

# Особенности переноса заряда в диодах Шоттки на основе полуизолирующего CdTe

© Л.А. Косяченко<sup>¶</sup>, Е.Л. Масляничук, В.М. Склярчук

Черновицкий национальный университет  
58012 Черновцы, Украина

(Получена 4 октября 2004 г. Принята к печати 10 ноября 2004 г.)

Исследованы электрические характеристики детекторов рентгеновского и  $\gamma$ -излучения на основе CdTe с диодами Шоттки. Экспериментальные данные получены на диодах Al/*p*-CdTe с удельным сопротивлением подложки в пределах от  $10^2$  до  $10^9$  Ом·см (300 К). Полученные результаты интерпретируются в рамках теории генерации–рекомбинации Саа–Нойса–Шокли с учетом особенностей диода Шоттки. Показано, что в случае использования полуизолирующего CdTe наблюдаемые значительные прямые токи обусловлены инжекцией электронов в подложку.

## 1. Введение

В течение десятилетий теллурид кадмия (CdTe) является важным материалом для полупроводниковых детекторов, широко применяемых в науке, технике, медицине и других областях. Благодаря большим по сравнению с кремнием атомным номерам (48/52 для CdTe и 14 для Si) спектральный диапазон CdTe-детекторов расширен в высокоэнергетическую область регистрируемых квантов, а более широкая запрещенная зона (1.5 эВ) обеспечивает работу без криогенного охлаждения. Однако разработчики CdTe-детекторов сталкиваются с целым рядом проблем, связанных с получением однородных полуизолирующих монокристаллов с близкой к собственной электропроводностью и большим временем жизни носителей.

Еще в 1960-е годы была доказана возможность создания на основе CdTe-поверхностно-барьерных детекторов  $\gamma$ -излучения спектрометрического типа, работающих при комнатной температуре [1]. Хотя впоследствии эта возможность неоднократно подтверждалась [2–4], эти работы потеряли свою злободневность после начала коммерческого выпуска детекторов на основе однородных монокристаллов CdTe, а затем  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  ( $x \approx 0.1$ ), с приемлемыми для практического использования характеристиками. При толщине монокристалла 1–5 мм спектральная характеристика такого детектора распространялась в область энергий  $\gamma$ -квантов до 1 МэВ и выше, в то время как в детекторах с поверхностно-барьерной структурой (диодом Шоттки) толщина активной области (обедненного слоя) не превышала 50–100 мкм, что существенно ограничивало его возможности [2–4]. Тем не менее в конце 1990-х гг. в серии публикаций Такагаши с соавт. [5–9] были представлены результаты, свидетельствующие о том, что это ограничение может быть преодолено благодаря исключительно малым темновым токам и благоприятным условиям собирания заряда в CdTe-диоде Шоттки. Открылась возможность производства CdTe-детекторов высокоэнергетических квантов (например, 662 кэВ и выше) с предельным энергетиче-

ским разрешением без специальной схемы обработки электрического сигнала в цепи детектора [10].

Несмотря на столь значительный технический успех, ряд физических вопросов относительно свойств диода Шоттки, изготовленного на полуизолирующем материале, остается невыясненным, в частности механизм обратного тока, низкие значения которого допускают высокие рабочие напряжения, а значит, высокую эффективность собирания заряда, природа наблюдаемых значительных прямых токов диода при столь высокоомной базе и др. Настоящая работа посвящена выяснению этих вопросов.

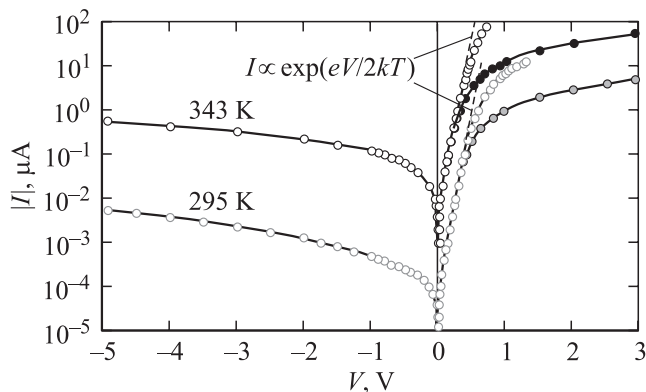
## 2. Результаты эксперимента

Для изготовления диодов использовались монокристаллические пластины CdTe *p*-типа проводимости с удельным сопротивлением  $\rho$  в пределах от  $10^2$  до  $10^9$  Ом·см (300 К). Пластины подвергались шлифовке и полировке с последующей обработкой  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7 + \text{HNO}_3 + \text{H}_2\text{O}$  в несколько этапов до получения однородной поверхности при наблюдении в микроскоп. Контакт Шоттки площадью 1–3 мм<sup>2</sup> создавался вакуумным ( $10^{-6}$  Торр) напылением Al толщиной 1 мкм при температуре подложки 150–200°С. Омические контакты были получены вакуумным напылением Ni.

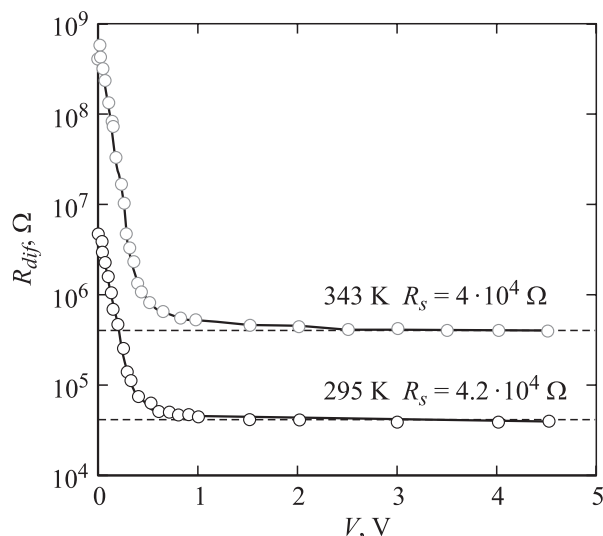
На рис. 1 приведена вольт-амперная характеристика одного из диодов, изготовленных на подложке с удельным сопротивлением  $2 \cdot 10^4$  Ом·см при комнатной температуре. Важным обстоятельством является то, что при обеих температурах (295 и 343 К) на прямой  $I$ – $V$ -характеристике в полулогарифмических координатах наблюдается протяженный участок, следующий зависимости, близкой к  $I \propto \exp(eV/2kT) - 1$ . При напряжениях, превышающих  $\sim 0.5$  В, однако, экспериментальные точки резко отклоняются в сторону больших напряжений.

