

**ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ  
НА ОСНОВЕ СЛОЕВ  $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ  
МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ****А. В. Ярцев***Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск  
E-mail: jartsev@ngs.ru*

Представлены результаты измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) диодов, предназначенных для приемников ИК-излучения с граничной длиной волны  $\lambda_c = 11$  мкм, на основе варизонных слоев  $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$ , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs. Определено, что основными механизмами генерации носителей заряда при напряжении обратного смещения  $V_1 < -0,2$  В являются диффузионный ток и ток генерации в слое обеднения  $p$ - $n$ -перехода. Показано, что хорошее совпадение расчетных и экспериментальных ВАХ достигается при учете понижения эффективной глубины залегания рекомбинационных уровней в слое обеднения вследствие эффекта Пула – Френкеля, а также при учете продольного растекания носителей заряда в диффузионной составляющей обратного тока.

**Введение.** В настоящее время твердые растворы теллурида кадмия-ртути (КРТ) являются основным материалом для изготовления ИК-фотоприемников в спектральном диапазоне 8–14 мкм [1]. Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) – перспективный метод получения слоев КРТ на альтернативных подложках из полуизолирующего арсенида галлия, на основе которого разработаны многоэлементные приемники с высокими характеристиками [2]. На данный момент имеется небольшое количество работ, посвященных исследованиям характеристик фотодиодов на слоях КРТ, полученных методом МЛЭ.

В предлагаемой работе представлены результаты измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) планарных фотодиодов на основе МЛЭ КРТ, полученных на этих слоях ионной имплантацией бора. Определены основные механизмы формирования обратных токов  $p$ - $n$ -переходов и их роль в формировании такого важного параметра, как  $R_0A$ , где  $R_0$  – дифференциальное сопротивление при нулевом смещении  $p$ - $n$ -перехода и  $A$  – его площадь.

**Образцы.** В слое  $\text{Hg}_{0,78}\text{Cd}_{0,22}\text{Te}$   $p$ -типа толщиной  $h = 10$  мкм с концентрацией дырок  $7,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  изготовлены области  $n$ -типа ионной имплантацией бора, режимы которой представлены в [3]. В результате имплантации образуется  $n^+ - n^- - p$ -структура из сильнолегированного слоя  $n$ -типа толщиной около 1 мкм с концентрацией электронов  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и слаболегирован-

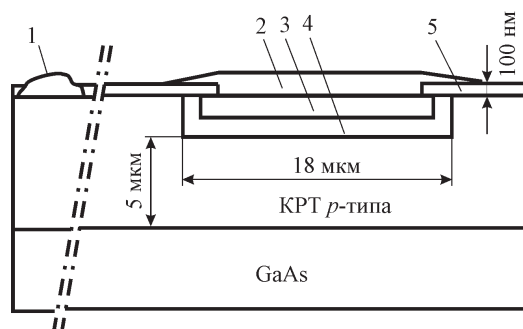


Рис. 1. Профиль фотодиода: 1 – базовый In-контакт, 2 – сигнальный In-контакт, 3 –  $n^+$ -слой, 4 –  $n^-$ -слой, 5 – слой диэлектрика  $\text{SiO}_2 + \text{Si}_3\text{N}_4$

ного слоя  $n$ -типа с концентрацией  $2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , толщина которого зависит от режима имплантации и в нашем случае составляет 3–4 мкм (рис. 1). Предполагается, что появление  $n^-$ -слоя обусловлено диффузией ртути из  $n^+$ -слоя. Профиль легирования получен методом послойного травления [3]. Площадь  $n^+$ -слоя составляет  $10 \times 10 \text{ мкм}$ , площадь  $n^-$ -слоя равна  $18 \times 18 \text{ мкм}$ ;  $n^-$ -слой полностью охватывает  $n^+$ -слой.

