

Влияние концентрации нескомпенсированных примесей на свойства детекторов рентгеновского и γ -излучения на основе CdTe

© Л.А. Косяченко[¶], В.М. Склярчук, С.В. Мельничук, О.Л. Маслянчук, Е.В. Грушко, О.В. Склярчук

Черновицкий национальный университет,
58012 Черновцы, Украина

(Получена 4 августа 2011 г. Принята к печати 15 августа 2011 г.)

Из измерений спектров излучения изотопа ^{55}Fe и фоточувствительности CdTe-детекторов с диодом Шоттки, а также из температурной зависимости удельного сопротивления кристалла CdTe $((2-3) \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К) найдена концентрация нескомпенсированных доноров $(1-3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Аналогичные измерения, проведенные на кристаллах $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ с удельным сопротивлением $(3-5) \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 300 К, показали, что концентрация нескомпенсированных доноров в этом случае примерно на 4 порядка ниже. Результаты расчетов показывают, что из-за столь значительного уменьшения концентрации нескомпенсированных доноров эффективность детектирования рентгеновского и γ -излучения в интервале энергий фотонов от 59 до 662 кэВ может уменьшиться на 1–3 порядка (в зависимости от энергии фотонов и времени жизни носителей заряда в области пространственного заряда). Полученные результаты объясняют наблюдаемые неудовлетворительные детектирующие свойства $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ -детекторов.

1. Введение

Как известно, высокое удельное сопротивление и большое время жизни носителей заряда являются обязательным условием эффективной работы детекторов рентгеновского и γ -излучения (далее X/ γ -излучения) на основе CdTe и CdZnTe. Большое время жизни необходимо для эффективного собирания фотогенерированных носителей заряда под действием электрического поля, созданного приложенным к детектору напряжением. Для того чтобы поле было достаточно сильным, приложенное напряжение должно быть высоким. Это, разумеется, не должно сопровождаться значительным темновым током детектора, что может быть обусловлено малым удельным сопротивлением используемого материала. Последнее требование лучше выполняется при понижении рабочей температуры детектора, для чего используется термоэлектрическое охлаждение [1]. Другим способом понижения темнового тока детектора является использование в качестве одного из электрических контактов к кристаллу контакта Шоттки, что в случае CdTe-детекторов успешно применяется с начала 2000-х годов [2]. При прочих равных условиях детектирующие характеристики кристаллов CdTe с контактами Шоттки значительно превосходят параметры детекторов с омическими контактами.

Расширение запрещенной зоны при переходе от CdTe к CdZnTe (с содержанием цинка 10–20%) приводит к заметному увеличению удельного сопротивления материала и, следовательно, к понижению темнового тока детектора, а использование контакта Шоттки дает еще больший эффект. Однако CdZnTe-детектор даже с диодом Шоттки по эффективности детектирования часто значительно уступает CdTe-детектору с более низким удельным сопротивлением и примерно таким же временем жизни носителей заряда. Из этого следует, что

на эффективность CdZnTe-детектора оказывают влияние какие-то другие параметры материала.

Сразу же возникает предположение, что таким параметром является ширина области пространственного заряда (ОПЗ) диода Шоттки, которая в компенсированном полупроводнике может быть значительной. Ведь в кристалле с контактом Шоттки именно ОПЗ является активной областью детектора, а ширина ОПЗ, естественно, — его важнейшим параметром. Если даже контакт Шоттки не создается преднамеренно, изгибы зон, как известно, у поверхности полуизолирующего кристалла CdTe или CdZnTe, а значит, ОПЗ вблизи контакта, неизбежно возникают. Существенное воздействие на свойства детектора оказывают слои объемного заряда, прилегающие к „омическим“ контактам, хотя бы потому, что это приводит к изменению механизма переноса заряда и времени жизни носителей заряда.

С целью повышения удельного сопротивления кристаллы CdTe и CdZnTe при выращивании обычно легируются донорными примесями Cl или In. Как известно, легирование элементами III и VII групп Периодической системы (чаще всего до концентрации $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$) сопровождается самокомпенсацией, когда донор образует комплекс (ассоциат) с вакансией акцепторного типа, что широко используется для создания полуизолирующего материала [3–6].

В настоящей работе мы используем модель, в которой положение уровня Ферми в запрещенной зоне, обеспечивающее почти собственную электропроводность кристаллов CdTe и CdZnTe, в обоих случаях определяется энергией ионизации и степенью компенсации донорной примеси, входящей в примесный комплекс (ассоциат). Ширина ОПЗ диода Шоттки на основе такого полупроводника определяется формулой

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\varphi_0 - qV)}{q^2(N_d - N_a)}}, \quad (1)$$

где ϵ_0 и ϵ — электрическая постоянная и диэлектрическая проницаемость, φ_0 — высота потенциального

[¶] E-mail: lakos@chv.ukrpact.net

барьера, q — заряд электрона, V — приложенное напряжение, N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов в полупроводнике, которые могут варьироваться в пределах многих порядков. Из этого следует, что наряду с удельным сопротивлением и временем жизни носителей заряда концентрация нескомпенсированных примесей является важнейшим параметром полупроводника, используемого для изготовления детекторов.

