

УДК 621.383.4/5

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
07.57.Kp, 85.60.Dw

Усовершенствованная архитектура фотодиода на основе CdHgTe, предназначенного для регистрации слабого инфракрасного излучения

Н. И. Яковлева

Проанализированы темновые токи в усовершенствованной архитектуре матрицы фотодиодов на основе тройного соединения CdHgTe, предназначенной для регистрации слабого инфракрасного излучения. Формирование областей противоположной проводимости в широкозонном слое уменьшает вклад токов генерации-рекомбинации ШРХ, что увеличивает влияние Оже-механизмов, определяющих ток диффузии. Используя области различного состава с переходными подслоями с уменьшенной на границах раздела скоростью поверхностной рекомбинации, можно снизить вклад поверхностных механизмов в суммарный темновой ток фотодиода. За счет правильного выбора состава области поглощения и верхнего широкозонного слоя в усовершенствованной архитектуре ФЧЭ можно добиться уменьшения темнового тока, что позволяет повысить фотоэлектрические параметры.

Ключевые слова: CdHgTe, матрица фоточувствительных элементов, МФЧЭ, темновой ток.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-52-59

Введение

Фотодиоды на основе тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (КРТ или CdHgTe) средневолнового (3–5 мкм) и длинноволнового (8–12 мкм) инфракрасных (ИК) диапазонов, как правило, охлаждаются до температуры жидкого азота [1, 2]. Необходимость охлаждения до криогенных температур приводит к увеличению стоимости и усложнению режимов эксплуатации, поэтому исследования по совершенствованию архитектуры ФЧЭ на основе CdHgTe с уменьшенным темновым током имеют большое значение для разработчиков фотоприемных устройств (ФПУ) [3, 4].

В квазинейтральных областях фотодиода возникают темновые токи диффузии, связанные с Оже-процессами генерации-рекомбинации, которые определяются зависимостью

$I_{\text{dif}} = eG_{\text{dif}} \times V_{\text{dif}}$, где G_{dif} – скорость тепловой генерации-рекомбинации вследствие диффузионных процессов в объеме V_{dif} .

Процессы в области пространственного заряда включают генерацию-рекомбинацию через центры Шокли-Рида-Холла (ШРХ) и характеризуются темновым током $I_{g-r} = eG_{\text{dep}} \times V_{\text{dep}}$, где G_{dep} скорость термической генерации-рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) объемом V_{dep} .

Соотношение диффузионного и генерационно-рекомбинационного токов ШРХ [5–7] показывает, что преобладание той или иной составляющей темного тока зависит от основных параметров слоев

$$\frac{J_{\text{dif}}}{J_{\text{SRH}}} = \frac{qG_{\text{dif}}V_{\text{dif}}}{qG_{\text{SRH}}V_{\text{dep}}} = \frac{\left(\frac{n_i^2}{N_{\text{maj}}\tau_{\text{dif}}}\right) \times V_{\text{dif}}}{\frac{n_i}{2\tau_{\text{SRH}}} \times V_{\text{dep}}} \approx \frac{n_i}{N_{\text{maj}}} \times \frac{\tau_{\text{SRH}}}{\tau_{\text{dif}}} \times \frac{V_{\text{dif}}}{V_{\text{dep}}}. \quad (1)$$

Яковлева Наталья Ивановна, гл.н.с., к.т.н.
АО «НПО «Орион».
Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.
E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 15 февраля 2021 г.

Из соотношения (1) видно, что ток диффузии с высокой вероятностью преобладает при больших значениях собственной концентрации носителей заряда n_i , а ток генерации-рекомбинации ШРХ в ОПЗ доминирует при условии повышенного объема области обеднения ($V_{dep} > V_{dif}$). Высокая однородность кристаллической структуры материала КРТ необходима для уменьшения центров генерации-рекомбинации ШРХ, что приводит к увеличению времени жизни ШРХ, а следовательно, возрастанию влияния механизмов диффузии. Значение концентрации основных носителей N_{maj} заряда выбирается близким к собственному значению для уменьшения тепловых процессов и токов туннелирования.

