

С.Н. Филиппов^{1,2}, К.О. Болтарь³

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет)

² Физико-технологический институт РАН

³ НПО «Орион»

Исследование механизмов переноса заряда в фотодиодах на основе эпитаксиальных слоёв CdHgTe

Исследованы фотодиоды с p - n -переходом, изготовленные на основе эпитаксиальных слоёв $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), выращенных методами жидкофазной и молекулярно-лучевой эпитаксии и предназначенных для спектральных диапазонов 3–5 мкм и 8–12 мкм. Анализ механизмов протекания тока проведён по вольт-амперным характеристикам и зависимостям дифференциального сопротивления от напряжения смещения, измеренным в широком температурном диапазоне (70–300 К). Построены математические модели этих зависимостей, учитывающие вклады диффузионного, генерационно-рекомбинационного, туннельного, омического токов, а также тока шунтирующей утечки и фонового тока. Численное моделирование экспериментальных характеристик позволило разбить ток на составляющие и определить диапазоны температур и напряжений смещения, при которых конкретный механизм является преобладающим. При исследовании температурных зависимостей токовых составляющих определён ряд основных характеристик материала КРТ, таких, как уровень примесей, время жизни носителей, уровень залегания ловушечных центров в запрещённой зоне.

Ключевые слова: твёрдый раствор кадмий–ртуть–теллур, эпитаксиальный слой КРТ, инфракрасный фотодиод, механизмы токообразования.

I. Введение

Тепловизионная техника, основанная на применении фотоприёмников инфракрасного (ИК) диапазона, требуется в медицине, сельском хозяйстве, химической промышленности, металлургии чёрных и цветных металлов, топливодобывающей промышленности и других областях народного хозяйства, не говоря про важность её использования в оборонных целях. На сегодняшний день узкозонные полупроводниковые твёрдые растворы теллуридов кадмия и ртути (КРТ) являются одним из лидеров среди материалов, используемых для создания современной оптоэлектронной аппаратуры ИК-диапазона спектра. Это обусловлено как физическими свойствами самого раствора, в частности, большим быстродействием и высокой квантовой эффективностью, так и успехами в развиваемых технологиях выращивания объёмных кристаллов и эпитаксиальных слоёв (ЭС) КРТ. Особый интерес представляют изготовленные из этого материала фотоприёмники на основе p - n -переходов. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) и зависимости дифференциального сопротивления от приложенного напряжения позволяют провести анализ механизмов переноса заряда в фотодиодах, что имеет огромное значение для изготовления фотоприёмников высокого качества. Кроме того, простые количественные модели необходимы для того, чтобы характеризовать исходный материал и отдельные процессы обработки, а также, чтобы установить соответствие

между различными измеряемыми параметрами и характеристиками прибора, в частности, величиной темнового тока и связанного с ним шума.

ВАХ достаточно широко применяются для исследования фотодиодов, однако их использование без привлечения численных методов даёт информацию лишь о преобладающих процессах, протекающих в приборе. Моделирование ВАХ проводилось в работе [1], но в ней не учитывались ток при положительном напряжении смещения и объёмное сопротивление полупроводника, которое оказывает значительное влияние на форму ВАХ при высоких температурах. Кроме того, моделирование дифференциального сопротивления также имеет большую важность, так как оно непосредственно определяет шумовые характеристики прибора. Предлагаемый вариант совместной обработки экспериментальных ВАХ и зависимостей дифференциального сопротивления от напряжения смещения позволяет разделить токовые составляющие, определить области их доминирования, а также проследить за их поведением при изменении температуры [2]. В свою очередь, изучение температурных зависимостей протекающих в приборе процессов является необходимым шагом для дальнейшего усовершенствования приёмников излучения, особенно в связи с тенденцией развития детекторов, работающих при относительно высокой температуре.

II. Свойства КРТ

Объектами исследования данной работы являются фотодиоды, изготовленные из ЭС КРТ.

По этой причине особого внимания заслуживают специфические характеристики материала и конструктивные методы создания таких структур [3–6].

Современная оптоэлектроника ИК-диапазона немыслима без использования КРТ [7, 8]. Хотя получение этого материала связано с большими технологическими трудностями, его свойства действительно являются уникальными [3, 9]:

1) прямозонный полупроводниковый твёрдый раствор со структурой цинковой обманки;

2) изменяя соотношение кадмия и ртути, можно получить материал, оптимально подходящий для регистрации ИК-излучения в основных окнах прозрачности земной атмосферы (то есть свойства КРТ меняются непрерывно с изменением состава x между фазами бинарных соединений);

3) большое быстродействие (низкая диэлектрическая проницаемость);

4) высокая квантовая эффективность;

5) возможность выращивания как объёмных кристаллов, так и эпитаксиальных слоёв;

6) создание КРТ n -типа проводимости с малой концентрацией носителей, а также p -типа с высоким структурным совершенством, что способствует изготовлению фоторезисторов, фотодиодов, транзисторов.

Для последующего анализа результатов нам потребуются уже известные температурные зависимости следующих физических величин (T — температура):

1) ширина запрещённой зоны [10]:

$$E_g(x, T) [\text{эВ}] = -0,303(1-x) + 1,606x - 0,132x(1-x) + \frac{6,3(1-x) - 3,25x - 5,92x(1-x)}{11(1-x) + 78,7x + T [\text{К}]} \cdot 10^{-4} T^2 [\text{К}]; \quad (1)$$

2) эффективные массы электронов и тяжёлых дырок, рассчитанные на основе модели Кейна [11]:

$$m_n^* = m \left[1 + \frac{2mP^2}{3\hbar^2} \left(\frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta} \right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

$$m_p^* = 0,443m, \quad (3)$$

где $P = 8,49 \cdot 10^{-8}$ эВ · см, $\Delta = 0,9$ эВ, $m = 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг — масса свободного электрона (наряду с приведёнными часто используются другие аппроксимированные выражения: $m_e^*/m \approx 0,071 \cdot E_g [\text{эВ}]$, $m_h^* = 0,55m$);

3) собственная концентрация носителей, полученная Шмитом [12, 13]:

$$n_i(x, T) [\text{см}^{-3}] = [5,585 - 3,82x + 1,753 \cdot 10^{-3} T [\text{К}] + 1,364 \cdot 10^{-3} T [\text{К}] x] \cdot 10^{14} \times \exp \left(-\frac{E_g}{2kT} \right); \quad (4)$$

4) коэффициент диффузии носителей при $T > 50$ К, полученный на основе [12]:

$$D_n [\text{см}^2 \text{с}^{-1}] = \frac{7,74 \cdot 10^4 b}{T^{2a-1} [\text{К}]}, \quad (5)$$

где $a = \left(\frac{0,2}{x}\right)^{0,6}$, $b = \left(\frac{0,2}{x}\right)^{7,5}$,

$$D_p \approx 0,01 \cdot D_n; \quad (6)$$

5) статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости [11, 13]:

$$\varepsilon_S = 20,5 - 15,6x + 5,7x^2, \quad (7)$$

$$\varepsilon_\infty = 15,2 - 15,6x + 8,2x^2; \quad (8)$$

6) собственное время жизни носителей при Оже-рекомбинации [9, 11]:

$$\tau_{A7}^i = \gamma \tau_{A1}^i, \quad (9)$$

$$\tau_{A1}^i = 3,8 \cdot 10^{-18} \varepsilon_\infty^2 \left(\frac{m}{m_n^*} \right) \left(1 + \frac{m_n^*}{m_p^*} \right)^{1/2} \times \left(1 + 2 \frac{m_n^*}{m_p^*} \right) \left(\frac{E_g}{kT} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{1 + 2m_n^*/m_p^* E_g}{1 + m_n^*/m_p^* kT} \right] \times |F_1 F_2|^{-2},$$

где $\gamma \approx 6$ при $T \sim 300$ К, ε_∞ определяется формулой (8), m_n^* и m_p^* — формулами (2) и (3), F_1 и F_2 — интегралы перекрытия периодических составляющих функций Блоха ($|F_1 F_2| \approx 0,2$).

III. Фотодиоды на основе КРТ

Исследуемые диоды были изготовлены на основе ЭС КРТ p -типа проводимости, выращенных методами жидкофазной (ЖФЭ) и молекулярно-лучевой (МЛЭ) эпитаксии. Концентрация дырок составляет порядка 10^{16} см^{-3} . Состав по кадмию у исследуемых образцов находится в пределах от $x = 0,216$ до $x = 0,276$ (то есть фотоприёмники рассчитаны на диапазоны 8–14 мкм и 3–5 мкм). Толщина плёнок составляет $L \sim 10$ мкм, что соответствует $\alpha L \sim 1$, где $\alpha \sim 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ — коэффициент поглощения в максимуме спектральной чувствительности (для $x \sim 0,2$). Непосредственно сами диоды получены низкоэнергетической ионной имплантацией в нелегированный материал.

