

# Механизмы переноса заряда в диодах Шоттки на основе низкоомного CdTe:Mn

© Л.А. Косяченко<sup>¶</sup>, Н.С. Юрценюк, И.М. Раренко, В.М. Склярчук, О.Ф. Склярчук, З.И. Захарук, Е.В. Грушко

Черновицкий национальный университет,  
58012 Черновцы, Украина

(Получена 6 августа 2012 г. Принята к печати 13 августа 2012 г.)

Исследованы кристаллы CdTe:Mn с удельным сопротивлением  $\sim 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 300 К и диоды Шоттки на их основе. Электропроводность материала и его температурные изменения объяснены в рамках статистики электронов и дырок в полупроводнике с учетом компенсационных процессов. Определены энергия ионизации и степень компенсации доноров, ответственных за электропроводность. Показано, что при прямом включении и низких обратных напряжениях токи в диоде Шоттки Au/CdTe:Mn определяются генерацией-рекомбинацией в области пространственного заряда. При повышенных обратных смещениях (более 1.5–2 В) избыточный ток обусловлен туннелированием электронов из металла в полупроводник, а при еще больших напряжениях (более 6–7 В) наблюдается дополнительное увеличение обратного тока благодаря лавинным процессам.

## 1. Введение

Твердый раствор  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  является типичным разбавленным (diluted) магнитным полупроводником со структурой цинковой обманки в широких пределах содержания марганца  $0 < x < 0.77$  [1,2]. Благодаря уникальным магнитным и магнитооптическим свойствам  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  может использоваться во многих устройствах, таких как датчики магнитного поля, элементы Фарадея, оптические изоляторы. Установлено также, что  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  имеет преимущества по сравнению с  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  как материал для детекторов рентгеновского и  $\gamma$ -излучения, которые могут работать при комнатных температурах [3–5].

Давно известно, что интересные свойства имеют не только твердые растворы  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , но и CdTe, легированный марганцем (CdTe:Mn). Еще в 1977 г. было выявлено сильное возрастание магнитооптических эффектов при легировании CdTe марганцем [6]. В работе [7] представлены результаты исследования кристаллов CdTe, легированных Mn, с низким удельным сопротивлением  $\rho = 10\text{--}10^2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 300 К. Последнее немаловажно, поскольку CdTe свойствен эффект самокомпенсации, усложняющий получение низкоомного материала, необходимого для многих практических применений, в частности, в тонкопленочных солнечных элементах [8]. Солнечные модули (батареи) на основе CdTe вышли на уровень массового производства, несмотря на относительно низкую эффективность фотоэлектрического преобразования, повышение которой предполагает использование низкоомного CdTe.

В данной работе представлены результаты исследования электрических свойств низкоомного CdTe:Mn ( $\rho \approx 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  при 300 К) и диодов Шоттки на его основе. Показано, что перенос заряда в CdTe:Mn-диоде определяется генерационно-рекомбинационными, туннельными и лавинными процессами и поддается количе-

ственному описанию в рамках хорошо апробированных физических моделей.

## 2. Образцы

Кристаллы CdTe:Mn выращены методом Бриджмена с послеростовой длительной выдержкой при повышенной температуре и последующим медленным охлаждением до комнатных температур. Концентрация введенного в CdTe марганца составляла  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 1, а приведен спектр оптического пропускания  $T(\lambda)$  кристалла CdTe:Mn толщиной  $d = 200 \text{ мкм}$ , а на рис. 1, б — кривая поглощения  $\alpha(h\nu)$  в области края пропускания, рассчитанная по формуле, которая учитывает многократные отражения в образце [9]:

$$\alpha = -\frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{1}{R^2} \left[ -\frac{(1-R)^2}{2T} + \left[ \frac{(1-R)^4}{4T^2} + R^2 \right]^{1/2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $R$  — коэффициент отражения, принятый при  $h\nu \approx E_g$  равным 0.245 [10].

Выбор координат  $\alpha^2$  от  $h\nu$  обусловлен тем, что в прямозонном полупроводнике, каковым является CdTe,  $\alpha \propto (h\nu - E_g)^{1/2}/h\nu$  [11]. В узком спектральном интервале можно пренебречь зависимостью от энергии фотона  $h\nu$  в знаменателе, и тогда зависимость  $\alpha^2$  от  $h\nu$  превращается в линейную, а отсечка на оси  $h\nu$  дает величину  $E_g$ . Найденное значение  $E_g = 1.47 \text{ эВ}$  совпадает с шириной запрещенной зоны нелегированного CdTe [12].

Электрические измерения свидетельствуют об электронном типе проводимости кристалла CdTe:Mn. Его удельное сопротивление при комнатной температуре составляет около  $1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  и относительно слабо уменьшается при повышении температуры (рис. 2, а). Наблюдаемая низкая энергия температурной активации удельного сопротивления  $\Delta E = 0.062 \pm 0.002 \text{ эВ}$  свидетельствует об участии в электропроводности донора с мелким энергетическим уровнем в запрещенной зоне.

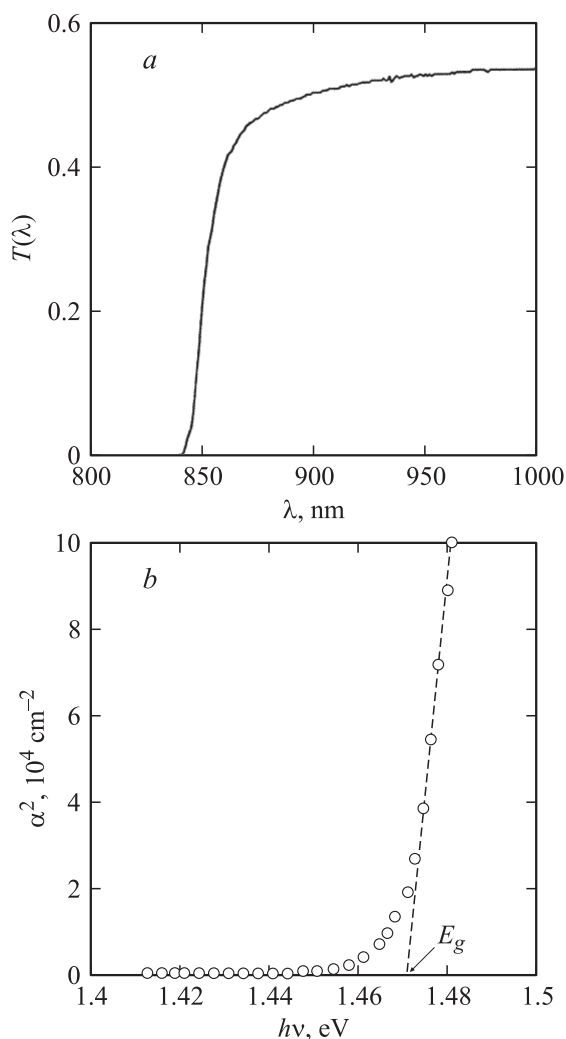
<sup>¶</sup> E-mail: lakos@chv.ukrpack.net

