

УДК 621.383.52:546.48'49'24

Влияние потенциального барьера варизонного P - p -гетероперехода на характеристики трехмерного фотодиода на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

В. В. Васильев, А. В. Предеин

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Свойства n^+ -на- p -фотодиода на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варизонным P - p -гетеропереходом исследованы численно при 77 К путем решения трехмерного диффузионного уравнения в цилиндрической геометрии. Представлены зависимости параметров фотодиода от величины композиционной разницы Δx гетероперехода и положения p - n -перехода относительно последнего. Обнаружено резкое уменьшение вклада бокового диффузионного тока при увеличении Δx .

Фотодиоды на основе твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ дальнего ($\lambda_m = 8\text{--}12$ мкм) ИК-диапазона характеризуются большими фоновыми и темновыми токами. Снижение этих токов в матрицах n^+ - p -фотодиодов с высокоомным рабочим p -слоем необходимо для обеспечения постоянства напряжения смещения на диодах и увеличения времени накопления фотосигнала. Кроме того, для современных матричных ИК-фотоприемников требуются фотодиоды с улучшенной характеристикой при обратном смещении, с уменьшенным $1/f$ -шумом и возможностью работать при более высокой температуре или длине волны отсечки λ_c .

Использование варизонных слоев в конструкции фотодетекторов улучшает их характеристики. Влияние поверхностной рекомбинации на работу фотодиода можно исключить введением приповерхностных варизонных слоев, в которых ширина запрещенной зоны увеличивается к внешним поверхностям [1]. Помещение p - n -перехода в центр варизонной области в диоде с P -на- n -двухслойным гетеропереходом (ДСГП) может приводить к формированию барьера для транспорта неосновных носителей заряда через переход [2, 3], но должным образом сконструированные детекторы с гетеропереходом позволяют достичь наилучших параметров p -на- n -фотодиодов [4]. Влияние положения p - n -перехода относительно варизонного слоя на характеристики одномерного фотодиода численно исследованы в работе [5]. Авторами показано, что при смещении p - n -перехода в область варизонности рост дифференциального сопротивления при нулевом смещении на площадь перехода R_0A происходит несколько раньше, чем падение ампер-ваттной чувствительности и возможно улучшение обнаружительной способности D^* (которая рассчитывается с учетом только тепловых шумов).

Фотоприемная одномерная структура для средневолнового ИК(СВИК)-диапазона, в которой фотоны поглощаются в узкозонном p -слое,

а p - n -переход располагается в более широкозонном P -слое, рассмотрена в работе [6]. В этой же работе утверждается, что такая структура позволяет получить, вплоть до температуры 295 К, улучшенные характеристики при обратном смещении без уменьшения квантовой эффективности. К сожалению, авторы не упоминают, что функционирование детекторной структуры при температуре выше граничной для работы в режиме ограничения фоном (ОФ), равной 180 К для длины волны отсечки $\lambda_c = 5$ мкм [7], будет происходить при значительном преобладании темновых токов над фототоками, т. е. со значительным ухудшением NETD.

Кроме того, простая теоретическая модель, предложенная для объяснения работы структуры, верна лишь при больших барьерах (что приводит к малой квантовой эффективности). Поэтому предсказать восстановление квантовой эффективности при увеличении температуры, как делают авторы работы, на основе этой модели нельзя.

В этой статье представлены вычисления квантовой эффективности η и дифференциального сопротивления R_0A для трехмерного цилиндрического планарного диода с двухслойным изотипным гетеропереходом (ДСИГП), со структурой, подобной описанной в работе [6], в предположении, что ток ограничен диффузией при 77 К (рис. 1, 2). Генерационно-рекомбинационные и туннельные токи не рассматривались, так как они определяются параметрами конкретного экспериментального образца.

С уменьшением размеров фотодиодов в матричных фотоприемных устройствах (МФУ) до величин, меньших чем диффузионная длина в рабочем слое, боковой сбор диффузионного тока становится возрастающе важным [4, 8, 9]. Величина композиционной разницы Δx и положение n^+ - p -перехода относительно гетероперехода существенно влияют как на величину, так и на относительные вклады компонентов диффузионного тока. Необходимо проводить численное

моделирование для определения параметров фотодиода с такой структурой.

