

УДК 621.315.592

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

Архитектура матричного элемента на основе КРТ с уменьшенным темновым током

Н. И. Яковлева

Тройной раствор теллурида-кадмия-ртути (КРТ, HgCdTe) один из немногих полупроводниковых материалов, используемый для конструирования фотодиодов с высокими параметрами. Проведен оценочный расчет параметров перспективной P+-v(π)-N+-фотодиодной структуры на основе КРТ, предназначенной для построения матриц фоточувствительных элементов с малым темновым током. Уменьшение темнового тока достигается за счет использования усовершенствованной трехслойной архитектуры, состоящей из высоколегированных контактных слоев КРТ, между которыми располагается слаболегированный поглощающий слой, в котором подавляются процессы тепловой генерации-рекомбинации. Таким образом, в заданном спектральном диапазоне темновые токи ФЧЭ на основе трехслойной архитектуры КРТ уменьшаются до предела, задаваемого фоновым излучением и механизмом излучательной рекомбинации, а при условии полного обеднения области поглощения – до значения, определяемого механизмом генерации-рекомбинации Шокли-Рида-Холла.

Ключевые слова: HgCdTe, КРТ, P+-v(π)-N+-структура, фотоприемное устройство (ФПУ), темновой ток.

DOI: 10.51368/1996-0948-2022-4-46-53

1. Введение

Фотодиоды на основе тройного соединения кадмий-ртуть-теллур (CdHgTe) средневолнового (3–5 мкм, MWIR) и длинноволнового (8–12 мкм, LWIR) инфракрасных (ИК) диапазонов, как правило, охлаждаются до температуры жидкого азота. Необходимость достижения криогенных температур приводит к увеличению стоимости и усложнению режимов эксплуатации, поэтому совершенствование архитектуры ФЧЭ на основе CdHgTe имеет большое значение при разработке фотоприемных устройств (ФПУ) [1, 2].

В квазинейтральных областях обычного фотодиода возникают темновые токи диффузии, связанные с излучательной рекомбинацией и Оже-процессами генерации-рекомбинации, которые определяются общей зависимостью $I_{dif} = eG_{dif}V_{dif}$, 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 $I_{g-r} = eG_{dep}V_{dep}$, где G_{dep} – скорость термической генерации-рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) объемом V_{dep} .

Соотношение диффузионного и генерационно-рекомбинационного ШРХ токов [3, 4] показывает, что преобладание той или иной составляющей темнового тока зависит от параметров слоев, входящих в состав фоточувствительной структуры

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

Статья поступила в редакцию 16 июня 2022 г.

© Яковлева Н. И., 2022

$$\frac{J_{dif}}{J_{srh}} = \frac{q \cdot G_{dif} \cdot V_{dif}}{q \cdot G_{srh} \cdot V_{dep}} = \frac{\left(\frac{n_i^2}{N_{maj} \cdot \tau_{dif}} \cdot V_{dif} \right)}{\frac{n_i}{2\tau_{srh}} \cdot V_{dep}} \approx \frac{n_i}{N_{maj}} \cdot \frac{\tau_{srh}}{\tau_{dif}} \cdot \frac{V_{dif}}{V_{dep}}. \quad (1)$$

Из соотношения (1) видно, что ток диффузии с высокой вероятностью преобладает при больших значениях собственной концентрации носителей заряда n_i в области поглощения, 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 плотности центров генерации-рекомбинации ШРХ, что приводит к увеличению времени жизни носителей заряда, а, следовательно, возрастанию механизма диффузии в области поглощения. Значение концентрации основных носителей N_{maj} заряда в области поглощения выбирается близким к собственному значению, что позволяет уменьшить тепловые процессы в ОПЗ, а также токи туннелирования.

