

Электрические свойства фотодиодов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

© Л.А. Косяченко[¶], И.М. Раренко, О.А. Боднарчук, Сун Вейгуа*

Черновицкий государственный университет,
274012 Черновцы, Украина

*Институт оптоэлектроники,
471009 Лоян, Китайская Народная Республика

(Получена 8 февраля 1999 г. Принята к печати 1 апреля 1999 г.)

Представлены электрические свойства при 80 К $p-n$ -переходов, полученных ионным травлением $p\text{-Hg}_{0.91}\text{Mn}_{0.09}\text{Te}$. Показано, что при прямом смещении вольт-амперная характеристика диодов определяется рекомбинацией носителей в области пространственного заряда, причем при повышенных напряжениях зависимость рекомбинационного тока от напряжения деформирована из-за падения напряжения на содержащемся в диодной структуре высокоомном слое. При обратном смещении доминирующим механизмом переноса заряда является туннелирование носителей. При больших обратных напряжениях ударная ионизация высокоэнергетичными носителями обуславливает дополнительное возрастание тока.

1. Введение

$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ является перспективным для детекторов инфракрасного (ИК) излучения материалом, использование которого по сравнению с $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ позволяет повысить стабильность характеристик приборов [1–3]. При $x = 0.09$ $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ является полупроводником с шириной запрещенной зоны $E_g = 0.09$ эВ при 77 К, т.е. диапазон чувствительности диода на основе такого материала перекрывает оба атмосферных "окна" — $3 \div 5$ и $8 \div 13$ мкм. Приемлемые для практического использования $p-n$ -переходы в HgMnTe создают методом диффузии в насыщенных парах Hg или ионной имплантацией с последующим отжигом образцов для устранения возникших повреждений кристаллической решетки [3–5].

В настоящей работе приводятся результаты исследования $p-n$ -переходов на основе $\text{Hg}_{0.91}\text{Mn}_{0.09}\text{Te}$, полученных ионным травлением при низких по сравнению с используемыми при ионной имплантации ускоряющих напряжениях в [6]. Эта методика в сочетании с фотолитографией и пассивированием поверхности позволила изготовить многоэлементные матрицы планарных и меза-фотодиодов с воспроизводимыми и стабильными во времени характеристиками [7].

2. Образцы

Для изготовления фотодиодов использовались монокристаллы $p\text{-Hg}_{0.91}\text{Mn}_{0.09}\text{Te}$, полученные модифицированным методом зонной плавки [8]. После длительного отжига слитка (несколько недель) при $\sim 200^\circ\text{C}$ концентрация дырок в образцах, найденная из холловских измерений, находилась в пределах $(1 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при 77 К. В результате ионного травления Ag^+ (энергия ионов 700 эВ, плотность тока 0.5 мА/см^2) в течение $2 \div 2.5$ мин в приповерхностном слое $p\text{-HgMnTe}$ изменяется тип проводимости, при этом обнаруживается достаточно высокая концентрация электронов ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [7]. Поверхность HgMnTe пассивировалась фторидами Mn, Te и

Hg, образующимися при анодировании в растворе NH_4F в этиленгликоле [9]. Поверх слоя фторидов (~ 0.03 мкм) наносился, кроме того, слой ZnS (~ 0.3 мкм). Омические контакты с подложкой и n -слоем создавались химическим осаждением Pd с последующим вакуумным напылением Cr (~ 0.05 мкм) и затем Au (~ 1 мкм). Омический контакт к n -области, размеры которой составляют $50 \times 100 \text{ мкм}^2$, закрывает примерно половину активной площади диода (рис. 1).

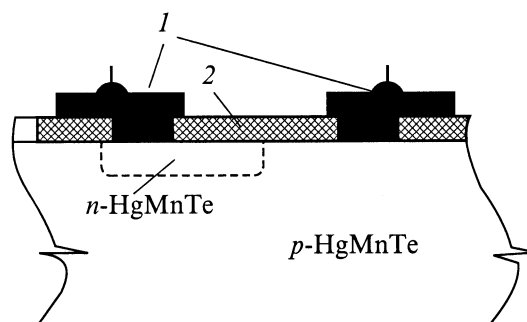


Рис. 1. Структура планарного HgMnTe -фотодиода: 1 — металлические контакты к n - и p -областям, 2 — пассивирующий слой.

