

© 2014р. В.А. Юхимчук, Л.А. Косяченко, О.Л. Маслянчук

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича, Чернівці

## ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТЕЙ ЗАСТОСУВАННЯ ГЕТЕРОСТРУКТУРИ CdS/CdTe ДЛЯ ДЕТЕКТУВАННЯ X- і $\gamma$ -ВИПРОМІНЮВАННЯ

Досліджено можливості застосування гетероструктури CdS/CdTe в детекторах з прямим перетворенням X-променевого зображення у видиме, які можуть застосовуватися в цифровій X-променевої топографії. Проаналізовано фактори, що впливають на ефективність детектування іонізуючого випромінювання, зокрема якість матеріалу та товщина активного шару детектора. Приведені розрахунки ефективності детектування здійснено з урахуванням послаблення у шарі сульфїду кадмію.

**Ключові слова:** гетероструктури, квантова ефективність, функція Гехта.

Исследованы возможности использования гетероструктуры в детекторах с прямым превращением рентгеновского излучения в видимое, которые могут использоваться в цифровой рентгенологии. Были проанализированы факторы, которые влияют на эффективность детектирования ионизирующего излучения, в частности качества материала и толщины активного слоя детектора. В расчётах эффективности детектирования были учтены потери в тонком слое сульфида кадмия.

**Ключевые слова:** гетероструктуры, квантовая эффективность, функция Гехта.

The possibilities for application of CdS/CdTe heterostructure in a direct-conversion flat-panel X-ray image detector for radiography have been investigated. Factors affecting the detection efficiency of ionizing radiation including material quality and thickness of the detector active layer are analyzed. The radiation absorption in a layer of cadmium sulfide was taken into account in the calculation of detection efficiency.

**Keywords:** heterostructures, quantum efficiency, function Hecht.

Напівпровідникові детектори X- і  $\gamma$ -променів уже давно вийшли за межі лабораторій, експериментальної ядерної фізики і дозиметрії й зараз знаходять широке застосування в медицині, біології, астрономічних дослідженнях, енергетиці, військовій техніці та інших галузях.

У 1950-ті роки були створені напівпровідникові детектори на основі кремнію, які мають високу енергетичну роздільну здатність, проте вимагають криогенного охолодження для зменшення темнових струмів. Окрім того, через малий атомний номер ( $Z=14$ ) гальмівна здатність Si є низькою і тому реєстрація квантів з енергією, вищою 30-50 кеВ, практично неможлива. Атомний номер Ge більший ( $Z=32$ ), але проблема занадто великого темнового струму стає ще серйознішою через вужчу заборонену зону.

Упродовж десятиліть ведеться пошук напівпровідників, застосування яких усунуло

б недоліки Si- і Ge-детекторів. Були досліджені GaAs, GaP, HgI<sub>2</sub>, PbI<sub>2</sub>, CdSe та деякі інші напівпровідники. Як перспективний матеріал, в 1960-ті роки був запропонований CdTe, а впродовж наступних років уже був налагоджений випуск CdTe-детекторів. Їх головна перевага порівняно з Si- і Ge-детекторами – можливість роботи без криогенного охолодження і розширення чутливості в область квантів більшої енергії (аж до  $\sim 1$  МеВ). Оpubліковано чимало праць, в яких повідомляється про параметри детекторів X- і  $\gamma$ -променів на основі CdTe з бар'єром Шотткі. Однак для досягнення високої енергетичної роздільної здатності у спектрах ізотопів потрібне термоелектричне охолодження детектора до 30–50°C.