Не так давно анонсирован новый класс фотодиодов [5, 6], использующих полностью обедненную $P-v-N$ архитектуру на основе HgCdTe, работы по совершенствованию которой продолжают на более современном уровне [7]. Архитектура имеет следующие потенциальные преимущества, в том числе:

- работоспособность в спектральных диапазонах MWIR и LWIR с охлаждением термоэлектрическими (ТЕ) и миниатюрными кулерами, что значительно уменьшает габариты, вес, мощность и стоимость изделия («SWaP-C»-характеристики);

- эксплуатация при повышенных температурах (в том числе в космическом пространстве), что увеличивает срок службы и повышает надежность;

- работа в нескольких спектральных диапазонах при повышенных температурах;

- высокая чувствительность при НКУ за счет уменьшения темнового тока.

Ожидается, что указанные преимущества изменят соотношение производственных затрат между HgCdTe и материалами группы A_3B_5 в пользу КРТ. Фотоприемник, изготов-

ленный с помощью простого технологического процесса, ограниченный только фоновым излучением и процессами излучательной рекомбинации, а не дефектами самой структуры, будет иметь более низкую стоимость как на этапе изготовления МФЧЭ, так и на этапе сборки и поставки.

Кроме того, при уменьшении в МФЧЭ площади отдельных элементов, соответственно, уменьшаются габаритные размеры самой матрицы, что приводит к снижению стоимости подложек, поэтому ценовое различие между материалами A_3B_5 и HgCdTe становится менее заметным, поскольку количество матриц на пластину увеличивается обратно пропорционально квадрату шага пикселя. Малогабаритная МФЧЭ на основе КРТ дополнительно снижает затраты на изготовление интегрированного фотоприемного модуля (IDCA), позволяя использовать недорогую оптику, МКС и упаковку. При этом принципиально более высокие параметры приборов на основе HgCdTe по сравнению с материалами A_3B_5 становятся ключевым фактором при построении качественных тепловизионных изображений высокой четкости.

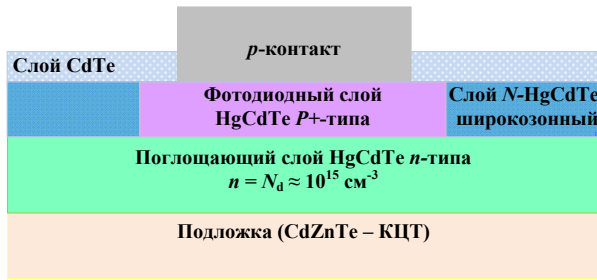
Целью работы являлось исследование параметров перспективной трехслойной фотодиодной архитектуры ФЧЭ, предназначенной для матричных элементов на основе КРТ с уменьшенным темновым током. Уменьшение темнового тока в данной архитектуре достигается за счет полного обеднения области поглощения основными и неосновными носителями заряда и выбором параметров поглощающего слоя.

2. Расчет усовершенствованной архитектуры ФЧЭ

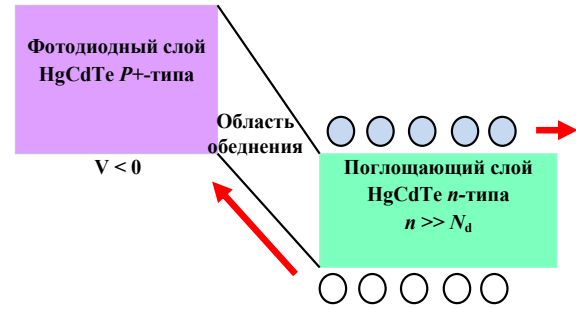
На рис. 1а представлена планарная, широко используемая в технологии КРТ-приборов $p+/n$ -архитектура ФЧЭ [8, 9], которая включает подложку, узкозонный поглощающий и широкозонный фотодиодный слой,

сверху наносится пассивирующий диэлектрик CdTe, уменьшающий скорость поверхностной рекомбинации. На рис. 1б схематично показана зонная диаграмма структуры. Поглощающий слой выполняется узкозонным, верхний

фотодиодный слой выполняется более широкозонным, в нем изготавливаются высоколегированные области обратной проводимости. За счет широкозонности верхнего фотодиодного слоя темновые токи ФЧЭ снижаются.