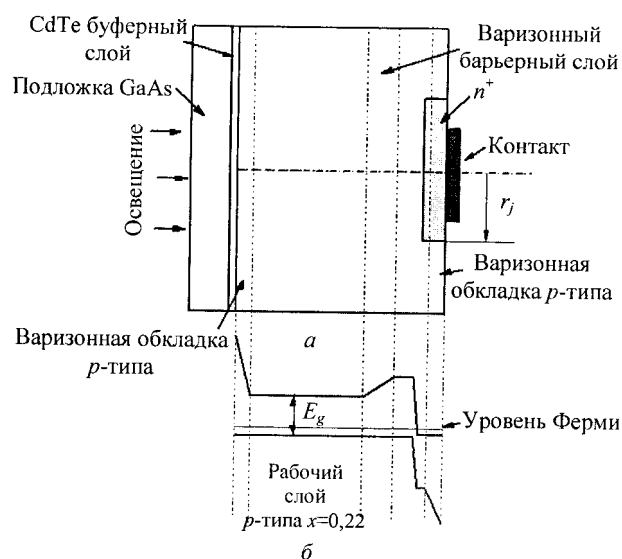


Рис. 1. Моделируемая n^+ -на- p -детекторная структура (HgCdTe-фотодиод с P - p -варизонным гетеропереходом): а — сечение фотодиода; б — схематичная зонная диаграмма

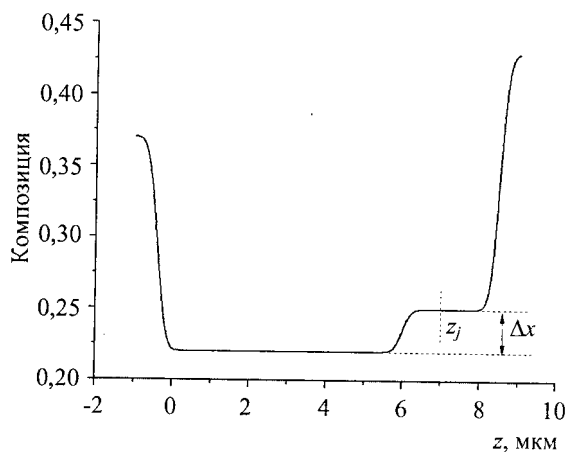


Рис. 2. Профиль содержания кадмия в структуре

Модель

Модель для расчетов (рис. 3) представляет собой планарный цилиндрический n^+ -на- p -фотодиод, освещаемый через GaAs-подложку, с толщиной рабочего p -слоя $H = 8$ мкм и радиусом перехода $r_j = 5$ мкм, значительно меньшими электронной диффузионной длины L_n . За рабочим узкозонным p -слоем с содержанием кадмия $x = 0,22$ располагается более широкозонный P -слой (см. рис. 2) с $x = 0,22 + \Delta x$. Варизонный изотипный P - p -гетеропереход является барьером для неосновных носителей в рабочем слое на пути к p - n -переходу. Входной и выходной варизонные слои в область для численных расчетов не включались, а их влияние учитывалось заданием нулевой скорости рекомбинации на грани-

це с ними. Ввиду симметрии рассматривается только область при $r > 0$. Предполагается, что n^+ - p -переход располагается в P -слое и является резким, с уровнем легирования p -области: $N_a = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и n^+ -области: $N_d = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Композиционный профиль в рабочем слое задавался с помощью комплементарной функции ошибок

$$x = 0,22 + \frac{\Delta x}{2} \operatorname{erfc} \left[\frac{3,2(z-6)}{w_{hj}} \right],$$

где $w_{hj} = 0,8$ мкм — общая ширина варизонного гетероперехода.

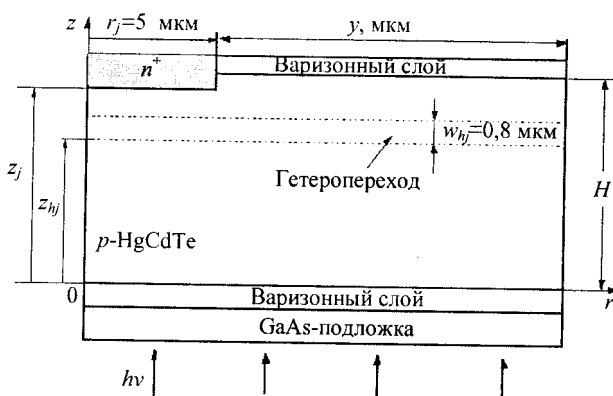


Рис. 3. Модель области для численных расчетов

Положение потолка валентной зоны в области гетероперехода считалось постоянным и p -область квазинейтральной по причинам, описанным ниже. Использование величины $\Delta E_v^0 = 350$ мэВ для HgTe—CdTe-сдвига валентной зоны даст величину сдвига $\Delta E_v = 14$ мэВ для резкого гетероперехода при максимальной композиционной разнице $\Delta x = 0,04$ в предположении линейной зависимости ΔE_v от Δx . Для варизонного P - p -гетероперехода можно получить формулу для максимального изгиба потолка валентной зоны по аналогии с расчетами в [10]:

$$E_v - E_{v0} = \frac{\Delta E_v L_D}{2W_{hj}}, \quad (1)$$

где $L_D = \left(\frac{\epsilon k T}{e^2 N_a} \right)^{1/2}$ — дебаевская длина в рабочем p -слое.

