

**ОБРАТНЫЙ ТОК $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ С ПОЛЕВЫМ ЭЛЕКТРОДОМ
НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР
 $CdHgTe/GaAs$** **В. Н. Овсяк, 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 диодов с управляющим электродом. Диоды изготовлены на основе варизонных слоев $Cd_{0,22}Hg_{0,78}Te$ (КРТ), полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей подложке GaAs и предназначенных для приемников ИК-излучения с граничной длиной волны $\lambda_c = 10$ мкм. Показано, что поверхностные токи вносят существенный вклад в обратные токи фотодиодов на основе МЛЭ КРТ при обогащении и инверсии. Получена критическая величина плотности встроенного заряда, при которой уровень поверхностных утечек не превышает 20 % от объемного тока.

Введение. В настоящее время тонкие слои теллурида кадмия–ртути (КРТ) являются основным материалом при изготовлении ИК-фотоприемников для спектрального диапазона 8–14 мкм [1]. Перспективным методом получения слоев КРТ является молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) этого материала на альтернативных подложках из полуизолирующего арсенида галлия, на основе которого разрабатываются многоэлементные приемники с предельно высокими характеристиками [2, 3]. Важной особенностью метода МЛЭ является возможность выращивания варизонных слоев с увеличенной шириной запрещенной зоны вблизи внешней поверхности слоев и внутренней границы раздела пленка–подложка, которые в значительной степени устраняют влияние поверхностных захвата и рекомбинации носителей заряда. В данной работе исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) планарных n^+-n-p -фотодиодов как с варизонным слоем КРТ на его поверхности, так и без него в зависимости от поверхностного потенциала слоя КРТ, расположенного вокруг n^+-n^- - p -переходов. Цель предлагаемой работы – показать, что наличие варизонного слоя является необходимым условием для получения фотодиодов приборного качества.

Образцы. Фотодиоды изготовлены на слоях $p-Cd_xHg_{1-x}Te$ толщиной $h = 8-9$ мкм с концентрацией дырок $4,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $7,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и объемным временем жизни около 8 нс. На поверхности исходного слоя выращен варизонный слой толщиной 0,5 мкм с линейно меняющимся составом от зна-

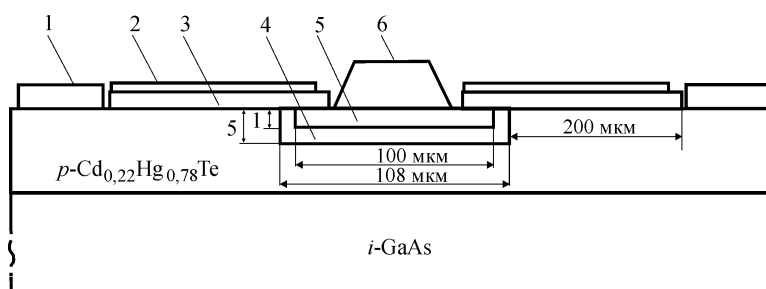


Рис. 1. Структура планарного n^+-n-p -перехода: 1 – базовый контакт; 2 – поверхностный электрод (Al–Ni–Al) толщиной 200 нм; 3 – диэлектрический слой (SiO_2 (80 нм) + Si_3N_4 (40 нм)); 4 – n^- -слой толщиной 4 мкм; 5 – n^+ -слой толщиной 1 мкм; 6 – контакт к $p-n$ -переходу