а) последовательность слоев



б) схематичное изображение зонной диаграммы

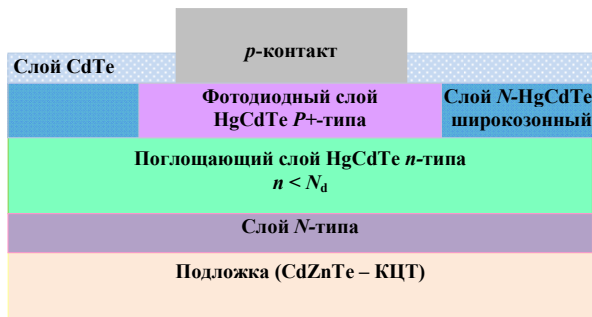
Рис. 1. Планарная p+/n-архитектура ФЧЭ

Согласно рис. 1б соотношение объема областей прибора и концентрация носителей в них играет важное значение. При повышенных температурах количество генерируемых носителей заряда намного превышает уровень внешнего легирования, что приводит к уменьшению времени жизни и увеличению диффузионного тока. Большой темновой ток и связанный с ним шум ограничивают параметры ФЧЭ.

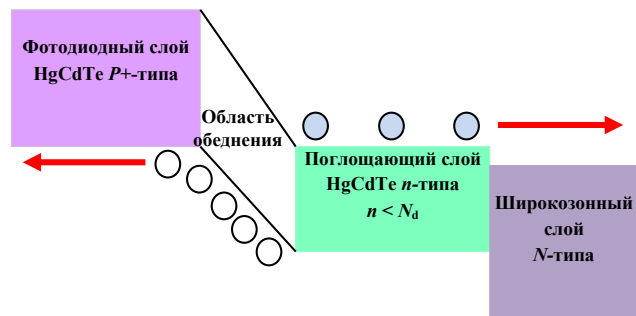
процессов генерации-рекомбинации за счет снижения концентрации основных и неосновных носителей заряда в поглощающем слое ниже равновесных значений, что позволяет достигать высоких фотоэлектрических параметров или работать при повышенной температуре.

Фотоприемники нового класса используют обедненную трехслойную P-v-N архитектуру на основе HgCdTe (рис. 2а, б). На основе трехслойной архитектуры возможно создание прибора, работающего в неравновесных условиях с подавлением Оже-

Согласно рис. 2а трехслойная архитектура ФЧЭ содержит два сильно легированных широкозонных слоя P+- и N+-типа проводимости между которыми располагается слаболегированный поглощающий слой, который обозначается буквой v, (поглощающий слой p-типа обычно обозначается буквой π). По своей сути, архитектура близка к p-i-n-фотодиоду.



а) последовательность слоев в структуре



б) схематичное изображение зонной диаграммы

Рис. 2. Планарная P-v-N архитектура ФЧЭ

При обратном напряжении смещения из области поглощения вытягиваются основные носители (электроны), при этом равнозначно для выполнения зарядовой нейтральности из нее уходят неосновные носители заряда (дырки), поэтому концентрация свободных носителей заряда уменьшается до собственного значения для заданных значений граничной длины волны и температуры. За счет уменьшения количества неосновных и основных но-

сителей заряда фундаментальные процессы генерации-рекомбинации по механизму Оже подавляются, время жизни неосновных носителей заряда увеличивается, темновой диффузионный ток уменьшается. При дальнейшем увеличении обратного напряжения смещения наступает полное обеднение области поглощения. На рис. 3 показана зонная диаграмма $p^+/\nu/n^+$ -фотодиода в режиме полного обеднения области поглощения.

