

УДК 539.1.074

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАХВАТА ЗАРЯДА В CdZnTe ДЕТЕКТОРАХ ДЛЯ ДОЗИМЕТРИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.В. Наконечный, А.А. Захарченко, В.Е. Кутный, А.В. Рыбка, М.А. Хажмурадов

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

*61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

*E-mail: [rybka@kipt.kharkov.ua](mailto:rybka@kipt.kharkov.ua)*

Поступила в редакцию 2 февраля 2010 г.

В работе изучено влияние потерь носителей заряда на ширину фотопиков в спектрах  $\gamma$ -излучения, измеряемых CdZnTe детекторами. Исследована группа планарных CdZnTe детекторов, изготовленных из слитков, выращенных методом Бриджмена при высоком давлении инертного газа. Показано, что в области энергий более 60 кэВ вклад захвата заряда в ширину фотопика прямо пропорционален среднему заряду, создаваемому при поглощении  $\gamma$ -кванта в веществе детектора. По результатам исследования сделан вывод, что возможной причиной сильного захвата дырок является наличие в материале детектора значительного количества вакансий кадмия и/или комплексов вакансии кадмия–донорная примесь.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** CdZnTe, детектор, неравновесный заряд, захват заряда, гамма-излучение, полная ширина на полувысоте.

### STUDY OF CHARGE CAPTURE IN CdZnTe GAMMA-RAY DOSIMETRY DETECTORS

D.V. Nakonechny, A.A. Zakharchenko, V.E. Kutny, A.V. Rybka, M.A. Khazhmuradov

*National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"*

*1, Academicheskaya St., Kharkov, Ukraine, 61108*

The dependence of the spectral lines width on charge carriers losses in CdZnTe gamma-ray detectors was studied. A set of planar CdZnTe detectors tailored of ingots, grown by HPBM method, was investigated. It was found, that at energies greater than 60 keV the effect of charge capture on the photopeak width is directly proportional to an average charge created at absorption of gamma quantum in the detector material. As a result a conclusion was drawn, that the most probable reason of strong capture of holes is the presence of significant concentration of Cd vacancies and/or of complexes of Cd vacancy and donor impurity.

**KEY WORDS:** CdZnTe, detector, nonequilibrium charge, charge capture, gamma-rays, FWHM.

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАХОПЛЕННЯ ЗАРЯДУ В CdZnTe ДЕТЕКТОРАХ ДЛЯ ДОЗИМЕТРІЇ ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ

Д.В. Наконечный, А.А. Захарченко, В.Е. Кутный, А.В. Рыбка, М.А. Хажмурадов

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»*

*61108, м. Харків, вул. Академічна 1*

В роботі вивчено вплив втрат носіїв заряду на ширину фотопіків в спектрах  $\gamma$ -випромінювання, що вимірюються CdZnTe детекторами. Досліджено групу планарних CdZnTe детекторів, які були виготовлені зі слитків, що вирощувалися методом Бриджмена при високому тиску інертного газу. Було показано, що в області енергій більше 60 кеВ внесок захоплення заряду в ширину фотопіків прямо пропорційний середньому заряду, що створюється при поглинанні  $\gamma$ -кванту речовиною детектора. По результатам дослідження зроблено висновок, що можливою причиною сильного захоплення дірок є наявність в матеріалі детектора значної кількості вакансій кадмію та/або комплексів вакансія кадмію–донорна домішка.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** CdZnTe, детектор, нерівновагий заряд, захоплення заряду, гамма-випромінювання, повна ширина на напіввисоті.

Неполный сбор неравновесного заряда, образующегося при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с материалом детектора, создает значительные трудности при использовании CdZnTe в дозиметрии  $\gamma$ -излучения. В полупроводниковых детекторах существует два механизма потерь неравновесного заряда в процессе собирания: рекомбинация электронов и дырок (переход электронов из зоны проводимости в валентную зону) и захват носителей на глубокие энергетические уровни, которые могут создаваться точечными дефектами-ловушками или их комплексами в запрещенной зоне [1]. Процессы рекомбинации и захвата являются случайными, что приводит к случайным вариациям амплитуд импульсов, регистрируемых детектором [2]. Разброс амплитуд изменяет вид функции отклика детектора, что влияет на точность расчета рабочих характеристик проектируемых устройств [3].