Для реальных фотодиодов не достаточно рассмотрения только теоретического соотношения токов диффузии и генерации-рекомбинации ШРХ. Экспериментальные исследования показывают, что темновые токи в сложных структурах КРТ существенно превышают теоретически рассчитанные значения. Так, в вакансионно-легированных поглощающих слоях p -типа проводимости возможны дополнительные темновые токи вследствие наличия глубоких центров генерации-рекомбинации ШРХ, обусловленных вакансионным характером легирования материала CdHgTe. В ОПЗ возможны дополнительные токи туннелирования зона-зона и через уровни ловушек. На границах раздела необходимо учитывать влияние поверхностных механизмов генерации-рекомбинации, которые характеризуются конечным значением скорости поверхностной рекомбинации S_r , что дополнительно увеличивает суммарный темновой ток.

Целью данной работы являлось исследование перспективных фотодиодных структур, предназначенных для построения матриц фоточувствительных элементов (МФЧЭ) с уменьшенным темновым током, что приводит к увеличению отношения сигнал/шум и основных фотоэлектрических параметров ФПУ.

Архитектура фоточувствительного элемента

Для достижения высоких фотоэлектрических параметров фотодиода на основе

CdHgTe необходимо выполнение двух основных требований, а именно, излучение должно полностью поглотиться внутри базовой области фотодиода, в которой желательно создать условия для уменьшения тепловой генерации-рекомбинации носителей заряда, чтобы минимизировать потери фотосигнала. Для достижения высокой квантовой эффективности длина диффузии неосновных носителей заряда должна быть больше длины поглощения излучения ($L > 1/\alpha$), где L – длина диффузии неосновных носителей заряда, α – коэффициент поглощения.

В соответствии с предъявленными требованиями, рассмотрим поперечное сечение инфракрасного фотодиода (структура 1) [8], представленное на рис. 1.

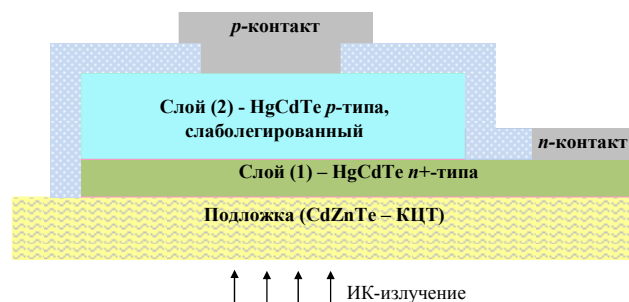


Рис. 1. Схематическое представление ИК-фотодиода (структура 1).

Фотодиод имеет достаточно простую архитектуру, которая содержит подложку, фотодиодный $n+$ -слой КРТ и поглощающий слаболегированный базовый p -слой, защищенный сверху диэлектриком CdTe, т. е. структура имеет вид «подложка/ $n+$ -HgCdTe (N_1)/ p -HgCdTe (N_2)/CdTe», где N_1 и N_2 – концентрации основных носителей заряда в слоях n - и p -типа проводимости соответственно, причем $N_1 \gg N_2$. Вследствие эффекта Бурштейна-Мосса, в высоколегированном $n+$ -слое излучение заданной длины волны практически не поглощается и, без потерь пройдя через него, поглощается в слаболегированном p -слое заданного состава.

Область p -типа является базовой для фотодиода, толщину и уровень легирования в ней выбирают таким образом, чтобы получить высокую квантовую эффективность и низкий темновой ток. Толщина базового слоя d должна удовлетворять условию $d < L$, где L – длина диффузии неосновных носителей заряда в ба-

зовой области, а концентрация легирующей примеси должна быть мала. Поверхность p -области защищается диэлектриком, уменьшающим поверхностные процессы. Омические контакты формируют к p -слою и сильно-легированному n^+ -слою.

