

УДК 621.383.4/5:621.315.5

## Исследование характеристик спектральной чувствительности фотодиодов на основе гетероэпитаксиальных структур КРТ

А. В. Никонов, К. О. Болтарь, Н. И. Яковлева

*Проведено моделирование характеристики спектральной чувствительности фотодиодов, изготовленных на основе гетероэпитаксиальных структур тройных соединений кадмий—ртуть—теллур (КРТ) с учетом прохождения ИК-излучения через оптические просветляющие покрытия, гетероэпитаксиальные слои КРТ и подложку. Для оценки квантовой эффективности фотодиодов использовались одномерные модели  $p$ - $n$ -перехода с длинной и короткой базой. Обработка численными методами спектральных характеристик чувствительности фотодиодов позволила провести оценки длины диффузии неосновных носителей заряда, скорости поверхностной рекомбинации на границах раздела рабочих фоточувствительных слоев КРТ, фотоэлектрической взаимосвязи между соседними фотодиодами матричных фотоприемных устройств, изготовленных на основе ГЭС КРТ, выращенных методами жидкофазной и молекулярно-лучевой эпитаксии.*

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

*Ключевые слова:* гетероэпитаксиальные структуры КРТ, матричные фотоприемные устройства, характеристика спектральной чувствительности, квантовая эффективность.

### Введение

В последние годы в развитии технологии создания ИК-фотодиодов на основе КРТ достигнут значительный прогресс [1, 2]. Методами жидкофазной и молекулярно-лучевой эпитаксии [3, 4] получены высококачественные гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС)  $p$ -типа проводимости, в том числе структуры с варизонными слоями вблизи поверхности и границы раздела узкозонный полупроводник—подложка, обеспечивающими уменьшение поверхностной рекомбинации [5]. При этом свойства высококачественных гетероэпитаксиальных слоев  $p$ -типа близки к свойствам объемных монокристаллов, в которых диффузионная длина неосновных носителей может достигать величины несколько десятков микрон [6, 7]. На основе гетероэпитаксиальных структур из КРТ состава  $x \sim 0,2$  разработаны крупноформатные смотрящие матрицы дальнего ИК-диапазона с высокими пороговыми характеристиками [8, 9]. Фоточувствительными элементами таких матриц являются  $n^+$ - $p$ -фотодиоды, дифференциальное сопротивление которых при малом обратном смещении и рабочей температуре  $\sim 80$  К определяется диффузионным током.

Общепринятые представления о диффузионном механизме темнового тока  $p$ - $n$ -перехода сложились достаточно давно [10] и основываются на одномерных моделях  $p$ - $n$ -перехода с длинной и короткой (большей или меньшей диффузионной длины неосновных носителей, соответственно) базой [11], что позволяет проводить моделирование квантовой эффективности и спектральных характеристик фотодиодов для предварительных оценок параметров и проектирования архитектуры матриц чувствительных элементов (МФЧЭ).

С помощью разработанных моделей возможно решение обратной задачи, а именно, сравнение расчетных и измеренных спектров фоточувствительности фотодиодов с заданной точностью и определение параметров и характеристик гетероэпитаксиальных структур КРТ, т. е. длины диффузии неосновных носителей заряда, скорости поверхностной рекомбинации на границах раздела рабочих фоточувствительных слоев КРТ, фотоэлектрической взаимосвязи между фоточувствительными элементами МФЧЭ.

### Моделирование квантовой эффективности фотодиода с резким $p$ - $n$ -переходом

Одномерная модель фотодиода с резким  $p$ - $n$ -переходом является классической для определения квантовой эффективности и диффузионного тока малоразмерных  $n^+$ - $p$ -переходов на основе ГЭС КРТ [12] (рис. 1). Фотодиод с резким  $p$ - $n$ -переходом облучается со стороны области  $p$ -типа проводимости и подразделяется на области: область обеднения ( $x_p < x < x_n$ ), окружающую метал-

Никонов Антон Викторович, инженер.  
Болтарь Константин Олегович, начальник НТК.  
Яковлева Наталья Ивановна, зам. начальника НИЦ.  
ФГУП «НПО "Орион"».  
Россия, 111402, Москва, ул. Косинская, 9.  
Тел. (495) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 29 октября 2011 г.