В диоде Шоттки на основе полуизолирующих полупроводников CdTe и CdZnTe ширину ОПЗ, а значит, концентрацию нескомпенсированных примесей, определить традиционными электрическими способами затруднительно из-за присутствия высокоомной нейтральной области кристалла. Однако важную информацию о ширине ОПЗ можно получить, исследуя спектральное распределение эффективности детектирования X/γ -излучения и фоточувствительности диода Шоттки. Степень компенсации материала можно также определить, анализируя поведение уровня Ферми при изменении температуры. Приведенные далее результаты таких исследований показывают, что концентрация нескомпенсированных примесей оказывает большое влияние на детектирующие свойства CdTe- и CdZnTe-детекторов. Следует отметить, что этот вопрос обычно не обсуждается и даже не затрагивается в литературе.

2. Образцы

Для изготовления детекторов использовались кристаллы CdTe производства Acrorad Co., Ltd. и кристаллы CdZnTe, выращенные в Materials Research Center at the Albert Ludwigs University, Freiburg, Germany. Ширина запрещенной зоны E_g CdTe, найденная из оптических измерений, составляла 1.47–1.48 эВ при комнатных температурах (290–300 К), а в случае CdZnTe $E_g = 1.53$ эВ, что соответствует содержанию цинка, близкому к 0.1. Удельное сопротивление CdTe и $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ при комнатных температурах составляло $(2-3) \cdot 10^9$ и $(3-5) \cdot 10^{10}$ Ом·см соответственно. Время жизни носителей заряда, найденное из кривых релаксации фототока, возбуждаемого лазерным AlGaAs-диодом, было $(2-3) \cdot 10^{-6}$ и $(3-5) \cdot 10^{-6}$ с соответственно. По этим параметрам $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ -детектор превосходит CdTe-детектор. Однако, в отличие от CdTe-детектора, детектирующие характеристики используемого для исследований $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ -детектора были настолько низкими, что спектры излучения изотопов ^{137}Cs (662 кэВ), ^{133}Ba (356 кэВ), ^{57}Co (122 кэВ), ^{241}Am (59 кэВ), ^{55}Fe (5.9 кэВ) на фоне электрического шума практически не регистрировались.

3. Определение концентрации нескомпенсированных примесей в CdTe из спектров γ -излучения

В высокоэнергетической области спектра, где коэффициент поглощения γ -излучения (α_γ) низок, возбуждение

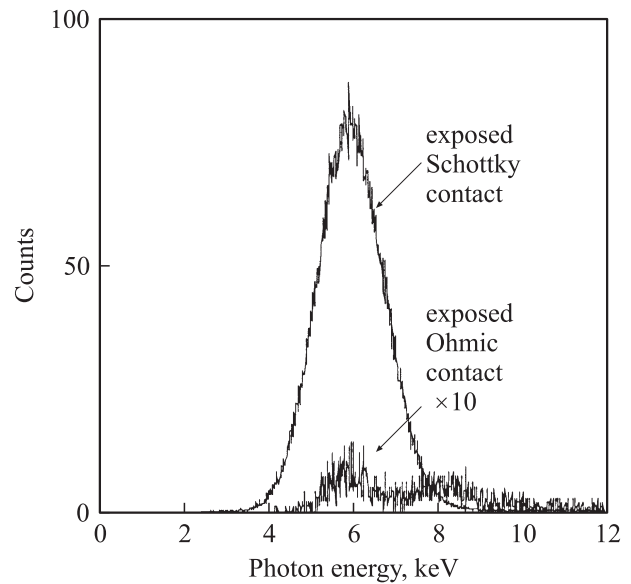


Рис. 1. Спектры излучения изотопа ^{55}Fe , измеренные CdTe-детектором с контактом Шоттки при облучении с различных сторон.

происходит практически равномерно по всему объему кристалла и эффективность детектирования кристалла с контактом Шоттки не зависит от того, с какой стороны облучается детектор, — со стороны контакта Шоттки или со стороны омического контакта. Это подтверждается экспериментально. Если CdTe-детектор с контактом Шоттки облучать изотопом ^{137}Cs , высота пика при энергии фотонов 662 кэВ ($\alpha_\gamma \approx 0.1 \text{ см}^{-1}$) практически одинакова при облучении с обеих сторон образца. При использовании изотопа ^{241}Am ($\alpha_\gamma \approx 50 \text{ см}^{-1}$) высота пика при облучении со стороны контакта Шоттки несколько выше по сравнению с облучением со стороны омического контакта, а при использовании изотопа ^{55}Fe ($\alpha_\gamma \approx 4000 \text{ см}^{-1}$) высота пика при облучении со стороны контакта Шоттки уже на 2 порядка выше по сравнению с облучением со стороны омического контакта, как это показано на рис. 1. Это объясняется тем, что при $\alpha_\gamma \approx 4000 \text{ см}^{-1}$ эффективная глубина проникновения излучения меньше 1 мкм, поэтому при облучении со стороны омического контакта значительная часть электронов, возникших при поглощении γ -кванта, диффундируя, не достигают ОПЗ. Очевидно, что при этом высота пика существенно зависит от ширины ОПЗ, а значит, от концентрации нескомпенсированных примесей в полупроводнике, в данном случае доноров, $N_d - N_a$, что и можно использовать для определения величины $N_d - N_a$.