Наиболее сильное влияние на амплитуду импульса, создаваемого зарядом после поглощения в детекторе энергии  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$ , оказывают три статистически независимых процесса: флуктуации ионизации вещества (шум Фано), тепловые шумы и захват заряда ловушками. Исследования показали, что даже в материалах со значительным различием подвижностей электронов и дырок разброс амплитуд импульсов может быть охарактеризован гауссовым распределением  $f(q)$ , дисперсия которого рассчитывается как сумма дисперсий вышеперечисленных составляющих [2, 4]. Эта сумма определяет полную ширину на полувысоте (ПШПВ)  $\Delta q$  распределения  $f(q)$ . Для ПШПВ получено следующее полуэмпирическое выражение [4]:

$$\Delta q(E_i) = 2,355q_0 \sqrt{F \frac{E_i}{w} + \frac{\sigma_{\text{enc}}^2}{q_0^2} + G(E_i) \left(\frac{E_i}{w}\right)^b}, \quad (1)$$

где  $q_0$  – заряд электрона;  $F$  – фактор Фано [5], равный 0,1 для CdZnTe;  $w$  – средняя энергия образования пары электрон-дырка (4,64 эВ);  $\sigma_{\text{enc}}$  – эквивалентный шумовой заряд, характеризующий уровень шумов в системе детектор-предусилитель [6];  $G(E_i)$  – фактор захвата, характеризующий потери заряда при собирании;  $b$  – параметр подгонки.

Исследования ряда полупроводниковых материалов (Ge, HgI<sub>2</sub> и др.) показали, что, когда толщина детектора  $L$  сравнима или меньше длины  $L_0$ , на которой интенсивность пучка первичных  $\gamma$ -квантов ослабляется в  $e$  раз (длина ослабления  $\gamma$ -квантов), зависимость  $\Delta q(E_i)$  хорошо согласуется с экспериментальными данными при  $G(E_i) = \text{const}$  и  $b = 2$  [7]. Для  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma$  ниже 100 кэВ длина ослабления  $L_0 \ll L$  и, согласно опубликованным данным, параметр подгонки  $b$  изменяется от 1,6 для InP [8] до 3,5 для CdZnTe [9].

К настоящему времени в литературе отсутствуют данные об исследовании зависимости  $\Delta q(E_i)$  для CdZnTe детекторов  $\gamma$ -излучения в области энергий  $E_\gamma > 100$  кэВ. Наши результаты [3] показали, что предположение  $b = 2$  может быть хорошим приближением при восстановлении функций отклика детекторов на основе CdZnTe. Однако разброс электрофизических параметров, свойственный CdZnTe [10], приводит к необходимости более тщательного изучения влияния захвата заряда на характер зависимости  $\Delta q(E_i)$  в области энергий 60...1000 кэВ.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследовалась группа планарных CdZnTe детекторов (табл. 1), изготовленных из разных слитков, которые выращивались методом Бриджмена при высоком давлении инертного газа [11, с. 177]. Производство подвижности на время жизни электронов и дырок  $(\mu\tau)_{e,h}$  было определено в процессе отбора для каждого детектора измерениями эффективности собирания заряда (CCE) для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 59,5$  кэВ и чувствительности для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 662$  кэВ по методике, описанной в [12]. Выбор толщины детекторов  $\sim 3$  мм обусловлен тем, что при использовании в дозиметрах эти детекторы должны обеспечивать приемлемую чувствительность регистрации  $\gamma$ -излучения с энергией в диапазоне 1...3 МэВ.

Для каждого детектора измерялись амплитудные распределения от источников <sup>241</sup>Am, <sup>137</sup>Cs и <sup>152</sup>Eu из набора образцовых источников  $\gamma$ -излучения ОСГИ. Для измерений использовался спектрометрический тракт, в состав которого входили: усилитель Canberra AFT 2025 с источником питания Canberra 3106D и спектрометрический аналогово-цифровой преобразователь (САЦП) 4К-САЦП-USB. Характеристики измерительного тракта приведены в табл. 2.

Таблица 1. Характеристики CdZnTe детекторов.

