товщиною 2 мкм, леговані берилієм з концентрацією  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . На буферному шарі формувався активний шар  $p$ -InAs, легований берилієм з концентрацією  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  і товщиною 2 мкм. Зверху активного  $p$ -шару

нарощувався  $n$ -шар InAs, легований кремнієм з  $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  товщиною 0,25 мкм, і наостанок, поверх  $n$ -шару вирощувався сильнолегований  $n^+$ -шар InAs з концентрацією домішки кремнію  $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  та товщиною 0,25 мкм. Далі виготовлялись мезаструктури ФЧЕ з глибиною мези 2,5 мкм та площею  $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ . Дослідженням структури межі поділу «підкладка – епітаксціальний шар» методом трансмісійної електронної мікроскопії встановлено зону генерації дислокацій  $\sim 1$  мкм на межі GaAs-InAs. Ця зона була переважно локалізована в InAs шарі, а окремі дислокації досягали активної області  $p$ - $n$ -переходу. Густина дислокацій була більшою в епітаксціальних шарах InAs, вирощених на структурах «підкладка Si – епітаксціальний шар GaAs», ніж у автоепітаксціальних шарах InAs. Дослідженням ВАХ при температурах 77, 160 і 280 К встановлено залежність рівня темнових струмів від густини дислокацій в шарах InAs. Менший темновий струм спостерігався у ФЧЕ, виготовлених на автоепітаксціальних структурах, а найбільший – у структурах, виготовлених на Si підкладці з перехідним шаром GaAs. Параметр  $R_0A$  при 77 К для ФЧЕ, виготовлених на InAs, GaAs та Si-GaAs підкладках, становив  $7,1 \cdot 10^3$ ,  $2,2 \cdot 10^3$  та  $1,5 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , а значення темнового струму при зворотному зміщенні 1 В дорівнювало  $1 \cdot 10^{-7}$ ,  $1 \cdot 10^{-5}$  та  $5,5 \cdot 10^{-5} \text{ А}$  відповідно. Монохроматична ( $\lambda_{\text{max}} = 2,95 \text{ мкм}$ ) ампер-ватна чутливість становила  $S_i = 0,95 \text{ А/Вт}$  при 77 К для різних типів ФЧЕ. Значення  $D_\lambda^*$  ФД на основі гомоепітаксціальних InAs  $p$ - $n$ -переходів, а також для сформованих на підкладках GaAs та структурах Si-GaAs дорівнювало  $1,2 \cdot 10^{12}$ ,  $7,0 \cdot 10^{11}$  та  $5,8 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  відповідно. Іншу конструкцію ФЧЕ запропоновано в роботі [53]. Відмінність полягає у використанні автоепітаксціального  $p^+$ - $n$ -переходу, де між верхнім  $p^+$ - $p$ -шаром та активним  $n$ -шаром з  $n = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  формувався нелегований шар  $n$ -InAs товщиною 0,7 мкм. Епітаксціальні шари вирощувались на підкладці  $n^+$ -InAs з концентрацією електронів  $> 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Концентрація дірок у верхньому  $p^+$ -шарі становила  $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а його товщина була 0,1 мкм. Наявність  $p^+$ -шару, легованого берилієм, спрощувала технологічні операції виготовлення омичного контакту до активної області ФЧЕ. За допомогою фотолітографії виготовлено мезаструктурні ФЧЕ з діаметром активної площі 200 мкм, тобто з  $A = 3,14 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ . Для мінімізації струмів поверхневого витоку додатково сформовано охоронний електрод по периметру мезаструктури, до якого прикладалась напруга зміщення  $\sim 40 \text{ В}$ . Параметр  $R_0A$  при  $T = 77 \text{ К}$  становив  $R_0A = 1,5 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , а при  $T = 300 \text{ К}$  –  $8,1 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , причому значення напруги пробою  $U_B = 13 \text{ В}$  (77 К). Питома виявлювальна здатність при 77 та 300 К дорівнювала  $8,1 \cdot 10^{11}$  та  $1,2 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  відповідно і вимірювалась за допомогою установки моделі абсолютно чорного тіла з температурою 500 К.

**3.4. Метод рідинно-фазної епітаксії.** Зазначимо, що на даний час інтенсивно проводяться науково-технічні розробки ФЧЕ InAs ФД, їх виготовлення методом рідинно-фазної епітаксії (РФЕ) та дослідження [14, 16, 55-60]. Це пов'язано з прогресом у вирощуванні структурно досконалих шарів InAs та ізоперіодичних з підкладкою InAs твердих розчинів на його основі з порівняно низькою концентрацією фонових домішок  $\leq 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  [62-66]. Як правило, ФЧЕ, виготовлений методом РФЕ, є гетеропереходом, активна область якого локалізована в  $n$ -InAs, а верхня (освітлювана) частина є епітаксціальний шар типу InAsSb або InAsSbP. Тверді розчини більш широкозонні, ніж  $n$ -InAs, а тому в активну область таких ФЧЕ безперешкодно проникає значна частина падаючого випромінювання і реалізується ефект широкозонного вікна, характерний для гетеропереходів [67, 68]. Типова структура ФЧЕ, виготовленого методом РФЕ, являє собою  $p^+$ - $n$ , причому  $p^+$ -шар є ізоперіодичним з підкладкою  $n$ -InAs. Так, наприклад, в роботах [55-60] розглянуто виготовлення ФЧЕ методом РФЕ на основі гетеропереходу  $p^+$ -InAsSbP/ $n$ -InAs. Концентрація електронів у підкладці  $n$ -InAs становила  $(2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (77 К), а вирощування  $p^+$ -шару InAsSbP з  $E_g = 0,4 \text{ eV}$  здійснювалось на стороні (111)В. Розбіжність параметрів кристалічних ґраток контактуючих матеріалів гетеропереходу не перевищувало 1%, що сприяло достатньо

малій густині дислокацій  $N_D \leq 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$  на гетеромежі. Епітаксіальний шар товщиною 1–2 мкм твердого розчину легувався цинком в процесі його вирощування до рівня  $(0.5–1.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . У [55] досліджено електрофізичні і фотоелектричні властивості ФЧЕ на основі гетеропереходу  $p^+ \text{-InAs}_{1-x-y} \text{Sb}_x \text{P}_y / n \text{-InAs}$ , виготовленого методом РФЕ. Параметр ґратки розчину  $\text{InAs}_{1-x-y} \text{Sb}_x \text{P}_y$  на гетеромежі добре узгоджувався з параметром ґратки  $\text{InAs}$ , а склад твердого розчину описувався формулою  $\text{InAs}_{0,94} \text{Sb}_{0,05} \text{P}_{0,11}$ . Густина дислокацій на гетеромежі не перевищувала  $1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ , а концентрація електронів у підкладці  $n \text{-InAs}$  становила  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  (77 К). На стороні (111)В вирощувався епітаксіальний шар твердого розчину  $p$ -типу, легованого цинком. Дослідженням ВФХ встановлено, що гетеропереходи були плавними з лінійним розподілом домішки цинку на гетеромежі. Градієнт концентрації змінювався в межах  $a = (0.5–1.0) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-4}$ , а ширина ОПЗ знаходилась в межах 0.6–1.4 мкм при  $T = 85 \text{ К}$ . Пряма ВАХ при 85 К описується формулою (13), де  $\beta = 2,0$ ,  $I_0 = 1 \cdot 10^{-10} \text{ А/см}^2$ . Параметр  $R_0 A$  становив  $8 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  при 85 К. Вимірюваннями  $R_0$  в інтервалі температур 85–295 К показано, що при  $T < 167 \text{ К}$  значення  $R_0$  має тенденцію до насичення, що пояснюється впливом тунельних струмів. При  $T > 167 \text{ К}$  спостерігається активаційна залежність  $R_0 (10^3/T)$ , характерна для генераційно-рекомбінаційних струмів в ОПЗ гетеропереходу. Природа тунельної компоненти струму пояснюється з точки зору наявності флуктуації розподілу акцепторів та донорів в компенсованій області просторового заряду, що зумовлює флуктуацію товщини ОПЗ і спричиняє появу тунельної компоненти струму [71, 72]. Досліджено особливості поведінки спектральної фоточутливості гетеропереходів від товщини епітаксіального  $p$ -шару твердого розчину  $\text{InAsSbP}$ . Показано, що для гетеропереходу з товщиною  $p$ -шару  $\sim 6 \text{ мкм}$  спектральний діапазон фоточутливості становив 1,6–3,6 мкм з  $\lambda_{\text{max}} = 3,3 \text{ мкм}$  при  $T = 85 \text{ К}$ . Виготовлення ФЧЕ на основі епітаксіальних шарів  $\text{InAs}_{0,88} \text{Sb}_{0,12}$  з  $E_g = 0,3 \text{ еВ}$  (77 К), вирощених методом РФЕ на підкладках  $n \text{-InAs}$  орієнтації (111)В, та дослідження їх електричних і фотоелектричних властивостей викладено в роботі [56]. Встановлено, що при  $T = 77 \text{ К}$  пряма та зворотна ВАХ мають складову тунельної природи. Параметр  $R_0 A$  (77 К) становив  $5 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ , а питома виявлювальна здатність для  $\lambda_{\text{max}} = 3,8 \text{ мкм}$  дорівнювала  $3 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ . При  $T = 196 \text{ К}$  максимум спектра фоточутливості знаходиться в спектральному діапазоні  $\lambda = 4,25–4,35 \text{ мкм}$ , що важливо для реєстрації двооксиду вуглецю. Робоча температура ФЧЕ при  $T = 196 \text{ К}$  може досягатися за допомогою термоелектричного охолодження, а його питома виявлювальна здатність при цій температурі становить  $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ , що достатньо для використання в оптоелектронних газових сенсорах. Електричні та фотоелектричні властивості неохолоджуваних ФЧЕ на основі гетероструктури  $p^+ \text{-InAsSbP} / n \text{-InAs}$ , вирощених методом РФЕ, розглянуто в [57, 58]. Встановлено перспективність їх використання в оптоелектронній сенсоріці газів, наприклад метану, завдяки високим значенням при  $T = 295 \text{ К}$  параметрів  $R_0 A \geq 1,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ,  $D_\lambda^* = 2,5 \cdot 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  для  $\lambda_{\text{max}} = 3,3–3,4 \text{ мкм}$  та монохроматичної ампер-ватної чутливості 0,8 А/Вт [57]. Удосконалення конструкції ФЧЕ, а також використання імерсійної лінзи значно покращує технічні параметри ФД, виготовленого на основі гетероструктури  $p^+ \text{-InAsSbP} / n \text{-} n^+ \text{-InAs}$ . При  $T = 295 \text{ К}$  отримано значення  $D_\lambda^* = 7,3 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  для  $\lambda_{\text{max}} = 3,35 \text{ мкм}$  і монохроматичної ампер-ватної чутливості 1,0 А/Вт [58, 59].