Электрический сигнал в цепи детектора зависит прежде всего от скорости генерации электронно-дырочных пар, для которой при облучении со стороны контакта Шоттки фотонами с коэффициентом поглощения α_γ в пересчете на один падающий фотон можно записать (координата x отсчитывается от передней поверхности детектора)

$$G_\gamma = \alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma x). \quad (2)$$

В исследуемых диодах Шоттки на основе *p*-CdTe ширина ОПЗ достаточно широкая (может быть даже сравнимой с толщиной кристалла), поэтому необходимо обязательно учитывать рекомбинационные потери в ОПЗ, тем более что при поглощении фотона с энергией 5.9 кэВ дырки (носители с низкой подвижностью) проходят практически всю ОПЗ. Рекомбинационные потери учитываются формулой Гехта, описывающей координатную зависимость эффективности собирания носителей заряда [7],

$$\eta_H(x) = \frac{\lambda_e}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\lambda_e}\right) \right] + \frac{\lambda_h}{W} \left[1 - \exp\left(-\frac{W-x}{\lambda_h}\right) \right], \quad (3)$$

где λ_e и λ_h — средние длины дрейфа электронов и дырок,

$$\lambda_e = \tau_e \mu_e E, \quad (4)$$

$$\lambda_h = \tau_h \mu_h E. \quad (5)$$

В выражениях (4) и (5) E — напряженность электрического поля в ОПЗ, μ_e и μ_h — подвижности электронов и дырок соответственно, τ_e и τ_h — времена жизни.

Электрическое поле в диоде Шоттки неоднородно, но убывает линейно при удалении от поверхности. Последнее упрощает расчеты, поскольку при перемещении электрона из точки x в точку $x = 0$ и дырки из точки x в точку $x = W$ изменяющуюся напряженность поля E можно заменить средними значениями на этих участках [8]:

$$E_e = \frac{(\varphi_0 - qV)}{qW} \left(2 - \frac{x}{W} \right), \quad (6)$$

$$E_h = \frac{(\varphi_0 - qV)}{qW} \left(1 - \frac{x}{W} \right). \quad (7)$$

С учетом изложенного можно записать выражение для дрейфовой составляющей эффективности детектирования в диоде Шоттки на основе CdTe:

$$\eta_{\text{drift}} = \int_0^W \eta_H(x) \alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma x) dx. \quad (8)$$

Диффузионная составляющая эффективности детектирования может быть найдена заменой $\eta_H(x)$ в уравнении (8) значением эффективности собирания при $x = W$ и интегрированием по x от W до $W + L_n$, где L_n — диффузионная длина электронов:

$$\eta_{\text{dif}} = \int_W^{W+L_n} \eta_H(W) \alpha_\gamma \exp(-\alpha_\gamma x) dx. \quad (9)$$

Эффективность детектирования диода Шоттки η_{sch} является суммой дрейфовой (8) и диффузионной (9) компонент:

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

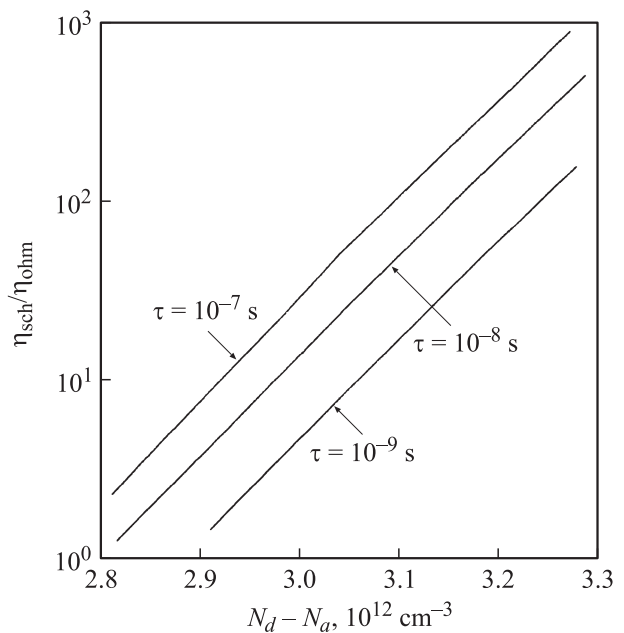


Рис. 2. Отношение эффективностей детектирования фотонов с энергией 5.9 кэВ при облучении CdTe-детектора со стороны контакта Шоттки, η_{sch} , и со стороны омического контакта, η_{ohm} .