Обозначение	Размеры, мм	Удельное сопротивление, Ом×см	$(\mu\tau)_e$ , см <sup>2</sup> /В	$(\mu\tau)_h$ , см <sup>2</sup> /В	$(\mu\tau)_e/(\mu\tau)_h$
№ 3	5,7×5,8×3,3	$3,0 \times 10^{10}$	$2,1 \times 10^{-4}$	$1,5 \times 10^{-5}$	14
№ 4	5×5×3	$2,5 \times 10^{10}$	$1,1 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-5}$	11
№ 6	5×5×3	$9,2 \times 10^9$	$1,4 \times 10^{-4}$	$1,8 \times 10^{-5}$	7,8

Таблица 2. Параметры измерительного тракта.

Параметр	Значение
Ток утечки детектора (темновой ток), нА	$\leq 3$
Чувствительность предусилителя, мВ/фКл	0,7
Время формирования импульса, мкс	1
Цена канала САЦП, мВ/канал	1,0
Эквивалентный шумовой заряд $(\sigma_{\text{enc}}/q_0)$ , e <sup>-</sup>	250

Калибровка измерительного тракта в единицах заряда выполнена при помощи кремниевого фотодиода, обладающего практически 100%-й эффективностью собирания заряда. Для получения зависимости количества заряда от номера канала САЦП (рис. 1) использованы линии 13,9 и 17,6 кэВ (LX-излучение <sup>237</sup>Np) и 59,5 кэВ источника излучения <sup>241</sup>Am (рис. 2а), а также мультиплет 32 кэВ (КХ-излучение <sup>138</sup>Ba) источника излучения <sup>137</sup>Cs (рис. 2б). Для удобства расчетов заряд на рис. 1 измеряется в количестве электронно-дырочных пар (e<sup>-</sup>-h<sup>+</sup>), то есть  $q_0$  выбран равным 1.

Наклон прямой на рис. 1 определяет цену канала САЦП:  $q_{\text{adc}} = 18,6 \pm 0,1$  e<sup>-</sup>/канал. Точка пересечения прямой с осью X задает номер канала  $N_0$ , соответствующий нулевой амплитуде собранного заряда в пределе  $E_\gamma \rightarrow 0$ . Для используемого измерительного тракта  $N_0 = 4,5 \pm 1,3$ .

Как видно из рис. 2а, у кремниевого фотодиода эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов с энергией  $\geq 60$  кэВ низкая, поэтому линии излучения с большей энергией использовать для калибровки затруднительно. Но полученных экспериментальных данных достаточно для хорошей подгонки по методу наименьших квадратов (рис. 1).

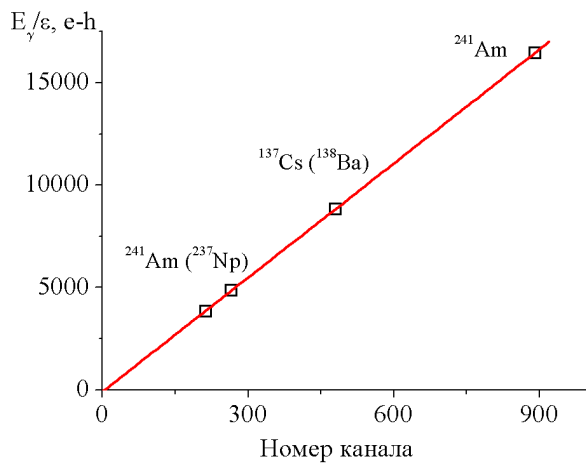


Рис. 1. Зависимость количества измеренного заряда от номера канала САЦП. Точки – эксперимент, линия – подгонка по методу наименьших квадратов.

результатами [13] в спектрах источников <sup>152</sup>Eu (рис. 4) и <sup>137</sup>Cs (рис. 5) проявляются хорошо различимые фотопики в области  $E_\gamma > 200$  кэВ. Аналогичные амплитудные распределения получены также для остальных детекторов и при различных напряжениях смещения. Обработка всех полученных спектров и расчет параметров фотопиков (центр, площадь, ПШПВ) выполнены при помощи программы разделения и анализа пиков PeakFit [14].

При использовании метода наименьших квадратов коэффициент детерминации (КД)  $R^2$  характеризует применимость данной функциональной зависимости (модели) для описания связи между экспериментально измеренными величинами. В случае данных, приводимых на рис. 1, – это линейная зависимость между номером канала САЦП и количеством созданного заряда. Чем ближе  $R^2$  к 1, тем точнее экспериментальные вариации заряда описываются параметрами модельной зависимости. Для данных рис. 1 рассчитанное значение  $R^2 = 0,999$ .