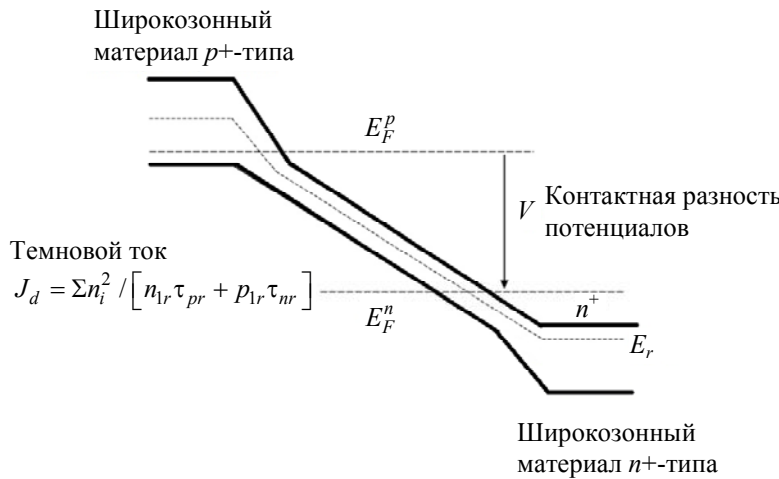


Рис. 3. Зонная диаграмма $p^+/\nu/n^+$ -фотодиода в режиме полного обеднения области поглощения

Проведем расчеты параметров прибора для двух вероятных режимов работы: (1) темновой ток определяется радиационным механизмом рекомбинации, т. е. работает «Закон-19» [10]; (2) темновой ток определяется генерацией-рекомбинацией через центры Шокли-Рида-Холла (полное обеднение области поглощения).

Время жизни по излучательному механизму [11] определяется как

$$\tau_{Rad} = \frac{1}{B(n_0 + p_0)},$$

где B – коэффициент, n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок. Коэффициент излучательной рекомбинации B ($\text{см}^3/\text{с}$) определяется формулой [13]

$$B = 5,8 \times 10^{-13} \times \epsilon_\infty^{1/2} \times \left(\frac{m_0}{m_e^* + m_h^*} \right)^{3/2} \left(1 + \frac{m_0}{m_e^*} + \frac{m_0}{m_h^*} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{3/2} \times E_g^2,$$

где E_g – ширина запрещенной зоны в эВ; T – температура в К; ϵ_∞ – высокочастотная ди-

электрическая постоянная; а m_e и m_h – удельные эффективные массы электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне; m_0 – масса свободного электрона.

Оценку обнаружительной способности проведем по формуле

$$D^*_{Rad} = \frac{\lambda \eta}{2hc(G_{rad}t)^{1/2}}$$

где G_{rad} – скорость генерации вследствие излучательных процессов в области поглощения, которую можно рассчитать, зная концентрацию основных носителей заряда из выражения

$$G_{Rad} = \frac{n_i^2}{N_{maj} \tau_{nrad}}$$

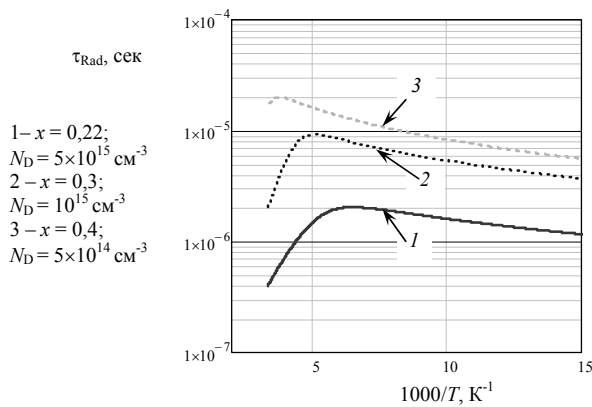
где N_{maj} – концентрация основных электронов в области поглощения n -типа; τ_{nrad} – время жизни носителей заряда вследствие излучательной рекомбинации; n_i – собственная концентрация.

