

УДК 621.315.592

А. Ф. Кравченко, В. Н. Овсяк, Л. Н. Ромашко  
(Новосибирск)

**МЕХАНИЗМЫ ПЕРЕГОНА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА  
В ДИФФУЗИОННЫХ  $n$ - $p$ -ПЕРЕХОДАХ,  
ИЗГОТОВЛЕННЫХ НА ОСНОВЕ CdHgTe**

Исследованы  $n$ - $p$ -диоды, изготовленные на пленках CdHgTe ( $x = 0,22$ ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs. Анализ механизмов переноса заряда проведен по вольт-амперным характеристикам и зависимостям дифференциальной проводимости от напряжения смещения, измеренным в температурном диапазоне от 5 до 100 К. Определены температурные диапазоны, в которых преобладают диффузионная, генерационно-рекомбинационная и туннельная составляющие темнового тока через  $n$ - $p$ -переход. При низких температурах ( $T < 30$  К) на вольт-амперных характеристиках наблюдаются перегибы, которые отражаются в виде четко выраженных максимумов на зависимости дифференциальной проводимости  $dI/dV$  от приложенного напряжения. Эти максимумы могут быть связаны с упругим туннелированием носителей заряда через локальные состояния  $E_{11} \approx E_v + 0,035$  эВ,  $E_{12} \approx E_v + 0,043$  эВ и  $E_{13} \approx E_v + 0,062$  эВ в запрещенной зоне полупроводника. Предполагается, что наличие локальных состояний связано с собственными дефектами полупроводника.

**Введение.** Твердые растворы CdHgTe широко используются для создания ИК-фотоприемников в спектральном диапазоне от 3 до 12 мкм. Особый интерес представляют фотоприемники на основе  $n$ - $p$ -переходов. Характеристики фотодиодов определяются диффузионными, генерационно-рекомбинационными и туннельными процессами в области пространственного заряда (ОПЗ)  $n$ - $p$ -перехода. Встроенный заряд в диэлектрике, пассивирующей поверхности диодов, и большое количество генерационно-рекомбинационных центров в приповерхностной области полупроводника могут приводить к большим поверхностным токам утечки и значительно ухудшать характеристики диодов [1]. Выращивание пленок CdHgTe с повышенным содержанием кадмия вблизи поверхности позволяет избавиться от поверхностных избыточных токов. Генерационно-рекомбинационные процессы в области пространственного заряда  $n$ - $p$ -перехода изучены достаточно подробно [2, 3]. Уже первые исследования туннельных токов [4] показали, что для узкозонного CdHgTe существенными являются процессы туннелирования через уровни ловушек. В указанной работе исследованы процессы туннелирования электронов с заполненных ловушек, находящихся в  $p$ -области вне области пространственного заряда, на свободные состояния в зоне проводимости  $n$ -области. В работах [5, 6] предложен метод расчета

туннелирования электронов с заполненных ловушек в области пространственного заряда перехода на состояния в зоне проводимости  $n$ -области. В [7] приведена модель, в которой одни и те же ловушки, находящиеся в области пространственного заряда, определяют генерационно-рекомбинационные и туннельные токи в диодах. Авторы этой работы сделали вывод, что характеристики исследованных ими  $n^+-p$ -переходов в температурном диапазоне от 20 до 300 К объясняются наличием одного уровня ловушек в запрещенной зоне полупроводника и в диффузионных переходах процесс туннелирования через ловушки невозможен. В целом проведенные исследования показали, что при наличии большого количества глубоких уровней в CdHgTe характеристики  $n^+-p$ -фотодиодов в температурном диапазоне от 77 до 300 К определяются генерационно-рекомбинационными процессами, а при малом количестве ловушек – диффузионными. При температурах ниже 77 К переходы ограничиваются туннельными процессами через уровни ловушек.

В настоящей работе изложены результаты исследований механизмов переноса заряда через диффузионные переходы, изготовленные на эпитаксиальных слоях CdHgTe ( $x=0,22$ ), выращенных на подложках GaAs [8]. Исследованы вольт-амперные характеристики и зависимости дифференциальной проводимости от напряжения смещения в диапазоне температур от 5 до 100 К. Выявлены особенности, связанные с туннельными механизмами протекания тока, и показано, что в области прямых смещений они могут быть связаны с участием в туннельных процессах трех уровней ловушек.