чения $x = 0,223$ в рабочем объеме слоя до $x \approx 0,5$ на его поверхности. Структуры n^+-n-p -типа, схематически показанные на рис. 1, созданы с использованием ионной имплантации бора [4]; сильнолегированный n^+ -слой толщиной около 1 мкм имеет концентрацию электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, слаболегированный n -слой толщиной 3–4 мкм – $2,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Предполагается, что появление n^- -слоя обусловлено диффузией ртути из n^+ -слоя. Профиль легирования получен методом послойного травления [4]. Основные характеристики исследованных образцов приведены в таблице. В образце 2 варизонный слой удален. Диэлектрическая защита $p-n$ -переходов представляет собой слой SiO_2 толщиной 80 нм, покрытый слоем Si_3N_4 толщиной 40 нм [5]. Вокруг каждого $p-n$ -перехода на поверхности диэлектрика изготовлен управляющий металлический электрод площадью $A = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, расположенный таким образом, чтобы перекрыть одновременно и n^- - и p -области (см. рис. 1). Измерялись обратные ветви ВАХ $p-n$ -переходов в диапазоне смещений от 0 до $-0,6$ В при потенциалах на управляющем электроде V_g от -5 до $+5$ В.

Результаты измерений. Рассмотрим данные для образца 1 с варизонным слоем, ВАХ которого показаны на рис. 2, a, b при разных значениях управляющего напряжения V_g на металлическом электроде МДП-структуры. Минимальный обратный ток наблюдается при отсутствии потенциала на электроде, что свидетельствует об оптимальности технологического цикла изготовления фотодиодов. При подаче отрицательных напряжений смеще-

Характеристики образца	Значения	
	1	2
Номер образца		
Тип проводимости подложки	p	
Концентрация дырок, см^{-3}	$4,1 \cdot 10^{15}$	$7,5 \cdot 10^{15}$
Подвижность дырок, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	490	585
Толщина рабочего слоя, мкм	8,7	8,2
Наличие варизонного слоя	есть	нет

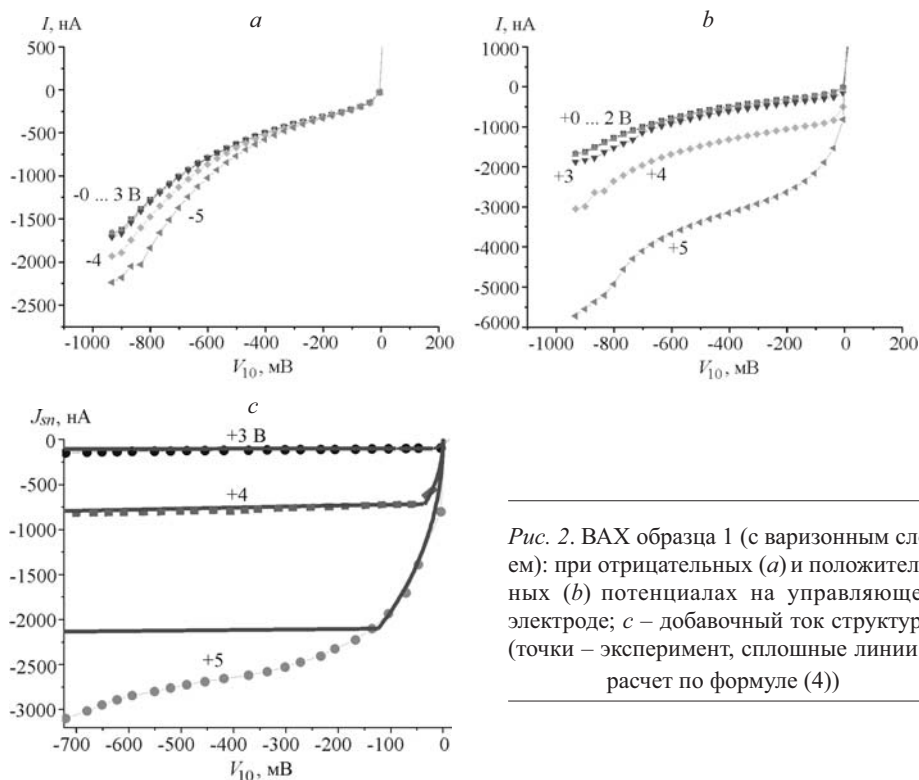


Рис. 2. ВАХ образца 1 (с варизонным слоем): при отрицательных (а) и положительных (b) потенциалах на управляющем электроде; c – добавочный ток структуры (точки – эксперимент, сплошные линии – расчет по формуле (4))

ния происходит некоторое увеличение туннельной составляющей тока через p - n -переход, связанное с уменьшением толщины области пространственного заряда (ОПЗ), расположенной по периметру p - n -перехода, при обогащении прилегающего слоя p -полупроводника [6].