На рис. 4а представлены зависимости времени жизни носителей заряда от обратной

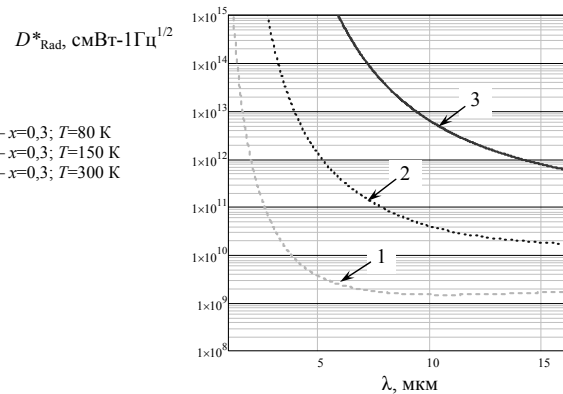
температуры для излучательного механизма рекомбинации в материале КРТ *n*-типа проводимости с концентрациями доноров $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,22$); $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3$); $N_D = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4$) для трех характерных граничных длин волн $\lambda_{0,5} = 3,0; 5,0;$ и $10,0$ мкм.

На рис. 4б представлена зависимость обнаружительной способности от длины волны в случае излучательного механизма рекомбинации в материале КРТ *n*-типа проводимости

с концентрацией доноров $N_D \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ состава $x = 0,3$ мол. дол. для трех температур $T = 80; 150$ и 300 К. Расчеты показывают достижение высоких фотоэлектрических параметров у *p*+*v*/*n*+-фотодиода при условии подавления генерации-рекомбинации по механизму Оже, например, при повышенной температуре $T = 150$ К и граничной длине волны $\lambda_{0,5} = 5,0$ мкм достижимо значение обнаружительной способности $D^* \approx 10^{12} \text{ смВт}^{-1}\text{Гц}^{1/2}$.



а) зависимость времени жизни от обратной температуры для HgCdTe *n*-типа с $\lambda_{0,5} = 10,0; 5,0;$ и $3,0$ мкм и $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,22$); $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3$); $N_D = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4$)



б) зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для фотодиода с областью поглощения HgCdTe *n*-типа и $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 80$ К; $T = 150$ К и $T = 300$ К соответственно

Рис. 4. Параметры *p*+*v*/*n*+-фотодиода с поглощающим слоем *n*-типа проводимости в случае доминирования излучательных процессов в области поглощения

При обратном напряжении смещения и полном обеднении области поглощения при низких температурах темновой ток *p*+*v*/*n*+ фотодиода определяется плотностью и распределением центров ШРХ в области пространственного заряда. Суммарную плотность темнового тока J_d через дополнительные уровни *r* в запрещенной зоне можно определить уравнением

$$J_d = \sum_r q n_i^2 \left[W / \left(\tau_{pr} n_{1r} + \tau_{nr} p_{1r} \right) \right],$$

где W – ширина области обеднения; n_{1r}, p_{1r} – концентрации равновесных электронов и дырок, расположенных на дополнительных уровнях *r*; τ_{nr}, τ_{pr} – времена жизни электронов и дырок на дополнительных уровнях ШРХ; n_i – собственная концентрация; q – заряд электрона.

Суммарный темновой ток включает токи генерации-рекомбинации через центры ШРХ, а область обеднения W при заданном напряжении обратного смещения можно считать равной области поглощения. В поглощающем слое КРТ возможно наличие как донорных, так и акцепторных состояний (ловушек), расположенных в запрещенной зоне, характеризующихся соответствующими временами жизни τ_{nr}, τ_{pr} , считаем, что время жизни для электронов и дырок на центрах захвата примерно одинаковы $\tau_{nr} \approx \tau_{pr}$.