Энергетическая диаграмма  $n^+ - n^- - p$ -структуры представлена на рис. 2. Все концентрации получены из холловских измерений при  $T = 78 \text{ К}$ .

Типичная темновая ВАХ  $p-n$ -переходов представлена на рис. 3 сплошной линией. Из экспериментальной ВАХ можно заключить, что основными генерационными токами при напряжении смещения до  $-0,2 \text{ В}$  являются диффузионный ток  $I_d$  и ток генерации в слое обеднения  $p-n$ -перехода  $I_{gr}$ .

**Диффузионный ток  $p-n$ -перехода** определяется известным уравнением

$$I_d = I_s (e^{eV_1/kT} - 1), \quad (1)$$

где  $V_1$  – напряжение смещения, приложенное к  $p-n$ -переходу;  $I_s$  – ток насыщения, определяемый диффузией неосновных носителей заряда из ней-

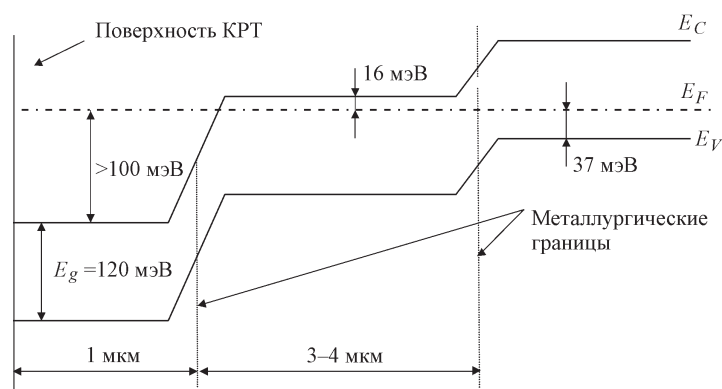


Рис. 2. Энергетическая диаграмма перехода ( $n^+ = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $n^- = 2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $p = 7,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ )

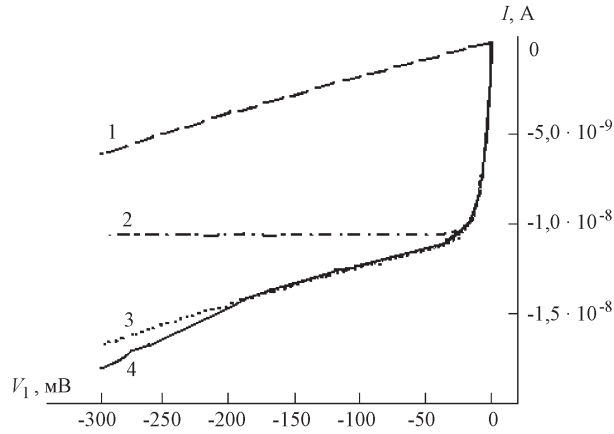


Рис. 3. Обратная ветвь ВАХ фотодиода: 1–3 – теоретические кривые (1 – генерационно-рекомбинационный ток, 2 – диффузионный ток, 3 – суммарный ток), 4 – экспериментальная кривая

тральных объемов каждого из полупроводников. В исследованных образцах диффузионный ток дырок из  $n$ -полупроводника на порядок меньше диффузионного тока электронов из  $p$ -полупроводника и им можно пренебречь. При расчете диффузионного тока следует учитывать прилегающую периферийную часть слоя КРТ, из которой собираются неосновные носители заряда за счет продольной диффузии электронно-дырочных пар в этом слое. Подобная задача была решена в работе [4] для диода цилиндрической формы, и найдено следующее выражение для диффузионного тока:

$$I_s = \frac{en_{p0}D_n^{(p)}}{L_n^{(p)}} [A_1 \tanh(x_1/L_0^{(p)}) + A_2^* k_c], \quad (2)$$

где  $D_n^{(p)}$ ,  $L_n^{(p)}$ ,  $n_{p0}$  – коэффициент диффузии, длина диффузии, концентрация неосновных носителей в  $p$ -материале соответственно;  $x_1$  – расстояние между краем  $n^-$ -слоя и подложкой из GaAs (см. рис. 1);  $A_1$  – площадь диода;  $A_2^*$  – эффективная площадь боковой грани диода. Полагая  $L_n^{(p)} > h$ , можно считать, что неосновные носители собираются со всей толщины слоя КРТ.