Расчет по формуле (1) дает величину $E_v - E_{v0} = 0,5$ мэВ, которой можно пренебречь по сравнению с величиной $kT \approx 7$ мэВ при $T = 77$ К.

Для определения распределения концентраций избыточных неосновных носителей решалось уравнение непрерывности для электронов в

p -области в предположении ее квазинейтральности. Вклад n^+ -области в темновой ток и фототок не учитывался, так как оптические и тепловые генерации подавляются в ней благодаря эффекту Мосса-Бурштейна [7].

Выражение для потока электронов в квазинейтральной p -области с постоянной концентрацией дырок $p_0 = \text{const}$ (что следует из однородного легирования $N_a = \text{const}$ и отсутствия изгиба валентной зоны) при $n' \ll p_0$ имеет вид [11]

$$q_n^{(p)} = n' \mu_n \varepsilon_i - D_n \nabla n',$$

где $n' = n - n_{p0}$ — избыточная концентрация неосновных носителей заряда сверх равновесной величины n_{p0} ;

D_n — коэффициент диффузии;

μ_n — подвижность электронов;

ε_i — “встроенное” электрическое поле

$$\varepsilon_i = \frac{kT}{e} \nabla \ln[n_i^2(z)],$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда;

e — заряд протона.

Стационарное уравнение непрерывности для электронов в квазинейтральной p -области в предположении постоянства подвижности и времени жизни электронов имеет вид

$$\nabla^2 n' - \frac{e}{kT} \nabla(\varepsilon_i n') - \frac{n'}{L_n^2} = -\frac{g(z)}{D_n},$$

где $g(z)$ — функция фотогенерации носителей

$$g(z) = \alpha(z) Q \exp\left(-\int_0^z \alpha(t) dt\right),$$

где $\alpha(z)$ — коэффициент поглощения;

Q — плотность падающего потока излучения.

Переходя к цилиндрическим координатам и учитывая, что концентрация n' не должна зависеть от угла ввиду симметрии диода, получим результирующее уравнение непрерывности

$$\frac{\partial^2 n'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n'}{\partial r} + \frac{\partial^2 n'}{\partial z^2} - \frac{d}{dz} \left(\ln[n_i^2(z)] \right) \times \\ \times \frac{\partial n'}{\partial z} - \left(\frac{d^2}{dz^2} \ln[n_i^2(z)] + \frac{1}{L_n^2} \right) \cdot n' = -\frac{g(z)}{D_n}. \quad (2)$$

Полученное уравнение является двумерным, что значительно упрощает решение. Трехмерная

информация содержится в уравнении благодаря второму слагаемому в нем.

Уравнение (2) решалось при следующих граничных условиях:

- условие отсутствия радиальных потоков неосновных носителей заряда $\frac{\partial n'}{\partial r} = 0$ при $r = 0$

и на боковой цилиндрической поверхности — при $r = R = r_j + y$. В случае, когда $y \geq 5L_n$, это условие соответствует неограниченному по радиусу фотодиоду, а при $y \leq L_n$ — фотодиоду с более широкозонным “охранным” кольцом при $r \geq R$;

- на боковой r_j и планарной z_j границах области обеднения n^+-p -перехода

$$n' = n_{p0} (\exp(eV/kT) - 1),$$

где V — напряжение смещения на фотодиоде [8]. При вычислениях фототока напряжение смещения принималось равным нулю;

- на передней и задней планарных границах рабочего слоя при $z = 0$ и $z = H$, $\frac{\partial n'}{\partial z} = 0$ —

условие равенства нулю нормальных потоков на границах с обкладочными варизонными слоями с сильными “встроенными” электрическими полями, выталкивающими неосновные носители заряда.

При расчетах фототока предполагали, что фотодиод освещается через GaAs-подложку потоком фотонов плотностью $Q = 10^{17} \frac{\text{фотон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$

длиной волны, соответствующей максимуму ампер-ваттной чувствительности $\lambda = 0,8\lambda_c$, где λ_c — длина волны отсечки для рабочего слоя с $x = 0,22$. Незначительное поглощение излучения в варизонном слое при $z < 0$ не учитывалось.