**Эксперимент и обсуждение результатов.** Исследовали фотодиоды, изготовленные на эпитаксиальных слоях CdHgTe  $p$ -типа толщиной 10 мкм с концентрацией дырок  $p=3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Мольный состав кадмия в средней части пленки был равен  $x=0,22$ , а к поверхности и к внутренней границе раздела он возрастал до  $x=0,6$ . Структура диода показана на рис. 1. Область электронной проводимости фотодиодов формировалась термодиффузией ртути из анодного окисла, выращиваемого в окнах из фоторезиста площадью  $40 \times 40 \text{ мкм}$  [9]. Отжиг анодного окисла проводили при  $T=180 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 10 мин. Длина диффузии ртути составила  $\sim 10 \text{ мкм}$  при концентрации электронов в  $n$ -слое  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  при  $T=77 \text{ К}$ . Для омического контакта к  $n$ -области напыляли In. В качестве диэлектрика на поверхность наносили слои пиролитического  $\text{SiO}_2$  и плазмохимического  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , способствующие созданию границы раздела с малым количеством поверхностных состояний [10].

Вольт-амперные ( $I-V$ ) характеристики и дифференциальная проводимость ( $dI/dV-V$ ) диода представлены на рис. 2 и 3. На  $I-V$ -характеристиках при прямом и обратном смещениях наблюдаются перегибы, особенно заметные при низких температурах. На зависимости дифференциальной проводимости от напряжения отчетливо видны пики при любых температурах в

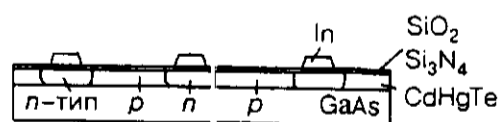


Рис. 1. Структура диода



те же процессы при положительном смещении. Поскольку концентрация дырок внутри ОПЗ меньше, чем вне ее, то вероятность рекомбинации электронов, туннелирующих из зоны проводимости на ловушку, наибольшая вне ОПЗ. Таким образом, туннельный ток будет максимальным, если положение квазиуровня Ферми в *n*-области перехода совпадет с уровнем ловушки в *p*-области. На рис. 4, *b* показана схема оценки энергетического положения уровня ловушек. Энергия ловушки относительно потолка валентной зоны равна  $E_l = \phi_p + V_{см} + \phi_n + \Delta E$ , где  $\phi_p$  и  $\phi_n$  – квазиуровни Ферми для дырок и электронов в *p*- и *n*-областях;  $\Delta E$  – энергия максимума распределения электронов по отношению к краю зоны проводимости *n*-области перехода. По такой оценке пик 1 при  $T = 14$  К на рис. 3 соответствует туннелированию электронов через уровни ловушек с  $E_{l1} \cong E_v + 0,035$  эВ (при оценке предполагалось, что энергия акцепторов  $E_a = 10$  мэВ, если считать, что  $E_a = 5$  мэВ – оценка значения энергии уровня – изменяется незначительно (на 2 мэВ)). Такая оценка справедлива не только для резкого перехода. Пики 2 и 3, которые наблюдаются при  $T < 10$  К, соответствуют уровням ловушек с  $E_{l2} \cong E_v + 0,043$  эВ,  $E_{l3} \cong E_v + 0,062$  эВ соответственно. Заметим, что в работе [11] методом DLTS при исследовании близкого по составу материала CdHgTe  $x = 0,215$  при  $T \sim 25 - 30$  К были обнаружены уровни практически с такими же значениями энергий залегания: дырочная ловушка с  $E_{l1} = E_v + 0,035$  эВ и электронная с  $E_{l2} = E_v + 0,043$  эВ. Авторы [12] наблюдали уровень  $E_{l3} = E_v + 0,062$  эВ в образцах с большим количеством дислокаций.