Подвижность электронов  $\mu_n$  в CdTe:Mn, найденная из измерений удельного сопротивления и коэффициента Холла, составляет  $1040 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при 300 К, т.е. является достаточно высокой, несмотря на высокую концентрацию введенного марганца. На рис. 3 показана температурная зависимость  $\mu_n(T)$ , полученная из измерений эффекта Холла.

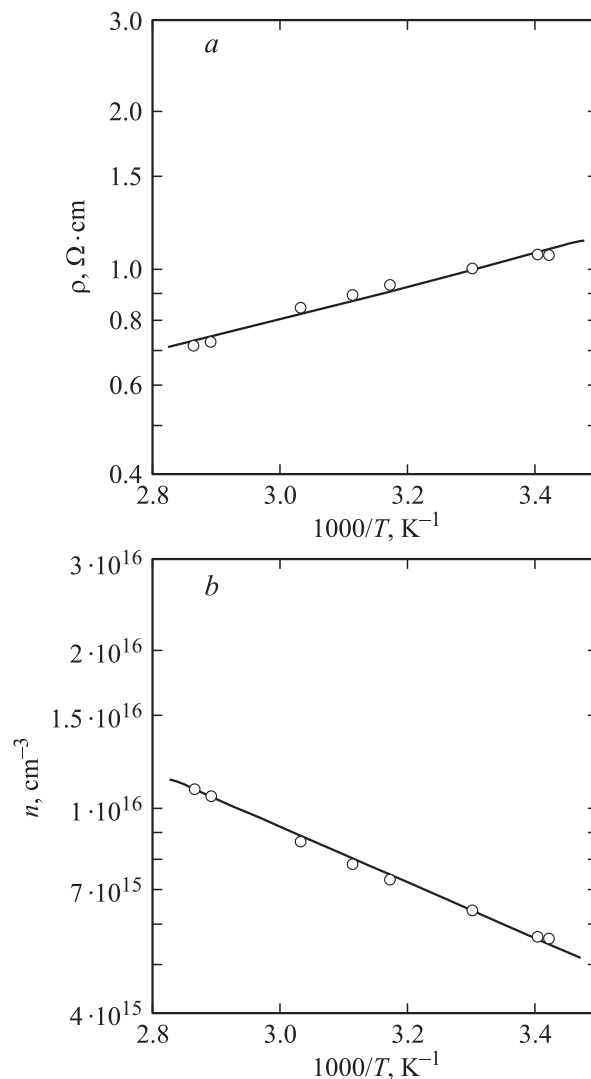
Как известно, при температурах выше дебаевской ( $\sim 200 \text{ К}$ ) подвижность электронов в CdTe определяется рассеянием на фононах ( $\mu_n \propto T^{-3/2}$ ) даже в сильно легированном материале [13,14]. В этом случае подвижность электронов уменьшается при повышении температуры (поскольку возрастает число фононов) и для получения  $\mu_n = 1040 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  при 300 К можно записать

$$\mu_n = 5.2 \cdot 10^6 T^{-3/2} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}). \quad (2)$$

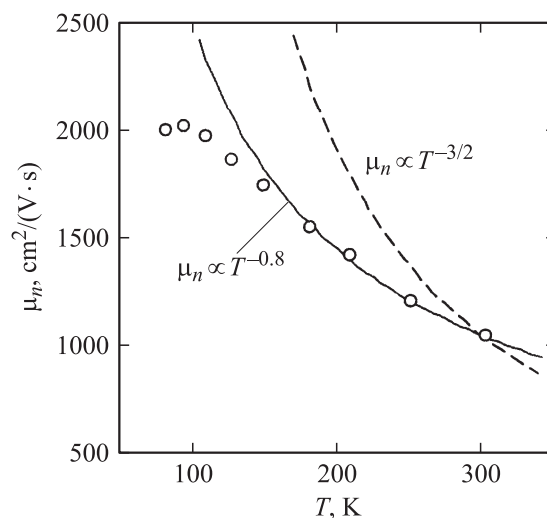
Как видно из рис. 3, кривая  $\mu_n(T)$ , рассчитанная по формуле (2), значительно расходится с экспериментальными данными при изменении температуры. Однако экспериментальный ход  $\mu_n(T)$  на участке  $T \geq 200 \text{ К}$



**Рис. 1.** Оптическое пропускание (а) и зависимость  $\alpha^2$  от энергии фотона вблизи края поглощения (б) кристалла CdTe:Mn.



**Рис. 2.** Температурный ход удельного сопротивления CdTe:Mn (а) и концентрации электронов (б), найденной по формуле (3).



**Рис. 3.** Температурная зависимость подвижности электронов в кристалле CdTe:Mn.

можно аппроксимировать степенной функцией, но с другим показателем степени, а именно выражением  $\mu_n = 10^5 T^{-0.8} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , которое тоже представлено на рис. 3 и будет использоваться при дальнейших расчетах.

Наблюдаемое ослабление температурной зависимости рассеяния оптическими фононами можно объяснить влиянием рассеяния заряженными примесями, концентрация которых в исследуемых кристаллах CdTe:Mn достаточно высокая ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Как известно, при рассеянии заряженными примесями температурная зависимость подвижности носителей заряда в основном определяется степенной функцией с положительным показателем степени  $\mu_n \propto T^{3/2}$ , т.е. подвижность уменьшается при понижении температуры. Итак, в CdTe:Mn подвижность электронов определяется характерным для многих полупроводников комбинированным механизмом рассеяния — преимущественно фононами, но при участии заряженных примесей, что замедляет увеличение подвижности при понижении температуры.

