

О.Л. МАСЛЯНЧУК,¹ Т. АОКІ,² В.М. СКЛЯРЧУК,¹ С.В. МЕЛЬНИЧУК,¹
Л.А. КОСЯЧЕНКО,¹ Є.В. ГРУШКО¹

¹ Чернівецький національний університет ім. Юрія Федьковича
(Вул. Коцюбинського, 2, Чернівці 58012; e-mail: emaslyanchuk@yahoo.com)

² Research Institute of Electronics, Shizuoka University
(Johoku, Hamamatsu 4328011, Japan)

ВИСОКОЕФЕКТИВНІ ТЕЛУРИД-КАДМІЄВІ ДЕТЕКТОРИ X- і γ -ВИПРОМІНЮВАННЯ

УДК 537.311.322:53.082.52

Досліджено електричні характеристики кристалів CdTe, легованих хлором, з питомим опором $(3-6) \cdot 10^9$ Ом·см. Практично власну електропровідність сильно легованого матеріалу пояснено утворенням самокомпенсованих комплексів, виходячи зі статистики носіїв заряду. Знайдено енергію іонізації і ступінь компенсації домішки, відповідальної за напівізольюючий стан CdTe. Інтерпретовано зворотні вольт-амперні характеристики структури Ni/CdTe/Ni з діодом Шотткі як детекторів X/ γ -променів, що забезпечують рекордно низькі значення “темнових” струмів ~ 5 нА при напрузі 1500 В, площі контакту Шотткі $0,1$ см² (300 К). Представлено результати, які засвідчують енергетичну роздільну здатність детектора у спектрі ізотопу ¹³⁷Cs: 0,42% при прикладеній напрузі 1200 В (300 К). Доведено, що залежність детектуючої ефективності від концентрації некомпенсованих домішок (дефектів) N, яка визначає ширину області просторового заряду в діоді, описується функцією з максимумом, який для ізотопу ¹³⁷Cs припадає на $N \approx 2 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Із зіставлення спектрів, отриманих при опроміненні детектора з боку контакту Шотткі і омичного контакту, знайдено концентрацію некомпенсованих домішок у досліджуваних кристалах ($\sim 10^{12}$ см⁻³), яка близька до оптимального значення N.

Ключові слова: X- та γ -детектори на базі CdTe, компенсація електропровідності напівпровідника, детектор з діодом Шотткі, ефективність збирання заряду, ефективність детектора з діодом Шотткі, ширина області просторового заряду, концентрація некомпенсованих домішок, роздільна здатність.

1. Вступ

Телурид кадмію (CdTe) є основним напівпровідниковим матеріалом для вискоелективних детекторів рентгенівського і гамма (далі X/ γ -випромінювання), що працюють без криогенного охолодження на відміну від кремнієвих і германієвих аналогів. Застосування CdTe у детекторах з *p-n*-переходом або поверхнево-бар'єрною структу-

рою для реєстрації і спектроскопії γ -квантів (а також α - і β -частинок) було продемонстровано ще в середині 60-х років ХХ ст. [1, 2]. Область просторового заряду в цих детекторах, як і в досліджуваних у подальші роки, не перевищувала 50–100 мкм при максимальній напрузі, прикладеній до детектора, що обмежувало детектування квантів з енергією, вищою за ~ 100 кеВ. Внаслідок малого часу життя носіїв заряду τ і при прийнятній їх рухливості μ (тобто малого добутку $\mu\tau$ – однієї з ключових характеристик матеріалу для детекторів) енергетична роздільна здатність була занад-

© О.Л. МАСЛЯНЧУК, Т. АОКІ, В.М. СКЛЯРЧУК,
С.В. МЕЛЬНИЧУК, Л.А. КОСЯЧЕНКО,
Є.В. ГРУШКО, 2014

то низькою для практичного застосування таких детекторів [1–3]. Продовжувався пошук технології вирощування однорідних і бездефектних кристалів CdTe з високим питомим опором ($\rho > 10^9$ Ом·см при 300 К) для детекторів з омичними контактами, в яких електричне поле діє в усьому кристалі, а не лише у вузькій області просторового заряду. Було також розроблено конфігурацію електродів, для якої енергетична роздільна здатність визначається лише електронами з набагато вищою рухливістю порівняно з дірками.

На початку 90-х років було запропоновано застосувати в детекторах X/ γ -квантів твердий розчин на основі CdTe, а саме Cd_{1-x}Zn_xTe [4]. Вважалось, що однорідність і структурна досконалість кристалів Cd_{1-x}Zn_xTe може бути набагато кращою порівняно з CdTe. Крім того, заміщення атомів Cd атомами Zn спричиняє розширення забороненої зони напівпровідника і, як результат – значне збільшення питомого опору до $\rho > 10^{10-11}$ Ом·см при $x = 0,05-0,2$ (300 К), що забезпечує менші “темнові” струми (leakage currents) при підвищених напругах. Проте надії на Cd_{1-x}Zn_xTe повною мірою не виправдались. Провідні компанії продовжували випускати детектори як на основі Cd_{1-x}Zn_xTe, так і CdTe. Пошук матеріалів для детекторів X- і γ -випромінювання продовжувався, серед яких Cd_{1-x}Mn_xTe – інший твердий розчин на основі CdTe.

При вирощуванні кристалів Cd_{1-x}Mn_xTe слабкіше виявляє себе явище сегрегації (одна з проблем в технології Cd_{1-x}Zn_xTe), а для необхідного розширення забороненої зони в CdTe достатньо ввести Mn приблизно вдвічі менше, ніж Zn. Це дозволяє понизити температуру, спростити й здешевити технологічний процес. Перші дослідження Cd_{1-x}Mn_xTe як матеріалу для детекторів X- і γ -випромінювання були проведені в кінці 1990 рр. [5]. Для кристалів Cd_{0,87}Mn_{0,13}Te, вирощених методом Бріджмена, було отримано значення $\mu\tau$ для кращих зразків CdTe ($>10^{-3}$ см²/В). Аналіз спектрів випромінювання ізотопів, знятих детектором, виготовленим в іншій лабораторії, дав значення $\mu\tau$ на порядок менше. Розробки детекторів на основі Cd_{1-x}Mn_xTe знаходяться на стадії пошуку. Результати досліджень, проведених авторитетними вченими і спеціалістами в провідних лабораторіях, засвідчують про-

грес у розробці таких детекторів та їх перспективність [6, 7].

У кінці 90-х років японські автори опублікували результати, які відкрили нові можливості детекторів на основі напівізолюючих кристалів CdTe з контактами Шоттки і наднизькими темновими струмами при високих напругах [8, 9]. Невдовзі за допомогою таких детекторів була досягнута висока енергетична роздільна здатність у вимірюваних спектрах ізотопів, зокрема, у недосяжній для кремнієвих детекторів області енергії квантів, вищій за ~ 50 кеВ. Провідні в цій області компанії відмовились від випуску детекторів на основі Cd_{1-x}Zn_xTe (незважаючи на вищий питомий опір та кращі деякі інші параметри), зосередившись на детекторах на основі CdTe з діодами Шоттки [10]. Ці детектори стали широко застосовуватися в науці і техніці для елементного аналізу, гамма-променевої спектроскопії, астрофізиці, радіології, мистецтві, археології, системах ядерного моніторингу, криміналістиці тощо [11, 12]. Особливу увагу привертають до себе також багатоеlementні (піксельовані) детектори зображення, що застосовуються в медицині і техніці [13].

Усе ж, незважаючи на успіхи технології, низка питань фізики процесів, що визначають ефективність детектування в кристалі CdTe з діодом Шоттки, залишаються не з'ясованими. Адже детектор, виготовлений на основі доволі однорідного кристала CdTe з високим питомим опором, великими часами життя і рухливостями носіїв заряду, далеко не завжди має належну ефективність детектування і потрібну енергетичну роздільну здатність. Це є однією з головних причин того, що відсоток виготовлених приладів, придатних для застосування, виявляється низьким, а їх вартість занадто високою [14]. Виникає припущення, що деякі інші характеристики матеріалу і діодної структури не враховуються.

Звичайно, вищезазначені вимоги до кристалів, застосовуваних у детекторах, є обов'язковими. У той самий час, вплив параметрів діода Шоттки, зокрема ширини області просторового заряду (ОПЗ), не розглядається в літературі. Це є очевидним упущенням, оскільки не можна заперечувати того, що ширина ОПЗ чинить значний вплив на ефективність детектування X/ γ -променів у кристалі з діодом Шоттки, як і в будь-якій бар'єрній структурі з фотоелектричним перетворенням

(фотодіоді, сонячному елементі). Як відомо, ширина ОПЗ у діодній структурі визначається не концентрацією вільних носіїв заряду, а концентрацією некомпенсованих домішок у напівпровіднику, а це означає, що ефективність детектування X/ γ -променів залежить від ступеня компенсації застосовуваного матеріалу. У літературі відсутній теоретичний аналіз ефективності детектування X/ γ -квантів у кристалі з діодом Шотткі з урахуванням впливу на збирання фотогенерованого заряду ширини ОПЗ, рекомбінації носіїв заряду на поверхнях кристала, їх захоплення в ОПЗ та інших факторів. Першочерговим є також з'ясування невисвітленого в літературі механізму переносу заряду в діоді Шотткі на основі напівізолюючого CdTe, що не тільки дозволило б пояснити спостережувані електричні характеристики детектора, а й розкрити можливості їх покращення.

Нижче аналізуються вищезазначені аспекти фізики процесів у детекторі з діодом Шотткі на основі CdTe. У роботі узагальнено результати, опубліковані авторами раніше [15–18].

2. Електричні характеристики кристалів

Для виготовлення детекторів застосовувалися леговані хлором ($\sim 10^{17}$ см $^{-3}$) кристали CdTe виробництва Acsgrod Corporation, технологія вирощування яких описана в роботах [19, 20]. Для вимірювання електричних характеристик використовувалися (111) орієнтовані пластини розміром $5 \times 5 \times 0,5$ мм 3 , з яких вирізалися зразки з поперечним перерізом $2 \times 0,5$ мм 2 і довжиною 5 мм. На торці $2 \times 0,5$ мм 2 наносилися омичні контакти методом вакуумного термічного розпилення нікелю [8]. Вольт-амперна характеристика зразка при такій видовженій його формі була *стро́го лінійною* незалежно від полярності прикладеної напруги V в межах від 0,1 до 100 В (відхилення від лінійності при $V > 100$ В пояснюється інжекцією електронів з недосконалого омичного контакту [16]). Величина питомого опору матеріалу знаходилась з опору, знайденого при низьких напругах, і геометричних розмірів зразка.

