

**А.Т. Ворощенко, А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.І. Ткачук¹,
М.Ю. Кравецький, І.Г. Луцишин, І.М. Матіюк**

ОСОБЛИВОСТІ ВИГОТОВЛЕННЯ CdTe *p-n*-ПЕРЕХОДІВ ТА ТРАНСПОРТ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НИХ

Досліджено транспорт носіїв заряду в CdTe *p-n* переходах, виготовлених дифузцією індію у монокристалічні підкладки *p*-типу провідності, в інтервалі температур 195–298 К. Установлено, що *p-n* переходи є плавними, а їх структура містить тонку напівізолюючу *i*-область. Транспорт носіїв заряду при прямих напругах зміщення пояснюється струмом подвійної інжекції. На початковій ділянці реалізується інжекція носіїв заряду в *i*-область, а зі збільшенням напруги зміщення має місце діелектричний режим релаксації електронно-діркової плазми в *i*-області *n-i-p* переходів. При напругах прямого зміщення $U > 2$ В ВАХ зумовлена провідністю Пула–Френкеля.

Ключові слова: CdTe *p-n*-переходи, механізми транспорту носіїв заряду.

1. ВСТУП

Перевагою монокристалічних детекторів рентгенівського та гамма-випромінювання, виготовлених на основі CdTe або $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0.1$) є висока їх ефективність у реєстрації цих випромінювань та здатність експлуатуватись при кімнатній температурі [1, 2]. Однією з вимог до неохолоджуваних детекторів є порівняно малий темновий струм при робочій напрузі зміщення. Для вирішення цього завдання спостерігається перехід від виготовлення однорідних детекторів на основі високоомного напівізолюючого матеріалу з двома омичними контактами до використання бар'єрної структури в конструкції такого детектора, який називається неоднорідним [2]. Часто бар'єрна структура використовується у вигляді *p-n* переходу [2, 4-6] або бар'єра Шотткі [2, 3, 9-11]. Наявність потенціального бар'єра в конструкції детектора дозволяє зменшити його темновий струм у порівнянні з детектором, виготовленим на основі CdTe або $Cd_{1-x}Zn_xTe$ з аналогічним питомим опором, але двома омичними контактами, при однакових напругах зміщення [1, 2, 12]. Крім того, у детекторах ядерних випромінювань з потенціальним бар'єром можлива реалізація ефекту лавинного або інжекційного підсилення сигналу, як це відбувається у лавинних або інжекційних фотодіодах [13, 14].

Суттєвий вплив ефекту самокомпенсації у широкозонних сполуках $A^{II}B^{VI}$ (CdTe, CdZnTe, CdS, ZnSe, ZnS та ін.) ускладнює формування *p-n* переходів дифузійним або іонно-імплантаційним способом [1, 15-17]. У роботах [4-7] розглянуто формування *p-n* переходів легуванням індієм приповерхневої області об'ємних монокристалічних напівізолюючих ($\rho \sim 10^9$ Ом·см) підкладок *p*-CdTe:Cl. Причому в [4] переходи сформовано дифузцією індію у вакуумованих кварцових ампулах за температур ~ 300 °С, а в [5-7] – при обробці структури In/*p*-CdTe наносекундним лазерним випромінюванням та розглянуто транспорт носіїв заряду в таких переходах. Установлено [4], що в дифузійних переходах за кімнатної температури коефіцієнт випрямлення дорівнює ~ 15 при напрузі зміщення ± 30 В, а максимальна чутливість до рентгенівського випромінювання з ефективною енергією 72 кеВ досягається вже при напрузі зворотного зміщення 50 В. Такий результат пояснюється розширенням області просторового заряду (ОПЗ) дифузійного переходу у більш високоомну *p*-область підкладки.

Це зумовлює зростання напруженості електричного поля у чутливій області переходу і зменшує рекомбінаційні втрати нерівноважних носіїв заряду, генерованих рентгенівським випромінюванням у цій області. В роботах [6, 7] показано, що конверсія типу провідності приповерхневої області підкладок *p*-CdTe при опроміненні структур In/*p*-CdTe наносекундним лазерним випромінюванням не пов'язана з процесом температурної

© А.Т. Ворощенко, А.В. Сукач, В.В. Тетьоркін, А.І. Ткачук¹,
М.Ю. Кравецький, І.Г. Луцишин, І.М. Матіюк, 2017

концентраційної дифузії індію, а визначається бародифузійним механізмом, що зумовлюється виникненням різких градієнтів тиску при лазерному опроміненні структури. Процес конверсії типу провідності у структурах In/*p*-CdTe при їх лазерному опроміненні у дистильованій воді відбувається більш ефективно, ніж на повітрі або в інертному газовому середовищі [7].

Результати досліджень транспорту носіїв заряду в бар'єрних структурах CdTe певного приладного призначення (детектори ядерного випромінювання, сонячні елементи, фотодіоди та ін.) важливі з точки зору з'ясування якості чутливого елемента (бар'єра Шотткі, *p-n* переходу) та вдосконалення технологічних операцій їх виготовлення. Оскільки технічні параметри напівпровідникового бар'єрного чутливого елемента сильно залежать від температури, транспорт носіїв заряду досліджується у певному температурному інтервалі. Як правило, у бар'єрних детекторах, виготовлених на основі високоомного CdTe, темновий струм незначний навіть при кімнатній температурі, тому в більшості робіт [3, 4, 7-9, 11] транспорт носіїв заряду досліджується лише при кімнатній температурі. В роботах [6, 18-21] транспорт носіїв заряду в бар'єрних структурах, виготовлених на основі CdTe, досліджувався при температурах вищих за кімнатну. Встановлено, що переважаючим механізмом транспорту носіїв заряду є процеси генерації-рекомбінації в ОПЗ структур як при прямій, так і зворотній напрузі зміщення за кімнатної і вищих за кімнатну температурах [3, 4, 7-9, 11, 21]. Аналогічний механізм транспорту носіїв заряду спостерігається і в діодах Шотткі Au-CdTe, сформованих на низькоомному CdTe *n*-типу провідності [11]. Транспорт носіїв заряду у гетеропереходах In/*n*-TiO₂/*p*-CdTe як при прямих, так і зворотних напругах зміщення за кімнатної і вищих температурах пояснюється тунельно-рекомбінаційними процесами в ОПЗ гетеропереходів за участі глибоких центрів [18, 19].