Положительные смещения V_g , соответствующие инверсии на поверхности p -КРТ, приводят к резкому увеличению темнового тока. Подобное поведение ВАХ наблюдалось ранее для p - n -переходов на основе слоев КРТ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [7]. Избыточный ток в этом случае обусловлен созданием индуцированного p - n -перехода, связанного с появлением проводящего электронного инверсионного канала на поверхности материала. Возрастание тока происходит практически без увеличения наклона кривых, что свидетельствует о росте только диффузионной составляющей. Предположительно расположение области пространственного заряда в варизонном слое p -МЛЭ КРТ подавляет генерационно-рекомбинационный ток в приповерхностном слое обеднения.

При обратном смещении -200 мВ обратный ток структуры, формируемый без участия поверхностных эффектов, составляет около 300 нА. Зависимость добавочного поверхностного тока от потенциала на полевом электроде в логарифмическом масштабе совместно с вольт-фарадной характеристикой (ВФХ) этой структуры показаны на рис. 3. Левая часть кривой тока соответствует увеличению туннельной составляющей тока, правая – созданию индуцированного p - n -перехода на поверхности. Показано, что инверсия в p -КРТ начинается при $V_g = 2$ В, а в диапазоне концентраций встроенного по-

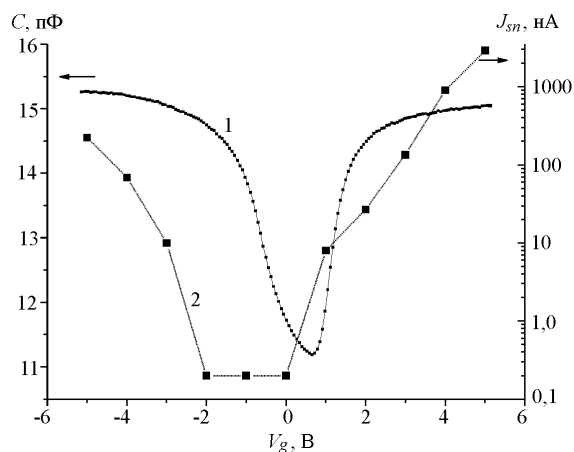


Рис. 3. ВФХ МДП-структуры (кривая 1) и зависимость модуля добавочного тока структуры от смещения V_g при напряжении на $p-n$ -переходе $-0,6$ В (кривая 2)

верхностного заряда на границе МЛЭ КРТ – SiO_2 ($-4,7 \dots 8,7$) $\cdot 10^{11}$ см^{-2} добавочный ток не превышает 20 % от обратного тока фотодиода, сформированного без участия поверхностных эффектов.

Типичная зависимость ВАХ от потенциала на полевом электроде для образца 2 без варизонного слоя показана на рис. 4. Видно, что при нулевом напряжении смещения на полевом электроде выпрямляющий эффект отсутствует. При повышении V_g до +3 В, соответствующего слабой инверсии поверхности p -КРТ, наблюдается заметное улучшение ВАХ диода, однако при дальнейшем увеличении V_g до +5 В вновь происходит деградация выпрямляющих свойств структуры. При отрицательных значениях V_g выпрямляющие свойства фотодиода отсутствуют.

