

УДК 621.383.4/5
EDN: WAWYJVPACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz,
07.57.Kp, 85.60.Dw

Перспективные архитектуры фоточувствительных элементов для охлаждаемых фотоприемных устройств на основе CdHgTe

Н. И. Яковлева

Для построения охлаждаемых фотоприемных устройств на основе CdHgTe проведена оценка параметров перспективных двухслойных $p+n$, трехслойных $p+(v)/n+$ и барьерных $nВп$ архитектур. Каждая из рассмотренных архитектур является этапом создания более совершенной технологии изготовления фотонных фотоприемных устройств на основе CdHgTe, что обеспечивает их работу при повышенной температуре. Показано, что уменьшение темнового тока достигается использованием архитектур с конструируемой зонной диаграммой, включающей поглощающие слои n -типа проводимости. Проведенные расчеты подтверждают возможность реализации высокотемпературного режима работы ФЧЭ на основе CdHgTe.

Ключевые слова: CdHgTe, архитектура ФЧЭ, фотоприемное устройство, темновой ток, обнаружительная способность D^* .

DOI: 10.51368/2307-4469-2024-12-3-277-287

1. Введение

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

Целью работы являлся анализ параметров перспективных архитектур ФЧЭ для охлаждаемых ФПУ на основе CdHgTe, гарантирующих уменьшение темновых токов и высокую чувствительность, что достигается как за счет конструирования зонной структуры, так и правильного выбора начальных характеристик слоев. Используя классическое представление механизмов генерации-рекомбинации в фотодиодах на основе КРТ, представлены зависимости для оценки темнового тока, скорости термической генерации и обнаружительной способности для различных архитектур ФЧЭ, что актуально при разработке изделий фотоэлектроники нового поколения.

Из физики полупроводников [3] известно, что в квазинейтральных областях фотодиодов возникают темновые токи диффузии, связанные с излучательной рекомбинацией и процессами Оже-генерации-рекомбинации, при этом ток диффузии можно представить зависимостью $I_{\text{dif}} = eG_{\text{dif}}L_{\text{dif}}$, где G_{dif} – скорость тепловой генерации-рекомбинации вследствие диффузионных процессов на длине диффузии L_{dif} . Процессы в области пространственного

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

Статья поступила в редакцию 26.04.2024
После доработки 17.05.2024
Принята к публикации 23.05.2024
Шифр научной специальности: 1.3.11

© Яковлева Н. И., 2024

заряда (ОПЗ) включают в основном генерацию-рекомбинацию через центры Шокли-Рида-Холла (ШРХ) и характеризуются темновым током $I_{g-r} = eG_{\text{dep}}W_{\text{dep}}$, где G_{dep} – скорость термической генерации-рекомбинации в области пространственного заряда толщиной W_{dep} . Преобладание той или иной составляющей темнового тока [4, 5] зависит от исходных параметров полупроводникового материала. Уменьшая плотность центров генерации-рекомбинации ШРХ при высокой однородности кристаллической структуры, и снижая концентрацию основных носителей заряда в области поглощения до уровня, близкого к собственному значению, можно уменьшить тепловые процессы и добиться повышения параметров или рабочей температуры.

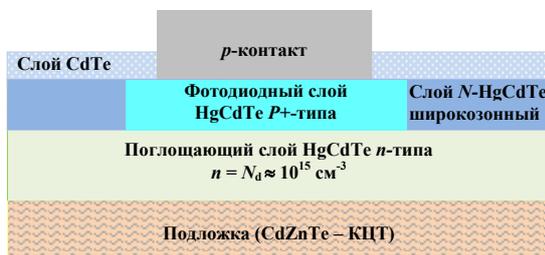
В работе проведена оценка параметров архитектур ФЧЭ на основе CdHgTe, а именно: двухслойной $p+/n$, трехслойной $p+/v/n$ и барьерной $n/B/n$ архитектур ФЧЭ с поглощающим слоем CdHgTe n -типа проводимости средне-волнового ИК диапазона спектра. Каждая из рассмотренных архитектур является этапом

создания более совершенной технологии изготовления фотонных ФПУ на основе CdHgTe, что обеспечивает их работу при повышенной температуре.

2. Двухслойная архитектура ФЧЭ на основе CdHgTe

В производстве ФПУ на основе КРТ широко используются архитектуры ФЧЭ на основе двухслойных гетероструктур CdHgTe («double-layer heterojunction» – DLHJ): $n+/p$ и $p+/n$ -типа проводимости [6, 7]. Архитектура с поглощающим p -слоем ($n+/p$ -архитектура) применяется как зарубежными [8], так и отечественными разработчиками [9] в производстве матричных и многорядных ФПУ на основе КРТ.

На рисунке 1а представлена планарная, широко используемая в технологии КРТ-приборов двухслойная $p+/n$ -архитектура ФЧЭ, которая считается наиболее перспективной [10–12].