Суттєве зменшення темного струму при охолодженні бар'єрного чутливого елемента детектора і покращення його спектрометричної характеристики [1] є підставою для вивчення транспорту носіїв заряду в CdTe *p-n* переходах при температурах, нижчих за кімнатну. Низькотемпературні вимірювання транспорту носіїв заряду в CdTe *p-n* переходах важливі також для з'ясування і прогнозування електричних властивостей сонячних елементів, фотодіодів, виготовлених на основі низькоомного CdTe. Метою даної роботи була розробка технологічних режимів виготовлення *p-n* переходів у CdTe дифузійним способом.

2. ЗРАЗКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

CdTe *p-n*-переходи виготовлялись дифузією донорної домішки In у підкладки *p*-CdTe з питомим опором $\rho \approx 1,3 \cdot 10^3$ Ом·см (300 К). Процес дифузії проводився у закритій системі (кварцовій ампулі) двотемпературним способом. Температура в зоні джерела дифузії (елементарного індію) становила ~ 500 °С, а в зоні підкладок ~ 530 °С. Для пригнічення процесів ревіпарування кадмію з поверхні підкладок та самокомпенсації в ампулу додатково вводилась наважка кадмію, достатня для створення у вільному об'ємі ампули її насиченої пари. Глибина *p-n* переходів, яка визначалась методом термозонда при пошаровому стравлюванні *n*-області переходів, регулювалась часом дифузії і становила у досліджуваних зразках 5 ± 1 мкм.

Пластини CdTe товщиною $\sim 1,5$ мм вирізались зі зливку за допомогою механічної струнної різки із зв'язаним на струні алмазним абразивом зернистістю 30–40 мкм. У процесі відрізання струна змочувалась ізопропиловим спиртом. Подальша планаризація поверхні пластин відбувалась стандартними методами абразивного шліфування та полірування у водних суспензіях порошків M10, M5 та M1 зі зменшенням їх зернистості [22-24]. Після абразивної планаризації поверхонь пластин їх товщина становила $\sim 1,2$ мм. У подальшому пластини ретельно промивались декілька разів у теплій дистильованій воді з додаванням поверхнево-активних речовин, ізопропиловому спирті та висувувались у потоці підігрітого аргону. У подальшому з обох боків пластин стравлювався шар товщиною ~ 100 мкм хіміко-

механічним способом з використанням поліруючого бромовмісного протравлювача 2% Br_2 в HBr [24]. Методом фігур травлення [25, 26] визначалась кристалографічна орієнтація поверхні пластин (111)А або (111)В, причому позначалась неробоча сторона (111)В. Після чого поверхні пластин додатково стравлювались поліруючим протравлювачем на глибину 15–20 мкм і розрізались за допомогою бездефектної хімічної різки на зразки розміром $5 \times 5 \times 1$ мм.

Мезаструктурні p - n переходи площею $S \approx 0,105 \text{ см}^2$ виготовлялись на робочій поверхні (111)А зразків за допомогою бромовмісного поліруючого протравлювача. Переходи на неробочій стороні зразків стравлювались. Як омичний контакт до n -області переходів використовувались плівки In , а до p -області – плівки Au , нанесені термовакуумним способом і термооброблені в атмосфері чистого водню при $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ упродовж ~ 10 хв. Пасивація та захист мезаструктури переходів спеціально не здійснювались. Вольт-амперні характеристики (ВАХ) вимірювались методом постійного струму в інтервалі температур 195–298 К, а високочастотні ($f = 1 \text{ МГц}$) вольт-фарадні характеристики (ВФХ) при кімнатній температурі.

3. Експериментальні результати та їх обговорення

Типову ВАХ дифузійного CdTe p - n переходу при кімнатній температурі наведено на рис. 1. Видно, що ВАХ чітко виявляє діодний ефект, причому прямий ВАХ відповідає негативна полярність прикладеної напруги зміщення до n -області переходу. Експериментальні результати вимірювання ВФХ задовільно лінеаризуються в координатах $C^{-3}-U$, що вказує на лінійний характер розподілу легуючої домішки індію в квазінейтральній області переходу (рис. 2). Те, що залежність $C^{-3} = f(U)$ із збільшенням напруги зворотного зміщення змінює нахил, вказує на зменшення градієнта легуючої домішки. Вихід залежності $C^{-3} = f(U)$ при прямих зміщеннях на насичення (див. рис. 2) може бути пов'язаним з високим послідовним опором p - n переходу, а характер поведінки ВФХ такого переходу подібний до ВФХ МДП структур [27].