Естественно предположить, что в области больших прямых токов часть приложенного напряжения падает на сопротивлении подложки  $R_s$ , величину которого можно найти из зависимости дифференциального сопротивления диода  $R_{dif}$  от напряжения (рис. 2). Как видно, при

<sup>¶</sup> E-mail: lakos@chv.ukrpack.net



**Рис. 1.** Вольт-амперные характеристики диода Al/p-CdTe при 295 и 343 К. Удельное сопротивление подложки  $2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 295 К.



**Рис. 2.** Дифференциальное сопротивление диода при 295 и 343 К. Значение  $R_{dif}$  в области насыщения соответствует сопротивлению подложки  $R_s$ .

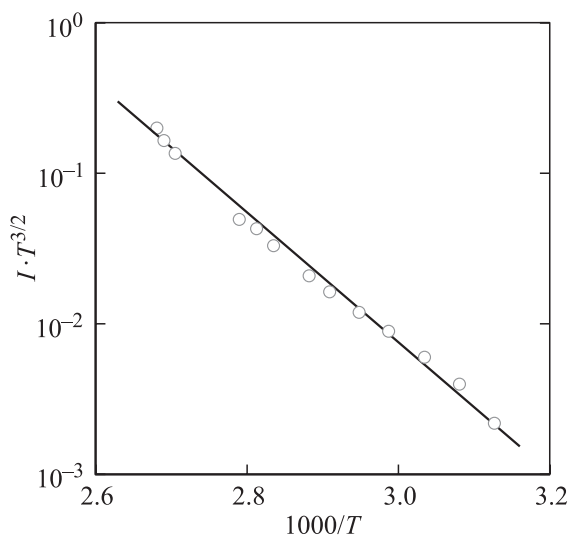
низких смещениях  $R_{dif}$  резко убывает, отражая экспоненциальное возрастание тока. Однако при  $V = 0.5-2 \text{ В}$  кривая  $R_{dif}(V)$  выходит на насыщение.

Наличие насыщения на кривой  $R_{dif}(V)$  означает, что напряжение на барьерной области диода практически перестает увеличиваться, и дальнейшее возрастание приложенного к образцу напряжения приводит только к увеличению падения напряжения на последовательно включенном *линейном* сопротивлении подложки. Другими словами, в этой области изменение тока  $\Delta I$  связано с изменением напряжения на подложке  $\Delta V$ , т.е. величина  $\Delta V/\Delta I$  (дифференциальное сопротивление при достаточно малых  $\Delta V$  и  $\Delta I$ ) равна сопротивлению подложки  $R_s$ . Найденное таким путем сопротивление  $R_s$  для представленного на рис. 1 диода составляет 0.42 и 0.04 МОм соответственно при 295 и 343 К. Если учесть падение напряжения на  $R_s$ , т.е. построить зависимости  $I$

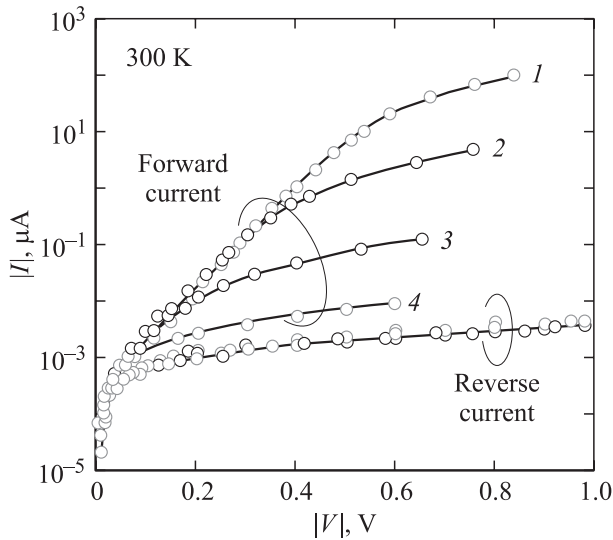
от  $V-IR_s$ , то прямые ветви вольт-амперной характеристики в области больших токов видоизменяются (незаполненные кружки на рис. 1). Все же с учетом падения напряжения на  $R_s$  точки в области больших токов не укладываются на экспоненциальные зависимости  $I \propto \exp(eV/2kT)$  (штриховые прямые). Объяснение этого, следовательно, нужно искать в особенностях самого механизма переноса в исследуемых диодах.

Еще одной характерной чертой исследуемых диодов является то, что обратный ток при низких смещениях *сублинейно* зависит от напряжения, а его величина при фиксированном напряжении пропорциональна концентрации собственных носителей в полупроводнике  $n_i = (N_c/N_v)^{1/2} \exp(-E_g/2kT)$  [15,16]. На рис. 3 показана такая зависимость в координатах  $I/T^{3/2}$  от  $1000/T$ . Наклон полученной прямой дает энергию 0.80 эВ, которая соответствует половине ширины запрещенной зоны CdTe при 0 К  $E_{g0} = E_g(T) + \gamma \cdot T = 1.46 + 4 \cdot 10^{-4} \cdot 300 = 1.58 \text{ эВ}$ .

