

УДК 538.9; PACS: 72.20.FR, 72.80.EY, 78.20.CI

ДЕТЕКТУЮЧА ЕФЕКТИВНІСТЬ X І γ ВИПРОМІНЮВАННЯ МОНОКРИСТАЛІВ CdTe І CdZnTe З ОМІЧНИМИ КОНТАКТАМИ І ДІОДОМ ШОТТКІ

О. Л. Маслянчук

Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича,
вул. Коцюбинського, 2, 58012 Чернівці, Україна
Тел. +38 03722 44221, e-mail: emaslyanchuk@yahoo.com

ДЕТЕКТУЮЧА ЕФЕКТИВНІСТЬ X І γ ВИПРОМІНЮВАННЯ МОНОКРИСТАЛІВ CdTe І CdZnTe З ОМІЧНИМИ КОНТАКТАМИ І ДІОДОМ ШОТТКІ

О. Л. Маслянчук

Анотація. Проаналізовано ефективність збирання фотогенерованого заряду й чутливість детекторів на основі напівізолюючих монокристалів CdTe і Cd_{1-x}Zn_xTe з омичними контактами та з діодом Шоттки. Проведено порівняння спектрального розподілу детектуючої ефективності детекторів на основі Cd_{1-x}Zn_xTe з різним вмістом цинку.

Ключові слова: детектори X- і γ -випромінювання, Cd_{1-x}Zn_xTe, транспортні властивості, детектуюча ефективність

DETECTION EFFICIENCY OF X/ γ RADIATION OF CdTe AND CdZnTe SINGLE CRYSTALS WITH OHMIC CONTACTS AND SCHOTTKY DIODE

O. L. Maslyanchuk

Abstract. Peculiarities of charge transport mechanisms in semi-insulating CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe single crystals have been investigated. The detection efficiency of photogenerated charge and spectral sensitivity of CdTe- and Cd_{1-x}Zn_xTe-based detectors with ohmic contacts and Schottky diode are analyzed. The spectral distribution of detection efficiency for CdTe- and Cd_{1-x}Zn_xTe-based detectors with different content of Zn are compared.

Keywords: X- and γ -ray detectors, Cd_{1-x}Zn_xTe, transport properties, detection efficiency

ДЕТЕКТИРУЮЩАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ X И γ ИЗЛУЧЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ CdTe И CdZnTe С ОМИЧЕСКИМИ КОНТАКТАМИ И ДИОДОМ ШОТТКИ

О. Л. Маслянчук

Аннотация. Проанализирована эффективность собирания фотогенерированного заряда и чувствительность детекторов на основе полуизолирующих монокристаллов CdTe и Cd_{1-x}Zn_xTe с омическими контактами и диодом Шоттки. Произведено сравнение спектрального распределения детектирующей эффективности детекторов на основе Cd_{1-x}Zn_xTe с различным содержанием цинка.

Ключевые слова: детекторы X- и γ -излучения, Cd_{1-x}Zn_xTe, транспортные свойства, детектирующая эффективность

Вступ

Телурид кадмію (CdTe) і твердий розчин $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0.1-0.2$) протягом останніх десятиліть є основними матеріалом для детекторів X- і γ -випромінювання, які знайшли широке застосування в науці, техніці, медицині та інших областях. Високий (порівняно з Si) атомний номер зумовлює розширення спектральної характеристики аж до $h\nu \approx 1$ MeV, а завдяки досить широкій забороненій зоні забезпечується робота детектора без криогенного охолодження. Для досягнення високої енергетичної розрізної здатності електропровідність напівпровідника має бути близькою до власної, що є доволі складною технологічною проблемою. Окрім цього до детектора товщиною декілька міліметрів навіть при рекордному часі життя носіїв заряду $\sim 10^{-6}$ с доводиться прикладати напругу 400–500 В або вищу. Щоб за таких умов темновий струм детектора не був занадто великим, деякі виробники використовують термоелектричне охолодження [1].