3. Механизм переноса заряда при прямом смещении

На рис. 2 представлена типичная вольт-амперная ($I-V$) характеристика одного из элементов фотодиодной матрицы при температуре $T = 80$ К, иллюстрирующая выпрямляющие свойства исследуемых $p-n$ -переходов (при 0.3 В прямой ток превышает обратный более чем на 2 порядка). Характерной особенностью $I-V$ -характеристики, построенной в полулогарифмических координатах, является наличие при $V < 0.1$ В прямолинейного участка с наклоном, практически совпадающим с $e/2kT$ (e — заряд электрона, k — постоянная

[¶] E-mail: oe-dpt@phys.chsu.cv.ua

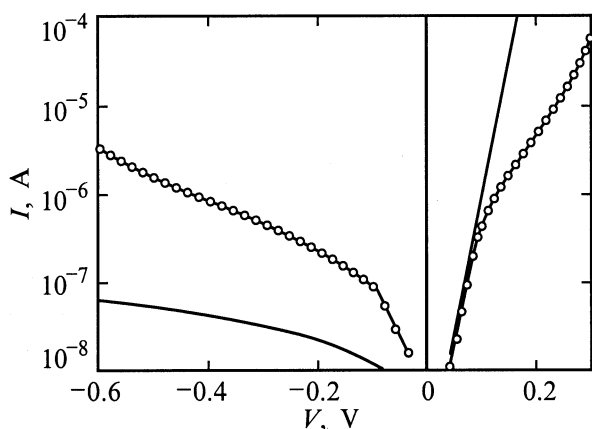


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика $HgMnTe$ -диода при 80 К. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — результаты расчета по формулам (1) и (2).

Больцмана, T — температура). Это свидетельствует о рекомбинационном механизме прямого тока, который для несимметричного $p-n$ -перехода при рекомбинации через уровни, расположенные вблизи середины запрещенной зоны (как наиболее эффективные рекомбинационные уровни), описывается при $eV \gg kT$ формулой [10,11]

$$I = A \frac{en_i d}{\tau} \frac{kT}{\varphi_0 - eV} \exp\left(\frac{eV}{2kT}\right), \quad (1)$$

где A — площадь диода, n_i — собственная концентрация носителей, τ — эффективное время жизни носителей в области пространственного заряда (ОПЗ), φ_0 — высота потенциального барьера в $p-n$ -переходе, $d = [2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 - eV)/e^2(N_a - N_d)]^{1/2}$ — ширина ОПЗ (в данном случае ОПЗ расположена в p -области как намного более высокоомной), ε — относительная диэлектрическая проницаемость, равная 17.8 для $Hg_{0.91}Mn_{0.09}Te$ [3], ε_0 — электрическая постоянная, $N_a - N_d$ — концентрация нескомпенсированных акцепторов в p -области. (Множитель $kT/(\varphi_0 - eV)$, зависимость которого от V можно пренебречь по сравнению с экспонентой, учитывает тот факт, что рекомбинация происходит не равномерно по всей ОПЗ, а только в ее части).

В соответствии с (1) отсечка на оси токов (рис. 2) дает величину $Aed_0kT/\tau\varphi_0$, где $d_0 = [2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0/e^2 \times (N_a - N_d)]^{1/2}$ — ширина ОПЗ при $V = 0$. Принимая для оценки $\varphi_0 \approx E_g = 0.09$ эВ (значение E_g найдено из кривой оптического пропускания подложки) и $(N_a - N_d) = p = 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, получаем $d_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см. Для исследуемых диодов $A = 5 \cdot 10^{-5}$ см 2 , а для $E_g = 0.09$ эВ при 80 К $n_i \approx 10^{14}$ см $^{-3}$ [3]. В формуле (1), таким образом, единственной неизвестной величиной является время жизни τ , которое для совпадения с экспериментальной зависимостью (при $V < 0.1$ В на рис. 2) нужно положить равным $6 \cdot 10^{-6}$ с, что близко к значению τ в $HgCdTe$, подвергнутому ионному травлению [6].

Отклонение от прямой линии на рис. 2 при $V > 0.1$ В может быть объяснено падением части приложенного к диоду напряжения на последовательно включенном с $p-n$ -переходом сопротивлении R_0 , которое всегда присутствует в диодной структуре. Это проявляется, в частности, в том, что при больших прямых смещениях, когда контактная разность потенциалов φ_0/e компенсируется внешним напряжением, $I-V$ -характеристика становится линейной (если R_0 — линейное сопротивление). Что это именно так, подтверждает рис. 3, а, на котором зависимость $I(V)$ построена в обычных координатах. Как видно, при $I > 50$ мкА экспериментальная зависимость изображается прямой линией.