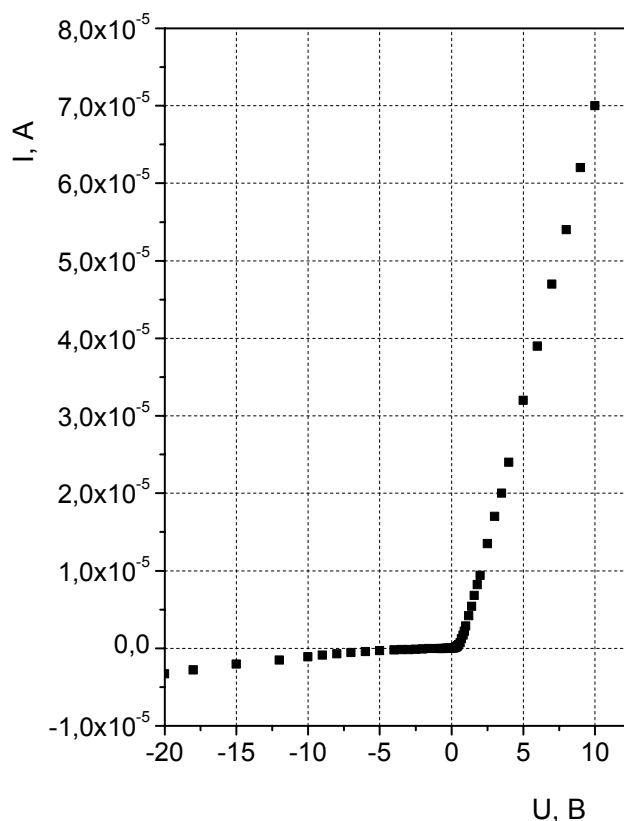


Рис. 1. Типова ВАХ дифузійного CdTe p - n -переходу при кімнатній температурі.

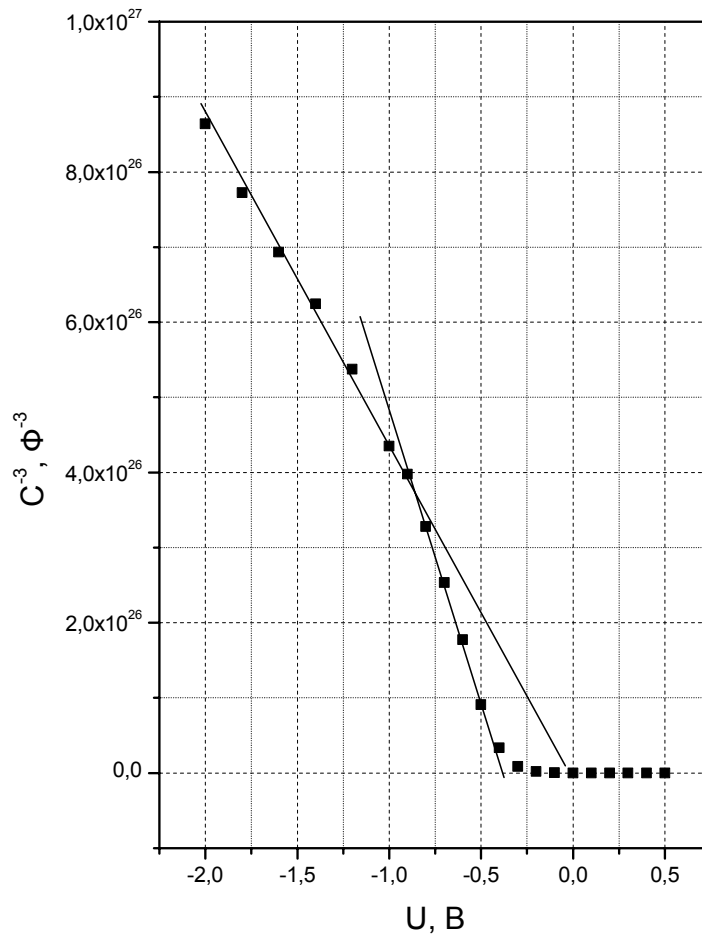


Рис. 2. Вольт-фарадна характеристика дифузійного CdTe *p-n* переходу при кімнатній температурі.

Результати вимірювання прямих ВАХ за різних температур наведено на рис. 3а, 3б. Видно, що краща лінеаризація результатів вимірювань відбувається у подвійних логарифмічних координатах, що свідчить про степеневий характер поведінки прямих ВАХ $I \sim U^n$, де n – показник степеня. Значення n різне на різних ділянках діапазону напруг зміщення: для $U \leq 0,2$ В $n \approx 1,1$; для $0,3 \leq U \leq 1$ В $n \approx 3$; для $U > 2$ В $n \approx 1,3$. Значення послідовного опору R_S , яке оцінювалось за диференціальним опором при напрузі прямого зміщення ~ 10 В, збільшувалось з $6,5 \cdot 10^4$ Ом ($T = 298$ К) до $2 \cdot 10^7$ Ом ($T = 195$ К).

Зворотні ВАХ у діапазоні напруг зміщення $0,1 \leq U \leq 200$ В лінійні і можуть пояснюватись струмами поверхневої або тунельно-рекомбінаційної природи (рис. 4).

Температурну залежність темного струму *p-n* переходу за різних напруг зміщення наведено на рис. 5. Видно, що в інтервалі температур 195–298 К температурна залежність змінюється активаційно, а при $T < 200$ К уповільнюється з тенденцією до насичення. Слід відзначити залежність енергії активації ΔE від полярності і напруги зміщення, прикладеної до *p-n* переходу. При зворотних зміщеннях у діапазоні напруг 1–10 В енергія активації стала і дорівнювала $\Delta E \approx 0,37$ еВ, а при прямих напругах зміщення поступово зменшувалась від $\approx 0,37$ еВ ($U = -1$ В) до $\approx 0,24$ еВ ($U = -10$ В).