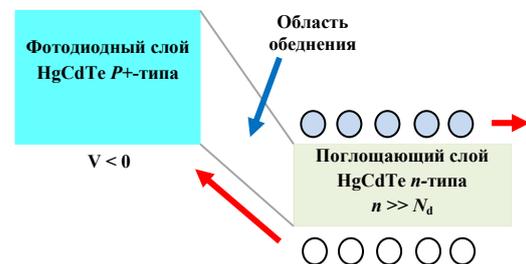


а) последовательность слоев

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

Она включает подложку, узкозонный поглощающий и широкозонный фотодиодный слои, сверху структуры наносится пассивирующий диэлектрик CdTe, уменьшающий скорость поверхностной рекомбинации. На рисунке 1б схематично показана ее зонная диаграмма. В такой двухслойной архитектуре ФЧЭ темновой ток и фототок определяются начальными параметрами поглощающего слоя, а верхний пассивирующий слой уменьшает влияние поверхностной рекомбинации.

Поглощающий n -слой выполняется узкозонным, верхний фотодиодный $N+$ -слой – широкозонным, в нем планарной технологией изготавливаются высоколегированные $P+$ -об-



б) схематичное изображение зонной диаграммы

ласти [13]. За счет широкозонности верхнего фотодиодного слоя темновые токи ФЧЭ снижаются. Соотношение объемов рабочих областей различного типа проводимости и концентрация носителей заряда в них имеют важное значение для функционирования прибора.

Оценка параметров фотодиодов на основе $p+/n$ -архитектуры, базируется на рассмотрении тепловой генерации-рекомбинации и основных составляющих темнового тока [14]. Разделение фотодиода на три области: две квазинейтральные области p - и n -типа проводимости и область пространственного заряда, сформированную вокруг физической границы p - n -перехода, обуславливает основные меха-

низмы темнового тока. Темновой ток включает диффузионную составляющую и токи генерации-рекомбинации через центры Шокли-Рида-Холла в квазинейтральных областях и темновой ток ШРХ в области пространственного заряда. При больших отрицательных напряжениях смещения в ОПЗ дополнительно возникают токи туннелирования: межзонный ток и ток через уровни ловушек, в данной работе они не рассматриваются.

Скорость генерации в поглощающем n -слое с учетом наиболее вероятных процессов Оже-1 и ШРХ определяется уравнением [15]

$$G_{dif}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{n_i^2(x, T)}{2N_D \tau_{A1}(\lambda, x, T, N_D)} + \frac{n_i^2(x, T)}{(N_D + 2n_i(x, T)) \tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)}$$

где λ – граничная длина волны; x – состав Cd в тройном растворе $Cd_xHg_{1-x}Te$; T – температура; N_D – концентрация доноров в области поглощения ($N_D \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$); $\tau_{A1}(\lambda, x, T, N_D)$ – время жизни носителей заряда по механизму Оже-1; $\tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)$ – время жизни носителей заряда по механизму Шокли-Рида-Холла; $n_i(x, T)$ – собственная концентрация носителей заряда.

Соответственно, ток диффузии в области поглощения можно представить в виде суммы токов по механизму Оже-1 и генерации-рекомбинации ШРХ

$$J_{dif}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{qtn_i^2(x, T)}{2N_D \tau_{A1}(\lambda, x, T, N_D)} + \frac{qtn_i^2(x, T)}{(N_D + 2n_i(x, T)) \tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)}$$

где t – толщина области поглощения.

Скорость генерации и соответствующая плотность темного тока в области обеднения представляются зависимостями

$$G_{dep}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{n_i(x, T)W(\lambda, x, T, N_D)}{\tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)}$$

$$J_{dep}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{qn_i(x, T)W(\lambda, x, T, N_D)}{\tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)}$$

где $W(\lambda, x, T, N_D)$ – ширина области пространственного заряда, ε – диэлектрическая постоянная

$$W(\lambda, x, T, N_D) = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 E_g(x, T) / qN_D}$$

Оценку обнаружительной способности D^* для двухслойной $n+/p$ -архитектуры ФЧЭ проведем в соответствии с допущением, что в равновесных условиях скорости генерации и рекомбинации одинаковы, соотношение площадей ФЧЭ и сфокусированного в точку оптического потока излучения $\left(\frac{A_0}{A_e}\right)$ равно единице, поэтому скорость генерации, определяемая процессами диффузии в области поглощения [16] и током в ОПЗ через центры ШРХ.

$$D^*(\lambda, x, T, N_D) = \frac{\lambda\eta(\lambda, x, T, N_D)}{2hc(G_{\Sigma}(\lambda, x, T, N_D) \times t)^{1/2}}$$

где $G_{\Sigma}(\lambda, x, T, N_D)$ – суммарная скорость генерации вследствие процессов диффузии и процессов генерации ШРХ в ОПЗ; t – толщина слоя поглощения; λ – длина волны излучения; η – квантовая эффективность; h – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме.

На рисунке 2 показаны температурные зависимости плотности темнового тока для двухслойной $p+/n$ -архитектуры ФЧЭ

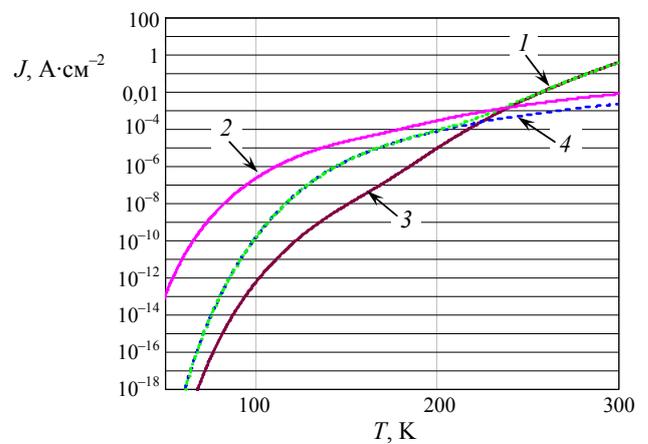


Рис. 2. Составляющие темнового тока для двухслойной $p+/n$ -архитектуры ФЧЭ: (1) – диффузии; (2) – генерации ШРХ в ОПЗ; (3) – генерации Оже-1; (4) – генерации ШРХ области поглощения