При 300 К питомий опір кристалів ρ становить $(3\text{--}6) \times 10^9$ Ом·см, тобто є близьким до значення ρ для матеріалу з власною провідністю $\rho_i = 4 \times 10^9$ Ом·см, якщо прийняти ефективні маси електронів m_n і дірок m_p такими, що дорівнюють

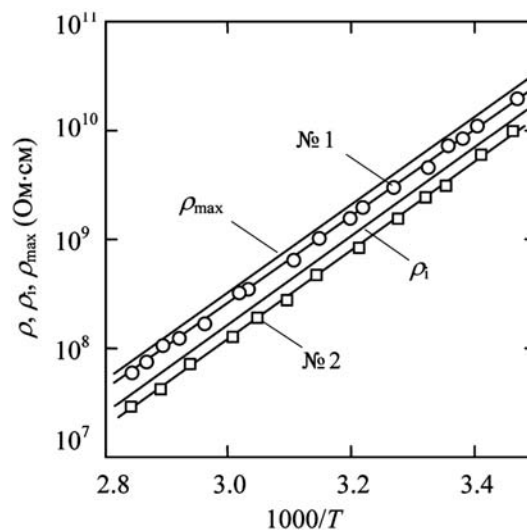


Рис. 1. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ кристалів CdTe (№ 1 і 2), питомого опору CdTe з власною провідністю $\rho_i(T)$ і максимального питомого опору $\rho_{\max}(T)$

відповідно $0,11m_0$ і $0,53m_0$ [21–23], їх рухливості $\mu_n = 1100$ і $\mu_p = 100$ см 2 /(В·с) [13], а ширину забороненої зони – $E_g = 1,47$ еВ [24].

2.1. Температурна залежність питомого опору

На рис. 1 наведено типові температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ досліджуваних кристалів. Для порівняння показано також температурну залежність питомого опору CdTe з власною провідністю $\rho_i(T) = 1/qn_i(\mu_n + \mu_p)$, де $n_i = (N_c N_v)^{1/2} \times \exp(-E_g/2kT)$ – концентрація носіїв заряду у власному CdTe, $N_c = 2(m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ і $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ – ефективна густина станів відповідно у зоні провідності і валентній зоні напівпровідника, q – заряд електрона.

Як видно з рис. 1, в усьому температурному інтервалі значення ρ і ρ_i є доволі близькими (відрізняються не більше ніж на 20–30 %), що важливо, маючи на увазі прагнення мінімізувати темновий струм в детекторах X/ γ -випромінювання. Спостережуване перевищення ρ над ρ_i пояснюється значно меншою рухливістю дірок в CdTe порівняно з рухливістю електронів. При зміщенні рівня Фермі від його положення у власному напівпровіднику в бік валентної зони внесок дірок в електропровідність зростає і тому питомий опір теж зростає, але за подальшого зміщення рівня Фермі – змен-

шується, оскільки концентрація дірок стає занадто великою. Подаючи ρ як $1/q(n\mu_n + n_i^2\mu_p/n)$ і прирівнявши до нуля похідну $d\rho/dn$, нескладно показати, що максимальне значення питомого опору визначається виразом

$$\rho_{\max} = \frac{1}{2qn_i\sqrt{\mu_n\mu_p}}. \quad (1)$$

Температурна залежність $\rho_{\max}(T)$ також показана на рис. 1.

Під час розрахунку ρ_i і ρ_{\max} враховувалася температурна зміна ширини забороненої зони CdTe [24]:

$$E_g(T) = 1,608 - 4,52 \cdot 10^{-4}T \text{ еВ}, \quad (2)$$

а також рухливостей електронів і дірок:

$$\mu_n = \mu_{n0}T^{-3/2}, \quad (3)$$

$$\mu_p = \mu_{p0}T^{-3/2}. \quad (4)$$

У виразах (3) і (4) температурна залежність рухливості електронів і дірок описується степеневою функцією $T^{-3/2}$, оскільки в області $T > 200$ К в CdTe домінує розсіювання оптичними фонами навіть при відносно великих концентраціях домішок [25, 26]. Коефіцієнти μ_{n0} і μ_{p0} вибрані такими, щоб при кімнатній температурі рухливості електронів і дірок дорівнювали відповідно 1100 і 100 $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ [10].

Енергія термічної активації ΔE електропровідності досліджуваних кристалів CdTe становить 0,792–0,795 еВ. Така величина ΔE близька до передбачуваного теорією значення, яке дорівнює половині ширини забороненої зони при $T = 0$, тобто згідно з формулою (2) $\Delta E = 1,608/2 = 0,804$ еВ. Цей результат підтверджує, по-перше, омичність контактів до кристалів CdTe і, по-друге, коректність формули (2), що дає при кімнатних температурах (300 К і 20 °С) $E_g = 1,47$ – $1,48$ еВ. Останнє є важливим, оскільки в літературі інформація про ширину забороненої зони CdTe занадто суперечлива. Наведені в різних джерелах значення E_g для кристалів CdTe при 300 К знаходяться в межах від 1,41 до 1,54 еВ [24].

3. Енергія рівня Фермі та ступінь компенсації в кристалах CdTe

Температурна залежність електропровідності напівізольюючого CdTe – важливої характеристики

матеріалу для детекторів – фактично не обговорюється в літературі. Зазвичай стверджується, що напівізольюючий стан CdTe створюється, якщо поблизу середини забороненої зони є рівень сильно компенсованої домішки [27, 28]. Таке твердження є дещо суперечливим. Адже за самим визначенням рівень Фермі збігається з рівнем домішки при його 50% компенсації, а при сильній компенсації значно віддаляється від середини забороненої зони і тоді питомий опір знижується.

З'ясуємо положення рівня Фермі і його температурну залежність в досліджуваних кристалах, виходячи з результатів вимірів питомого опору і статистики електронів і дірок.

У разі напівпровідника з майже власною електропровідністю енергетична відстань рівня Фермі від вершини валентної зони $\Delta\mu$ (далі – енергія рівня Фермі) може бути знайдена в результаті розв'язку рівняння для питомого опору в загальному вигляді

$$\rho(\Delta\mu) = \frac{1}{qn(\Delta\mu)\mu_n + qp(\Delta\mu)\mu_p}, \quad (5)$$

де для концентрацій електронів $n(\Delta\mu)$ і дірок $p(\Delta\mu)$ у зоні провідності і валентній зоні для невідродженого напівпровідника:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_g - \Delta\mu}{kT}\right), \quad (6)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{\Delta\mu}{kT}\right). \quad (7)$$

Розв'язок рівняння (5) відносно $\Delta\mu$ має вигляд

$$\Delta\mu = kT \ln\left(\frac{1 \pm \sqrt{1 - 4q^2\rho^2\mu_n\mu_p n_i^2}}{2q\rho\mu_n n_i^2/N_v}\right), \quad (8)$$

де “+” і “–” відносяться до електронного та діркового напівпровідника відповідно.

На рис. 2 наведено температурну залежність енергії рівня Фермі $\Delta\mu(T)$, знайдену з вимірною і показаною на рис. 1 температурною залежністю $\rho(T)$, з використанням формули (8) для діркового типу провідності матеріалу. Там само показано положення рівня Фермі в CdTe з власною провідністю, знайденого за формулою із врахуванням температурної залежності ширини забороненої зони (2) [29]:

$$\Delta\mu_i(T) = \frac{E_g(T)}{2} + \frac{3}{4}kT \ln\left(\frac{m_p}{m_n}\right). \quad (9)$$

Як видно з рис. 2, рівень Фермі помітно зміщений до валентної зони від його положення у власному напівпровіднику (на $\sim 0,05$ eV), тобто досліджувані кристали CdTe мають *p*-тип провідності. Це ілюструється також показаним на рис. 3 співвідношенням концентрацій електронів і дірок, розрахованих за формулами (6) і (7) з використанням знайденої температурної залежності $\Delta\mu(T)$. Як видно, концентрація дірок у досліджуваних кристалах майже на 2-3 порядки перевищує концентрацію електронів. Підкреслимо, що питомий опір кристалів лише на 20–30% відрізняється від питомого опору CdTe з власною провідністю. Дослідимо, як такий стан досягається при значній кількості неконтрольованих домішок і дефектів, а, тим більше, при сильному легуванні хлором.

Розгляд статистики електронів і дірок спрощується завдяки високій концентрації хлору в досліджуваних кристалах ($>10^{17}$ см $^{-3}$), що значно послаблює вплив неконтрольованих (“фонових”) домішок і дефектів, концентрація яких навіть у найчистіших і кристалічно досконалих кристалах CdTe значна [30–32]. Як відомо, особливість легування хлором, як і іншими елементами III і VII групи періодичної системи, полягає в утворенні *самокомпенсованих* комплексів. Введення в CdTe атома Cl (зазвичай *мілкої* домішки) спричиняє виникнення *глибокого* донорного рівня і точкового дефекту (вакансії Cd), який відіграє роль акцептора. Ефект такої самокомпенсації теоретично обґрунтований, виходячи з перших принципів, в серії робіт ще в 60-і роки і підтверджений подальшими дослідженнями [33, 34].