© Никонов А. В., Болтарь К. О., Яковлева Н. И., 2012

лургическую границу перехода ( $x = x_j$ ), и две квазинейтральные области  $(0, x_p)$  и  $(x_n, L)$ , где  $L$  — длина  $p$ - $n$ -перехода в направлении оси  $x$ ,  $x_j$  — глубина залегания металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода от поверхности [13].

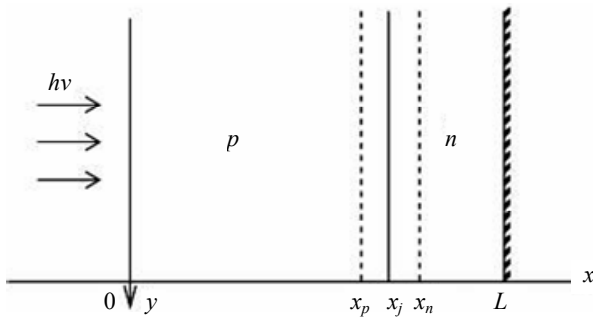


Рис. 1. Одномерная модель фотодиода

Границы области обеднения описываются выражениями:

$$x_n = x_j + [-2\varepsilon N_A (V_a + \psi_b) / q N_D (N_D + N_A)]^{1/2};$$

$$x_p = x_j - [-2\varepsilon N_D (V_a + \psi_b) / q N_A (N_D + N_A)]^{1/2},$$

которые вычисляются из условий неразрывности электрического поля и электростатического потенциала на металлургической границе перехода  $x_j$ , где  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная;

- $N_A$  — концентрация акцепторов;
- $N_D$  — концентрация доноров;
- $V_a$  — напряжение смещения на  $p$ - $n$ -переходе;
- $\psi_b$  — встроенный потенциал;
- $q$  — заряд электрона.

Квантовая эффективность фотодиода вычисляется из уравнения фототока

$$\eta = -hc J_{ph}(V_a) / q I_0(\lambda) \lambda,$$

где  $J_{ph}(V_a)$  — фототок, создаваемый падающим потоком излучения плотностью  $I_0(\lambda)$  при  $x = 0$  на длине волны  $\lambda$ ;

- $c$  — скорость света;
- $h$  — постоянная Планка;
- $I_0(\lambda)$  — плотность потока излучения на длине волны  $\lambda$  на поверхности полупроводника.

Плотность полного фототока резкого  $p$ - $n$ -перехода определяется суммой токов в областях  $p$ -,  $n$ -типа и области пространственного заряда

$$J_{ph} = J_{n,ph}(x_p) + J_{DR,ph} + J_{p,ph}(x_n)$$

и является прямо пропорциональной интенсивности  $I_0(\lambda)$  излучения, падающего на поверхность фотодиода ( $x = 0$ ). Соответственно, полная

квантовая эффективность фотодиода с резким  $p$ - $n$ -переходом записывается в виде

$$\eta = -J_{ph} hc / q I_0(\lambda) \lambda = \eta_n + \eta_{DR} + \eta_p,$$

где значение квантовой эффективности  $\eta_p$  для квазинейтральной области  $(0, x_p)$  определяется выражением [13]

$$\eta_p = -J_{n,ph}(x_p) hc / q I_0(\lambda) \lambda$$

и составляет

$$\eta_p(x) = \frac{\alpha L_n^2}{1 - \alpha^2 L_n^2} \left\{ \alpha e^{-\alpha x_p} - \frac{1}{L_n} \times \frac{L_n \cdot (s + \alpha D_n) - (e^{-\alpha x_p / L_n}) [L_n s \cdot \text{ch}(x_p / L_n) + D_n \text{sh}(x_p / L_n)]}{s L_n \text{sh}(x_p / L_n) + D_n \text{ch}(x_p / L_n)} \right\},$$

- где  $\alpha$  — коэффициент поглощения;
- $L_n$  — длина диффузии электронов;
- $L_p$  — длина диффузии дырок;
- $s$  — скорость поверхностной рекомбинации;
- $D_n$  — коэффициент диффузии электронов;
- $D_p$  — коэффициент диффузии дырок.