На рис. 1 представлен наиболее доступный вариант p - n -перехода на основе ЭС КРТ. Исходный эпитаксиальный слой $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ толщиной 10 мкм p -типа проводимости выращен на подложке CdZnTe (ЖФЭ) или GaAs (МЛЭ) толщиной $\sim 0,6$ – $0,8$ мм. Подложка должна быть высокоомной ($\rho > 10^7$ Ом · см) и прозрачной в требуемом диапазоне спектра. При использовании ЖФЭ из-за высокой температуры роста ($T \sim 500$ °С) между подложкой и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ образуется варизонный слой толщиной ~ 3 мкм с плавно меняющимся составом: от $x \approx 0,95$ – $1,00$ на подложке до $x \approx 0,2$ для КРТ фотодиодов на спектральный диапазон 8–12 мкм или $x \approx 0,3$ —

на диапазон 3–5 мкм. В случае МЛЭ, чтобы уменьшить рассогласование постоянных решёток CdHgTe и GaAs, на поверхность наносится буферный слой CdTe толщиной 6–7 мкм [4]. Слой КРТ p -типа покрывается широкозонным CdTe со свойствами, близкими к диэлектрическим покрытиям. В CdTe открываются окна размерами ~ 20 мкм и с малым шагом (от 40 до 70 мкм) создаются n -области в КРТ p -типа. Для контактирования каждого p - n -перехода с каналом кремниевого мультиплексора формируется индиевый столбик толщиной 6–9 мкм и размером 30–40 мкм. Поскольку структура освещается с обратной стороны p - n -перехода, для уменьшения отражения на поверхность подложки CdZnTe(GaAs) наносится «просветляющее» покрытие.

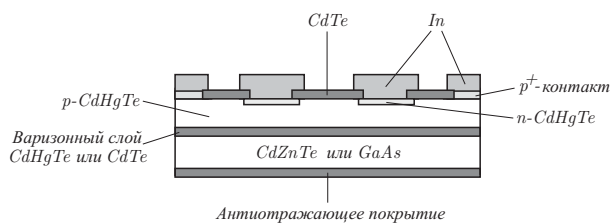


Рис. 1. Вариант матрицы фотодиодов на основе ЭС КРТ

Слой КРТ p -типа имеет концентрацию дырок $(0,8-1,0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и холловскую подвижность выше, чем $400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. КРТ n -типа, созданный низкоэнергетической ионной имплантацией в окна CdTe, по результатам отдельных исследований на структурах большого размера показывает концентрацию электронов $\sim 10^{16}-10^{17} \text{ см}^{-3}$ и холловскую подвижность электронов $(1-2) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

IV. Математическая модель ВАХ

Исследование ВАХ проводится в три этапа:

1. Исходя из фундаментальных теоретических зависимостей токовых составляющих от напряжения смещения, строится математическая модель ВАХ, содержащая ряд параметров.

2. Вариацией параметров достигается минимум отклонения теоретической кривой от заданной экспериментальной.

3. Полученные значения параметров (отвечающие некоторым физическим величинам, характеризующим диод и материал КРТ) подвергаются дальнейшему анализу, в частности, строятся их температурные зависимости.

Для построения математической модели ВАХ необходимо сложить вклады токов от различных областей диода. Эти токи могут быть разбиты на три группы с различными составляющими внутри каждой из них [12, 13].

1. Тепловой ток в объёмной и обеднённой областях: диффузионный ток в объёмных p и n -областях; рекомбинационный ток обеднённой области; аномальный лавинный ток; ток межзонного туннелирования; туннелирование типа «ловушка-ловушка» и «ловушка-зона»; омическая

утечка через обеднённую область; дрейфовый ток в объёмных p и n областях.

2. Ток поверхностной утечки: ток поверхностной генерации через поверхностные состояния; генерационный ток в индуцированной полем поверхностной области обеднения; вынужденное туннелирование вблизи поверхности; омическая (или неомическая) шунтирующая утечка; лавинное увеличение тока полем, вызванным поверхностной областью.

3. Токи оптического происхождения: токи, вызванные сигналом; токи, вызванные инфракрасным фоновым излучением.

Каждая из вышеприведённых составляющих оказывает свой эффект на вольт-амперную характеристику диода и на зависимость дифференциального сопротивления от напряжения смещения. Однако вклад многих перечисленных компонент в суммарный ток настолько незначителен, что им можно пренебречь. К тому же, не для всех токовых составляющих имеются приемлемые теоретические зависимости. Наконец, даже теоретические зависимости преобладающих компонент являются приближёнными (основываются на некоторых предположениях), поэтому в математическую модель вошли только ток тепловой диффузии, дрейфовый ток, рекомбинационный ток в обеднённой области, ток межзонного туннелирования, ток туннелирования через уровни ловушек, фоновый ток и ток шунтирующей утечки. Рассмотрим теперь каждый из них по отдельности.

IV.1. Диффузионный ток

Диффузионный ток — фундаментальный механизм переноса заряда в фотодиодах на основе p - n -переходов. Численное выражение для этого тока определяется уравнением диффузии, физический смысл которого состоит в соблюдении взаимной компенсации процессов диффузии и рекомбинации в каждом элементарном слое при стационарном состоянии, то есть приход в любой элементарный слой полупроводника избыточных диффундирующих носителей должен компенсироваться их убылью вследствие рекомбинации [7].

Выражение для диффузионного тока получено при следующих предположениях [14]:

- 1) справедливо приближение одномерной модели;
- 2) пренебрегаем рекомбинационными процессами на границе ЭС — варизонный слой;
- 3) контакты полупроводника с металлом сделаны антизапорными.

Решение уравнения непрерывности в таком случае имеет вид [12]:

$$I_D = I_{Dp} + I_{Dn} = eA \left(\frac{D_p}{L_p} p_{p0} g_p + \frac{D_n}{L_n} n_{n0} g_n \right) \times \exp \left(-\frac{eV_{bi}}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right], \quad (10)$$

где I_{Dp} — диффузионный ток в n -области, I_{Dn} — диффузионный ток в p -области, e — модуль заряда электрона, A — площадь перехода, D_p — коэффициент диффузии дырок в n -области (6), D_n — коэффициент диффузии электронов в p -области (5), L_p — длина диффузии дырок в n -области, L_n — длина диффузии электронов в p -области, p_{p0} — равновесная концентрация дырок в p -области, n_{n0} — равновесная концентрация электронов в n -области,

$$g_p = [S_p + (D_p/L_p) \tanh(d_n/L_p)] \times \\ \times [S_p \tanh(d_n/L_p) + D_p/L_p]^{-1}$$

— геометрический фактор n -области, S_p — скорость поверхностной рекомбинации дырок (на поверхности n -области), d_n — эффективная толщина n -области (за вычетом части, входящей в ОПЗ), g_n — геометрический фактор p -области (записывается аналогично геометрическому фактору n -области), V_{bi} — встроенный потенциал, k — постоянная Больцмана, V — напряжение смещения (непосредственно на переходе).

В математической модели величина диффузионного тока определяется выражением

$$I_D = J_{D0} \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (11)$$

где J_{D0} — варьируемый параметр.

IV.2. Дрейфовый ток

В [15] показывается, что в асимметричном n^+p -переходе омический ток всегда можно не учитывать в более легированной области, тогда как в менее легированной части его можно не учитывать лишь до тех пор, пока уровень инжекции мал. Условие малости инжекции сводится к условию $V < (2kT/e) \ln(p_p/n_i)$. Основная зависимость от температуры находится в подлогарифмическом выражении. Если концентрация акцепторов равна N_A , то при малых напряжениях смещения омической составляющей тока можно пренебречь при $n_i < N_A$. Воспользовавшись выражением (4) и положив, что $x = 0,22$, $N_A \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, получим следующее ограничение на температуру: $T < 200 \text{ К}$. Если $x = 0,28$, то $T < 300 \text{ К}$.

Полное падение напряжения в объёме равно $U_V = j\rho_p d_p$, где j — плотность тока, ρ_p — удельное сопротивление p -области, d_p — эффективная толщина p -области. Выражение для напряжения, падающего в объёме, используемое в математической модели фотодиода на дальний ИК-диапазон (8–12 мкм):

$$U_V = 0 \quad \text{при} \quad T < 200 \text{ К}, \\ U_V = I \cdot R \quad \text{при} \quad T > 200 \text{ К}, \quad (12)$$

где R — параметр, I — полный ток, протекающий через фотодиод. Выражением (12) можно пользоваться и в случае более низких температур, если

это не приводит к расходимости значений параметра R . Теперь в выражении (11) для диффузионного тока полное напряжение V необходимо заменить напряжением $V' = V - U_V$, которое падает на самом p - n -переходе:

$$I_D = J_{D0} \left[\exp\left(\frac{eV'}{kT}\right) - 1 \right].$$

IV.3. Генерационно-рекомбинационный ток

Предполагается, что процессы генерации-рекомбинации в обеднённом слое могут давать существенный вклад в темновой ток, особенно при низких температурах (хотя ширина области пространственного заряда (ОПЗ) намного меньше диффузионной длины неосновных носителей). Выражение для генерационно-рекомбинационного тока [12, 16], полученное для резкого асимметричного перехода, имеет следующий вид:

$$I_{g-r} = \frac{eWAn_i}{2\tau_0} \left[\exp\left(\frac{eV'}{2kT}\right) - 1 \right], \quad (13)$$

где W — ширина обеднённого слоя:

$$W = \sqrt{\frac{\varepsilon_S}{2\pi e} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{bi} - V')}, \quad (14)$$

τ_0 — эффективное время жизни носителей заряда в обеднённом слое.

В математической модели используется следующее выражение для генерационно-рекомбинационного тока:

$$I_{g-r} = J_{GR0} \sqrt{V_{bi} - V'} \left[\exp\left(\frac{eV'}{2kT}\right) - 1 \right],$$

где J_{GR0} , V_{bi} — варьируемые параметры.