Наличие пиков при отрицательном смещении также может быть связано с туннелированием носителей через уровни ловушек в ОПЗ перехода, не заполненные электронами, из валентной зоны в зону проводимости. В неидеальном переходе концентрации  $\bar{N}_v$  и  $N_d$  имеют некоторое плавное изменение от *n*- к *p*-типу, и поэтому квазиуровни Ферми в *n-p*-переходе имеют некоторое нелинейное распределение, зависящее от распределения концентрации доноров и акцепторов (рис. 4, *c*). При малых смещениях туннелирование может осуществляться только через уровни вблизи зоны проводимости. При увеличении напряжения смещения к туннелированию через мелкие уровни вблизи зоны проводимости должен добавиться туннельный ток через более глубокие уровни. И наконец, при больших смещениях туннелирование может осуществляться и через уровни вблизи валентной зоны. Поскольку при увеличении обратного напряжения к уже имеющейся туннельной составляющей тока через один уровень добавляется туннелирование через другой и т. д., на *I-V*-характеристике будут наблюдаться ступеньки, а соответственно на зависимостях  $dI/dV - V$  – пики. Возможно, туннелирование носителей при обратных смещениях происходит через те же уровни ловушек, что и при положительных смещениях.

Другой возможный механизм формирования особенностей вольт-амперных характеристик при прямом смещении описан в работе [13] и связан с резонансным упругим и неупругим туннелированием через уровни ловушек, расположенные в области перехода. Повторение пиков может быть следствием «фононного повторения» вероятности резонансного туннелирования. Поскольку энергия фононов практически не зависит от температуры, расстояние между пиками не должно изменяться при изменении температуры. Для более детального анализа механизмов туннельных токов на исследованных образцах полученных данных пока недостаточно.

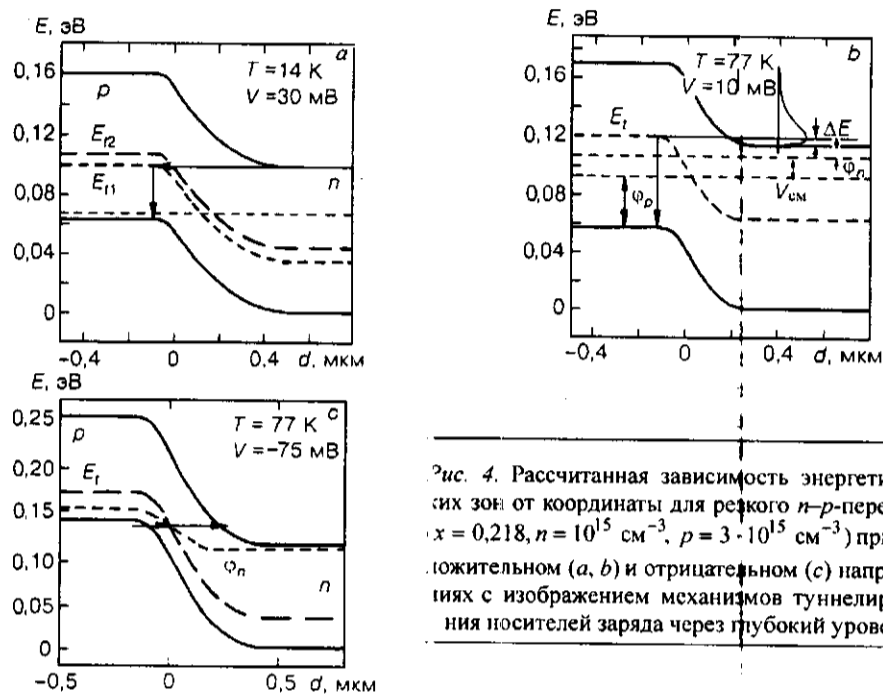


Рис. 4. Рассчитанная зависимость энергетических зон от координаты для резкого  $n$ - $p$ -перехода ( $x = 0,218, n = 10^{15} \text{ см}^{-3}, p = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) при положительном ( $a, b$ ) и отрицательном ( $c$ ) напряжениях с изображением механизмов туннелирования носителей заряда через глубокий уровень