В кінці 1990-х років для поліпшення ефективності збирання заряду були запропоновані й практично реалізовані CdTe-детектори з бар'єром Шотткі [2]. Існування збідненого носіями тонкого шару у цьому разі дозволяє досягати більшої напруженості електричного поля при малому темновому струмі. Однак, кількість квантів, поглинутих у тонкій бар'єрній області детектора (за типових значень концентрації некомпенсованих домішок $N = 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$), значно менша, ніж у детекторі з двома омичними контактами. З метою розширення товщини активної області детектора з контактом Шотткі прикладають значну напругу, що накладає певні вимоги на властивості бар'єрної структури (зокрема, величину зворотного струму). Отже, проблема CdTe-детекторів с двома омичними контактами залишається актуальною.

Заміна CdTe твердим розчином CdTe-ZnTe призводить до розширення забороненої зони напівпровідника, а значить - до зменшення темнового струму детектора. Основним недоліком $Cd_{1-x}Zn_xTe$ вважається кристалічна недосконалість зразків, і як наслідок, — малі порівняно з CdTe рухливості дірок [3].

Метою даної роботи є дослідження особливостей переносу заряду у напівізолюючих монокристалах CdTe і $Cd_{1-x}Zn_xTe$, ефективності збирання фотогенерованого заряду й спектральної чутливості CdTe- та $Cd_{1-x}Zn_xTe$ -

детекторів як з омичними контактами, так і з контактом Шотткі.

1. Електричні характеристики монокристалів CdTe і $Cd_{1-x}Zn_xTe$

На рис. 1 наведено температурну залежність питомого опору $\rho = q(n\mu_n + p\mu_p)^{-1}$ CdTe і $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$, побудовану в координатах $\log \rho$ від $1000/T$ (q — елементарний заряд, n , p і μ_n , μ_p — відповідно концентрації та рухливості електронів і дірок, T — температура). Вибір системи координат зумовлений тим, що в достатньо досконалих монокристалах CdTe і CdZnTe при температурах, вищих ~ 200 К рухливість як електронів, так і дірок пропорційна $T^{-3/2}$ [4,5] (у розрахунках використовувалися вирази $\mu_n = 5.5 \cdot 10^6 \cdot T^{-3/2} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ і $\mu_p = 4.0 \cdot 10^5 \cdot T^{-3/2} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$).

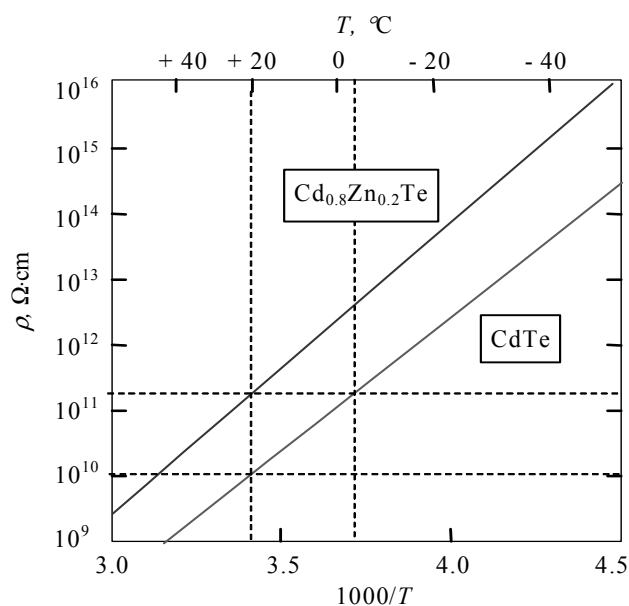


Рис. 1. Температурна залежність питомого опору для CdTe і $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$

Як відомо, концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику $n = p = n_i = (N_c \cdot N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$, де E_g — ширина забороненої зони напівпровідника, а $N_c = 2(m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ і $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ — ефективні густини станів відповідно у зоні провідності і валентній зоні (m_n і m_p — ефективні маси електронів і дірок відповідно). Оскільки N_c і N_v пропорційні $T^{3/2}$, температурна залежність питомого опору визначається лише експоненційною функцією і в обраних координатах зображується прямою лінією. Значення E_g при кімнатній температу-

рі визначалися з кривих пропускання поблизу краю поглинання (рис. 2) [6] шляхом екстраполяції спостережуваної лінійної залежності коефіцієнта поглинання α від енергії фотонів $h\nu$ в області краю поглинання, побудованої в координатах $\alpha^{2/3}$ від $h\nu$ згідно з моделлю заборонених прямих переходів [7].