4. Энергетическая диаграмма $p-n$ -перехода

Анализ результатов, представленных на рис. 2 и 3, а, приводит к важным следствиям.

1. Отсечка на оси напряжений на рис. 3, а дает значение контактной разности потенциалов 0.28 В (0.28 ÷ 0.29 В для различных образцов), что намного больше величины $E_g/e = 0.09$ В. Такое расхождение объясняется тем, что n -слой диодной структуры, обра-

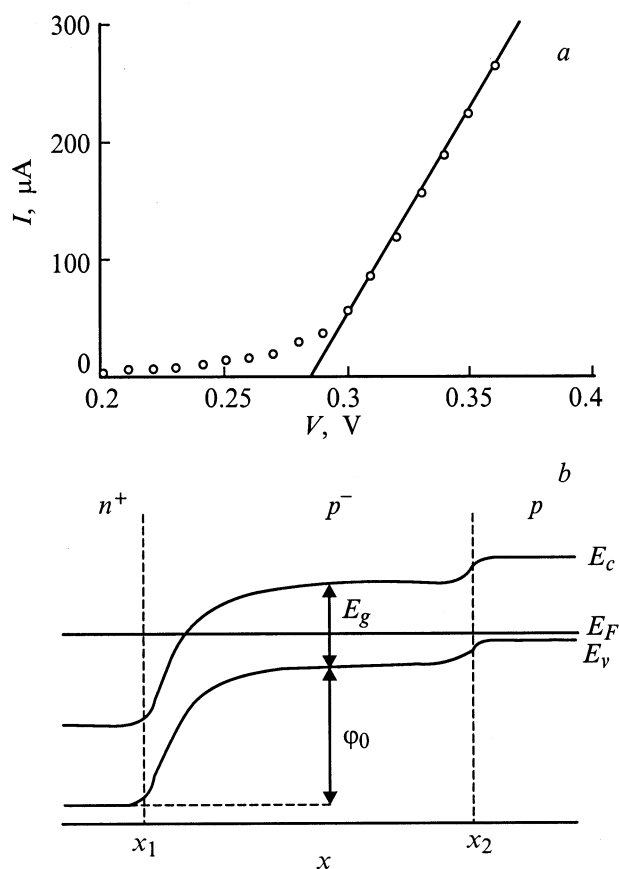


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика диода в области больших прямых токов (а) и энергетическая диаграмма диодной структуры на основе $HgMnTe$ (б).

зующийся при ионном травлении, является вырожденным полупроводником. В этом случае уровень Ферми E_F располагается выше дна зоны проводимости E_c на $E_F - E_c = (\hbar^2/2m_e^*)(3n/8\pi)^{2/3}$, где m_e^* — эффективная масса электрона, n — концентрация электронов. Принимаемая $m_e^* = 0.01m_0$ (m_0 — масса электрона в вакууме) [3], при $n = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ получаем $E_F - E_c \simeq 0.03 \text{ эВ}$, что и объясняет "аномально" большое значение φ_0 , следующее из рис. 3,а (с учетом вырождения n -области $\varphi_0 = E_F - E_c + E_g - \Delta\mu$, где $\Delta\mu$ — расстояние до уровня Ферми от валентной зоны в p -области диодной структуры).

2. Найденная из наклона прямолинейного участка на рис. 3,а величина $R_0 = \Delta V/\Delta I$ равна $\sim 280 \text{ Ом}$, что близко к величине сопротивления между двумя омическими контактами к подложке. Хотя для разных элементов фотодиодной матрицы дифференциальные сопротивления при $V = 0$ могут заметно различаться (в пределах $(0.3 \div 1) \cdot 10^6 \text{ Ом}$), при больших прямых токах значения $R_0 = \Delta V/\Delta I$ практически совпадают. Таким образом, найденное из рис. 3,а сопротивление R_0 есть сопротивление подложки. Падение напряжения на R_0 изменяет зависимость $I(V)$, но заметно сказывается только в области $V > 0.2 \text{ В}$. Для того чтобы экспериментальные точки на рис. 2 при напряжениях, несколько больших (порядка) 0.1 В , переместились на прямую линию, последовательное сопротивление должно быть примерно на 2 порядка больше $R_0 = 280 \text{ Ом}$. Приходится предположить, что исследуемая диодная структура содержит некоторый слой, сопротивление которого намного превосходит сопротивление подложки, причем его (слоя) проводимость заметно возрастает при больших прямых токах.