Значение квантовой эффективности  $\eta_p$  для квазинейтральной области  $(x_n, L)$  определяется выражением

$$\eta_n = -J_{p,ph}(x_n) hc / q I_0(\lambda) \lambda$$

и оказывается равным

$$\eta_n = \frac{\alpha L_p^2}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left\{ \alpha e^{-\alpha x_n} + \frac{e^{-\alpha L} - e^{-\alpha x_n} \text{ch} \left[ \frac{L - x_n}{L_p} \right]}{L_p \text{sh} \left[ \frac{L - x_n}{L_p} \right]} \right\}.$$

Квантовая эффективность в области обеднения  $(x_p, x_n)$   $\eta_{DR}$ :

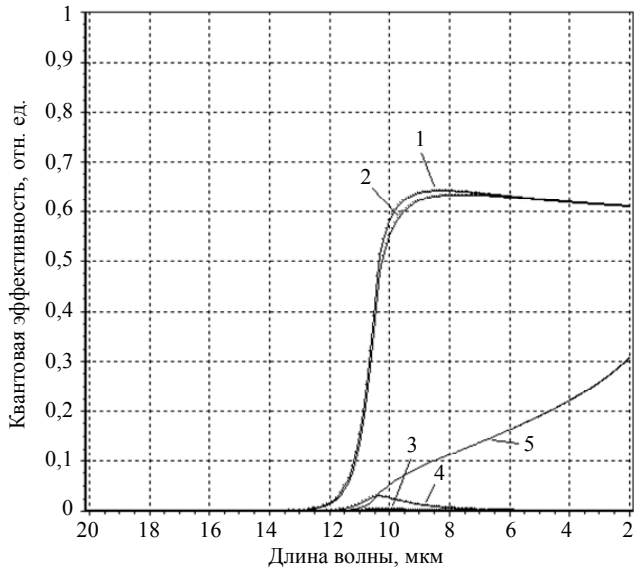
$$\eta_{DR} = -J_{DR,ph} hc / q I_0(\lambda) \lambda = e^{-\alpha x_p} - e^{-\alpha x_n}$$

определяется из распределения плотности фототока во всей области обеднения:

$$J_{DR,ph} = J_{n,ph}(x_n) - J_{n,ph}(x_p) = (q I_0(\lambda) \lambda / hc) (e^{-\alpha x_n} - e^{-\alpha x_p}).$$

Таким образом, спектральная характеристика квантовой эффективности в квазинейтральных областях  $p$ -,  $n$ -типа, области пространственного заряда и боковых областях для  $p$ - $n$ -перехода мо-

жет быть представлена суммарной зависимостью (кривая 1), как показано на рис. 2. Параметры  $p$ - $n$ -перехода здесь следующие:  $N_A = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_D = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  $D_n = 100 \text{ см}^2/\text{с}$ ;  $L = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ;  $L_n = 10^{-3} \text{ см}$ ;  $s = 10^4 \text{ см}/\text{с}$ ;  $x_j = 10^{-3} \text{ см}$ ;  $V_A = 50 \text{ мВ}$ ;  $L' = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  ( $L'$  — длина  $p$ - $n$ -перехода в направлении оси  $y$ ),  $y_n = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  — координата положения металлургической границы в направлении оси  $y$ .



**Рис. 2. Зависимость квантовой эффективности  $\eta$**

**от длины волны фотодиода с резким  $p$ - $n$ -переходом:**

1 — полная квантовая эффективность; 2 — квантовая эффективность квазинейтральной области  $p$ -типа; 3 — квантовая эффективность области обеднения; 4 — квантовая эффективность квазинейтральной области  $n$ -типа; 5 — квантовая эффективность боковых областей  $p$ - $n$ -перехода

Еще раз отметим, что на рис. 2 представлены все составляющие квантовой эффективности (кривая 1), которая включает квантовую эффективность квазинейтральной области  $p$ -типа (кривая 2), квантовую эффективность области обеднения (кривая 3), квантовую эффективность квазинейтральной области  $n$ -типа (кривая 4), а также вклад боковых областей, примыкающих к  $p$ - $n$ -переходу (кривая 5). Наибольший вклад вносит квазинейтральная область  $p$ -типа проводимости (кривая 2). Вклад области обеднения в общую квантовую эффективность незначительный (кривая 3), особенно при больших значениях коэффициента поглощения. Из зависимости в области объемного заряда  $z_{DR} = e^{-\alpha x_p} - e^{-\alpha x_n}$  следует, что при увеличении  $\alpha$  квантовая эффективность  $\eta_{DR}$  стремится к 0, так как глубина проникновения становится малой. Не велик вклад в квантовую эффективность и квазинейтральной области  $n$ -типа проводимости (кривая 4).