Полный ток через  $n$ - $p$ -переход включает диффузионную ( $I_d$ ), генерационно-рекомбинационную ( $I_{gr}$ ) и гуннельную ( $I_t$ ) составляющие. Диффузионную составляющую тока вычисляли по формуле [3]

$$I_d = qn_i^2(kT)^{1/2} \left( \frac{1}{p_0} \left( \frac{\mu_c}{\tau_e} \right)^{1/2} + \frac{1}{n_0} \left( \frac{\mu_h}{\tau_h} \right)^{1/2} \right) \left( \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right), \quad (1)$$

где  $n_{n0}$  и  $p_{p0}$  – концентрация электронов и дырок;  $\mu_c$  и  $\mu_h$  – их подвижности в  $n$ - и  $p$ -материале соответственно;  $n_i$  – собственная концентрация носителей;  $V$  – напряжение смещения;  $\tau_e$  и  $\tau_h$  – время жизни неосновных носителей заряда в  $p$ - и  $n$ -материале:

$$\tau = [1/\tau_a + 1/\tau_R + 1/\tau_{sr}]^{-1}. \quad (2)$$

Здесь  $\tau_a$  – время жизни, обусловленное оже-рекомбинацией;  $\tau_R$  – время жизни по отношению к межзонной и излучательной рекомбинации;  $\tau_{sr}$  – время жизни для шокли-ридовского канала рекомбинации. Расчет указанных времен по соотношениям, приведенным в работе [14], показал, что время жизни неосновных носителей для исследуемого образца в  $n$ -типе определяется оже-рекомбинацией. В материале  $p$ -типа шокли-ридовская рекомбинация доминирует практически во всем диапазоне температур и  $\tau \approx \tau_{sr}$ :

$$\tau_{sr} = \tau_{p0} \left[ \frac{(n_0 + N_c \exp((E_i - E_c)/kT))}{(n_0 + p_0)} \right] + \tau_{n0} \left[ \frac{(p_0 + N_v \exp((E_i - E_v)/kT))}{(n_0 + p_0)} \right], \quad (3)$$

где  $E_i$  – энергия уровня;  $\tau_{n0} = 1/(\sigma_n V_{te} N_i)$  и  $\tau_{p0} = 1/(\sigma_p V_{th} N_i)$ ;  $\sigma$  – сечение захвата носителей на уровень;  $V_i$  – тепловая скорость носителей.

Генерационно-рекомбинационную составляющую тока через  $n$ - $p$ -переход вычисляли по формуле

$$I_{gr} = \frac{qni\omega}{\sqrt{\tau_e \tau_h}} \frac{2 \operatorname{sh}(\eta(\varphi_p - \varphi_n)/2kT)}{q(\Psi_D - \varphi_p + \varphi_n)/kT} f(b). \quad (4)$$

Здесь  $\omega$  – ширина обедненной области  $n$ - $p$ -перехода;  $\Psi_D$  – контактная разность потенциалов;  $\varphi_n$  и  $\varphi_p$  – квазиуровни Ферми;  $\tau_e$  и  $\tau_h$  – время жизни неосновных носителей в области обеднения;  $f(b)$  – функция, зависящая от энергии уровня ловушки  $E_i$  [2]:

$$f(b) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1}, \quad (5)$$

$$b = \exp[-(\varphi_p - \varphi_n)q/2kT] \cos h \left[ \frac{E_i - E_i}{kT} + (1/2) \ln(\tau_e/\tau_h) \right].$$