Електричні та фотоелектричні параметри і характеристики охолоджуваних ( $T = 77 \text{ К}$ ) фотодіодів на основі гетеропереходів  $p^+ \text{-InAsSbP} / n \text{-} n^+ \text{-InAs}$ , виготовлених методом РФЕ, досліджувались в роботі [60]. Встановлено, що в інтервалі температур 77–373 К механізм струмопроходження змінюється від генераційно-рекомбінаційного для  $T < 143 \text{ К}$  до дифузійного для  $T > 200 \text{ К}$ , а коефіцієнт неідеальності  $\beta$  змінюється від 2,4 (77 К) до 1,1 (300 К). Параметр  $R_0 A$  при температурі 77 К становить  $3,5 \cdot 10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ,  $D_\lambda^* = 2,3 \cdot 10^{13} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$  для  $\lambda_{\text{max}} = 2,8 \text{ мкм}$ , а монохроматична ампер-ватна чутливість 1,1 А/Вт. Зауважимо, що значення  $D_\lambda^*$  майже на порядок величини більше, ніж його значення для обмеженого фононим

випромінюванням 300 К [3, 6]. Таку розбіжність можна пояснити тим фактом, що у роботі [60] значення  $D_{\lambda}^*$  не вимірювали на установці абсолютно чорного тіла, а розраховували за формулою  $D_{\lambda}^* = S_i(R_0A/4kT)^{1/2}$ , яка дійсна лише за умови теплового шуму фотодіода. Водночас, як показують автори цієї роботи, темновий струм гетеропереходу при  $T = 77$  К є генераційно-рекомбінаційним, а значить, і характер шуму також може бути не тепловим, а генераційно-рекомбінаційним або  $1/f$ -шумом, і використання вищенаведеної формули для оцінки  $D_{\lambda}^*$  потребує додаткового обґрунтування.

#### 4. ТРАНСПОРТНІ ВЛАСТИВОСТІ ФОТОДІОДІВ

Дослідження транспорту носіїв заряду крізь активну область фотодіода дає можливість підвищити технологічну якість їх виготовлення. У фотодіодах високої якості транспорт носіїв заряду близький до дифузійного (ідеального), а ВАХ описується формулою (13) з коефіцієнтом неідеальності  $\beta \approx 1,0$ . У таких фотодіодах характер шуму, як правило, є тепловим, тобто шумом Джонса–Нейквіста, який може забезпечувати найвищу питому виявлювальну здатність фотодіода, обмежену фоновим випромінюванням (BLIP-режимом) [1]. Фотодіоди, ВАХ яких описується формулою (13) з генераційно-рекомбінаційним транспортом носіїв заряду та з  $\beta \approx 2$ , мають вищий рівень шуму, ніж у фотодіодах з дифузійним транспортом, що зменшує їх питому виявлювальну здатність. Наявність значної компоненти тунельних шумів у ВАХ фотодіода вказує на недосконалість конструкції і технології виготовлення. Для ВАХ таких фотодіодів значення  $\beta > 2$ , а його шумова характеристика має значну шумову складову  $1/f$ -шуму, що суттєво погіршує виявлювальну здатність. Важливим технічним параметром фотодіода є параметр  $R_0A$ , який при нульовій напрузі зміщення може визначатися за відомою формулою [1]  $R_0A = (\beta kT/I_0)A$ , де  $I_0$  – струм насичення фотодіода. Значення  $I_0$  визначається транспортом носіїв заряду і найменше значення буде мати фотодіод з дифузійним механізмом переносу заряду. Розглянемо транспорт носіїв заряду у InAs фотодіодних ФЧЕ, які виготовлено дифузією кадмію у підкладки  $n$ -InAs [3, 41, 51]. Температура процесу дифузії була  $\sim 600$  °С, який відбувався у вакуумованих кварцових ампулах впродовж 60 хв. Для запобігання ревіпарування арсену з поверхні пластин в ампулу додатково завантажувалась така його кількість, яка забезпечувала насиченість пари арсену у вільному об'ємі ампули. Глибина переходів становила  $\sim 12$  мкм, а площа мезаструктур  $A = 4 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>.

Дифузійний профіль розподілу кадмію у приповерхневій області InAs, виміряний методом вторинної іонної мас-спектрокопії (ВІМС), показано на рис. 5. Там же наведено розрахунок дифузійного профілю, виконаний за формулою  $N(x, t) = N_0 \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{Dt})$ . Поверхнева концентрація атомів кадмію  $N_0 \approx 8 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup> була оцінена з вимірювання диференціального ефекту Холла. Коефіцієнт дифузії  $D = 7,85 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup>/с розраховано за формулою (12). Порівняння експериментального та розрахованого профілів вказує на їх істотну відмінність. На експериментальній кривій можна виділити три ділянки в інтервалі значень  $0 < x \leq 0,8$ ,  $1,8 \leq x \leq 3,2$  і  $4 \leq x \leq 6$  мкм, які можна задовільно описати залежністю  $N(x) = N_0 \exp(-x/L)$ , де  $L$  – характеристична довжина. На зазначених ділянках вона становить 0,26, 1,9 і 7,3 мкм. Подібні профілі спостерігалися при дифузійному легуванні GaAs цинком [61] і пояснювались присутністю профілю

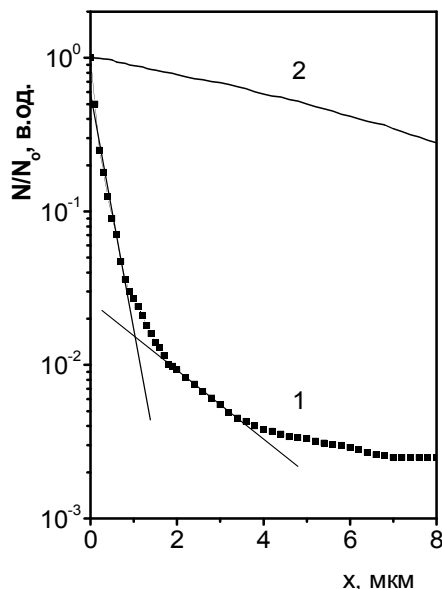


Рис. 5. Експериментальний (1) і розрахований (2) профілі розподілу Cd.

вакансій у приповерхневої області, причому їх концентрація перевищувала концентрацію дифундууючої домішки. У досліджених зразках профіль нерівноважних вакансій може формуватися внаслідок хіміко-динамічного полірування поверхні. Не можна також виключати вирогідність утворення вакансій на початковій стадії процесу дифузії внаслідок ревіпарування компонентів напівпровідника і, насамперед, арсену. Відмітимо також, що розрахований профіль Cd в InAs ґрунтується на значеннях об'ємного коефіцієнта дифузії.

Результати вимірювань високочастотних ( $f = 1$  МГц) вольт-фарадних характеристик (ВФХ) показано на рис. 6. Видно, що при зворотних зміщеннях експериментальні дані лінеаризуються в координатах  $C^{-2}-U$ , що свідчить про формування різкого  $p-n$ -переходу. З нахилу лінійних ділянок залежностей  $C^{-2}-U$  оцінено значення концентрації носіїв заряду  $n = p \approx (1,5-3,0) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при 77 К, що свідчить про формування компенсованої області. Мінімальна довжина цієї області, локалізованої симетрично межі  $p-n$ -переходу, становить  $\sim 2-3$  мкм. При прямих зміщеннях  $qU \geq E_g$ , ємність прямує до насичення, що підтверджує формування компенсованої області. У цьому випадку еквівалентну ємність переходу можна представити у вигляді з'єднаних послідовно бар'єрної ємності та ємності компенсованої області, а залежність  $C(U)$  буде мати характер, подібний до характеру МДП-структури, що і спостерігається на рис. 6 (крива 2). За відсутності компенсованої області при прямому зміщенні повинно спостерігатися різке збільшення ємності за рахунок дифузійної складової.

ВАХ  $p-n$ -переходів досліджували в інтервалі температур 77–290 К. Відмітимо деякі особливості прямих ВАХ (рис. 7). Тенденція до насичення спостерігається при напругах прямого зміщення  $qU > E_g$ , що вказує на вплив послідовного опору  $R_s$ . Причому значення  $R_s$  змінюється від 0,8 (77 К) до 1,3 (290 К) і пов'язане з наявністю компенсованої області, локалізованої на межі переходу [41, 51]. В інтервалі температур 77–160 К на прямих ВАХ спостерігаються дві експоненціальні ділянки, а крива ВАХ має два типи залежності, які можна задовільно апроксимувати формулою:

$$I = I_{01} \exp\left[\frac{l(V - IR_s)}{E_0}\right] + I_{02} \exp\left[\frac{l(V - IR_s)}{\beta kT}\right], \quad (14)$$

де  $I_{01}$ ,  $I_{02}$  – передекспоненціальні множники першої і другої ділянок прямої ВАХ,  $E_0$  – характеристична енергія. При 77 К  $E_0 = 39$  меВ, що відповідає значенню  $\beta = 5,9$ , якщо

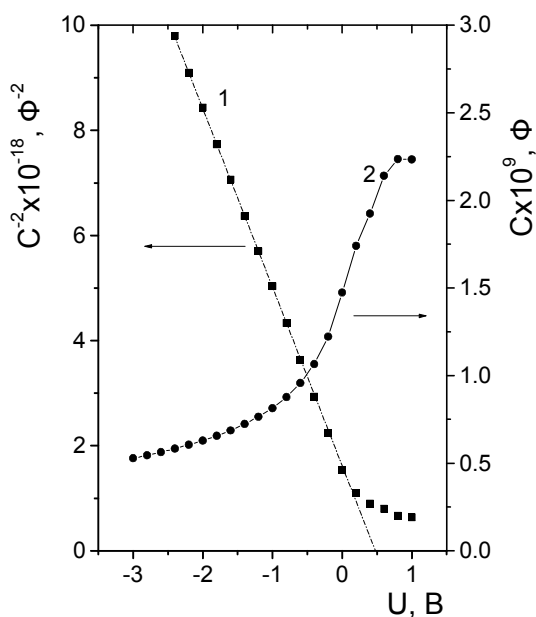


Рис. 6. Вольт-фарадні характеристики в координатах  $C^{-2}-U$  (1) і  $C-U$  (2) при 77 К.

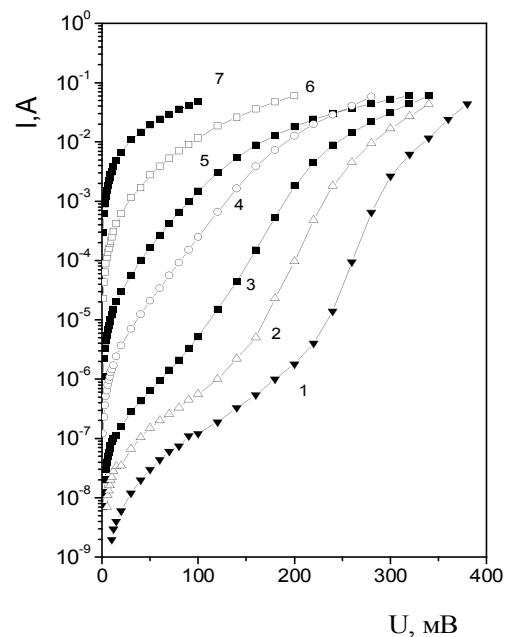


Рис. 7. Прямі ВАХ при температурах, К: 77 (1), 135 (2), 158 (3), 197 (4), 218 (5), 255 (6), 290 (7).

$E_0 = \beta kT$ . Із збільшенням температури від 77 до 158 К значення  $E_0$  збільшується, і це пов'язується із впливом другої ділянки ВАХ на нахил першої [41]. Можлива природа першої експоненціальної ділянки ВАХ пояснюється наявністю в ОПЗ InAs  $p$ - $n$ -переходів дислокацій, оточених атмосферами Коттрелла, крізь які і протікають тунельні струми [3, 41]. З цього випливає, що зменшення тунельної компоненти струму, а також вдосконалення технології формування  $p$ - $n$ -переходу можуть суттєво зменшити рівень темнового струму  $p$ - $n$ -переходу. Зауважимо, що у вихідних підкладках  $n$ -InAs густина ростових дислокацій становила  $\sim(2-4) \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ . На другій ділянці прямої ВАХ, яка спостерігається при більших напругах зміщення, ніж перша,  $\beta$  змінюється від 1,6 (77 К) до 1,1 (290 К), що вказує на зміну транспорту носіїв заряду від генераційно-рекомбінаційного до дифузійного ( $\beta = 1$ ).