Дана робота присвячена дослідженню можливостей застосування детектора з гетероструктурою CdS/CdTe для реєстрації X- і  $\gamma$ -променів. Подібні гетеропереходи були

отримані нанесенням  $n$ -CdS на поверхню кристала  $p$ -CdTe в 1964 році, а згодом японськими дослідниками в 1977 році [1]. Ефективність конверсії сонячного випромінювання в електричну енергію становила 11,7 %, що свідчило про належну якість діодів. Перша тонкоплівкова полікристалічна гетероструктура CdTe/CdS/SnO<sub>2</sub>/скло, що стала прототипом сучасних сонячних елементів, була продемонстрована в 1969 році [2]. Наразі налагоджено широкомасштабне виробництво панелей панелей CdTe/CdS/SnO<sub>2</sub>/скло, споруджені потужні сонячні електростанції.

Можливості тонкоплівкової гетероструктури CdS/CdTe обмежені малою поглинальною здатністю детектуючого шару CdTe, товщина якого в сонячних елементах не перевищує 10 мкм, хоча в літературі є повідомлення про осадження шарів CdTe належної якості товщиною до 100 мкм [3]. З огляду на сказане було поставлено завдання дослідити залежність детектуючої здатності  $X$ - і  $\gamma$ -променів шаром CdTe від його товщини, виходячи з літературних даних про коефіцієнт фотоелектричного поглинання матеріалу. Іншою ключовою характеристикою детектора  $X$ - і  $\gamma$ -променів є ефективність збирання фотогенерованого заряду, яка, серед іншого, залежить від якості застосовуваного матеріалу через час життя і рухливість електронів і дірок в області просторового заряду (ОПЗ) і у нейтральній частині детектуючого шару. Втрати заряду в процесі збирання визначаються захопленням надлишкових носіїв глибокими пастками в ОПЗ, що можна врахувати, виходячи з рівняння Гехта, і рекомбінацією неосновних носіїв поза його межами, яка визначається їх часом життя. Слід також врахувати той факт, що ширина ОПЗ може або становити лише малу частку товщини детектуючого шару, або повністю його охоплювати.

### Ефективність збирання заряду в $X$ -променевому детекторі з бар'єрною структурою.

Процеси збирання носіїв заряду, генерованих у результаті поглинання кванта в детекторі з бар'єрною структурою описується відомим рівнянням Гехта, в яке входять до-

вжини дрейфу електронів  $\lambda_n = \mu_n \tau_n F$  і дірок  $\lambda_p = \mu_p \tau_p F$  ( $\tau_n$  і  $\mu_n$ ,  $\tau_p$  і  $\mu_p$  – часи життя й рухливості) [4]:

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

Процес збирання заряду в діоді Шотткі ускладнюється через неоднорідність електричного поля в ОПЗ. Урахування такої неоднорідності електричного поля в рівнянні Гехта (1) спрощується завдяки тому, що напруженість електричного поля залежить від координати лінійно й тому значення  $F$  у формулі Гехта можна замінити середніми значеннями напруженості електричного поля на відріжку  $(x, W)$  для електронів і на відріжку  $(0, x)$  – для дірок:

$$F_p = \frac{(\Phi_0 - eV)}{eW} \left( 1 - \frac{x}{W} \right), \quad (2)$$

$$F_n = \frac{(\Phi_0 - eV)}{eW} \left( 2 - \frac{x}{W} \right), \quad (3)$$

На рис. 1 наведено залежності  $\eta$  від координати виникнення електронно-діркової пари при різних значеннях часу життя носіїв заряду. Як видно,  $\eta$  істотно залежить від  $\tau$ . Для практики, насамперед, важливим є те, що ефективність збирання заряду є низькою при часі життя, меншому  $\tau_n \approx 10^{-8}$  с, а при більшому – практично дорівнює одиниці.