В уравнении (2) удобно сделать замену искомой функции на функцию $v(r, z)$ подстановкой $n' = n_i^2 v$ [5], после которой его разностный аналог может быть решен итерационным методом [12].

Для определения значений D_n и L_n использовали величину времени жизни электронов $\tau_n = 8$ нс и подвижность электронов в широкозонной P -области, вычисляемую по формуле из [13]. Величина L_n в рабочем слое ($N_a = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 77 \text{ К}$) при $\Delta x = 0$ равнялась 25 мкм. Применяемые формулы для вычисления в зависимости от композиции и температуры, подвижности электронов, ширины запрещенной зоны, концентрации собственных носителей взяты из монографии [7], а для коэффициента поглощения — из работы [14] и приведены в приложении. В зависимости от величины светового потока (ноль или отличное от нуля значение) из реше-

ния уравнения (2) можно вычислить плотности темнового тока или фототока на планарной и боковой поверхностях p - n -перехода:

$$j_N = eD_n \frac{\partial n'}{\partial z};$$

$$j_L = eD_n \frac{\partial n'}{\partial r}.$$

Полный темновой ток I или фототок I_p вычисляли интегрированием соответствующих плотностей тока по планарной и боковой поверхностям p - n -перехода, соответственно.

Исходя из вычисленной величины темнового диффузионного тока при напряжении смещения $V \gg kT$ была подсчитана величина дифференциального сопротивления при нулевом смещении на площадь (R_0A) :

$$R_0A = \frac{kT}{eI} A. \quad (3)$$

Квантовая эффективность определялась по вычисленному фототоку при нулевом смещении

$$\eta = \frac{I_p}{eQA}. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) $A = \pi r_j^2$ — планарная площадь p - n -перехода.

Величины R_0A и η для трехмерного (3D) фотодиода сравнивались с соответствующими величинами для одномерного (1D) фотодиода (при $y = 0$ — см. рис. 3). Вычисленное отношение $(R_0A)_{1D}$ к $(R_0A)_{3D}$ при положении границы перехода $z_j = H = 8$ мкм обозначили f_{3D} , как в работе [8].

Геометрия диода и сбор бокового диффузионного тока

Чтобы определить роль бокового диффузионного тока n^+ - p -фотодиода без гетероперехода ($\Delta x = 0$) было вычислено отношение темновых токов 3D- и 1D-фотодиода при различных величинах радиуса p - n -перехода r_j . Расчет проводился при положении границы перехода $z_j = H = 8$ мкм. Вычисленное отношение, равное параметру f_{3D} , приведено на рис. 4. Результаты сравниваются с результатами аналитической модели Гримбергена [9] для тонкого планарного фотодиода. Чтобы продемонстрировать влияние толщины рабочего слоя, на рис. 4 также приведен результат численных вычислений Дхара и Гопала для планарного фотодиода с толстым рабочим слоем [8].

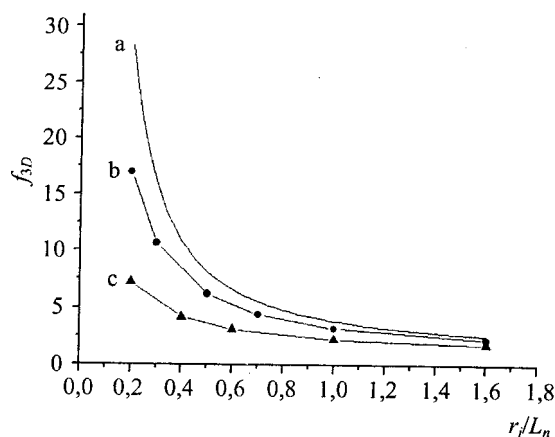


Рис. 4. Зависимость параметра f_{3D} от отношения радиуса перехода к диффузионной длине:

a — результат аналитической модели для тонкого планарного диода [9]; b — расчеты авторов; c — результат численных расчетов для фотодиода с толстым рабочим слоем [8]

При малых величинах отношения $s_j = r_j/L_n$, когда боковой сбор диффузионного тока становится очень существенным, видна значительная разница между графиками f_{3D} . Расчет по аналитической модели Гримбергена дает завышенную величину бокового тока из-за неточных граничных условий при $r = r_j$ для избыточных носителей заряда. Увеличение толщины рабочего слоя приводит к уменьшению относительного вклада бокового тока (см. рис. 4, кривая c). Расположение границы p - n -перехода не на поверхности рабочего слоя, а внутри его, увеличивает относительный вклад бокового диффузионного тока (рис. 5) при малых значениях s_j .