Обнаруженные особенности I – V -характеристики объяснимы, если для исследуемых диодов принять энергетическую диаграмму $n^+ - p^- - p$ -структуры, аналогичной той, которая образуется при ионной имплантации p -HgCdTe [12] (см. рис. 3,б). Как известно [3], проводимость p -HgMnTe (как и p -HgCdTe) в основном определяется вакансиями ртути, которые действуют как акцепторы. При ионном травлении на поверхности кристалла возникает избыток атомов Hg, которые, диффундируя в объем, заполняют вакансии Hg, тем самым компенсируя акцепторы. В приповерхностном слое концентрация избыточных атомов Hg велика, что приводит к сильной перекомпенсации акцепторов и изменению типа проводимости материала (n^+ -слой, $1 \div 2 \text{ мкм}$). Хотя концентрация протифундировавших атомов Hg по мере удаления от поверхности уменьшается монотонно, уровень Ферми в некотором интервале изменения концентрации Hg фиксируется на уровне неконтролируемых акцепторов ($\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в HgCdTe [12]). В результате образуется протяженный ($5 \div 10 \text{ мкм}$) слой p -типа проводимости с концентрацией дырок, меньшей чем в подложке (p^- -слой). При прямом смещении ток контролируется рекомбинацией в $n^+ - p^-$ -переходе, однако при его увеличении часть приложенного напряжения падает на высокоомном p^- -слое и рост тока с напряжением "отстает" от

зависимости $I \sim \exp(eV/2kT)$ (участок $V = 0.1 \div 0.2 \text{ В}$ на рис. 2). Одновременно с рекомбинацией в $n^+ - p^-$ -переходе происходит инжекция электронов в p^- -слой (диффузионный ток неосновных носителей), что может уменьшить его сопротивление (если диффузионная длина электронов сравнима или больше толщины p^- -слоя). Зная время жизни носителей τ , диффузионную длину электронов можно найти как $L_n = (D_n\tau)^{1/2}$, где D_n — коэффициент диффузии электронов, связанный с подвижностью электронов μ_n соотношением $eD_n/kT = \mu_n$ (для невырожденного полупроводника, каким и является p^- -слой). Принимая $\mu_n = 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 80 \text{ К}$, получаем $D_n \simeq 700 \text{ см}^2/\text{с}$ и $L_n = (6 \div 7) \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Поскольку L_n намного превышает толщину p^- -слоя, его проводимость при инжекции электронов заметно модулируется, т.е. сопротивление уменьшается. Инжектируемые в p^- -подложку электроны не могут существенно изменять ее проводимость, так как ее удельное сопротивление относительно мало.

5. Обратные токи

Один из возможных механизмов переноса заряда при обратном смещении p – n -перехода является генерация в ОПЗ. Если уровни, с участием которых происходит генерация (как и рекомбинация при прямом смещении), расположены вблизи середины запрещенной зоны полупроводника, то обратный ток в несимметричном p – n -переходе [10,11] есть

$$I_{\text{gen}} = A \frac{en_i d}{\tau} \frac{\sqrt{E_g/2 - eV} - \sqrt{E_g/2}}{\sqrt{\varphi_0 - eV}}, \quad (2)$$

где последний множитель учитывает неравномерность генерации в ОПЗ. Рассчитанная по формуле (2) зависимость обратного тока от напряжения показана сплошной линией на рис. 2. Как видно, рассчитанный при низких напряжениях ток меньше измеренного примерно на порядок, а при больших смещениях — на несколько порядков. Качественно отличается и характер зависимости $I(V)$: рассчитанный ток увеличивается с V сублинейно, а измеренный — сверхлинейно. Есть основание предположить, что обратный ток исследуемых p – n -переходов определяется туннельными процессами. Выражение для обратного тока для резкого p – n -перехода, в котором максимальная напряженность электрического поля равна $2(\varphi_0 - eV)/ed$, можно при межзонном туннелировании представить в виде [13]

$$I_{\text{tun}} = \gamma A \frac{e\sqrt{2m_r}}{2\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2} d_0} (\varphi_0 - eV)^{3/2} \times \exp \left[-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{m_r \varepsilon \varepsilon_0}}{\hbar(N_a - N_d)^{1/2}} \frac{E_g^{3/2}}{\sqrt{\varphi_0 - eV}} \right], \quad (3)$$