Зная удельное сопротивление материала  $\rho$  и подвижность электронов  $\mu_n$ , можно найти их концентрацию как

$$n = \frac{1}{q\rho\mu_n}, \quad (3)$$

где  $q$  — заряд электрона.

Температурная зависимость  $n(T)$  показана на рис. 2, б. Как видно, при комнатных температурах концентрация электронов в исследуемых кристаллах близка к  $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Энергия температурной активации концентрации электронов  $\Delta E = 0.09 \text{ эВ}$  отличается от энергии температурной активации удельного сопротивления из-за влияния температурной зависимости подвижности электронов на удельное сопротивление материала.

Важную информацию о донорной примеси, определяющей электропроводность CdTe:Mn, можно получить, анализируя температурную зависимость положения уровня Ферми в запрещенной зоне, которую найдем из уравнения (условия) электронейтральности следующим образом.

Найденная концентрация электронов  $n$ , по-видимому, намного меньше эффективной плотности состояний в CdTe, поэтому для  $n$  можно записать:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{\Delta\mu}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $N_c = 2(m_n kT / 2\pi\hbar^2)^{3/2}$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $m_n$  — эффективная масса электронов, которую можно принять (как и для CdTe) равной  $0.11m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона), и тогда  $N_c = 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \gg n$ .

Из формулы (4) следует

$$\Delta\mu = kT \ln\left(\frac{N_c}{n}\right), \quad (5)$$

т.е. из измеренной температурной зависимости  $\rho(T)$  и рассчитанной зависимости  $n(T)$  можно получить температурную зависимость энергии уровня Ферми  $\Delta\mu(T)$ ,

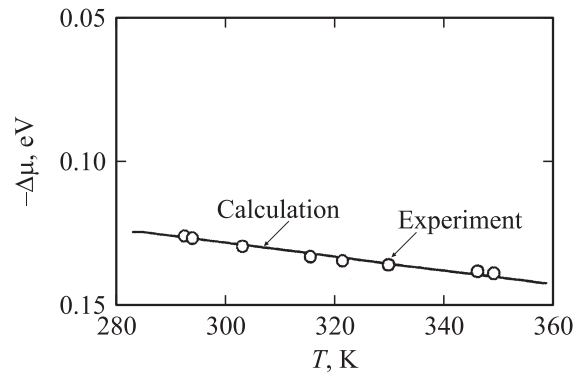


Рис. 4. Изменение положения уровня Ферми с температурой в кристалле CdTe:Mn. Энергия  $\Delta\mu(T) = 0$  соответствует дну зоны проводимости.

показанную на рис. 4. Из рисунка видно, что  $\Delta\mu$  намного больше  $kT$ , т.е. выражение (4) для  $n$  достаточно точное.

Параметры примесного уровня, ответственного за электропроводность кристаллов, могут быть определены путем сопоставления полученных экспериментальных зависимостей  $\Delta\mu(T)$  с результатами рассмотрения статистики электронов и дырок. Будем исходить из того, что *доминирующую* роль в электропроводности играет донор, связанный с легированием кристалла марганцем, концентрация которого  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  намного превышает концентрацию неконтролируемых (фоновых) примесей и дефектов в кристалле.

Концентрацию введенных доноров обозначим через  $N_d$ , а энергию ионизации через  $E_d$ . Исследуемые кристаллы несомненно являются в какой-то степени компенсированными полупроводниками, т.е. в рассматриваемую статистику необходимо включить акцепторы, концентрацию которых обозначим через  $N_a$ . Будем также считать, что акцепторные уровни расположены в нижней половине зоны, т.е. практически все ионизованы (заряжены отрицательно). Условие электронейтральности для такого полупроводника имеет вид

$$n + N_a = N_d^+, \quad (6)$$

где  $N_d^+$  — концентрация *заряженных* доноров.

Донорный уровень может оказаться вблизи уровня Ферми, поэтому в выражении для концентрации заряженных доноров следует использовать статистику Ферми–Дирака:

$$N_d^+ = \frac{N_d}{\exp\left(\frac{E_d - \Delta\mu}{kT}\right) + 1}. \quad (7)$$

Подстановка (4) и (7) в (6) приводит к квадратному уравнению относительно  $\exp(-\Delta\mu/kT) = x$ , решение которого имеет вид

$$x = \frac{-(N_c + DN_a) + \sqrt{(N_c + DN_a)^2 + 4DN_c(D_d - N_a)}}{2DN_c}, \quad (8)$$

где введено обозначение  $D = \exp(E_d/kT)$ .

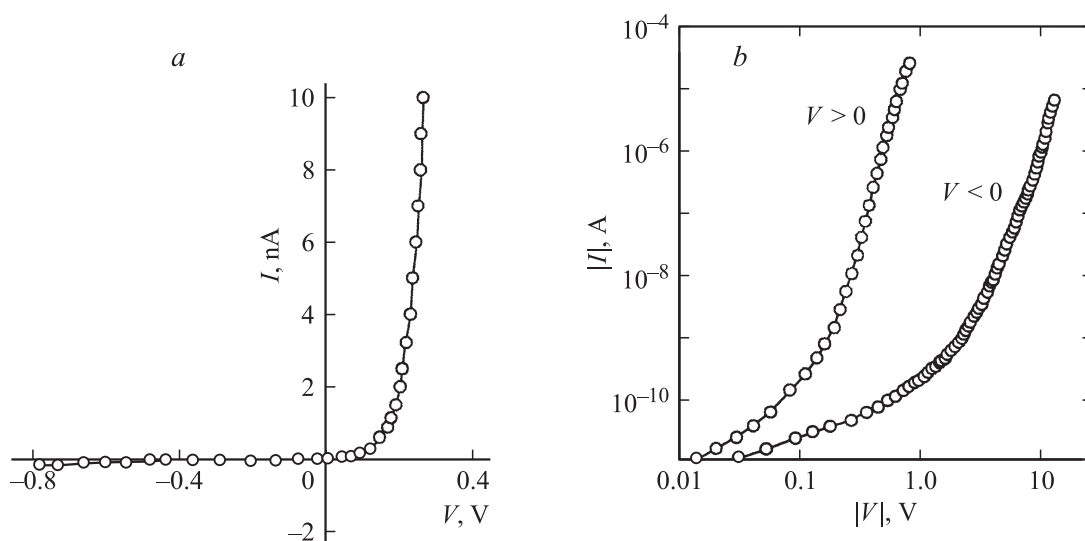


Рис. 5. *a* — начальные участки вольт-амперной характеристики диода Au/CdTe:Mn. *b* — вольт-амперная характеристика диода в широком диапазоне напряжений.