Транспорт носіїв заряду в InAs  $p$ - $n$ -переходах при зворотному зміщенні розглянуто в роботах [41, 69]. Типовий вигляд зворотних ВАХ наведено на рис. 8. Експериментальні результати в досліджуваному діапазоні напруг зміщення та інтервалі температур задовільно апроксимуються степенною залежністю  $I \sim U^m$  з різким зменшенням  $m$  у певному діапазоні напруг. Особливістю зворотних ВАХ є наявність ділянки насичення при  $T \geq 160$  К. При більш низьких температурах  $T \leq 160$  К ділянка насичення на ВАХ відсутня і має вигляд, характерний для м'якого пробою. При значних напругах зворотного зміщення спостерігається слабка температурна залежність ВАХ, а напруга пробою  $U_B = 10$  В (77 К) зменшувалась із збільшенням температури, що вказує на тунельний механізм пробою [1]. Температурні залежності струму насичення  $I_0$  наведено на рис. 9 (крива 1). Видно, що в інтервалі температур 196–290 К спостерігається активаційна залежність  $I_0(10^3/T)$ , причому енергія активації становить  $\sim 0,38$  еВ, що досить близьке до значення  $E_g = 0,44$  еВ при температурі абсолютного нуля. Зазначимо, що для цього інтервалу температур коефіцієнт неідеальності прямих ВАХ  $\beta = 1,1-1,2$ , що свідчить про переважаючу компоненту дифузійного струму в струмі фотодіода. Відсутність активаційної залежності  $I_0(10^3/T)$  при більш низьких температурах, а також збільшення  $\beta > 2$  на першій ділянці прямих ВАХ вказують на тунельний транспорт носіїв заряду. Температурну залежність параметра  $R_0A$  показано на рис. 9 (крива 2). Видно, що в інтервалі температур 196–290 К він змінюється активаційно з енергією активації  $\sim 0,38$  еВ, при менших температурах ( $T < 140$  К) залежність  $R_0A(10^3/T)$  стає більш плавною, з тенденцією до насичення, що пояснюється впливом тунельного струму. В досліджуваних фотодіодах значення  $R_0A$  змінюється від  $0,3 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  (290 К) до  $2 \cdot 10^5 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  (77 К). Зазначимо, що в комерційних InAs фотодіодах фірми Hamamatsu значення  $R_0A$  на порядок менше при 77 К [5].

У загальному випадку струм діода можна представити у вигляді декількох складових:

$$I = I_D + I_{GR} + I_{BTB} + I_{TAT}, \quad (15)$$

де  $I_D$  – дифузійний,  $I_{GR}$  – генераційно-рекомбінаційний,  $I_{BTB}$  – міжзонний тунельний струм,  $I_{TAT}$  – тунельний струм за участі глибоких центрів. При зворотному зміщенні дифузійний струм для симетричного переходу наведено виразом [1]:

$$I_D = qn_i^2 \left( \frac{1}{p} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{1}{n} \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \right), \quad (16)$$

де  $n_i$  – власна концентрація носіїв,  $D_p$ ,  $D_n$ ,  $\tau_p$ ,  $\tau_n$  – об'ємні коефіцієнти дифузії і часи життя дірок і електронів. Генераційна складова струму дорівнює:

$$I_{GR} = \frac{qn_i^2 W}{\tau_{n0} p_1 + \tau_{p0} n_1}, \quad (17)$$

де  $W$  – ширина області об'ємного заряду,  $n_1$  та  $p_1$  – концентрації вільних електронів і дірок у випадку, коли рівень Фермі збігається з рівнем дефектів,  $\tau_{n0} = (c_n \cdot N_t)^{-1}$ ,  $\tau_{p0} = (c_p \cdot N_t)^{-1}$ ,  $c_n$  та  $c_p$  – коефіцієнти захоплення для електронів та дірок,  $N_t$  – концентрація дефектів.

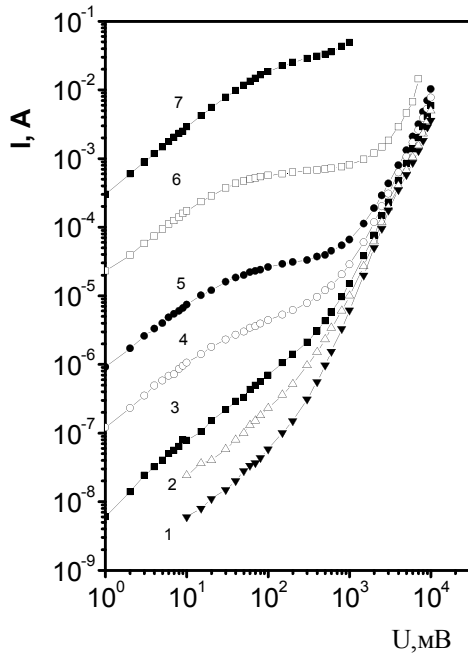


Рис. 8. Зворотні ВАХ при температурах, К: 77 (1), 135 (2), 158 (3), 197 (4), 218 (5), 255 (6), 290 (7).

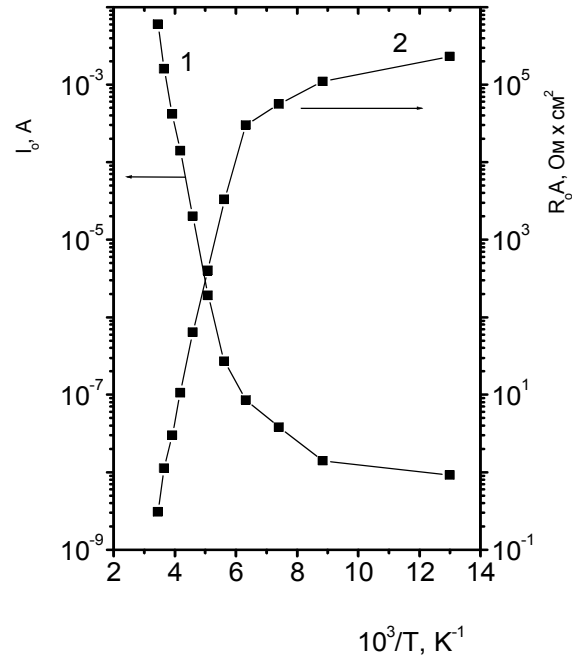


Рис. 9. Температурні залежності струму насичення  $I_0$  (1) та добутку  $R_0 A$  (2).

Електричне поле у  $p$ - $n$ -переході створюється мілкими домішками, повністю іонізованими в інтервалі розглянутих температур. Внесок глибоких домішок у формування об'ємного заряду вважається незначним. У роботах [70, 71] було вперше звернуто увагу на роль статистичних флуктуацій домішки у виникненні надлишкового тунельного струму в переході. Флуктуації викликають зміну ширини області об'ємного заряду і, отже, довжини міжзонного тунелювання носія. При цьому тунельний струм можуть визначати області переходу, в яких довжина тунелювання є найменшою. У цих роботах вони були названі проколами. Незважаючи на те, що ймовірність виникнення проколів і, отже, їх концентрація може бути незначною, експоненціально великий вигравш у тунельній прозорості бар'єра призводить до значного внеску проколів у загальний струм переходу. Теорія міжзонного тунелювання за участю проколів [70, 71] була розроблена для великих зворотних напруг зміщення  $qU > E_g$ . В силу зазначеної обставини вона не використовується для аналізу експериментальних результатів.

Тунелювання з участю глибоких центрів у застосуванні до діодів на основі InAs не розглядалося. У той же час відповідна модель тунелювання була успішно використана для аналізу механізмів перенесення заряду в діодах на основі твердих розчинів  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x = 0,2-0,3$ ) [72, 73]. При цьому передбачалося, що домішки і власні дефекти, що формують ОПЗ у зазначених діодах, розподілені рівномірно і їх флуктуації можна не враховувати. У цьому випадку напруженість електричного поля симетричного переходу можна розрахувати за формулою [1]:

$$F = \frac{qnpW}{\epsilon_s \epsilon_0 (n + p)}, \quad (18)$$

де  $\epsilon_s = 14,5$  – низькочастотна діелектрична постійна InAs. Тунелювання за участю глибокого центра зручно розглядати як послідовний перехід носія з валентної зони на центр зі швидкістю  $\omega_v N_v$ , після чого здійснюється перехід з центра в зону провідності зі швидкістю  $\omega_c N_c$ . Природно, що при тунельному переході енергія носія зберігається. Відповідні швидкості переходів описуються виразами [72, 73]:

$$\omega_v N_v = \frac{\pi^2 q m_h F M^2}{h^3 (E_g - E_t)} \exp \left[ -\frac{4\sqrt{2m_h} (E_g - E_t)^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (19)$$

$$\omega_c N_c = \frac{\pi^2 q m_c F M^2}{h^3 E_t} \exp \left[ -\frac{4\sqrt{2m_c} E_t^{3/2}}{3q\hbar F} \right], \quad (20)$$

причому енергія центра  $E_t$  відраховується від дна зони провідності. Виключно тунельні переходи визначають перенесення заряду в разі низьких температур. При високих температурах необхідно враховувати також термічні переходи, швидкість яких в статистиці Шоклі–Ріда відповідає переходам з валентної зони на центр і з центра в зону провідності відповідно [73]. При термічному переході носія з валентної зони в зону провідності його енергія змінюється на величину  $E_g$ . У загальному випадку генераційно-тунельний струм зворотно зміщеного переходу дорівнює [72, 73]:

$$I_{TAT} = qWN_t A \left( \frac{1}{\omega_v N_v + c_p p_1} + \frac{1}{\omega_c N_c + c_n n_1} \right)^{-1}, \quad (21)$$

де  $N_t$  – концентрація глибоких центрів, що беруть участь у тунелюванні. Оскільки у валентній зоні в InAs є легкі і важкі дірки, у виразі (19)  $m_h$  – ефективна маса легких дірок. Внеском важких дірок у тунельний струм можна знехтувати внаслідок низької ймовірності їх тунелювання. Однак саме важкі дірки визначають генераційну складову струму, тобто значення добутку  $c_p p_1$ .

У виразах (19), (20)  $M$  – матричний елемент для тунельного переходу «зона-центр», який визначається формулою [74]:

$$M = \frac{2\hbar^2 \sqrt{2\pi} \left( \frac{2m_0}{\hbar^2} \right)^{1/4} E_g}{m_0 E_t^{1/4}}, \quad (22)$$

де  $m_0$  – маса вільного електрона. Використовуючи відомі параметри зонного спектра InAs [48] та табл. 1, виконано розрахунки тунельного струму для міжзонних переходів, а також переходів за участю глибоких центрів. Як і у випадку генераційно-рекомбінаційного і дифузійного струмів, розрахунки виконано для симетричного переходу. Енергію глибоких центрів, активних у процесах генерації і тунелювання, вважали рівною  $E_g/2$ . У результаті розрахунків встановлено, що в рамках зазначеної моделі пояснити експериментальні результати, показані на рис. 8, не є можливим. Основна причина цього полягає в тому, що при концентрації носіїв  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  електричне поле в симетричному переході є абсолютно недостатнім для забезпечення помітного тунельного струму. Значення міжзонного тунельного струму [1]

$$I_{BTB} = \frac{\sqrt{m_c} q^3 F U}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp \left[ -\frac{4\sqrt{2m_c} E_g^{3/2}}{3q\hbar F} \right] A \quad (23)$$

були на кілька порядків величини меншими за експериментальні (див. нижче).