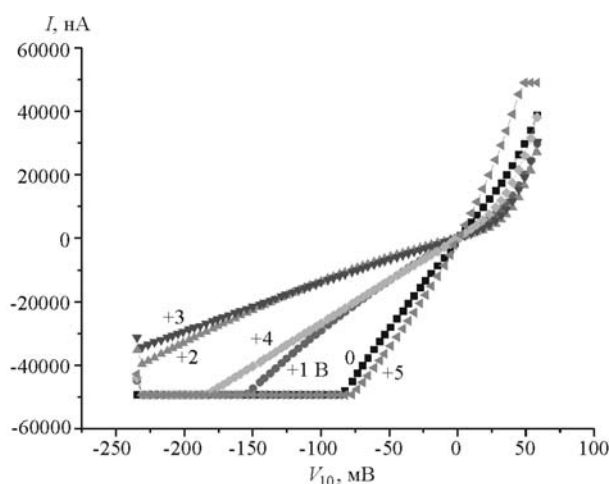


Рис. 4. Обратный ток образца 2 (без варизонного слоя) для различных положительных напряжений смещения на управляющем электроде

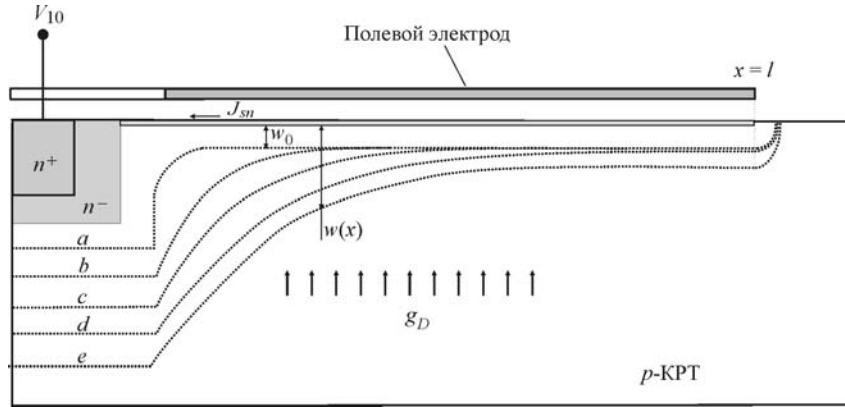


Рис. 5. Качественный вид зависимостей толщины слоя обеднения w под управляющим электродом от продольной координаты x при нулевом значении напряжения V_{10} на p - n -переходе (кривая a) и при возрастающих напряжениях V_{10} (кривые b – e)

Обсуждение результатов. Зависимости толщины слоя обеднения w под управляющим электродом от продольной координаты x при разных напряжениях смещения V_{10} на p - n -переходе показаны на рис. 5. В начальной ситуации ($V_{10} = 0$, кривая a) на поверхности существует некоторый инверсионный канал с поверхностной концентрацией электронов Γ_{n0} , созданный определенной величиной напряжения смещения V_g . При $V_{10} > 0$ (кривые b – e) толщина слоя обеднения $w(0)$ на границе с p - n -переходом возрастает и далее убывает с расстоянием до равновесного значения w_0 на некотором расстоянии x_c . Закон убывания $w(x)$ определяется из условия динамического равновесия тока J_{sn} , текущего в канале, и генерационного тока eg_D за счет диффузии на поверхность электронов, генерируемых в нейтральном объеме полупроводникового слоя. Вследствие того что диффузионная длина в объеме p -полупроводника больше его толщины h , может быть использовано приближение $g_D = n_0^{(p)} / \tau^{(p)}$, где $n_0^{(p)}$ – равновесная концентрация электронов в p -полупроводнике и $\tau^{(p)}$ – время жизни носителей заряда. Вместе с толщиной $w(x)$ убывает поверхностный потенциал $V_s = V_{s0} + V_1(x)$, где V_{s0} – его исходное равновесное значение. Далее принято, что величина $V_s(x)$ определяется только изменением толщины слоя обеднения: $V_s(x) = eN_A w^2(x) / 2\epsilon_0\epsilon_s$, где ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума и ϵ_s – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Зависимость $\Gamma_n(V_1)$ в каждой точке x получается из условия сохранения электрической нейтральности МДП-конденсатора:

$$\Gamma_n(V_1) = \Gamma_{n0} - N_A w_0 \left(\sqrt{1 + \frac{V_1}{V_{s0}}} - 1 \right) - \frac{C_d V_1}{e}. \quad (1)$$

Здесь C_d – удельная емкость диэлектрика в МДП-структуре. Концентрация $\Gamma_n(V_1)$ при $V_1 = 0$ совпадает с равновесным значением Γ_{n0} и стремится к нулю при возрастании V_1 .