Оцінимо внесок опору підкладки *p*-CdTe при кімнатній температурі у послідовний опір R_S *p-n* переходу за відомою формулою $R = \rho l / S$, де ρ – питомий опір підкладки, l – товщина підкладки, S – площа мезаструктури переходу. Використавши для оцінки значення параметрів $\rho = 1,3 \cdot 10^3$ Ом·см, $l = 0,1$ см та $S = 0,105$ см², отримаємо, що опір підкладки становить $\sim 1,24 \cdot 10^3$ Ом, що майже у 40 разів менший за R_S CdTe *p-n* переходу. Оскільки

контакти до p - та n -областей переходу омичні, то основний внесок у R_S переходу дає високоомна область, яка може бути сформована на межі p - n переходу в процесі дифузії індію у підкладку p -CdTe. Характер поведінки ВФХ при прямому зміщенні p - n переходу (див. рис. 2) підтверджує таке допущення. За значенням ємності C_1 при напрузі прямого зміщення $U = 0,5$ В в умовах насичення ВФХ оцінимо товщину такої високоомної області за формулою $d = \epsilon \epsilon_0 S / C_1$, де $\epsilon = 10,6$ – низькочастотна діелектрична стала CdTe [1, 9], $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала, $C_1 = 8,2 \cdot 10^{-10}$ Ф. За таких параметрів значення товщини цієї високоомної області становить $d = 1,2$ мкм. Бар’єрна ємність p - n переходу при нульовій напрузі зміщення дорівнювала $C_0 = 3,3 \cdot 10^{-10}$ Ф, що відповідає товщині його ОПЗ $W_0 \approx 3$ мкм. За значеннями послідовного опору p - n переходу R_S при $T = 298$ К, товщини високоомної області d , а також площі мезаструктури S питомий опір високоомної області буде становити $\sim 5,5 \cdot 10^7$ Ом·см, що відповідає умові напівізолюючого матеріалу. Тобто у процесі дифузії In в підкладки p -CdTe з питомим опором $\rho = 1,3 \cdot 10^3$ Ом·см на межі p - n переходів формується тонка ($\sim 1,2$ мкм) напівізолююча i -область, яка зумовлює високі значення послідовного опору переходів. Енергетична структура таких переходів відповідає n - i - p типу з плавним лінійним розподілом легуючої домішки в їх квазінейтральній області та з градієнтом концентрації $a \approx 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-4}$.

З’ясуємо значення питомого опору високоомної області переходу для CdTe власної провідності при кімнатній температурі з метою порівняння з експериментом. Електропровідність такого матеріалу можна оцінити за формулою:

$$\sigma_i = e n_i (\mu_n + \mu_p), \quad (1)$$

де n_i – власна концентрація носіїв заряду, μ_n, μ_p – рухливість електронів та дірок відповідно.