Дополнительно можно отметить, что в современных крупноформатных ИК-матрицах на основе гетероэпитаксиальных структур из КРТ размер

фоточувствительных элементов приблизился к размеру дифракционного пятна оптической системы и по порядку величины совпадает с величиной диффузионной длины электронов. Это означает, что диффузионный ток  $n^+$ - $p$ -переходов в значительной степени дополняется током диффузии, обусловленным процессами генерации-рекомбинации в примыкающей к периметру  $p$ - $n$ -перехода части квазинейтральной  $p$ -области, т. е. будет превышать величину диффузионного тока, рассчитанного в рамках одномерной модели. Поэтому суммарная квантовая эффективность включает в себя дополнительную составляющую (кривая 5) за счет боковых областей  $p$ - $n$ -перехода.

В рамках заданной модели квантовая эффективность  $\eta$  может быть рассчитана в зависимости от ряда параметров, таких как напряжение смещения  $V_a$ , координаты расположения металлургической границы  $x_j$ , время жизни неосновных носителей заряда  $\tau_{n0}$ , длина диффузии электронов  $L_n$ , концентрация акцепторных примесей  $N_A$ , скорость поверхностной рекомбинации  $s$ , длина  $p$ - $n$ -перехода  $L$ .

На рис. 3, а представлена характеристика квантовой эффективности в зависимости от длины диффузии электронов при условии, что она превышает длину  $p$ - $n$ -перехода  $L_n \gg L$ . Параметры образца следующие:  $x = 0,22$  мол. дол.;  $T = 80,5 \text{ К}$ ;  $L = 0,0012 \text{ см}$ ;  $s = 10^4 \text{ см}/\text{с}$ ;  $D_n = 100 \text{ см}^2/\text{с}$ . На рис. 3, б представлена характеристика квантовой эффективности в зависимости от длины диффузии электронов при условии малой длины диффузии  $L_n < L$ . Параметры образца аналогичны предыдущему образцу. По характеру поведения квантовой эффективности можно сказать, что она увеличивается с увеличением диффузионной длины  $L_n$  неосновных носителей заряда до тех пор, пока  $L_n$  не станет того же порядка, что и ширина квазинейтральной  $p$ -области, или до тех пор, пока не станет больше глубины проникновения  $1/\alpha$ .

Аналогичные результаты можно получить, варьируя толщину эпитаксиального базового слоя  $p$ -типа при  $L_n \approx L$ . Квантовая эффективность уменьшается с увеличением глубины залегания металлургической границы  $x_j$ . Заметной зависимости  $\eta$  от  $V_A$  не наблюдается.

Таким образом, квантовая эффективность, определяемая как функция ширины  $p$ -области  $L$ , почти не зависит от времени жизни неосновных носителей  $\tau_{n0}$  в  $p$ -области для значений  $L$ , меньших диффузионной длины; при больших значениях  $L$  квантовая эффективность стремится к максимуму и при этом зависит от времени жизни  $\tau_{n0}$  и длины волны излучения.