Коэффициент сбора  $k_c$  найден из равенства [4]

$$k_c = \frac{K_1(r/L_n^{(p)})}{K_0(r/L_n^{(p)})}, \quad (3)$$

где  $K_0$  и  $K_1$  – модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно;  $r$  – эффективный радиус диода. При расчетах величина  $r$  выбрана таким образом, чтобы периметр реального образца совпадал с периметром кругового  $p$ - $n$ -перехода той же толщины и радиусом  $r$ .

**Генерационно-рекомбинационный ток в слое обеднения.** Примем, что полупроводник содержит генерационно-рекомбинационные уровни донорного типа с концентрацией  $M$ , безразмерной энергией  $\varepsilon_M$  относительно

собственного уровня Ферми и коэффициентами захвата электронов  $\gamma_n$  и дырок  $\gamma_p$ . Вследствие эффекта Пула – Френкеля глубина их залегания относительно дна зоны проводимости в электрическом поле  $p$ – $n$ -перехода окажется меньше на величину [5]

$$\alpha = \frac{1 + e^{\beta\sqrt{F}} (\beta\sqrt{F} - 1)}{\beta^2 F} + \frac{1}{2}, \quad (4)$$

где  $\beta = (e^3 / \pi \epsilon_0 \epsilon_s)^{1/2} / kT$ ,  $F$  – напряженность электрического поля.

В нашем случае резко несимметричного  $p$ – $n$ -перехода практически вся область пространственного заряда сосредоточена в  $n$ -полупроводнике, поэтому достаточно рассмотреть генерационный ток  $j_w^{(n)}$  в слое обеднения  $n$ -полупроводника. Несложно показать, что для учета эффекта Пула – Френкеля необходимо в выражении генерации электронно-дырочных пар заменить значение сечения захвата электронов эффективным:

$$\gamma_n^* = \gamma_n \alpha, \quad (5)$$

где  $\alpha$  дана в (4).

Для определения генерационно-рекомбинационного тока воспользуемся выражением, подобным найденному в [6]:

$$j_w^{(n)} = \frac{en_i L_{dn} (1 - e^{-y_1})}{\tau_{gr}} \int_{y_{sn}}^0 \frac{dy_n}{a_n(y_n) \sqrt{-y_n}}. \quad (6)$$

Здесь  $y_{sn}$  – значение безразмерного изгиба зон в слое обеднения  $n$ -полупроводника;  $\tau_{gr} = (\tau_{n0} \tau_{p0})^{1/2}$ ;  $y_1 = eV_1 / kT$ ;  $L_{dn}$  – эффективная длина экранирования:

$$L_{dn} = (\epsilon_0 \epsilon_s kT / 2e^2 N_D)^{1/2}.$$

Функция  $a_n(y_n)$  задана равенством

$$a_n(y_n) = e^{\eta_0 + y_n + \xi} + e^{-(\eta_0 + y_n + \xi)} e^{-y_1} \alpha^{-1} + e^{\epsilon_M + \xi} + e^{-\epsilon_M - \xi} \alpha^{-1}, \quad (7)$$

где  $\xi = \ln(\tau_{p0} / \tau_{n0})^{1/2}$ ;  $\eta_0$  – положение безразмерного уровня Ферми в объеме  $n$ -полупроводника.