С учетом процессов диффузии и генерации-рекомбинации ШРХ в области поглоще-

ния и ОПЗ обнаружительная способность представляется как

$$D^*(\lambda, x, T, N_D) = \frac{\lambda \eta(\lambda, x, T)}{2hc \left[\frac{tn_i^2(x, T)}{2N_D \tau_{A1}(\lambda, x, T, N_D)} + \frac{tn_i^2(x, T)}{(N_D + 2n_i(x, T)) \tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)} + \frac{n_i(x, T) W(\lambda, x, T, N_D)}{\tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)} \right]^{1/2}}$$

На рисунке 3 представлены температурные зависимости обнаружительной способности D^* для $p+/n$ -архитектуры ФЧЭ на основе КРТ: (1) – обычный режим, с учетом механизмов диффузии и ШРХ в поглощающем слое и в ОПЗ; (2) – диффузионный предел.

Расчет проведен для двухслойной $p+/n$ -архитектуры ФЧЭ средневолнового ИК диапазона спектра с граничной длиной волны $\lambda_{0,5} = 5,0$ мкм при концентрации в области поглощения $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Показано, что в случае ограничения механизмом диффузии при температуре $T = 100$ К значение обнаружительной способности равно $D^* \approx 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$, а при температуре $T = 120$ К возможное значение обнаружительной способности составит $D^* \approx 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$. Поэтому для двухслойной $p+/n$ -архитектуры ФЧЭ в средневолновом ИК диапазоне спектра возможно реализовать режим работы при повышенных температурах ($T = 90\text{--}100$ К) только в случае диффузионного ограничения.

Таким образом, оценка параметров фотодиодов на основе двухслойных $p+/n$ -архитектур из КРТ в средневолновом ИК диапазоне длин волн 3–5 мкм показывает, что процессы генерации-рекомбинации ШРХ в области объемного заряда оказывают наибольшее влияние на темновой ток. Снижение количества центров ШРХ достигается за счет улучшения кристаллической структуры исходного материала КРТ.

3. Трехслойная $p+/v/n+$ -архитектура ФЧЭ на основе CdHgTe

Работы по совершенствованию трехслойных $p+/v/n+(n+/\pi/p+)$ -архитектур с полностью обедненными областями поглощения продолжают как в России, так и за рубежом [17–19]. В данной работе проведена оценка фотоэлектрических параметров $p+/v/n+$ -архитектуры, получившей в литературе название высокотемпературной. На рисунке 4а представлена трехслойная $p+/v/n+$ -архитектура, а на рисунке 4б схематично показана ее зонная диаграмма.

Согласно рисунку 4а трехслойная архитектура ФЧЭ содержит два сильно легированных широкозонных слоя $P+$ - и $N+$ -типа проводимости, между которыми располагается слаболегированный поглощающий n -слой, который обозначается буквой v , (поглощающий слой p -типа обозначается буквой π). На основе трехслойной архитектуры возможно создание фотоприемного устройства, работающего в неравновесных условиях с подавлением процессов Оже-генерации-рекомбинации за счет снижения концентраций неосновных и основных носителей заряда в поглощающем слое ниже равновесных значений [20, 21], что в свою очередь позволяет достигать высоких фотоэлектрических параметров или работать при повышенной температуре.

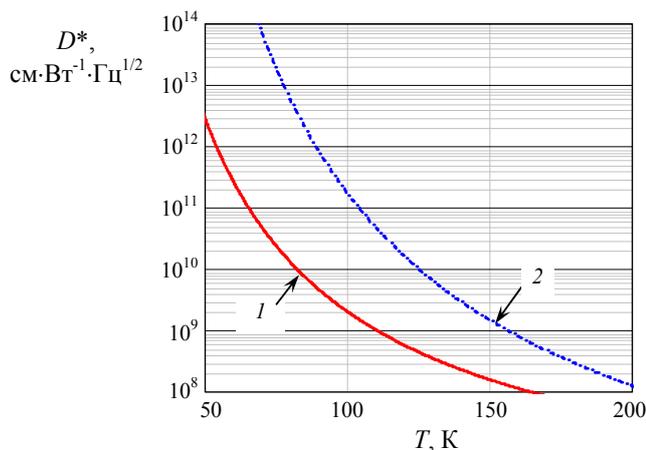
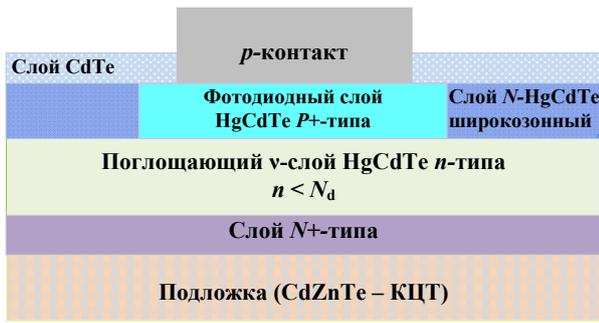
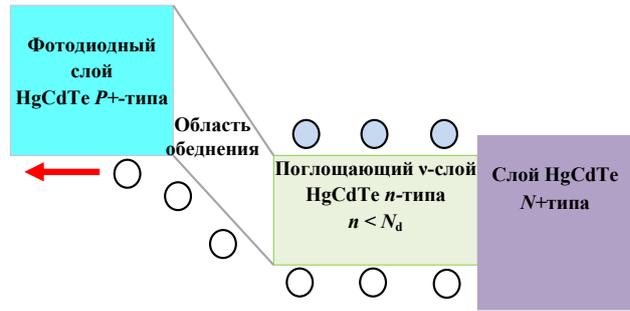