IV.4. Ток туннелирования через уровни ловушек

Результаты исследований фотодиодов, проведённые в работе [1], показывают, что при напряжении смещения $V \approx -0,4 \text{ В}$ и температуре $T \geq 80 \text{ К}$ существенным механизмом туннелирования является механизм туннелирования через уровни ловушек. Для туннелирования через уровни ловушек характерно, что примеси и дефекты в области пространственного заряда выступают как промежуточное звено.

Такое туннелирование является двухступенчатым процессом, в котором первый этап — тепловой переход между одной из зон и ловушкой, а второй — туннелирование между ловушкой и другой зоной. Процесс туннелирования в этом случае происходит при меньших полях по сравнению с прямым межзонным туннелированием, поскольку электроны туннелируют на меньшее расстояние. Полученный в приближении треугольного потенциального барьера ток туннелирования через

уровни ловушек, расположенных в запрещённой зоне, определяется выражением [17]:

$$I_{t-t} = J_{TT0} \exp\left(-\frac{\tilde{C}_{t-t}}{\sqrt{V_{bi}-V'}}\right), \quad (15)$$

где J_{TT0} — не зависящая от V постоянная, \tilde{C}_{t-t} — постоянная, вычисляемая по формуле

$$\tilde{C}_{t-t} = \frac{4,3 \cdot 10^{10} \cdot E_g^{1/2} \cdot (E_g - E_t)^{3/2}}{N_{A(depletion)}^{1/2}}, \quad (16)$$

E_t [эВ] — энергетический уровень ловушек, отсчитанный от потолка валентной зоны, $N_{A(depletion)}$ [см⁻³] — концентрация акцепторов в обеднённой области перехода. В математической модели используется то же самое выражение (15).

IV.5. Ток межзонного туннелирования

Ток туннелирования зона–зона (то есть ток, вызванный электронами, непосредственно туннелирующими через переход из валентной зоны в зону проводимости) описывается теоретически моделью Зенера [18]:

$$I_{b-b} = \frac{eaA(V_{bi}-V)^2}{W} \exp\left(-\frac{C_{b-b} \cdot W}{V_{bi}-V}\right),$$

где a — не зависящая от V постоянная, определяемая формулой $a = e^2 m_n^{1/2} / 18\pi \hbar^2 E_g^{1/2}$, C_{b-b} — константа, которая задаётся выражением

$$C_{b-b} = \pi m_n^{1/2} E_g^{3/2} / 2e\hbar. \quad (17)$$

В математической модели для тока межзонного туннелирования используется выражение

$$I_{b-b} = \tilde{J}_{BV0}(V_{bi}-V)^{3/2} \exp\left(-\frac{\tilde{C}_{b-b}}{\sqrt{V_{bi}-V}}\right).$$

В котором учтено, что согласно (14) ширина ОПЗ W прямо пропорциональна $\sqrt{V_{bi}-V}$ (случай резкого p - n -перехода). Параметры \tilde{J}_{BV0} и \tilde{C}_{b-b} являются варьируемыми.

IV.6. Ток шунтирующей утечки

Не рассматривая отдельно ток омической утечки через обеднённую область и ток поверхностной шунтирующей утечки, представим суммарный ток в виде

$$I_S = g_S V',$$

где g_S — проводимость утечки. В математической модели этот параметр является варьируемым.

IV.7. Ток, вызванный инфракрасным фоновым излучением

Выражение для фонового тока имеет вид [19]:

$$I_{ph} = Ae\eta\Phi G,$$

где η — квантовая эффективность, Φ — поток фотонов с длиной волны $\lambda \leq \lambda_c$ (λ_c — граничная длина волны: $\lambda_c \approx hc/E_g$, c — скорость света), G — коэффициент фотоэлектрического усиления, который в нелавинных фотодиодах равен 1.

Здесь мы пренебрегаем спектральной зависимостью квантовой эффективности при $\lambda \leq \lambda_c$ и считаем её равной нулю при $\lambda > \lambda_c$. В математической модели для фонового тока используется выражение

$$I_{ph} = J_{ph0},$$

где J_{ph0} — варьируемый параметр.

IV.8. Ток при положительном напряжении смещения

Согласно [16] экспериментальные зависимости тока от приложенного положительного напряжения можно представить в общем виде в следующей эмпирической форме (за вычетом тока утечки):

$$I_{pos} = J_{pos} \left[\exp\left(\frac{eV'}{nkT}\right) \right], \quad (18)$$

где J_{pos} — не зависящая от V постоянная, n — коэффициент неидеальности ($n = 1$ в случае преобладания диффузионного тока, $n = 2$ в случае преобладания генерационно-рекомбинационного тока, если эти токи сравнимы по величине, то n лежит между 1 и 2).

Такое же выражение используется и в математической модели.

V. Дифференциальное сопротивление

Всем перечисленным составляющим темнового тока можно поставить в соответствие дифференциальные сопротивления, определяемые как $R_{dyn} = \left(\frac{dI}{dV}\right)^{-1}$. Обозначим $I_{total} = I_D + I_{g-r} + I_{t-t} + I_{b-b} + I_S + I_{ph}$ — суммарный темновой ток, тогда

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_{dyn}} &= \frac{dI_{total}(V')}{dV} = \frac{dI_{total}(V - I_{total}R)}{dV} = \\ &= \frac{dI_{total}(V')}{dV'} \Big|_{V'=V-I_{total}R} \cdot \left(1 - \frac{dI_{total}}{dV} R\right) = \\ &= \frac{dI_{total}(V')}{dV'} \Big|_{V'=V-I_{total}R} \cdot \left(1 - \frac{R}{R_{dyn}}\right), \end{aligned}$$

откуда

$$R_{dyn} = R + \left(\frac{dI_{total}(V')}{dV'}\right)^{-1} \Big|_{V'=V-I_{total}R}.$$

Исходя из написанных ранее выражений для токов, легко найти используемые в математической модели значения дифференциального сопротивления:

1) для диффузионного механизма

$$R_D = \left(\frac{dI_D}{dV'} \right)^{-1} = \frac{kT}{J_{D0}e} \exp \left(-\frac{eV'}{kT} \right);$$

2) для генерационно-рекомбинационного механизма

$$R_{g-r} = \left(\frac{dI_{g-r}}{dV'} \right)^{-1} = \frac{2(V_{bi} - V')^{1/2}}{J_{GR0}} \times \left[\left(\frac{(V_{bi} - V')e}{kT} - 1 \right) \exp \left(\frac{eV'}{2kT} \right) + 1 \right]^{-1};$$

3) для механизма туннелирования через уровни ловушек

$$R_{t-t} = \left(\frac{dI_{t-t}}{dV'} \right)^{-1} = \frac{2(V_{bi} - V')^{3/2}}{\tilde{C}_{t-t} \cdot I_{t-t}(V')};$$

4) для механизма межзонного туннелирования

$$R_{b-b} = \left(\frac{dI_{b-b}}{dV'} \right)^{-1} = \frac{2(V_{bi} - V')}{I_{b-b}(V') \cdot (3 + \tilde{C}_{b-b}(V_{bi} - V')^{-1/2})};$$

5) для механизма шунтирующей утечки

$$R_S = \left(\frac{dI_S}{dV'} \right)^{-1} = \frac{1}{g_S};$$

6) для механизма тока, вызываемого ИК-излучением, $R_{ph} = \left(\frac{dI_{ph}}{dV'} \right)^{-1} = \infty$; используя которые, можно найти полное дифференциальное сопротивление

$$R_{dyn} = R + \left(\frac{1}{R_D} + \frac{1}{R_{g-r}} + \frac{1}{R_{t-t}} + \frac{1}{R_{b-b}} + \frac{1}{R_S} \right)^{-1}.$$

VI. Алгоритм обработки ВАХ

Суммарный ток I_{total} может быть представлен в виде функции переменной V' и ряда параметров P_1, \dots, P_N (в который не входит параметр R):

$$I_{total} = I_{total}(V', P_1, \dots, P_N).$$

В случае высоких температур данное выражение записывается в виде

$$I_{total} = I_{total}(V - I_{total}R, P_1, \dots, P_N).$$

Таким образом, I_{total} является неявной функцией переменной V и параметров R, P_1, \dots, P_N . I_{total} можно найти итерационным методом:

$$I^{(n)}(V, R, P_1, \dots, P_N) = I_{total}(V - I^{(n-1)}R, P_1, \dots, P_N),$$

$$I^{(0)}(V, R, P_1, \dots, P_N) = I_{total}(V, P_1, \dots, P_N).$$

Однако на практике этот метод оказался очень неустойчивым, вычислительно ёмким и давал заведомо ложные результаты.

Альтернативный метод заключается в следующем:

1) находятся начальное приближение $R^{(0)}$ и начальные значения параметров $P_1^{(0)}, \dots, P_N^{(0)}$;

2) весь массив точек (V, I) преобразуется в $(V - I \cdot R^{(0)}, I)$;

3) полученная таким образом кривая (V', I) приближается кривой $I = I_{total}(V', P_1, \dots, P_N)$, откуда находятся следующие приближения $P_1^{(1)}, \dots, P_N^{(1)}$;

4) исходный массив точек (V, I) преобразуется: из каждого напряжения вычитается V' , соответствующее данному току I (соответствие устанавливается зависимостью $I = I_{total}(V', P_1^{(1)}, \dots, P_N^{(1)})$);

5) полученный массив $(V - V', I)$ приближается кривой $U = IR^{(1)}$, откуда находится следующее приближение $R^{(1)}$;

6) далее вся цепочка действий повторяется...