До сих пор рассматривалось облучение CdTe-детектора со стороны контакта Шоттки, в связи с чем введено обозначение η_{sch} . Для нахождения эффективности детектирования при облучении со стороны омического контакта, η_{ohm} , экспоненту $\exp(-\alpha_\gamma x)$ в выражениях (8) и (9) нужно заменить экспонентой $\exp[-\alpha_\gamma (d - x)]$, где d — толщина кристалла.

На рис. 2 приведены результаты расчета зависимости отношения $\eta_{\text{sch}}/\eta_{\text{ohm}}$ от концентрации нескомпенсированных доноров $N_d - N_e$ в интервале, перекрывающем наблюдаемое значение $\eta_{\text{sch}}/\eta_{\text{ohm}} = 100 - 120$ (рис. 1).

При расчете коэффициент поглощения принят равным $\alpha_\gamma = 4000 \text{ см}^{-1}$, высота барьера $\varphi_0 = 0.5 \text{ эВ}$, напряжение $V = -500 \text{ В}$, время жизни электронов в нейтральной части кристалла $\tau_n = 10^{-6} \text{ с}$, эффективное время жизни носителей заряда в ОПЗ $\tau_e = \tau_h = \tau = 10^{-9}, 10^{-8}$ и 10^{-7} с (кривые, рассчитанные при $\tau = 10^{-6}$ и 10^{-7} с , практически совпадают).

Из результатов, представленных на рис. 2, следует важный вывод: концентрации нескомпенсированных доноров $N_d - N_a$ в кристаллах CdTe, используемых для изготовления детекторов, составляют $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Этому соответствует ширина ОПЗ $W = 13 - 14 \text{ мкм}$ при $V = 0$ и $\sim 430 \text{ мкм}$ при $V = -500 \text{ В}$. В свете изложенного во Введении принципиально важно знать данные о концентрации нескомпенсированных доноров в кристаллах $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$, используемых для изготовления детекторов.

К сожалению, описанную выше методику нахождения концентрации нескомпенсированных примесей и ширины ОПЗ нельзя применить к кристаллам $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$,

поскольку детекторы на их основе нечувствительны к излучению изотопа ^{55}Fe . Данные о $N_d - N_a$, однако, можно получить из спектров fotocувствительности диодов обоих типов. Достоинство такой методики состоит в том, что нужная информация получается из сравнения спектров, т. е. из целой совокупности данных, а не одного значения $\eta_{\text{sch}}/\eta_{\text{ohm}}$, как при использовании методики с использованием изотопа ^{55}Fe .

4. Спектры fotocувствительности CdTe- и CdZnTe-диодов

Квантовый выход fotocувствительности диода, как и детектирования X/γ -квантов, тоже состоит из дрейфовой и диффузионной компонент. С учетом рекомбинации на передней поверхности дрейфовую компоненту эффективности диода Шоттки на основе $p\text{-CdTe}$ можно представить в виде [9]

$$\eta_{\text{drif}}^0 = \frac{1 + (S/D_n)\{\alpha + (2/W)[(\varphi_0 - qV)/kT]\}^{-1}}{1 + (S/D_n)\{(2/W)[(\varphi_0 - qV)/kT]\}^{-1}} - \exp(-\alpha W), \tag{11}$$

где S — скорость рекомбинации на передней поверхности кристалла, D_n — коэффициент диффузии электронов, α — коэффициент поглощения света.

Рекомбинационные потери в ОПЗ найдем, интегрируя по x от 0 до W произведение скорости генерации носителей заряда на $\eta_H(x)$:

$$\eta_{\text{col}} = \int_0^W \alpha \exp(-\alpha x) \eta_H(x) dx. \tag{12}$$

Выражение для диффузионной компоненты фотоэлектрической эффективности диода Шоттки на основе $p\text{-CdTe}$ имеет вид [10]

$$\eta_{\text{dif}}^0 = \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp(-\alpha W) \left\{ \alpha L_n - \frac{\frac{S_b L_n}{D_n} [\cosh(\frac{d-W}{L_n}) - \exp[-\alpha(d-W)]] + \sinh(\frac{d-W}{L_n}) + \alpha L_n \exp[-\alpha(d-W)]}{\frac{S_b L_n}{D_n} \sinh(\frac{d-W}{L_n}) + \cosh(\frac{d-W}{L_n})} \right\} \tag{13}$$

где S_b — скорость рекомбинации на задней поверхности кристалла. Рекомбинационные потери носителей заряда, достигших ОПЗ, найдем, умножив правую часть уравнения (12) на значение $\eta_H(x)$ в точке $x = W$, т. е. на $\eta_H(W)$.