Уравнение (8) определяет температурную зависимость энергии Ферми  $\Delta\mu = -kT \ln x$  в зависимости от концентрации доноров  $N_d$ , акцепторов  $N_a$  и энергии ионизации доноров  $E_d$ . Из физических соображений следует, что при значительной концентрации доноров энергия Ферми  $\Delta\mu$  относительно слабо зависит от абсолютного значения  $N_d$ , но сильно зависит от концентрации акцепторов  $N_a$ , а точнее от степени компенсации  $\xi = N_a/N_d$ . Разумеется,  $\Delta\mu$  существенно зависит также от энергии ионизации доноров  $E_d$ . Конечно, задав величину  $N_d$ , можно получить одно и то же значение  $\Delta\mu$  при различной комбинации  $E_d$  и  $\xi$ , но температурную зависимость  $\Delta\mu(T)$ , найденную из температурной зависимости  $\rho(T)$  (рис. 2, *a*), можно воспроизвести только при одной единственной комбинации  $E_d$  и  $\xi$ .

На рис. 4 показан результат сопоставления экспериментальной и рассчитанной с использованием уравнения (8) зависимостей  $\Delta\mu(T)$  (кружки и сплошная линия). Наилучшее согласование расчета с экспериментом получено при  $E_d = 0.053$  эВ и  $\xi = 0.945$ . Из этого следует, что электропроводность кристалла CdTe:Mn определяется достаточно сильно компенсированным мелким донором. Конечно, при сильной компенсации энергия тепловой активации удельного сопротивления  $\Delta E = 0.062$  эВ превышает найденное значение энергии ионизации  $E_d = 0.053$  эВ. Следует заметить, что практически такая же степень компенсации имеет место в CdTe, легированном хлором. Однако в CdTe:Cl образуется уровень, расположенный немного выше середины запрещенной зоны, а компенсация приводит к небольшому смещению уровня Ферми к валентной зоне, что и обеспечивает почти собственную проводимость материала, используемого в детекторах X/γ-излучения [15].

Следует также подчеркнуть, что без учета компенсации, а только изменяя величину  $E_d$ , невозможно воспроизвести показанный на рис. 4 ход  $\Delta\mu(T)$ , а значит, и измеренную температурную зависимость  $\rho(T)$ .

### 3. Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки и их обсуждение

Диоды Шоттки получены вакуумным распылением Au (площадь диода  $2 \text{ мм}^2$ ) на предварительно подготовленную поверхность пластины CdTe:Mn. Подготовка включала в себя механическую шлифовку и полировку, химическую обработку в растворе  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7 + \text{H}_2\text{O} + \text{HNO}_3$  (2:10:5) и отмывку в деионизованной воде. На противоположной стороне пластины методом сплавления наносился индиевый омический контакт.

На рис. 5 приведены начальные участки вольт-амперной характеристики изготовленного таким образом диода Шоттки Au/CdTe:Mn. Как видно, Au/CdTe:Mn-диод обладает ярко выраженными выпрямляющими свойствами (обратный ток при 0.8 В составляет около 2 нА). Однако при обратном напряжении выше 1.5–2 В обратный ток начинает возрастать *сверхлинейно* и при 12 В приближается к 10 мкА, как это видно из рис. 5, *b*, где результаты измерений представлены в двойных логарифмических координатах. Очевидно, сверхлинейный рост тока свидетельствует о механизмах переноса заряда с участием эффектов сильного электрического поля. При обратных смещениях ниже 1 В ток возрастает *сублинейно*, что позволяет в этом случае предположить тепловой характер возбуждения носителей заряда.

На рис. 6, *a* вольт-амперная характеристика Au/CdTe:Mn-диода представлена в полулогарифмических координатах. Как видно, коэффициент выпрямления диода при 0.5–0.7 В составляет 5–6 порядков. Обращает на себя внимание тот факт, что на прямой ветви имеется протяженный участок, где зависимость тока от напряжения близка к  $\exp(-V/2kT)$ . Такая зависимость характерна для механизм генерации–рекомбинации Саа–Нойса–Шокли в области пространственного заряда (ОПЗ) диодной структуры, согласно которой прямой

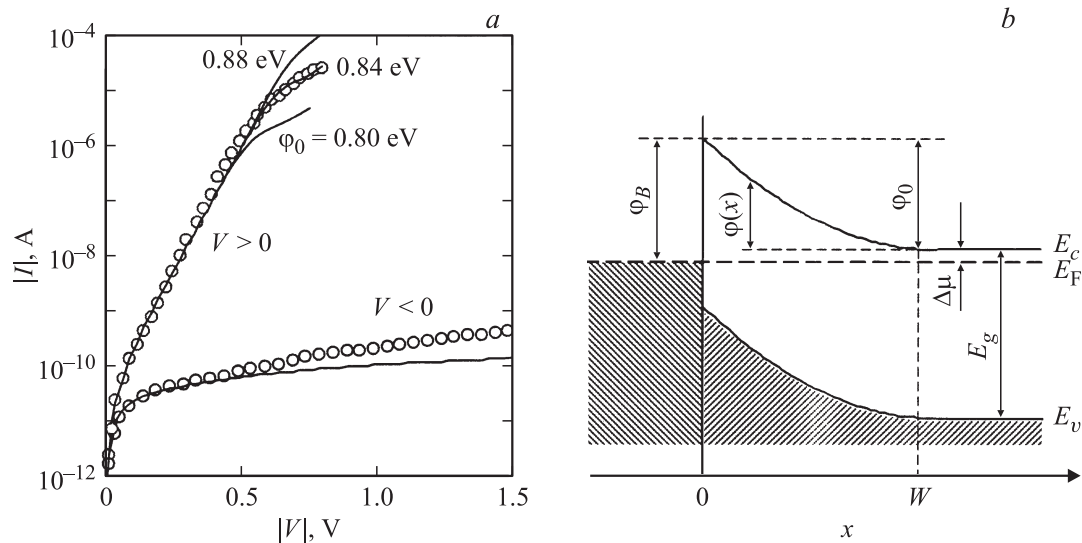


Рис. 6. *a* — сопоставление измеренной вольт-амперной характеристики диода (кружки) с теорией генерации-рекомбинации Саа-Нойса-Шокли (сплошные линии). *b* — энергетическая диаграмма Au/CdTe:Mn-диода Шоттки.