Наблюдаемая сходимость параметров говорит о правильной работе такого метода, который хорошо зарекомендовал себя при обработке ВАХ, снятых при высокой температуре. При низких температурах, когда можно пренебречь дрейфовым током в p -области, метод упрощается:

1) исходная кривая (V, I) приближается кривой $I = I_{total}(V, P_1, \dots, P_N)$, откуда находятся следующие приближения $P_1^{(1)}, \dots, P_N^{(1)}$;

2) процедура повторяется до обрыва итерационного процесса (параметры меняются в пределах точности).

Процедура приближения экспериментальной кривой теоретической заключается в поиске минимума функционала отклонения одной кривой от другой. Существует несколько вариантов задания этого функционала, например:

$$\begin{aligned} F(P_1, \dots, P_N) &= \\ &= \|I_{\text{exp}}(V'_k) - I_{\text{total}}(V'_k, P_1, \dots, P_N)\|_{L_2} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K (I_{\text{exp}}(V'_k) - I_{\text{total}}(V'_k, P_1, \dots, P_N))^2}, \\ F(P_1, \dots, P_N) &= \\ &= \|I_{\text{exp}}(V'_k) - I_{\text{total}}(V'_k, P_1, \dots, P_N)\|_{L_2} + \\ &+ \delta \left\| \frac{1}{R_{\text{dyn exp}}(V'_k)} - \frac{1}{R_{\text{dyn theory}}(V'_k, P_1, \dots, P_N)} \right\|_{L_2} = \\ &= \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \frac{(I_{\text{exp}}(V'_k) - I_{\text{total}}(V'_k, P_1, \dots, P_N))^2}{I_{\text{weight}}^2(V'_k)}} + \\ &+ \delta \sqrt{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K R_{\text{weight}}^2(V'_k) \left(\frac{1}{R_{\text{dyn exp}}(V'_k)} - \frac{1}{R_{\text{dyn theory}}(V'_k, P_1, \dots, P_N)} \right)^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

В первом случае минимизируется квадрат отклонения теоретической кривой от экспериментальной (K — общее число точек минимизации). Во втором случае минимизируется сумма норм отклонения теоретической функции и её производной от заданных экспериментальных точек соответственно. Это обеспечивает не только «близость» кривых, но также их «параллельность». Кроме того, в функционал (19) входят весовые коэффициенты, суть которых заключается в том, чтобы выделить из массива экспериментальных точек наиболее «значимые» или «достоверные». Значение δ выбирается таким образом, чтобы оба слагаемых в сумме были сходны по величине.

Второй вариант функционала более предпочтителен, так как обеспечивает большую гибкость в минимизации функционала отклонения. Именно он и использовался при обработке данных. Если математическая модель ВАХ построена правильно, а экспериментальные данные измерены корректно, то минимум функционала должен достигаться при истинных значениях параметров, которые характеризуют геометрию фотодиода и непосредственно материал КРТ.

Для решения задачи минимизации функционала использовался метод градиентного спуска в сочетании с методом возмущений [20]. Численные методы реализуются на электронно-вычислительной машине. При 1000 итерациях невязка отклонения теоретической кривой от экспериментальной составляет не более 0,5%, а весь процесс занимает не более 2–3 мин (вычислительная мощность — 1000 МГц).

VII. Выбор начальных значений параметров

Выбор начальных значений параметров играет значительную роль в процессе математического моделирования характеристик фотодиода. Процедура минимизации функционала отклонения теоретической кривой от экспериментальной является фактически задачей поиска экстремума функции многих переменных. Надлежащий выбор начальных значений параметров обеспечивает нахождение абсолютного минимума, в то время как некорректное задание параметров может привести в конечном итоге к бессмысленному поиску локальных экстремумов в соседних «долинах» [20].

Значение фонового тока принимается равным величине тока при нулевом напряжении смещения, так как темновая составляющая должна при этом обращаться в нуль. При умеренных напряжениях смещения ($V \approx -200$ мВ) к темновому току добавляются диффузионная и генерационно-рекомбинационная составляющие. При выборе начальных значений их вклады можно считать равными [1]. Поскольку ВАХ снимались в широком диапазоне температур, а при высоких тем-

пературах преобладающим должен быть диффузионный ток, то в нашей модели отношение долей диффузионного и генерационно-рекомбинационного токов полагается равным $(T[\text{K}] - 30)/30$. При максимальном в эксперименте напряжении ($V = -400$ мВ) к этим компонентам добавляются также туннельные составляющие. При выборе начальных значений параметров ток туннелирования через уровни ловушек равен току межзонного туннелирования. Коэффициент неидеальности считается равным 1. Проводимость утечки — обратной величине максимального значения дифференциального сопротивления. Встроенный потенциал — ширине запрещённой зоны (1). Объёмное сопротивление p -области определяется из наклона ВАХ при нулевом напряжении смещения ($\text{tg } \alpha$) за вычетом диффузионной составляющей: $R = 1/\text{tg } \alpha - kT/eJD_0$. Значения параметров \tilde{C}_{t-t} и \tilde{C}_{b-b} определяются по формулам (16) и (17).

VIII. Результаты моделирования

На рис. 2 приведены примеры результатов моделирования ВАХ фотодиодов, предназначенных для регистрации излучения в дальнем и среднем ИК-диапазонах. Представлены экспериментальные и теоретические кривые, а также кривые, соответствующие отдельным механизмам тока. Результирующая теоретическая зависимость является суммой отдельных компонент и, следовательно, задаётся наибольшей из них. На рис. 3 показаны соответствующие результаты моделирования зависимостей дифференциального сопротивления от напряжения смещения. В данном случае результирующая кривая определяется наименьшей компонентой. Из рис. 3б видно, что в отличие от фотодиода на дальний спектральный диапазон существенную роль здесь играют процессы генерации-рекомбинации, которые, в частности, ограничивают сверху дифференциальное сопротивление диода.

Результаты моделирования характеристик фотодиодов при относительно высоких температурах приведены на рис. 4. На рис. 4а представлены исходная экспериментальная кривая, а также преобразованная согласно пункту 2 алгоритма обработки ВАХ кривая. Дифференциальное сопротивление ограничивается снизу последовательным сопротивлением p -области, что непосредственно видно на рис. 4б. Таким образом, графическое изображение позволяет определить, чем ограничивается сопротивление при каждом конкретном напряжении смещения. Использование этого обстоятельства может найти своё применение в системах контроля качества изготавливаемых детекторов.

Полученные при минимизации функционала значения параметров могут быть использованы для исследований физических процессов, которые лежат в основе функционирования фотодиода.

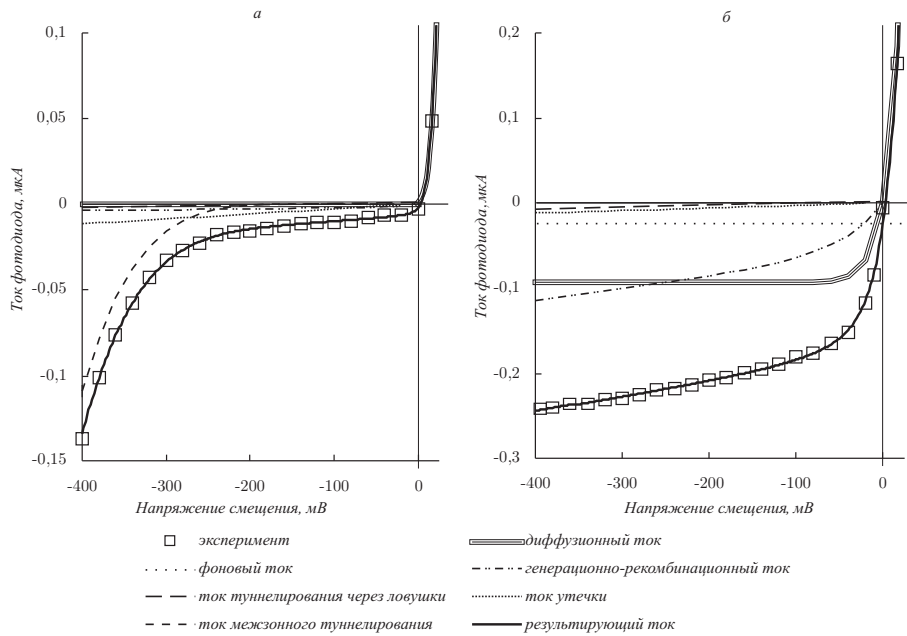


Рис. 2. Моделирование ВАХ фотодиодов: а) на диапазон 8–12 мкм ($T = 70$ К); б) на диапазон 3–5 мкм ($T = 180$ К)