где $m_r = m_e^* m_h^* / (m_e + m_h^*)$ — приведенная масса электрона и дырки, γ — не зависящая от V постоянная величина,

введенная как подгоночный параметр при сопоставлении с экспериментом, поскольку выражение (3) предполагает, что электрическое поле в $p-n$ -переходе однородно и его напряженность равна максимальной напряженности поля в несимметричном переходе $2(\varphi_0 - eV)/e^2d$ (при $\gamma = 1$ формула (3) дает завышенные значения тока). На рис 4, *a* измеренная и рассчитанная зависимости обратного тока от напряжения представлены в координатах, предполагающих в соответствии с (3) получение прямых линий. Видно, что (3) описывает экспериментальный ход $I(V)$ только при относительно низких обратных смещениях $|V| < 0.3$ В (для "сшивания" расчетной и экспериментальной зависимостей $\gamma = 0.32$). При больших напряжениях экспериментальные точки заметно отклоняются вверх от полученных значений рассчитанного обратного тока. Это можно связать с ударной ионизацией атомов кристаллической решетки, приводящей к умножению носителей заряда. Ведь после туннелирования электрон, как и образовавшаяся дырка, оказываются в области действия сильного электрического поля и поэтому могут участвовать в лавинных процессах. Такое предположение подтверждается представленной на рис. 4, *b* зависимостью от напряжения фототока I_{ph} , возникающего при ИК облучении исследуемого $p-n$ -перехода. В рассматриваемой диодной структуре фототок формируется в основном за счет собирания носителей, генерируемых в n^+ -слое (его толщина, очевидно, намного меньше диффузионной длины дырок), и потому фототок не зависит от напряжения при $|V| < 0.3$ В. Однако как только обратное смещение превысит 0.3 В, фототок начинает довольно резко возрастать, что является прямым свидетельством ударной ионизации. Практически при таком же обратном напряжении экспериментальные точки на рис. 4, *a* начинают отклоняться от зависимости, описываемой формулой (3).

Из приведенных на рис. 4, *b* данных следует, что напряжение холостого хода при облучении диода (V_{oc}) равно 0.09 В. Такое значение V_{oc} невозможно для диода с невырожденными p^- - и n -областями, поскольку V_{oc} не может превышать контактную разность потенциалов φ_0/e , а $\varphi_0 < E_g = 0.09$ эВ. С другой стороны, $V_{oc} = 0.09$ В вполне реально для исследуемой $n^+-p^-p^-$ -структуры с вырожденной n^+ -областью. Поскольку ОПЗ в такой структуре расположена в высокоомной p^- -области, в формуле (3) следует положить $N_a - N_d \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Однако, для того чтобы наклон прямой на рис. 4, *a* совпал с экспериментальной зависимостью, приходится взять $N_a - N_d \simeq (1 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Противоречие устраняется, если принять модель, согласно которой туннелирование в диодах происходит с участием глубоких уровней примесей (дефектов) [3,5]. В этом случае в формуле (3) E_g нужно заменить меньшей величиной, и тогда для сохранения нужного наклона прямолинейного участка на рис. 4, *a* нужно соответственно уменьшить $N_a - N_d$. Например, если туннелирование происходит через уровни, расположенные посередине запрещенной зоны полупроводника, то величину $N_a - N_d$ нужно уменьшить в $2^3 = 8$ раз. Разумеется, изменение