Таким образом, выражение для фотоэлектрической эффективности диода Шоттки с учетом рекомбинационных потерь в ОПЗ имеет вид

$$\eta_{\text{ph}} = \eta_{\text{drif}}^0 \eta_{\text{col}} + \eta_{\text{dif}}^0 \eta_H(W). \tag{14}$$

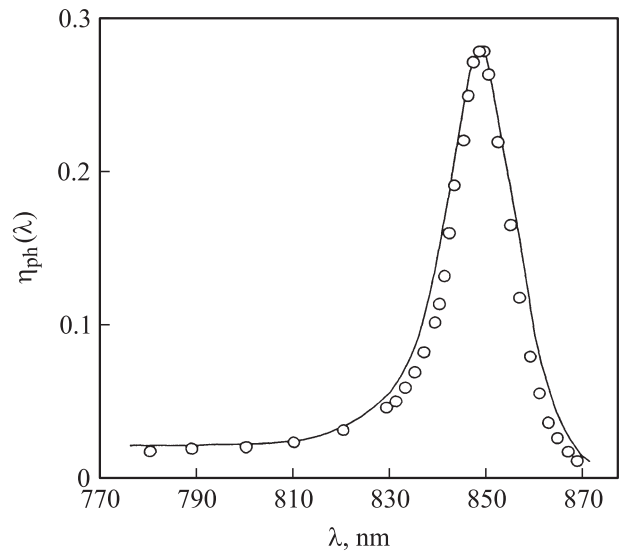


Рис. 3. Спектры fotocувствительности $p\text{-CdTe}$ детектора с диодом Шоттки: измеренный (точки) и рассчитанный по формулам (11)–(14) (сплошная линия).

Диоды Шоттки, изготовленные на полуизолирующих кристаллах CdTe , fotocувствительны только в области края собственного поглощения полупроводника. Более того, максимум fotocувствительности смещен относительно ширины запрещенной зоны полупроводника в сторону меньших энергий на 0.01–0.02 эВ. Это можно объяснить исходя из рассматриваемой модели происходящих процессов, причем при обязательном учете рекомбинационных потерь в уравнениях (12) и (14), т. е. множителей $\eta_H(x)$ и $\eta_H(W)$.¹

На рис. 3 сопоставляются результаты измерений спектра fotocувствительности одного из CdTe -детекторов (точки) и расчета по формуле (14) с использованием (11)–(13) (сплошная линия). Следует подчеркнуть, что спектральное положение максимума на расчетной кривой сильно зависит от концентрации нескомпенсированных доноров $N_d - N_a$. Наилучшему согласию соответствует значение $N_d - N_a$ в пределах $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и времена жизни электронов и дырок в ОПЗ $\tau_e = \tau_h$ в пределах $(0.3-1) \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Остальные параметры были такими же, как и при расчете зависимостей, представленных на рис. 2. Измерения и расчет фототока производились при нулевом смещении ($V = 0$).

Как видно из рис. 3, результаты расчета довольно хорошо согласуются с результатами измерений. Важным является то, что при варьировании концентрации нескомпенсированных доноров наилучшее согласие расчетной кривой с измеренным спектром для CdTe -детекторов достигнуто при $N_d - N_a = (1-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, т. е. близком к значению $3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, полученному из

¹ В случае $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ n -типа проводимости расчет fotocувствительности и эффективности детектирования диода Шоттки производится аналогично, с учетом того, что неосновными носителями являются дырки.

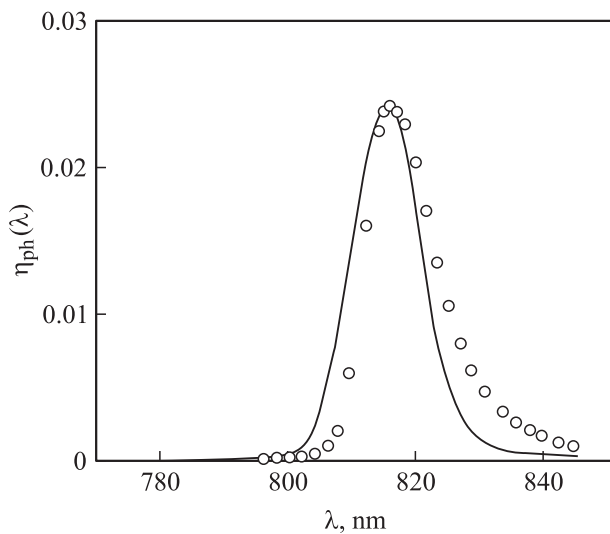


Рис. 4. Спектры фотоэффективности $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ -детектора с диодом Шоттки: измеренный (точки) и рассчитанный по формулам (11)–(14) (сплошная линия).

измерений эффективности детектирования излучения изотопа ^{55}Fe . Это подтверждает корректность обеих методик определения концентрации нескомпенсированных примесей в кристаллах CdTe .

На рис. 4 приведены измеренный (точки) и рассчитанный (сплошная линия) спектры фотоэффективности $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ диода Шоттки (расчеты показывают, что изменение подвижностей носителей заряда не может ощутимо изменить полученные результаты). Разумеется, в формулах (6) и (7) было учтено, что электроны, возникшие в диоде Шоттки на основе $n\text{-CdZnTe}$ в точке x , перемещаются от x до W , а дырки от x до 0. Для совпадения максимумов рассчитанной и измеренной кривых (при 812, а не при 846 нм, как в случае CdTe -диола, из-за различия ширины запрещенной зоны) концентрацию нескомпенсированных доноров $N_d - N_a$ пришлось выбрать равной $(1-5) \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, т.е. на 4 порядка меньшей! Согласие результатов расчета с экспериментом для $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ -диола достигается при несколько меньших временах жизни электронов и дырок в ОПЗ: $\tau_e = \tau_h \approx 10^{-9} \text{ с}$.