За умови *домінуючої* ролі легування хлором енергетична схема рівнів у забороненій зоні CdTe зводиться до наявності одного *глибокого* донорного і одного акцепторного рівня, зумовлених утворенням комплексів. Частина атомів Cl не приводить до утворення комплексів і тоді виникає *мілкий* донорний рівень. Така “трирівнева” схема (three-level compensation model) застосовується для пояснення напівізольюючої електропровідності кристалів CdTe і CdZnTe [35, 36]. Умова електронейтральності для такої схеми рівнів має вигляд

$$n + N_a^- = p + N_{dd}^+ + N_{sd}^+, \quad (10)$$

де n і p – як і раніше, концентрації вільних електронів і дірок, N_a^- , N_{dd}^+ і N_{sd}^+ – концентрації за-

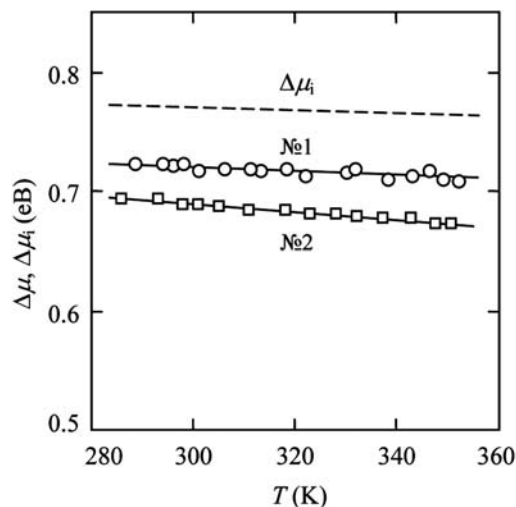


Рис. 2. Температурна залежність енергії рівня Фермі $\Delta\mu$ в кристалах CdTe (№1 і 2). Результати експерименту показані кружечками і квадратиками, розрахунки за формулою (12) – суцільними лініями. Штрихова лінія – положення рівня Фермі $\Delta\mu_i$ у власному CdTe

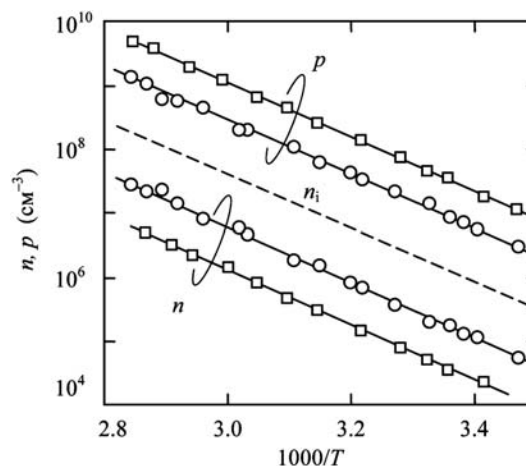


Рис. 3. Температурна залежність концентрації вільних електронів і дірок в кристалах CdTe №1 (кружечки) і №2 (квадратики). Штрихова лінія – концентрація носіїв заряду у власному CdTe

ряджених акцепторів, глибоких донорів і мілких донорів відповідно.

Завдяки високій концентрації легуючої домішки, у рівнянні (10) для напівізольюючого напівпровідника можна знехтувати концентраціями вільних електронів і дірок. Забігаючи наперед, слід зауважити, що при легуванні хлором має місце *сильна* самокомпенсація і тоді можна знехтува-

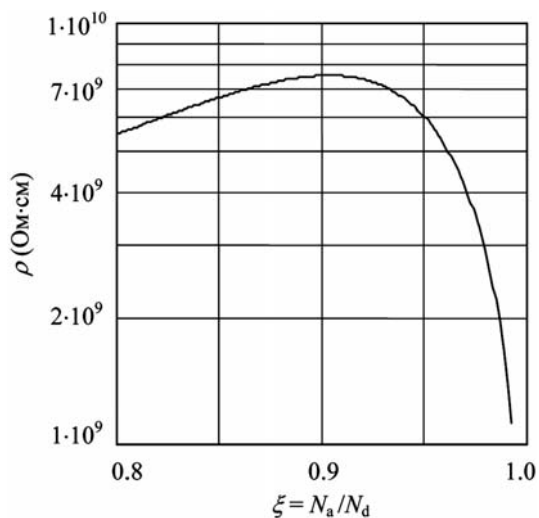


Рис. 4. Залежність питомого опору ρ кристала CdTe при 300 К від ступеня компенсації донора ξ з енергією іонізації 0,68 еВ (рівень якого розташований на $\sim 0,79$ еВ від валентної зони)

ти також наявністю мілких донорів, концентрація яких через це низька. Акцепторні рівні розташовані в нижній половині забороненої зони і значно віддалені від рівня Фермі, тобто можна прийняти $N_a^- \approx N_a$ і тоді рівняння (10) зводиться до виразу

$$\frac{N_{dd}}{\exp\left(\frac{\Delta\mu - E_{dd}}{kT}\right) + 1} = N_a, \quad (11)$$

розв'язок якого відносно $\Delta\mu$ має вигляд

$$\Delta\mu = E_{dd} + kT \ln\left(\frac{1 - \xi}{\xi}\right), \quad (12)$$

де E_{dd} – енергія глибокого донорного рівня, яка в даному випадку відраховується, як і $\Delta\mu$, від верхньої валентної зони, а $\xi = N_a/N_{dd}$ – ступінь компенсації донорів акцепторами.

Вираз (12) нескладно зіставити з температурною залежністю $\Delta\mu(T)$, знайденою з отриманої експериментально залежності $\rho(T)$ за допомогою формули (8) і показаною на рис. 2 кружечками і квадратиками для двох кристалів CdTe. Суцільною лінією там же показано результати розрахунку за формулою (12). Найкраще узгодження розрахунку з експериментом досягається при одній комбінації двох підгінних параметрів, а саме при $E_{dd} = 0,792 \pm 0,02$ еВ, $\xi = 0,95 \pm 0,005$ для криста-

ла №1 і $E_{dd} = 0,785 \pm 0,02$ еВ, $\xi = 0,97 \pm 0,005$ для кристала №2.

З отриманих результатів випливає, що в досліджуваних кристалах CdTe майже власна провідність забезпечується одним і тим же донором з енергією іонізації $E_g - E_{dd} \approx 0,68$ еВ, рівень якого розташований на 0,05–0,06 еВ вище середини забороненої зони. Завдяки сильній компенсації рівень Фермі опиняється нижче середини забороненої зони, так що при 300 К $\Delta\mu \approx 0,71$ еВ для кристала №1 і $\Delta\mu \approx 0,68$ еВ для кристала №2. Різниця значень $\Delta\mu$ для двох кристалів спричинена відмінністю ступеня компенсації $\xi = 0,95$ і $\xi = 0,97$. Результати розрахунку, що наведені на рис. 4, ілюструють вплив ступеня компенсації ξ цього донора на питомий опір CdTe при 300 К. Як видно, максимальне значення $\rho_{max} = 7,5 \cdot 10^9$ Ом·см досягається при ступеню компенсації $\xi = 0,91$. При збільшенні ξ питомий опір ρ зменшується, оскільки рівень Фермі зміщується до валентної зони, а при $\xi = 0,95$ і $\xi = 0,97$ величина ρ дорівнює $6 \cdot 10^9$ і $3 \cdot 10^9$ Ом·см відповідно.

Слід зауважити, що напівізолюючий стан може мати місце і при значному віддаленні донорного рівня від середини забороненої зони, але при вищому ступеню компенсації.

4. Електричні характеристики діодів Шотткі

Детектори з діодом Шотткі виготовлені вакуумним розпиленням Ni на попередньо оброблену (111) орієнтовану поверхню пластини CdTe з розмірами 5×5 мм² і товщиною 0,5 мм [16, 17]. Контакти Шотткі мали площу $3,16 \times 3,16 = 10$ мм². На протилежну поверхню пластини наносився також Ni омичний контакт. Процедура формування омичного та Шотткі контактів включала хімічне та іонне (Ar) травлення поверхні кристала. Різниця якісного характеру між властивостями контактів на протилежних поверхнях пластини пояснюється, по-перше, використанням CdTe(111)В і CdTe(111)А поверхонь і, по-друге, зміною системи поверхневих електронних станів завдяки різним режимам хімічного і іонного травлення поверхонь. Внаслідок високої концентрації поверхневих станів у кристалах CdTe, різниця між роботами виходу і електронними спорідненостями матеріалів не відіграє визначальної ролі у формуванні контактів.

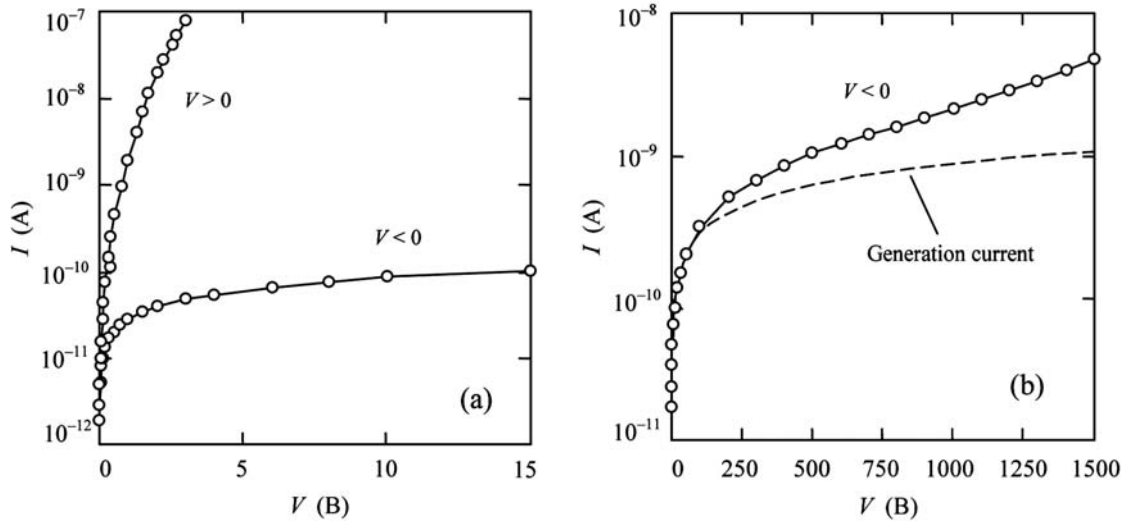


Рис. 5. I - V характеристика Ni/CdTe/Ni детектора при низьких напругах (а) і зворотний струм у широкому інтервалі напруг (б) при 300 К

Діодним структурам з конфігурацією контактів Ni/CdTe/Ni властиві доволі високі випрямляючі властивості при малих зворотних струмах, що допускає подання високої зворотної напруги (аж до 1500–2000 В). Як видно з рис. 5, коефіцієнт випрямлення при напрузі ~ 3 В перевищує 3 порядки, а за подальшого підвищення напруги збільшується ще на кілька порядків. Настільки високий коефіцієнт випрямлення за наявності великого послідовного опору об'ємної частини кристала ($\sim 10^9$ Ом) пояснюється інжекцією неосновних носіїв (електронів) при прямому ввімкненні контакту Шоттки в нейтральну частину кристала і модуляцією за рахунок цього її електропровідності [17]. Ефект проявляється настільки сильно завдяки низькій концентрації вільних носіїв заряду в CdTe з майже власною провідністю ($p \approx 10^6$ см $^{-3}$).