Плотность тока в инверсионном канале может быть определена уравнением $j_{sn} = e\mu_{sn}\Gamma_n(dV_s/dx)$, где μ_{sn} – эффективная величина поверхностной

подвижности электронов. Из уравнения непрерывности $dj_{sn}/dx = eg_D$ при $x_c \leq l$ получим величину

$$x_c = \sqrt{\frac{2\mu_{sn}}{g_D}} \varphi(V_{10}), \quad (2)$$

где

$$\varphi(V_{10}) = V_{10}(\Gamma_{n0} + N_A w_0) - \frac{2N_A w_0 V_{s0}}{3} \left[\left(1 + \frac{V_{10}}{V_{s0}} \right)^{3/2} - 1 \right] - \frac{C_d V_{10}^2}{2e}, \quad (3)$$

а также полный ток J_{sn} , текущий в p - n -переход из инверсионного канала:

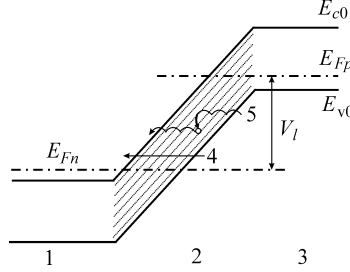
$$J_{sn} = e \sqrt{2\mu_{sn} g_0} \varphi(V_{10}) P, \quad (4)$$

(P – эффективный периметр МДП-структуры). Формула (4) описывает избыточный ток p - n -перехода с учетом диффузии неосновных носителей из нейтрального объема полупроводника в область поверхностного инверсионного канала. Из рис. 2, с видно, что расчетные кривые совпадают с экспериментальными для напряжений смещения $V_g = 3$ и $V_g = 4$ В, а также для смещения $V_g = 5$ В при $V_{10} > -0,13$ В. Ток J_{sn} (4) перестает зависеть от V_{10} при достижении условия $\Gamma_n = 0$ вблизи p - n -перехода. Подгоночным параметром в расчете является эффективная подвижность электронов на поверхности, составившая $\mu_{sn} = 40$ см²/В·с. Для напряжений смещения $V_g = 3$ В длина неравновесного обеднения $x_c = 17$ мкм, для $V_g = 4$ В $x_c = 100$ мкм, а для $V_g = 5$ В $x_c = 200$ мкм.

Отметим, что при напряжении $V_g = 5$ В при $V_{10} < -0,13$ В экспериментальный избыточный ток не выходит на постоянное значение, а продолжает возрастать по некоторому монотонному закону. Это может быть связано с тем, что при $x_c > l$ (кривая e на рис. 5) по периметру управляющего электрода включается добавочный канал генерации электронов, поставляемых в инверсионный канал за счет либо туннельного тока через боковой p - n -переход между инверсионным n -каналом и объемом p -полупроводника, либо прыжковой проводимости по приповерхностным состояниям, расположенным в слое диэлектрика в области выхода слоя обеднения p - n -перехода на границу раздела. В этом случае ток в канале определяется равенством $J_{sn} = eg_D A_g + J_l$, где J_l – ток, втекающий в поверхностный канал при $x = l$, A_g – эффективная площадь сбора носителей заряда.

В связи с этим рассмотрим один из вариантов прыжковой проводимости по поверхностным состояниям, расположенным в области выхода краевого слоя обеднения на поверхность полупроводника (рис. 6). Предположим, поверхностные состояния квазинепрерывно распределены по энергиям и имеют вид симметричных «хвостов» состояний: акцепторного типа $N_A(E_1) = N_{A0} \exp[-a(E_c - E_1)]$ от зоны проводимости и донорного типа $N_D(E_2) = N_{D0} \exp[-a(E_2 - E_v)]$ от валентной зоны [8, 9]. Здесь $a \approx 10$ – 20 эВ⁻¹ – некоторая константа [9]; N_{A0} и N_{D0} – плотности состояний на краях запрещенной зоны; E_1 и E_2 – текущие значения энергий соответствующих состояний. Примем, что заполнение акцепторных состояний при всех смещениях V_l определяется квазиуровнем Ферми для электронов E_{Fn} , а донорных состоя-