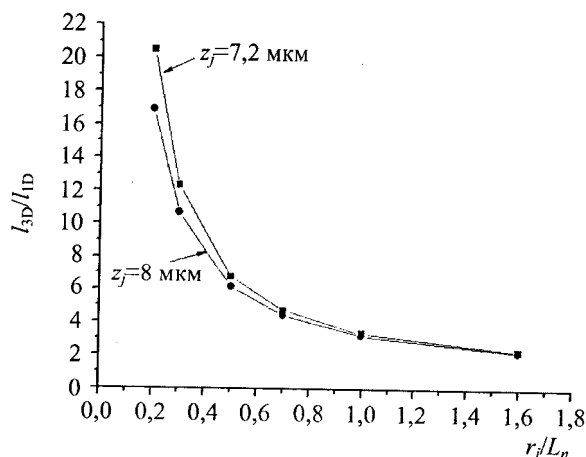


Рис. 5. Влияние глубины перехода на зависимость отношения I_{3D}/I_{1D} от радиуса перехода, нормализованного к диффузионной длине

Влияние потенциального барьера гетероперехода

В теоретических расчетах трехмерного цилиндрического P -на- n -фотодиода с мезаструктурой [4] влияние композиционной разницы Δx гетероперехода на параметры фотодиода в интере-

сующем нас случае расположения p - n -перехода за гетеропереходом вычислялось только при $\Delta x = 0,026$ и для случая с радиусом p - n -перехода, значительно большим диффузионной длины.

В настоящей статье произведен расчет влияния величины варизонного барьера ($E_b \approx 1,6 \Delta x$) на параметры трехмерного фотодиода, имеющего размеры p - n -перехода, меньшие диффузионной длины. Размер фотодиода в радиальном направлении (R) считался либо неограниченным ($R > 5L_n$), либо равным половине характерной величины расстояния между фотодиодами в МФУ ($R = 20$ мкм). Приведенные ниже результаты для неограниченного фотодиода показывают, что увеличение разницы в композиции Δx не только уменьшает диффузионные токи, но и существенно изменяет соотношение между боковым и объемным сборами тока, что видно из сравнения дифференциальных сопротивлений $R_0 A$ и квантовых эффективностей η (по отношению к площади p - n -перехода) для трехмерного (3D) и одномерного (1D) фотодиодов (рис. 6).

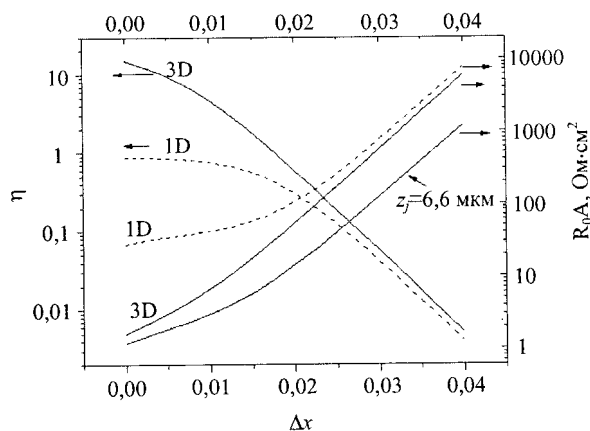


Рис. 6. Зависимость дифференциального сопротивления $R_0 A$ и квантовой эффективности η для 1D- и 3D-фотодиодов от величины разницы Δx в композиции при глубине перехода $z_j = 8$ мкм

При отсутствии барьера ($\Delta x = 0$) отношение $(R_0 A)_{1D}$ к $(R_0 A)_{3D}$ (параметр f_{3D}) равно 17, что говорит о значительном преобладании бокового сбора неосновных носителей заряда. При увеличении Δx до значения $\approx 0,015$ (при этом $E_b = 0,024$ эВ $\approx 3,5$ кТ) величина темнового тока и, следовательно, $R_0 A$ одномерного фотодиода изменяются мало, так как увеличение барьера компенсируется возрастанием концентрации неосновных носителей заряда n_p перед гетеропереходом вплоть до равновесного значения n_{p0} [2]. В трехмерном фотодиоде возрастание концентрации n_p перед гетеропереходом вблизи p - n -перехода при $r < L_n$ приводит к уменьшению градиента концентрации носителей n_p в радиальном направлении и уменьшению бокового тока, что выражается в быстром росте значения $(R_0 A)_{3D}$. При значениях $\Delta x > 0,025$ боковой ток почти

полностью подавляется и трехмерный фотодиод имеет параметры, близкие к параметрам одномерного фотодиода. Фототок трехмерного фотодиода меняется с ростом Δx так же, как и темновой ток: сначала увеличивается концентрации фотоэлектронов перед барьером вплоть до величины насыщения $n'_{\max} \approx \frac{\tau_n Q (1 - \exp(-\alpha z_{hj}))}{z_{hj}}$ при-

водит к подавлению бокового фототока, затем происходит экспоненциальное уменьшение фототока как и для одномерного фотодиода.