При условии  $\epsilon_M = \xi = 0$  наибольший вклад в интеграл (6) вносит тот участок  $y_n$ , в котором функция  $a_n(y_n)$  минимальна и равна

$$a_{\min} = (1 + \alpha_0^{-1})(1 + e^{-y_1/2}),$$

где  $\alpha_0 = \alpha(F_{\max}/2)$  ( $F_{\max}$  – максимальная напряженность электрического поля). Две величины  $y_{1,2}$ , которым соответствует  $a_n(y_{1,2}) = 2a_{\min}$ , имеют вид

$$y_{1,2} = \eta - \ln(1 \pm \sqrt{1 - e^{-y_1}}).$$

Интегрируя выражение (6) в пределах  $y_1$  и  $y_2$ , получим

$$j_w^{(n)} = \frac{en_i L_{dn} (1 - e^{-y_1/2})}{\tau_{gr}} \frac{2}{1 + \alpha_0^{-1}} (\sqrt{\eta + y_1 + \ln(2)} - \sqrt{\eta - \ln(2)}). \quad (8)$$

Численный расчет показывает, что приближение (8) совпадает с точным решением для  $y_1 > 6$  с погрешностью  $< 7\%$ .

**Дифференциальное сопротивление.** Удельное дифференциальное сопротивление описывается соотношением

$$\frac{1}{RA} = \frac{dI}{dV} = \frac{1}{(RA)_{dif}} + \frac{1}{(RA)_{g-r}}. \quad (9)$$

Используя (9) и (2), для удельного дифференциального сопротивления диода, обусловленного диффузионным током, получим

$$(R_0 A)_{dif} = \frac{(kT\tau_p)^{1/2}}{e^{3/2} n_{p0} (\mu_e^{(p)})^{1/2}} \frac{A_1 + A_2}{A_1 \tanh(x_1/L_e) + A_2^* k_c}, \quad (10)$$

где  $\tau_p$  – время жизни в  $p$ -КРТ;  $\mu_e^{(p)}$  – подвижность электронов в  $p$ -КРТ;  $A_2$  – геометрическая площадь боковой поверхности.

Точное решение для дифференциального сопротивления при произвольном смещении, обусловленного генерационно-рекомбинационным механизмом  $(RA)_{g-r}$ , может быть получено численным дифференцированием (6). Найдём приближенное выражение этого дифференциального сопротивления при нулевом смещении  $(R_0 A)_{g-r}$ . Заметим, что функция  $a^{-1}(y_n)$  в (6) имеет относительно резкий максимум при некотором значении  $y_{nm}$ . Считая функцию  $(-y_n)^{-1/2}$  относительно слабой, вынесем ее за знак интеграла при значении  $y_{nm} = -\eta_0$ . Расчет показывает, что оставшийся интеграл равен  $2/(1 + \alpha_0^{-1})$ . В итоге получаем

$$(R_0 A)_{g-r} = \left( \frac{e}{kT} \frac{dj_w^{(n)}}{dy_1} \right)_{y_1=0}^{-1} = \frac{kT}{e} \frac{\tau_0}{en_i L_{dn}} \frac{1 + \alpha_0^{-1}}{2} \sqrt{\eta}. \quad (11)$$

Из вычисления видно, что выражение (11) дает погрешность  $< 8\%$  по сравнению с точным расчетом.

**Сравнение с экспериментом.** Теоретические кривые компонент обратного тока (3) и (8) совмещали с экспериментальной кривой (см. рис. 3), используя в качестве трех «подгоночных» параметров  $\tau_p$ ,  $\mu_e^{(p)}$  и  $\tau_{gr}$ .