Рис. 6. Энергетическая диаграмма краевого p - n -перехода: 1 – p -КРТ в инверсии, 2 – краевая область обеднения, 3 – p -КРТ при плоских зонах, 4 – туннельная проводимость, 5 – прыжковая проводимость



ний – квазиуровнем Ферми для дырок E_{Fp} (см. рис. 6) [9]. В этом случае лимитирующей стадией являются перескоки электронов из заполненных состояний $N_D(E_2)$ на пустые $N_A(E_1)$ с близкой энергией. Предположим, что перескоки электронов осуществляются через близко расположенные уровни E_1 и E_2 с феноменологическим коэффициентом перехода γ [8, 9]:

$$\gamma = \gamma_0 \exp[-r|E_2 - E_1|] \exp(-E_a/kT), \quad (5)$$

где r – константа порядка обратной энергии акустического фонона; E_a – энергия активации перескоков; $\gamma_0 = \sigma v_0$ (σ – эффективное сечение поверхностного состояния, v_0 – некоторая характерная частота). При этих условиях задача сводится к известному расчету скорости рекомбинации через квазинепрерывный спектр поверхностных состояний [9]. В результате для общего тока, текущего по поверхностным состояниям, получим соотношение

$$J_l = \frac{e\gamma_0 N_{A0} N_{D0} E_g \exp(-aE_g) \exp(-E_a/kT)}{(a+r)F_s} (V_l - V_l^*) P, \quad (6)$$

где E_g – запрещенная зона энергий на поверхности полупроводника; F_s – среднее значение напряженности электрического поля в периферийном слое обеднения на поверхности; V_l – неравновесное падение потенциала на p - n -переходе при $x = l$; V_l^* – пороговое напряжение смещения, определяемое равенством $eV_l^* = E_{Fp} - E_{v0}$. Величина V_l отличается от напряжения смещения V_{l0} на базовом p - n -переходе на величину продольного падения потенциала на индуцированном инверсионном слое под управляющим электродом. Средняя величина F_s может быть определена соотношением [10]

$$F_s = \frac{V_{s0}}{w_0} \sqrt{1 + \frac{V_l}{V_{s0}}}, \quad (7)$$

где V_{s0} и w_0 – равновесные значения падения потенциала на продольном p - n -переходе и толщины слоя обеднения соответственно. Для общего тока J_l получим уравнение

$$J_l = J_0 \frac{V_l - V_l^*}{\sqrt{1 + V_l/V_{s0}}}, \quad (8)$$

где

$$J_0 = \frac{e\sigma v_0 N_{A0} N_{D0} E_g}{(a+r)V_{s0}} e^{-aE_g} e^{-E_a/kT} w_0 P \quad (9)$$

и по порядку величина $eV_{s0} \approx E_g$. При $V_l > V_{s0}$ добавочный генерационный ток J_l возрастает пропорционально корню из напряжения смещения: $J_l \sim V_l^{1/2}$.

Приведем численный пример для структуры со следующими параметрами: $N_{A0} = N_{D0} = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, $\sigma = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $v_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $a = 20 \text{ эВ}^{-1}$, $r = 80 \text{ эВ}^{-1}$, $E_a = 0$ и $P = 0,18 \text{ см}$. Для полупроводника с варизонным слоем на поверхности имеем $E_g = 0,5 \text{ эВ}$ и $w_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$; в этом случае $J_0 \approx 3 \text{ мкА}$ и при $V_l = 0,6 \text{ В}$ получим дополнительную величину обратного тока $J_l \approx 1 \text{ мкА}$, что полностью согласуется с экспериментальным значением этой компоненты тока на рис. 2 для напряжений смещения $V_l > -0,5 \text{ В}$. Экспериментальное значение энергии активации $E_a \approx 10 \text{ мэВ}$ учитывается соответствующим множителем в коэффициенте перехода γ между состояниями (5). При дальнейшем увеличении абсолютного смещения наклон ВАХ начинает возрастать, что объясняется подключением генерационного тока за счет прямого туннелирования электронов через периферийный слой обеднения.