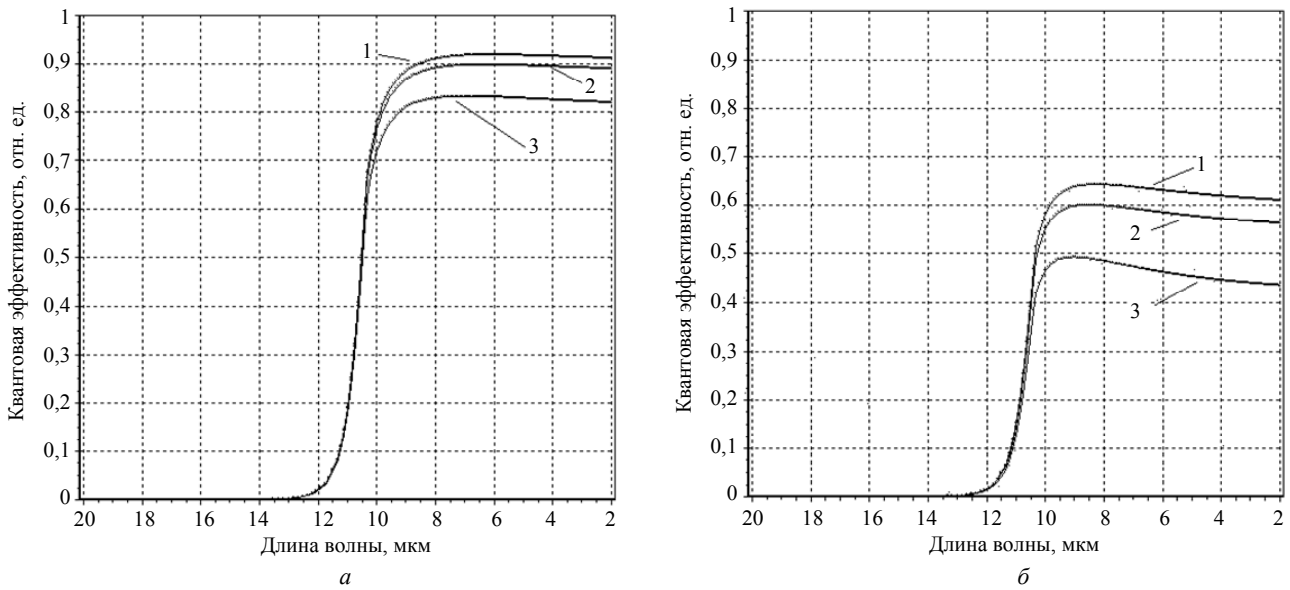


Рис. 3. Зависимости квантовой эффективности  $\eta$  от длины диффузии электронов для нескольких значений диффузионной длины электронов.

График а —  $L_n \gg L$ . Кривая 1 соответствует  $L_n = 0,01$  см; 2 —  $0,002$  см; 3 —  $0,004$  см.  
 График б —  $L_n < L$ . Кривая 1 соответствует  $L_n = 0,0011$  см; 2 —  $0,0009$  см; 3 —  $0,0007$  см

Рассмотрим поведение квантовой эффективности  $\eta$  при различных скоростях поверхностной рекомбинации  $s$ . Зависимость полной квантовой эффективности фотодиода  $\eta$  от коэффициента поглощения  $\alpha$  приведена на рис. 4 для нескольких значений скорости поверхностной рекомбинации  $s = 10^4, 10^5, 10^6$  см/с. Параметры образца здесь следующие:  $x = 0,22$  мол. дол.;  $T = 80,5$  К;  $D_n = 100$  см<sup>2</sup>/с;  $L_n = 10^{-3}$  см. Расчеты показали, что меньшей скорости поверхностной рекомбинации  $s$  соответствует большая квантовая эффективность, что подтверждается данными измерений характеристик спектральной чувствительности фотодиодов.

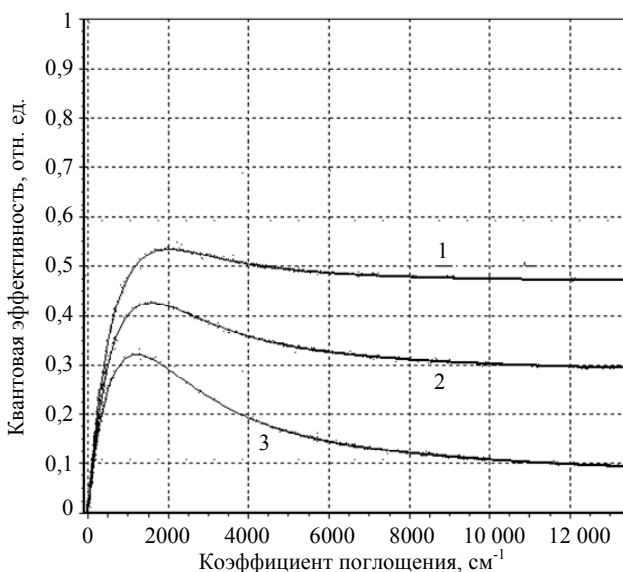


Рис. 4. Зависимость квантовой эффективности  $\eta$  от коэффициента поглощения  $\alpha$  для нескольких значений скорости поверхностной рекомбинации  $s$ . Кривая 1 соответствует  $s = 10^4$  см/с; 2 —  $10^5$  см/с; 3 —  $10^6$  см/с

Характер поведения квантовой эффективности в зависимости от скорости поверхностной рекомбинации для разных значений коэффициента поглощения  $\alpha$  одинаковый, что видно из рис. 5, а, б. Здесь параметры образца в обоих случаях соответствуют значениям  $x = 0,22$  мол. дол.;  $T = 80,5$  К;  $D_n = 100$  см<sup>2</sup>/с;  $L_n = 10^{-3}$  см. При увеличении скорости поверхностной рекомбинации значение квантовой эффективности уменьшается по экспоненциальной зависимости: сначала достаточно резко при небольших значениях  $s$ , а затем медленно.