Для пояснення експериментальних результатів у цій роботі використано модель, в якій передбачається наступне:

- тунельний струм переходу визначається областями з підвищеною концентрацією носіїв, яка значно відрізняється від середньої, знайденої, наприклад, з вимірювань бар'єрної ємності;
- тунелювання в цих областях відбувається за участю глибоких центрів, рівні яких знаходяться поблизу середини забороненої зони.



У даній роботі моделювалася ситуація, при якій тунельний струм визначається дислокаціями, розташованими перпендикулярно площині  $p-n$ -переходу. Відомо, що дислокація оточена областю з підвищеною концентрацією домішок, так званою атмосферою Коттрелла. Зазначена атмосфера може сягати на відстань кількох мікрометрів від ядра дислокації. У цій роботі передбачалося, що дислокація, включаючи домішкову атмосферу, має ефективну площу  $1 \text{ мкм}^2$ . Густина дислокацій у вихідних монокристалах становила  $\sim 10^4 \text{ см}^2$ . Концентрацію домішки в домішковій атмосфері дислокації визначали шляхом підгонки експериментальних і розрахункових ВАХ, використовуючи описану вище модель тунелювання крізь стани в забороненій зоні. Результати розрахунків показано на рис. 10. У розрахунках враховували можливість обміну носіями центра з дозволеними зонами як за рахунок тунельних, так і термічних переходів. У результаті виконаних розрахунків встановлено, що концентрація вільних носіїв у дислокаційній атмосфері більш ніж на порядок величини перевищує концентрацію в компенсованій області. У тунельних переходах беруть участь глибокі центри з концентрацією  $N_t = 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Знайдене з розрахунків значення  $N_t$  за порядком величини узгоджується з даними робіт [38-40], що доводить застосовність виразу (22) для розрахунку матричного елемента в діодних структурах на основі InAs.

На підставі наведених вище фактів з дослідження транспорту носіїв заряду в InAs  $p-n$ -переходах можна вважати їх неоднорідними з погляду однорідності їх активної області. Присутність у ній локальних ділянок з підвищеною концентрацією носіїв заряду найімовірніше зумовлює проходження крізь них тунельної компоненти темного струму більшою мірою, ніж крізь ту частину активної області, де ці ділянки відсутні. З урахуванням цього твердження отримані експериментальні результати з дослідження транспорту носіїв заряду в InAs  $p-n$ -переходах можна пояснити таким чином. Загальний темновий струм як при прямому, так і при зворотному зміщеннях складається з термоактивної і тунельної компонент. Термоактивна компонента струму протікає крізь активну частину переходу, вільну від локальних неоднорідностей, тунельна компонента – переважно крізь них. За температур 77–140 К на ВАХ спостерігається виключно тунельна компонента струму тому, що термоактивна значно менша. В цьому ж інтервалі температур на прямих ВАХ (рис. 7) при більших напругах зміщення проявляється і друга компонента струму, оскільки і термоактивна компонента вже перевищує тунельну за значенням. За температури  $T \geq 160 \text{ К}$  термоактиваційний струм стає домінуючим, тому на зворотних ВАХ з'являється ділянка насичення ВАХ, а на прямих спостерігається лише одна складова темного струму – термоактиваційна.

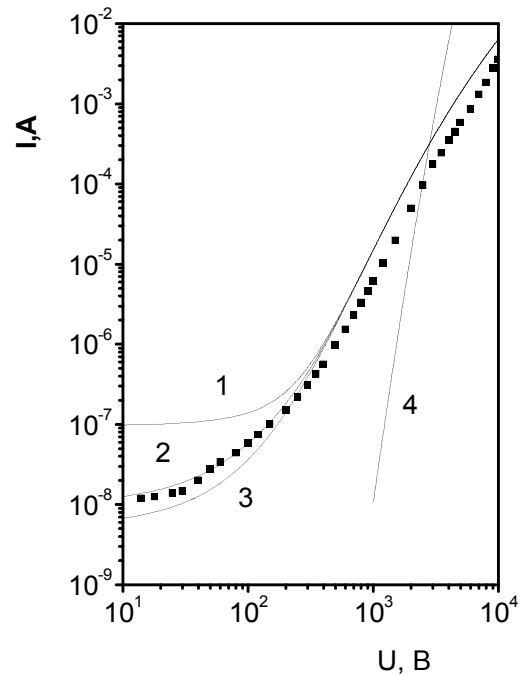


Рис. 10. ВАХ при зворотному зміщенні ( $T = 77 \text{ К}$ ). Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок за формулою (21) для кривих 1-3 і (23) для кривої 4. Параметри для розрахунку тунельного струму за участі глибоких центрів:  $N_t = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_t = E_g/2$ ,  $n = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $c_p = c_n = 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ . Крива 1 – розрахунок за участю тунельного і термічного обміну носіями центра з дозволеними зонами, крива 2 – розрахунок за участю тунельного обміну центра з валентною зоною, тунельного і термічного обміну із зоною провідності, крива 3 – виключно тунельний обмін центра з дозволеними зонами, крива 4 – розрахунок міжзонного тунельного струму за формулою (23).

**4.1. Вплив ультразвукової обробки.** Дослідження впливу ультразвуку на транспорт носіїв заряду в InAs *p-n*-переходах дозволяє з'ясувати участь дислокацій в активній області, оскільки саме вони, в основному, поглинають енергію ультразвукового навантаження [75]. Крім того, в літературі є відомості про покращення електрофізичних характеристик бар'єрних структур при їх ультразвуковій обробці [76-80]. Саме з цією метою проводились дослідження впливу ультразвукової обробки InAs *p-n*-переходів. Зразки виготовляли дифузією кадмію у підкладки *n*-InAs при температурі  $\sim 600$  °C впродовж 60 хв. Глибина залягання *p-n*-переходу становила 15 мкм. Обробка зразків ультразвуком частотою 5 МГц здійснювалася з боку підкладки при попередньо стравленому омичному контакті. Як джерело ультразвукових коливань використовували ніобат-літійовий перетворювач, на який подавали напругу від високочастотного генератора. Для створення акустичного контакту використовували вакуумне масло. Процес першої обробки (УЗО-1) зразків проводили при кімнатній температурі. Інтенсивність ультразвуку становила  $\sim 0,4$  Вт/см<sup>2</sup>, а час обробки – 1 година. Друга обробка (УЗО-2) здійснювалася при тій же інтенсивності і температурі протягом двох годин. Інтервал між УЗО-1 і УЗО-2 становив три доби. Повторні вимірювання характеристик проводили після дев'ятимісячного зберігання зразків. В експерименті використовували п'ять зразків з аналогічними вихідними характеристиками, при цьому їх відмінність не перевищувала 30%. Один із зразків був контрольним, і його властивості не змінювалися протягом експерименту. Чотири з решти зразків піддавалися УЗО одночасно, і зміни їх електричних властивостей демонстрували однакові тенденції.

Результати вимірювань ВФХ при  $T = 77$  К і різних станів зразка наведено на рис. 11. Видно, що при  $U \leq -0,4$  В експериментальні результати для вихідного (крива 1) і підданих УЗО (криві 2, 3) лінеаризуються в координатах  $C^{-3}-U$ , що вказує на лінійний характер розподілу основних носіїв заряду біля межі переходу. З нахилу лінійних ділянок оцінено значення градієнта концентрації легуючої домішки для різних станів зразка (див. табл. 2). Як це видно з рис. 11 і даних таблиці, УЗО приводить до істотної зміни, що пов'язано зі зміною розподілу заряджених дефектів на межі *p-n*-переходу. За значенням бар'єрної ємності при нульовій напрузі оцінено товщину ОПЗ переходу  $W_0$  та її зміну після УЗО. Зменшення  $W_0$  від часу обробки зразка вказує на збільшення концентрації дефектів в області *p-n*-переходу. Як видно з рис. 11, ємнісна напруга відсічки слабо залежить від УЗО і становить  $U_1 \approx 0,31 \pm 0,03$  В.

Прямі ВАХ для різних станів зразка наведено на рис. 12. Видно, що на прямих ВАХ спостерігаються дві експоненціальні ділянки з істотно різними нахилами. У загальному випадку пряма ВАХ може бути описана формулою (14).

Дослідженням механізмів переносу заряду в аналогічних InAs *p-n*-переходах нами було показано, що при 77 К перша складова формули (14) описує тунельний струм, а друга – генераційно-рекомбінаційний. При цьому тунельний струм переважно проходить крізь області підвищеної провідності ОПЗ *p-n*-переходу, зумовлених атмосферами Коттрелла, за участю дефектів з енергією рівнів близькою до  $E_g/2$ , а генераційно-рекомбінаційний – крізь однорідну частину ОПЗ *p-n*-переходу. Процес тунелювання носіїв заряду крізь ОПЗ *p-n*-переходів за участю дислокацій при прямому зміщенні розглянуто в роботах [1, 3, 31], а при зворотному зміщенні – в [72, 73]. Як видно з рис. 12 (криві 1–3), УЗО приводить до істотного зростання тунельної компоненти струму і слабкій зміні генераційно-рекомбінаційної. Результати обробки прямих ВАХ подано в табл. 2. Найбільш чутливим до УЗО є параметр  $I_{01}$ , який при УЗО-2 збільшився більш ніж на два порядки у порівнянні з вихідним, а параметр  $I_{02}$  – тільки у п'ять разів. Поступова зміна параметрів, наведених у таблиці, залежно від часу УЗО вказує на непороговий характер взаємодії ультразвуку з *p-n*-переходом. Значення коефіцієнта неідеальності ВАХ  $\beta \approx 1,7$  у початковому зразку свідчить про те, що загальний струм крізь однорідну частину переходу складається з генераційно-рекомбінаційної і дифузійної складових з переважним внеском генераційно-рекомбінаційної.

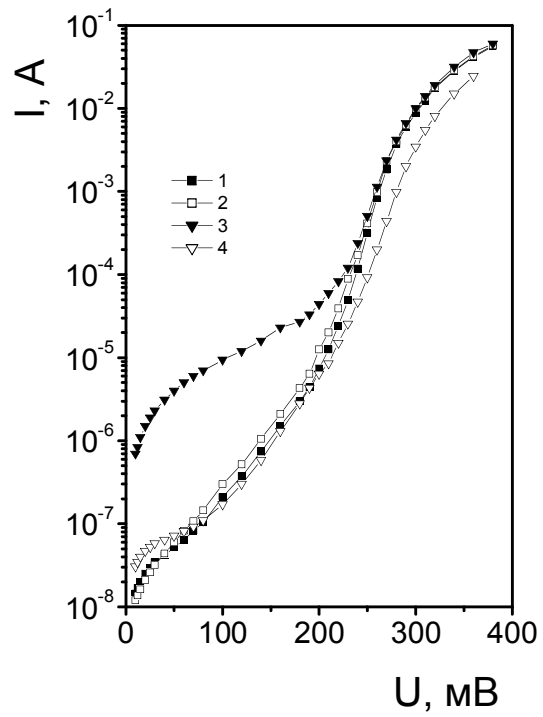
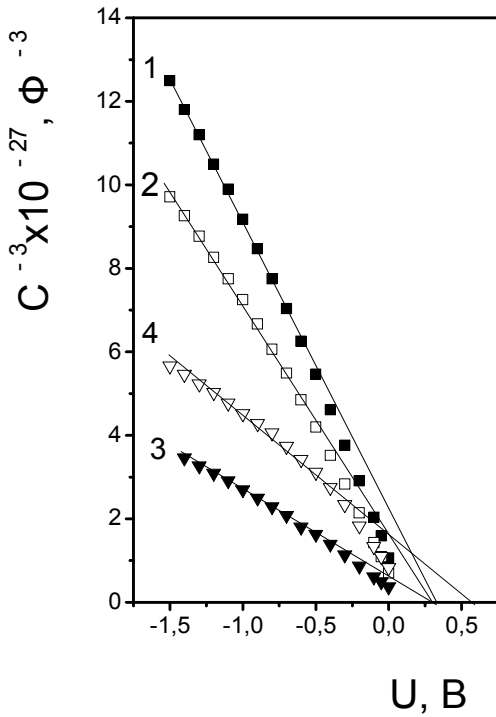


Рис. 11. Вольт-фарадні характеристики InAs переходів при 77 К: 1 – вихідний; 2, 3, 4 – після першої, другої УЗО та дев'ятимісячного зберігання відповідно.