Указанные закономерности  $I-V$  кривых характерны для диодов Al/p-CdTe, изготовленных на кристаллах с удельным сопротивлением, изменяющимся во всем используемом интервале ( $\rho = 10^2-10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ). Однако при увеличении удельного сопротивления подложки диапазон изменения напряжения, в котором прямой ток следует зависимости  $I \propto \exp(eV/2kT) - 1$ , сужается, так что при приближении  $\rho$  к  $10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  прямолинейный участок на зависимости  $\log I$  от  $V$  вообще не наблюдается, а выпрямляющие свойства диода практически исчезают. Форма *обратной* ветви  $I-V$ -характеристики при этом сохраняется, причем величина обратного тока при изменении  $\rho$  в диапазоне  $10^2-10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  изменяется в пределах только *одного порядка*. Можно предположить, что последнее связано с другими характеристиками материала, а не с его удельным сопротивлением. Если произвести нормирование обратного тока при фиксиро-



**Рис. 3.** Температурная зависимость обратного тока при фиксированном напряжении смещения 0.3 В (кружки). Прямая проведена под наклоном, соответствующим  $E_g/2 = 0.8 \text{ эВ}$  при 0 К.



**Рис. 4.** Нормированные при обратном смещении 0.3 В вольт-амперные характеристики диодов Al/p-CdTe, изготовленных на подложках с различным удельным сопротивлением ( $\text{Ом} \cdot \text{см}$ ): 1 —  $3 \cdot 10^2$ , 2 —  $2 \cdot 10^4$ , 3 —  $2 \cdot 10^7$ , 4 —  $2 \cdot 10^9$ .

ванном напряжении (например, 0.3 В), то „обобщенная“ вольт-амперная характеристика Al/p-CdTe диода выглядит так, как это показано на рис. 4.

Наличие зависимости  $I \propto \exp(eV/2kT)$  прямого тока и сублинейный ход обратного тока являются характерными признаками генерационно-рекомбинационного механизма переноса заряда в исследуемых диодах. Разработанная для p-n-перехода теория Саа-Нойса-Шокли, правда, не предполагает отклонение от экспоненциальной зависимости при больших прямых токах [11]. Однако учет специфики диода Шоттки, особенно меньшее по сравнению с p-n-переходом искривление зон в области барьера, позволяет объяснить эту особенность вольт-амперной характеристики диодов на основе низкоомных кристаллов  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.05-0.1$ ) как n-, так и p-типа проводимости [12,13]. Рассмотрим, как модель Саа-Нойса-Шокли описывает эволюцию вольт-амперной характеристики диода Шоттки при увеличении удельного сопротивления полупроводника от  $10^2-10^3$  до  $10^9-10^{10}$   $\text{Ом} \cdot \text{см}$ .

### 3. Теоретическое рассмотрение

В соответствии с теорией Саа-Нойса-Шокли ток через диод находится интегрированием скорости генерации-рекомбинации по всей области пространственного заряда [11]:

$$I_{g-r} = Ae \int_0^w \frac{n(x, V)p(x, V) - n_i^2}{\tau_{po}[n(x, V) + n_1] + \tau_{no}[p(x, V) + p_1]} dx, \quad (1)$$

где  $A$  — площадь диода,  $e$  — заряд электрона,  $n(x, V)$  и  $p(x, V)$  — концентрация носителей в зонах,  $\tau_{no}$

и  $\tau_{po}$  — времена жизни электронов и дырок в области пространственного заряда. Вещины  $n_1$  и  $p_1$  равны равновесным концентрациям электронов и дырок  $n_0$  и  $p_0$  при условии, что уровень Ферми совпадает с рассматриваемым уровнем, т.е.  $n_1 = N_c \exp(-E_t/kT)$  и  $p_1 = N_v \exp[-(E_g - E_t)/kT]$ , где  $N_c = 2(m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$  и  $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$  — эффективные плотности состояний соответственно в зоне проводимости и валентной зоне ( $m_n$  и  $m_p$  — эффективные массы электронов и дырок),  $E_t$  — энергетическое расстояние от потолка валентной зоны (рис. 5). В выбранной системе отсчета для концентрации электронов и дырок в точке  $x$  при напряжении  $V$  можно записать:

$$n(x, V) = N_c \exp\left[-\frac{\Delta\mu + \varphi(x, V)}{kT}\right], \quad (2)$$

$$p(x, V) = N_v \exp\left[-\frac{E_g - \Delta\mu - \varphi(x, V) - qV}{kT}\right], \quad (3)$$

где  $\Delta\mu$  — энергетическое расстояние уровня Ферми от потолка валентной зоны в объемной части полупроводника. Распределение потенциала в диоде Шоттки параболическое

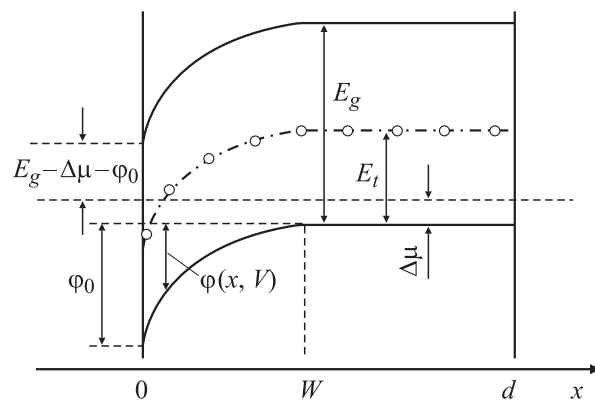
$$\varphi(x, V) = (\varphi_0 - eV)\left(1 - \frac{x}{W}\right)^2, \quad (4)$$

где  $\varphi_0$  — высота барьера со стороны полупроводника в равновесии ( $\varphi_0/e = V_{bi}$  — контактный потенциал, координата отсчитывается от поверхности полупроводника, энергия  $\varphi(x, V)$  — от потолка валентной зоны в нейтральной части полупроводника вниз.