Результаты фотоэлектрических исследований, таким образом, выявляют значительное различие концентраций нескомпенсированных примесей в CdTe и кристаллах $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$, используемых для изготовления детекторов. Различие концентраций нескомпенсированных примесей на 4 порядка соответствует, согласно (1), различию ширины ОПЗ на 2 порядка. В случае $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ -диола ширина ОПЗ превосходит толщину кристалла (0,5–1 мм) даже при нулевом смещении. Картина происходящих процессов в этом случае качественно отличается от наблюдаемой в CdTe -диоде, где ширина ОПЗ составляет 10–20 мкм при нулевом смещении. В связи с этим интересно исследовать зависимость эффективности

детектирования в диоде Шоттки на основе полупроводников n - и p -типа проводимости ($n\text{-Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ и $p\text{-CdTe}$) в зависимости от концентрации нескомпенсированных примесей.

5. Зависимость эффективности детектирования от концентрации нескомпенсированных примесей

Для нахождения эффективности детектирования воспользуемся формулами (8)–(10) для η_{sch} , внося соответствующие изменения в (6) и (7) при рассмотрении диода на основе $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$. Расчет проведем при приложенном к диоду напряжении $V = -100 \text{ В}$, так чтобы ширина ОПЗ не превышала нескольких миллиметров даже при самых малых концентрациях нескомпенсированных примесей. Рассмотрим зависимость η_{sch} от концентрации нескомпенсированных примесей для излучения двух изотопов — ^{137}Cs и ^{241}Am , с энергиями фотонов $h\nu = 662$ и 59 кэВ соответственно. Этому соответствуют коэффициенты поглощения 4000 и $0,1 \text{ см}^{-1}$, когда условия генерации электронно-дырочных пар качественно отличаются (возбуждение вблизи фронтальной поверхности или однородно по всему кристаллу соответственно).

На рис. 5 приведены результаты расчета эффективности детектирования в кристаллах CdTe n - и p -типа проводимости с диодом Шоттки. Может возникнуть вопрос, почему расчет проводился при $\tau_e = \tau_h = 10^{-9} - 10^{-6} \text{ с}$, хотя во Введении было указано, что времена жизни носителей в кристаллах как CdTe , так и $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ составляют несколько микросекунд. Дело в том, что в ОПЗ из-за других условий заполнения энергетических уровней в запрещенной зоне время жизни носителей заряда может быть значительно меньшим по сравнению с нейтральной частью кристалла. Это подтверждается данными рис. 6, где приведены кривые спада во времени t фототока I_{ph} , возбуждаемого AlGaAs -лазером, в кристалле CdTe с омическими контактами (а) и с контактом Шоттки (б). Как видно, в первом случае постоянная времени равна $\tau = 5,5 \text{ мкс}$, а во втором случае проявляются два значительно меньших времени жизни — 22 и 85 нс, т.е. по порядку величины $10^{-7} - 10^{-8} \text{ с}$.

Как видно из рис. 5, во всех случаях по мере расширения ОПЗ начиная с высоких концентраций нескомпенсированных примесей (10^{16} см^{-3}) эффективность детектирования довольно быстро возрастает. При этом возрастают также рекомбинационные потери в ОПЗ, которые в конце концов становятся настолько значительными, что при дальнейшем увеличении $N_d - N_a$ эффективность детектирования убывает. Максимум на кривых наблюдается тем раньше, чем меньше время жизни носителей заряда, но во всех случаях приходится на интервал концентраций нескомпенсированных примесей $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, найденная концентрация нескомпенсированных доноров 10^{12} см^{-3}