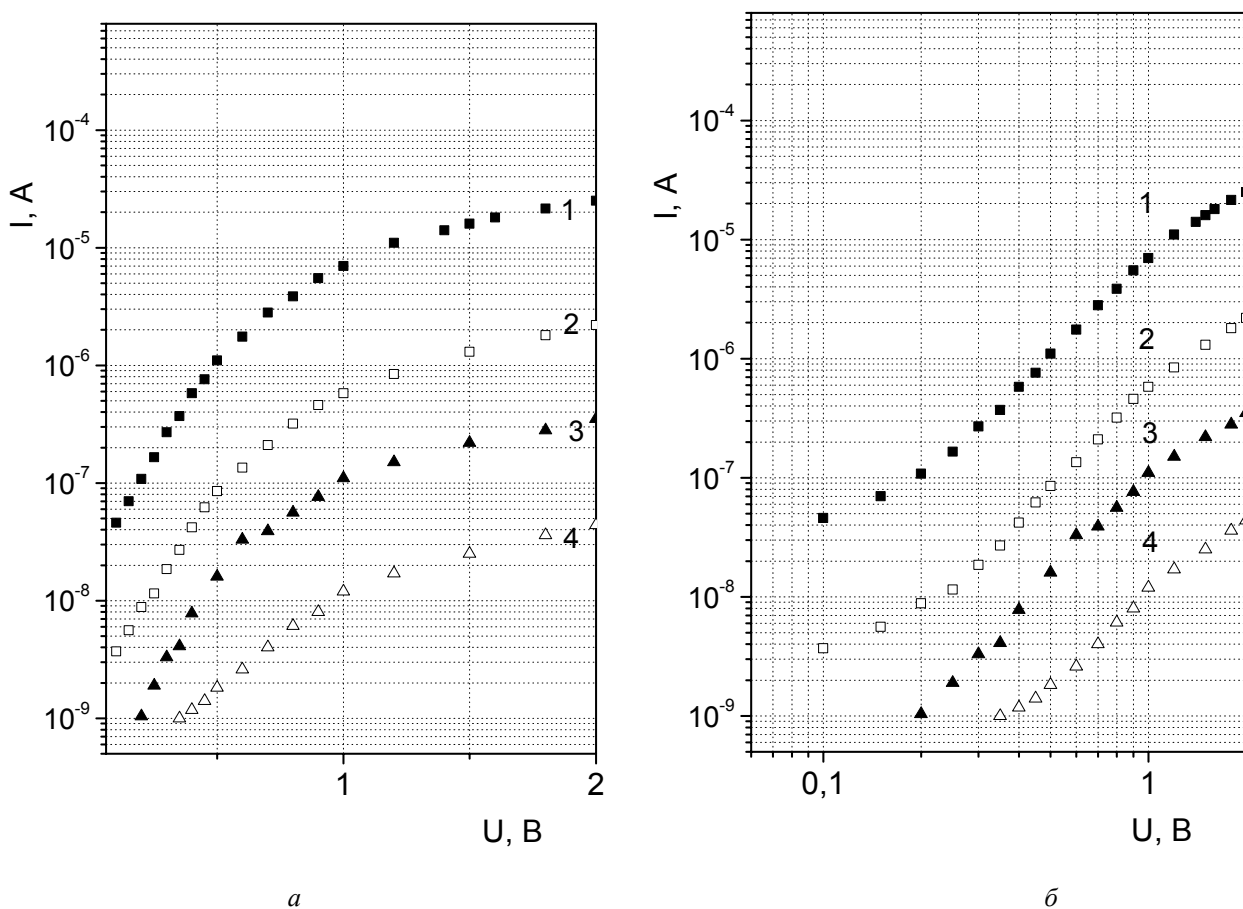


Рис. 3. Прямі ВАХ за різних температур, К: 1 – 298, 2 – 251, 3 – 229, 4 – 195. Експериментальні результати: ВАХ наведено у напівлогарифмічних координатах (а), у подвійних логарифмічних координатах (б).

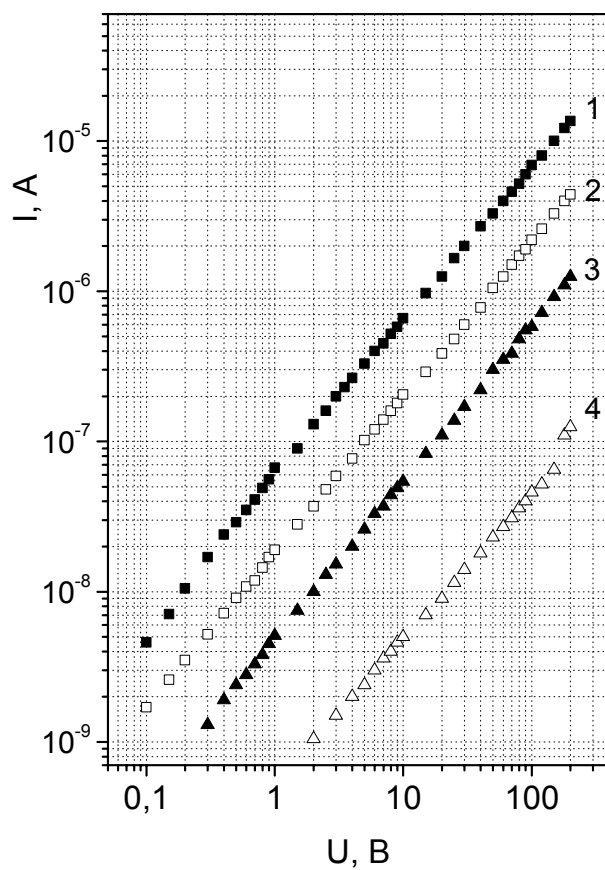


Рис. 4. Зворотні ВАХ за різних температур, К: 1 – 298, 2 – 251, 3 – 229, 4 – 195.

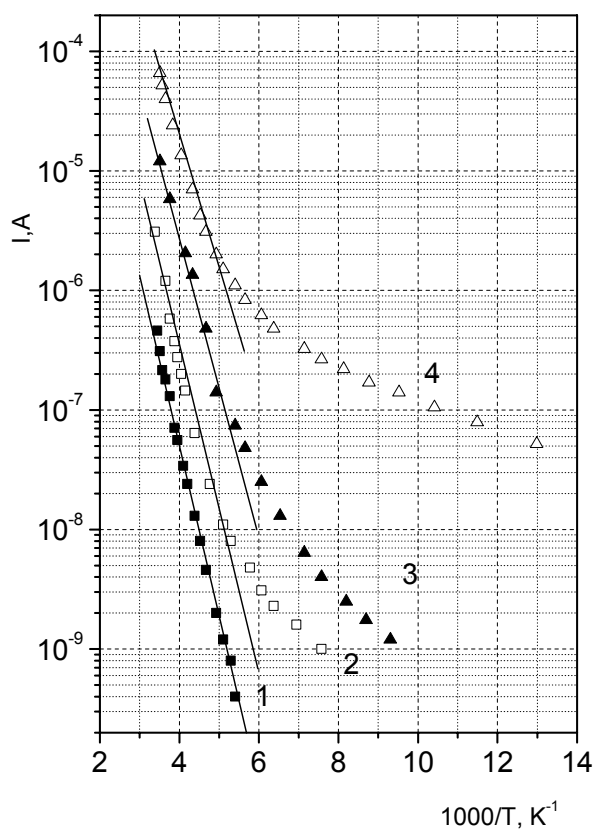


Рис. 5. Температурні залежності струму від напруги зміщення, В: 1 – 1 (зворотна), 2 – 1 (пряма), 3 – 3 (пряма), 4 – 10 (пряма).

Оцінімо значення n_i за співвідношенням:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2)$$

де N_c, N_v – ефективна густина станів в зоні провідності і валентній зоні CdTe відповідно, $E_g = 1,48$ еВ [1, 10] – ширина забороненої зони CdTe при $T = 298$ К. Значення N_c та N_v оцінювались за відомими співвідношеннями і при кімнатній температурі становили $9,2 \cdot 10^{17}$ та $5,2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ відповідно. При розрахунку N_c та N_v використовувались значення ефективної маси для дірок $m_p^* = 0,35m_0$ та для електронів $m_n^* = 0,1m_0$, де m_0 – маса вільного електрона. Результати розрахунку n_i за (2) відповідають значенню $n_i \approx 1,2 \cdot 10^6$ см⁻³. Для значень $\mu_n \approx 10^3$ см²/В·с для електронів в *n*-CdTe та $\mu_p \approx 100$ см²/В·с для дірок в *p*-CdTe [9, 10, 21] власна електропровідність за формулою (1) становить $\sigma_i = 2,1 \cdot 10^{-10}$ Ом⁻¹·см⁻¹, що відповідає питомому опору $\rho_i \approx 4,7 \cdot 10^9$ Ом·см. Таким чином, питомий опір високоомної області, яка утворилась при дифузійному формуванні CdTe *p-n* переходів, майже на два порядки менший за питомий опір матеріалу з власною провідністю, а тому таку область правомірно вважати *i*-областю.