ток определяется рекомбинацией через уровни примесей (дефектов), расположенные вблизи середины запрещенной зоны, а обратный ток — тепловой генерацией через эти уровни.

Согласно теории Саа-Нойса-Шокли, скорость генерации-рекомбинации в ОПЗ при напряжении смещения  $V$  определяется выражением [16]

$$U(x, V) = \frac{n(x, V)p(x, V) - n_i^2}{\tau_{p0}[n(x, V) + n_1] + \tau_{n0}[p(x, V) + p_1]}, \quad (9)$$

где  $n(x, V)$  и  $p(x, V)$  — концентрации свободных носителей заряда (в ОПЗ) в зоне проводимости и валентной зоне соответственно,  $n_0$  и  $p_0$  — их равновесные значения,  $\tau_{n0}$  и  $\tau_{p0}$  — времена жизни электронов и дырок в ОПЗ. Величины  $n_1 = N_c \exp(-E_t/kT)$  и  $p_1 = N_v \exp[(E_t - E_g)/kT]$  равны равновесным концентрациям электронов и дырок, если уровень Ферми совпадает с уровнем генерационно-рекомбинационного центра,  $N_c = 2(m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$  и  $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$  — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне,  $m_n$  и  $m_p$  — эффективные массы электронов и дырок соответственно,  $E_t$  — энергетическое расстояние между уровнем рекомбинации и дном зоны проводимости. Ток рекомбинации при прямом смещении и генерации при обратном смещении находится путем интегрирования  $U(x, V)$  по всей области пространственного заряда.

Адаптируем модель Саа-Нойса-Шокли, разработанную для  $p$ - $n$ -перехода, применительно к диоду Шоттки на основе полупроводника  $n$ -типа. В этом случае ширина ОПЗ определяется выражением [17]

$$E = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_0 - qV)}{q^2(N_d - N_a)}}, \quad (10)$$

где  $\epsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная (про-

изведение  $\epsilon\epsilon_0$  часто обозначается  $\epsilon_s$  [17]),  $\phi_0$  — высота барьера со стороны полупроводника (см. рис. 6, *b*),  $N_d - N_a$  — концентрация некомпенсированных доноров ( $V < 0$  при обратном смещении). При измерении от дна зоны проводимости в объемной части кристалла потенциальная энергия электрона в ОПЗ может быть представлена в виде [17]

$$\phi(x, V) = (\phi_0 - qV) \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2. \quad (11)$$

Можно предположить, что при прямом смещении ток рекомбинации для любого сечения ОПЗ гораздо меньше диффузионного тока, т.е. диффузионный ток уравнивается дрейфовым током практически без участия рекомбинационного тока. При обратном смещении концентрации свободных носителей значительно ниже, чем  $n_0$ ,  $p_0$ ,  $n_1$  и  $p_1$ , так что генерационный ток (как и рекомбинационный ток при прямом смещении) не зависит от  $n$  или  $p$ . В этих условиях выражения для концентрации электронов и дырок в ОПЗ можно представить следующим образом [18]:

$$n(x, V) = N_c \exp\left[-\frac{\Delta\mu + \phi(x, V)}{kT}\right], \quad (12)$$

$$p(x, V) = N_v \exp\left[-\frac{E_g - \Delta\mu - \phi(x, V) - qV}{kT}\right]. \quad (13)$$

Рассчитаем вольт-амперную характеристику Au/CdTe:Mn-диода, интегрируя (9) от 0 до  $W$  и используя (10)–(13). Сопоставление результатов расчета с экспериментом представлено на рис. 6, *a* сплошными линиями и кружками соответственно. При расчетах концентрация некомпенсированных доноров  $N_d - N_a$  принята равной  $(1 - \xi)10^{18} = 5.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $\xi = 0.945$ ), диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 10$ .



Для наилучшего согласования результатов расчета прямого тока с экспериментом эффективное время жизни носителей в ОПЗ пришлось принять  $7 \cdot 10^{-11}$  с, а для совпадения коэффициента выпрямления энергию ионизации генерационно-рекомбинационного центра принято считать  $E_t = 0.72$  эВ, что, как и ожидалось, соответствует расположению уровня вблизи середины запрещенной зоны полупроводника. На рисунке показано также, что сопоставление расчетов с экспериментом позволяет довольно точно определить высоту барьера  $\phi_0 = 0.84$  эВ. Действительно, при изменении величины  $\phi_0$  на  $\pm 0.04$  эВ кривые значительно отличаются.

Как видно из рис. 6, а, при прямом смещении во всем интервале изменения тока, включая и отклонение от экспоненты при  $V > 0.5$  В, и при обратном смещении ниже 0.5 В результаты расчета очень хорошо согласуются с результатами измерений, т.е. применимость модели генерации-рекомбинации Саа-Нойса-Шокли не вызывает сомнений. Однако при обратном смещении выше 0.5 В проявляет себя избыточный ток, очевидно обусловленный другим механизмом переноса заряда. В связи с высокой концентрацией некомпенсированных доноров  $N_d - N_a$  (малой шириной ОПЗ) естественно предположить, что таким механизмом является квантово-механическое прохождение электронов из металла в полупроводник, т.е. туннелирование. Для туннельного тока в диоде Шоттки при обратном смещении, когда энергетические уровни в зоне проводимости полупроводника при обратном смещении практически не заполнены, можно записать

$$I_{\text{tun}} = sq \int n(E) D(E) dE, \quad (14)$$

где  $s$  — площадь диода,  $n(E)$  и  $D(E)$  — поток электронов и коэффициент туннельной прозрачности (вероятность туннелирования) на уровне энергии  $E$ , а интегрирование производится по всей области туннелирования.