Спектры источников <sup>241</sup>Am, <sup>152</sup>Eu и <sup>137</sup>Cs, измеренные при помощи CdZnTe детектора № 3, на который подавалось напряжение смещения 100 В, представлены на рис. 3 – рис. 5. Низкая разрешающая способность детектора (более 10%) для всех измеренных фотопиков объясняется малой величиной  $(\mu\tau)_{e,h}$  (см. табл. 1). Тем не менее, поскольку соотношение  $(\mu\tau)_e/(\mu\tau)_h < 20$  (см. табл. 1), то в согласии с

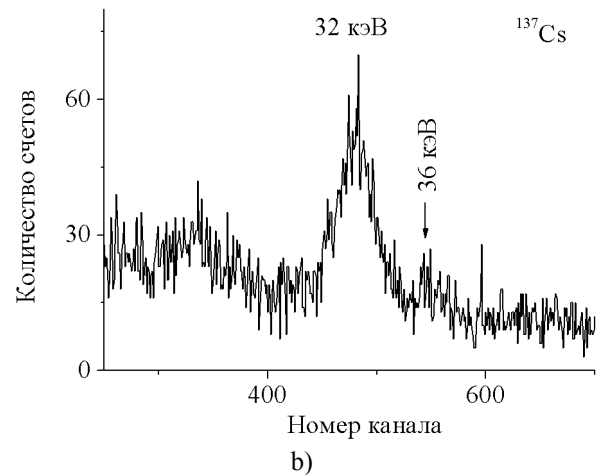
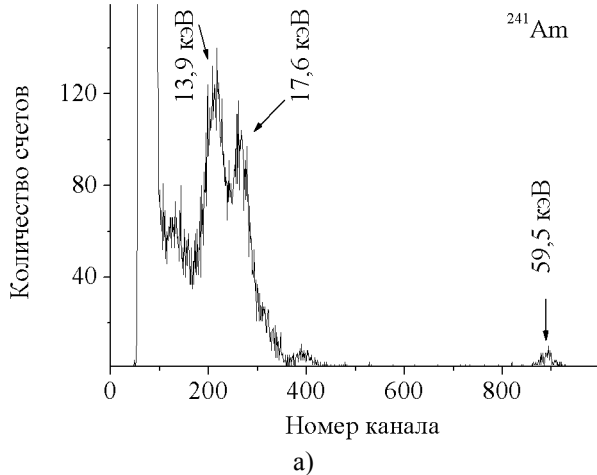


Рис. 2. Амплитудные распределения, полученные при помощи Si фотодиода: а) источник <sup>241</sup>Am; б) источник <sup>137</sup>Cs.

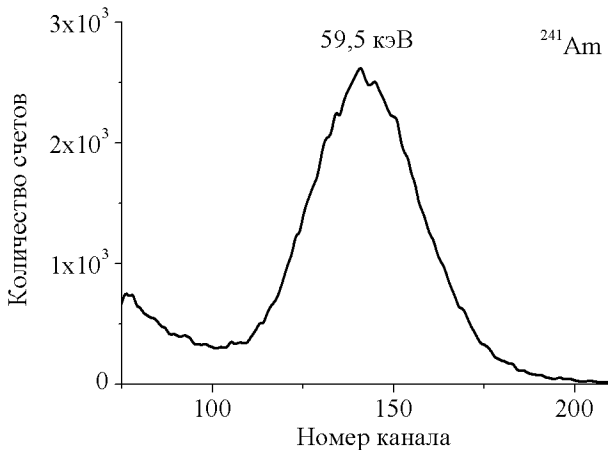


Рис. 3. Спектр от источника <sup>241</sup>Am, полученный CdZnTe детектором № 3.