З'ясуємо можливу природу поведінки прямої ВАХ при $T = 298$ К в діапазоні прямих напруг 2–10 В. За умови, що при $U > 2$ В прикладена до *p-n* переходу напруга в основному припадає на *i*-область, напруженість електричного поля в ній буде змінюватись від $E = 1,7 \cdot 10^4$ В/см ($U = -2$ В) до $8,3 \cdot 10^4$ В/см ($U = -10$ В), що відповідає умові сильного поля, при якому може реалізуватись ефект Пула–Френкеля [27]. Для ідентифікації такого механізму транспорту носіїв заряду, згідно з [27], експериментальні результати прямих ВАХ побудовано в координатах $[\ln(I/U) - U^{1/2}]$ і наведено на рис. 6. Аналіз кривих показує, що починаючи з напруг прямого зміщення ≥ 2 В, експериментальні дані задовільно лінеаризуються у цих координатах, що однозначно вказує на реалізацію транспорту носіїв заряду за механізмом Пула–Френкеля. Додатковим підтвердженням реалізації цього механізму може бути тенденція до зменшення енергії активації темного струму в сильному електричному полі саме при прямих напругах зміщення (див. рис. 5). При зворотних напругах зміщення енергія активації не змінюється внаслідок розширення ОПЗ *p-n* переходу або його шунтування струмами поверхневої природи, що не відповідає умові сильного поля.

Відомо [27], що енергія активації температурної залежності темного струму в умовах сильного поля за механізмом ефекту Пула–Френкеля в залежності від напруги зміщення апроксимується виразом:

$$\Delta E = \Delta E_0 - \gamma U^{1/2}, \quad (3)$$

де ΔE_0 – енергія активації темного струму в умовах слабого поля, γ – стала. Експериментальні результати залежності $\Delta E = f(\gamma U^{1/2})$ наведено на рис. 7 і демонструють їх задовільну лінеаризацію в координатах $[\Delta E - U^{1/2}]$, що додатково підтверджує гіпотезу про реалізацію провідності при прямих ВАХ для $U > 2$ В за механізмом ефекту Пула–Френкеля. Екстраполяція прямої до осі енергії активації ΔE дає значення $\Delta E_0 \approx 0,43$ еВ, і саме з цих рівнів кулонівського типу відбувається термічно-польова активація носіїв заряду при реалізації провідності за механізмом Пула–Френкеля у високоомній *i*-області CdTe *p-n* переходу.

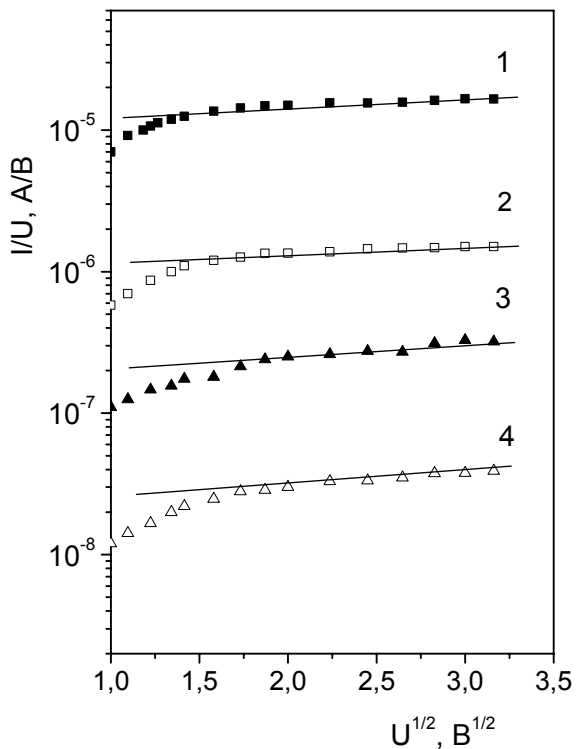


Рис. 6. Прямі ВАХ, побудовані в координатах Пула–Френкеля за різних температур, К: 1 – 298, 2 – 251, 3 – 229, 4 – 195.

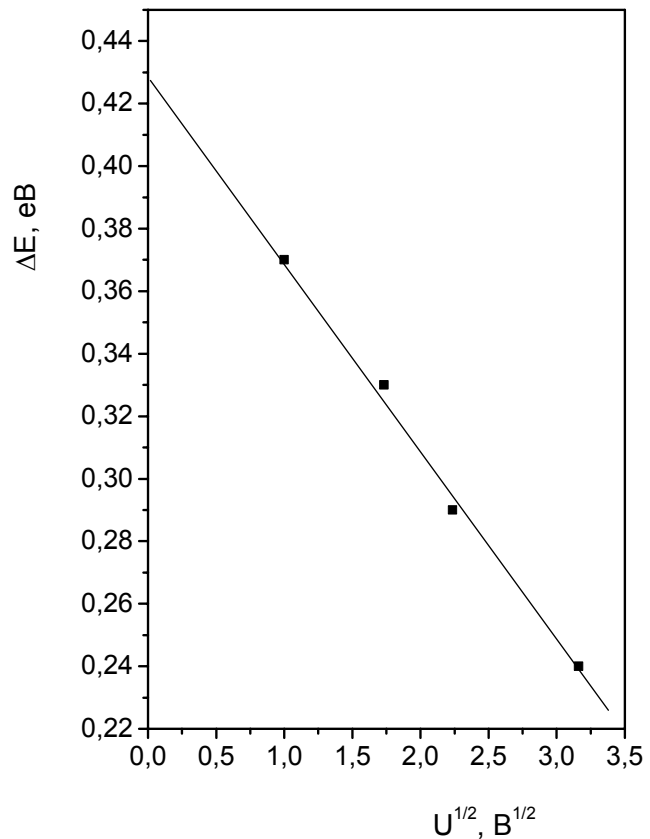


Рис. 7. Енергії активації температурної залежності темного струму від напруги прямого зміщення.