Относительное расположение гетероперехода и p - n -перехода существенно влияет на параметры фотодиода. Расположение границы p - n -перехода z_j в широкозонной p -области сразу за гетеропереходом уменьшает влияние высоты барьера на темновой ток (см. рис. 6, нижняя кривая) и фототок. Зависимость дифференциального сопротивления $(R_0 A)_{3D}$ от положения границы перехода при фиксированной величине композиционной разницы Δx (рис. 7) линейна почти до расположения z_j на границе расчетной области. Подавление туннельных и генерационно-рекомбинационных токов благодаря увеличенной ширине запрещенной зоны не зависит от положения границы p - n -перехода за гетеропереходом, поэтому оптимальным является положение границы перехода $z_j = 6,5$ мкм.

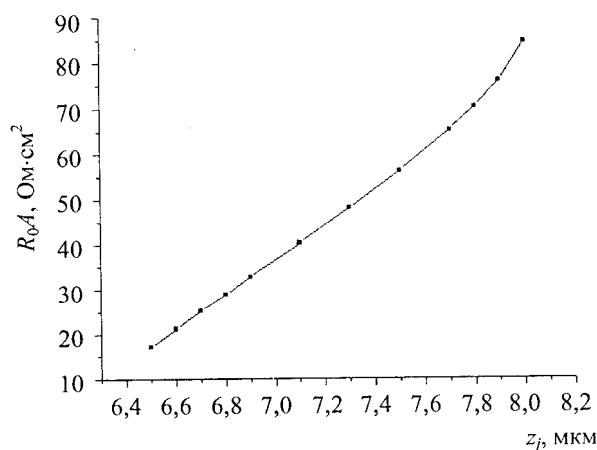


Рис. 7. Зависимость $R_0 A$ от расположения границы p - n -перехода z_j при величине $\Delta x = 0,022$

Реальные фотодиоды в МФУ имеют ограниченные размеры, поэтому интересно сравнить результаты расчетов для фотодиода с радиусом $R = 20$ мкм и с неограниченным радиусом (рис. 8). С увеличением Δx различие между темновыми токами диодов уменьшается, и при величине $\Delta x > 0,02$ токи диодов почти не отличаются, т. е. неосновные носители заряда с расстояний $r > R$ не собираются p - n -переходом. Поэтому результаты расчета тока при $\Delta x > 0,02$ можно применить к фотодиоду в составе МФУ, имеющему размеры квадрата 40×40 мкм и радиус p - n -пере-

хода 5 мкм (или соответствующую площадь в случае квадратной формы перехода).

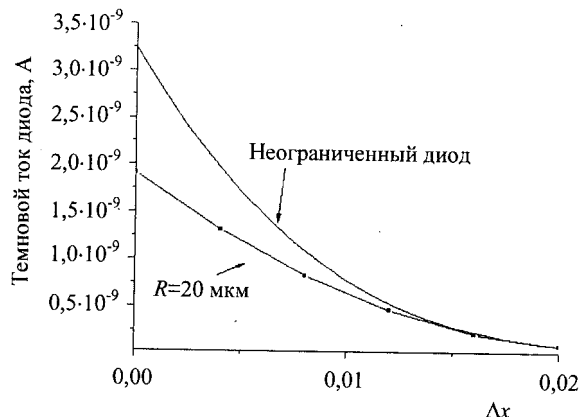


Рис. 8. Зависимость темнового тока 3D-фотодиода разного радиуса от величины композиционной разницы Δx при $z_j = 8$ мкм