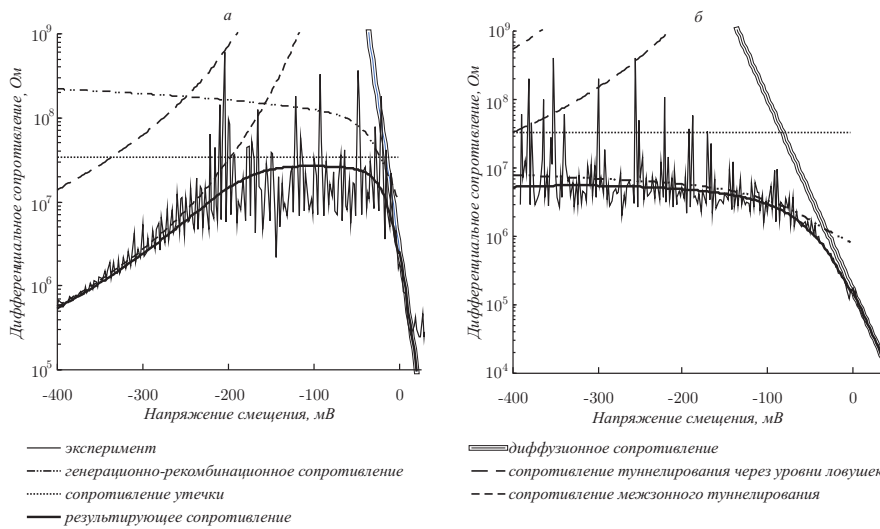


Рис. 3. Моделирование дифференциального сопротивления фотодиодов: а) на диапазон 8–12 мкм ($T = 70$ К); б) на диапазон 3–5 мкм ($T = 180$ К)

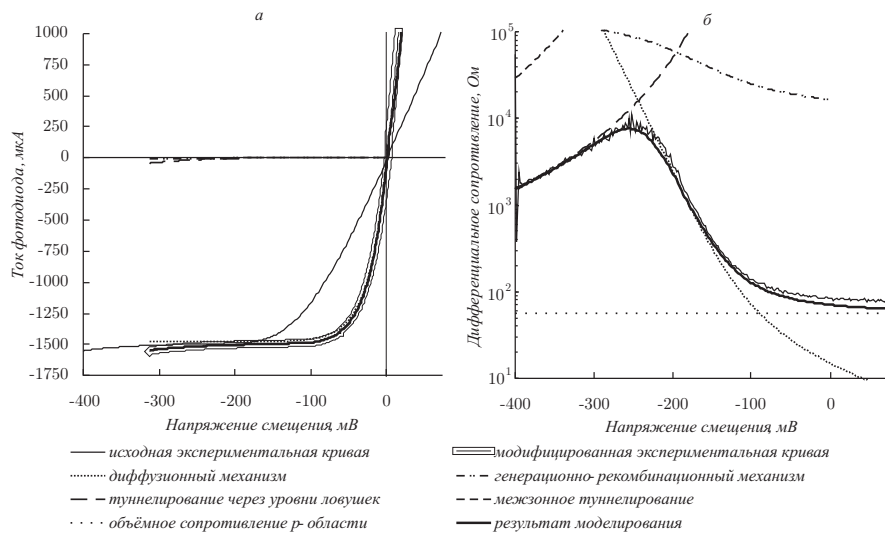
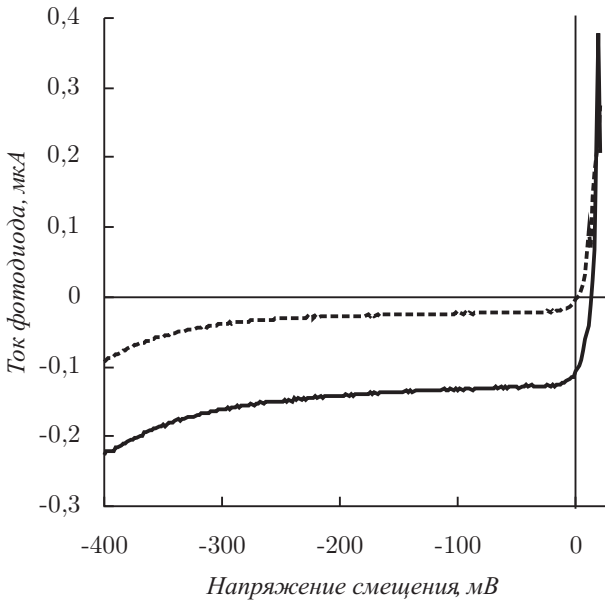


Рис. 4. Моделирование высокотемпературных характеристик фотодиода на диапазон 8–12 мкм ($T = 270$ К): а) ВАХ; б) зависимость дифференциального сопротивления от напряжения смещения

Изучение температурных зависимостей этих процессов является необходимым шагом для дальнейшего развития приёмников излучения, особенно в связи с тенденцией развития детекторов, работающих при высокой температуре.

IX. Анализ фонового тока

Одной из наиболее важных особенностей ВАХ фотодиодов является наличие тока, вызванного инфракрасным фоновым излучением. В проведённом исследовании величина фонового излучения изменялась с помощью металлической заглушки, установка которой в окно охлаждаемого кожуха препятствовала проникновению излучения. Отсутствие заглушки, напротив, приводило к освещению фотодиода инфракрасным излучением комнаты. На рис. 5 показаны две ВАХ фотодиода на диапазон 8–12 мкм, которым соответствуют разные уровни фонового излучения.



----- угол поля зрения 0° ——— угол поля зрения 53°
Рис. 5. ВАХ фотодиода на диапазон 8–12 мкм ($T = 75$ К) при разных уровнях фонового излучения

Рассчитаем поток квантов фонового излучения, предполагая, что фоновое излучение является равновесным излучением абсолютно чёрного тела с температурой $T_{ext} = 293$ К. Спектральная плотность квантов $\rho(\omega) = \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT_{ext}) - 1}$. Ввиду того, что нас интересуют кванты с энергией $\hbar\omega \geq E_g \sim 4kT_{ext}$, то $\rho(\omega) \approx \frac{\omega^2 d\omega}{\pi^2 c^3} \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT_{ext}}\right)$. Тогда поток фотонов равен

$$\Phi_0 = \frac{c}{4\pi} \int_0^{\theta_{\max}} 2\pi \sin\theta d\theta \cos\theta \int_{\omega_c}^{\infty} \rho(\omega) d\omega \approx$$

$$\approx \frac{\sin^2 \theta_{\max}}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} (kT_{ext})^3 \int_{\frac{\hbar\omega_c}{kT_{ext}}}^{\infty} x^2 e^{-x} dx \approx \frac{1,52 \cdot 10^{17}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}.$$

(Здесь мы приняли $\hbar\omega_c \approx 4kT_{ext}$, $\theta_{\max} = 0,46$ (угол поля зрения 53°). Если взять в качестве температуры фона температуру охлаждённого кожуха $T_{ext} \approx 75$ К, $\theta_{\max} = \frac{\pi}{2}$ (при этом угол поля зрения ИК-объекта равен 0°), тогда $\hbar\omega_c \approx 15kT_{ext}$ и $\Phi_0 \approx 2,10 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). Исходя из полученного выражения, можно оценить квантовую эффективность фотодиода как отношение: $\eta = \frac{I_{ph}}{eA\Phi_0}$. Для исследуемого фотодиода получено оценочное значение $\eta = \frac{I_{ph}}{eA\Phi_0} \approx 0,92$, что подтверждает утверждение о высокой квантовой эффективности материала КРТ.

Как мы увидели, ВАХ позволяет сделать суждение относительно восприимчивости фотодиода к внешнему излучению. Если бы ВАХ исследуемого образца не смещалась при облучении его ИК-излучением, то это означало бы, что данный фотодиод непригоден для регистрации излучения данного спектрального диапазона.

Для фотодиодов принципиально важно отношение тока, вызванного излучением, к темновому току. Чем больше этот показатель, тем более качественным является прибор. Это также накладывает ограничения на диапазон функционирования ИК-приборов [21]. В табл. 1 приведены значения отношения тока, вызванного излучением, к общему току для разных фотодиодов при разных температурах. Замечаем, что фотодиоды на основе ЖФЭ КРТ обладают более высокими показателями, чем фотодиоды на основе МЛЭ КРТ. Доля темнового тока в общем токе ЖФЭ фотодиода на 10–20% ниже доли темнового тока МЛЭ фотодиода.

Нельзя не упомянуть о влиянии фонового излучения на дифференциальное сопротивление фотодиода [12, 22]. Из рис. 5 видно, что при обратном смещении $V = -200$ – 0 мВ наклон ВАХ, соответствующей углу поля зрения 53° , слегка больше, чем наклон ВАХ, соответствующей углу поля зрения 0° . Разница тангенсов углов наклона составляет $\sim 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}$, что соответствует сопротивлению $R_{background} = 2,2 \cdot 10^7 \text{ Ом}$. Причина увеличения наклона кривой ВАХ является фундаментальной и состоит в том, что квантовая эффективность слегка увеличивается при увеличении ширины ОПЗ, что имеет место при обратном напряжении смещения. Это происходит потому, что все фотоны, поглощённые в ОПЗ, дают вклад в фототок из-за наличия сильного электрического поля, в то время как носители, рождённые вне ОПЗ, должны диффундировать по направлению к переходу. Кроме того, носители, рождённые более коротковолновыми фотонами, поглощаемыми преимущественно вблизи поверхности, будут собираться более эффективно, если край перехода становится ближе к поверхности. Совместное действие этих двух эффектов приводит к ограничению дифференциального сопротивления в высокоомных приборах. В работе [12] подробно рассматривается воздействие фонового излучения на ВАХ фотоди-

ода, однако ввиду большой сложности вычислений в нашей модели фоновый ток считается независимым от напряжения смещения. При численном моделировании это может отразиться на завышенном значении проводимости утечки.

Рассмотрим далее темновые механизмы переноса заряда, то есть механизмы, действие которых не связано непосредственно с поглощаемым излучением.