Рис. 3. Температурная зависимость обнаружительной способности для ФЧЭ средневолнового ИК диапазона спектра: (1) – с учетом механизмов диффузии и ШРХ в поглощающем слое и в ОПЗ, (2) – диффузионный предел



а) последовательность слоев



б) схематичное изображение зонной диаграммы

Рис. 4. Планарная p-v-n архитектура ФЧЭ

Проведем расчеты параметров прибора для двух наиболее вероятных режимов работы: (1) темновой ток определяется радиационным механизмом рекомбинации согласно «Закону-19» [22]; (2) темновой ток определяется генерацией-рекомбинацией через центры Шокли-Рида-Холла при полном обеднении области поглощения, когда концентрация носителей заряда близка к собственному значению.

Оценку обнаружительной способности при условии преобладания радиационного механизма рекомбинации выполним по формуле

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

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

$$G_{Rad}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{n_i^2(x, T)}{N_D \tau_{rad}(\lambda, x, T, N_D)}$$

где τ_{rad} – время жизни носителей заряда вследствие излучательной рекомбинации; n_i – собственная концентрация.

На рисунке 5 показана зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для p-v-n фотодиода при температурах $T = 80$ К; $T = 100$ К и $T = 120$ К соответственно.

В первом случае, расчеты показывают достижение высоких фотоэлектрических пара-

метров для p+/v/n+-фотодиода с областью поглощения v-типа при концентрации $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и условии подавления генерации-рекомбинации по механизму Оже, например, при повышенной температуре $T = 100$ К и граничной длине волны $\lambda_{0,5} = 5,0$ мкм достижимо значение обнаружительной способности $D^* \approx 5 \times 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$, а при $T = 120$ К достижимо значение обнаружительной способности $D^* \approx 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$.

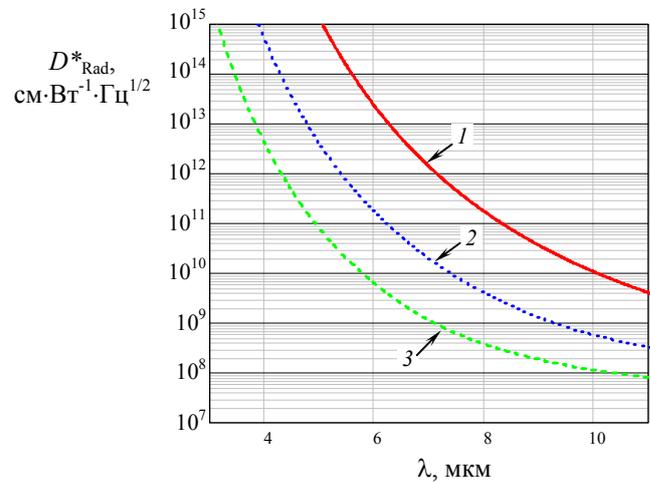


Рис. 5. Зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для p-v-n фотодиода на основе CdHgTe при температурах: (1) $T = 80$ К; (2) $T = 100$ К и (3) $T = 120$ К в случае ограничения радиационными процессами в области поглощения

Во втором случае, при обратном напряжении смещения и полном обеднении области поглощения при низких температурах темновой ток p+/v/n+-фотодиода будет определяться плотностью и распределением центров ШРХ в области пространственного заряда.

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 временами жизни τ_{n0} и τ_{p0} соответственно. Если материал КРТ легирован внешней примесью, центры ШРХ обычно являются нейтральными, имеют малую плотность и расположены в запрещенной зоне близко к собственному уровню Ферми. Будем рассматривать случай, при котором концентрация центров захвата существенно меньше, чем концентрация основных и неосновных носителей заряда $N_r \ll N_D, p$.

Время жизни носителей заряда по механизму ШРХ определяется уравнением [23]

$$\tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{\tau_{n0}(p_0 + p_1(\lambda, x, T)) + \tau_{p0}(n_0 + n_1(\lambda, x, T))}{n_0 + p_0},$$

где n_0, p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок; τ_{n0} и τ_{p0} – время жизни электронов и дырок на ловушках в ОПЗ, n_1, p_1 – концентрации равновесных электронов и дырок, расположенных на центрах захвата носителей заряда.