Применение фотодиодов с ДСИГП: уменьшает слишком большие фототоки, характерные для ДВИК-фотодиодов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и обеспечивает работоспособность МФУ большой размерности. Величина фототока I_p фотодиода (см. рис. 1) без барьера, с площадью p - n -перехода $1 \cdot 10^{-6}$ см², при облучении от АЧТ с температурой $T_B = 300$ К в интервале длин волн от 8 до 10,8 мкм и при угле поля зрения $\theta = 60^\circ$ составит $I_p \approx 200$ нА. Величина темнового тока составит ≈ 4 нА. При емкости накопления $C_{ac} = 1$ пФ и напряжении накопления $U_C = 5$ В ячейки считывания мультиплексора время накопления будет ограничено величиной $\tau_{ac} =$

$$= \frac{C_{ac} \cdot U_C}{I_p} = 25 \text{ мкс.}$$

Введение композиционно-го барьера величиной $\Delta x = 0,02$ позволит уменьшить фототок и темновой ток в 10–30 раз (в зависимости от расположения p - n -перехода) и работать при временах накопления $\tau_{ac} = 250$ –750 мкс, что еще значительно меньше времени считывания кадра при частоте кадров 50 Гц. Пороговая характеристика фотодиода NEP при работе в режиме ОФ останется прежней, так как не будет зависеть от фототока при выборе минимальной Δf :

$$\Delta f = \frac{1}{2 \cdot \tau_{ac}} \geq \frac{I_p}{2 C_{ac} U_C};$$

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{\eta}{2Q} \right)^{1/2} = \frac{\lambda}{hcQ} \left(\frac{I_p}{2qA} \right)^{1/2} \approx \sqrt{\frac{I_p}{A}};$$

$$\text{NEP} = \frac{(A \cdot \Delta f)^{1/2}}{D^*} \sim \frac{A}{\sqrt{\tau_{ac} I_p}} \text{ const},$$

где A — площадь диода.

Для избежания эффекта изменения напряжения смещения на фотодиодах в МФУ формата

128×128 (и более) на основе высокоомных эпитаксиальных слоев p -типа, в режиме одновременного считывания токов всех диодов необходимо уменьшать токи до 20 нА (и менее). На рис. 9 приведен пример численных расчетов распределения выходных токов фотодиодов МФУ, в котором продемонстрировано выключение диодов центральной области МФУ (напряжение смещения на диодах стало положительным) из-за падения напряжения по рабочему слою при протекании большого суммарного фототока фотодиодов. Эффект “бублика”, т. е. эффект выключения из работы центральных фотодиодов МФУ размерностью 128×128, был наблюдаем и в эксперименте (рис. 10). Основой МФУ ДВИК-диапазона являлся высокоомный слой p -типа кадмий—ртуть—теллура (КРТ), выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). МФУ освещалось через круглую диафрагму при температуре фона 300 К.

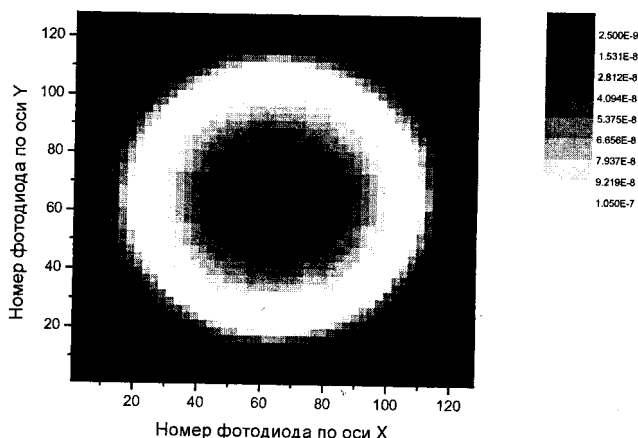


Рис. 9. Результат численных расчетов изменения выходных токов фотодиодов по МФУ формата 128×128 при однородном освещении центрального круга.

Фототок освещенного диода — 100 нА, обратный ток насыщения — 5 нА. Поверхностное сопротивление рабочего слоя 2 кОм. Нулевая шина расположена по периметру матрицы. Расстояние между фотодиодами 50 мкм

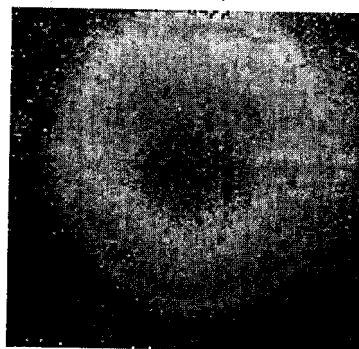


Рис. 10. Изображение, полученное с помощью МФУ на основе МЛЭ КРТ p -типа, толщиной 9 мкм, размерностью 128×128 элементов, при однородном освещении через круглую диафрагму. Диафрагма незначительно смещена к правому верхнему углу

Применение фотодиодов с ДСИГП представляет улучшенные обратные пробойные характе-

ристики для детектирования длинноволнового излучения до 14 мкм благодаря подавлению туннелирования и уменьшению еще большего фототока и темнового тока фотодиода до величин, обеспечивающих работоспособность МФУ.

Появляется возможность повышения температуры детектора до граничной температуры работы в режиме ОФ.