Суммарный темновой ток $J_{1\Sigma}$ фотодиода на рис. 1 включает: ток в квазинейтральных областях вследствие Оже-генерации-рекомбинации $J_{n_dif}(N_1) + J_{p_dif}(N_2)$, поверхностный ток J_{sur} генерации-рекомбинации на границе раздела подложка/сильн.лег.слой.КРТ, темновой ток в области пространственного заряда шириной W через уровни ловушек ШРХ J_{dep} .

$$J_{1\Sigma} = J_{sur} + J_{n_dif}(N_1) + J_{dep} + J_{p_dif}(N_2).$$

Диффузионная компонента темнового тока в области n^+ -типа $J_{n_dif}(\lambda, x, T, N_1)$ является функцией ряда аргументов: λ – граничной длины волны, T – температуры ФЧЭ, N_1 – концентрации доноров, V – напряжения смещения на структуре и определяется как

$$J_{n_dif}(\lambda, T, N_1, V) = \frac{qn_i(\lambda, T)^2}{2N_1\tau_{A1}(\lambda, T)} \times \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right],$$

где $n_i(\lambda, T_1)$ – собственная концентрация носителей заряда в общем случае зависит от граничной длины волны и температуры; N_1 – концентрация основных носителей заряда в n^+ -слое; $\tau_{A1}(\lambda, T)$ – время жизни по механизму Оже-1; q – заряд электрона, T – рабочая температура, k_B – постоянная Больцмана.

Диффузионная компонента темнового тока в p -области $J_{p_dif}(\lambda, x, T, N_2)$ также является функцией ряда аргументов: λ – граничной длины волны, T – температуры ФЧЭ, N_2 – концентрации акцепторов, V – напряжения смещения на структуре и определяется как

$$J_{p_dif}(\lambda, T, N_2, V) = \frac{qn_i(\lambda, T)^2}{2N_2\tau_{A7}(\lambda, T)} \times \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right],$$

где q – заряд электрона; N_2 – концентрация основных носителей заряда в p -слое; $\tau_{A7}(\lambda, T)$ – время жизни по механизму Оже-7.

Уравнение для плотности тока в области пространственного заряда $J_{dep}(\lambda, T, N_1, N_2, V, \tau_{n0})$ фотодиода (структура 1) запишем в виде:

$$J_{dep}(\lambda, T, N_1, N_2, V, \tau_{n0}) = \frac{qW_0(\lambda, T, N_1, N_2)n_i(\lambda, T_1)\sqrt{V}}{2\tau_{SRH}(\lambda, T, N_2, \tau_{n0})} \times \left[\exp\left(\frac{qV}{\beta kT}\right) - 1 \right],$$

где $W_0(\lambda, T, N_1, N_2)$ – ширина ОПЗ; $\tau_{SRH}(\lambda, T, N_2, \tau_{n0})$ – время жизни ШРХ; β – показатель нелинейности, равный 2.

Время жизни по механизму ШРХ в ОПЗ в общем случае определяется уравнением

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{n0}(p + p_t) + \tau_{p0}(n + n_t)}{n + p},$$

где n_t, p_t – концентрации электронов и дырок, расположенных на центрах захвата (ловушках) с концентрацией N_t ; при этом считается, что дополнительный уровень энергии в запрещенной зоне близок или совпадает с собственным уровнем Ферми

$$\begin{aligned} n_t &= N_c \exp(-E_t/kT) \\ p_t &= N_v \exp(-(E_g - E_t)/kT) \\ \tau_{n0} &= (\sigma_n v_{th} N_t)^{-1} = (\gamma_n N_t)^{-1} \\ \tau_{p0} &= (\sigma_p v_{th} N_t)^{-1} = (\gamma_p N_t)^{-1}, \end{aligned}$$

здесь σ_n, σ_p – эффективные площади захвата электронов и дырок; v_{th} – тепловая скорость носителей заряда; N_t – концентрация ловушек на уровне энергии E_t ; γ_n и γ_p – коэффициенты рекомбинации электронов и дырок через центры захвата; N_c и N_v – плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; E_g – ширина запрещенной зоны.

Область обеднения при условии, что область n -типа легирована сильно, а область p -типа легирована слабо, смещена в область

p-типа, поэтому для области обеднения уравнение времени жизни ШРХ при условии, что: $n_t = p_t = n_i$, $\tau_{p0} \approx \tau_{n0}$, можно привести к виду

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{p0}n_t + \tau_{n0}(p_0 + p_t)}{p_0},$$

окончательно время жизни в области обеднения представим как

$$\begin{aligned} \tau_{SRH}(\lambda, T, N_2, \tau_{n0}) &= \tau_{n0} + \frac{2\tau_{n0}n_i(\lambda, T)}{p_0} = \\ &= \tau_{n0} \left(1 + \frac{2n_i(\lambda, T)}{N_2} \right). \end{aligned}$$