Если энергию  $E$  отсчитывать от уровня Ферми в металле и учесть, что для туннелирования важна компонента энергии, связанная только с движением электрона перпендикулярно поверхности раздела, выражение для потока электронов со стороны металла (включая термополевую эмиссию) имеет вид [19,21]

$$n(E) = \frac{4\pi m_n kT}{\hbar^3} \left[ 1 + \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \right]. \quad (15)$$

Коэффициент туннельной прозрачности  $D(E)$  определяется интегральной функцией

$$D(E, V) = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m_n}}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\phi(x, V) - E} dx\right), \quad (16)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — так называемые точки „поворота“. Используя для хода потенциала в барьерной области диода выражение (11),  $x_1$  принимаем равным 0, а  $x_2$

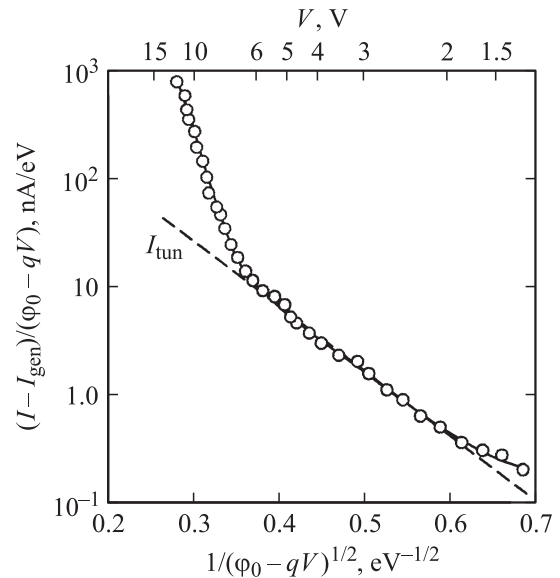


Рис. 7. Сопоставление измеренного обратного тока при напряжениях выше 1 В с выражением для туннельного тока (18).

найдем из равенства  $\phi(x, V) = E$ . Подставляя (11) в (16) и интегрируя в (16) от  $x_1$  до  $x_2$ , получаем

$$D(E, V) = \exp\left\{-\frac{\sqrt{2m_n^*} W_1}{\hbar} \left[ \sqrt{(\phi_0 - qV)(\phi_0 + \Delta\mu - E)} + (\phi_0 - \Delta\mu - E) \ln\left(\frac{\sqrt{E - \Delta\mu - qV}}{\sqrt{\phi_0 - qV} + \sqrt{\phi_0 + \Delta\mu - E}}\right) \right] \right\}, \quad (17)$$

где  $W_1 = W/(\phi_0 - qV)^{1/2}$ .

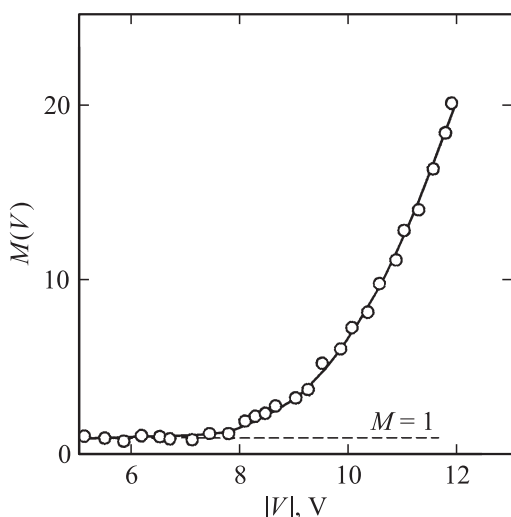
Игнорируя при обратных смещениях термостимулированное туннелирование (переходы электронов происходят с уровней в металле преимущественно вблизи уровня Ферми), выражение для зависимости туннельного тока от напряжения можно представить в виде

$$I_{\text{tun}} = I_{\text{tun}}^0 (\phi_0 - qV) \exp\left[-\frac{b_1}{(\phi_0 - qV)^{1/2}}\right], \quad (18)$$

где  $I_{\text{tun}}^0$  и  $b_1$  — величины, существенно зависящие от высоты потенциального барьера  $\phi_0$  и ширины области пространственного заряда  $W$ , но которые можно считать не зависящими от напряжения  $V$ . Выражение (18) эквивалентно известной формуле Фаулера-Нордгейма для холодной эмиссии электронов из металла в вакуум [21] и часто используется в формулах для обратного туннельного тока в диоде Шоттки [17].

Сопоставление обратной вольт-амперной характеристики Au/CdTe:Mn-диода при напряжении выше 1 В (когда измеряемый ток существенно превышает генерационную компоненту) с формулой (18) показано на рис. 7.

Как видно из рис. 7, на измеренной зависимости, построенной в соответствии с формулой (18) в координатах  $I/(\phi_0 - qV)$  от  $(\phi_0 - qV)^{-1/2}$ , наблюдается



**Рис. 8.** Зависимость коэффициента умножения в Au/CdTe:Mn-диоде от обратного напряжения.

довольно протяженный прямолинейный участок, что свидетельствует о туннельном характере переноса заряда. При напряжении ниже 2 В имеет место отклонение от прямой, поскольку ощутимый вклад в измеряемый ток вносит генерация носителей в ОПЗ. Однако и при повышенных напряжениях (более 6 В) происходит более резкое возрастание тока, значительно превышающего его туннельную компоненту.

Естественно предположить, что в сильном электрическом поле, действующем в ОПЗ диода Au/CdTe:Mn, носители заряда могут приобретать энергию, достаточную для ударной ионизации атомов. В результате каждого ионизационного столкновения возникает дырка и „новый“ электрон, которые также начинают участвовать в ударной ионизации (в данном случае преимущественно электроны с намного большей подвижностью). В результате нарастание числа участвующих в ударной ионизации носителей происходит лавинообразно и ток в цепи диода стремительно увеличивается.

Лавинные процессы принято характеризовать коэффициентом умножения (лавинного усиления)  $M$ , который определяют как отношение количества носителей заряда, вышедших из ОПЗ, к количеству введенных (т.е. количество актов ударной ионизации в ОПЗ, приходящихся на один введенный электрон). Очевидно, коэффициент умножения в исследуемом диоде при напряжении выше 5–6 В можно определить, разделив измеренный ток на туннельный ток, экстраполированный в область высоких напряжений прямой линией, показанной на рис. 7. Полученная таким образом зависимость коэффициента умножения  $M$  от напряжения представлена на рис. 8. При напряжении ниже  $\sim 7$  В коэффициент умножения равен 1, но при повышении напряжения увеличивается до  $M \approx 20$  при 12 В.