Приложение

Ширина запрещенной зоны [эВ]:

$$E_g = -0,302 + 1,93x + 5,35 \cdot 10^{-4}(1 - 2x)T - 0,81x^2 + 0,832x^3.$$

Концентрация собственных носителей [см⁻³]:

$$n_i = (5,585 - 3,820x + 1,753 \cdot 10^{-3}T - 1,364 \cdot 10^{-3}xT) \times \\ \times 10^{14} E_g^{3/4} T^{3/2} \exp(-E_g / 2kT).$$

Подвижность электронов [см²/В·с]:

$$\mu_m = \frac{9 \cdot 10^8 b}{T^{2a}}, \quad \text{где } b = \left(\frac{0,2}{x}\right)^{7,5}, \quad a = \left(\frac{0,2}{x}\right)^{0,6}.$$

Коэффициент поглощения [см⁻¹]:

$$\alpha = \alpha_i(E) = \alpha_0 \exp[\sigma(E - E_0)/W].$$

При энергии фотона $E < E_g$ ($\alpha_i = 800 \text{ см}^{-1}$)

$$\alpha = \alpha_g(E) = \beta(E - E_g)^{1/2},$$

при $E \geq E_g$ ($\alpha_i = 800 \text{ см}^{-1}$), и E выражена в эВ,

$$\text{где } \alpha_0 = \exp(53,61x - 18,88), \quad W = T + 81,9,$$

$$\sigma = 3,267 \cdot 10^4(1 + x).$$

$$E_0 = 1,838x - 0,3424 + 0,148x^4;$$

$$E_g = E_0 + \left(6,29 \cdot 10^{-2} + 7,68 \cdot 10^{-4}T\right) \left(\frac{1 - 2,14x}{1 + x}\right).$$

Коэффициент β находится из условия сшивки: $\alpha_i = \alpha_g = 800$ при $E = E_g$ ($\alpha_i = 800 \text{ см}^{-1}$)

$$\beta = 800 / [E(\alpha_i = 800) - E_g]^{1/2} =$$

$$= 2,109 \cdot 10^5 \left(\frac{1 + x}{81,9 + T}\right)^{1/2} (\text{см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1/2}).$$

Литература

1. Осадчий В. М., Суляков А. О., Васильев В. В., Дворецкий С. А. // ФТП. 1999. № 3. С. 293.
2. Kosai K., Redford W. A. // J. Vacuum. Sci. Technol. 1990. V. A 8. № 2. P. 1254.
3. Bratt P. R. // J. Vac. Sci. Technol. 1983. V. A 1. P. 1687.
4. Wenus J., Rutkowski J., Rogalski A. // IEEE Trans. Electron. Devices. 2001. V. 48. № 7. P. 1326.
5. Васильев В. В., Есаев Д. Г., Кравченко А. Ф., Осадчий В. М., Суляков А. О. // ФТП. 2000. № 7. С. 877.
6. Ashby M. K., Gordon N. T., Elliott C. T., Jones C. L., Maxey C. D., Hipwood L., Catchpole R. // J. Electron. Mater. 2003. V. 32. № 7. P. 667.
7. Розальский А. Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. / Под ред. А. В. Войцеховского. — Новосибирск: Наука, 2003.
8. Dhar V., Gopal V. // Semicond. Sci. Technol. // 2001. V. 16. P. 553.
9. Grimbergen C. A. // Solid-State Electronics // 1976. V. 19. P. 1033.
10. Raymond R. M., Hayes R. E. // J. Appl. Phys. 1977. V. 43. № 3. P. 1359.
11. Константинов О. В., Царенков Г. В. // ФТП. 1976. № 4. С. 720.
12. Федоренко П. П. // УМН. 1973. № 2. С. 121.
13. Rosbeck J. P., Starr R. E., Price S. L., Riley K. J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 9. P. 6430.
14. Schacham S. E., Finkman E. // Ibid. 1985. V. 57. № 6. P. 2001.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

Influence of graded P-p-heterojunction's potential barrier on characteristics of three-dimensional Hg_{1-x}Cd_xTe photodiode

V. V. Vasilyev, A. V. Predein

Institute of Semiconductor Physics, Siberian branch of Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia

Properties of n⁺-on-p Hg_{1-x}Cd_xTe photodiode with graded P-p-heterojunction at temperature 77 K are calculated numerically by solving three-dimensional diffusion equation in cylindrical geometry. Dependences of photodiode's parameters from composition difference Δx and position of p-n-junction in relation to heterojunction are presented. Elimination of lateral collection of diffusion current with increasing of Δx is shown.