Ширина ОПЗ при напряжении смещения *V* определяется уравнением

$$W_0(\lambda, T, N_1, N_2, V) = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(V_{bi} - V)(N_1 + N_2)}{qN_1N_2}}$$

где N_1 и N_2 – концентрации основных носителей заряда в области *n*-типа и в области *p*-типа соответственно, а контактная разность потенциалов равна

$$V_{bi}(\lambda, T, N_1, N_2) = \frac{kT}{q} \times \ln \left(\frac{N_1N_2}{n_i(\lambda, T, N_1, N_2)^2} \right).$$

Поверхностный ток генерации-рекомбинации $J_{sur}(\lambda, T, S_r)$ зависит от скорости поверхностной рекомбинации и на границе раздела «подложка/сильнолегированный слой.КРТ» определяется выражением

$$J_{sur}(\lambda, T, S_r) = \frac{qn_i(\lambda, T)S_r}{2}.$$

Для простоты расчета примем, что концентрации основных носителей заряда равны $N_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; время жизни по механизму Оже и время жизни по механизму ШРХ одинаково и составляет $\tau = 100 \text{ нс}$; ши-

рина запрещенной зоны $w_0 = 10^{-5} \text{ см}$, а скорость поверхностной рекомбинации $S_r = 100 \text{ см/с}$. Фотодиод (рис. 1) детектирует излучение в средневолновом ИК-диапазоне спектра т. е. состав слоев HgCdTe *p*- и *n*-типа $x = 0,3$ мол. дол. при $T = 77 \text{ К}$. Плотность суммарного темнового тока получим из уравнения, подставив в него параметры структуры 1.

$$\begin{aligned} J_{1\Sigma}(\lambda, T, N_1, N_2, V, \tau_{n0}, S_r) &= \\ &= J_{sur}(\lambda, T, S_r) + J_{n_dif}(\lambda, T, N_1, V) + \\ &+ J_{dep}(\lambda, T, N_1, N_2, V, \tau_{n0}) + J_{p_dif}(\lambda, T, N_2, V) = \\ &= \left(\frac{qn_i(\lambda = 5, T = 77)S_r}{2} + \frac{qn_i(\lambda = 5, T = 77)^2}{2N_1\tau} \right) \times \\ &\times \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + \left(\frac{qw_0n_i(\lambda = 5, T = 77)\sqrt{V}}{2\tau} \right) \times \\ &\times \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] + \left(\frac{qn_i(\lambda = 5, T = 77)^2}{2N_2 \times \tau} \right) \times \\ &\times \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Построим графики отдельных составляющих темнового тока и суммарный темновой ток для фотодиода рис. 1 в зависимости от напряжения *V* в соответствии с полученным уравнением (2). На рис. 2 представлены отдельные токовые составляющие для структуры 1 и плотность суммарного темнового тока.

Из рис. 2 следует, что при наличии дополнительных процессов генерации-рекомбинации на границе раздела «подложка/сильнолегированный слой.КРТ» диффузионная составляющая темного тока в *n*-области существенно возрастает и при высоких значениях скорости поверхностной рекомбинации S_r , небольшой толщине ОПЗ и малой плотности центров генерации-рекомбинации в ней может превышать ток генерации-рекомбинации ШРХ в ОПЗ.