Рис. 12. Прямі ВАХ InAs переходів при 77 К. Криві 1–4 відповідають тим же позначенням, що і на рис. 11.

Таблиця 2. Параметри InAs переходів після ультразвукової обробки при 77 К.

Стан зразка	Параметри							
	$W_0$ , мкм	$a$ , см <sup>-4</sup>	$I_{01}$ , А	$I_{02}$ , А	$E_0$ , меВ	$\beta$	$R_s$ , Ом	$\tau_0$ , с
Вихідний	0,91	$7,5 \cdot 10^{18}$	$8,0 \cdot 10^{-9}$	$5,4 \cdot 10^{-14}$	30	1,7	1,30	$4,0 \cdot 10^{-8}$
УЗО-1	0,80	$8,8 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$2,6 \cdot 10^{-13}$	38	1,8	1,25	$7,2 \cdot 10^{-9}$
УЗО-2	0,65	$3,1 \cdot 10^{18}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-13}$	74	1,8	1,17	$5,8 \cdot 10^{-9}$
Після 9 міс. зберігання	0,84	$7,8 \cdot 10^{18}$	$3,6 \cdot 10^{-8}$	$4,6 \cdot 10^{-13}$	73	2,0	1,34	$4,4 \cdot 10^{-9}$

Збільшення  $\beta$  при УЗО вказує на зменшення дифузійної складової. Після дев'ятимісячного зберігання зразка струм стає повністю генераційно-рекомбінаційним ( $\beta = 2.0$ ). Рекомбінаційний час життя носіїв заряду в ОПЗ  $\tau_0$  зменшується на порядок (див. табл. 2). Його значення оцінювали, використовуючи формулу  $I_{02} = (en_i W_0 / \tau_0) A$ , де  $n_i = 2,1 \cdot 10^3$  см<sup>-3</sup> – концентрація власних носіїв заряду в InAs при 77 К. Зменшення  $\tau_0$  може бути пов'язаним як зі збільшенням концентрації рекомбінаційних центрів при УЗО, так і зі зміною їх параметрів, наприклад перетину захоплення.

Помітне зменшення  $\tau_0$  відбувається після УЗО, що свідчить про трансформацію дефектної структури в ОПЗ  $p$ - $n$ -переходу. Зміна параметрів ВАХ ( $a$ ,  $W_0$ ,  $R_s$ ) після другої обробки вказує на трансформацію дефектної структури біля межі  $p$ - $n$ -переходу. Однак найбільші зміни після другої обробки відбуваються з тунельною компонентою струму: параметр  $I_{01}$  збільшується майже на два порядки величини. Спостерігається тенденція відновлення  $I_{01}$  до початкового значення, що може свідчити про значну перебудову атмосфер Коттрелла у порівнянні з однорідною областю переходу. Як видно з рис. 12 (крива 4), пряма ВАХ зразка після дев'ятимісячного зберігання апроксимується трьома експонентними ділянками. Для першої ділянки  $30 \leq U \leq 80$  мВ параметри  $I_{01}$  і  $E_0$  наведено в таблиці. На другій ділянці при  $100 \leq U \leq 240$  мВ отримали такі значення параметрів:  $I_{01} \approx 3 \cdot 10^{-9}$  А,

$E_0 = 27$  меВ. Для третьої ділянки, яка визначається генераційно-рекомбінаційними процесами в ОПЗ, відповідні параметри наведено в таблиці. Відмітимо, що концентрація і рухливість електронів у  $n$ -області переходів, виміряні при 77 К методом Ван-дер-Пау після УЗО-2, не змінилися у порівнянні з вихідними і становили  $n_0 = (2.0 \pm 0.2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_n = (3.2 \pm 0.1) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  відповідно. Оцінка внеску базової  $n$ -області  $\sim 760$  мкм у послідовний опір не перевищує 0.02 Ом. З цього випливає, що основний вклад у  $R_S$  вносить компенсована  $p$ -область. Несуттєва зміна  $R_S$  (див. табл. 2) однозначно вказує на те, що УЗО визначально впливає на активну область переходів, а не на об'ємну.

Відомо [81], що поля крайових дислокацій і домішкових атомів взаємодіють, утворюючи атмосфери Коттрелла. Залежно від розмірів легуючих домішок вони можуть локалізуватись в зоні гідростатичного розтягування дислокації або стиснення, тим самим забезпечуючи просторову локалізацію нейтральних домішок. Крім того, між зарядженим ядром дислокації та іонізованою домішкою діють сили кулонівської взаємодії. У домішкових атмосферах дислокацій найбільш вірогідне утворення скупчень дефектів внаслідок їх підвищеної розчинності у полі пружних деформацій. Згідно зі струнною моделлю дислокаційного поглинання ультразвуку [82] сегменти дислокації, закріплені домішками, будуть здійснювати коливання, генеруючи при цьому некомпенсовані дефекти, а також іонізувати нейтральні атоми [83]. Оскільки електричне поле переходу може зменшувати енергію кулонівської взаємодії між ядром дислокації і зарядженими дефектами, дія ультразвуку буде більш ефективною в ОПЗ у порівнянні з квазінейтральними областями  $p$ - $n$ -переходу, що і спостерігається експериментально. Локальні збільшення концентрації носіїв заряду в атмосферах Коттрелла приводять до зменшення товщини ОПЗ і збільшення ймовірності тунелювання. Поглинання ультразвуку скупченнями дефектів носить колективний характер [84], що зумовлює їх акустоіонізацію і виникнення в ОПЗ глибоких центрів.

## 5. ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ

Спектральний розподіл фоточутливості охолоджуваних та неохолоджуваних InAs фотодіодів відомий [1, 5, 6]. Майже відсутні роботи, за виключенням [4], у яких була спроба порівняти експериментальні та розрахункові дані. Тому у розділі порівнюються експериментальні та розрахункові дані в залежності від параметрів активної області. Результати викладено у роботах [3, 51, 85].

Спектральні характеристики ампер-ватної чутливості  $S_i(\lambda)$  вимірювали в режимі струму короткого замикання. Для з'ясування тенденцій зміни монохроматичної ампер-ватної чутливості в максимумі спектральної залежності  $S_i(\lambda_{\max})$  від концентрації основних носіїв заряду  $N$  у квазінейтральній області було вибрано технологічні режими їх виготовлення, які забезпечували різкий характер їх розподілу на межі переходів. Контроль типу переходу, визначення величини  $N$  і товщини області просторового заряду при нульовому зміщенні  $W_0$  здійснювали шляхом вимірювання високочастотної ВФХ. У роботі [3] показано, що на межі різних InAs переходів формується компенсована область із симетричним легуванням і структурою  $p^+ - p_0 - n_0 - n$ -типу, де  $n_0 = p_0 = N$ .

Параметри  $S_i$ ,  $N$ ,  $W_0$ , а також значення глибини залягання  $p$ - $n$ -переходів залежно від технологічних режимів виготовлення представлено в табл. 3 [3]. Спостерігався чітко виражений взаємозв'язок  $S_i(N)$ : зменшення  $N$  приводить до зростання  $S_i$  і квантової ефективності  $\eta$ . Її величину оцінювали з використанням співвідношення [1]:

$$S_i = \frac{e}{hc} \eta \lambda = \frac{e}{hc} \lambda (1 - R) \beta [1 - \exp(-kd)] \alpha_{p-n}, \quad (23)$$

де  $\alpha_{p-n}$  – коефіцієнт збирання нерівноважних носіїв заряду  $p-n$ -переходом,  $\beta$  – квантовий вихід внутрішнього фотоефекту,  $k$  – коефіцієнт фундаментального поглинання InAs,  $R \approx 0,32$  – коефіцієнт відбиття,  $d$  – товщина структури.

У спектральному діапазоні  $1,0 \leq \lambda \leq 3,0$  мкм власного поглинання значення  $\beta$  можна вважати рівним одиниці. Збирання носіїв заряду, генерованих випромінюванням в активній області переходу, здійснюється з трьох областей: квазінейтральних  $p$ - та  $n$ -областей, ОПЗ, а тому  $\alpha_{p-n} = \alpha_p + \alpha_n + \alpha_{ОПЗ}$ .

Для з'ясування можливості прогнозування спектрів  $S_i(\lambda)$  InAs фотодіодів виконано розрахунок за формулою (24).  $\alpha_{p-n}$  розраховано з урахуванням  $\alpha_p$ ,  $\alpha_{ОПЗ}$ ,  $\alpha_n$ , знайдених із співвідношень, наведених в [1, 3]:

$$\alpha_p = \frac{kL_n}{k^2 L_n^2 - 1} \left\{ \left( \frac{SL_n}{D_n} + kL_n \right) - \exp(-kl) \left[ \frac{SL_n}{D_n} \operatorname{ch}(l/L_n) + \operatorname{sh}(l/L_n) \right] - kL_n \exp(-kl) \right\}, \quad (24)$$

$$\alpha_{ОПЗ} = \exp(-kl) [1 - \exp(-kW)], \quad (25)$$

$$\alpha_n = \frac{kL_p}{kL_p + 1} \exp[-k(l + W_0)], \quad (26)$$

де  $L_p$  – дифузійна довжина дірок у квазінейтральній області. Коефіцієнт фундаментального поглинання для InAs в діапазоні енергій  $0,42 \leq h\nu \leq 1,24$  еВ апроксимуємо виразом:

$$k = 1,7 \cdot 10^4 (h\nu - E_1)^{1/2}, \text{ см}^{-1}, \quad (27)$$

де  $E_1 = 0,356$  еВ – характеристична енергія.

У діапазоні енергій  $0,37 \leq h\nu \leq 0,417$  еВ коефіцієнт поглинання апроксимується виразом:

$$k = 7,2 \cdot 10^{-16} \exp(h\nu/E_2), \text{ см}^{-1}, \quad (28)$$

де  $E_2 = 12$  меВ.

Експериментальні результати і розрахункові залежності спектрального розподілу ампер-ватної чутливості досліджених зразків показано на рис. 13. Розрахунок виконано за формулами (24)-(28). Відмітимо такі особливості поведінки експериментальних і розрахункових залежностей. Максимум спектральної залежності  $S_i(\lambda)$  спостерігається для  $\lambda_{\max} = 2,95-3,0$  мкм, що відповідає  $E_g$  InAs при  $T = 80$  К. Задовільний збіг експерименту з розрахунком підтверджує можливість досить коректного прогнозування абсолютних значень  $S_i(\lambda_{\max})$  від параметрів активної області InAs фотодіодів. Збільшення  $S_i(\lambda_{\max})$  спостерігається для тих зразків, у яких концентрація основних носіїв заряду в квазінейтральній області менша, а ефективні значення  $\tau_n^*$  і  $L_n^*$  більші. Селективний характер поведінки  $S_i(\lambda)$  проявляється у зразку №1 (крива 1), для якого  $L_n < l$ , що приводить до існування нефотоактивної області товщиною  $l - L_n$  і значних оптичних втрат. Різкий довгохвильовий спад  $S_i(\lambda)$  для  $\lambda > \lambda_{\max}$  зумовлено краєм фундаментального поглинання в InAs. Слід зазначити досить добрий якісний і кількісний збіг експериментальних і розрахункових характеристик  $S_i(\lambda)$  у спектральному діапазоні  $2,4 \leq \lambda \leq 2,9$  мкм, що свідчить про адекватність вибраної теоретичної моделі розрахунку  $S_i(\lambda)$ . У той же час для  $\lambda < 2,4$  мкм спостерігається істотна розбіжність характеру поведінки експериментальних і розрахункових  $S_i(\lambda)$  залежностей.