На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости логарифма тока от обратной температуры, измеренные при различных смещениях на  $n$ - $p$ -переходе. Теоретическая кривая для диффузионной компоненты тока  $I_d$  совпадает с экспериментальной при  $x = 0,218$ , что достаточно хорошо согласуется с исходными данными о материале и свидетельствует об отсутствии поверхностных утечек. При малых обратных смещениях  $V = 10 - 20$  мВ теоретическая и экспериментальная кривые совпадают в области 80–100 К, т. е. при температурах выше 80 К доминирует диффузионный механизм переноса носителей заряда. Изменение наклона при  $T \approx 80$  К свидетельствует о смене механизма переноса заряда: в диапазоне температур 80–40 К преобладает генерационно-рекомбинационная составляющая тока. При дальнейшем уменьшении температуры определяющим током становится туннельный. Рассмотрим туннельный ток при смещении 10 мВ. По мере охлаждения образца его величина сначала уменьшается до  $I_t \sim 10^{-10}$  нА, затем увеличивается, достигая максимального значения при 14 К, и снова уменьшается. При увеличении прикладываемого обратного напряжения величина туннельной составляющей тока через диод возрастает и максимум сдвигается в область более высоких температур. Расчет энергетической зонной структуры данного  $n$ - $p$ -перехода показал, что этот максимум соответствует прямому туннелированию носителей из валентной зоны в зону проводимости. Величина тока прямого туннелирования, вычисленная по соотношениям из работы [3], для резкого перехода составляет  $\sim 10^{-12}$  А и намного ниже наблюдаемого.

Время жизни в  $p$ -типе на два порядка меньше, чем в  $n$ -типе, поэтому генерационно-рекомбинационные процессы в  $n$ - $p$ -переходе определяются

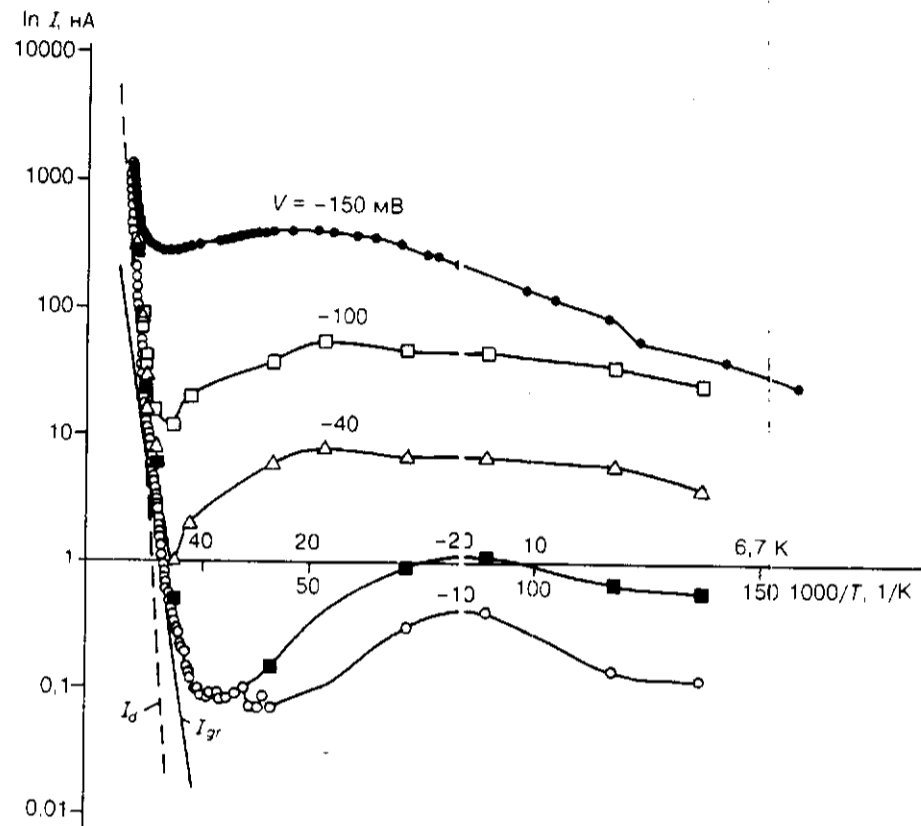


Рис. 5. Логарифмическая температурная зависимость тока через диод при различном обратном смещении

*p*-областью. Теоретические вольт-амперные характеристики, рассчитанные по вышеприведенным формулам, с учетом того, что генерационно-рекомбинационный ток определяется в основном электронными ловушками в *p*-типе с  $E_t = E_v + 0,043$  эВ (сечения захвата взяты из [11]), с хорошей точностью совпадают с экспериментальными при концентрации ловушек  $N_t \approx 1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в диапазоне температур от 80 до 40 К (когда туннельный ток мал) (см. рис. 2).