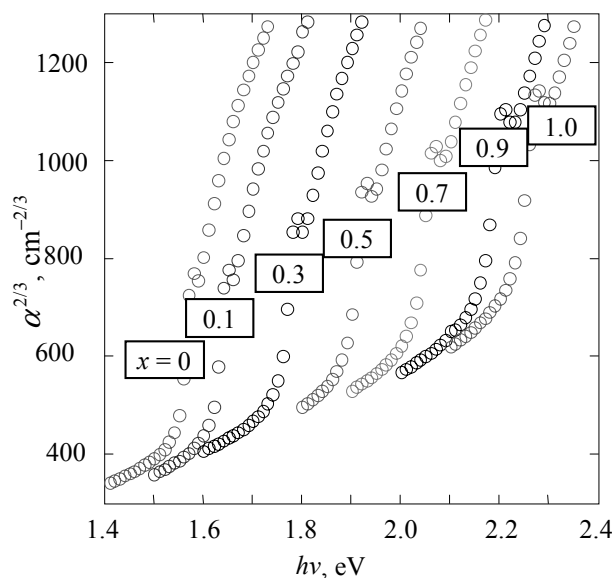


Рис. 2. Залежність $\alpha^{2/3}$ від енергії фотонів в області краю поглинання $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ при різних значеннях параметра x

Аналіз отриманих значень ширини забороненої зони $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ для різних x дозволяє стверджувати, що залежність $E_g(x)$ має лінійний характер, а саме $E_g(x) = 1.46 + 0.61 \cdot x$ (рис. 3). Необхідні для розрахунків температурні залежності ширини забороненої зони $E_g(T) = E_{go} - \gamma \cdot T$ визначались експериментально ($E_{go} = 1.605$ eV для CdTe , $E_{go} = 1.731$ eV для $\text{Cd}_{0.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Te}$, $\gamma = 4.9 \cdot 10^{-4}$ — температурний коефіцієнт).

Порівняння температурних залежностей питомого опору для монокристалів CdTe і $\text{Cd}_{0.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Te}$, наведених на рис. 1, показує, що зниження робочої температури детектора на основі CdTe (наприклад, за допомогою термоелектричного охолоджувача) на $20\text{--}25^\circ\text{C}$ призводить до зменшення питомого опору матеріалу до $\sim 3 \cdot 10^{11}$ Ом·см, що практично відповідає значенню питомого опору $\text{Cd}_{0.8}\text{Zn}_{0.2}\text{Te}$ при 300 К. Отже, питання використання у деяких приладах складного твердого розчину $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ замість добре вивченої бінарної сполуки CdTe (з термоелектричним охолодженням) залишається дискусійним.

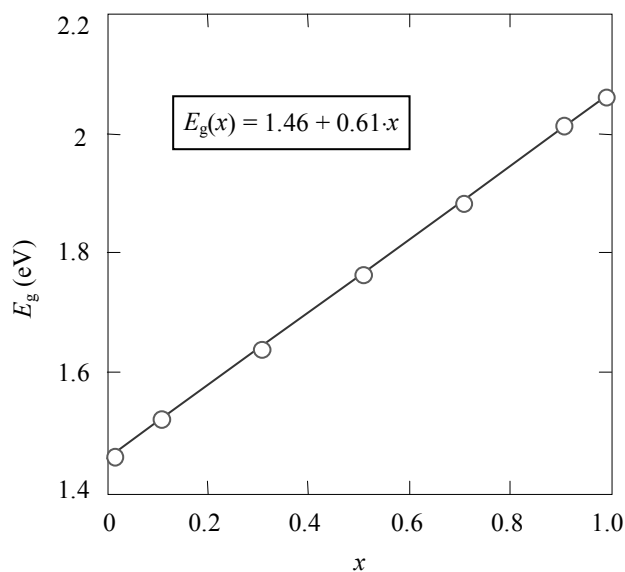


Рис. 3. Ширина забороненої зони $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ при різних значеннях x