Рис. 13. Спектральний розподіл ампер-ватної чутливості охолоджуваних ( $T = 80$  K) InAs  $p-n$ -переходів у залежності від глибини  $l$ , мкм: 7,5 (1), 15 (2), 12,5 (3). Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок для параметрів:  $S = 100$  см/с,  $D_n = 13,3$  см<sup>2</sup>/с,  $l = 7,5$  мкм,  $L_n = 6$  мкм,  $W_0 = 0,3$  мкм (крива 1);  $S = 1300$  см/с,  $D_n = 13,3$  см<sup>2</sup>/с,  $l = 15$  мкм,  $L_n = 16$  мкм,  $W_0 = 0,5$  мкм (крива 2);  $S = 530$  см/с,  $D_n = 13,3$  см<sup>2</sup>/с,  $l = 12,5$  мкм,  $L_n = 25$  мкм,  $W_0 = 1,1$  мкм (крива 3).

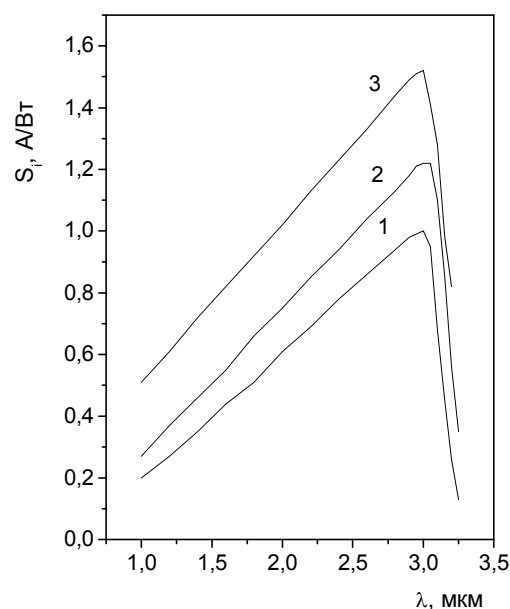
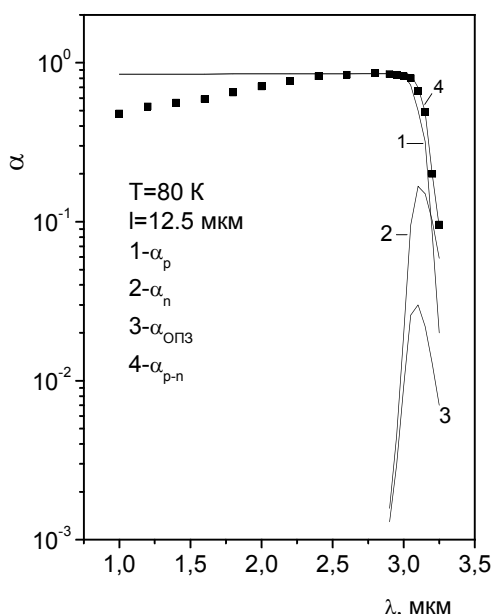
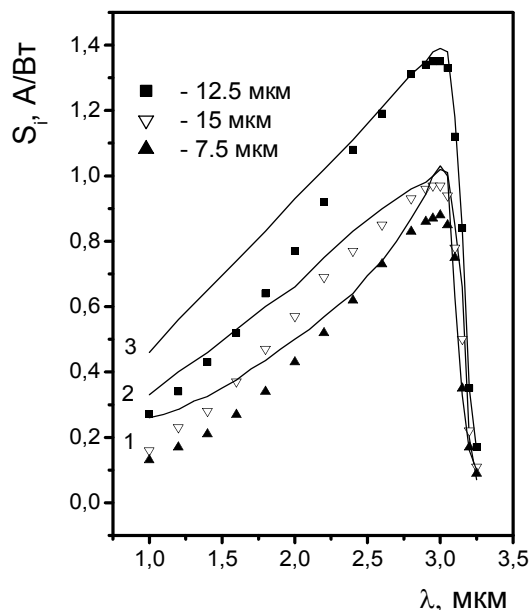


Рис. 14. Спектральний розподіл коефіцієнта збирання нерівноважних носіїв заряду InAs  $p-n$ -переходів ( $T = 80$  K) з глибиною  $l = 12,5$  мкм:  $p$ -область (1),  $n$ -область (2), ОПЗ (3), сумарний (4). Точки – експеримент, суцільні лінії – розрахунок.

Рис. 15. Розрахункові криві спектральної фоточутливості (80 K) переходів  $p^+-n$  (1),  $n^+-p$  (2) та  $p-n$  (3) типів. Параметри чутливої області: 1 –  $l = 1$  мкм,  $L_p = 3$  мкм,  $S = 1000$  см/с,  $W_0 = 0,5$  мкм; 2 –  $l = 1$  мкм,  $L_p = 1$  мкм,  $S = 1000$  см/с,  $W_0 = 0,3$  мкм,  $L_n = 36$  мкм; 3 –  $l = 12$  мкм,  $L_p = 3$  мкм,  $S = 1000$  см/с,  $W_0 = 0,3$  мкм,  $L_n = 36,4$  мкм,  $D_n = 138$  см<sup>2</sup>/с.

Таблиця 3. Фотоелектричні параметри InAs переходів при  $T = 80$  K.

№	Технологічні режими			$l$ , мкм	$N$ , см <sup>-3</sup>	$L_n^*$ , мкм	$S_i(\lambda_{max})$ , А/Вт	$W_0$ , мкм	$\tau_n^*$ , с	$\tau_0$ , с	$\eta$
	$T_1$ , °C	$T_2$ , °C	$t$ , хв								
1	550	580	15	7,5	$2 \cdot 10^{16}$	6,0	0,88	0,3	$2,3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-7}$	0,37
2	580	600	30	12,5	$1 \cdot 10^{15}$	25	1,36	1,1	$4,8 \cdot 10^{-7}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	0,56
3	550	580	40	15,0	$5 \cdot 10^{15}$	16	0,97	0,5	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$4,5 \cdot 10^{-6}$	0,41

Примітки:  $T_1$  – температура дифузанта,  $T_2$  – температура підкладки,  $t$  – час дифузії,  $l$  – глибина переходу,  $L_n^*$  – ефективна довжина дифузії в  $p$ -області,  $\tau_0$  – рекомбінаційний час життя в ОПЗ.

Таблиця 4. Параметри InAs фотодіодів.

$T, ^\circ\text{C}$	$A, \text{cm}^2$	$\lambda_{\text{max}}, \text{мкм}$	$S_i(\lambda_{\text{max}}), \text{А/Вт}$	$R_0A, \text{Ом}\cdot\text{см}^2$	$D_{\lambda}^*, \text{см}\cdot\text{Гц}^{1/2}\cdot\text{Вт}^{-1}$	Виробник
22	$7,86\cdot 10^{-3}$	3,35	1,0	0,15–0,2	$2,7\cdot 10^9$	Judson
–85	$7,85\cdot 10^{-3}$	3,2	1,5	196–393	$3,6\cdot 10^{11}$	Judson
25	$7,85\cdot 10^{-3}$	3,35	1,0	0,31–0,55	$(3,0\text{--}4,5)\cdot 10^9$	Hamamatsu
–196	$7,85\cdot 10^{-3}$	3,0	1,3	$(0,8\text{--}8,0)\cdot 10^3$	$(3,5\text{--}6,0)\cdot 10^{11}$	Hamamatsu
20	$1,45\cdot 10^{-3}$	2,6–3,4	0,8	1,5–2,0	$3,0\cdot 10^9$	ФТИ им. А.Ф. Иоффе
25	$1,0\cdot 10^{-2}$	3,45–3,5	0,7	0,15	$1,0\cdot 10^9$	ІФН НАНУ
–196	$1,0\cdot 10^{-2}$	3,0	1,2	$1\cdot 10^5$	$5\cdot 10^{11}$	ІФН НАНУ
–196	$1,0\cdot 10^{-2}$	3,0	2,4	$1\cdot 10^{11}$	$2\cdot 10^{12}$	Граничні параметри

Важливо оцінити внесок кожної області переходу у fotocутливість на прикладі аналізу спектрального розподілу коефіцієнта збирання. На рис. 14 (криві 1–4) показано експериментальні результати і розрахункові криві для зразка №2. Розрахунок виконано за формулами (25)–(28), а експериментальні дані отримано із залежностей  $S_i(\lambda)$  з використанням співвідношення (24), які також характеризують коефіцієнт  $\alpha_{p-n}$ . Аналіз отриманих кривих свідчить про переважаючий внесок  $p$ -області у коефіцієнт збирання для спектральної області  $1,0 < \lambda < \lambda_{\text{max}}$ . Внесок квазінейтральної  $n$ -області незначний при  $\lambda > \lambda_{\text{max}}$ , а внеском ОПЗ можна знехтувати. З цього випливає, що формуючи методом дифузії структурно досконалу  $p$ -область з концентрацією дірок  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при виконанні умов  $kl > 1$ ,  $kL_n > 1$  і  $l/L_n < 1$  в охолоджуваних ( $T = 80 \text{ К}$ ) дифузійних  $p$ - $n$ -переходах, можна отримати значення ампер-ватної чутливості  $S_i(\lambda_{\text{max}} = 3 \text{ мкм})$ , близькі до відповідних значень для комерційних InAs фотодіодів [5, 6]. На рис. 15 показано розраховані за формулами (24)–(28) спектральні залежності fotocутливості InAs переходів з різною структурою чутливої області, у яких в квазінейтральних  $n$ - або  $p$ -областях концентрація основних носіїв заряду становить  $2\cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а процеси рекомбінації неосновних носіїв заряду визначаються лише випромінювальною та оже-рекомбінацією. Показано, що у симетрично легованому переході чутливість найвища. Сукупність вищевикладених результатів свідчить про можливість коректного прогнозування спектральних характеристик InAs  $p$ - $n$ -переходів. У табл. 4 наведено отримані значення параметрів InAs фотодіодів, які менші від теоретично можливих.