На рис. 6 показана измеренная температурная зависимость дифференциального сопротивления исследуемого диода при нулевом смещении ( $R_0$ ). Экспериментальная кривая совпадает с теоретической, рассчитанной для диффузионного механизма тока при температурах выше 60 К. Генерационно-рекомбинационный механизм оказывается существенным при  $T < 60$  К, когда наклон в температурной зависимости  $R_0$  изменяется. На рисунке приведена теоретическая зависимость генерационно-рекомбинационной составляющей  $R_0$ , рассчитанная также с учетом ловушек  $E_t = E_v + 0,043$  эВ. Туннельная составляющая тока вносит существенный вклад в  $R_0$  уже при  $T = 50$  К. Из измерений при смещении (см. рис. 5) получено, что при  $T = 77$  К наибольшим является генерационно-рекомбинационный ток. На рис. 7 показано, как изменяются теоретические зависимости диффузионной и генерационно-рекомбинационной составляющих дифференциального сопро-

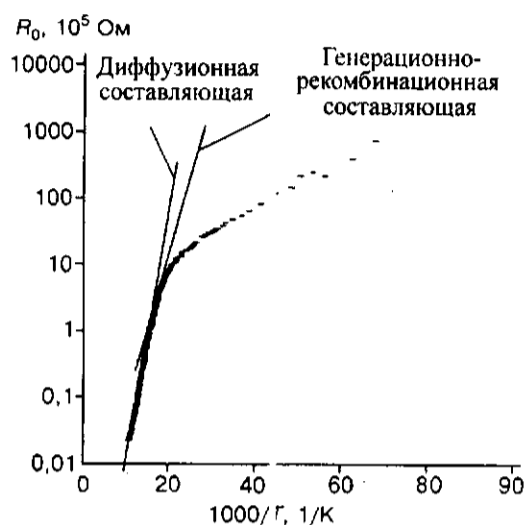


Рис. 6. Экспериментальная температурная зависимость  $R_0$  для исследуемого диода

тивления  $R_d$  от смещения на  $n-p$ -г-переходе для различного количества ловушек. При увеличении смещения генерационно-рекомбинационная составляющая увеличивается и становится определяющей, что и наблюдается в эксперименте. Увеличение количества ловушек уменьшает диффузионное дифференциальное сопротивление, и генерационно-рекомбинационное. Для исследованных образцов типичные экспериментальные значения  $R_0 \sim 1,8 \cdot 10^5$  Ом. Оценка количества ловушек из температурной зависимости

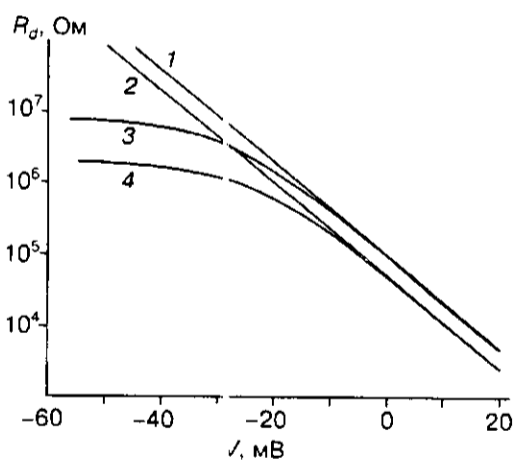


Рис. 7. Теоретическая зависимость дифференциального сопротивления  $R_d$  от напряжения смещения на диоде при различном количестве ловушек с  $E_t = E_v + 0.043$  эВ:  
 1, 2 – диффузионная составляющая  $R_d$  при  $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_t = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 3, 4 –  $R_d$  с учетом генерационно-рекомбинационных процессов с  $N_t = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_t = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$



значения  $R_0$  дает величину  $N_i \sim 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что близко по значению к ранее полученному.

**Заключение.** Изготовление пленок CdHgTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии с увеличением состава вблизи поверхности позволяет устранять поверхностные токи утечки и изучать объемные свойства материала. Исследование планарных фотодиодов, изготовленных на таких пленках, измерением вольт-амперных характеристик и зависимостей дифференциальной проводимости от напряжения смещения в широком температурном диапазоне (5–100 К) дает возможность изучать механизмы переноса носителей заряда тока в диодах.