Особого рассмотрения требует ширина области пространственного заряда  $W$ , фигурирующая в формуле (1) и которую для диода Шоттки обычно представляют в виде

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - eV)}{e^2(N_a - N_d)}}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $N_a - N_d$  — концентрация некомпен-



**Рис. 5.** Энергетическая диаграмма рассматриваемой диодной структуры.

сированных акцепторов (рассматривается  $p$ -тип проводимости).

В случае полупроводника, легированного мелкими (полностью ионизированными) примесями, концентрация  $N_a - N_d$  некомпенсированных акцепторов практически равна концентрации дырок в валентной зоне. Известно, однако, что даже в самых чистых и совершенных монокристаллах CdTe содержатся примеси (дефекты) с концентрацией вплоть до  $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , среди которых есть глубокие акцепторы с различной энергией ионизации [14,15]. В этом случае в формуле (5) для  $W$  под  $N_a - N_d$  нужно подразумевать суммарную концентрацию акцепторов. Реальные кристаллы CdTe всегда содержат донорные примеси нескольких типов [14,15] и тогда величина  $N_a - N_d$  равна суммарной концентрации акцепторов минус суммарная концентрация доноров. В слабо компенсированном CdTe для  $N_a = 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon_0 = 10.6$ ,  $\phi_0 = 1 \text{ эВ}$ ,  $V = 0$  имеем  $W = 0.3 - 3 \text{ мкм}$ . В компенсированном материале  $N_a - N_d$  становится меньше, а  $W$  соответственно — шире. При увеличении степени компенсации область пространственного заряда может оказаться намного больше указанной величины и теоретически может охватить весь образец. В реальном случае это не происходит. Решение уравнения электронейтральности показывает, что практически нереально получить полужолирующее состояние полупроводника (удержать уровень Ферми вблизи середины запрещенной зоны), компенсируя мелкую акцепторную примесь [16,17]. Ведь для этого необходимо реализовать компенсацию с очень высокой точностью, что для сколько-нибудь значительного объема недостижимо при использовании современной технологии выращивания монокристаллов CdTe. При малейшем отклонении от необходимого значения степени компенсации уровень Ферми резко смещается от середины запрещенной зоны вверх или вниз, делая полупроводник низкоомным соответственно  $n$ - или  $p$ -типа проводимости. Проблема решается, если компенсировать примесь или дефект, уровень которого расположен вблизи середины запрещенной зоны. В этом случае именно этот уровень может „захватить“ уровень Ферми (так называемый „pinning“), для чего необходима его не полная, а частичная компенсация. При 50% компенсации уровень Ферми точно совпадает с рассматриваемым уровнем и незначительно смещается от этого положения, если степень компенсации изменяется в пределах, скажем, 20–80% [17]. Из этого следует, что  $N_a - N_d = (0.2 - 0.8)N_a$ , т.е. ширина области пространственного заряда согласно формуле (5) увеличится не более, чем в несколько раз по сравнению с некомпенсированным полупроводником.

С учетом изложенного, при дальнейших расчетах концентрацию некомпенсированных акцепторов, не допуская существенной ошибки, будем принимать равной среднему значению указанного выше интервала, т.е.  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , чему соответствует  $W = 1 \text{ мкм}$ . Заметим, что

при уменьшении или увеличении выбранной величины  $N_a - N_d$  на порядок, область пространственного заряда расширится или сузится в  $\sqrt{10} \approx 3$  раза.

#### 4. Результаты расчета

На рис. 6 приведено сопоставление  $I-V$ -характеристики, рассчитанной по формуле (1) с учетом (2)–(5), с измеренной для Al/ $p$ -CdTe диода на кристалле с удельным сопротивлением  $2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (295 К). Приняты такие параметры:  $m_n = 0.11m_0$ ,  $m_p = 0.35m_0$  ( $m_0$  — масса электрона в вакууме),  $E_t = 0.73 \text{ эВ}$ ,  $p = (e\rho\mu_p)^{-1} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_p = 80 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $\Delta\mu = kT \ln(N_v/p) = 0.374 \text{ эВ}$ . Подгоночными параметрами служили времена жизни носителей  $\tau_{no}$  и  $\tau_{po}$ , которые для наилучшего совпадения расчета с экспериментом были приняты равными  $9 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ . Отклонение от зависимости  $I \propto \exp(eV/2kT)$  при повышении  $V$  сильно зависит от высоты барьера  $\phi_0$ . Чтобы получить нужное отклонение от прямой на рис. 6 при напряжениях  $V > 0.4 \text{ В}$ , величину  $\phi_0$  пришлось принять равной  $0.52 \text{ эВ}$ . Как видно из рис. 6, при выбранных параметрах достигается превосходное согласие результатов расчета с экспериментом как для прямого, так и обратного включения, что не оставляет каких-либо сомнений относительно генерационно-рекомбинационного механизма переноса заряда в исследуемых диодах.

Рассмотрим теперь поведение вольт-амперной характеристики CdTe диода Шоттки при увеличении удельного сопротивления подложки, особенно при высоких его значениях вплоть до проводимости, близкой к собственной.