Если материал КРТ легирован внешней примесью, центры ШРХ обычно являются нейтральными, имеют малую плотность и расположены в запрещенной зоне близко к собственному уровню Ферми. Время жизни электронов для таких центров ШРХ определяется в соответствии с уравнением

$\tau_{n_ext} = \tau_{n0} \frac{n_i + p}{p}$, а время жизни дырок – $\tau_{p_ext} = \tau_{p0} \frac{n_i + n}{n}$. Суммарное время жизни задается как

$$\tau_{ext} = \frac{\tau_{n0}(n_i + p) + \tau_{p0}(n_i + n)}{n + p}.$$

Проведена оценка обнаружительной способности для трехслойной усовершенствованной $p+/v/n+$ -архитектуры ФЧЭ. Для $p+/v/n+$ -архитектуры учитываем, что плотность темнового тока определяется процессами ШРХ в области обеднения. Для носителей заряда, электронов и дырок, локализованных на энергетическом уровне E_r , расположенном в запрещенной зоне, значения концентраций электронов и дырок можно описать зависимостями

$$n_1 = N_C \exp(-E_r q/kT),$$

$$p_1 = N_V \exp(-(E_g - E_r) q/kT),$$

где n_1, p_1 – концентрации электронов и дырок, расположенных на ловушках, при этом считается, что дополнительный уровень в запрещенной зоне близок или совпадает с собственным уровнем Ферми; N_C and N_V – плотности состояний в области зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Скорость генерации через центры ШРХ в области обеднения рассчитаем как

$$G_{SRH} = \frac{n_i^2}{[\tau_{n0}(p + p_1) + \tau_{p0}(n + n_1)]}.$$

Время жизни электронов и дырок на ловушках определим в соответствии с уравнениями

$$\tau_{n0} = (\sigma_n v_{th} N_r)^{-1}, \quad \tau_{p0} = (\sigma_p v_{th} N_r)^{-1},$$

где σ_n, σ_p – эффективные площади захвата электронов и дырок; v_{th} – тепловая скорость, N_r – концентрация ловушек.

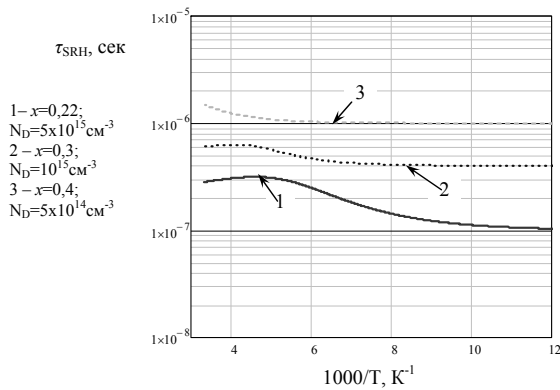
Обнаружительная способность D^* для $p+/v/n+$ -архитектуры ФЧЭ с областью поглощения v -типа (n -типа) будет вычисляться в соответствии с формулой

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \times \frac{\eta}{\sqrt{t}} \times \left(\frac{1}{G_{SRH}} \right)^{1/2} =$$

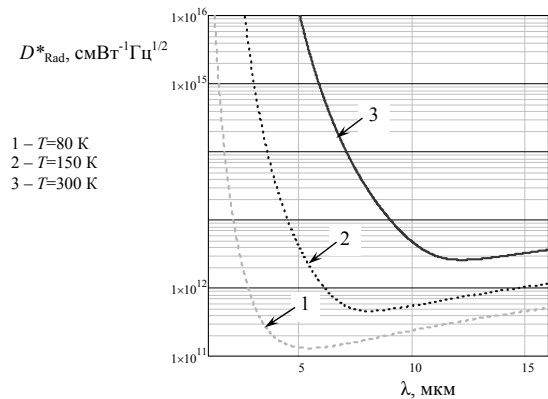
$$= \frac{\lambda}{hc} \times \frac{\eta}{\sqrt{t}} \times \left(\frac{\tau_{n0} \left(\frac{n_i^2}{n} + p_1 \right) + \tau_{p0} (n + n_1)}{n_i^2} \right)^{1/2}.$$

На рис. 5а показаны зависимости времени жизни по механизму ШРХ в области n -типа для трех граничных длин волн $\lambda_{0,5} = 10,0; 5,0;$ и $3,0$ мкм с концентрациями доноров $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,22$); $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3$); $N_D = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4$) и на рис. 5б зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для фотодиода на основе HgCdTe с поглощающей областью n -типа и концентрацией доноров $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при температурах $T = 80 \text{ К}$; $T = 150 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$ соответственно.