Для мольного состава КРТ  $x = 0,223$  и температуры  $T = 78$  К ширина запрещенной зоны  $E_g = 120$  мэВ [7]. Этому значению  $E_g$  соответствует собственная концентрация  $n_i = 8,9 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> [2]. В  $p$ -материале с концентрацией акцепторов  $7,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> концентрация неосновных носителей составляет величину  $n_{p0} = 1,06 \cdot 10^{10}$  см<sup>-3</sup>.

| Номер образца | $\mu_e^{(p)}$ ,<br>см <sup>2</sup> /В·с | $\tau_p$ ,<br>нс | $L_n^{(p)}$ ,<br>мкм | $k_c$ | $\tau_{gr}$ ,<br>мкс | $R_0A$ ,<br>Ом·см <sup>2</sup> | $(R_0A)_{dif}$ ,<br>Ом·см <sup>2</sup> | $(R_0A)_{g-r}$ ,<br>Ом·см <sup>2</sup> |
|---------------|---|------------------|----------------------|-------|----------------------|--------------------------------|--|--|
| 030630_1      | 60000                                   | 7                | 22                   | 2,2   | 0,33                 | 5,90                           | 5,92                                   | 110                                    |
| 030704_2      | 70000                                   | 6                | 15                   | 1,8   | 0,34                 | 5,40                           | 5,43                                   | 112                                    |
| 030925        | 55000                                   | 9                | 17                   | 2,1   | 0,59                 | 7,70                           | 7,74                                   | 202                                    |

Площадь диода  $A_1 = 3,24 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>, эффективная площадь боковой поверхности  $A_2^* = 7,2 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>, геометрическая площадь боковой поверхности  $A_2 = 3,6 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>, эффективный радиус диода  $r = 10,2$  мкм.

Согласно работам [7, 8] величина  $\mu_e^{(p)}$  в аналогичных образцах МЛЭ КРТ лежит в диапазоне  $4 \cdot 10^4 - 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с, а  $\tau_p$  – в диапазоне 3–8 нс. В выражении (2) подбирали параметры  $\mu_e^{(p)}$  и  $\tau_p$  в указанных пределах до тех пор, пока при напряжениях от 0 до –15 мВ не достигалось удовлетворительное совпадение. Затем в уравнении (8) варьировали время генерации  $\tau_{gr}$  до тех пор, пока в диапазоне смещений –50... –150 мВ наклон линейного участка ВАХ не совпадал с экспериментальной кривой. Результаты для трех образцов приведены в таблице.

Генерационное время жизни  $\tau_{gr}$  составляет 0,3–0,6 мкс и относится к области пространственного заряда в  $n^-$ -полупроводнике. Учитывая (4), можно показать, что

$$\tau_{gr} = \frac{1}{\gamma M} (1 + \alpha^{-1}),$$

т. е. вследствие эффекта Пула – Френкеля время генерации в полупроводнике может уменьшиться не более чем в 2 раза. Полагая понижение барьера  $\gg kT$  во всей области пространственного заряда и учитывая, что время жизни в полупроводнике в 2 раза меньше генерационного времени, полученные величины  $\tau_{gr}$  можно сравнивать с временем жизни в  $n$ -КРТ. Время жизни в индуцированном  $n^-$ -слое составляет 0,3–0,6 мкс, что гораздо меньше времени жизни в исходном  $n$ -КРТ (2–6 мкс). Такое уменьшение времени жизни можно объяснить повышенной дефектностью  $n^-$ -материала, вызванной ионной бомбардировкой.

Теоретические и экспериментальная кривые дифференциального сопротивления показаны на рис. 4. При малых смещениях ( $V_1 < -30$  мВ) величина  $RA$  определяется диффузионным механизмом, тогда как при смещениях  $V_1 > -30$  мВ – генерационно-рекомбинационным. Характеристическая величина  $R_0A$  рассматриваемых образцов лежит в диапазоне 5–8 Ом·см<sup>2</sup>, что близко к  $R_0A$  некоторых аналогов, изготовленных в планарном исполнении [9].