2. Ефективність збирання заряду в однорідному детекторі та детекторі з бар'єром Шотткі

Процес збирання носіїв заряду, генерованих у напівпровіднику в результаті поглинання кванта, для однорідного електричного поля (рис. 4) описується відомим рівнянням Гехта [8,9]

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

де $\lambda_n = \mu_n F \tau_n$ і $\lambda_p = \mu_p F \tau_p$ — довжини дрейфу, τ_n і τ_p — часи життя відповідно електронів і дірок (у подальших розрахунках прийнято $\tau = \tau_n = \tau_p$ [3]), F — напруженість електричного поля, d — товщина детектора.

Згідно з формулою (1), електрон проходить шлях від точки x (координата точки виникнення електронно-діркової пари) до $x = d$, а дірка — від точки x до $x = 0$. Як видно, при товщині детектора $d = 2$ мм, напрузі $V = 1000$ В і типових значеннях рухливостей електронів і дірок майже повне збирання генерованого заряду відбувається лише при рекордних для телуриду кадмію значеннях часу життя електронів і дірок — порядку мікросекунди (рис. 5). При зменшенні часу життя носіїв ефективність збирання заряду стрімко погіршується і при $\tau \approx 10^{-8}$ с уже не перевищує 50 %.

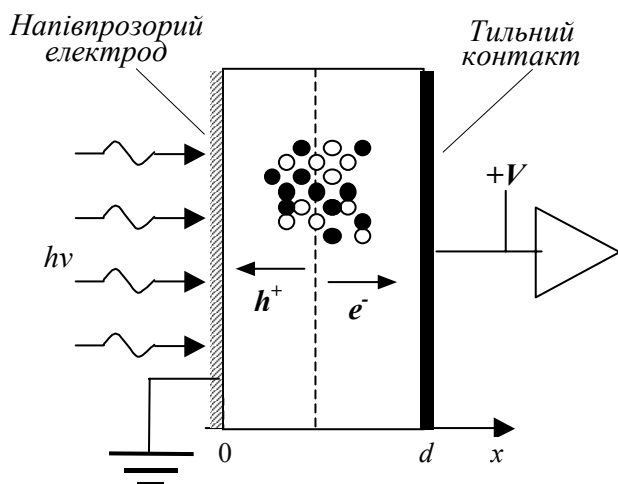


Рис. 4. Схема роботи детектора з двома омичними контактами

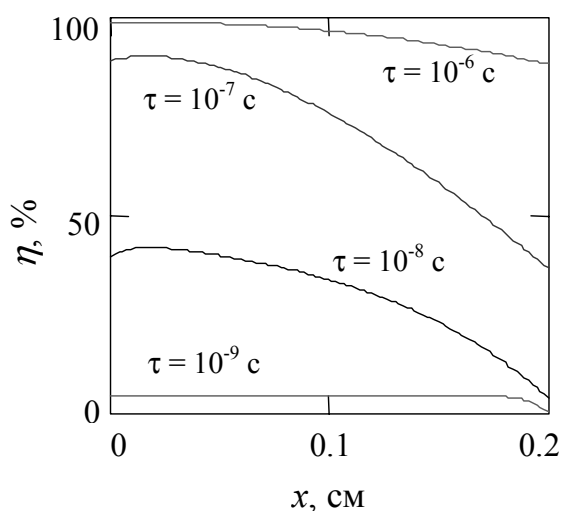


Рис. 5. Ефективність збирання заряду, генерованого в CdTe-детекторі з омичними контактами, розрахована при різних значеннях часу життя носіїв заряду