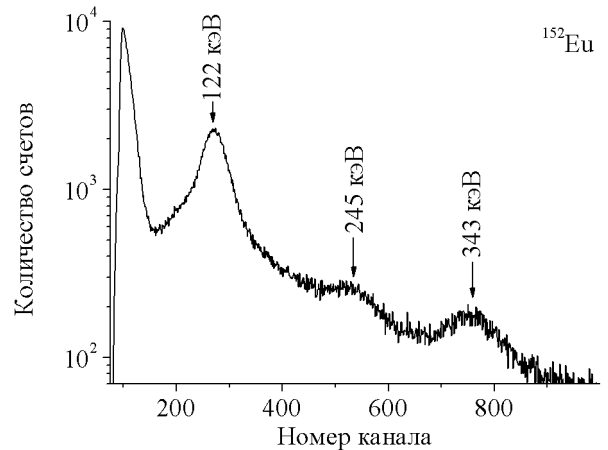


Рис. 4. Спектр от источника <sup>152</sup>Eu, полученный CdZnTe детектором № 3.

Полученные значения ПШПВ использованы при построении зависимости  $(\Delta q)^2$  от энергии фотопика для каждого детектора при разных напряжениях смещения  $U_{см}$ . Пример такой зависимости для детектора № 3

показан на рис. 6. Как и на рис. 1 величина заряда выражена через количество электронно-дырочных пар. Формула 1 задает модельную функцию для подгонки методом наименьших квадратов экспериментальных данных, приводимых на рис. 6. По этой же формуле параметр  $b$  рассчитан для всех зависимостей  $(\Delta q)^2 = f(E_\gamma/w)$ , измеренных для исследованных детекторов (табл. 3). Аналогично подгонке данных, приведенных на рис. 1, для каждой подгоночной зависимости рассчитан коэффициент детерминации.

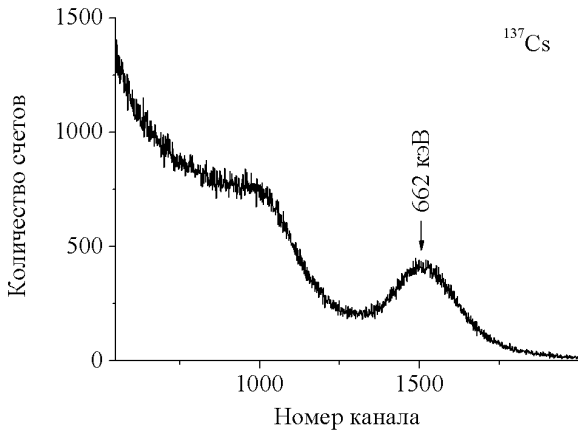


Рис. 5. Спектр от источника  $^{137}\text{Cs}$ , полученный CdZnTe детектором № 3.

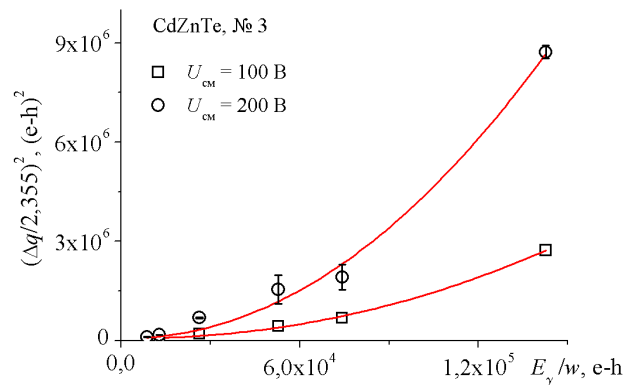


Рис. 6. Зависимость ПШПВ от энергии фотопика для CdZnTe детектора № 3.

**РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ**

Таблица 3. Параметры подгонки зависимости (1) ПШПВ от энергии фотопика.

№	$U_{см}, \text{В}$	$b$	КД
3	100	$2,1 \pm 0,09$	0,998
	200	$2,06 \pm 0,16$	0,992
4	200	$1,75 \pm 0,16$	0,99
	250	$1,83 \pm 0,11$	0,996
6	300	$2,03 \pm 0,17$	0,992
	300	$2,02 \pm 0,15$	0,993

Из данных табл.3 следует, что в диапазоне энергий  $E_\gamma > 60$  кэВ средние значения коэффициента  $b$  для исследованных детекторов отличается от 2 не более чем на 13%. Это отличие может быть объяснено большим разбросом погрешностей экспериментальных данных. Максимумы фотопиков с энергиями 245 и 344 кэВ от источника излучения  $^{152}\text{Eu}$  (см. рис. 4) незначительно превышают величину комптоновского фона, что сказывается на точности определения их полной ширины при помощи программы PeakFit (относительная ошибка находится в интервале 10...15%). Для хорошо выраженных пиков (59,5 кэВ  $^{241}\text{Am}$ ; 122 кэВ  $^{152}\text{Eu}$  и 662 кэВ  $^{137}\text{Cs}$ ) погрешность расчета ПШПВ составляет 0,5...1 %.