Величинами, характеризующими лавинный процесс, являются коэффициенты ударной ионизации электронов  $\alpha_n$  и дырок  $\alpha_p$ , численно равные количеству актов

ударной ионизации, совершаемых носителями заряда на единице длины. В общем случае связь между коэффициентом умножения  $M$  и коэффициентами ударной ионизации электронов  $\alpha_n$  и дырок  $\alpha_p$  довольно сложная. Однако эти выражения упрощаются в двух крайних случаях, а именно при условии, что коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок можно считать равными или же сильно различающимися. В CdTe подвижность электронов превышает примерно на порядок подвижность дырок, поэтому можно допустить, что  $\alpha_p \ll \alpha_n$ , и тогда [22]

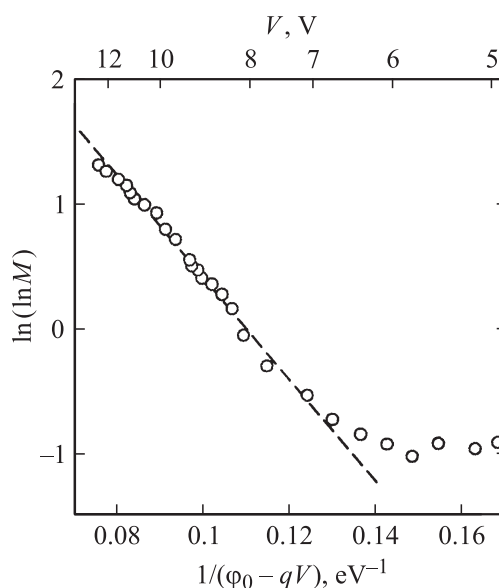
$$M = \exp\left(\int_0^w \alpha_n dx\right). \quad (19)$$

В условиях сильного электрического поля, действующего в узком барьере, когда на длине свободного пробега электрон приобретает энергию, значительно превышающую энергию фонона, зависимость коэффициента ударной ионизации от напряженности поля  $F$  в основном определяется экспоненциальным множителем  $\exp(-\text{const}/F^2)$  [23,24]. Если учесть, что в диоде Шоттки  $F \propto (\phi_0 - qV)^{1/2}$ , выражение (19) можно привести к виду

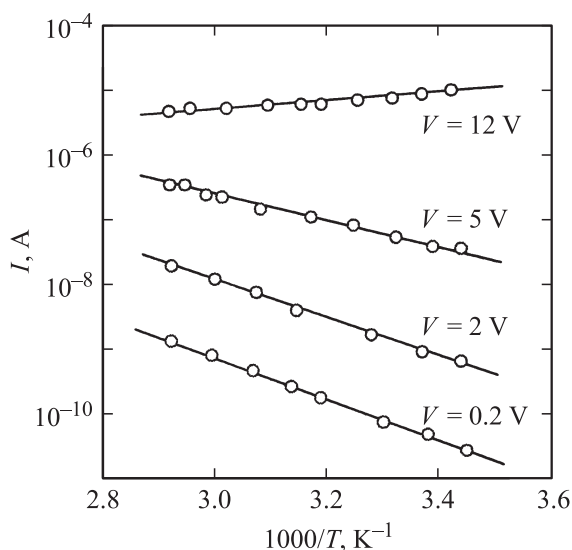
$$W = \exp\left[a \exp\left(-\frac{b}{\phi_0 - qV}\right)\right], \quad (20)$$

где  $a$  и  $b$  — величины, которые не зависят от напряжения.

В соответствии с выражением (20) линейную аппроксимацию можно получить, строя  $\ln(\ln M)$  от  $1/(\phi_0 - qV)$ , что и показано на рис. 9. Как видно, при напряжении выше  $\sim 7$  В точки, найденные из результатов измерений, неплохо укладываются на прямую линию, что в выражении (20) соответствует величинам  $a = 130$  и  $b = 45 \text{ эВ}^{-1}$ .



**Рис. 9.** Сопоставление выражения (22) с зависимостью коэффициента умножения электронов, туннелировавших в ОПЗ диода Au/CdTe:Mn, от обратного напряжения.



**Рис. 10.** Температурные зависимости обратного тока диода Au/CdTe:Mn при различных обратных смещениях.

Таким образом, дополнительное увеличение темнового тока по сравнению с туннельной компонентой при напряжении выше 6–7 В (рис. 7) объясняется лавинным умножением электронов, туннелировавших в барьерную область диода Au/CdTe:Mn. Этот вывод дополнительно подтверждается приведенными на рис. 10 результатами температурных изменений обратного тока  $I(T)$ , измеренного при различных напряжениях. При обратном напряжении  $|V| = 0.2$  В, когда доминирует тепловая генерация носителей заряда в области пространственного заряда, наблюдается резкое возрастание обратного тока при повышении температуры. Энергия активации тока  $\Delta E$ , найденная из наклона прямой на рис. 10, составляет 0.67 эВ, что близко к энергии ионизации генерационно-рекомбинационного центра  $E_i = 0.72$  эВ, найденной из анализа вольт-амперной характеристики (рис. 6, а). При  $|V| = 2$  В, когда в перенос заряда ощутимый вклад вносит туннелирование, энергия тепловой активации понижается до  $\Delta E = 0.59$  эВ, а при  $|V| = 5$  В, когда туннелирование доминирует, но умножение носителей еще практически не проявляется, значение  $\Delta E$  становится намного меньшим, составляя 0.37 эВ. Это согласуется со сделанным выше предположением, что при туннельных переходах из металла в полупроводник с уровней вблизи уровня Ферми ток возрастает с температурой относительно слабо.

Наконец, при обратном напряжении  $|V| = 12$  В, когда происходит интенсивное лавинное умножение электронов (коэффициент умножения равен  $\sim 20$ ), обратный ток в диоде Au/CdTe:Mn при повышении температуры не возрастает, а, наоборот, уменьшается примерно в 2 раза в исследуемом температурном интервале. Это вполне объяснимо, исходя из общих физических рассуждений, поскольку, как уже отмечалось, при повышении температуры рассеяние фононами интенсифицируется.