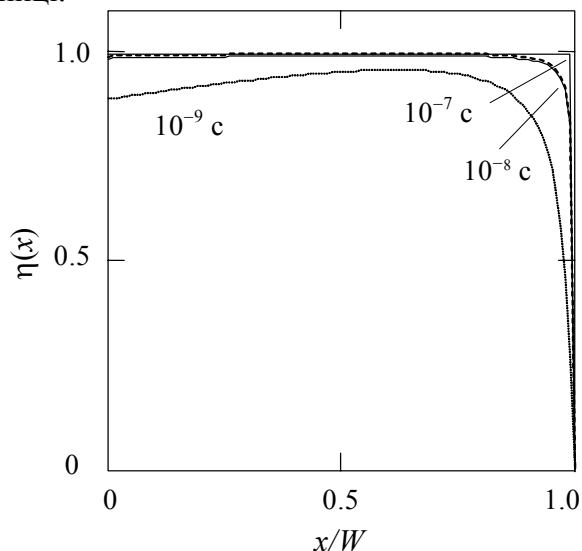


Рис. 1. Ефективність збирання заряду в бар'єрній області детектора  $\eta$  при напрузі 10 В для різного часу життя носіїв заряду.

Кількість поглинутих квантів у шарі товщиною  $dx$  на віддалі  $x$  від фронтальної поверхні детектора можна представити як

$$d\Phi = \Phi_0 \exp(-\alpha_{CdS}d_{CdS}) \cdot \alpha_{CdTe} \exp(-\alpha_{CdTe}x) dx \quad (2)$$

де  $\Phi_0$  – кількість падаючих квантів,  $\alpha_{CdTe}$  – лінійний коефіцієнт поглинання підкладинки (CdTe),  $d_{CdS}$  і  $\alpha_{CdS}$  – товщина і коефіцієнт фотоелектричного поглинання шару CdS відповідно.

Спектри поглинання CdTe і CdS, необхідні для розрахунків, ми отримали, використовуючи таблиці поглинання Cd, S і Te Національного інституту стандартів і технології США (NIST) [5]. Коефіцієнти поглинання CdTe і CdS знаходилися за формулами

$$\alpha_{CdTe} = \frac{A_{Cd} \cdot \alpha_{Cd} + A_{Te} \cdot \alpha_{Te}}{A_{Cd} + A_{Te}}, \quad (3)$$

$$\alpha_{CdTe} = \frac{A_{Cd} \cdot \alpha_{Cd} + A_S \cdot \alpha_S}{A_{Cd} + A_S}, \quad (4)$$

де  $A_{Cd}$ ,  $A_S$  і  $A_{Te}$  – атомні маси Cd, Te і S.

Кількість квантів, поглинутих у шарі  $dx$  і розведених полем, дорівнює добутку  $d\Phi$  на  $\eta(x)$ , а ефективність процесу збирання заряду в активному шарі детектора зі врахуванням поглинання в шарі сульфїду кадмію є

$$\eta_{drift} = \int_0^W \exp(-\alpha_{CdS}d_{CdS}) \eta(x) \alpha_{CdTe} \exp(-\alpha_{CdTe}x) dx. \quad (5)$$

У формуванні імпульсу в колі детектора приймають участь не тільки носії, що виникли в результаті поглинання кванта у бар'єрній області детектора, але й поза нею. Такими є неосновні носії, що виникають на віддалі від точки  $x=W$ , не більший, ніж дифузійна довжина носія  $L_n$  (у детекторі на основі діркового напівпровідника – електрона). Із розв'язку рівняння неперервності можна отримати дифузійну компоненту ефективності детектування [6]:

$$\eta_{dif} = \left[ \frac{\lambda_n}{W} \left( 1 - \exp\left(-\frac{W}{\lambda_n}\right) \right) \right] \left[ \frac{\alpha L_n}{1 + \alpha L_n} \exp(-\alpha W) \right] \quad (6)$$

Повна ефективність детектування квантів детектора дорівнює сумі дрейфової та дифузійної компонент:

$$\eta = \eta_{drift} + \eta_{dif}. \quad (7)$$

Результат розрахунку спектрального розподілу ефективності детектування детектора за співвідношенням (7) (рис. 2) показує, що дифузійна і дрейфова складові проявляють себе на різних ділянках спектра. Внесок у сумарну ефективність дифузійної компоненти у високоенергетичній області енергії квантів є переважаючим з максимумом при  $h\nu=9,7$  кеВ. При збільшенні енергії квантів вклад дифузійної складової різко зростає. А ось на ділянці спектру  $h\nu>12$  кеВ внесок дифузійної і дрейфової складової є порівняними.