Из рис. 4 и 5 следует, что скорость поверхностной рекомбинации  $s$  влияет на величину квантовой эффективности, особенно в том случае, когда глубина проникновения  $1/\alpha$  очень мала.

По начальной области рис. 5, представленной на рис. 6, можно наблюдать, как изменяется квантовая эффективность при малых значениях скорости поверхностной рекомбинации  $s$  для различных значений коэффициента поглощения  $\alpha$ . Параметры образца здесь следующие:  $N_A = 0^{17}$  см<sup>-3</sup>;  $N_D = 10^{15}$  см<sup>-3</sup>;  $D_n = 100$  см<sup>2</sup>/с;  $x_j = 3 \cdot 10^{-4}$  см;  $L = 10^{-3}$  см;  $V_A = 50$  мВ;  $L_p = 3 \cdot 10^{-4}$  см;  $L_n = 10^{-3}$  см. По графикам можно рассчитать некоторое характерное значение скорости поверхностной рекомбинации  $s_0$ , которое составляет  $s_0 = (D_n / L_n) \cdot \text{ctgh}(x_p / L_n)$  и соответствует полуспаду характеристики квантовой эффективности. Можно утверждать, что квантовая эффективность  $\eta$  изменяется мало, когда скорость поверхностной рекомбинации  $s$  изменяется от 0 до  $10^3$  см/с. Поэтому желательно, чтобы в фотодиодах скорость поверхностной рекомбинации  $s$  находилась именно в этом диапазоне, для чего при выращивании ГЭС КРТ используются буферные и

варизонные слои. Если значение скорости поверхностной рекомбинации превышает  $10^3$  см/с, то наблюдается спад квантовой эффективности.

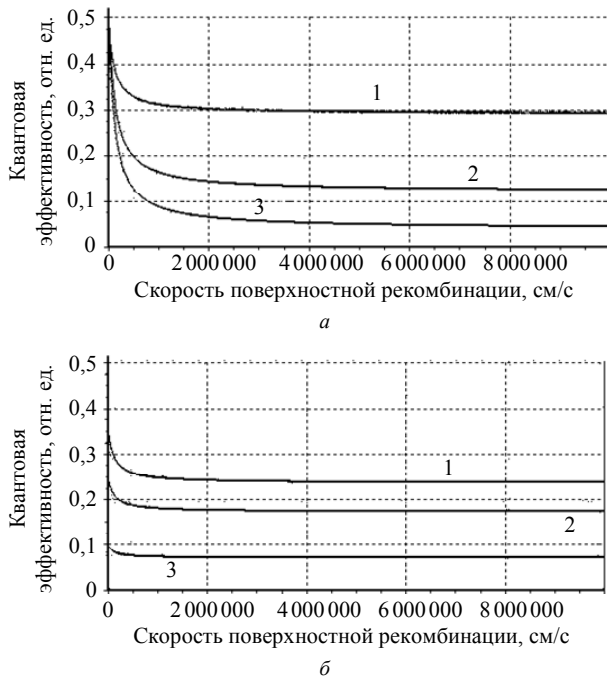


Рис. 5. Зависимость квантовой эффективности от скорости поверхностной рекомбинации для разных значений коэффициента поглощения  $\alpha$ .

График *a* получен при малых значениях глубины проникновения  $1/\alpha$ . Кривая 1 соответствует  $\alpha = 1000$  см<sup>-1</sup>; 2 — 5000 см<sup>-1</sup>; 3 — 15000 см<sup>-1</sup>.

График *б* получен при больших значениях глубины проникновения  $1/\alpha$ . Кривая 1 соответствует  $\alpha = 500$  см<sup>-1</sup>; 2 — 300 см<sup>-1</sup>; 3 — 100 см<sup>-1</sup>.