На рис. 6 представлена  $I-V$ -характеристика, рассчитанная по формуле (1) с учетом (2)–(5). При расчете

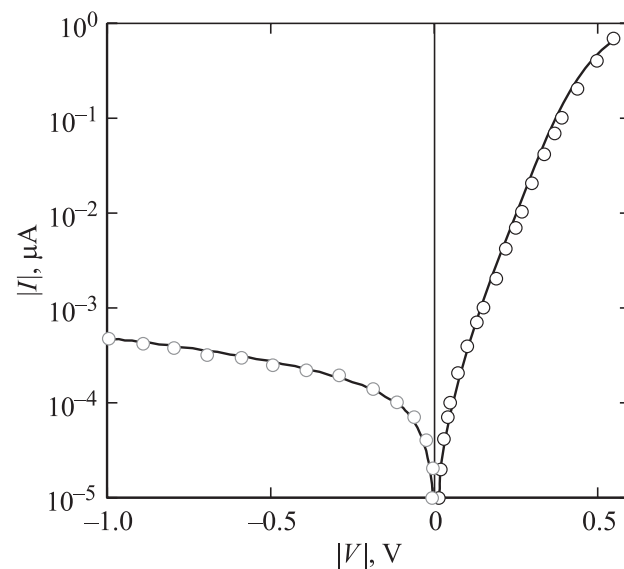
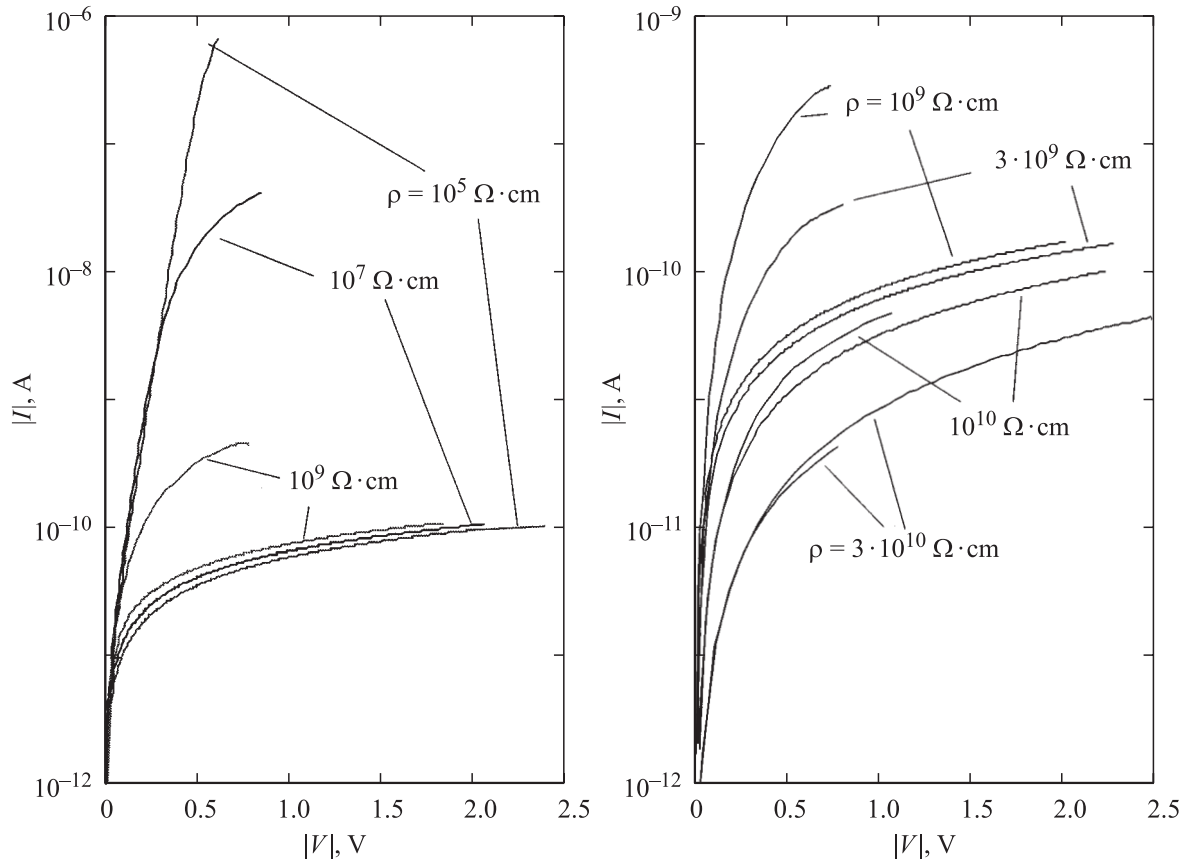


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика диода Al/ $p$ -CdTe ( $\rho = 2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ): измеренная (кружки) и рассчитанная по формуле (1) (сплошные линии).



**Рис. 7.**  $I$ - $V$ -характеристики диода Шоттки CdTe, рассчитанные для различного удельного сопротивления подложки ( $N_a - N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ).

предполагалось, что уровень Ферми на поверхности раздела металл/полупроводник во всех случаях отстоит от потолка валентной зоны на  $1 \text{ эВ}$ , т.е. высота барьера на контакте  $\phi_0$  составляет  $1 \text{ эВ} - \Delta\mu$  (подобный „захват“ уровня Ферми поверхностными состояниями при большой их плотности характерен для многих полупроводников [18]). Эффективное время жизни в области пространственного заряда было принято равным  $\tau = 3 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , площадь диода  $A = 10 \text{ мм}^2$ . Поскольку в полуизолирующем материале необходимо учитывать электронную компоненту тока, энергия уровня Ферми  $\Delta\mu$  находилась, исходя из задаваемой величины удельного сопротивления материала  $\rho$ , по формуле [17]:

$$\Delta\mu = kT \ln \left( \frac{1 - \sqrt{1 - 4e^2 \rho^2 \mu_n \mu_p n_i^2}}{2e \rho \mu_n n_i^2 / N_v} \right). \quad (6)$$

Подвижность электронов  $\mu_n$  была принята равной  $1000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ . В левой части рис. 7 приведены результаты расчета для значений  $\rho$  в интервале  $10^5 - 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , на правой — более подробно от  $\rho = 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  до величины  $\rho = 3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , соответствующей практически собственной проводимости CdTe.