Привертає увагу структура одержаних спектрів у формі "зубців". Один із них подвійний – відповідає енергіям (27 і 32 кеВ), нижче яких стає неможливим вибивання електрона з  $L$ -оболонки відповідно атомів Cd і Te (при нижчих енергіях поглинання кванта відповідає переходам тільки з  $M$ -оболонки). Зламу при енергії 3,6 кеВ відповідає такий самий процес для атома S.

Вплив поглинання в шарі CdS на детектуючу ефективність гетероструктури CdS/CdTe проілюстровано на рис. 3. Як видно, при енергіях фотонів, більше 30 кеВ, поглинанням в тонкому шарі CdS можна нехтувати; однак, при енергіях, нижчих 30 кеВ не враховувати поглинання в сульфїді кадмію є некоректним.

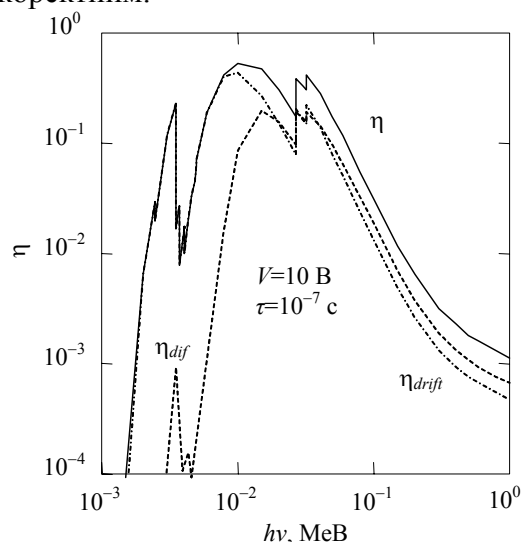


Рис. 2. Дрейфова  $\eta_{drift}$  і дифузійна  $\eta_{dif}$  компоненти ефективності детектування (штрихові лінії), а також їх сума  $\eta$  (суцільні лінії) при напрузі 10 В. Час життя  $10^{-7}$  с.

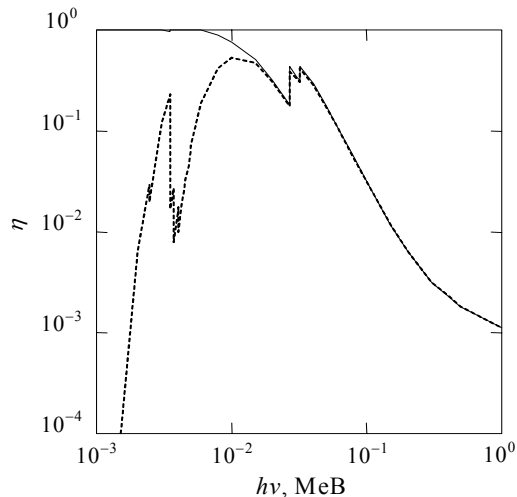


Рис. 3. Ефективність детектування гетероструктури CdS/CdTe без врахування (суцільні лінії) та з врахуванням поглинання в CdS (штрихові лінії).