У разі напівпровідника р-типу провідності з контактом Шотткі, ввімкненому у зворотному напрямку, ситуація дещо інша: дірка проходить шлях $W - x$, електрон – шлях $0 - x$, де W – ширина області просторового заряду (рис. 6). Тому рівняння Гейтса набуває вигляду:

$$\eta(x) = \frac{\lambda_n}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda_n}\right) \right] + \frac{\lambda_p}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{W-x}{\lambda_p}\right) \right]. \quad (2)$$

У діоді Шотткі електричне поле неоднорідне [10]

$$F(x) = \frac{2(\phi_0 - qV)}{qW} \left(1 - \frac{x}{W} \right), \quad (3)$$

(ϕ_0 – висота бар'єру з боку напівпровідника у рівновазі (рис. 7)), тому час прольоту збіднено-

го шару носієм заряду визначається інтегруванням $dx/\mu F$ у відповідних межах. Задача спрощується, якщо врахувати, що в бар'єрі Шотткі напруженість поля спадає при віддаленні від поверхні всередину кристалу лінійно. Завдяки цьому неоднорідність поля можна врахувати заміною F у виразі (3) середніми значеннями напруженості електричного поля на ділянках $(0, x)$ і (x, W) . Приймавши середні значення такими, що дорівнюють $(F_{\min} + F_{\max})/2$, з (3) маємо:

$$F_{0-x} = \frac{(\phi_0 - qV)}{qW} \left(2 - \frac{x}{W} \right), \quad (4)$$

$$F_{x-W} = \frac{(\phi_0 - qV)}{qW} \left(1 - \frac{x}{W} \right). \quad (5)$$

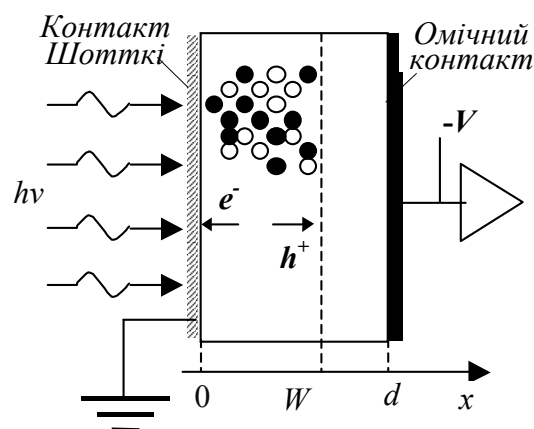


Рис. 6. Робота детектора з контактом Шотткі, включеному у зворотному напрямку

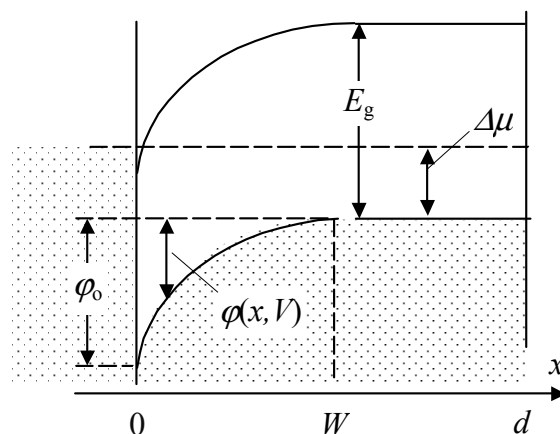


Рис. 7. Енергетична діаграма детектора з контактом Шотткі, включеному у зворотному напрямку

Проаналізуємо ефективність збирання заряду η в бар'єрній області діода згідно з формулою (2) з урахуванням (3)-(5). На рис. 8 показано залежності η від координати x . Як і очікувалося, η суттєво залежить від часу життя носіїв заряду.