При зворотному включенні структури Ni/CdTe/Ni інжекція носіїв заряду з контакту Шоттки не відбувається і струм I зростає сублінійно з напругою при $V < 100$ –200 В. При підвищенні V залежність струму від напруги переходить в лінійну, а при напрузі, вищій за ~ 1000 В, спостерігається вкрай небажане для детектора надлінійне зростання струму. Причина цього полягає в тому, що застосовувана технологія нанесення Ni (як і Au чи Pt) не дозволяє одержувати ідеальний омичний контакт з “плоскими” зонами поблизу поверх-

ні кристала. У реальному “омичному” контакті в приповерхневому шарі має місце вигин зон, подібний до контакту Шоттки, але помітно менший [17]. У міру збільшення зворотного струму частина прикладеної напруги спадає не тільки на об'ємній частині кристала, а і на “омичному” контакті, через що потенціальний бар'єр знижується, що і приводить до інжекції носіїв заряду в нейтральну частину кристала. Дифузія цих носіїв в бік контакту Шоттки складається з їх дрейфом під дією електричного поля завдяки падінню напруги на опорі об'ємної частини кристала. Це сприяє проникненню інжекттованих носіїв у бар'єрну область зворотно зміщеного контакту Шоттки і додатковому збільшенню струму в зовнішньому колі. Отже, недостатньо якісний омичний контакт в CdTe детекторі з діодом Шоттки приводить до збільшення темнового струму в структурі Ni/CdTe/Ni при підвищених зворотних напругах [17].

При відносно низьких напругах зворотна I - V характеристика Ni/CdTe/Ni детектора описується теорією генерації-рекомбінації в ОПЗ Саа-Нойса-Шоклі, розробленою для p - n -переходу [37]. Відповідно до цієї теорії швидкість генерації-рекомбінації в перерізі x ОПЗ при напрузі V визначається виразом

$$U(x, V) = \frac{n(x, V)p(x, V) - n_i^2}{\tau_{p0}[n(x, V) + n_1] + \tau_{n0}[p(x, V) + p_1]}, \quad (13)$$

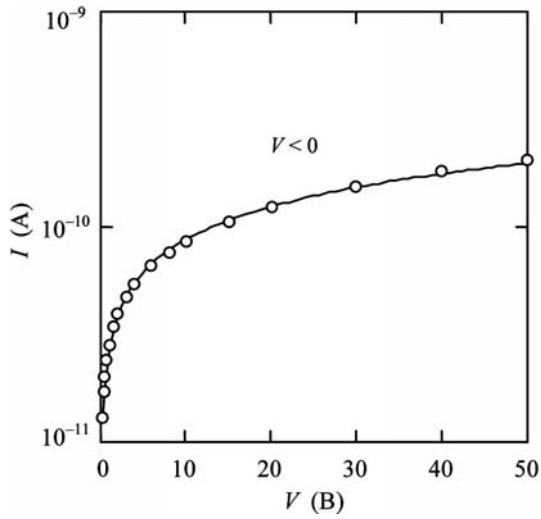


Рис. 6. Зіставлення експериментальної зворотної I - V характеристики Ni/CdTe/Ni детектора (кружечки) з результатами розрахунку (суцільна лінія) згідно з теорією Саа-Нойса-Шоклі (300 К)

де $n(x, V)$ і $p(x, V)$ – концентрація носіїв в ОПЗ у зоні провідності і валентній зоні, τ_{n0} і τ_{p0} – ефективні часи життя, відповідно, електронів і дірок в ОПЗ, а величини n_1 і p_1 визначаються глибиною залягання генераційно-рекомбінаційного рівня E_t (енергетична відстань від краю валентної зони): $n_1 = 2(m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2} \exp[-(E_g - E_t)/kT]$, $p_1 = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2} \exp[-E_t/kT]$.

Рекомбінаційний струм при прямій і генераційний струм при зворотній напрузі знаходяться інтегруванням $U(x, V)$ по всьому збідненому шару (при площі діода A):

$$I = Aq \int_0^W U(x, V) dx. \quad (14)$$

В адаптованій до діода Шоттки теорії Саа-Нойса-Шоклі і вибраній системі відліку вирази для концентрації електронів і дірок набувають вигляду [38]:

$$n(x, V) = N_c \exp \left[-\frac{E_g - \Delta\mu - \varphi(x, V) - qV}{kT} \right], \quad (15)$$

$$p(x, V) = N_v \exp \left[-\frac{\Delta\mu + \varphi(x, V)}{kT} \right], \quad (16)$$

де $\Delta\mu$ – енергетична відстань рівня Фермі в об'ємній частині CdTe, а потенціальна енергія $\varphi(x, V)$

стосовно до діода Шоттки має вигляд $\varphi(x, V) = (\varphi_0 - qV)(1 - x/W)^2$, де φ_0 – висота бар'єра з боку напівпровідника, W – ширина ОПЗ, яка визначається за формулою [39]:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - qV)}{q^2N}}, \quad (17)$$

де ε – відносна проникність напівпровідника, ε_0 – електрична стала, N – концентрація некомпенсованих домішок.

Результати розрахунку I - V характеристики за формулою (14) з урахуванням (13), (15)–(17) показані на рис. 6 суцільною лінією (300 К). При розрахунках було прийнято: $\Delta\mu = 0,72$ еВ, $\varphi_0 = 0,6$ еВ, глибина залягання генераційно-рекомбінаційного рівня $E_t = 0,78$ еВ, концентрація некомпенсованих домішок $N = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Для найкращого збігання результатів розрахунку з експериментом часи життя електронів і дірок у збідненому шарі τ_{n0} і τ_{p0} довелося прийняти такими, що дорівнюють $3 \cdot 10^{-8}$ с. Значення N , τ_{n0} і τ_{p0} вибрані з міркувань, які обговорюються в розділі 4.

Показане на рис. 6 прекрасне узгодження розрахунку з експериментом підтверджує правильність вибору фізичної моделі процесів, що відбуваються в структурі Ni/CdTe/Ni.

Модель генераційно-рекомбінаційних процесів в ОПЗ коректно описує не лише залежність струму від напруги, а й температурні зміни I - V характеристики діода. Згідно з теорією Саа-Нойса-Шоклі температура залежність генераційного струму виражається множниками $T^{3/2} \exp(-\Delta E/kT)$, тобто енергію активації ΔE можна визначити по нахилу залежності $\log(I/T^{3/2})$ від $1000/T$, що і показано на рис. 7. Логічно припустити, що генерація носіїв заряду відбувається через рівні, що належить комплексам, утвореним у результаті легування хлором, і концентрація яких значно вища, ніж концентрація фонових домішок (дефектів). Справді, енергія іонізації домішки (дефекту) E_t , підібрана для найкращого збігу розрахунків з експериментом, дорівнює 0,78 еВ, що дуже близько до наведеної вище енергії іонізації глибоких донорів $E_{dd} = 0,792$ еВ.

При напругах, вищих за ~ 100 В, вимірюваний струм починає помітно перевищувати генераційний струм (у ~ 5 разів при 1500 В). Для інтерпретації механізмів переносу заряду в широкому інтервалі напруг I - V характеристику зручно пред-

ставити у подвійних логарифмічних координатах (рис. 8). Як видно, при напругах, нижчих від ~ 100 В, на залежності $I(V)$ чітко проглядається коренева залежність. Це цілком зрозуміло, оскільки, відповідно до теорії генерації-рекомбінації в ОПЗ Саа-Нойса-Шоклі, при зворотній напрузі при $qV \gg kT$, множник $[\exp(qV/2kT) - 1]$ не проявляє себе ($V < 0$ при зворотних напругах) і залежність I від V стає кореневою ($I \sim V^{1/2}$).

Однак при V вищих за ~ 100 В механізм провідності змінюється і в інтервалі V від ~ 200 до $800-900$ В залежність $I(V)$ стає лінійною, що наочно проявляється у постійності диференціального опору в цьому інтервалі напруги [16]. Така поведінка $I-V$ характеристики пояснюється особливостями переносу заряду в CdTe за умов дії сильного електричного поля. Дійсно, коли при $V = 500$ В напруженість електричного поля при товщині кристалу $0,5$ мм дорівнює 10^4 В, рухливість носіїв заряду в CdTe починає залежати від електричного поля, так що при підвищенні V швидкість носіїв досягає насичення на рівні $\sim 10^7$ см/с [40]. Як відомо, такий режим переносу заряду відповідає лінійній залежності струму від напруги ($I \sim V$) [39]. Нарешті, при ще більшій напрузі має місце режим струму, обмеженого об'ємним зарядом, так що при $V \geq 1100$ В струм стає пропорційним квадрату напруги ($I \sim V^2$), тобто виконується відомий закон Мотта-Герні (Mott-Gurney law) [39].

Таким чином, обернена $I-V$ характеристика структури Ni/CdTe/Ni в усьому діапазоні зміни напруг обписується в рамках відомих теоретичних моделей.

Зауважимо, що напруга, при якій спостерігається небажане стрімке зростання струму ($I \sim V^2$), залежить від технологій нанесення "омічного" контакту, енергетична діаграма якого, як уже зазначалось, подібна до контакту Шотткі, але з меншим вигином зон [17]. При високих напругах відбувається інжекція електронів з такого контакту в нейтральну частину кристалу і далі – в ОПЗ контакту Шотткі.