Как видно из рис. 7, по мере увеличения удельного сопротивления материала выпрямляющие свойства ди-

ода ухудшаются, а при  $\rho = 3 \cdot 10^9 - 3 \cdot 10^{10} \text{ Ом} \cdot \text{см}$  — практически исчезают. Другим важным результатом является то, что во всем интервале изменения  $\rho$  обратная ветвь вольт-амперной характеристики изменяется очень слабо. Не зависит от удельного сопротивления и прямой ток через диод, но только в области низких напряжений, где  $I \propto \exp(eV/2kT)$ . Это полностью согласуется с экспериментальными результатами, в обобщенном виде представленными на рис. 4. Как следует из вышеизложенного, основные закономерности поведения  $I$ - $V$ -характеристики диодов Al/p-CdTe теперь находят свое объяснение. 1) Обратный ток, имея генерационную природу, не может сильно изменяться при изменении удельного сопротивления материала  $\rho$ , поскольку определяется временем жизни носителей и толщиной области пространственного заряда, которые не имеют прямой связи с величиной  $\rho$ . 2) В области низких прямых смещений, где зависимость  $I \propto \exp(eV/2kT) - 1$  выполняется, величина тока определяется теми же параметрами и, поэтому, также не должна существенно зависеть от  $\rho$ . 3) По мере увеличения  $\rho$  уровень Ферми удаляется от валентной зоны (увеличивается  $\Delta\mu$ ) и одновременно уменьшается  $\phi_0$ . При этом участок прямой ветви, где прямой ток пропорционален  $\exp(eV/2kT)$ , все больше ограничивается сверху, как это и наблюдается на экспериментальных кривых.

### 5. Модуляция сопротивления подложки с высоким удельным сопротивлением

Как следует из экспериментальных данных, приведенных в работах Такагаши с соавт. [3–7], прямой ток через детектор CdTe с барьером Шоттки, изготовленный на кристалле с удельным сопротивлением  $(1–3) \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , при напряжении, большем  $\sim 10 \text{ В}$ , стремительно возрастает, значительно превышая обратный ток через диод. Подложка с таким удельным сопротивлением толщиной  $0.5 \text{ мм}$  при площади диода  $4 \times 4 \text{ мм}^2$  имеет сопротивление  $(0.3–1) \cdot 10^9 \text{ Ом}$ , и поэтому ток, ограниченный этим сопротивлением, при напряжении  $\sim 10 \text{ В}$  не должен превышать  $\sim 10^{-8} \text{ А}$ . В то же время экспериментальное значение прямого тока при  $10 \text{ В}$  составляет  $\sim 10^{-5}–10^{-4} \text{ А}$ , т.е. является на 3–4 порядка большим. Мы также наблюдали аналогичные свойства диодов Шоттки CdTe, изготовленных на

полужолирующих монокристаллах. В качестве примера на рис. 8, *a* показана вольт-амперная характеристика диода CdTe, изготовленного на подложке с удельным сопротивлением  $2 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Только при прямых напряжениях, меньших  $\sim 2 \text{ В}$ , наблюдается участок линейного возрастания тока (штриховая прямая на рис. 8, *a*). При больших напряжениях экспериментальные точки отклоняются вверх.

Мы объясняем увеличение тока при повышенных прямых смещениях уменьшением последовательно включенного сопротивления подложки  $R_s$ . Количественную характеристику такого уменьшения сопротивления дает зависимость дифференциального сопротивления диода  $R_{dif} = dV/dI$  от напряжения при прямом включении. На рис. 8, *b* приведены такие кривые для трех диодов, изготовленных на подложках с разным удельным сопротивлением  $2 \cdot 10^4$ ,  $2 \cdot 10^7$  и  $2 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Как видно, для каждого диода по мере повышения напряжения дифференциальное сопротивление сначала уменьшается, после чего наблюдается участок постоянного сопротивления, как и на рис. 2. Однако при дальнейшем увеличении напряжения дифференциальное сопротивление снова уменьшается и тем сильнее, чем больше удельное сопротивление материала: для нижней кривой — приблизительно вдвое, средней — на 1 порядок, верхней — более чем на 2 порядка.

Рассмотрим процесс модуляции объемной области диода (базы) *p*-типа проводимости в результате инжекции электронов. На границе области пространственного заряда с нейтральной частью кристалла (для этой точки примем  $x = 0$ ) концентрация электронов определяется формулой

$$\Delta n(0) = N_c \exp\left(-\frac{E_g - \Delta\mu}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right), \quad (7)$$

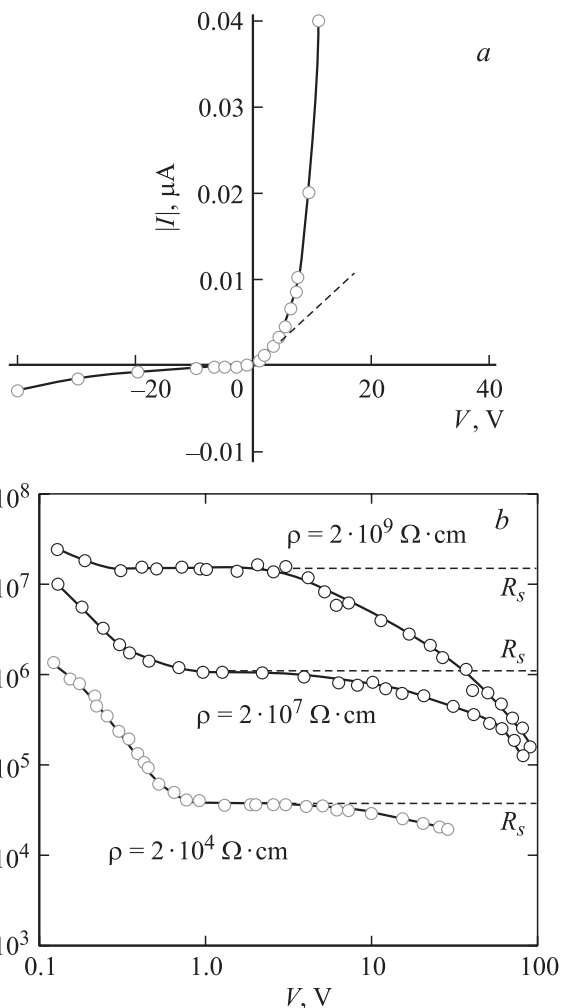
причем при прямом смещении напряжение  $V$  приближается к контактной разности потенциалов  $V_{bi}$ , т.е. для оценок можно положить  $V = \phi_0/e$  (рис. 3).