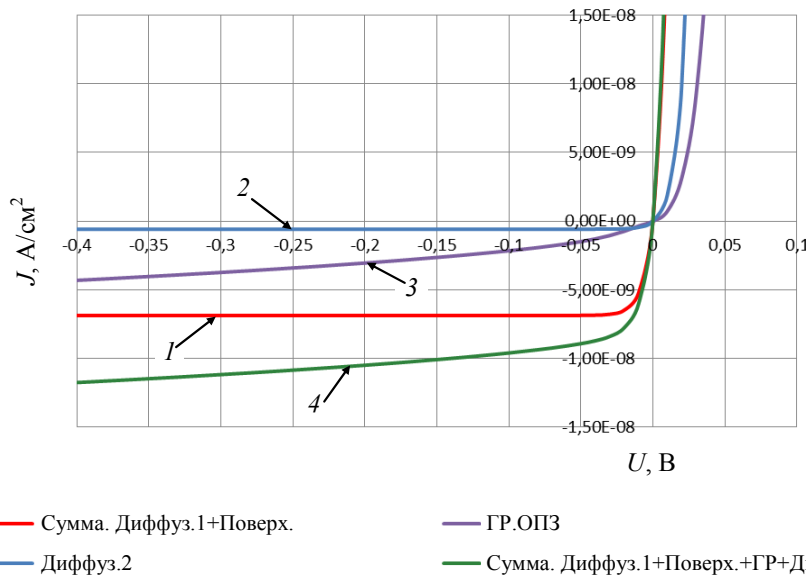


Рис. 2. Темновые токи в структуре 1: 1 – ток поверхностной генерации-рекомбинации на границе раздела подложка/сильн.лег.слой.КРТ плюс ток диффузии в n^+ -области $HgCdTe (N_1)$; 2 – ток диффузии в p -области $HgCdTe (N_2)$; 3 – ток генерации-рекомбинации в ОПЗ; 4 – суммарный темновой ток.

Для повышения отношения сигнал/шум фотодиода необходимо уменьшать его темновой ток, поэтому рассмотрим предложенную архитектуру ФЧЭ, представленную на рис. 3 (структура 2).

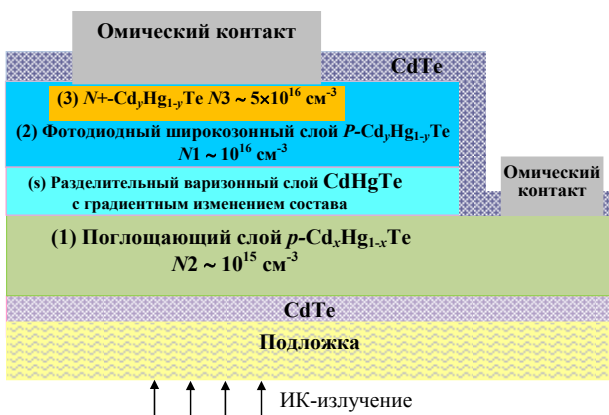


Рис. 3. Схематичное представление ИК-фотодиода с уменьшенным темновым током (структура 2).

На рис. 3 представлен ИК-фотодиод на основе следующей конструкции «подложка/ $CdTe/p-HgCdTe (N_2)/s-HgCdTe(n_i)/P-HgCdTe (N_1)/N^+-HgCdTe (N_3)/CdTe$ », которая содержит: оптически прозрачную подложку; буферный слой $CdTe$, градиент состава Cd в этом слое плавно изменяется от 1,0 мол. дол. до рабочего состава x ; слабелегированный, с концентрацией основных носителей N_2 , узкозонный слой теллурида кадмия-ртути ($p-Cd_xHg_{1-x}Te$) состава x (состав x выбирается в диапазоне от 0,2 до 0,4 мол. дол. для поглощения излучения в заданной спектральной

области) толщиной l , которая удовлетворяет условию: $3/\alpha \leq l < L$, где α – коэффициент поглощения, L – длина диффузии неосновных носителей заряда; разделительный (s -separating) слой $CdHgTe (n_i)$ – нелегированный) с градиентным изменением состава Cd от x до y и толщиной $0,1 l$; широкозонный слой теллурида кадмия-ртути ($P-Cd_xHg_{1-x}Te$) состава y с концентрацией основных носителей заряда N_1 , толщиной $d \leq l$, в котором методом имплантации или ионного легирования формируются области противоположной проводимости с концентрацией N_3 ($N_2 < N_1 < N_3$); диэлектрический пассивирующий слой $CdTe$ для защиты поверхности структуры. Состав в верхнем диэлектрическом слое изменяется от состава широкозонного слоя y до 1,0 мол. дол., что соответствует двойному соединению $CdTe$.

Разделительный варизонный слой (s -separating) выращивается между широкозонным $Cd_yHg_{1-y}Te$ и узкозонным $Cd_xHg_{1-x}Te$ слоями $CdHgTe$ одинаковой проводимости, градиент состава Cd в этом слое плавно изменяется от рабочего x до широкозонного ($y = x + 0,1$) мол. дол., при этом три первых слоя КРТ « $HgCdTe (N_2)/s-HgCdTe(n_i)/HgCdTe (N_1)$ » имеют суммарную толщину менее L и одинаковый тип проводимости, а область $HgCdTe (N_3)$, формируемая в широкозонном слое $HgCdTe (N_1)$ методом имплантации или ионного легирования имеет противоположный тип проводимости.