Т а б л и ц а 1

Отношение тока, вызванного излучением, к общему току для разных фотодиодов при напряжении смещения $V = -50$ мВ

ЖФЭ — $1x = 0,218$	ЖФЭ — $2x = 0,216$	МЛЭ — $1x = 0,218$	МЛЭ — $2x = 0,218$	МЛЭ — $3x = 0,220$
$T = 69$ К		$T = 72$ К		$T = 71$ К
0,90	0,97	0,80	0,80	0,75
$T = 80$ К				
0,78	0,84	0,67	0,65	0,74
$T = 90$ К				
0,50	0,61	0,42	0,30	0,43

Х. Сравнительная характеристика механизмов тока

Одной из важнейших задач при исследовании фотодиодов является задача определения доминирующего механизма токообразования [23]. Существует несколько способов решения этой задачи:

1. В настоящей работе проводилось непосредственное разбиение тока на составляющие, что позволяет определить вклад каждой компоненты в суммарный ток. Построив зависимости относительных долей тока от температуры для фотодиода на диапазон 8–12 мкм (ЖФЭ) при обратном смещении $V = -200$ мВ, мы замечаем, что в большом диапазоне температур $T > 80$ К преобладающим является диффузионный ток. Он сравнивается с генерационно-рекомбинационным при $T \sim 70$ К. Однако при этой температуре основной является компонента утечки. Вклад этой компоненты в темновой ток достигает величины 50%. При дальнейшем увеличении температуры ток шунтирующей утечки становится малым по сравнению с диффузионным и генерационно-рекомбинационным и не проявляет себя при $T > 100$ К. Анализ подобной зависимости для фотодиода на диапазон 3–5 мкм (ЖФЭ) показывает, что при $T < 180$ К доминирует генерационно-рекомбинационный ток, а при $T > 180$ К преобладающей является диффузионная компонента. Ток утечки проявляется при $T < 150$ К и при $T = 110$ К составляет около 20% от темнового тока. Туннельные токи также заметны лишь при $T \sim 110$ К, однако их вклад несуществен.

2. Для сравнения вкладов диффузионного и генерационно-рекомбинационного токов можно проанализировать температурную зависимость коэффициента неидеальности, полученного в качестве параметра для положительной ветви ВАХ (18). Диффузионная составляющая преобладает при $T > 90$ К для фотодиода на диапазон 8–12 мкм и при $T > 200$ К для фотодиода на диапазон 3–5 мкм. В отличие от предыдущего пункта харак-

терные температуры оказались несколько выше, так как определение коэффициента неидеальности проводилось для положительной ветви ВАХ вблизи нулевого напряжения смещения.

3. Сравнить вклады различных компонент можно также путём рассмотрения дифференциального сопротивления фотодиода. Как уже упоминалось выше, дифференциальное сопротивление при каждом конкретном напряжении смещения определяется той компонентой тока, которая обладает наибольшей проводимостью. Основываясь на распределении дифференциального сопротивления по координатам (напряжение смещения, температура), а также используя найденные при моделировании данные о механизмах переноса заряда (рис. 3, 4б), на плоскости (V, T) можно построить области, отвечающие конкретному механизму, который ограничивает дифференциальное сопротивление в этой области. Ограничение дифференциального сопротивления имеет большое значение, так как оно определяет шумовые характеристики прибора [24]. На рис. 6 приведены диаграммы распределения ограничивающих дифференциальное сопротивление механизмов токообразования в различных видах фотодиодов. Сравнение ЖФЭ и МЛЭ фотодиодов на диапазон 8–12 мкм приведено в табл. 2.

Ранее для построения диаграмм мы использовали зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения с температурой в качестве параметра. Однако к тому же результату можно прийти, если рассмотреть зависимость R_d от T при фиксированном напряжении смещения. В качестве примера мы рассмотрели фотодиод на диапазон 3–5 мкм при $V = -50$ мВ и обнаружили две области: а) при $T < 210$ К генерационно-рекомбинационный механизм является определяющим, при этом согласно (13) $R_d \sim n_i^{-1} \sim \exp(E_g/2kT)$; б) при $T > 210$ К доминирует диффузионный механизм, при этом из (10) получаем $R_d \sim p_{p0}^{-1} \sim n_i^{-2} \sim \exp(E_g/kT)$. Экспериментальное отношение наклонов кривых в осях $(1/T, \ln R_d)$ равно $2,10 \approx 2$, что согласуется с теоретическим значением.

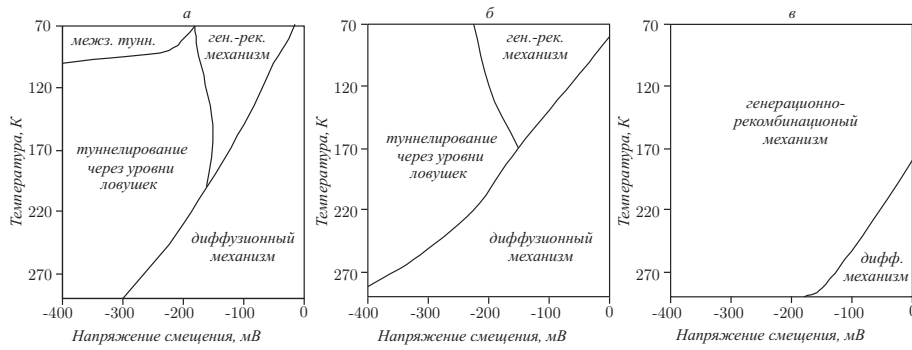


Рис. 6. Диаграмма ограничивающих дифференциальное сопротивление механизмов для различных фотодиодов: а) на диапазон 8–12 мкм (ЖФЭ); б) на диапазон 8–12 мкм (МЛЭ); в) на диапазон 3–5 мкм (ЖФЭ)

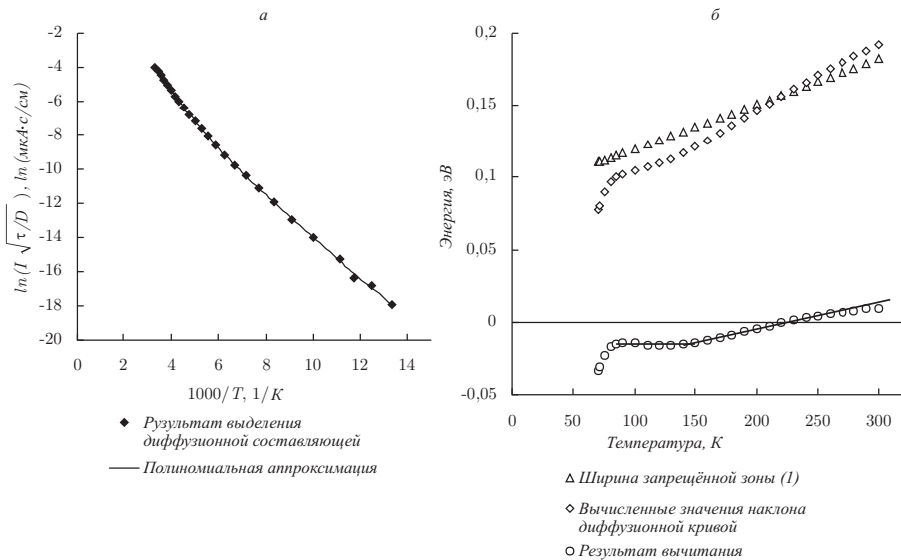


Рис. 7. Анализ температурных зависимостей диффузионного тока для фотодиода на диапазон 8–12 мкм (МЛЭ): а) зависимость $\ln \left(J_{D0} \sqrt{\tau_n / D_n} \right)$ от обратной температуры; б) зависимость $\partial \ln \left(J_{D0} \sqrt{\tau_n / D_n} \right) / \partial (1/kT)$ от температуры

Т а б л и ц а 2

Сравнение ЖФЭ и МЛЭ фотодиодов на диапазон 8–12 мкм по диаграммам ограничивающих R_d механизмов переноса заряда

Механизм токообразования	ЖФЭ	МЛЭ
диффузионный	Более низкие температуры и напряжения смещения (по модулю)	Более высокие температуры в сочетании с широким диапазоном напряжений смещения
генерационно-рекомбинационный	Узкий диапазон напряжений смещения, сохраняющийся до умеренных температур	Более низкие температуры. Проявляется при нулевом напряжении смещения при $T \sim 70$ К
туннелирования через уровни ловушек	Занимает значительную часть диаграммы. Обнаруживается вплоть до комнатных температур	Характерны более низкие температуры. При высоких температурах быстро вытесняется диффузионным механизмом
межзонного туннелирования	Проявляется при $T \sim 70-100$ К, $V < 200$ мВ. При увеличении температуры этот механизм вытесняется механизмом туннелирования через уровни ловушек	Обнаруживается при больших напряжениях смещения и меньших температурах. Быстро замещается механизмом туннелирования через уровни ловушек (собственные дефекты)

Несомненным достоинством моделирования ВАХ характеристик фотодиодов является разбиение тока на составляющие, отвечающие определённому механизму переноса заряда. Это позволяет рассмотреть каждый механизм по отдельности, «независимо» от остальных.