Избыточная концентрация электронов  $\Delta n$  по мере удаления от точки  $x = 0$  в глубь кристалла уменьшается как в результате диффузии, так и дрейфа вследствие падения напряжения на подложке, которое в интересующем нас случае высоких напряжений равно  $V - V_{bi}$ . С учетом диффузии и дрейфа распределение  $\Delta n$  по координате описывается уравнением

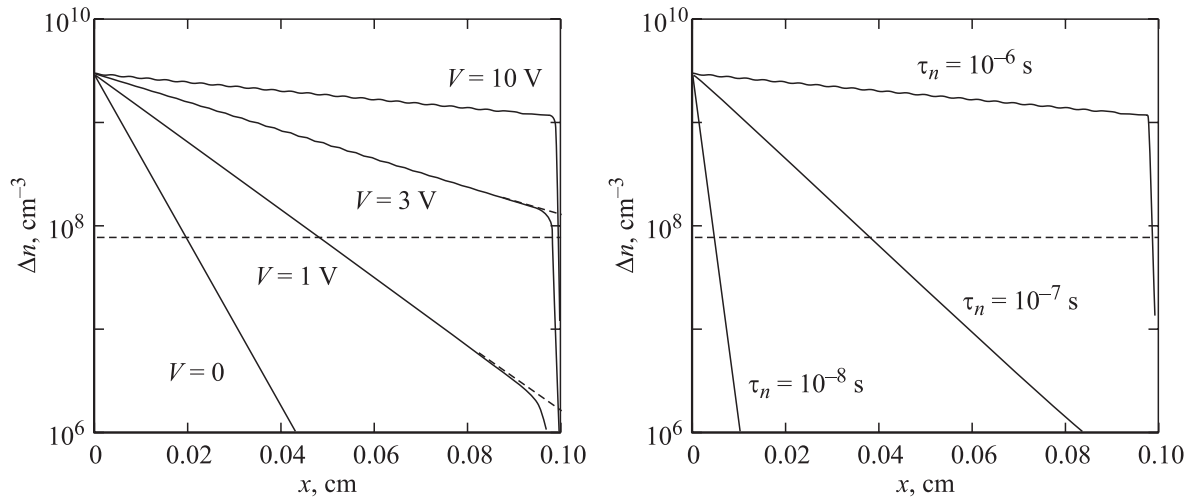
$$D_n \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu_n F \frac{d \Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = 0, \quad (8)$$

где  $F = (V - V_{bi})/(d - W) \approx V/d$ , поскольку  $V_{bi}$  составляет незначительную часть приложенного напряжения, а  $W$  — толщины кристалла  $d$ . Решение этого уравнения будем искать в виде  $\Delta n = C \exp(kx)$ , подстановка которого в (7) приводит к характеристическому уравнению

$$k^2 + \frac{L_{dr}}{L_n^2} k - \frac{1}{L_n^2} = 0, \quad (9)$$



**Рис. 8.** *a* — вольт-амперная характеристика диода Al/*p*-CdTe на подложке с удельным сопротивлением  $2 \cdot 10^9 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . *b* — дифференциальное сопротивление диодов на подложках с разным удельным сопротивлением.



**Рис. 9.** Слева — распределение электронов, инжектированных в подложку  $p$ -типа при разных действующих напряжениях и  $\tau_n = 10^{-7}$  с; справа — при разном времени жизни и  $V = -10$  В. Удельное сопротивление подложки  $10^9$  Ом · см.

корнями которого являются

$$\frac{1}{L_{1,2}} = -\frac{L_{dr}}{2L_n^2} \pm \sqrt{\left(\frac{L_{dr}}{2L_n^2}\right)^2 + \frac{1}{L_n^2}}, \quad (10)$$

где через  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$  обозначена диффузионная длина электронов, а через  $L_{dr} = \mu_n F \tau_n$  — длина дрейфа (при  $F \rightarrow 0$  корни  $k_{1,2}$  становятся равными  $\pm 1/L_n$ ). Таким образом,

$$\Delta n(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_1}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_2}\right). \quad (11)$$

Для нахождения коэффициентов  $A$  и  $B$  воспользуемся следующими граничными условиями:

1) при  $x = 0$   $\Delta n = \Delta n(0)$ , откуда сразу же имеем

$$A + B = \Delta n(0), \quad (12)$$

2) при  $x = d$  поверхностная рекомбинация уравновешивается притоком электронов, поэтому

$$S \cdot \Delta n(d) = -D_n \left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x=d} - \mu_n F \Delta n(d). \quad (13)$$

Подставив  $\Delta n$  и  $d\Delta n/dx$  в (8), получим уравнение, дополняющее уравнение (12) для  $A$  и  $B$ , решением которого относительно  $A$  является

$$A = \left[ 1 - \left( S + \frac{D_n}{L_1} + \mu_n F \right) \left( S + \frac{D_n}{L_2} + \mu_n F \right)^{-1} \times \exp\left(\frac{d}{L_1} - \frac{d}{L_2}\right) \right]^{-1}. \quad (14)$$

Найдя  $A$ , сразу же имеем

$$B = \Delta n(0) - A. \quad (15)$$

На рис. 9 приведены результаты расчета  $\Delta n(x)$  по формуле (11) с учетом (14) и (15). Слева показано распределение избыточных электронов в подложке  $p$ -типа с удельным сопротивлением  $10^9$  Ом · см и  $\tau_n = 10^{-6}$  с при разных напряжениях (взяты типичные значения  $\rho$  и  $\tau_n$  для материала, который применяется в детекторах CdTe). Справа показано, как изменяется распределение электронов при уменьшении  $\tau_n$ .