Как видно из рис. 5б для $p+/v/n+$ -фотодиода при условии подавления генерации-рекомбинации по механизму Оже и полном обеднении области поглощения при повышенной температуре $T = 150 \text{ К}$ и граничной длине волны $\lambda_{0,5} = 5,0$ мкм достижимо значение обнаружительной способности $D^* = 4 \times 10^{12} \text{ смВт}^{-1} \text{ Гц}^{1/2}$, что превышает в несколько раз значение D^* при работе прибора в условиях ограничения механизмом излучательной рекомбинации.



а) зависимость времени жизни от обратной температуры для HgCdTe *n*-типа с $\lambda_{0,5} = 10,0; 5,0; \text{ и } 3,0$ мкм и $N_D = 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,22$); $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,3$); $N_D = 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,4$)



б) зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для фотодиода с областью поглощения HgCdTe *n*-типа с $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 80 \text{ К}$; $T = 150 \text{ К}$ и $T = 300 \text{ К}$ соответственно

Рис. 5. Расчетные параметры $p^+/v/n^+$ -фотодиода с поглощающим слоем *n*-типа с полностью обедненной областью поглощения *n*-типа проводимости

3. Заключение

Проведен анализ параметров трехслойной $p^+/v/n^+(n^+/\pi/p^+)$ -архитектуры при повышенных температурах. В такой архитектуре возможно уменьшение скорости Оже-генерации с помощью принудительного обеднения области поглощения основными и неосновными носителями заряда. Показано, что в случае полного обеднения области поглощения и времени захвата носителей заряда на ловушках ШРХ $\tau_{tr} = 10^{-6}$ с в рабочем спектральном диапазоне 3–5 мкм при повышенной температуре $T = 150 \text{ К}$ наблюдается предельное значение обнаружительной способности D^* .

Достижение высоких параметров выполняется при следующих важных условиях: область поглощения *n*-типа проводимости ($p^+/v/n^+$ -структура) должна иметь уровень легирования $N_D \leq 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а область поглощения *p*-типа проводимости ($n^+/\pi/p^+$ -структура) – менее $N_A \leq 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$; область поглощения в рабочем режиме должна полностью обедняться носителями заряда; скорость рекомбинации на границах раздела, поверхностях, интерфейсах и контактах должна быть минимальна; плотность центров захвата ШРХ в ОПЗ должна быть менее $N_{trap} < 10^{12} \text{ см}^{-3}$, что выдвигает жесткие требования к качеству кристаллической структуры слоев КРТ, которые должны быть обязательно выполнены.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogalski A. // Acta Physica Polonica. 2009. Vol. 116. № 3. P. 389.
2. Яковлева Н. И. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 3. С. 231.
3. Яковлева Н. И. // Прикладная физика. 2019. № 5. С. 27.
4. 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. P. 76602V.
5. Emelie P. Y., Velicu S., Grein C. H., Phillips J. D., Wijewarnasuriya P. S., Dhar N. K. // Journal of Electronic Materials. 2008. Vol. 37. № 9. P. 1362.
6. Emelie P. Y., Phillips J. D., Velicu S., Wijewarnasuriya P. S. // J. Phys. D. – Appl. Phys. 2009. № 42. P. 234003.
7. Jozwikowsky K., Jozwikowska A. // Journal of Electronic materials. 2019. Vol. 48. № 10. P. 6030.
8. Castelein P., Baier N., Gravrand O., Mollard L., Brellier D., Rochette F., Kerlain A., Rubaldo L., Reibel Y., Destéfanis G. // Proc. of SPIE. 2014. Vol. 9070. P. 90702Y.
9. Lutz H., Breiter R., Eich D., Figgemeier H., Oelmaier R., Rutzinger S., Schenk H., Wendler J. // Proc. of SPIE. 2017. Vol. 10177. P. 101771A.
10. Lee D., Dreiske P., Ellsworth J., Cottier R., Chen A., Tallaricao S., Yulius A., Carmody M., Piquette E., Zandian M., Douglas S. // Proc. SPIE. 2020. Vol. 11407. P. 114070X.
11. Van Roosbroeck W., Shockley W. // Phys. Rev. 1954. Vol. 94. P. 1558.
12. Blakemore J. S. Semiconductor Statistics: International Series of Monographs on Semiconductors: Vol. 3. – New York: Pergamon, 1962.
13. Long D. Optical and Infrared detectors. – New York: Springer, 1977.