Після з'ясування в енергетичній діаграмі дифузійного CdTe $p-n$ переходу наявності i -області транспорт носіїв заряду можна пояснити таким чином. На початковій ділянці прямих ВАХ (див. рис. 3а) при напругах зміщення $U \leq 0,5$ В (криві 1–3) експериментальні результати задовільно апроксимуються виразом:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eU}{ckT}\right), \quad (4)$$

де c – коефіцієнт неідеальності, I_0 – стала. Значення c для температур 298, 251 та 229 К відповідно становить 5,9; 5,7 та 5,9, що характерно для прямих ВАХ $p-i-n$ переходів і пояснюється інжекцією нерівноважних електронів та дірок в i -область [29, 30].

При збільшенні напруги зміщення $U > 0,5$ В пряма ВАХ набуває степеневі залежності з $n \approx 3$ (див. рис. 3б), що, згідно з теоретичною моделлю струмів подвійної інжекції, відповідає режиму діелектричної релаксації електронно-діркової плазми в i -області і може описуватись виразом:

$$I \approx 7 \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{4\pi} \mu_n \mu_p \tau_\infty S \frac{(U - U_0)^3}{d^5}, \quad (5)$$

де τ_∞ – час релаксації електронно-діркової плазми, U_0 – падіння напруги на інжектуючих $n-i$ та $p-i$ областях переходу, d – товщина i -області.

При напругах прямого зміщення $U > 2$ В реалізується транспорт носіїв заряду в сильному електричному полі i -області переходу за механізмом Пула–Френкеля та участі нейтральних глибоких кулонівських центрів з енергетичним положенням $E \approx 0,43$ еВ.

Суттєва розбіжність у значеннях темного струму на початкових ділянках ВАХ при прямих та зворотних зміщеннях (див. рис. 3, 4) вказує, що зворотні ВАХ можуть бути пояснені суттєвим впливом поверхневого струму по мезаструктурному CdTe p - n переходу. Як правило, для тунельно-рекомбінаційних струмів початкові ділянки ВАХ збігаються [31].

4. ВИСНОВКИ

1. Виготовлено CdTe p - n -переходи методом двотемпературної дифузії донорної домішки In в об'ємні монокристалічні підкладки p -CdTe. Показано, що для пригнічення реєпарування Cd з поверхні підкладок у процесі дифузії, а також процесів самокомпенсації у закриту систему слід додатково вводити наважку кадмію.

2. З'ясовано закономірності транспорту носіїв заряду в дифузійних мезаструктурних CdTe p - n -переходах в інтервалі температур 195–298 К. Показано, що ВАХ при прямих напругах зміщення пояснюється струмом подвійної інжекції у структурах n - i - p типу та виконано оцінки електричних параметрів i -області. Зворотні ВАХ у досліджуваному інтервалі температур та діапазоні напруг зміщення 1–200 В близькі до лінійних і пояснюються переважаючим внеском поверхневої провідності.

3. Показано, що температурна залежність темного струму дифузійного CdTe p - n переходу при постійних напругах зміщення змінюється активаційно в інтервалі температур 190–298 К. При прямих напругах зміщення $U > 2$ В енергія активації зменшується, що пояснюється впливом сильного поля в i -області переходу. При зворотних зміщеннях в діапазоні напруги $U = 1$ –10 В енергія активації від напруги зміщення не залежить, що пояснюється як розширенням області просторового заряду переходу, так і шунтуванням поверхневою провідністю.

**A.T. Voroshchenko, A.V. Sukach, V.V. Tetyorkin, A.I. Tkachuk,
M.Yu. Kravetskii, I.G. Lutsishin, I.M. Matiyuk**

PECULIARITIES OF PREPARATION OF CdTe p - n JUNCTIONS AND CARRIER TRANSPORT IN THEM

The charge carrier transport mechanisms in CdTe p - n junctions prepared using diffusion of indium into monocrystalline substrates of p -type conductivity within the temperature range 195–298 K have been investigated. It has been ascertained that p - n junction is smoothly graded, and its structure includes a thin semi-insulating i -region. The charge carrier transport at forward biases is explained by double-injection current. At low biases, the injection of charge carriers in the i -region takes place, whereas at higher biases – the dielectric mode of relaxation of electron-hole plasma into the i -region of n - i - p junction is observed. At the direct-bias voltages $U > 2$ V, the current-voltage characteristic is caused by the Poole–Frenkel conductivity.

Keywords: CdTe p - n junction, charge carrier transport mechanisms.