Для носителей заряда, электронов и дырок, локализованных на энергетическом уровне E_r , расположенном в запрещенной

зоне, значения концентраций электронов и дырок можно задать зависимостями

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

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

при этом считается, что дополнительный уровень в запрещенной зоне близок или совпадает с собственным уровнем Ферми; а N_C и N_V – плотности состояний в области зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

Скорость генерации через центры ШРХ в области обеднения рассчитаем как

$$G_{SRH}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{n_i^2(x, T)}{\left[\tau_{n0} \left(\frac{n_i^2(x, T)}{N_D} + p_1(\lambda, x, T) \right) + \tau_{p0} (N_D + n_1(\lambda, x, T)) \right]}.$$

Время жизни электронов и дырок на ловушках определим согласно формулам

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

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

Таким образом, для трехслойной $p+/n/n+$ -архитектуры ФЧЭ с областью поглощения n -типа можно провести оценку обнаружительной способности D^* в соответствии с зависимостью

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

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

На рисунке 6 представлена зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для $p^+/v/n^+$ -фотодиода при $T = 80$ К, $T = 100$ К и $T = 120$ К соответственно.

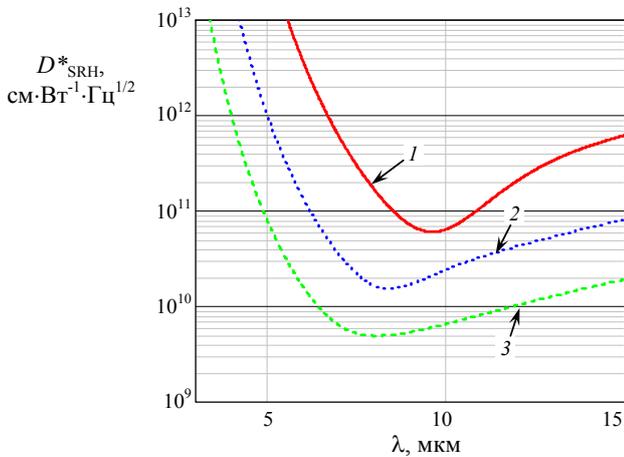


Рис. 6. Зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны для $p^+/v/n^+$ -фотодиода с поглощающим слоем n -типа с $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при температурах: (1) $T = 80$ К; (2) $T = 100$ К и (3) $T = 120$ К в случае ограничения процессами генерации-рекомбинации через центры ШРХ

Как видно из рисунка 6 для фотодиода на основе $p^+/v/n^+$ -архитектуры с областью поглощения CdHgTe n -типа с концентрацией $N_D = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при условии подавления генерации-рекомбинации по механизму Оже, полном обеднении области поглощения в случае ограничения процессами через центры ШРХ, а также при условии, что концентрация центров захвата существенно меньше, чем концентрация основных и неосновных носителей заряда, при повышенной температуре $T = 100$ К и граничной длине волны $\lambda_{0,5} = 5,0$ мкм достигимо значение обнаружительной способности

$D^* \approx 10^{12} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$, что в несколько раз меньше значения D^* при работе прибора в условиях ограничения механизмом излучательной рекомбинации. Оценка для длинноволновой области спектра ($\lambda = 10$ мкм) показывает, что при повышенной рабочей температуре $T = 100$ К возможно достижение обнаружительной способности $D^* \sim 3 \times 10^{10} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$.

Таким образом, результаты расчетов параметров трехслойной $p^+/v/n^+$ -архитектуры ФЧЭ на основе CdHgTe показывают возможность ее использования при повышенных температурах ($\Delta T = 100-120$ К), при условии блокировании механизмов Оже-генерации-рекомбинации, что достигается с помощью принудительного обеднения области поглощения.

4. Униполярная nVn -архитектура ФЧЭ

Не менее перспективными представляются униполярные nVn -архитектуры ФЧЭ на основе CdHgTe или бариоды [24, 25]. Основным преимуществом таких архитектур считается полное отсутствие слоев p -типа проводимости, получение которых до сих пор является сложной, технологически не до конца решенной задачей. Полное отсутствие p -слоев гарантирует получение кристаллически совершенных и однородных по параметрам матриц фоточувствительных элементов с высокими параметрами. Топология ФЧЭ по мезоструктурной технологии и схематичное изображение зонной диаграммы представлены на рисунке 7а,б.

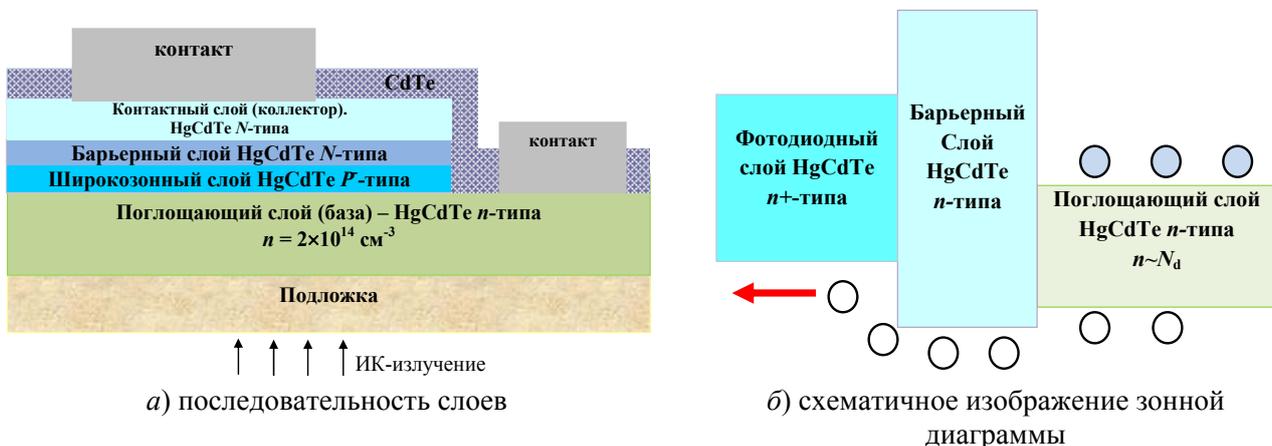


Рис. 7. Униполярная nVn -архитектура

Униполярная *nVn*-архитектура включает выращенные на оптически прозрачной подложке слои *n*-типа проводимости: узкозонный слаболегированный, чувствительный в заданном спектральном диапазоне, поглощающий *n*-слой; широкозонный барьерный *V*-слой, блокирующий перемещение основных