Для практики, насамперед, важливим є те, що при часі життя, більшому $\tau \approx 10^{-8}$ с, збирання заряду є майже повним, але помітно погіршується при зменшенні τ . Важливо також, що цей висновок залишається справедливим при зміні величини прикладеної до діода напруги, оскільки, згідно з формулами (4) і (5) при збільшенні напруги напруженість електричного поля зростає пропорційно $(\phi_0 - qV)^{1/2}$, а ширина області просторового заряду збільшується також пропорційно $(\phi_0 - qV)^{1/2}$. В результаті, час прольоту бар'єрної області в діоді Шоттки не залежить від прикладеної напруги.

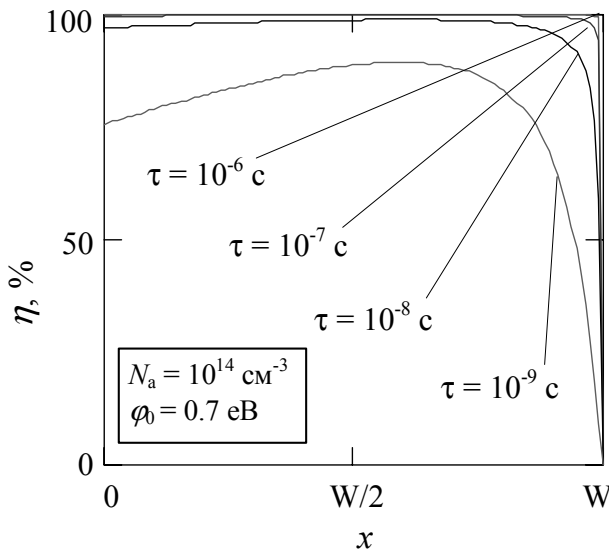


Рис. 8. Ефективність збирання заряду, генерованого в бар'єрній області CdTe-детектора з діодом Шоттки, залежно від координати виникнення електронно-діркової пари x при різних значеннях часу життя носіїв заряду

3. Спектральний розподіл детектуючої ефективності детектора

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

$$d\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu_{\gamma Al} d_{Al}) \cdot \mu_{\gamma} \exp(-\mu_{\gamma} x) dx, \quad (6)$$

де Φ_0 – число падаючих квантів, μ_{γ} – лінійний коефіцієнт поглинання в матеріалі детектора, d_{Al} – товщина фронтального електрода (Al), $\mu_{\gamma Al}$ – коефіцієнт поглинання в матеріалі електрода.

Отже, кількість квантів, поглинутих у шарі dx і розведених електричним полем, дорівнює добутку $d\Phi$ на $\eta(x)$, а ефективність процесу збирання заряду в усій бар'єрній області

$$\eta_{drift} = \frac{1}{\Phi_0} \int_0^W \eta(x) d\Phi = \exp(-\mu_{\gamma Al} d_{Al}) \int_0^W \eta(x) \mu_{\gamma} \exp(-\mu_{\gamma} x) dx. \quad (7)$$

У формуванні електричного імпульсу в колі детектора беруть участь не лише носії, що виникли в результаті поглинання кванта в бар'єрній області детектора, але й ті, що виникли поза нею ($x > W$). Такими є неосновні носії (в детекторі на основі діркового напівпровідника – електрони), що виникли на віддалі від точки $x = W$, не більшій, ніж дифузійна довжина носія $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$. Досягнувши в результаті дифузії точки $x = W$, електрони підхоплюються діючим в області просторового заряду електричним полем. Ефективність збирання заряду для такого процесу можна визначити за допомогою формули (2), як $\eta(W)$. Таким чином, для дифузійної компоненти збирання заряду можемо записати:

$$\eta_{dif} = \eta(W) \int_W^{W+L_n} d\Phi, \quad (8)$$

де

$$\eta(W) = \frac{\lambda_n}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{W}{\lambda_n}\right) \right]. \quad (9)$$