Architecture of mct matrix element with reduced dark current

N. I. Iakovleva

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

Received June 16, 2022

Ternary allow of cadmium-mercury telluride (MCT, HgCdTe) is one of the famous semiconductor materials used for high performance FPAs. Performance of promising P+-v(π)-N+-structure under a reverse bias voltage have been calculated. The dark current reduction was achieved by using improved three-layer architecture, which was consisted of two high-doped contact MCT layers and a low-doped MCT absorbing layer located between them for effectively suppression of the thermal generation-recombination. Thus, in a given spectral range, the dark current of each three-layer architecture photodiode was decreased to the background radiation limit, and under the complete depletion of the absorption region determined by the Shockley-Reed-Hall generation-recombination mechanism.

Keywords: HgCdTe, KPT, P+-v(π)-N+-structure, Focal Plane Array (FPA), dark current.

DOI: 10.51368/1996-0948-2022-4-46-53

REFERENCES

1. A. Rogalski, *Acta Physica Polonica* **116** (3), 389 (2009).
2. N. I. Iakovleva, *Usp. Prikl. Fiz.* **6** (3), 231 (2018).
3. N. I. Iakovleva, *Applied Physics*, No. 5, 27 (2019) [in Russian].
4. 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 (2010).
5. P. Y. Emelie, S. Velicu, C. H. Grein, J. D. Phillips, P. S. Wijewarnasuriya, and N. K. Dhar, *Journal of Electronic Materials* **37** (9), 1362 (2008).
6. P. Y. Emelie, J. D. Phillips, S. Velicu, and P. S. Wijewarnasuriya, *J. Phys. D. – Appl. Phys.*, No. 42, 234003 (2009).
7. K. Jozwikowsky and A. Jozwikowska, *Journal of Electronic materials* **48** (10), 6030 (2019).
8. P. Castelein, N. Baier, O. Gravrand, L. Mollard, D. Brellier, F. Rochette, A. Kerlain, L. Rubaldo, Y. Reibel, and G. Destéfanis, *Proc. of SPIE* **9070**, 90702Y (2014).
9. H. Lutz, R. Breiter, D. Eich, H. Figgemeier, R. Oelmaier, S. Rutzinger, H. Schenk, and J. Wendler, *Proc. of SPIE* **10177**, 101771A (2017).
10. D. Lee, P. Dreiske, J. Ellsworth, R. Cottier, A. Chen, S. Tallaricao, A. Yulius, M. Carmody, E. Piquette, M. Zandian, and S. Douglas, *Proc. SPIE* **11407**, 114070X (2020).
11. W. Van Roosbroeck and W. Shockley, *Phys. Rev.* **94**, 1558 (1954).
12. J. S. Blakemore, *Semiconductor Statistics: International Series of Monographs on Semiconductors: V. 3.* (Pergamon, New York, 1962).
13. D. Long, *Optical and Infrared detectors.* (Springer, New York, 1977).