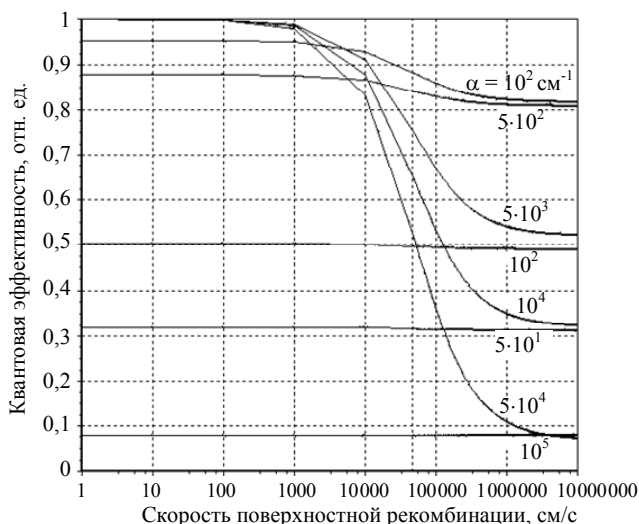


Рис. 6. Зависимость квантовой эффективности фотодиода с резким *p-n*-переходом от скорости поверхностной рекомбинации для нескольких значений коэффициента поглощения  $\alpha$  (представлен как параметр на кривых графика)

Характерное значение  $s_0$  не зависит от коэффициента поглощения. Для мелких *p-n*-переходов  $s_0$  зависит только от ширины области *p*-типа про-

водимости  $x_p$  и, как следствие, от величины обратного смещения  $V_A$ , так как  $s_0 \approx D_n/x_p$ . Для больших значений  $x_j$  значение  $s_0$  стремится к  $s_0 = D_n/L_n$  и для заданного уровня легирования поверхности зависит от времени жизни  $\tau_{n0}$  неосновных носителей. Значение  $s_0$  обычно больше скорости поверхностной рекомбинации реальных фотодиодов. Для гетероэпитаксиальных структур, в которых рабочий фоточувствительный слой выращивается на подложках, имеющих кристаллическую структуру с приблизительно равной постоянной решетки, можно принять  $s \approx 0$ . При  $s = 0$  вклад квазинейтральной *p*-области составляет:

$$\eta_p = \frac{\alpha L_n^2}{1 - \alpha^2 L_n^2} \left\{ \alpha e^{-\alpha x_p} - \frac{\alpha L_n - e^{-\alpha x_p} \operatorname{sh}(x_p / L_n)}{L_n \operatorname{ch}(x_p / L_n)} \right\}.$$

Рассмотрим влияние времени жизни  $\tau_{n0}$  и, следовательно, диффузионной длины электронов  $L_n$  в области *p*-типа проводимости. Если  $L_n$  больше ширины *p*-области  $x_p$ , то почти все неосновные носители, генерированные излучением внутри этой области, будут диффундировать к переходу и давать вклад в фототок. В этом случае  $\eta_p$  не зависит от  $L_n$  и стремится к предельному значению, определяемому выражением при  $L_n \rightarrow \infty$ , что приводит к соотношению вида:

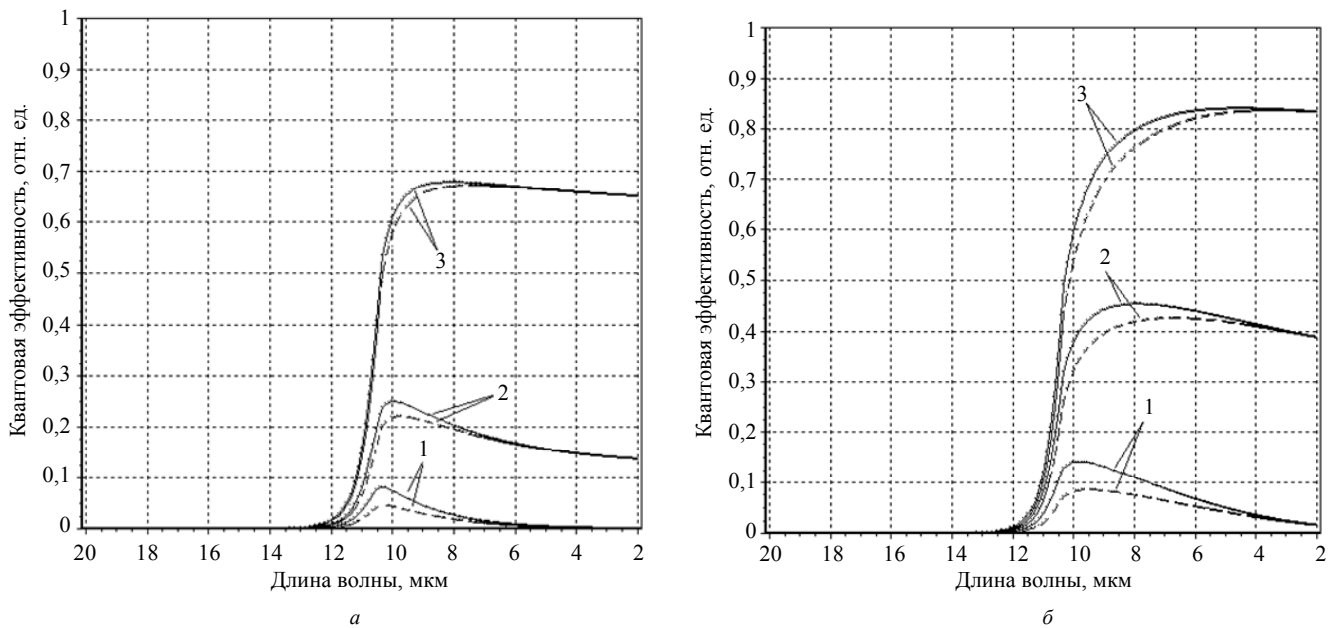
$$\eta_p = 1 - e^{-\alpha x_p} \quad (\text{идеальный случай: } L_n \rightarrow \infty, s = 0).$$