5. Енергетична роздільна здатність та ефективність детектора з діодом Шотткі

5.1. Енергетична роздільна здатність

Низькі зворотні струми при високих напругах (на порядок менші порівняно з кристалом з омічними

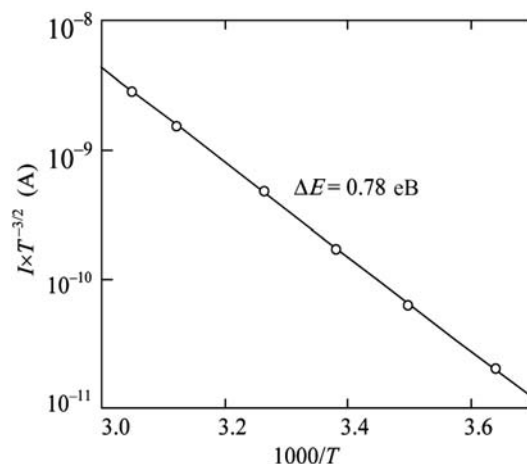


Рис. 7. Температурна залежність зворотного струму детектора Ni/CdTe/Ni при $V = 50$ В

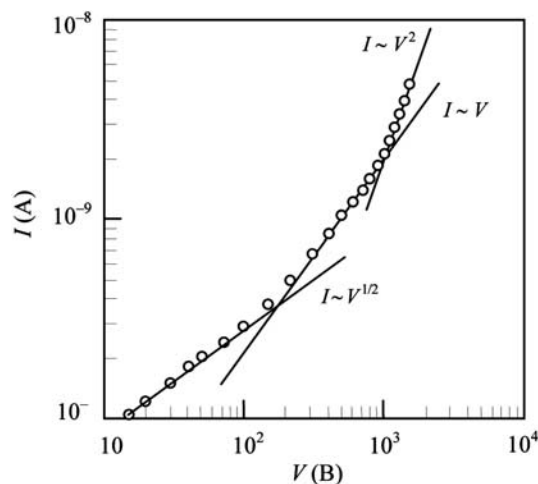


Рис. 8. Обернена $I-V$ характеристика Ni/CdTe/Ni структури в подвійних логарифмічних координатах. Показано апроксимацію кореневої ($I \sim V^{1/2}$), лінійної ($I \sim V$) і квадратичної ($I \sim V^2$) залежностей струму від напруги

контактами і з такими самими розмірами) дозволили підвищити ефективність детектування і енергетичну роздільну здатність кристалів CdTe з діодом Шотткі. Це підтверджують результати вимірів спектра ізотопу ^{137}Cs , отриманого за допомогою одного з детекторів Ni/CdTe/Ni і наведеного на рис. 9.

Для вимірювання спектрів застосовувався зарядочувливий підсилювач CP-5102 BS у поєднанні з багатоканальним аналізатором загального призначення MCA7600.

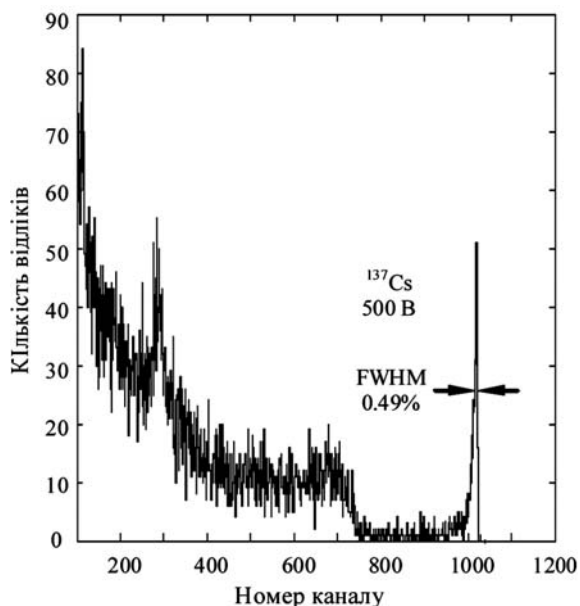


Рис. 9. Спектри випромінювання ізоотопу ^{137}Cs , отримані при напрузі на детекторі 500 В

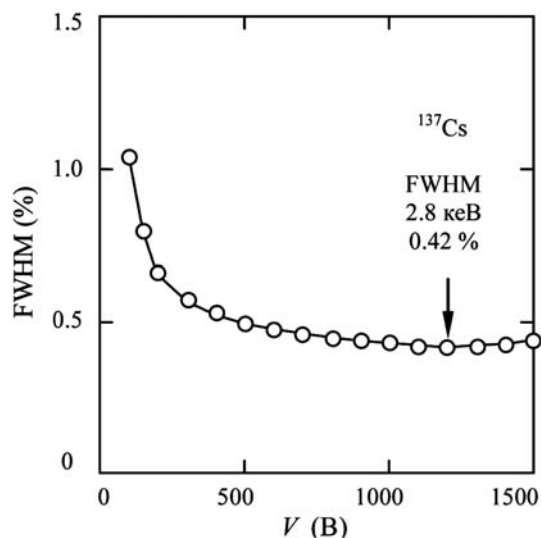


Рис. 10. Залежність півширини лінії в спектрі ізоотопу ^{137}Cs від напруги, прикладеної до детектора

Привертає увагу насамперед висока енергетична роздільна здатність лінії 662 кеВ у наведеному на рис. 9 спектрі. Ширина лінії на рівні половини її висоти (FWHM) у спектрі становить 3,2 кеВ, що відповідає 0,49% енергії фотона у випромінюванні ізоотопу ^{137}Cs (відповідно 2,8 кеВ і 0,42% при

напрузі 1200 В, як показано на рис. 10). Така роздільна здатність вища за значення FWHM, які наводяться в літературі, наприклад, одним із світових лідерів у випуску CdTe детекторів – компанією Amptek Inc. (FWHM = 0,89% при кімнатній температурі) [41]. Вищої енергетичної роздільної здатності для лінії 662 кеВ удавалося досі досягнути лише із застосуванням охолодження CdTe детектора до $-70\text{ }^\circ\text{C}$ (FWHM = 0,32 %) [42] або за допомогою германієвого детектора при азотних температурах (FWHM = 0,2 %) [43].

Темновий струм у детекторі Ni/CdTe/Ni є надзвичайно низьким, а це дає можливість застосування високої напруги. Сильне електричне поле, яке при цьому діє в CdTe, забезпечує високу ефективність збирання заряду і, отже, високу енергетичну роздільну здатність детектора, як це ілюструється на рис. 10. Наведена на рисунку залежність FWHM від V з мінімумом пояснюється конкуренцією двох процесів. Ефективність збирання заряду при підвищенні напруги V від самих малих значень збільшується, що й супроводжується зменшенням півширини лінії. Уповільнення її зменшення при напругах, вищих за ~ 500 В, пояснюється тим, що настає максимально можливе збирання заряду (адже при товщині кристала 0,5 мм і $V = -500$ В напруженість електричного поля становить 10^4 В/см). У той самий час, при підвищенні V зростає темновий струм у колі детектора, негативний вплив якого на півширину лінії стає відчутним при напругах, вищих за ~ 1200 В.

У спектрі ^{137}Cs , крім лінії 662 кеВ, реєструється інтенсивне широкосмугове випромінювання на ділянці енергії фотонів $h\nu < 480$ кеВ (рис. 9), що пояснюється інтенсивним комптонівським розсіюванням фотонів з енергією 662 кеВ.

5.2. Вплив ширини області просторового заряду на ефективність детектування

Вираз для квантової ефективності детектування X- і γ -квантів діодом Шотткі можна отримати, розв'язавши рівняння неперервності з відповідними граничними умовами. Точний розв'язок цього рівняння з урахуванням дрейфової і дифузійної складової квантової ефективності, рекомбінації на поверхнях кристала описується громіздкими виразами, які включають компоненти, що виражаються через інтегральні функції [44]. Задача,

однак, значно спрощується, якщо врахувати специфіку процесів в X- і γ -детекторах на основі напівізольюючого CdTe.

Як уже зазначалося, використання CdTe особливо важливе у зв'язку з можливістю детектування X- і γ -квантів з високою енергією, для яких коефіцієнт поглинання α_γ порівняно малий [45]. Результати розрахунку дрейфової компоненти ефективності детектування, наведені в роботі авторів [17], показують, що для $\alpha_\gamma < 10^3 \text{ см}^{-1}$, тобто для енергії фотонів $h\nu$, вищих за ~ 10 кеВ, рекомбінація на фронтальній поверхні кристала практично не впливає на ефективність детектування. При $h\nu < 10$ кеВ ($\alpha_\gamma > 10^3 \text{ см}^{-1}$) рекомбінаційні втрати на фронтальній поверхні стають помітними, поступово збільшуючись до 15–16% при $h\nu = 1$ кеВ. Таким чином, при розрахунку спектрів поширених ізотопів ^{55}Fe (5,9 кеВ), ^{241}Am (59,54 кеВ), ^{57}Co (122 кеВ), ^{133}Ba (356 кеВ), ^{137}Cs (662 кеВ) немає необхідності брати до уваги рекомбінацію на фронтальній поверхні кристала.

Нехтуючи рекомбінацією носіїв заряду на фронтальній поверхні кристала, слід, однак, взяти до уваги їх захоплення (trapping) в ОПЗ досліджуваних діодів Шотткі на напівізольюючих кристалах. По-перше, ОПЗ в таких діодах досить широка навіть при нульовому зміщенні й тому при помірних напругах напруженість електричного поля відносно низька. По-друге, час життя електронів τ_{n0} і дірок τ_{p0} в ОПЗ набагато коротший, ніж у нейтральній частині кристала (див. п. 4.3). Це означає, що довжина дрейфу електронів $\lambda_n = \tau_{n0}\mu_n E$ і дірок $\lambda_p = \tau_{p0}\mu_p E$ можуть бути порівнянні і навіть менші за ширину ОПЗ (E – напруженість електричного поля в ОПЗ, μ_n і μ_p – як і раніше, рухливості відповідно електронів і дірок).

Захоплення носіїв заряду в ОПЗ врахуємо, використовуючи відоме рівняння Гехта [46]:

$$\eta_H(x) = \frac{\lambda_n}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda_n}\right) \right] + \frac{\lambda_p}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{W-x}{\lambda_p}\right) \right], \quad (18)$$

де x – координата, де виникла електронно-діркова пара.

У діоді Шотткі електричне поле неоднорідне. Але оскільки напруженість поля лінійно зменшує-

ться з координатою x , то на ділянках $(0, x)$ і (x, W) у виразах для λ_n і λ_p напруженість поля можна замінити її усередненими значеннями відповідно $(\phi_0 - qV)(2 - x/W)/qW$ і $(\phi_0 - qV)(1 - x/W)/qW$ [15].