Заметим, что при диффузии из  $p$ -КРТ основной поток неосновных носителей идет из боковой части диода. В случае если фотодиоды построены не планарным способом, а путем создания мезаструктуры, то боковой диффузии

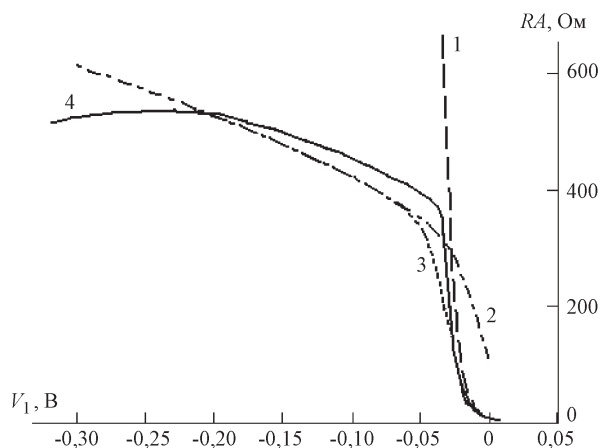


Рис. 4. Зависимости дифференциального сопротивления  $RA$  от смещения фотодиода: 1–3 – теоретические кривые (1 – диффузионная составляющая, 2 – генерационно-рекомбинационная составляющая, 3 – суммарный ток), 4 – экспериментальная кривая

онный ток можно ликвидировать. При этом величина  $R_0A$  резко возрастает до 84 Ом, что сравнимо с лучшими образцами мезоструктурных фотодиодов.

**Заключение.** В данной работе представлены результаты измерения темновых ВАХ фотодиодов на основе слоев КРТ, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на альтернативных подложках из полуизолирующего GaAs. Показано, что в области небольших смещений (от 0 до  $-200$  мВ) токи хорошо описываются суммой двух механизмов (диффузионного и генерационно-рекомбинационного) в слое обеднения и что при расчете диффузионного тока в случае сопоставимости длины диффузии в  $p$ -материале с размерами  $p$ - $n$ -перехода необходимо учитывать эффект увеличения потока носителей с периферийной части фотодиода. Поправочный коэффициент для этого эффекта лежит в пределах 1,8–2,2. Величина  $R_0A$  рассматриваемых образцов составляет 5–8 Ом · см<sup>2</sup>. При расчете генерационно-рекомбинационного тока учтено понижение глубины залегания рекомбинационного уровня вследствие эффекта Пула – Френкеля.

Автор выражает благодарность В. Н. Овсюку за поддержку работы и обсуждение полученных результатов, В. В. Васильеву и Т. И. Захарьяш за изготовление образцов фотодиодов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Овсюк В. Н., Курышев Г. Л., Сидоров Ю. Г. и др. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука, 2001.
2. Рогольский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. /Под ред. А. В. Войцеховского. Новосибирск: Наука, 2003.
3. Овсюк В. Н., Талипов Н. Х. Особенности распределения донорных центров в кристаллах CdHgTe  $p$ -типа при низкотемпературной имплантации // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 87.

4. **Grimbergen C. A.** The influence of geometry on the interpretation of the current in epitaxial diodes // Solid State Electron. 1976. **19**, N 12. P. 1033.
5. **Hartke J. L.** The three-dimensional Poole–Frenkel effect // Journ. Appl. Phys. 1968. **39**, N 10. P. 4871.
6. **Sah C. T., Noyce R. N., Shockley W.** Carrier generation and recombination in p-n junction and p-n junction characteristics // Proc. IRE. 1957. **45**, N 6. P. 1228.
7. **Варавин В. С., Дворецкий С. А., Костюченко В. Я. и др.** Подвижность неосновных носителей заряда в пленках  $p$ -HgCdTe // ФТП. 2004. **38**. С. 532.
8. **Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др.** Время жизни носителей заряда в структурах на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x = 0,22$ ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. 1997. **31**. С. 774.
9. **Steckl A. J.** Infrared charge coupled devices // Infrared. Phys. 1976. **16**, N 1–2. P. 65.

*Поступила в редакцию 23 октября 2006 г.*

---