носителей заряда; и высоколегированный контактный *n*-слой, предназначенный для снятия фотосигнала с ФЧЭ. Последовательность слоев *nVn*-архитектуры для средневолнового ИК диапазона спектра и ее возможные начальные параметры слоев приведены в таблице.

Таблица

Последовательность слоев для <i>nVn</i> -структуры	Состав <i>x</i> , мол. дол.	Концентрация, см ⁻³	Толщина, мкм
Контактный слой (коллектор)	0,34	10 ¹⁵	1
Барьерный слой	0,8	5×10 ¹⁶	0,2
Поглощающий слой (база)	0,3	2×10 ¹⁴	5–10
Подложка	–	–	650

В средневолновом ИК диапазоне спектра поглощающий слой имеет состав $x = 0,3$ мол. дол.; для контактной области (коллектор) выбран слой CdHgTe состава $x = 0,34$ мол. дол.; для барьерного слоя выбран состав $x = 0,8$ мол. дол. Величина разрыва в валентной зоне зависит от толщины барьера и концентрации электронов в барьерном слое (N_b), поэтому барьер выполняется по возможности тонким, но достаточной ширины, чтобы избежать туннелирования электронов в зоне проводимости, и слаболегированным, чтобы уменьшить начальную величину разрыва в валентной зоне, а, следовательно, и рабочее напряжение смещения, необходимое для достижения режима плоских зон.

Проведена оценка фотоэлектрических параметров трехслойной униполярной барьерной *nVn*-архитектуры на основе CdHgTe. При выбранных параметрах структуры (таблица), ток термоэлектронной эмиссии мал ($J_{th} < qN_{min}t/\tau$), и суммарный темновой ток определяется током диффузии в области поглощения, который состоит из компонент, характерных для области поглощения обычного фотодиода [26], а именно по механизму Оже-1 и по механизму ШРХ

$$J_{dif}(\lambda, x, T, N_D) = \frac{qtn_i^2(x, T)}{2N_D\tau_{A1}(\lambda, x, T, N_D)} + \frac{qtn_i^2(x, T)}{(N_D + 2n_i(x, T))\tau_{SRH}(\lambda, x, T, N_D)}$$

На рисунке 8 представлена температурная зависимость обнаружительной способности для *nVn*-архитектуры на основе CdHgTe средневолнового ИК диапазона спектра с учетом указанных механизмов генерации-рекомбинации Оже-1 и ШРХ.

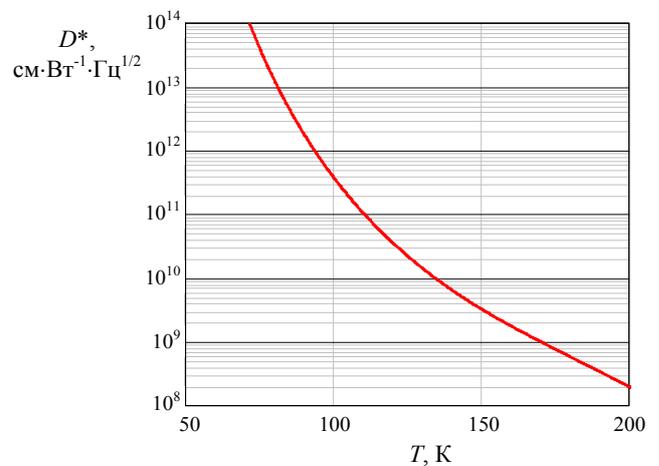


Рис. 8. Зависимость обнаружительной способности для *nVn*-архитектуры на основе CdHgTe средневолнового ИК диапазона спектра и концентрацией $N_D = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Оценка параметров (рис. 8) показывает, что для ФЧЭ на основе *nVn*-архитектуры с поглощающим слоем CdHgTe состава $x \sim 0,3$ мол. дол. и концентрацией доноров $N_D = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T = 100 \text{ К}$ достижимо значение обнаружительной способности $D^* \approx 5 \times 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$. Высокие параметры реализуются для *nVn*-архитектуры в полной мере только в режиме плоских зон.

Увеличение напряжения смещения на контактном слое nBn -архитектуры на основе CdHgTe приводит к образованию области обеднения в слое поглощения на границе с барьерным слоем, что ухудшает параметры прибора.

5. Заключение

Принципы построения и конструирования фоточувствительных элементов на основе CdHgTe основываются на выборе оптимальной архитектуры, обеспечивающей высокую чувствительность и минимальные темновые токи, что позволяет улучшить выходные фотоэлектрические параметры ФПУ или повысить рабочую температуру.