Ефективність детектування квантів детектора з діодом Шоттки загалом є сумою дрейфової й дифузійної складових:

$$\eta = \eta_{drift} + \eta_{dif}. \quad (10)$$

При розрахунках детектуючої ефективності ми використовували таблиці коефіцієнтів поглинання Al, Cd, Zn і Te Національного інституту стандартів і технології США (NIST) [11]. Коефіцієнт поглинання CdTe і $Cd_{1-x}Zn_xTe$ знаходився за формулами

$$\mu_{\gamma}^{CdTe} = \frac{A_{Cd} \cdot \mu_{\gamma}^{Cd} + A_{Te} \cdot \mu_{\gamma}^{Te}}{A_{Cd} + A_{Te}}, \quad (11)$$

$$\mu_{\gamma}^{CdZnTe} = \frac{A_{Cd} \cdot \mu_{\gamma}^{Cd} \cdot (1-x) + A_{Zn} \cdot \mu_{\gamma}^{Zn} \cdot x + A_{Te} \cdot \mu_{\gamma}^{Te}}{A_{Cd} \cdot (1-x) + A_{Zn} \cdot x + A_{Te}}, \quad (12)$$

де A_{Cd} , A_{Zn} і A_{Te} – атомні маси відповідно Cd, Zn і Te. На рис. 9 наведено розраховані за формулами (11) і (12) криві фотоелектричного поглинання (пунктир), а також повного коефіцієнта послаблення з урахуванням комптонівського розсіяння (суцільні лінії) для CdTe, Al і $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0.2$).

Результати розрахунку ефективності детектування квантів в детекторі з контактом Шоттки на основі CdTe і $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0.2$) за типових значень основних параметрів напівпровідників наведено на рис. 10.

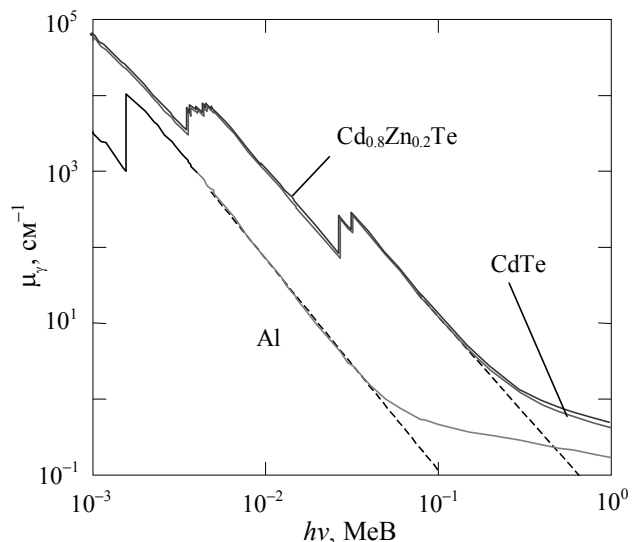


Рис. 9. Спектри фотоелектричного поглинання (пунктир), а також повного коефіцієнта послаблення з урахуванням комптонівського розсіяння (суцільні лінії) для CdTe, Al і $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ($x = 0.2$)