## 4. Заключение

Исследованы легированные Mn кристаллы CdTe *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением  $\sim 1$  Ом · см при 300 К. Исходя из статистики электронов и дырок показано, что столь низкое удельное сопротивление CdTe:Mn определяется мелким донором с энергией ионизации  $E_d = 0.053$  эВ и степенью компенсации  $\xi = 0.945$ . Полученные вакуумным осаждением металла диоды Au/CdTe:Mn обладают ярко выраженными выпрямляющими свойствами с низкими обратными токами (около 0.2 нА при 1 В). При прямом включении и низких обратных напряжениях токи в исследуемых диодах определяются генерацией–рекомбинацией в области пространственного заряда и описываются теорией Саа–Нойса–Шокли. При повышенных обратных смещениях (более 2 В) наблюдается избыточный ток, обусловленный туннелированием, а при еще больших напряжениях (более 6–7 В) дополнительное увеличение обратного тока обусловлено лавинными процессами. Энергия температурной активации обратного тока при низких напряжениях высокая (0.067 эВ), поскольку ток определяется тепловой генерацией носителей заряда с участием уровней вблизи середины запрещенной зоны. В интервале напряжений, где доминируют туннельные процессы, энергия температурной активации обратного тока значительно ниже (0.37 эВ). При повышенных напряжениях, когда существенную роль в переносе заряда играет лавинное умножение носителей заряда, обратный ток не увеличивается, а уменьшается при повышении температуры из-за интенсификации фононного рассеяния.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (договор № Ф40.7/014), а также в рамках проекта STCU–USA № P-406.

## Список литературы

- [1] J.K. Furdyna. J. Appl. Phys., **64** (4), R29 (1988).
- [2] R. Triboulet, A. Heurtel, J. Rioux. J. Cryst. Growth, **101**, 131 (1990).
- [3] A. Burger, K. Chattopadhyay, H. Chen, J.-O. Ndad, X. Ma, S. Trivedi, S.-W. Kutcher, R. Chen, R.-D. Rosemeier. J. Cryst. Growth, **198/199**, 872 (1999).
- [4] A. Mycielski, A. Burger, M. Sowinska, M. Groza, A. Szadkowski, P. Wojnar, B. Witkowska, W. Kaliszek, P. Siffert. Phys. Status Solidi C, **2** (5), 1578 (2005).
- [5] Y. Cui, A. Bolotnikov, A. Hossain, G. Camarda, A. Mycielski, G. Yang, D. Kochanowska, M. Witkowska-Baran, R.B. James. Proc. SPIE, **7079**, 70790N (2008) (9 pp).
- [6] А.В. Комаров, С.М. Рябенко, О.В. Терлецкий, И.И. Жеру, Р.Д. Иванчук. ЖЭТФ, **73**, 608 (1977).
- [7] В.Г. Дейбук, В.Н. Чоботар, С.В. Мельничук, К.С. Ульяницкий, В.М. Ницович, А.В. Савицкий. Изв. вузов. Физика, № 4, 24 (1982).
- [8] Л.А. Косяченко, Е.В. Грушко. ФТП, **44** (10), 1422 (2010).
- [9] J.I. Pankove. *Optical Processes in Semiconductors* (Prentice-Hall, New Jersey, 1971).



- [10] T. Toshifumi, S. Adachi, H. Nakanishi, K. Ohtsuka. Jpn. J. Appl. Phys., **32**, 3496 (1993).
- [11] S. Adachi. *Optical Properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Materials and Fundamental Principles* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1999).
- [12] Л.А. Косяченко, В.М. Склярчук, О.Ф. Склярчук, О.Л. Маслянчук. ФТП, **45** (10), 1223 (2011).
- [13] S.S. Devlin. In: Physics and Chemistry of II–VI Compounds, ed. by M. Aven, J.S. Prener (North-Holland Publishing Company, N. Y., 1967).
- [14] I. Turkevych, R. Grill, J. Franc, E. Belas, P. Hoschl, P. Moravec. Semicond. Sci. Techn., **17**, 1064 (2002).
- [15] L.A. Kosyachenko, C.P. Lambropoulos, T. Aoki, E. Dieguez, M. Fiederle, D. Loukas, O.V. Sklyarchuk, O.L. Maslyanchuk, E.V. Grushko, V.M. Sklyarchuk, J. Crocco, H. Bensalah. Semicond. Sci. Technol., **27** (1), 015 007 (2012) (11 pp).
- [16] C. Sah, R. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [17] S.M. Sze, K. Ng. Kwok. *Physics of Semiconductor Devices*, 3d ed. (Wiley-Interscience, New Jersey, 2006).
- [18] L.A. Kosyachenko, O.L. Maslyanchuk, V.V. Motushchuk, V.M. Sklyarchuk. Sol. Energy Mater. and Solar Cells, **82** (1–2), 65 (2004).
- [19] И.С. Кабанова, Л.А. Косяченко, В.П. Махний. ФТП, **21** (11), 2087 (1987).
- [20] Л.А. Косяченко, В.М. Склярчук, О.Ф. Склярчук. ФТП, **31** (2), 207 (1997).
- [21] R.H. Fowler, L. Nordheim. Proc. Royal Soc. (London), **A119**, 173 (1928).
- [22] S.L. Miller. Phys. Rev., **99**, 1234 (1955).
- [23] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **37** (3), 713 (1959).
- [24] Л.В. Келдыш. ЖЭТФ, **46** (6), 1697 (1965).

Редактор Т.А. Полянская

## Charge transport mechanism in Schottky diodes based low-resistance CdTe: Mn

L.A. Kosyachenko, N.S. Yurtsenyuk, I.M. Rarenko,  
V.M. Sklyarchuk, O.F. Sklyarchuk, Z.I. Zakharuk,  
E.V. Grushko

Chernivtsi National University,  
58012 Chernivtsi, Ukraine

**Abstract** CdTe:Mn crystals with a resistivity of  $\sim 1 \Omega \text{ cm}$  at 300 K and Schottky diodes based on them have been investigated. Electrical conductivity of the material and its temperature variations are explained in the term of statistics of the electrons and holes in semiconductors taking into account the compensation processes. The ionization energy and the degree of compensation of donors responsible for the electrical conductivity have been determined. It was shown that under direct connection and low reverse voltages the currents in Au/CdTe:Mn Schottky diode are determined by the generation–recombination in the space charge region. At higher reverse bias ( $> 1.5\text{--}2 \text{ V}$ ), the excess current is caused by tunneling of electrons from the metal into the semiconductor, and at still higher voltages ( $> 7.6 \text{ V}$ ), an increase in reverse current due to avalanche processes is also observed.