З урахуванням зазначеного дрейфова компонента ефективності детектування діодом Шотткі матиме вигляд

$$\eta_{dr} = \int_0^W \eta_H(x) \alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma x) dx, \quad (19)$$

де мається на увазі, що швидкість генерації електронно-діркових пар фотонами з коефіцієнтом фотоелектричного поглинання α_γ у перетині ОПЗ x дорівнює $\alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma x)$ [39].

Вираз для дифузійної складової ефективності детектування також можна значно спростити, якщо ігнорувати рекомбінацію на тильній поверхні кристала. Це спрощення є прийнятним, оскільки фотоелектричні коефіцієнти поглинання фотонів високої енергії настільки низькі ($\alpha_\gamma \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$ для ^{137}Cs), що збудження електронно-діркових пар можна вважати майже рівномірним по всьому кристалу. За цих умов рекомбінація на тильній поверхні чинить практично непомітний вплив, оскільки це відбувається в шарі, товщина якого становить невеличку частку товщини кристала. Для ізотопів з низькою енергією фотонів коефіцієнт поглинання значно вищий, але лише невелика частка падаючого випромінювання досягає тильної поверхні, тобто вплив рекомбінації на ній теж можна нехтувати.

Якщо ігнорувати рекомбінацію на тильній поверхні кристала, розв'язок рівняння неперервності детектування у вигляді $\alpha_\gamma L_n \exp(-\alpha_\gamma W)/(1 + \alpha_\gamma L_n)$, де множником $\exp(-\alpha_\gamma W)$ враховується послаблення випромінювання при його проходженні крізь ОПЗ [15]. Оскільки електрони, генеровані в нейтральній частині кристала, вводяться в ОПЗ при $x = W$, втрати, зумовлені захопленням носіїв заряду можна врахувати, помноживши наведений вище вираз для дифузійної компоненти на $\eta_H(W)$.

Отже, ефективність детектування досліджуваної структури Ni/CdTe/Ni при опроміненні з боку контакту Шотткі можна розраховувати за

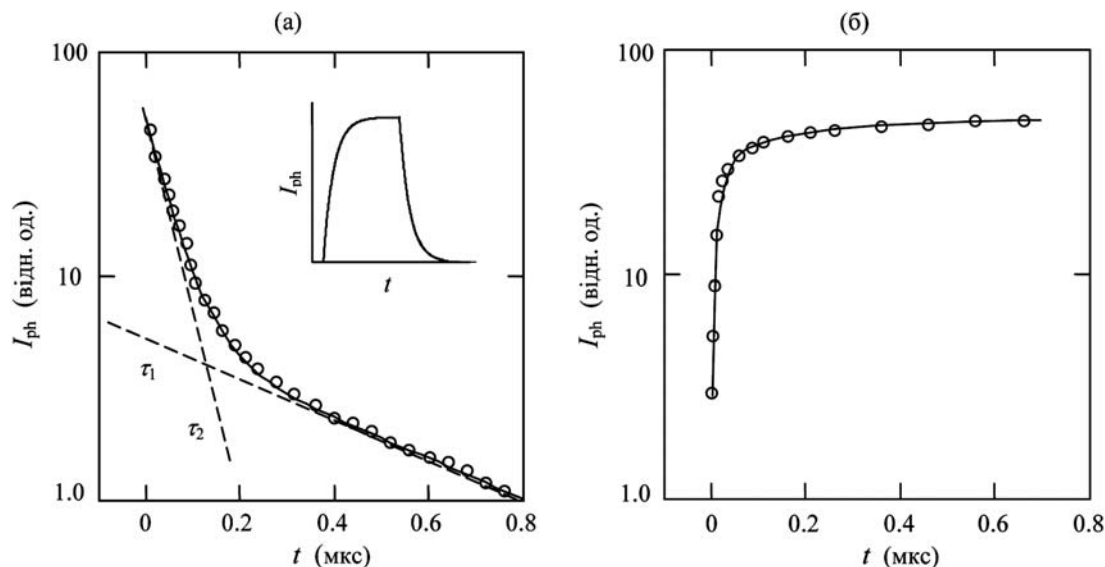


Рис. 11. Криві спаду (а) і наростання (б) фотоструму, збуджуваного імпульсами напівпровідникового лазера ($\lambda = 782$ нм) у детекторі Ni/CdTe/Ni. Результати експерименту та розрахунку показані кружечками і суцільними лініями відповідно. Приклад осцилограми фотоструму показано на вставці

формулою:

$$\eta = \int_0^W \eta_n(x) \alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma x) dx + \frac{\alpha_\gamma L_n}{1 + \alpha_\gamma L_n} \exp(-\alpha_\gamma W) \eta_n(W). \quad (20)$$

5.3. Час життя носіїв заряду в ОПЗ досліджуваних діодів Шотткі

Для розрахунків ефективності детектування η необхідно знати час життя носіїв заряду в ОПЗ, що входить до виразів для λ_n і λ_p у формулі (18).

Наші дослідження релаксаційних кривих наростання і спаду фотоструму при збудженні прямокутними імпульсами напівпровідникового лазера ($\lambda = 782$ нм) показали, що часи життя носіїв заряду в ОПЗ і в нейтральній частині кристала CdTe істотно відрізняються. У разі кристала з двома омичними контактами час життя електронів становить кілька мікросекунд, що узгоджується з даними, наведеними на сайті Ascrograd Co. Ltd. [47] Якщо ж опромінювати кристал крізь напівпрозорий контакт Шотткі, випромінювання з довжиною хвилі 782 нм поглинається в тонкому приповерхневому шарі ОПЗ, тобто з релаксаційних кривих фотоструму можна визначити час життя саме в ОПЗ.

На рис. 11 наведено криві наростання і спаду фотоструму в структурі Ni/CdTe/Ni при напрузі 1000 В, тобто близькій до оптимальної для ефективності детектування і енергетичної роздільної здатності. При дослідженнях тривалість імпульсу лазера змінювалась в межах від 100 до 1000 нс, їх скважність (відношення періоду до тривалості імпульсів) – в межах від 100 до 1000, потужність розфокусованого лазерного пучка в імпульсі 1–10 мВт.

Рекомбінація фотогенерованих носіїв заряду відбувається через рівні домішок і дефектів, а час життя носіїв залежить не лише від концентрації і перетину захоплення домішки (дефекту), а і від їх зарядового стану, який, в свою чергу, залежить від положення рівня домішки (дефекту) відносно квазірівня Фермі в ОПЗ. На практиці проявляє себе усереднений (ефективний) час життя носіїв заряду в ОПЗ, який залежить не лише від параметрів матеріалу, а й умов збудження.

Можна припустити, що крива спаду фотоструму $I_{ph}(t)$ після припинення дії лазерного опромінювання описується функцією $\exp(-t/\tau)$, де τ – час життя носіїв заряду. Інколи це справді спостерігається і в напівлогарифмічних координатах хід $I_{ph}(t)$ добре узгоджується з прямою лінією. Однак у переважній більшості випадків криву спаду фотоструму

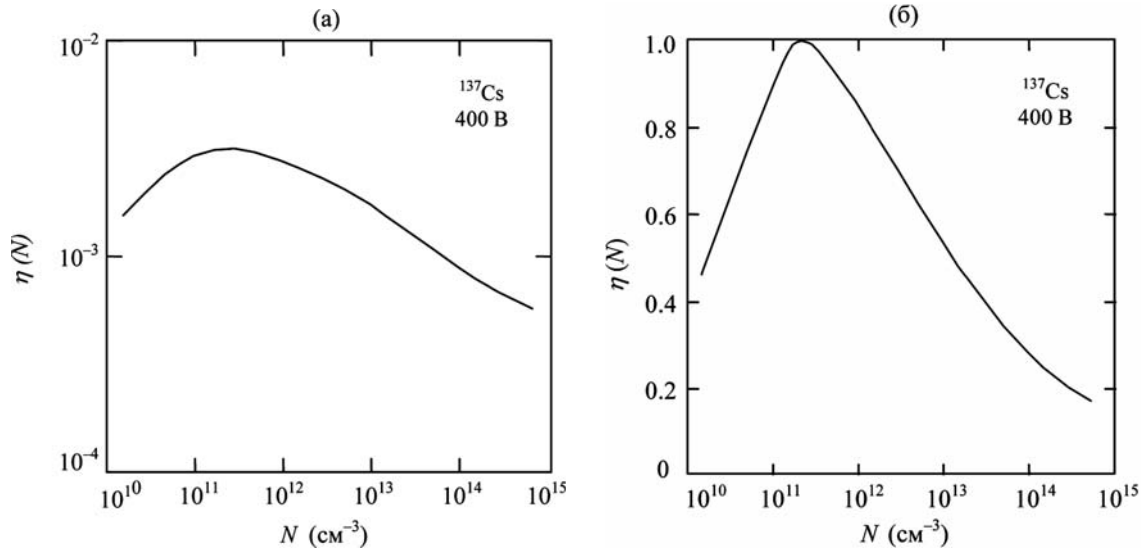


Рис. 12. Залежність ефективності детектування η фотонів з енергією 662 кеВ (^{137}Cs ізотоп) кристалом CdTe з діодом Шоттки в абсолютних одиницях (а) та нормовані в максимумі (б) від концентрації некомпенсованих домішок N , розраховані за формулою (20)

не вдається апроксимувати функцією $\exp(-t/\tau)$, але її хід дуже добре описується, якщо припустити можливість процесів з двома різними часами життя: одним досить коротким τ_1 та іншим приблизно на порядок більшим τ_2 (рис. 11, а).

Згідно з такою моделлю для спаду фотоструму можна записати:

$$I_{\text{ph}}(t) = I_1 \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right), \quad (21)$$

де I_1 і I_2 – коефіцієнти, що залежать від концентрації центрів захоплення.

У найпростішому випадку крива *наростання* фотоструму повинна описуватися функцією $1 - \exp(-t/\tau)$, однак реально узгодження експериментальної кривої з теоретичною залежністю досягти не вдається. Узгодження спостерігається, якщо припустити участь також двох процесів, тобто якщо наростання фотоструму описати виразом

$$I_{\text{ph}}(t) = I_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right] + I_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right], \quad (22)$$

що й підтверджується результатами зіставлення результатів експерименту і розрахунків за цією формулою (рис. 11, б). Знайдені з отриманих кривих фотоструму середні часи життя становлять:

$\tau_1 = (2-5) \cdot 10^{-8} \approx 3 \cdot 10^{-8}$ с і $\tau_2 = (2-4) \cdot 10^{-7} \approx 3 \cdot 10^{-7}$ с. Видається, що за умов, коли до детектора прикладено високу постійну напругу, ефективний час життя носіїв заряду в ОПЗ τ ближчий до свого меншого значення. Аналіз результатів, отриманих на декількох детекторах, показує, що такий час життя дорівнює $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с.