Как видно, электрическое поле, которое возникает в результате падения напряжения на подложке, сильно влияет на распределение инжектированных электронов. Если при  $V = 0$  все электроны сосредоточены в тонком слое (толщиной  $L_n$ ), который граничит с областью пространственного заряда, то при увеличении напряжения область с увеличенной концентрацией электронов расширяется так, что при  $V = 10$  В концентрация электронов уже заметно превышает концентрацию дырок по всей толщине подложки (штриховая горизонтальная линия). Возле омического контакта проявляет себя (резкий спад при  $x \rightarrow d$ ), хоть и незначительно, поверхностная рекомбинация ( $S = 10^6$  см/с).

Влияние модуляции проводимости подложки в результате инжекции электронов быстро ослабляется при уменьшении времени жизни электронов, так что при  $\tau_n < 10^{-7}$  с инжекция даже при значительном падении напряжения станет заметной только в тонком слое, прилегающем к барьерной области диода (рис. 9, справа). Очевидно, что влияние инжектированных электронов ослабляется при уменьшении удельного сопротивления подложки, поскольку при этом горизонтальная линия на рисунке, соответствующая концентрации дырок, перемещается вверх по шкале концентрации носителей и, в конце концов, превышает концентрацию электронов по всей толщине подложки.

Таким образом, наблюдаемое сверхлинейное возрастание тока при значительных прямых напряжениях, приложенных к диоду, изготовленному на полуизолирующем

монокристалле, объясняется модуляцией сопротивления подложки инжектированными неосновными носителями (в данном случае — электронами). Зная распределение избыточных электронов, можно с учетом инжекции рассчитать сопротивление подложки, вольт-амперную характеристику и дифференциальное сопротивление диода. Это представляется неоправданным, поскольку диод Шоттки в детекторе рентгеновского и  $\gamma$ -излучения используется при обратном включении.

## 6. Заключение

Получены диоды Al/p-CdTe на основе монокристаллов с удельным сопротивлением  $10^2$ – $10^9$  Ом·см (300 К). Вольт-амперная характеристика диода, изготовленного на монокристалле как с низким, так и высоким удельным сопротивлением, описывается генерационно-рекомбинационными процессами в области пространственного заряда в соответствии с моделью Саа-Нойса–Шокли, адаптированной для диода Шоттки. Наблюдаемые значительные прямые токи и выпрямляющие свойства в диодах Шоттки на высокоомном CdTe обусловлены модуляцией проводимости подложки инжектированными неосновными носителями (электронами).

## Список литературы

- [1] Е.Н. Аркадьева, О.А. Матвеев, С.М. Рывкин, Ю.В. Рудь. ЖТФ, **36**, 1146 (1966).
- [2] Е.Н. Аркадьева, О.А. Матвеев, С.М. Рывкин, Ю.В. Рудь. ФТП, **1**, 805 (1967).
- [3] P. Siffert, B. Rabin, H.Y. Tabatabai, R. Stuck. Nucl. Instrum. Meth., **150**, 31 (1978).
- [4] A.J. Dabrowski, J. Iwanczyk, W.M. Shymczyk, P. Kokoschinego, J. Stelzhammer. Nucl. Instrum. Meth., **150**, 25 (1978).
- [5] T. Takahashi, K. Hirose, C. Matsumoto, K. Takizawa, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, Y. Tomita. Proc. SPIE, **3446**, 29 (1998).
- [6] C. Matsumoto, T. Takahashi, K. Takizawa, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori. IEEE Trans Nucl. Sci., **45**, 428 (1998).
- [7] T. Takahashi, B. Paul, K. Hirose, C. Matsumoto, R. Ohno, T. Ozaki, K. Mori, Y. Tomita. Nucl. Instrum. Meth. A, **436**, 111 (2000).
- [8] T. Takahashi, S. Watanabe, G. Sato, Y. Okada, S. Kubo, Y. Kuroda, M. Onishi, R. Ohno. IEEE Trans. Nucl. Sci., **48**, 287 (2001).
- [9] T. Takahashi, S. Watanabe, IEEE Trans. Nucl. Sci., **48**, 950 (2001).
- [10] Home page of Amptek Inc.: [www.amptek.com](http://www.amptek.com)
- [11] C. Sah, R. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [12] L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, Z.I. Zakharuk, V.M. Sklyarchuk, Ye.F. Sklyarchuk, I.V. Solonchuk, I.S. Kabanova. Semiconductors, **37**, 238 (2003).
- [13] L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, V.V. Motushchuk, V.M. Sklyarchuk. Sol. Energy Meter. and Solar Cells, **82** (1/2), 65 (2004).
- [14] D.M. Hofmann, W. Stadler, P. Chrismann, B.K. Meyer. Nucl. Instrum. Meth. A, **380**, 117 (1996).

- [15] M. Zha, E. Gombia, F. Bissoli, A. Zappettini, L. Zanotti. Phys. Status Solidi B, **229**, 15 (2002).
- [16] M. Fiederle, C. Eiche, M. Salk. J. Cryst. Growth, **146**, 142 (1995).
- [17] L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, I.M. Rarenko, V.M. Sklyarchuk. Phys. Status Solidi C, **1**, 925 (2004).
- [18] С.М. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1984).

Редактор Л.В. Беляков

## Features of charge transport in Schottky diodes on semi-insulating CdTe

L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, V.M. Sklyarchuk

Chernivtsi National University,  
58012 Chernivtsi, Ukraine

**Abstract** Electrical characteristics of CdTe-based X- and  $\gamma$ -ray detectors with Schottky diodes are investigated. The experimental data have been obtained from Al/p-CdTe diodes with the substrate resistivity in the range  $10^2$  to  $10^9$   $\Omega \cdot \text{cm}$  (300 K). The results are interpreted in terms of the Sah–Noice–Shockley generation–recombination theory with account for Schottky diode peculiarities. In the case of semi-insulating material, the large forward currents observed are shown to be caused by the electron injection into the substrate.