XI. Анализ диффузионного тока

Как видно из (10), имеется следующая зависимость параметра J_{D0} от T :

$$J_{D0} = eA \left(\frac{D_p}{L_p} p_{p0} g_p + \frac{D_n}{L_n} n_{n0} g_n \right) \exp \left(-\frac{eV_{bi}}{kT} \right),$$

где $D_p, D_n, L_p, L_n, p_{p0}, n_{n0}, g_p, g_n, V_{bi}$ также зависят от T . Исходя из геометрии фотодиода, в выражении для J_{D0} можно оставить только составляющую, отвечающую диффузии электронов в p -области, так как толщину n -области можно считать малой по сравнению с длиной диффузии. При относительно невысоких температурах, когда все примеси ионизованы и их концентрация меньше собственной концентрации носителей, основная зависимость J_{D0} от T находится в экспоненциальном множителе. Несмотря на это, для более верного вычисления учтём уже найденную (хотя и оценочную) зависимость времени жизни носителей от температуры, а также зависимость коэффициента диффузии от температуры (5). Тогда $J_{D0} = \text{const} \cdot \sqrt{D_n/\tau_n} \cdot p_{p0} \cdot \exp(-eV_{bi}/kT)$, откуда находим $\ln p_{p0} - eV_{bi}/kT = \text{const} + \ln \left(J_{D0} \sqrt{\tau_n/D_n} \right)$.

Зависимость $\ln \left(J_{D0} \sqrt{\tau_n/D_n} \right)$ от $10^3/T$ для фотодиода на диапазон 8–12 мкм (МЛЭ) представлена на рис. 7а. Исходя из этого графика и его полиномиальной аппроксимации, можно найти следующую величину:

$$eV_{bi} - \frac{\partial \ln p_{p0}}{\partial(1/kT)} = \frac{\partial}{\partial(1/kT)} \ln \left(J_{D0} \sqrt{\frac{\tau_n}{D_n}} \right).$$

Для этого достаточно взять производную от полиномиальной аппроксимации, что не представляет большого труда. Зависимость этого экспериментального значения от температуры изображена на рис. 7б.

Когда примеси ионизованы, то величина p_{p0} не зависит от температуры вплоть до наступления собственной проводимости. Поэтому можно считать, что графики на рис. 7б отражают поведение eV_{bi} при изменении температуры. Замечаем, что в широкой области температур eV_{bi} «отслеживает» изменение ширины запрещённой зоны. Это указывает на то, что разница значений $E_g - eV_{bi}$ должна соответствовать энергии ионизации уровней примесей. Примечательным является то обстоятельство, что и для МЛЭ фотодиода ($x = 0,220$), и для ЖФЭ фотодиода ($x = 0,216$) энергия ионизации оказалась одной и той же и равной $E_a = 0,015$ эВ. В работе [11] указывается, что глубина залегания акцепторных уровней составляет около 10 мЭВ,

что удовлетворительно согласуется с полученным значением. Кроме того, энергию ионизации примесных атомов можно оценить исходя из водородоподобной модели $E_{ip} = \frac{m_p^*}{m} \frac{1}{\epsilon_S^2} Ry \cong 2 \cdot 10^{-2}$ эВ, где $Ry = 13,6$ эВ, m_p^* и ϵ_S задаются формулами (3) и (7). Видим, что и эта оценка также находится в удовлетворительном согласии с полученным значением.

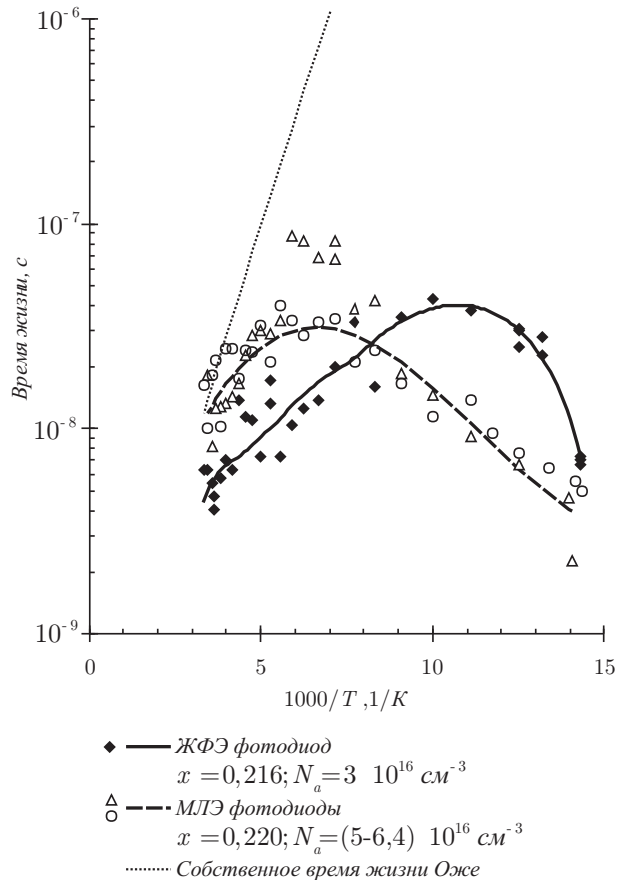


Рис. 8. Зависимость времени жизни носителей от температуры для различных фотодиодов

Исходя из полученного значения энергии ионизации акцепторов, можно оценить температуру T_S , при которой все примесные уровни ионизованы [15]: $T_S \approx E_a/2k \approx 90$ К. Заметим, что отклонение от горизонтального участка кривой на рис. 7б как раз происходит при температурах меньше найденной. Это означает, что при $T \leq 80-90$ К уровни примесей ионизованы не полностью.

Отклонения от горизонтального участка кривых при высоких температурах можно приписать увеличению p_{p0} . Это происходит, когда концентрация акцепторов сравнивается с собственной концентрацией носителей. Приравнявая p_{p0} и вычисленную по формуле (4) собственную концентрацию n_i , можно найти температуру, когда это имеет место. Получены значения температур 200 К и 240 К для МЛЭ и ЖФЭ фотодиодов соответственно. Хотя полученные значения и отличаются от экспериментальных температур излома кривых (150 К для МЛЭ фотодиода на рис. 7б), но они всё же позволяют провести сравнительный анализ концентрации дырок в материале.

Аналогичным образом можно построить зависимость eV_{bi} от температуры для фотодиода на диапазон 3–5 мкм и убедиться, что экспериментальные значения находятся в согласии со значениями ширины запрещённой зоны. Обсуждаемые ранее эффекты здесь менее заметны, так как полупроводник является значительно более широкозонным.

ХII. Анализ генерационно-рекомбинационного тока

Исходя из теоретической формулы (13), можно утверждать, что основными параметрами, зависящими от температуры, являются собственная концентрация носителей и время жизни носителей в области пространственного заряда. Это обстоятельство даёт нам возможность оценить время жизни носителей, исходя из экспериментальных данных о генерационно-рекомбинационном токе. Из формулы (13) получаем $\tau_0 = \frac{eWAn_i}{2I_{g-r}}$. Воспользовавшись теперь выражениями для ширины ОПЗ (14) (с учётом (1), (7)) и собственной концентрации (4), представляется возможным оценить τ_0 для различных фотодиодов (рис. 8).

Согласно [13], в настоящее время нет единого мнения по поводу преобладающего рекомбинационного механизма в материале p -типа. Однако так как рекомбинация через рекомбинационные центры проявляется при сравнительно низких температурах, а время жизни, определяемое процессами излучательной рекомбинации, $\tau_{Ri} \gg \tau_{A7}^i$ [9], то в области рабочих температур механизм рекомбинации Оже будет определяющим. К тому же его роль возрастает с ростом концентрации носителей. На рис. 8 представлена рассчитанная по (9) теоретическая зависимость $\tau_{A7}^i = \tau_{A7}^i(10^3/T)$. Из рисунка видно, что экспериментальные данные достаточно хорошо описываются этой зависимостью при высоких температурах, когда собственная концентрация носителей превышает концентрацию акцепторов. Чем больше концентрация акцепторов, тем при больших температурах происходит выход на теоретическую кривую.

Сравнение ЖФЭ и МЛЭ фотодиодов представлено в табл. 3. Из таблицы видно, что, несмотря на более высокую концентрацию акцепторов, вблизи азотных температур времена жизни в ЖФЭ фотодиодах выше, чем в МЛЭ приборах.

Т а б л и ц а 3

Сравнение времён жизни носителей в ЖФЭ и МЛЭ фотодиодах на диапазон 8–12 мкм

	ЖФЭ	МЛЭ
Концентрация акцепторов	$3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$5\text{--}6,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$
Характерные времена жизни при $T = 80\text{--}100 \text{ К}$	15–30 нс	6–15 нс

ХIII. Анализ туннельных токов

Исходя из результатов рассмотрения ВАХ, очевидно, что туннельные механизмы проявляются тем сильнее, чем больше напряжение смещения. Два механизма туннельных токов проявляют себя в фотодиодах из КРТ: межзонное туннелирование и туннелирование через уровни ловушек. Однозначно разделить два механизма туннелирования — межзонное и через уровни ловушек — по зависимостям тока от напряжения удаётся не всегда из-за сходной экспоненциальной зависимости тока от напряжения.