Отмеченные в [2] микронеоднородности распределения дефектов-ловушек по объему детектора в данном исследовании выделить невозможно, поскольку в области энергий  $E_\gamma > 200$  кэВ длина ослабления  $L_0$  уже превышает толщину CdZnTe детектора  $L$  (рис. 7). Процессы взаимодействия гамма-квантов с веществом детектора происходят с равной вероятностью по всей толщине и влияние микроскопических неравномерностей распределения дефектов на собирание заряда усредняется.

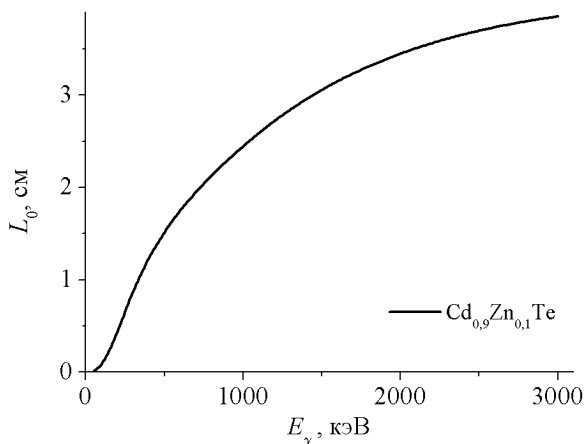


Рис. 7. Зависимость длины ослабления от  $E_\gamma$  для  $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ .

Таким образом, опираясь на результаты измерений, можно утверждать, что вклад флуктуаций потерь заряда в ПШПВ для  $E_\gamma > 60$  кэВ (третье слагаемое в формуле 1) прямо пропорционален величине среднего создаваемого заряда, то есть  $\sigma_{\text{trap}} \sim (G)^{0,5} \times E_i/w$ .

Исходя из данных [15, глава 3], величину  $\sqrt{G}$  можно сопоставить средним относительным потерям заряда. Для характеристики потерь можно ввести удельный коэффициент захвата в виде  $k_{e,h} = \sqrt{G}/\lambda_{e,h}$ , где

$\lambda_{e,h}$  – длины свободного пробега носителей (табл. 4). Определение фактора захвата  $G$  производится подгонкой экспериментальной зависимости ПШПВ от энергии  $\gamma$ -излучения

при помощи модельной функции (1) в предположении, что  $b = 2$ , а  $G$  – не зависит от  $E_i$ . Постоянство удельных коэффициентов  $k_{e,h}$  при изменении  $\lambda_{e,h}$  для каждого детектора позволяет предполагать равномерное распределение центров захвата по объему детекторов.

Величина  $k_h > 1$  свидетельствует о том, что захват дырок происходит преимущественно на расстоянии, не превышающем среднюю длину свободного пробега дырок  $\lambda_h$ . Это говорит о большой концентрации глубоких акцепторных уровней в запрещенной зоне исследованного материала детекторов. По известным данным такие уровни наиболее часто связаны с наличием в CdZnTe вакансий кадмия, а также комплексов вакансия кадмия–донорная примесь [1].

Таблица 4. Фактор захвата в зависимости (1) для случая  $b = 2$ .

№	$U_{cm}, B$	$\lambda_e, cm$	$\lambda_h, cm$	$G$	КД	$k_e = G^{0.5}/\lambda_e, cm^{-1}$	$k_h = G^{0.5}/\lambda_h, cm^{-1}$
3	100	0,064	0,0046	$(1,29 \pm 0,03) \times 10^{-4}$	0,997	0,18	2,50
	200	0,127	0,0091	$(4,22 \pm 0,14) \times 10^{-4}$	0,992	0,16	2,26
4	200	0,073	0,0067	$(8,4 \pm 0,4) \times 10^{-5}$	0,984	0,13	1,37
	250	0,092	0,0083	$(1,32 \pm 0,04) \times 10^{-4}$	0,993	0,13	1,38
	300	0,11	0,0100	$(2,11 \pm 0,07) \times 10^{-4}$	0,992	0,13	1,45
6	300	0,14	0,0180	$(3,08 \pm 0,01) \times 10^{-4}$	0,993	0,14	1,08

### ВЫВОДЫ

В работе показано, что в области энергий  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma > 60$  кэВ вклад захвата носителей заряда в ПШПВ CdZnTe детекторов прямо пропорционален среднему заряду, создаваемому при поглощении  $\gamma$ -кванта в веществе детектора. Зависимость ПШПВ( $E_\gamma$ ) позволяет определить удельные коэффициенты захвата электронов и дырок, которые можно использовать для характеристики качества материала детектора.