Целью настоящей работы являлся анализ перспективных архитектур ФЧЭ для охлаждаемых ФПУ на основе CdHgTe, гарантирующих уменьшение темновых токов и высокую обнаружительную способность. В работе проведена оценка параметров архитектур ФЧЭ на основе CdHgTe, а именно: двухслойной $p+/n$, трехслойной $p+/v/n$ и барьерной $n/B/n$ архитектур ФЧЭ с поглощающим слоем CdHgTe n -типа проводимости средневолнового ИК диапазона спектра. В результате проведенного анализа получены следующие результаты:

1) для двухслойной $p+/n$ -архитектуры ФЧЭ в случае диффузионного ограничения и существенного уменьшения темнового тока через центры ШРХ при повышенной температуре $T = 100$ К значение обнаружительной способности составит $D^* \approx 10^{11}$ см \cdot Вт $^{-1}$ \cdot Гц $^{1/2}$;

2) для трехслойной $p+/v/n$ -архитектуры ФЧЭ при условии подавления генерации-рекомбинации по механизму Оже и полном обеднении области поглощения при повышенной температуре $T = 100$ К достижимо значение обнаружительной способности $D^* \approx 5 \times 10^{12}$ см \cdot Вт $^{-1}$ \cdot Гц $^{1/2}$;

3) для униполярной барьерной nBn -архитектуры ФЧЭ в режиме плоских зон при повышенной температуре $T = 100$ К достижимо значение обнаружительной способности $D^* \approx 5 \times 10^{11}$ см \cdot Вт $^{-1}$ \cdot Гц $^{1/2}$.

Таким образом, оценка характеристик перспективных архитектур ФЧЭ с поглощающим слоем CdHgTe n -типа проводимости средневолнового ИК диапазона спектра, а

именно: $p+/n$ -, $p+/v/n$ - и $n/B/n$ -типа, подтверждает возможность реализации высокотемпературных режимов работы ФПУ на основе CdHgTe.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rogalski A. / Acta Physica Polonica. 2009. Vol. 116. № 3. P. 389–406.
2. Яковлева Н. И. / Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 3. С. 231–241.
3. Шалимова К. В. Физика полупроводников. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Яковлева Н. И. / Прикладная физика. 2019. № 5. С. 27–36.
5. 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.
6. William L. A. Planar Double-Layer Heterojunction HgCdTe Photodiodes And Methods For Fabricating Same. Patent US 5,189,297. 1998.
7. Wijewamasuriya P. S., Zandian M., Edwall D. D., McLevige M. V., Chen C. A., Pasko J. G., Hildebrandt H., Chen A. C., Arias J. M., D'Souza A. I., Rujirawat S., Sivanthan S. / J. Electron. Mater. 1998. № 27. P. 54649.
8. Brenière X., Rubaldo L., Dupont F. / Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XL. 2014. Vol. 9070. P. 90702W.
9. Болтарь К. О., Бурлаков И. Д., Соляков В. Н., Акимов В. М., Мансветов Н. Г., Каракозов Ю. С., Полунеев В. В., Бубнов С. В. Устройство фотоприемное многогорядное: Полезная модель. RU 122800 U1. 2012.
10. 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.
11. Lutz H., Breiter R., Eich D., Figgemeier H., Oelmaier R., Rutzinger S., Schenk H., Wendler J. / Proc. of SPIE. 2017. Vol. 10177. P. 101771A.
12. Gravrand O., Lobre C., Santailier J. L., Baier N., Rabaud W., Kerlain A., Sam-Giao D., Leboterf P., Cornus B., Rubaldo L. / Proc. SPIE. Infrared Technology and Applications XLVIII. 2022. Vol. 12107. P. 121070U.
13. Compain Valery, De Monte Bertrand, Mazaleytrat Eric, Royer Yves, Orlach Bertrand, Vivier Stéphane, Veyrier Jacques, Volland Gregory and Panzarella Florent / Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XLIII. 2017. Vol. 10177. P. 101771G.
14. Rogalski A. / Reports on Progress of Physics. 2005. № 68. P. 2267–2336.
15. Ferron A., Rothman J., Gravrand O. / Journal of Electronic Materials. 2013. Vol. 42. Is. 11. P. 3303–3308.
16. Piotrowski J., Rogalski A. High-operating-temperature infrared photodetectors. – Bellingham: SPIE, Washington, 2007. P. 21.
17. Martyniuk P. et al. / Infrared Phys. Technol. 2017. <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2017.02.004>.
18. Jozwikowsky K., Jozwikowska A. / Journal of Electronic Materials. 2019. Vol. 48. № 10. P. 1–10.

19. Kopytko M., Rogalski A. / Sensors & Actuators: A. Physical. 2022. Vol. 339. P. 113511.
20. 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. 1362–1368.
21. Emelie P. Y., Phillips J. D., Velicu S., Wijewarnasuriya P. S. / J. Phys. D. Appl. Phys. 2009. № 42. P. 234003.
22. Lee Donald, Dreiske Peter, Ellsworth Jon, Cottier Ryan, Chen Annie, Tallaricao Stephanie, Yulius Aristo, Carmody Michael, Piquette Eric, Zandian Majid, Douglas Sheri / Proc. SPIE. Infrared Technology and Applications XLVI. 2020. Vol. 11407. P. 114070X.
23. Martyniuk P., Rogalski A. / Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XL/2014. Vol. 9070. P. 907014.
24. Junhao Chu, Arden Sher. Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. – Springer Science+Business Media, New York, NY 10013, USA. 2010. P. 144–148.
25. Яковлева Н. И. / Прикладная физика. 2019. № 3. С. 53–60.
26. Rogalski A. / Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2000. Vol. 3. № 2. P. 111–120.