## 6. ЗАСТОСУВАННЯ

Сенсори витоку природного газу (метану), контроль концентрації двооксиду вуглецю, чадного газу необхідні в кожній квартирі, службових і промислових приміщеннях, гаражах та інших об'єктах. Особливо актуальною є проблема реєстрації і спостереження за динамікою зміни довибухових концентрацій метану в промислових умовах видобутку вугілля, що суттєво відрізняється від умов реєстрації метану як одного з компонентів природного газу у промислових будівлях, газопроводах. Ці відмінності полягають у наступному: а) високий вміст вугільного пилу в шахтній атмосфері; б) раптова поява (викид) під час видобутку вугілля шахтного метану і одночасно з ним інших супутніх газів (аміаку, оксиду та двооксиду вуглецю, сірководню та оксиду азоту); в) підвищена температура в зоні підземних робіт та вологість. Тому прилади, призначені для контролю довибухових концентрацій метану, повинні бути вибухобезпечними, швидкодіючими, селективними, портативними і надійними. Зараз для контролю вмісту метану в шахтній атмосфері застосовують термокatalітичні датчики. Принцип їх дії базується на реєстрації зміни опору при поглинанні метану. Для приведення датчика у вихідний стан його необхідно прогріти до  $\sim 400 \text{ }^\circ\text{C}$  і десорбувати метан з активного елемента. Інерційність термокatalітичних датчиків  $\sim 10\text{--}20 \text{ с}$ , а чутливий елемент повинен безпосередньо контактувати з вибухонебезпечною

атмосферою. Крім цих недоліків, термокаталітичні датчики мають недостатню селективність по газу, здатність до швидкої деградації, втрачають чутливість під дією інших шкідливих газів, що є дуже небезпечним під час викиду метану, а також потребують постійного калібрування.

Більш прийнятними для контролю довибухових концентрацій метану є оптоелектронні сенсори. Принцип їх дії базується на реєстрації зміни потоку ІЧ-випромінювання внаслідок поглинання метаном (або іншим газом) в характеристичній області спектра  $\lambda \approx 3,32\text{--}3,35$  мкм, яка відповідає найбільш інтенсивній смузі поглинання. Для пари води, двооксиду і оксиду вуглецю, ацетону, аміаку ці найбільш інтенсивні смуги поглинання відповідно становлять 2,75–2,85, 4,2, 4,67, 3,4 та 2,94 мкм. На основі інжекційних джерел ІЧ-випромінювання для відповідної довжини хвилі [2, 12-15, 86] та узгоджених з ними по оптичному каналу фотодіодів налагоджується виробництво оптоелектронних сенсорів газів нового покоління. Їх перевагою над термокаталітичними є висока швидкодія, вибухобезпечність, селективність, портативність та надійність. У роботах [14, 16, 57, 87, 88] розглянуто можливі конструкції оптоелектронних сенсорів метану та двооксиду вуглецю [89], а також продемонстровано можливість теоретичної оцінки робочих параметрів таких сенсорів.

## 7. ВИСНОВКИ

1. Розглянуто сучасний стан виготовлення фоточутливих елементів в інфрачервоних InAs фотодіодах найбільш перспективними способами та отримано значення їх основних параметрів і характеристик.

2. Показано, що існуючі теоретичні моделі процесів рекомбінації нерівноважних носіїв заряду у вузькозонних напівпровідниках  $A^3B^5$  та  $A^2B^6$  дозволяють коректно розрахувати час життя носіїв заряду в InAs. Розраховано час життя в залежності від концентрації основних носіїв заряду в InAs *n*- та *p*-типу провідності при 77 та 300 К, а також проведено їх порівняння з експериментальними даними.

3. Продемонстровано можливість використання розрахункових значень часу життя для прогнозування спектральної ампер-ватної чутливості на прикладі охолоджуваних InAs фотодіодів.

4. Проведено аналіз стану з досліджень транспорту носіїв заряду в InAs фотодіодах та з'ясовано найбільш ймовірну природу надлишкового струму.

5. Розглянуто перспективні напрямки застосування інфрачервоних InAs фотодіодів в оптоелектронній газовій сенсоріці.

**A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, I.M. Matiyuk, A.I. Tkachuk**

### **InAs PHOTODIODES (REVIEW)**

The current level of development of infrared InAs photodiodes has been analyzed and the values of their main technical parameters and characteristics have been obtained. The concentration dependence of the non-equilibrium charge carrier lifetime in InAs of *n*- and *p*-type conductivity has been calculated and comparison with experimental data has been performed. The charge carrier transport mechanisms in InAs photodiodes have been analyzed and nature of excessive dark current has been clarified. The possibility to forecast correctly the spectral photosensitivity in cooled InAs photodiodes has been shown and the outlook of their application has been considered.

**Keywords:** InAs photodiode, carrier lifetime, excessive tunneling current, inhomogeneous *p-n* junction.



1. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. – Новосибирск: Наука. – 2003.
2. *Зотова Н.В., Ильинская Н.Д., Карандашев С.А. и др.* Источники спонтанного излучения на основе арсенида индия. Обзор // ФТП. – 2008. – **42**, №6. – С. 641-657.
3. *Tetyorkin V., Sukach A. and Tkachuk A.* InAs Infrared Photodiodes. In: *Advances in Photodiodes* / Ed. Gian-Franco Dalla Betta. – InTech Open Access Publisher: Vienna, 2011. – P. 427-446.
4. *Lal R.K., Chakrabarti P.* An analytical model of  $p^+$ -InAsSbP/ $n^0$ -InAs/ $n^+$ -InAs single heterojunction photodetector for 2.4–3.5  $\mu\text{m}$  region // *Opt. Quant. Electron.* – 2004. – **36**(6). – P. 935-947.
5. *InAs Photovoltaic Detectors.* Catalog. Hamamatsu Photonics K.K. – 2014. – P. 1-5.
6. *Indium Arsenide Detectors.* Product brochure of EG&G Judson Inc. – 2014. – P. 12-15.
7. *Астахов В.М., Данилов Ю.А., Дудкин В.Ф. и др.* Планарные фотодиоды на основе InAs материала // Письма в ЖТФ. – 1992. – **18**, №3. – С. 1-5.
8. *Cooled InAs Photodiodes for IR applications* / A. Sukach, V. Tetyorkin, G. Olijnik et al. // *Proc. SPIE.* – 2005. – **5957**. – P. 267-276.
9. *Михайлова М.П., Смирнова Н.Н., Слободчиков С.В.* Умножение носителей заряда и коэффициенты ионизации в InAs и InGaAs  $p$ - $n$ -переходах // ФТП. – 1976. – **10**, №5. – С. 860-865.
10. *Смирнова Н.Н., Слободчиков С.В., Талалакин Г.Н.* Обратная ветвь ВАХ и механизмы пробоя диодов из InAs // Там же. – 1982. – **16**, №12. – С. 2116-2120.
11. *Dobbelaere W., De Boeck J., Heremans P. et al.* InAs  $p$ - $n$ -diodes grown on GaAs and GaAs-coated Si molecular beam epitaxy // *J. Appl. Phys.* – 1992. – **60**(7). – P. 868-870.
12. *Поманов В.В., Иванов Э.В., Именков А.Н. и др.* Светодиоды на основе твердых растворов InAsSbP предельного состава для спектрального диапазона 2,6–3,8 мкм // Письма ЖТФ. – 2001. – **27**, №14. – С. 80-87.
13. *Зотова Н.В., Ильинская Н.Д., Карандашев С.А. и др.* Светодиоды на основе InAs с резонатором, сформированным анодным контактом с границей раздела полупроводник – воздух // ФТП. – 2004. – **38**, №10. – С. 1270-1274.
14. *Matveev B.A., Zotova N.V., Ilinskaya N.D. et al.* Towards efficient mid – IR LED operation: optical pumping, extraction or injection of carriers // *Modern Optics.* – 2002. – **49**, N.5/6. – P. 743-756.
15. *Стоянов Н.Д., Журтанов Б.Е., Астахова А.П. и др.* Высокоэффективные светодиоды спектрального диапазона 1,6–2,4 мкм для медицинской диагностики и экологического мониторинга // ФТП. – 2003. – **37**, №8. – С. 996-1009.
16.  *$p^+$ -InAsSbP/ $n$ -InAs photodiodes for IR optoelectronic sensors* / V.V. Tetyorkin, A.V. Sukach, S.V. Stariy et al. // *Proc. SPIE.* – 2005. – **5957**. – P. 212-219.
17. *Инфракрасные светодиоды на основе твердых растворов GaInAsSb, выращенных из содержащих свинец раствор-расплавов* / А.П. Астахова, Е.А. Гребенщикова, Э.В. Иванов и др. // ФТП. – 2004. – **38**, №12. – С.1466-1472.
18. *Beattie A.R.* Quantum Efficiency in InSb // *J. Phys. Chem. Solids.* – 1962. – **23**. – P. 1049-1056.
19. *Блекмор Дж.* Статистика электронов в полупроводниках. – М.: Мир. – 1964.
20. *Beattie A.R., Landsberg P.T.* Auger effect in semiconductors. // *Proc. Roy. Soc.* – 1959. – **249A**, N1. – P. 16-29.
21. *Datal V.L., Hicinbothem W.A. and Kressel H.* Carrier lifetimes in epitaxial InAs // *Appl. Phys. Lett.* – 1979. – **24**. – P.184-185.
22. *Wider H.H. and Collins D.A.* Minority carrier lifetime in InAs epilayers // *Appl. Phys. Lett.* – 1974. – **25**. – P. 742-743.
23. *Гельмонт Б.Л.* Трехзонная модель Кейна и Оже-рекомбинация // ЖЭТФ. – 1978. – **75**, №2. – С.536-544.
24. *Гельмонт Б.Л.* Оже-рекомбинация в узкощелевых полупроводниках  $p$ -типа // ФТП. – 1981. – **15**, №7. – С. 1316-1319.
25. *Takeshima M.* Auger Recombination in InAs, GaSb, InP, and GaAs // *J. Appl. Phys.* – 1972. – **43**, N 10 – P. 4114-4119.
26. *Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н., Ясиевич И.Н.* Оже-рекомбинация в прямозонных полупроводниках  $p$ -типа // ФТП. – 1982. – **16**, №4. – С. 592-600.
27. *Гельмонт Б.Л., Соколова З.Н.* Оже-рекомбинация в прямозонных полупроводниках  $n$ -типа // ФТП. – 1982. – **16**, №9. – С. 1670-1672.
28. *Барышев Н.С.* Межзонная рекомбинация электронов и дырок в арсениде индия // ФТТ. – 1964. – **5**, №10. – С. 3027-3030.
29. *Зотова Н.В., Ясиевич И.Н.* Оже-рекомбинация в  $p$ -InAs и твердых растворах  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  // ФТП. – 1977. – **11**, №10. – P. 1882-1887.
30. *Сукач А.В., Тетеркин В.В.* Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда в арсениде индия и фотодиодах на его основе // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 2008. – Вып. 42. – С. 103-113.
31. *Tetyorkin V.V., Sukach A.V., Stariy S.V. et al.* Performance of InAs-based infrared photodiodes // *Proc. SPIE.* – 2007. – **6585**. – P. 185-194.
32. *Блаут-Блачев А.Н., Балагуров Л.А., Каратаев В.В. и др.* Рекомбинация носителей заряда в  $n$ -InAs // ФТП. – 1975. – **9**, №4. – С. 782-784.