Исследование фотодиодов, изготовленных на пленках CdHgTe ( $x = 0,22$ ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs с увеличенным составом вблизи поверхности до  $x = 0,6$ , показало, что:

- дифференциальное сопротивление диодов при нулевом смещении  $R_0$  при температурах выше 60 К определяется диффузионными механизмами;
- при положительном смещении на  $n$ - $p$ -переходах при температурах ниже 30 К наблюдаются особенности, которые могут быть связаны с туннелированием носителей через ловушки, расположенные вне области пространственного заряда в  $p$ -области перехода с энергиями  $E_i \approx E_v + 0,035 \text{ эВ}$ ,  $E_i \approx E_v + 0,043 \text{ эВ}$  и  $E_i \approx E_v + 0,062 \text{ эВ}$ ;
- при обратном смещении на  $n$ - $p$ -переходах ток определяется генерационно-рекомбинационными и туннельными процессами в области пространственного заряда. Особенности вольт-амперных характеристик, связанные с туннельными процессами, могут быть обусловлены как туннелированием через незаполненные уровни ловушек в ОПЗ перехода, так и неупругим резонансным туннелированием с участием этих ловушек.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dhar V., Bhan R. K., Ashokan R., Kumar V. Quasi-2D analysis of the effect of passivant on the performance of long-wavelength infrared HgCdTe photodiodes // *Semicond. Sci. Technol.* 1996. 11. P. 1302.
2. Sah C.-T., Noyce R. N., Shockley W. Carrier generation and recombination in  $p$ - $n$  junction and  $p$ - $n$  junction characteristics // *Proc. IRE.* March 1957. P. 1228.
3. Rogalski A., Piotrowski J. Intrinsic infrared detectors // *Progr. Quant. Electron.* 1988. 12, N 2–3. P. 87.
4. Wong J. Y. Effect of trap tunneling on the performance of long-wavelength HgCdTe photodiodes // *IEEE Trans. Electron. Device.* 1980. ED-27, N 1. P. 48.
5. Anderson W. W. Tunnel contribution to HgCdTe and PbSnTe  $p$ - $n$  junction diode characteristics // *Infrared Phys.* 1980. 20. P. 353.
6. Anderson W. W. Field induced tunneling in HgCdTe photodiodes // *Appl. Phys. Lett.* 1982. 41(11). P. 1080.
7. Heukenkamp H., Hoerstel W. Trap tunneling in HgCdTe  $n^+$ - $p$  junctions fabricated by ion implantation // *Phys. Stat. Sol. (a).* 1990. P. 120, 485.
8. Svitashov K. K., Dvoretzky S. A., Sidorenko Yu. G. et al. Growth of high-quality MCT films by MBE using in situ ellipsometry // *Palaise Des. Congress Opto-95.* Paris, France, 1995. P. 127.
9. Талипов Н. Х., Попов В. П., Ремесник В. Г., Налькина З. А. Влияние отжига под анодным окислом на изменение состава поверхности и конверсию типа проводимости монокристаллов  $p$ -CdHgTe ( $x = 0,2$ ) // *ФТП.* 1992. 26. С. 310.

10. **Emeksuzyan V. M., Romashko L. N., Ovsyuk V. N. et al.** The application of CVD SiO<sub>2</sub> and PECVD Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> in fabrication and passivation of long-wavelength HgCdTe photodiode arrays // Internat. Conf. Solid State Devices and Materials. Japan, 1995. P. 1061.
11. **Polla D. L., Reine M. B. et al.** Measurement of space charge generation-recombination current in HgCdTe photodiodes by deep level transient spectroscopy // Solid State Electron. 1991. 24, N 8. P. 719.
12. **Chen M. C., Schiebel R. A.** Observation of a deep level in *p*-type HgCdTe with high dislocation density // J Appl Phys 1992 71(10) P 5269

*Поступила в редакцию 26 мая 1998 г.*

---

**Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!**