5.4. Зіставлення розрахунків ефективності дефектування з експериментом

Результати розрахунку квантової ефективності детектування η залежно від концентрації некомпенсованих домішок N для випромінювання ізотопу ^{137}Cs ($h\nu = 662$ кеВ, $\alpha_\gamma = 0,1$ см $^{-1}$) наведено на рис. 12. Під час розрахунків час життя електронів у нейтральній частині кристала CdTe було прийнято таким, що дорівнює 10^{-6} с, часи життя електронів і дірок в ОПЗ $\tau_{\text{п}0} = \tau_{\text{р}0} = 3 \cdot 10^{-8}$ с, інші параметри прийняті типовими, прикладена до детектора напруга – 400 В.

Як видно з рис. 12, залежність η від N описується функцією з яскраво вираженим максимумом. Максимум на залежності $\eta(N)$ спостерігається при значеннях концентрації некомпенсованих домішок $\sim 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. Розрахунки показують, що при зменшенні енергії фотонів положення

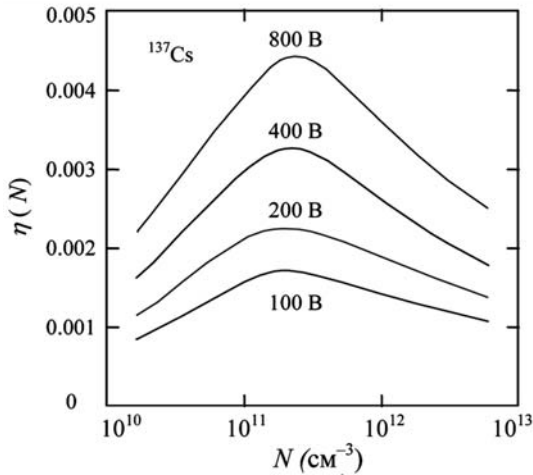


Рис. 13. Залежності ефективності детектування кристала CdTe з діодом Шотткі від концентрації некомпенсованих домішок N , розраховані за формулою (20) при різних напругах

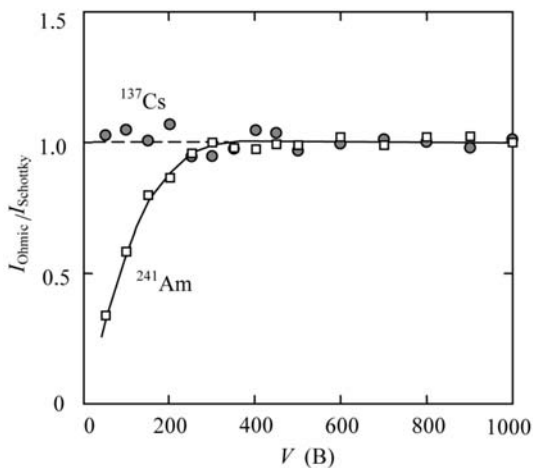


Рис. 14. Відношення висоти піків у спектрах ^{137}Cs і ^{241}Am , отримані при опроміненні зразка з боку омичного контакту і контакту Шотткі, залежно від прикладеної до детектора напруги

максимуму хоч і незначно, але дещо зміщується в бік більшої концентрації некомпенсованих домішок [18].

Наведені на рис. 12 результати мають важливе практичне значення. Виходить, що крім однорідності матеріалу, високого питомого опору, великого часу життя і рухливості носіїв заряду, до матеріалу детектора ставиться ще одна вимога – певне значення концентрації некомпенсова-

них домішок. Цей параметр не слід ототожнювати з концентрацією вільних носіїв заряду (дірок у валентній зоні у разі CdTe), які можуть на багато порядків відрізнятися одне від одного.

Вочевидь, ширина ОПЗ змінюється не лише залежно від концентрації некомпенсованих домішок, а й від напруги, прикладеної до детектора. Однак, як показують результати розрахунків, наведені на рис. 13, напруга практично не впливає на положення максимумів на кривих $\eta(N)$.

Як видно з рис. 13, при збільшенні напруги майже на порядок максимум на кривій дуже мало зміщується у бік вищих значень N . Така поведінка залежності η від N пояснюється значною мірою тим, що час прольоту електроном (діркою) ОПЗ діода Шотткі не залежить від прикладеної напруги.

Справді, середнє значення напруженості електричного поля в ОПЗ дорівнює $(\phi_0 - qV)/qW$, а середня швидкість електронів при проходженні ОПЗ – $\mu_n(\phi_0 - qV)/qW$. Поділивши W на $\mu_n(\phi_0 - qV)/qW$, отримуємо для часу прольоту електро-

$$t_{tr} = \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q\mu_n N}, \quad (23)$$

тобто маємо значення, яке є незалежним від напруги, але обернено пропорційне N .

Ширину ОПЗ у досліджуваних діодах Шотткі можна визначити, порівнюючи спектри ізотопів ^{137}Cs і ^{241}Am , при опроміненні детектора з боку контакту Шотткі і омичного контакту. Якщо використовувати ізотоп з високою енергією фотонів, наприклад ^{137}Cs , то, як вже зазначалося, генерація електронно-діркових пар можна вважати практично рівномірною в усьому об'ємі кристала. Справді, коефіцієнт поглинання радіації ^{137}Cs ізотопу, пов'язаний з фотоефектом, дорівнює $\sim 0,1 \text{ cm}^{-1}$ [45], а це означає, що ефективна глибина проникнення радіації в CdTe становить $\sim 10 \text{ cm}$. Вочевидь висота лінії ізотопу ^{137}Cs не повинна залежати від того, з якого боку опромінювати зразок (поглинання плівкою нікелю мікронної товщини при енергії фотонів 662 кеВ можна ігнорувати).

Інша картина має спостерігатися при використанні ізотопу ^{241}Am , для радіації якого коефіцієнт поглинання дорівнює приблизно 40 cm^{-1} , а ефективна глибина проникнення радіації в CdTe становить $\sim 250 \text{ мкм}$. У цьому разі на товщині кристала 0,5 мм радіація послаблюється приблизно у 7

разів. Можна очікувати, що при такій нерівномірній генерації електронно-діркових пар висота лінії у спектрі ^{241}Am повинна залежати від того, з якого боку опромінюється детектор, а також по-різному залежати від прикладеної до детектора напруги, особливо якщо ОПЗ займає незначну частину товщини кристала.

Позначимо висоту піка в спектрі, отриманому за допомогою CdTe детектора при опроміненні з боку омичного контакту і контакту Шоттки відповідно через I_{ohm} і I_{sch} . На рис. 14 наведено експериментальні залежності $I_{\text{ohm}}/I_{\text{sch}}$ від напруги при опроміненні ізотопами ^{137}Cs і ^{241}Am . Як видно, відношення висоти піків ізотопу ^{137}Cs залишається близьким до одиниці в усьому інтервалі прикладеної до детектора напруги V аж до найнижчих її значень (50–100 В). Для ізотопу ^{241}Am відношення $I_{\text{ohm}}/I_{\text{sch}}$ при низьких V значно менше одиниці і зростає при підвищенні V . Проте при $V = 350\text{--}400$ В відношення $I_{\text{ohm}}/I_{\text{sch}}$ досягає одиниці і за подальшого підвищення напруги вже не змінюється. Логічно припустити, що при напрузі 350–400 В ширина ОПЗ дорівнює товщині кристала $d = 0,5$ мм і тоді згідно з наведеною вище формулою (15) концентрація некомпенсованих домішок N виявляється близькою до 10^{12} см^{-3} ($\epsilon = 10,9$, ϕ_0 при такій високій напрузі ми нехтуємо). При $N = 10^{12}$ см^{-3} , $V = 0$ и $\phi_0 = 0,3\text{--}0,7$ еВ ширина ОПЗ дорівнює 20–30 мкм, тобто становить малу частку товщини кристала.

Отже, концентрація некомпенсованих домішок $N \approx 10^{12}$ см^{-3} у застосовуваних кристалах виявляється доволі близькою до оптимального для ефективності детектування випромінювання ізотопу ^{137}Cs значення $2 \cdot 10^{11}$ см^{-3} (див. рис. 14), чим і пояснюється спостережувана висока роздільна здатність у спектрі цього ізотопу.

6. Висновки

Досліджено електричні властивості легованих хлором монокристалів CdTe з близькою до власної провідністю, електричні характеристики структур Ni/CdTe/Ni з діодом Шоттки, їх ефективність детектування і енергетичну роздільну здатність в спектрах випромінювання ізотопів з енергією гамма квантів $h\nu > 10$ кеВ.

1. Аналіз статистики носіїв заряду в рамках моделі самокомпенсованих комплексів, що утворюю-

ться при легуванні CdTe хлором, дозволяє не тільки пояснити електричні характеристики кристалів, а й визначити енергію іонізації і ступінь компенсації легуючої домішки, що відіграє першочергову роль у роботі детектора.

2. Вольт-амперні характеристики структури Ni/CdTe/Ni описуються теорією генерації-рекомбінації Саа-Нойса-Шоклі при напругах, нижчих за ~ 100 В, переносом заряду в режимі насичення швидкостей носіїв заряду при напругах від 200 до 600–700 В і механізмом обмеження струму просторовим зарядом при напругах, вищих за ~ 1100 В.

3. Теоретично розглянуто ефективність детектування X/ γ -квантів у кристалі CdTe з діодом Шоттки з урахуванням впливу ширини ОПЗ, рекомбінації носіїв заряду на поверхнях кристала, їх захоплення в ОПЗ. Залежність ефективності детектування γ -квантів від концентрації некомпенсованих домішок описується функцією з максимумом ($\sim 2 \cdot 10^{11}$ см^{-3} для лінії ^{137}Cs).

4. Структури Ni/CdTe/Ni з діодом Шоттки мають для лінії в спектрі ^{137}Cs енергетичну роздільну здатність 0,42% при напрузі 1200 В (300 К), що забезпечується низькими темновими струмами при високих напругах і близьким до оптимального значенням концентрації некомпенсованих домішок в застосовуваних кристалах CdTe ($\sim 10^{12}$ см^{-3}).