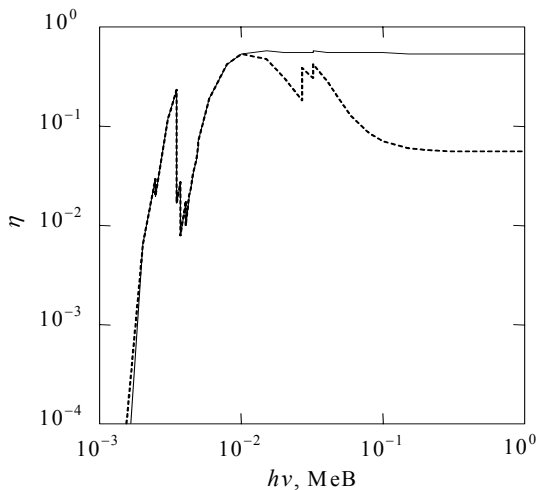


Рис. 4. Спектри ефективності збирання заряду гетероструктури CdS/CdTe з різною товщиною шару CdTe: 50 мкм (суцільна лінія) і 500 мкм (пунктир).

Недостатня поглинальна здатність у високоенергетичній області спектру значно послаблює ефективність реєстрації X- і γ-квантів, але ніяк не впливає на процеси, які відбуваються після поглинання кванта, тобто на збирання фотогенерованого заряду. Тому, поділивши ефективність детектування  $\eta(h\nu)$  на поглинальну здатність кристала  $A(h\nu) = 1 - \exp(-\alpha d)$ , матимемо спектральний розподіл величини, яка визначає енергетичну роздільну здатність детектора

$$\eta_0(h\nu) = \frac{\eta(h\nu)}{A(h\nu)}. \quad (8)$$

На рис. 4 наведено криві  $\eta_0(h\nu)$ , розраховані для гетероструктури CdS/CdTe з різною

товщиною шару CdTe. Як видно, при збільшенні товщини шару CdTe ефективність збирання заряду погіршується через рекомбінаційні втрати. Отже, надмірне потовщення шару CdTe є небажаним, а добре відпрацьована в напівпровідникових сонячних елементах технологія нанесення полікристалічних шарів CdTe (товщиною декілька десятків мікрон) значної площі з поверхнево-бар'єрною структурою може бути застосована в детекторах X-випромінювання.

Застосування гетероструктури CdS/CdTe в детекторах іонізуючого випромінювання суттєво покращує їх фізико – технічні характеристики і спрощує умови експлуатації. Такі детектори не потребують криогенного охолодження, що спрощує та здешевлює конструкцію. Завдяки давно розробленій технології хімічного осадження (*Chemical Bath Deposition*) на підкладки великі площі суттєво знижує собівартість нанесення CdS на CdTe.

Поглинання у плівці CdS впливає на ефективність детектування гетероструктури CdS/CdTe лише в області енергій квантів <10кеВ. Застосування гетероструктури CdS/CdTe (яка вже широко застосовується у сонячній енергетиці) в детекторах іонізуючого випромінювання цілком можливе для реєстрації квантів з енергією 10-100кеВ, що є актуальним для медичної X-променевої діагностики.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Yamaguchi K., Matsumoto H., et. al CdS–CdTe Solar Cell Prepared by Vapor Phase Epitaxy // Jpn. J. Appl. Phys. – 1977. – 16. – P. 1203-1211.
2. Адирович Э.И., Юабов Ю.М., Язудаев Г.Р. Фотоэлектрические явления в пленочных диодах с гетеропереходом // ФТП. – 1969. – 3 (1), С. 83-85.
3. Corregidor V., Saucedo E., Fornaro L. et al. Defects in CdTe polycrystalline films grown by physical vapour deposition / V. Corregidor, // Materials Science and Engineering. – 2002. – 91-92. – P. 525-528.
4. Hecht K. Zum Mechanismus des Lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen // Zeits. Phys. – 1932. – 77. – P.235-243.
5. National Institute of standards and Technology, USA, 1997, [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ Xray Mass Coef](http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xray Mass Coef).
6. Kosyachenko L.A, Maslyanchuk O.L. Efficiency spectrum of a CdTe X- and γ-ray detector with a Schottky diode / L.A. Kosyachenko, // Phys. Stat. Sol. C. – 2005. – 2 (3). – P.1194-1199.