1. Корбутяк Д.В., Мельничук С.Г., Корбут І.П. та ін. *Телурид кадмію: домішково-дефектна структура та детекторні властивості*. Київ: Вид-во «Іван Федоров», 2000.
2. *About CdTe Detector*. Acorrad (Jp). Catalog. 2017. P. 1–9.
3. Заверюхин Б.Н., Мирсагатов Ш.А., Заверюхина Н.Н. и др. Пленочные детекторы ядерных излучений из теллурида кадмия. *Письма в ЖТФ*. 2003. **29**, №22. С. 80–87.
4. Дворянкин В.Ф., Дворянкина Г.Г., Иванов Ю.М. и др. Фотовольтаические детекторы рентгеновского излучения на основе кристаллов CdTe с p - n -переходом. *ЖТФ*. 2010. **80**, №7. С. 156–158.
5. Gnatyuk V.A., Aoki T., Vlasenko O.I. et al. CdTe diode detectors with a p - n junction formed by laser-induced doping. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*. 2011. P. 4506–4509.

6. Велешук В.П., Байдуллаева А., Власенко А.И. и др. Массоперенос индия в структуре In–CdTe при наносекундном лазерном облучении. *ФТП*. 2010. **52**, №3. С. 439–445.
7. Власенко А.И., Велешук В.П., Гнатюк В.А. и др. Акустический отклик при воздействии наносекундных лазерных импульсов на тонкопленочную гетеросистему In/CdTe. *ФТП*. 2015. **57**, №6. С. 1073–1078.
8. Косяченко Л.А., Маслянчук О.Л., Склярчук В.М. Особенности переноса заряда в диодах Шоттки на основе полуизолирующего CdTe. *ФТП*. 2005. **39**, №6. С. 754–761.
9. Косяченко Л.А., Склярчук В.М., Маслянчук О.Л. и др. Особенности электрических характеристик диодов Шоттки на основе CdTe с почти собственной проводимостью. *Письма в ЖТФ*. 2006. **32**, №24. С. 29–37.
10. Косяченко Л.А., Склярчук В.М., Склярчук О.В. и др. Ширина запрещенной зоны кристаллов CdTe и Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te. *ФТП*. 2011. **45**, №10. С. 1323–1330.
11. Махний В.П., Божко Ю.Н., Скрипник Н.В. Механизмы прохождения прямого тока в фотодиодах Au–CdTe с модифицированной поверхностью. *ФТП*. 2009. **43**, №5. С. 630–631.
12. Кутний В.Е., Рыбка А.В., Кутний Д.В. и др. Разработка дозиметрических и спектрометрических блоков регистрации гамма-излучения на основе полупроводниковых соединений CdTe(CdZnTe) для АЭС Украины. *Вопросы атомной науки и техники*. 2004. №3. Серия 85. С. 96–100.
13. Анисимова И.Д., Викулин И.М., Зайтов Ф.А. и др. *Полупроводниковые фотоприемники: ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра*. М.: Радио и связь, 1984.
14. Мирсагатов Ш.А., Утениязов А.К. Инжекционный фотодиод на основе p–CdTe. *Письма в ЖТФ*. 2012. **38**, №1. С. 70–76.
15. Desnica U.V. Doping limits in II–VI compounds – challenges, problems and solutions. *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.* 1998. **36**, №4. P. 291–357.
16. Su-Huai W. and Zhang S.B. First-principles study of doping limits of CdTe. *phys. status solidi (b)*. 2002. **229**, No 1. P. 305–310.
17. Triboulet R. and Siffert P. *CdTe and Related Compounds: Physics, Defects, Hetero- and Nano-structures, Crystal Growth, Surfaces and Applications*. Amsterdam and Oxford: Elsevier, 2010.
18. Брус В.В., Илашук М.И., Ковалюк З.Д. и др. Механизмы токопереноса в анизотипных гетеропереходах n–TiO₂/p–CdTe. *ФТП*. 2011. **45**, №8. С. 1109–1113.
19. Брус В.В., Илашук М.И., Орлецкий И.Г. и др. Электрические свойства МОП диодов In/n–TiO₂/p–CdTe. *ФТП*. 2014. **48**, №4. С. 504–508.
20. Махний В.П., Божко Ю.Н., Скрипник Н.В. Механизмы прохождения прямого тока в фотодиодах Au–CdTe с модифицированной поверхностью. *ФТП*. 2009. **43**, №5. С. 630–631.
21. Aoki T., Gnatyuk V.A., Kosyachenko L.A. et al. Transport properties of CdTe X/γ-ray detectors with p–n-junction. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 2011. **58**, N 1. P. 354–358.
22. Луфт Б.Д., Перевощикова В.А., Возмилова Л.П. и др. *Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников*. М.: Радио и связь, 1982.
23. Перевощикова В.А., Скупов В.Д. *Особенности абразивной и химической обработки поверхности полупроводников*. Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского университета, 1992.
24. Томашик В.Н., Томашик З.Ф. Механическая и химико-механическая обработка полупроводниковых соединений типа A^{IV}B^{VI}. *Неорганические материалы*. 1994. **30**, №12. С. 1498–1503.
25. *Травление полупроводников*: Сб. статей под ред. С.Н. Горина. М.: Мир, 1965.
26. Пшеничников Ю.П. *Выявление тонкой структуры кристаллов*. М.: Металлургия, 1974.
27. Литовченко В.Г., Горбань А.П. *Основы физики микроэлектронных систем металл–диэлектрик–полупроводник*. Киев: Наук. Думка, 1978.
29. Ламперт М., Марк П. *Инжекционные токи в твердых телах*. М.: Мир, 1973.
30. Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. *Токи двойной инжекции в полупроводниках*. М.: Сов. Радио, 1978. 320 с.
31. Родерик Э.Х. *Контакты металл–полупроводник*. М.: Радио и связь, 1982.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України
41, проспект Науки,
03680 Київ, Україна

¹Кіровоградський державний педагогічний
університет ім. Володимира Винниченка
1, вул. Шевченка,
25006 Кропивницький, Україна