Для полупроводника без варизонного слоя имеем $E_g = 0,12 \text{ эВ}$ и $w_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Отсюда $J_0 \approx 5 \text{ мА}$ и при $V_l = 0,6 \text{ В}$ получим $J_l \approx 1 \text{ мА}$. В этом случае обратный ток через p - n -переход в 1000 раз больше, чем в случае образца с варизонным слоем. Это еще раз подтверждает полезную роль варизонного слоя на поверхности КРТ в подавлении поверхностных утечек в фотодиодах.

Заключение. В данной работе рассмотрено влияние поверхностного потенциала на темновой ток фотодиодов на основе эпитаксиальных гетероструктур CdHgTe/GaAs, выращенных методом МЛЭ. Показано, что при инверсии поверхности p -полупроводника, расположенной вокруг p - n -перехода, резко повышается обратный ток структуры. Построена физическая модель, объясняющая обнаруженный эффект за счет диффузионного «собирающего» неосновных носителей тока под управляющим электродом с последующим подключением генерационного тока через периферийный p - n -переход. Построена модель «аномальной» генерации поверхностного заряда с малой энергией активации за счет прыжковой проводимости по поверхностным состояниям. Подгоночным параметром модели выступала эффективная поверхностная подвижность электронов $\mu_{sn} = 40 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Найдено, что добавочный ток через базовый p - n -переход составляет менее 20 % от обратного собственного тока фотодиода при концентрациях встроенного поверхностного заряда на границе КРТ – SiO_2 в диапазоне $(-4,7 \dots +8,7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Выявлена принципиальная роль варизонного слоя на поверхности КРТ, покрытого слоем SiO_2 , в подавлении добавочных генерационных токов в реальных p - n -переходах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Рогальский А.** Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. Новосибирск: Наука, 2003.
2. **Овсяк В. Н., Курьшев Г. Л., Сидоров Ю. Г. и др.** Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. Новосибирск: Наука, 2001.
3. **Булдыгин А. Ф., Вдовин А. В., Студеникин С. А. и др.** Исследование спектра фотопроводимости пленок CdHgTe СВЧ-методом // Автотметрия. 1996. № 4. С. 73.

4. **Овсюк В. Н., Талипов Н. Х.** Особенности распределения донорных центров в кристаллах CdHgTe *p*-типа при низкотемпературной имплантации // Прикладная физика. 2003. № 5. С. 87.
5. **Гуменюк-Сычевская Ж. В., Сизов Ф. Ф., Овсюк В. Н., Васильев В. В.** Процессы токопереноса в *n-p*-фотодиодах на основе HgCdTe // ФТП. 2004. **35**. С. 835.
6. **Anderson W. W., Hoffman H. J.** Surface-tunneling-induced 1/f noise in Hg_{1-x}Cd_xTe photodiodes // Journ. Vac. Sci. Technol. A. 1983. **1**. P. 1730.
7. **Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A.** Tunneling and dark currents in HgCdTe photodiodes // Journ. Vac. Sci. Technol. A. 1989. **7**. P. 528.
8. **Настаушев Ю. В., Неизвестный И. Г., Овсюк В. Н.** Аномальная термополевая генерация поверхностного заряда в германиевых МДП-структурах // Поверхность. Физика, химия, механика. 1984. **11**. С. 1126.
9. **Neizvestny I. G., Ovsyuk V. N.** Statistic of recombination through quasicontinuous spectrum of surface states // Phys. Stat. Sol. (a). 1973. **18**. P. 465.
10. **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**. P. 1228.

Поступила в редакцию 4 мая 2007 г.