Состав широкозонного слоя $HgCdTe (N_1)$ y выбирается таким образом, чтобы составля-

ющая темнового тока в области объемного заряда (ОПЗ), образуемой вокруг физической границы p - n -перехода, была на порядок меньше тока диффузии в узкозонной области поглощения HgCdTe (N_2) состава x . Таким образом, темновой ток, при условии высокого кристаллического совершенства материала CdHgTe и формирования p - n -перехода в широкозонном слое структуры, может быть уменьшен до значения темнового тока узкозонной области поглощения HgCdTe (N_2) для заданного состава (в диапазоне от 0,2 до 0,4 мол. дол.), т. е. для необходимой граничной длины волны.

Для считывания фотосигнала и шума ИК-фотодиода один омический контакт формируется к слаболегированному поглощающему слою (базе), а другой омический контакт – к сильнолегированному слою обратной проводимости по отношению к широкозонному слою (коллектору). Каждый из двух омических контактов соединен с микросхемой считывания и обработки сигнала отдельным индиевым микроконтактом. Темновой ток и спектральная плотность шума фотодиода уменьшаются, следовательно, увеличивается отношение сигнал/шум.

Рассчитаем плотность суммарного темнового тока для структуры 2, представленной на рис. 3. Плотность суммарного темнового тока $J_{2\Sigma}$ будет включать следующие составляющие: диффузионный ток в слаболегированном слое p -HgCdTe (N_2) с концентрацией N_2 состава $x = 0,3$ мол. дол.; темновой ток генерации-рекомбинации ШРХ в ОПЗ; диффузионный ток в сильнолегированном N -слое HgCdTe (N_3) обратной проводимости с концентрацией N_3 состава $y = 0,4$ мол. дол.

Поверхностный темновой ток генерации-рекомбинации на границе раздела подложка/слаб.лег.слой.КРТ J_{sur} не учитывается вследствие выращивания на поверхности подложки буферного слоя CdTe с варизонным подслоем, состав которого плавно изменяется от 1 до x . Считаем что значение скорости поверхностной рекомбинации на границе раздела минимально, поэтому

$$J_{2\Sigma} = J_{p_dif}(N_2) + J_{\text{dep}} + J_{n_dif}(N_3).$$

Для упрощения расчета примем $N_2 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_1 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_3 = 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$; состав области поглощения (первый слой от подложки) в структуре 2 – $x = 0,3$ мол. ($\lambda = 5 \text{ мкм}$); состав широкозонного верхнего слоя – $x = 0,4$ мол. дол. ($\lambda = 3 \text{ мкм}$); время жизни в квазинейтральных областях и ОПЗ одинаково и равно $\tau = 100 \times 10^{-9} \text{ с}$; q – заряд электрона; n_i – собственная концентрация, $n_i(\lambda = 5, T = 77) = 8,5 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, $n_i(\lambda = 3, T = 77) = 4,4 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$; w_0 – ширина области обеднения, $w_0 = 10^{-4} \text{ см}$; V – напряжение смещения на фотодиоде; k – постоянная Больцмана; T – температура. Окончательно для структуры 2 получим следующее уравнение

$$\begin{aligned} J_{2\Sigma}(\lambda, T, N_1, N_2, V, \tau_{n0}) &= J_{p_dif}(\lambda, T, N_2, V) + \\ &+ J_{\text{dep}}(\lambda, T, N_1, N_3, V, \tau_{n0}) + J_{n_dif}(\lambda, T, N_3, V) = \\ &= \left(\frac{q \times n_i(\lambda = 5, T = 77)^2}{2N_2 \times \tau} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] + \\ &+ \frac{q \times w_0 \times n_i(\lambda = 3, T = 77) \times \sqrt{V}}{2\tau} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] + \\ &+ \left(\frac{q \times n_i(\lambda = 3, T = 77)^2}{2N_3 \times \tau} \right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Расчет согласно уравнению (3) показывает, что темновой ток диффузии в слаболегированной p -области HgCdTe (N_2) состава $x = 0,3$ мол. дол. максимален, на несколько порядков меньше составляющая тока генерации-рекомбинации ШРХ в ОПЗ и пренебрежимо мала составляющая темнового тока в легированной области HgCdTe (N_3) состава $x = 0,4$ мол. дол. с концентрацией N_3 противоположной проводимости.