Дослідження проведено в рамках спільного міжнародного проекту COCAE SEC-218000 Сьомої Рамкової Програми Європейської Комісії.

1. Е.Н. Аркадьєва, О.А. Матвеев, С.М. Рывкин, Ю.В. Рудь. ЖТФ, **36**, 1146 (1966).
2. Е.Н. Аркадьєва, О.А. Матвеев, С.М. Рывкин, Ю.В. Рудь. ФТП, **1**, 805 (1967).
3. P. Siffert, B. Rabin, H.Y. Tabatabai, and R. Stuck, Nucl. Instrum. Methods **150**, 31 (1978).
4. J.F. Butler, C.L. Lingren, and F.P. Doty, IEEE Trans. Nucl. Sci. **39**, 605 (1992).
5. A. Burger, K. Chattopadhyay, H. Chen, J.-O. Ndar, X. Ma, S. Trivedi, S.-W. Kutcher, R. Chen, and R.-D. Rosemeier, J. Cryst. Growth **198/199**, 872 (1999).
6. A. Mycielski, A. Burger, M. Sowinska, M. Groza, A. Szadkowski, P. Wojnar, B. Witkowska, W. Kaliszek, and P. Siffert, Phys. Status Solidi C **2**, 1578 (2005).
7. A. Hossain, Y. Cui, A.E. Bolotnikov, G.S. Camarda, G. Yang, D. Kochanowska, M. Witkowska-Baran, A. Mycielski, and R.B. James, J. Electr. Mater. **38**, 1593 (2009).

8. T. Takahashi, K. Hirose, C. Matsumoto, K. Takizawa, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, and Y. Tomita, Proc. SPIE **3446**, 29 (1998).
9. T. Takahashi, B. Paul, K. Hirose, S. Matsumoto, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, and Y. Tomita, Nucl. Instrum. Methods A **436**, 111 (1999).
10. <http://www.amptek.com/cdte.html>.
11. Cs. Szeles, Phys. Status Solidi B **241**, 783 (2004).
12. S.D. Sordo, L. Abbene, E. Caroli, A.M. Mancini, A. Zappettini, and P. Ubertini, Sensors **9**, 3491 (2009).
13. C. Szeles, S.A. Soldner, S. Vydrin, J. Graves, and D.S. Bale, IEEE Trans. Nucl. Sci. **55**, 572 (2008).
14. <http://www.amptek.com/pricelist.html>
15. L.A. Kosyachenko and O.L. Maslyanchuk, Phys. Status Solidi C **2**, 1194 (2005).
16. L.A. Kosyachenko, V.A. Gnatyuk, T. Aoki, V.M. Sklyarchuk, O.F. Sklyarchuk, and O.L. Maslyanchuk, Appl. Phys. Lett. **94**, 092109 (2009).
17. L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, O.F. Sklyarchuk, O.L. Maslyanchuk, V.A. Gnatyuk, and T. Aoki, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 1827 (2009).
18. L.A. Kosyachenko, C.P. Lambropoulos, T. Aoki, E. Dieguez, M. Fiederle, D. Loukas, O.V. Sklyarchuk, O.L. Maslyanchuk, E.V. Grushko, V.M. Sklyarchuk, J. Crocco, and H. Bensalah, Semicond. Sci. Technol. **27**, 015007 (2012).
19. H. Shiraki, M. Funaki, Y. Ando, A. Tachibana, S. Kominami, and R. Ohno, IEEE Trans. Nucl. Sci. **56**, 1717 (2009).
20. H. Shiraki, M. Funaki, Y. Ando, S. Kominami, K. Aemamiya, and R. Ohno, IEEE Trans. Nucl. Sci. **57**, 395 (2010).
21. D. Kanzer, J. Phys. C **6**, 2967 (1973).
22. N. Peyghambarian, S.W. Koch, and A. Mysrowicz, *Introduction to Semiconductor Optics*, (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1993).
23. T.E. Schlesinger, J.E. Toney, H. Yoon, E.Y. Lee, B.A. Brunnett, L. Franks, and R.B. James, Mater. Sci. Eng. **32**, 103 (2001).
24. L.A. Kosyachenko, V.M. Sklyarchuk, O.V. Sklyarchuk, and O.L. Maslyanchuk, Semiconductors **45**, 1247 (2011).
25. B. Segal, M.R. Lorenz, and R.E. Halsted, Phys. Rev. **129**, 2471 (1963).
26. I. Turkevych, R. Grill, J. Franc, E. Belas, P. Hoschl, and P. Moravec, Semicond. Sci. Technol. **17**, 1064 (2002).
27. M. Prokesch and C. Szeles, Phys. Rev. B **75**, 245204 (2007).
28. V. Babentsov, J. Franc, and R.B. James. Appl. Phys. Lett. **94**, 052102 (2009).
29. K. Seeger, *Semiconductor Physics* (Springer, Wien, 1973).
30. M. Hofmann, W. Stadler, P. Christmann, and B.K. Meyer, Nucl. Instrum. Methods A **380**, 117 (1996).
31. A. Castaldini, A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, and J. Piqueras, J. Appl. Phys. **83**, 2121 (1998).
32. M. Zha, E. Gombia, F. Bissoli, A. Zappettini, and L. Zannotti, Phys. Status Solidi C **3**, 881 (2002).
33. G. Mandel, Phys. Rev. **134**, A1073 (1964).
34. F.F. Morehead and G. Mandel, Phys. Rev. **137**, A924 (1965).
35. M. Fiederle, C. Eiche, M. Salk, R. Schwarz, K.W. Benz, W. Stadler, D.M. Hofmann, and B.K. Meyer, J. Appl. Phys. **84**, 6689 (1998).
36. M. Chu, S. Terterian, D. Ting, C.C. Wang, H.K. Gurgeni-an, and S. Mesropian, Appl. Phys. Lett. **79**, 2728 (2001).
37. C.-T. Sah, R.N. Noyce, and W. Shockley, Proc. IRE **45**, 1228 (1957).
38. L.A. Kosyachenko, V.P. Makhniy, and I.V. Potykevich, Ukr. J. Phys. **23**, 279 (1978).
39. S.M. Sze and Kwok K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd edition (Wiley Interscience, Murray Hill, NJ, 2006).
40. C. Canali, M. Martini, G. Ottaviani, and K.R. Zanio, Phys. Rev. B **4**, 422 (1971).
41. <http://www.amptek.com/xrcdtaps.html>.
42. C. Matsumoto, T. Takahashi, K. Takizawa, R. Ohno, T. Ozaki, and K. Mori, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45**, 428 (1998).
43. P.N. Luke and M. Amman, IEEE Trans. Nucl. Sci. **54**, 834 (2007).
44. M. Lavagna, J.P. Pique, and Y. Marfaing, Solid State Electron. **20**, 235 (1977).
45. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoeff>.
46. K. Hecht, Z. Phys. **77**, 235 (1932).
47. <http://www.acrorad.co.jp/us/cdte>.

Одержано 16.01.13

О.Л. Масляничук, Т. Аоки, В.М. Склярчук,
С.В. Мельничук, Л.А. Косьяченко, Е.В. Грушко

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ ТЕЛЛУРИД-КАДМИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ X- И γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Резюме

Исследованы электрические характеристики кристаллов CdTe, легированных хлором, с удельным сопротивлением $(3-6) \cdot 10^9$ Ом·см. Практически собственную электропроводность сильно легированного материала объяснено возникновением самокомпенсированных комплексов, исходя из статистики носителей заряда. Найдено энергию ионизации и степень компенсации примеси, ответственной за полужолирующее состояние CdTe. Интерпретировано обратные вольт-амперные характеристики структуры Ni/CdTe/Ni с диодом Шоттки как детекторов X/ γ -излучения, которые обеспечивают рекордно низкие значения "темновых" токов ~ 5 нА при напряжении 1500 В, площади контакта Шоттки $0,1 \text{ см}^2$ (300 К). Представлены результаты, которые свидетельствуют об энергетической разрешающей способности детектора в спектре изотопа ^{137}Cs : 0,42% при приложенном напряжении 1200 В (300 К). Доказано, что зависимость детектирующей эффективности от концентрации некомпенсированных примесей (дефектов) N , которая определяет ширину области пространственного заряда в диоде, описывается функцией с максимумом, который для изотопа ^{137}Cs припадает на $N \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Из сопоставления спектров, полученных при облучении детектора со стороны контакта Шоттки и омического контакта, найдено концен-

трацию нескомпенсированных примесей в исследованных кристаллах ($\sim 10^{12}$ см³), которая близка к оптимальному значению N .

*O.L. Maslyanchuk, T. Aoki, V.M. Sklyarchuk,
S.V. Melnychuk, L.A. Kosyachenko, E.V. Grushko*

HIGH-EFFICIENCY CADMIUM
TELLURIDE DETECTORS OF X- AND γ -RADIATION

S u m m a r y

Electric parameters of chlorine-doped CdTe crystals with a specific resistance of $(3\div 6)\times 10^9$ $\Omega\cdot\text{cm}$ have been studied. The heavily doped material was characterized by an almost intrinsic conductivity, which is explained on the basis of the charge-carrier statistics by an emergence of self-compensated complexes. The ionization energy and the compensation degree of the impurity responsible for the semiinsulating state of CdTe

are determined. The reverse current-voltage characteristics of the Ni/CdTe/Ni structure with a Schottky diode are interpreted as those of X/ γ -radiation detectors with extremely low values of “dark” currents of about 5 nA at a voltage of 1500 V and a Schottky contact area of 0.1 cm² (at 300 K). Results testifying to a detector energy resolution of 0.42% for the spectrum of ¹³⁷Cs isotope at an applied voltage of 1200 V and a temperature of 300 K have been reported. The dependence of the detection efficiency on the concentration of noncompensated impurities (defects) N , which determines the width of the space charge region in the diode, is proved to be described by a function with a maximum located at $N \approx 2 \times 10^{11}$ cm⁻³ for ¹³⁷Cs isotope. By comparing the spectra obtained while irradiating the detector from either the Schottky or ohmic contact side, the concentration of noncompensated impurities in the studied crystals (of about 10^{12} cm⁻³) is determined, which is close to the optimum N value.