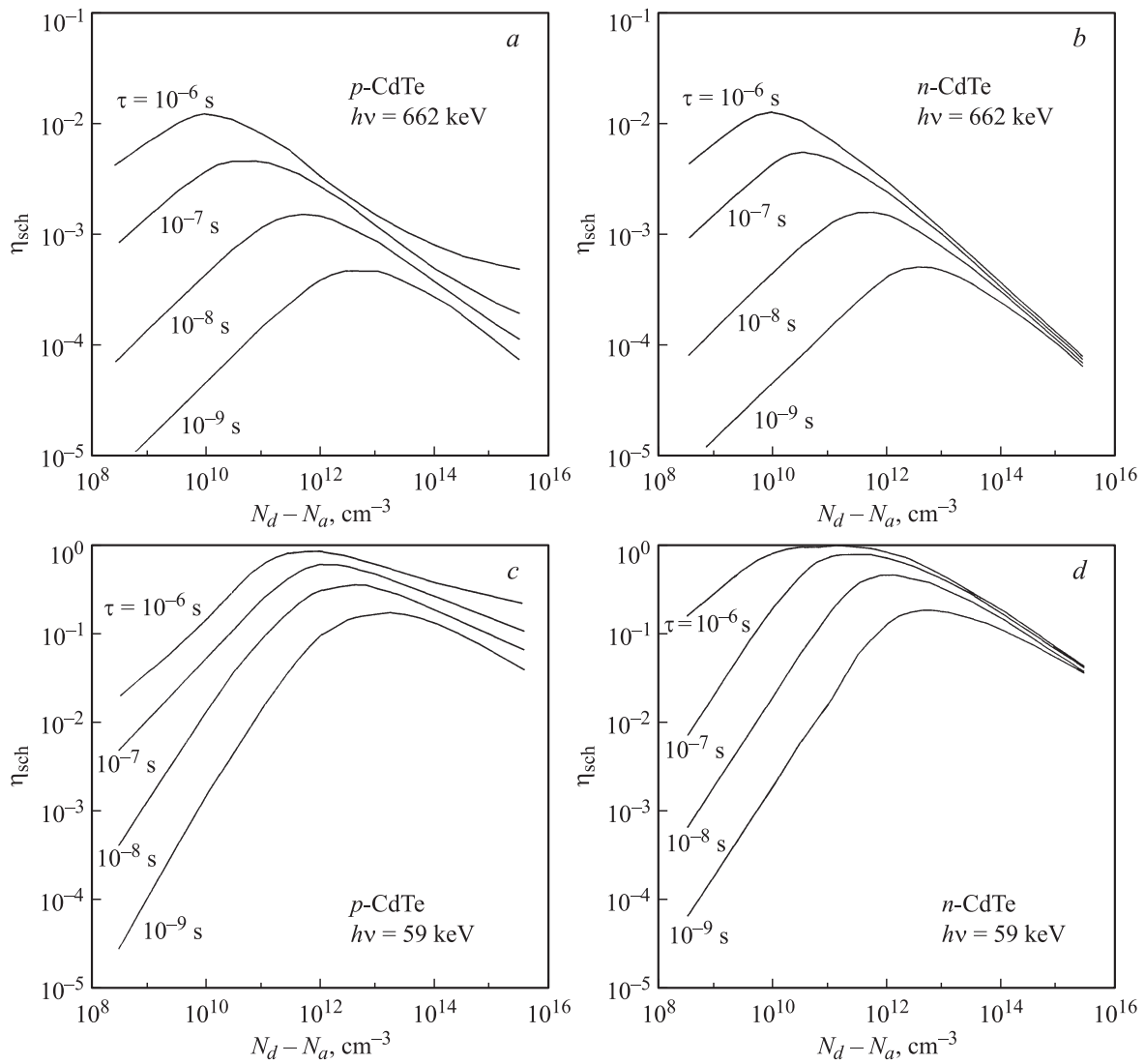


Рис. 5. Эффективность детектирования фотонов с энергиями 662 (a, b), 59кэВ (c, d) кристаллов $p\text{-CdTe}$ и $n\text{-CdTe}$ с контактом Шоттки в зависимости от концентрации нескомпенсированных доноров $N_d - N_a$, рассчитанная при различных временах жизни носителей заряда τ в ОПЗ.

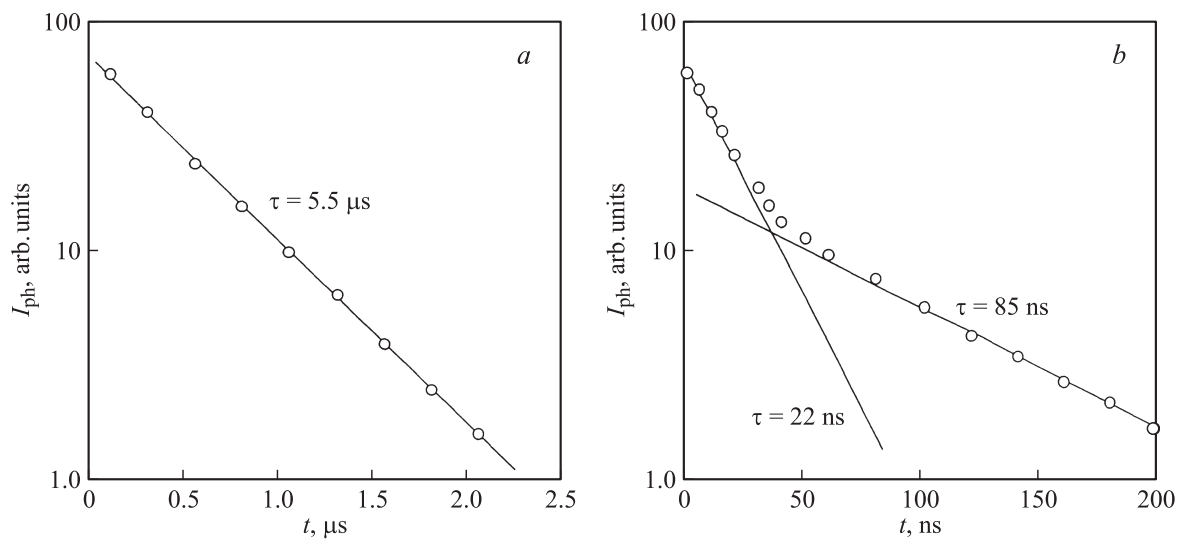


Рис. 6. Спад фототока, возбуждаемого прямоугольными импульсами AlGaAs-лазера, в кристалле CdTe с омическими контактами (a) и с контактами Шоттки (b).