Графики отдельных составляющих темнового тока для фотодиода по рис. 3 в зависимости от напряжения V , в соответствии с уравнением для структуры 2, представлены на рис. 4. Плотность суммарного темнового тока совпадает с током диффузии в слое поглощения с концентрацией N_2 , ток диффузии в фотодиодной области с концентрацией N_3 не показан из-за малости.

Особенностью структуры 2 является то, что состав широкозонного p -слоя выбран та-

ким образом, чтобы составляющая темнового тока в ОПЗ была на один-два порядка меньше диффузионной составляющей темнового тока в области поглощения. Для реальных фотодиодов необходимо учитывать влияние поверхностных механизмов на границах раздела, поэтому используя переходные подслои с уменьшенной на границах раздела скоростью поверхностной рекомбинации, можно снизить вклад поверхностных токов в суммарный темновой ток фотодиода.

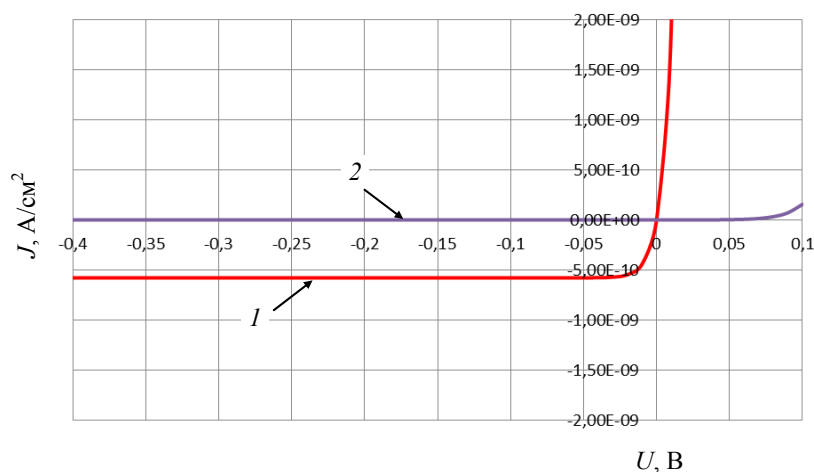


Рис. 4. Темновые токи в структуре 2: 1 – ток диффузии в слаболегированной p-области поглощения HgCdTe (N₂); 2 – ток генерации-рекомбинации в ОПЗ.

— Ток диффузии — ГР.ОПЗ

Заключение

В работе исследованы пути повышения отношения сигнал/шум в фотодиодах на основе тройного соединения CdHgTe за счет совершенствования его архитектуры и уменьшения темнового тока. Предложенная архитектура состоит из подложки с буферными слоями и двух рабочих слоев CdHgTe одного типа проводимости, один из которых узкозонный слой поглощения, другой широкозонный – фотодиодный, в котором формируются области противоположной проводимости, между слоями выращивается нелегированный разделительный варизонный слой для устранения рассогласования кристаллических решеток.

Проанализированы темновые токи фотодиодов на основе структур CdHgTe для обычной и усовершенствованной архитектуры, которые могут использоваться в пороговых фотоприемных устройствах (ФПУ) для регистрации слабого электромагнитного излучения инфракрасного диапазона. Уменьшение темнового тока в улучшенной архитектуре до-

стигается не только выбором более широкозонного состава верхнего фотодиодного слоя, в котором расположены области противоположной проводимости, по сравнению с поглощающим слоем, а дополнительным разделением областей поглощения и объемного заряда с использованием переходных подслоев, уменьшающих на границах раздела скорость поверхностной рекомбинации. Таким образом, темновой ток генерации-рекомбинации ШРХ в области пространственного заряда снижается, а фотодиод на основе усовершенствованной архитектуры работает в режиме ограничения током диффузии в поглощающем слое структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boltar K. O., Burlakov I. D., Golovin S. V., Saginov L. D., Akimov V. M., Iakovleva N. I. 384×288 MCT LWIR FPA // Proceedings of SPIE. 2005. Vol. 5957. P. 59570H1.
2. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V. P., Klimanov E. A., Akimov V. M., Iakovleva N. I. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), Allerton Press. Inc. 2008. Vol. 17. No. 1. P. 52.