Согласно [17] температурные зависимости этих токов различны. Для тока межзонного туннелирования характерно, что при уменьшении температуры ток возрастает, а дифференциальное сопротивление уменьшается (при заданном напряжении смещения). Это происходит вследствие уменьшения ширины запрещённой зоны [22]. Хотя температурная зависимость тока туннелирования через уровни ловушек ещё до конца не ясна [17], для этого механизма характерно, что при уменьшении температуры ток уменьшается, а дифференциальное сопротивление

практически не изменяется. При температурах $T > 100 \text{ К}$ существенным становится предэкспоненциальный коэффициент в формуле (15). Следуя [13], этот коэффициент должен быть пропорционален скорости теплового перехода на расположенный в запрещённой зоне ловушечный центр из валентной зоны. Следовательно, он должен быть пропорционален числу носителей в ловушках $p_t = N_v \exp(-\frac{E_t}{kT}) \sim T^{3/2} \exp(-\frac{E_t}{kT})$, где N_v — число состояний в валентной зоне [25]. На рис. 9 представлена зависимость величины $\ln(I_{tunneling}/T^{3/2})$ от обратной температуры при смещении $V = -400 \text{ мВ}$, где $I_{tunneling}$ — суммарный туннельный ток.

Для обоих диодов характерно, что при низких температурах доминирует ток межзонного туннелирования, а при более высоких главным туннельным механизмом становится туннелирование через уровни ловушек. Наклон кривой, отвечающей туннелированию через уровни ловушек, позволяет оценить уровень залегания ловушечных центров в запрещённой зоне. Для обоих фотодиодов (на основе ЖФЭ и МЛЭ слоёв КРТ) этот уровень оказался одним и тем же и равен $E_t \approx 0,068 \text{ эВ}$. Это значение находится в удовлетворительном согласии со значением локального

состояния $E_{t3} \approx 0,062$ эВ в запрещённой зоне полупроводника, который был найден в работе [26]. Туннелирование с 3-го локального состояния отвечает тому обстоятельству, что при относительно малых напряжениях смещения туннелирование может осуществляться только через уровни вблизи зоны проводимости.

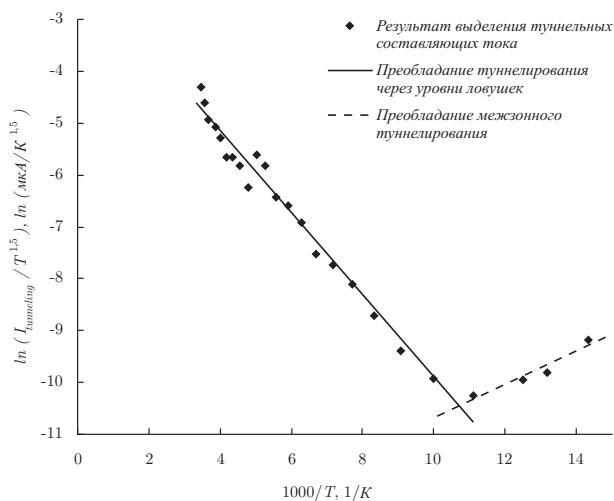


Рис. 9. Зависимость туннельного тока от температуры при $V = -400$ мВ (ЖФЭ)

XIV. Заключение

Применение численных методов при математическом моделировании ВАХ и дифференциального сопротивления фотодиода позволяет выделить отдельные токовые составляющие и определить области их доминирования для каждой области температур и напряжений смещения. Использование специальной методики обработки экспериментальных данных с устранением влияния последовательного сопротивления p -области позволяет обрабатывать характеристики фотодиодов состава $x \approx 0,2$ при высоких температурах вплоть до комнатных. Единая методика способствует проведению сравнительного анализа токов фотодиодов на основе слоёв КРТ, полученных различными способами эпитаксии (МЛЭ и ЖФЭ), а также фотодиодов, рассчитанных на различные спектральные диапазоны. Сравнение фотодиодов (8–12 мкм) на основе МЛЭ и ЖФЭ слоёв показывает, что последние удовлетворяют более высоким требованиям, предъявляемым к современным фотоэлектрическим полупроводниковым приёмникам излучения. Анализ температурных зависимостей токовых компонент позволяет сделать ряд важных выводов относительно свойств фотодиодов и материала, из которого они изготовлены, например, провести оценку времени жизни носителей.

Анализ результатов, полученных в ходе исследования экспериментальных данных, позволяет сделать следующие выводы относительно фотодиодов и материала КРТ: высокая квантовая эффективность $\sim 0,9$; существование конечного дифференциального сопротивления при высоком

уровне фонового излучения; уровни акцепторов $E_a = 0,015$ эВ; уровень залегания ловушечных центров в запрещённой зоне $E_t = 0,068$ эВ.

Литература

1. Болтарь К.О., Яковлева Н.И. Моделирование вольт-амперных характеристик фотодиодов из КРТ // Прикладная физика. — 2004. — № 3. — С. 82–88.
2. Филиппов С.Н. Исследование механизмов переноса заряда в фотодиодах на основе эпитаксиальных слоёв твёрдых растворов кадмий-ртуть-теллур // Труды 50-й научной конференции МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук». — 2007. — Т. 5. — С. 176–178.
3. Стафеев В.И., Болтарь К.О., Булаков И.Д., Акимов В.М., Климанов Е.А., Сагитов Л.Д., Соляков В.Н., Мансветов Н.Г., Пономаренко В.П., Тимофеев А.А., Филачёв А.М. Матричные фотоприёмные устройства среднего и дальнего инфракрасного диапазонов спектра на основе фотодиодов из $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ // Физика и техника полупроводников. — 2005. — Т. 39, вып. 10. — С. 1257–1265.
4. Овсяк В.Н., Курьшиев Г.Л., Сидоров Ю.Г. [и др.]. Матричные фотоприёмные устройства инфракрасного диапазона. — Новосибирск: Наука, 2001.
5. Tidrow M.Z., Beck W.A., Clark W.W. [et al.]. Device physics and focal plane array applications of QWIP and MCT // SPIE. — 1999. — V. 3629. — P. 100–113.
6. Ajisawa A., Kawano M., Tomono M., Miyoshi M., Oda N. LWIR FPAs using MBE grown HgCdTe on Si substrates // SPIE. — 1997. — V. 3061. — P. 248–255.
7. Курбатов Л.Н. Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. — М.: МФТИ, 1999.
8. Филачёв А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. — М.: Физматкнига, 2005.
9. Бовина Л.А., Стафеев В.И. Узкозонные растворы CdHgTe: Физика соединений A^2B^6 . — М.: Наука, 1986.
10. Laurenti J.P., Camassel J., Bouhemadou A., Toulouse B., Legros R., Lussoon A. Temperature dependence of the fundamental absorption edge of mercury cadmium telluride // J. Appl. Phys. — 1990. — V. 67, N. 10. — P. 6454–6460.
11. Rogalski A. Analysis of R_0A product in n^+p $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photodiodes // Infrared Phys. — 1988. — V. 28, N. 3. — P. 139–153.
12. Rosbeck J.P., Starr R.E., Price S.L., Riley K.J. Background and temperature dependent current-voltage characteristics of HgCdTe photodiodes // J. Appl. Phys. — 1982. — V. 53, N. 9. — P. 6430–6440.

13. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. — Новосибирск: Наука, 2003.
14. *Шалимова К.В.* Физика полупроводников: учеб. пособие для вузов. — М.: Энергия, 1971.
15. *Пикус Г.Е.* Основы теории полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1965.
16. *Зи С.М.* Физика полупроводниковых приборов. — М.: Энергия, 1973.
17. *Nemirovsky Y., Rosenfeld D., Adar R., Kornfeld A.* Tunneling and dark currents in HgCdTe photodiodes // J. Vac. Sci. Technol. A. — 1989. — V. 7, N. 2. — P. 528–535.
18. *Bhan R.K., Gopal V.* Analysis of surface leakage currents due to Zener tunneling in HgCdTe photovoltaic diodes // J. Semicond. Sci. Technol. — 1994. — N. 9. — P. 289–297.
19. *Киес Р.Дж., Крузе П.В., Патли Э.Г., др.* Фотоприёмники видимого и ИК-диапазонов. — М.: Радио и связь, 1985.
20. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1978.
21. *Лысюк И.А., Голенков А.Г., Забудский В.В., Сизов Ф.Ф., Бунчук С.Г.* Определение температурного диапазона функционирования ИК-линеек (10 мкм) фотодиодов $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. Межведомственный сборник научных трудов. — 2005. — Вып. 40. — С. 223–227.
22. *Болтарь К.О., Соляков В.Н., Петров И.Н., Стафеев В.И., Бовина Л.А., Сагинов Л.Д.* Вольт-амперные характеристики фотодиодов на основе $\text{Cd}_{0,22}\text{Hg}_{0,78}\text{Te}$ в диапазоне температур 8 К–100 К // Материалы 8-го Всесоюзного симпозиума «Полупроводники с узкой запрещённой зоной и полуметаллы». — 1991. — Т. 2. — С. 17–19.
23. *D'Souza A.I., Dewames R.E., Wijewarnasuriya P.S., Hildebrandt G., Arias J.M.* Current mechanisms in VLWIR $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ photodiodes // J. Electron. Mater. — 2001. — V. 30, N. 6. — P. 585–589.
24. *Lubzens D., Rosenfeld D., Nemirovsky Y.* The noise equivalent temperature difference performance of HgCdTe photodiode array // Infrared Phys. — 1988. — V. 28, N. 6. — P. 417–423.
25. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. — М.: Наука, 1990.
26. *Кравченко А.Ф., Овсяк В.Н., Ромашко Л.Н.* Механизмы переноса носителей заряда в диффузионных n - p -переходах, изготовленных на основе CdHgTe // Автометрия. — 1998. — № 4. — С. 78–87.

Поступила в редакцию 14.01.2008.