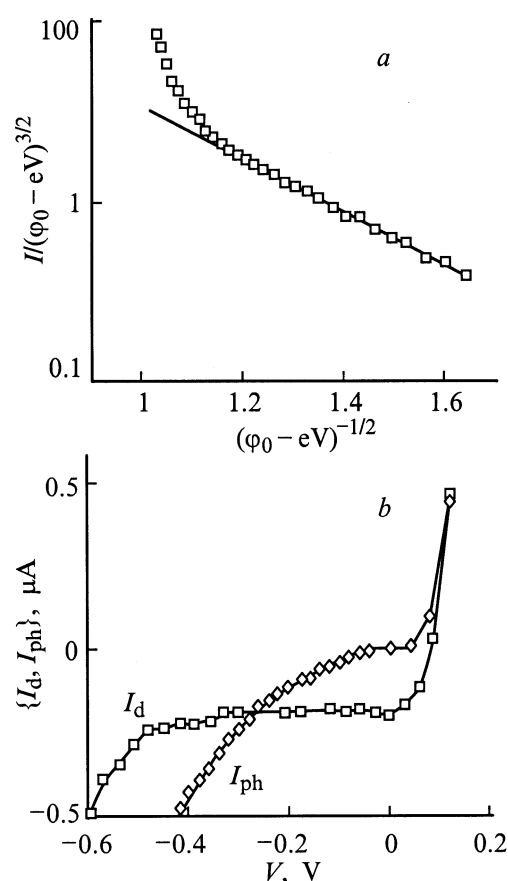


Рис. 4. *a* — сопоставление расчета согласно (3) с экспериментальной зависимостью обратного тока от напряжения. *b* — зависимости темного тока I_d и фототока I_{ph} от напряжения.

$N_a - N_d$ следует учесть и в выражениях для генерационно-рекомбинационных токов (1), (2). Однако это не внесет существенных изменений в сделанные оценки относительно времени жизни и диффузионной длины носителей, так как одновременно с увеличением ширины ОПЗ нужно вместо $\varphi_0 \simeq E_g$ взять φ_0 в ~ 3 раза большим.

6. Заключение

Методом ионного травления $p-Hg_{1-x}Mn_xTe$ получены n^+-p^-n -структуры с выпрямляющими стабильными характеристиками. Прямой ток исследуемых диодов определяется рекомбинацией носителей в области пространственного заряда. Его зависимость от напряжения при больших V включает падение напряжения на p^- -слое, сопротивление которого уменьшается с ростом тока. Обратный ток при низких смещениях обусловлен туннельными процессами, а при повышении напряжения дополнительно возрастает за счет лавинных процессов.

Список литературы

- [1] J.K. Furduna. J. Vac. Sci. Technol., **21**(1), 220 (1982).
- [2] R. Tribonlet. Semicond. Sci. Technol., **5**, 1073 (1990).
- [3] A. Rogalski. Infr. Phys., **31**, 117 (1991).
- [4] P. Becla. J. Vac. Sci. Technol., **A4**, 2014 (1986).
- [5] E. Janik, G. Karczewski. Acta Phys. Polon., **A73**, 439 (1998).
- [6] P. Brogowski, H. Mucha, J. Piotrowski. Phys. St. Sol. (a), **114**, K37 (1989).
- [7] Л.А. Косяченко, И.М. Раренко, О.О. Боднарук, Сун Вейгуа, Ху Женг Ксионг. *Научный вестник Черновицкого университета. Физика* (Черновцы, Рута, 1998) вып. 40. с. 59.
- [8] О.А. Боднарук, И.Н. Горбатюк, С.Э. Остапов, И.М. Раренко, В.П. Шафранюк, С.В. Ничий. Неорг. матер., **31**, 1347 (1995).
- [9] Sun Weiguo, L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko. J. Vac. Sci. Technol., **A15**(4), 2202 (1997).
- [10] C. Sah, R. Noice, W. Shokley. Proc. IRE, **45**, 1228 (1957).
- [11] L.A. Kosyachenko, M.M. Slyotov, D.V. Galchenkov, L.I. Voyevidko. УФЖ, **39**, 1001 (1994).
- [12] L.O. Bubulac. J. Cryst. Growth., **86**, 723 (1988).
- [13] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrical properties of $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -based $p-n$ junctions

L.A. Kosyachenko, I.M. Rarenko, O.O. Bodnaruk,
Sun Weiguo*

Chernovtsy University,
274012 Chernovtsy, Ukraine

*Optoelectronics Institute,
Luoyang, People's Republic of China

Abstract Electrical properties (80 K) of $p-n$ junctions fabricated by ion milling of $p\text{-Hg}_{0.91}\text{Mn}_{0.09}\text{Te}$ are analyzed. The forward current voltage characteristics at low biases is shown to be governed by carrier recombination in the space charge region and, at higher biases its voltage dependence being deformed due to a voltage drop across a high-resistance layer existing in the diode structure. Under the reverse bias, carrier tunneling suppresses other transport mechanisms. At higher reverse biases, impact ionization by high-energy carriers is responsible for the additional increase in the diode current.