3. Яковлева Н. И. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 3. С. 231.
4. Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2019. № 5. С. 27.
5. Gravrand O., Rothman J., Castelein P., Cervera C., Baier N., Lobre C., De Borniol E., Zanatta J. P., Boulade O., Moreau V., Fieque B., Chorier P. Latest achievements on MCT IR detectors for space and science imaging // SPIE, Infrared Technology and Applications XLII, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Charles M. Hanson, Paul R. Norton // Proc. of SPIE. 2016. Vol. 9819. – 98191W. P. 1–13.
6. Gravrand O., Destefanis G., Cervera C., Zanatta J. P., Baier N., Ferron A., Boulade O. / International Conference on Space Optics. 7–10 October 2014. P. 1.
7. Kinch M. A., Schaake H. F., Strong R. L., Liao P. K., Ohlson M. J., Jacques J., Wan C-F., Chandra D., Burford R. D., Schaake C. A. // Proc. of SPIE. 2010. Vol. 7660. – 76602V. P. 1–13.
8. Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д. ИК-фотодиод с высоким отношением сигнал/шум и способ повышения отношения сигнал/шум в ИК-фотодиоде. Патент RU 2473151C1, 2013.

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw

Advanced architecture of CdHgTe photodiode for detection of weak infrared radiation

N. I. Iakovleva

Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

Received February 15, 2021

The dark currents of CdHgTe photodiodes based on the advanced architecture, which is used in threshold FPA for detection of weak infrared radiation, have been analyzed. The opposite conductivity regions are formed of in wide-gap layers, that reduces the contribution of the SRH generation-recombination currents of to the total dark current. By using various compositions layers with transition sublayers reducing surface recombination at the interfaces, one can reduce the surface mechanism contribution to the total dark current of the photodiode. Finally, due to the correct choice of the absorption layer composition and wide-gap layer parameters, dark current in the space charge region is much lower than a diffusion current causing by Auger mechanism in the absorption region for a given cutoff wavelength.

Keywords: CdHgTe, focal plane array, FPA, dark current.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-2-52-59

REFERENCES

1. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, S. V. Golovin, L. D. Saginov, V. M. Akimov, and N. I. Iakovleva, Proceedings of SPIE **5957**, 59570H1 (2005).
2. K. O. Boltar, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, E. A. Klimanov, V. M. Akimov, and N. I. Iakovleva, Optical Memory and Neural Networks (Information Optics), Allerton Press. Inc. **17** (1), 52 (2008).
3. N. I. Iakovleva, Usp. Prikl. Fiz. **6** (3), 231 (2018).
4. N. I. Iakovleva, Applied Physics, No. 5, 27 (2019) [in Russian].
5. O. Gravrand, J. Rothman, P. Castelein, C. Cervera, N. Baier, C. Lobre, E. De Borniol, J. P. Zanatta, O. Boulade, V. Moreau, B. Fieque, and P. Chorier, *Latest achievements on MCT IR detectors for space and science imaging* SPIE, Infrared Technology and Applications XLII, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop, Charles M. Hanson, Paul R. Norton, Proc. of SPIE, 9819, 98191W, 1–13 (2016).
6. O. Gravrand, G. Destefanis, C. Cervera, J. P. Zanatta, N. Baier, A. Ferron, and O. Boulade, *Discussion About Photodiode Architectures For Space Applications*, in *International Conference on Space Optics*. (7–10 October 2014), P. 1–8.
7. M. A. Kinch, H. F. Schaake, R. L. Strong, P. K. Liao, M. J. Ohlson, J. Jacques, C-F. Wan, D. Chandra, R. D. Burford, and C. A. Schaake, Proc. of SPIE **7660** – 76602V, 1–13 (2010).
8. A. Yu. Seliakov and I. D. Burlakov, *IR-photodiode with high signal/noise ratio*, Patent RU 2473151C1, 2013.