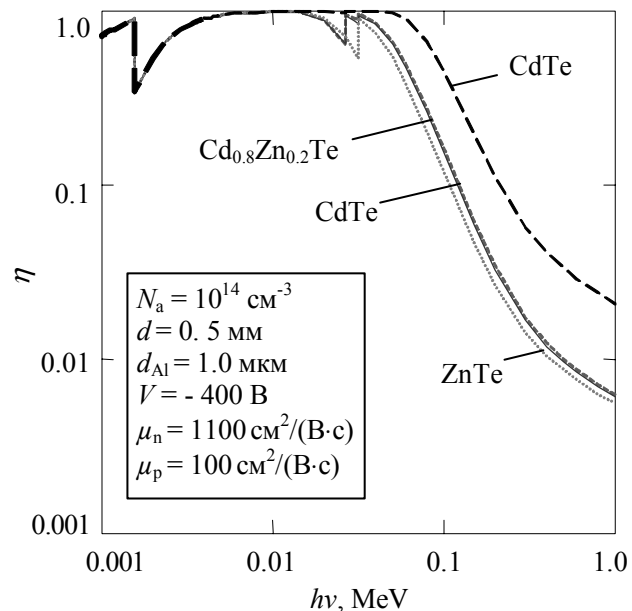


Рис. 10. Спектри детектуючої ефективності детекторів з контактом Шоттки на основі CdTe, $Cd_{0.8}Zn_{0.2}Te$ та ZnTe. Для порівняння наведено спектр детектуючої здатності однорідного CdTe-детектора товщиною 0.5 мм з двома омичними контактами (пунктир)

Привертає увагу «структура» одержаних спектрів у формі «зубців». Один із них – по-

двійний – відповідає енергіям 27 і 32 кеВ, нижче яких стає неможливим вибивання електрона з L-оболонки атомів Cd і Te відповідно (при нижчих енергіях поглинання кванта відповідає переходам лише з M-оболонки). Зламу при енергії 1.6 кеВ відповідає такий самий процес для атома Al. Подібні злами не спостерігаються на спектрі чутливості детектора на однорідному кристалі, оскільки товщина кристала (0.5 мм) значно перевищує ширину активної області детектора з діодом Шоттки ($W + L_n$) і тому у спектральній області, де спостерігаються особливості, детектуюча ефективність близька до одиниці.

4. Висновки

Аналіз рівняння Гехта для ефективності збирання заряду показує, що в діоді Шоттки на основі CdTe повне збирання генерованих поглинутим квантом носіїв (включаючи дірки з низькою рухливістю) досягається вже для часу життя, більшому $\sim 10^{-8}$ с. У той самий час, в детекторі на основі CdTe з двома омичними контактами повне збирання носіїв заряду можливе лише при значній прикладеній напрузі і часі життя $\sim 10^{-6}$ с.

Заміна CdTe твердим розчином $Cd_{1-x}Zn_xTe$ приводить до зменшення темного струму через детектор, що покращує його енергетичну розрізну здатність. Однак, введення хімічного елемента с меншим атомним номером ($Z_{Zn} = 30$) погіршує детектуючу здатність детектора, а кристалічна недосконалість $Cd_{1-x}Zn_xTe$, і як наслідок — мала рухливість дірок (порівняно з CdTe), спричиняє зменшення ефективності збирання носіїв заряду, генерованих поглинутим квантом.

Частину роботи виконано в рамках проекту СОСАЕ № 218000, фінансованого Європейською комісією (7-а рамкова програма).

Література

1. R. H. Redus, A. C. Huber, J. A. Pantazis, Nucl. Instr. and Meth. A458, 214 (2001).
2. T. Takahashi, B. Paul, K. Hirose, S. Matsumoto, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, Y. Tomita, Nucl. Instr. and Meth. A436, 111 (1999).
3. M. Jung, J. Morel, P. Fougères, M. Hage-Ali, P. Siffert, Nucl. Instr. and Meth. A428, 45 (1999).
4. S. S. Devlin. Transport properties. In: Physics and

- Chemistry of II-VI Compounds (Eds. M. Aven, and J. S. Prener. North-Holland Publishing Company, New York, 1967).
5. Turkevych, R Grill, J Franc, E Belas, P Hoschl and P Moravec, *Semicond. Sc. Techn.* 17, 1064 (2002).
 6. T. Toshifumi, S. Adachi, H. Nakanishi, K. Ohtsuka, *Jpn. Appl. Phys.* 32, 3496 (1993).
 7. S. Adachi. *Optical Properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Materials and Fundamental Principles* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1999).
 8. Y. Eizen, *Nucl. Instr. and Meth.* 322, 596 (1992).
 9. G. Baldazzi, D. Bollini, F. Casali, et. al, *Nucl. Instr. and Meth.* 326, 319 (1993).
 10. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов* (Мир, М., 1983).
 11. National Institute of Standards and Technology, USA, 1997, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoeff>.