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

Photosensitive element architectures for cooled CdHgTe photodetectors

N. I. Iakovleva

Orion R&P AssociationJSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

Received 26.04.2024; revised 17.05.2024; accepted 23.05.2024

The parameters of CdHgTe photosensitive elements have been evaluated for two-layer p⁺/n, three-layer p⁺/v/n⁺ and barrier nBn architectures. Each of these architectures leads to understanding to an ultimate photon detector materials technology that will enable background-limited detector performance at high operating temperature. It was shown that a decrease of a dark current is achieved in bandgap-engineered devices with reduced thermal generation absorber n-layer. The analysis has been confirmed the possibility of CdHgTe FPAs operation at high-temperature.

Keywords: CdHgTe, Photosensitive element architecture, photodetector, dark current, detectivity D*.

REFERENCES

- Rogalski A., Acta Physica Polonica **116** (3), 389–406 (2009).
- Iakovleva N. I., Usp. Prikl. Fiz. (Advances in Applied Physics) **6** (3), 231–241 (2018).
- Shalimova K. V., Physics of semiconductors. Moscow, EnergoAtomIzdat, 1985.
- Iakovleva N. I., Applied Physics, № 5, 27–36 (2019) [in Russian].
- 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. and Schaake C. A., Proc. of SPIE **7660**, 76602V (2010).
- Willam L. A. Planar Double-Layer Heterojunction HgCdTe Photodiodes And Methods For Fabricating Same: Patent US 5,189,297. 1998.
- Wijewamasuriya P. S., Zandian M., Edwall D. D., McLevige M. V., Chen C. A., Pasko J. G., Hildebrandt H., Chen A. C., Arias J. M., D'Souza A. I., Rujirawat S. and Sivananthan S., J. Electron. Mater. № 27, 54649 (1998).
- Brenière X., Rubaldo L. and Dupont F., Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XL **9070**, 90702W (2014).
- Boltar K. O., Burlakov I. D., Soliakov V. N. et al. Multi-row Focal Plane Array: Useful model. RU 122800 U1. 2012.
- Castelein P., Baier N., Gravrand O., Mollard L., Brellier D., Rochette F., Kerlain A., Rubaldo L., Reibel Y. and Destéfánis G., Proc. of SPIE **9070**, 90702Y (2014).
- Lutz H., Breiter R., Eich D., Figgemeier H., Oelmaier R., Rutzinger S., Schenk H. and Wendler J., Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XLIII **10177**, 101771A (2017).
- Gravrand O., Lobre C., Santailier J. L., Baier N., Rabaud W., Kerlain A., Sam-Giao D., Lebterf P., Cor-

nus B. and Rubaldo L., Proc. SPIE. Infrared Technology and Applications XLVIII **12107**, 121070U (2022).

13. Compain Valery, De Monte Bertrand, Maza-leyrat Eric, Royer Yves, Orlach Bertrand, Vivier Stéphane, Veyrier Jacques, Volland Gregory and Panzarella Florent, Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XLIII **10177**, 101771G (2017).

14. Rogalski A., Reports on Progress of Physics, № 68, 2267–2336 (2005).

15. Ferron A., Rothman J. and Gravrand O., Journal of Electronic Materials **42** (11), 3303–3308 (2013).

16. Piotrowski J. and Rogalski A. High-operating-temperature infrared photodetectors. Bellingham: SPIE, Washington, 2007, pp. 21.

17. Martyniuk P. et al., Infrared Phys. Technol. (2017). <http://dx.doi.org/10.1016/j.infrared.2017.02.004>.

18. Jozwikowsky K. and Jozwikowska A., Journal of Electronic Materials **48** (10), 1–10 (2019).

19. Kopytko M. and Rogalski A., Sensors & Actuators: A. Physical **339**, 113511 (2022).

20. Emelie P. Y., Velicu S., Grein C. H., Phillips J. D., Wijewarnasuriya P. S. and Dhar N. K., Journal of Electronic Materials **37** (9), 1362–1368 (2008).

21. Emelie P. Y., Phillips J. D., Velicu S. and Wijewarnasuriya P. S., J. Phys. D. Appl. Phys., № 42, 23400 (2009).

22. Lee Donald, Dreiske Peter, Ellsworth Jon, Cot-tier Ryan, Chen Annie, Tallaricao Stephanie, Yulius Aristo, Carmody Michael, Piquette Eric, Zandian Majid and Douglas Sheri, Proc. SPIE. Infrared Technology and Applications XLVI **11407**, 114070X (2020).

23. Martyniuk P. and Rogalski A., Proc. of SPIE. Infrared Technology and Applications XL **9070**, 907014 (2014).

24. Junhao Chu and Arden Sher, Device Physics of Narrow Gap Semiconductors. Springer Science+Business Media, New York, NY 10013, USA. 2010, pp. 144–148.

25. Iakovleva N. I., Applied Physics, № 3, 53–60 (2019) [in Russian].

26. Rogalski A., Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics **3** (2), 111–120 (2000).