в кристаллах CdTe производства AcroRad Co., Ltd. близка к оптимальному значению, чего нельзя сказать о кристаллах $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$. Ведь при концентрации нескомпенсированных доноров $10^8\text{--}10^9\text{ см}^{-3}$ эффективность детектирования фотонов с энергией 662 эВ более чем на порядок, а для энергии фотонов 59 эВ примерно на 2 порядка ниже максимально возможного значения.

6. Заключение

Приведенные выше результаты исследований приводят к выводу о существенном различии концентраций нескомпенсированных примесей в кристаллах CdTe и $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$, которые используются при изготовлении детекторов X/ γ -излучения. В кристаллах CdTe концентрация нескомпенсированных примесей составляет $\sim (1\text{--}3) \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$, а в $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ — $(1\text{--}5) \cdot 10^8\text{ см}^{-3}$, т.е. на 4 порядка ниже. Результаты расчетов эффективности детектирования X/ γ -излучения в широком интервале энергий фотонов (59 и 662 кэВ) с учетом рекомбинационных потерь в ОПЗ показывают, что концентрация нескомпенсированных примесей в кристаллах CdTe производства AcroRad Co., Ltd. близка к оптимальной, в то время как в кристаллах $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ слишком низка, что уменьшает эффективность детектирования X/ γ -излучения на 1–2 порядка. Представляется, что именно низкая концентрация нескомпенсированных доноров является причиной неудовлетворительной работы $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ -детекторов при вполне приемлемых удельном сопротивлении ($> 10^9\text{ Ом}\cdot\text{см}$) и времени жизни носителей заряда ($> 10^{-6}\text{ с}$). Полученные результаты измерений и расчетов показывают, что концентрацию нескомпенсированных примесей в интервале $10^{11}\text{--}10^{13}\text{ см}^{-3}$ можно считать еще одним обязательным условием эффективной работы детекторов рентгеновского и γ -излучения на основе CdTe и $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$.

Исследования были проведены в ходе выполнения проекта COCAE SEC-218000 Седьмой рамочной программы Европейской Комиссии.

Авторы благодарят Т. Aoki и М. Fiederle за предоставленные для исследования образцы кристаллов CdTe и $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$, а также С.Р. Lambropoulos, D. Loukas и О.Ф. Склярчук за помощь в проведении исследований.

Список литературы

- [1] R.H. Redus, A.C. Huber, J.A. Pantazis. Nucl. Instrum. Meth. A, **458**, 214 (2001).
- [2] T. Takahashi, S. Watanabe. IEEE Trans. Nucl. Sci. **48** (4), 950 (2001).
- [3] G. Mandel. Phys. Rev., **134**, A1073 (1964).
- [4] F.F. Morehead, G. Mandel. Phys. Rev., **137**, A924 (1965).
- [5] W. Stadler, D.M. Hofmann, H.C. Alt, T. Muschik, B.K. Meyer, E. Weigel, G. Müller-Vogt, M. Salk, E. Rupp, K.W. Benz. Phys. Rev. B, **51**, 10 619 (1995).

- [6] S. Lany, H. Wolf, Th. Wichert. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **763**, B1.3.1 (2003).
- [7] Y. Eizen. Nucl. Instrum. Meth. A, **322**, 596 (1992).
- [8] L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, V.A. Gnatyuk, C. Lambropoulos, I.M. Rarenko, V.M. Skhyarchuk, O.F. Sklyarchuk, Z.I. Zakharuk. Semicond. Sci. Technol., **23**, 075 024 (2008).
- [9] L.A. Kosyachenko, A.I. Savchuk, E.V. Grushko. Thin Sol. Films, **517**, 2386 (2009).
- [10] S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices, 2nd edn* (N.Y., Wiley-Interscience, 1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Effect of uncompensated impurity concentration on properties of CdTe-based X- and γ -ray detectors

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

Chernivtsi National University,
58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract From the emission spectra measurements of ^{55}Fe isotope and photosensitivity of CdTe-based detector with Schottky contact, as well as from the temperature dependence of resistivity of CdTe crystal ($(2\text{--}3) \cdot 10^9\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$ at 300 K) the concentration of uncompensated donors $(1\text{--}3) \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$ has been found. Similar measurements showed that the $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ crystals with resistivity $(3\text{--}5) \cdot 10^{10}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}$ at 300 K have the concentration of uncompensated donors about 4 orders of magnitude lower. The results of calculations show that for such a significant decrease of uncompensated donors concentration, the efficiency of X- and γ -ray detection in the range of photon energies from 59 to 662 keV may be reduced by 1–3 orders of magnitude (depending on the photon energy and the lifetime of charge carriers in the space charge region). The results obtained explain the observed unsatisfactory detection properties of $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$ γ -ray detectors.