33. Фомин И.А., Лебедев Л.В., Луньков Г.Б. и др. Исследование времени жизни в эпитаксиальном n-InAs // ФТП. – 1980. – **14**, №7. – С. 1434-1436.
34. Андрушко А.И., Селихов А.И., Слободчиков С.В. О механизме рекомбинации в кристаллах арсенида индия // ФТП. – 1986. – **20**, №3. – С. 403-406.
35. Фомин И.А., Лебедева Л.В., Анненко Н.М. Исследование уровней глубоких дефектов в InAs измерением емкости МДП структур // ФТП. – 1984. – **18**, №3. – С. 734-736.
36. Есина Н.П., Зотова Н.В. Механизмы рекомбинации избыточных носителей тока в арсениде индия и твердых растворах на его основе // ФТП. – 1980. – **14**, №2. – С. 316-322.
37. Rogalski A. and Orman Z. Band-to-band recombination in InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> // Infrared Phys. – 1985. – **25**, N 3. – P. 551-560.
38. Ильенков Я.А., Ковалевская Т.Е., Ковчавцев А.П. Оценка параметров глубоких уровней в МДП-структурах на основе InAs // Поверхность. Физика, химия, механика. – 1992. – №1. – С. 62-69.
39. Н.А. Корнюшкин, Н.А. Валишева, А.П. Ковчавцев и др. Влияние свойств границы раздела и глубоких уровней в запрещенной зоне на вольт-фарадные характеристики МДП структур на арсениде индия // ФТП. – 1996. – **30**, №5. – С. 914-917.
40. Курьшиев Г.Л., Ковчавцев А.П., Валишева Н.А. Электронные свойства структур металл – диэлектрик – полупроводник на основе InAs // ФТП. – 2001. – **35**, №9. – С. 1111-1119.
41. Сукач А.В., Олейник Г.С., Тетеркин В.В. и др. Исследование механизмов переноса заряда в диффузионных InAs p-n-переходах // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 2005. – Вып. 40. – С. 248-257.
42. Болгов С.С., Малютенко В.К., Савченко А.П. Эксклюзия носителей заряда в InAs // ФТП. – 1997. – **31**, №5. – С. 526-527.
43. Есина Н.П., Зотова Н.В., Наследов Д.Н. Электронно-дырочные переходы в арсениде индия // Радиотехника и электроника. – 1963. – **8**, №9. – С. 1602-1606.
44. Mihailova M.P., Nasledov D.N. and Slobodchikov S.N. Spectral response of the photoeffects in InAs // phys. status solidi. – 1965. – **11**(1). – P. 523-534.
45. Мозжорин Ю.Д., Стафеев В.И. Диффузия Zn и Cd в арсениде индия // ФТП. – 1967. – **1**, № 6. – С. 820-834.
46. Новикова Л.И., Стафеев В.И., Милевский Л.С. Исследование структурных дефектов в арсениде индия методом аномального прохождения рентгеновских лучей // ФТП. – 1971. – **5**, № 11. – С. 2164-2167.
47. Новикова Л.И., Стафеев В.И., Русин Б.А. Исследование дефектов, возникающих в InAs при диффузии кадмия // Изв. АН СССР. Неорг. матер. – 1974. – **10**, №12. – С. 2121-2124.
48. Стрельченко С.С., Лебедев В.В. Соединения A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> (справочник). – М.: Металлургия. – 1984.
49. Любченко А.В., Сукач А.В., Олейник Г.С. и др. ИК фоточувствительные структуры на основе InAs и их обнаружительная способность при комнатной температуре // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 1999. – Вып. **34**. – С. 100-108.
50. Герасименко Н.Н., Гузев А.А., Курьшиев Г.Л. и др. Применение методов ионного легирования для создания p-n-переходов на InSb и InAs // Препринт 2. – Институт физики полупроводников СО АН СССР. – Новосибирск. – 1991.
51. Сукач А.В., Тетеркин В.В., Олейник Г.С. и др. Фотоэлектрические свойства диффузионных InAs p-n-переходов // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 2006. – Вып. 41. – С. 77-86.
52. Герасименко Н.Н., Курьшиев Г.Л., Мясников А.М. и др. Электрофизические свойства планарных n<sup>+</sup>-p-переходов, созданных легированием арсенида индия ионами серы // ФТП. – 1990. – **24**, № 7. – С. 1245-1250.
53. Ray-Ming Lin, Shiang-Feng Tang, Si-Chen Lee et al. Room temperature unpassivated InAs p-i-n photodetectors grown by molecular beam epitaxy // IEEE Trans. Electron. Devices. – 1997. – **44**(2). – P. 209-213.
54. Акименко И.П., Панишина Е.Г., Тихонова О.В. и др. Фотоэлектрические свойства арсенида индия, имплантированного S и Mg с энергией 350 кеВ // ФТП. – 1979. – **13**, № 11. – С. 2210-2215.
55. Андрушко А.И., Салихов Х.М., Слободчиков С.В. и др. Об электрофизических и фотоэлектрических свойствах эпитаксиальных структур на основе InAs<sub>1-x</sub>ySb<sub>x</sub>P<sub>y</sub> // ФТП. – 1986. – **20**, № 12. – С. 2195-2198.
56. Михайлова М.П., Стусь Н.М., Слободчиков С.В. и др. Фотодиоды на основе твердых растворов InAs<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub> для спектрального диапазона 3 – 5 мкм // ФТП. – 1996. – **30**, № 9. – С. 1613-1619.
57. Сукач А.В., Тетеркин В.В., Зотова Н.В. и др. Неохлаждаемые фотодиоды p<sup>+</sup>-InAsSbP/n-InAs для использования в оптоэлектронных сенсорах метана // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. – 2002. – Вып. **37**. – С. 211-215.
58. Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А. и др. Флип-чип фотодиоды на основе InAs, работающие при 20-100°С в интервале длин волн 2.7-3.7 мкм // Материалы электронной техники. – 2007. – № 3. – С. 36-38.
59. Optoelectronic sensor on narrow band A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> alloys / N.V. Zotova, S.A. Karandashev, V.A. Matveev et al. // Proc. SPIE. – 1991. – **1578**. – P. 334-345.
60. Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Латникова Н.М. и др. Охлаждаемые фотодиоды на основе одиночной гетероструктуры II типа p-InAsSbP/n-InAs // Письма в ЖТФ. – 2013. – **39**, Вып. 18. – С. 48-54.

61. Григорьев Н.Н., Кудыкина Т.А. Рекомбинационная модель диффузии цинка в GaAs // ФТП. – 1997. – **31**, №6. – С. 697-702.
62. Баранов А.Н., Воронина Т.И., Гореленок А.А. и др. Исследование структурных дефектов в эпитаксиальных слоях арсенида индия // ФТП. – 1992. – **26**, №9. – С. 1612-1624.
63. Баранов А.Н., Воронина Т.И., Лагунова Т.С. и др. Свойства эпитаксиального арсенида индия, легированного редкоземельными элементами // ФТП. – 1993. – **27**, №3. – С. 421-430.
64. Баранов А.Н., Лагунова Т.С., Мусеев К.Д. и др. Электрофизические свойства эпитаксиального арсенида индия и узкозонных твердых растворов на его основе // ФТП. – 1999. – **33**, №7. – С. 781-788.
65. Gao H.H., Krier A. and Sherstnev V.V. High quality InAs grown by liquid phase epitaxy using gadolinium gettering // Semicond. Sci. Technol. – 1999. – **14**(3). – P. 441-445.
66. Гореленок А.А., Каманин А.В., Шмидт Н.М. Редкоземельные элементы в технологии соединений  $A^{III}B^V$  и приборов на их основе // ФТП. – 2003. – **37**, №9. – С. 922-940.
67. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. – М.: Мир. – 1975.
68. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы. – М.: Сов. Радио. – 1979.
69. Сукач А.В., Тетеркин В.В., Ворощенко А.Т. та ін. Зворотні ВАХ та механізми протікання струму в InAs фотодіодах // Оптоелектроніка і напівпровідникова техніка. – Київ: Наук. думка. – 2011. – Вып. **46**. – С. 107-114.
70. Райх М.Э., Рузин И.М. Флуктуационный механизм избыточных туннельных токов в обратно смещенных *p-n* переходах // ФТП. – 1985. – **19**, №7. – С. 1217-1225.
71. Райх М.Э., Рузин И.М. Температурная зависимость флуктуационных избыточных токов через контакт металл-полупроводник // ФТП. – 1987. – **21**, №3. – С. 456-460.
72. Nemirovsky Y. and Unikovskiy A. Tunneling and 1/f noise currents in HgCdTe photodiodes // J. Vac. Sci. Technol. B. – 1992. – **10**(4). – P. 1602-1610.
73. Rosenfeld D. and Bahir G. A model for the trap-assisted tunnelling mechanism in diffused n-p and implanted  $n^+p$  HgCdTe photodiodes // IEEE Trans. Electron. Devices. – 1992. – **39**(7). – P. 1638-1645.
74. Wenmu He, Zeynep Celik-Batler. 1/f noise and dark current components in HgCdTe MIS infrared detectors // Solid-State Electron. – 1996. – **19**(1). – P. 127-132.
75. Сукач А.В., Тетеркин В.В. Трансформация электрических свойств InAs *p-n* переходов в результате ультразвуковой обработки // Письма в ЖТФ. – 2009. – **35**, №11. – С. 67-75.
76. Здебский А.П., Корчная В.Л., Торчинская Т.В. и др. Стимулированное ультразвуком изменение электрических и люминесцентных характеристик InGaAs:Si светодиодов // Письма в ЖТФ. – 1986. – **12**, №2. – С. 76-81.
77. Здебский А.П., Лысянский М.И., Лукьянчикова Н.Б. Влияние ультразвуковой обработки на вольт-амперные и шумовые характеристики туннельных диодов // Письма в ЖТФ. – 1987. – **13**, №16. – С. 1009-1013.
78. Олих О.Я., Пинчук Т.Н. Акустостимулированные коррекции вольт-амперных характеристик арсенид-галлиевых структур с контактом Шоттки // Письма в ЖТФ. – 2006. – **32**, №12. – С. 22-27.
79. Гусейнов Н.А., Олих Я.М., Аскеров Ш.Г. Восстановление фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов, облученных  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$ , с помощью ультразвуковой обработки // Письма в ЖТФ. – 2007. – **33**, №1. – С. 38-44.
80. Ермолович И.Б., Миленин В.В., Конакова Р.В. и др. Влияние ультразвуковой обработки на деформационные эффекты и структуру локальных центров в подложке и приконтактных областях структур  $M/n-n^+-\text{GaAs}$  ( $M = \text{Pt}, \text{Cr}, \text{W}$ ) // ФТП. – 1997. – **31**, №4. – С. 503-508.
81. Фридель Ж. Дислокации. – М.: Мир. – 1967.
82. Гранато А., Люкке К. Струнная модель дислокации и дислокационное поглощение звука. В кн.: Физическая акустика / Под ред. У. Мезена. – М.: Мир, 1969. – т. 4, ч. А. – С. 261-321.
83. Островский И.В. Акустолюминесценция и дефекты кристаллов. – К.: Вища школа. – 1993.
84. Скупов В.Д., Тетельбаум Д.И. О влиянии упругих напряжений на трансформацию дефектов в полупроводниках // ФТП. – 1987. – **21**, №8. – С. 1495-1497.
85. Сукач А.В., Тетеркин В.В., Лукьяненко В.И. и др. Спектральная фоточувствительность охлаждаемых InAs *p-n*-переходов // Оптоелектроніка і напівпровідникова техніка. – 2009. – Вып. 44. – С. 92-99.
86. Астахов А.П., Головин А.С., Ильинская Н.Д. и др. Мощные светодиоды на основе гетероструктур InAs/InAsSbP для спектроскопии метана ( $\lambda \approx 3,3$  мкм) // ФТП. – 2010. – **44**, №2. – С. 278-284.
87. Matveev B., Aidaraliev M., Gavrilo G. et al. Room temperature InAs photodiode – InGaAs LED pairs for methane detection in the mid-IR // Sensor and Actuators B. – 1998. – **51**, N 1-3 – P. 233-237.
88. Сенкевич О.В., Классовская Н.А., Поченкова Т.К. Прибор для экспресс-определения токсичных газов в рудничной атмосфере // Проблемы контроля и защиты атмосферы от загрязнений. – 1978. – Вып. 4. – С. 48-50.
89. Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Капралов А.А. и др. Моделирование характеристик оптических газовых сенсоров на основе диодных оптопар среднего ИК-диапазона спектра // ЖТФ. – 2009. – **79**, №6. – С. 112-118.