Рассчитанные величины коэффициентов удельного захвата электронов и дырок показывают, что причиной невысокой эффективности собирания заряда в исследованном материале является сильный захват дырок. Это свидетельствует о наличии в запрещенной зоне CdZnTe большого количества глубоких акцепторных уровней, которые способны захватывать неравновесные дырки. Анализ литературных данных дает основания полагать, что в исследованном материале эти уровни связаны с вакансиями кадмия и/или комплексами вакансия кадмия–донорная примесь.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Szeles Cs., Shan Y.Y., Lynn K.G., Moodenbaugh A.R. Trapping properties of cadmium vacancies in Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te // Physical Review B. – 1997. – Vol. 55, № 11. – P. 6945–6949.
2. Bolotnikov A.E., Camarda G.C., Wright G.W., James R.B. Factors limiting the performance of CdZnTe detectors // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 2005. – Vol. 52, № 3. – P. 589–598.
3. Захарченко А.А., Веревкин А.А., Кутний В.Е. и др. Моделирование функции отклика CdZnTe детекторов для дозиметрии гамма-излучения // Вісник харківського національного університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». – 2008. – № 832, вип. 4(40). – с. 71–76.
4. Kozorezov A.G., Wigmore J.K., Owens A. et al. Resolution degradation of semiconductor detectors due to carrier trapping // Nucl. Instr. & Meth. A. – 2005. – Vol. 546. – P. 209–212.
5. Devanathan R., Corrales L.R., Gao F., Weber W.J. Signal variance in gamma-ray detectors – A review // Nucl. Instr. & Meth. A. – 2006. – Vol. 565. – P. 637–649.
6. Radeka V. Low-noise techniques in detectors // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 1988. – Vol. 38. – P. 217–277.
7. Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis with Neutron Beams // ed. G. L. Molnar. – 2004, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht. – p. 81.
8. Owens A., Bavdaz M., Gostilo V. et al. The X-ray response of InP // Nucl. Instr. & Meth. A. – 2002. – Vol. 487. – P. 435–440.
9. Owens A., Bavdaz M., Andersson H. et al. The X-ray response of CdZnTe // Nucl. Instrum. & Meth. A. – 2002. – Vol. 484. – P. 242–250.
10. Sato G., Parsons A., Hullinger D. et al. Development of a spectral model based on charge transport for the Swift/BAT 32K CdZnTe detector array // Nucl. Instr. & Meth. A. – 2005. – Vol. 541. – P. 372–384.
11. Комарь В.К., Пузиков В.М. Монокристаллы группы А<sup>IV</sup>В<sup>VI</sup>. Выращивание, свойства, применение. – Харьков, Институт монокристаллов. 2002. – 244 с.
12. Захарченко А.А., Кутний В.Е., Наконечный Д.В. и др. Методы определения параметров переноса заряда в CdTe (CdZnTe) детекторах гамма-излучения // Вісник харківського національного університету. Серія фізична «Ядра, частинки, поля». – 2007. – № 784, вип. 4 (36). – С. 85–92.
13. Захарченко А.А., Давыдов Л.Н., Кутний В.Е. и др. Влияние транспортных свойств на спектрометрические характеристики CdTe и CdZnTe детекторов гамма-излучения // Тезисы XXI международного семинара по ускорителям заряженных частиц 6–12 сентября 2009 г., Алушта, Крым. С. 137–138.
14. PeakFit v.4.12 [Электронный ресурс] / Режим доступа <http://www.hearne.com.au/products/peakfit/>
15. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике // Под ред. Ю.К. Акимова. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 344 с.

© Д.В. Наконечный, А.А. Захарченко, В.Е. Кутний, А.В. Рыбка, М.А. Хажмурадов, 2010