Когда  $L_n$  становится меньше  $x_p$ , уменьшение  $\eta_p$  оказывается весьма существенным, особенно для больших значений коэффициента поглощения, при которых глубина проникновения мала. На рис. 7, *a* и *б* приведена зависимость квантовой эффективности  $\eta$  от длины волны фотодиода с резким *p-n*-переходом для нескольких значений времени жизни  $\tau_{n0}$  при различных параметрах *p-n*-перехода. Уменьшение  $\eta_p$  от длины волны при уменьшении времени жизни  $\tau_{n0}$  приводит к тому, что максимум полной квантовой эффективности сдвигается из области сильного в область слабого поглощения.

Из рис. 7, *a* видно, что в области сильного поглощения полная квантовая эффективность стремится к постоянной величине, которая зависит от времени жизни неосновных носителей на поверхности  $\tau_{n0}$ . При этом вклады области обеднения  $\eta_{DR}$  и области подложки  $\eta_n$  становятся несущественными, и значение квантовой эффективности сводится к выражению

$$\eta = \eta_p = 1 / \operatorname{ch}(x_p / L_n)$$

для  $\alpha \rightarrow \infty, s = 0$ . Последнее выражение можно использовать при выборе параметров фотодиодов для приближенных оценок  $\eta$  при больших значениях  $\alpha$ .



**Рис. 7. Зависимость квантовой эффективности  $\eta$  от длины волны фотодиода с режимом  $p$ - $n$ -переходом**

**для нескольких значений  $\tau_{n0}$  при различных параметрах  $p$ - $n$ -перехода:**

$a$  —  $x_j = 10^{-3}$  см,  $L = 1,2 \cdot 10^{-3}$  см,  $V_A = 50$  мВ,  $L_p = 3 \cdot 10^{-4}$  см,  $s = 10^4$  см/с;

$b$  —  $x_j = 6 \cdot 10^{-4}$  см,  $L = 8 \cdot 10^{-4}$  см,  $V_A = 50$  мВ,  $L_p = 3 \cdot 10^{-4}$  см,  $s = 10^4$  см/с.

На обоих графиках кривые 1 соответствуют  $\tau_{n0} = 10^{-9}$  с; 2 —  $10^{-8}$  с; 3 —  $10^{-7}$  с (сплошные кривые).

Пунктирные кривые отражают эффект уменьшения времени жизни  $\tau_{p0}$  в  $n$ -области

Отличие параметров  $p$ - $n$ -переходов на рис. 7, *а* и *б* говорит о том, что на диффузионные длины дырок может оказывать влияние технология изготовления  $p$ - $n$ -переходов. Если структура эпитаксиального слоя  $n$ -типа проводимости сохраняет свое совершенство, то диффузионные длины дырок более сильно влияют на квантовую эффективность в  $n$ -области.

Необходимо отметить, что  $\eta_p$  мало при малых значениях  $\alpha$ . В этом случае глубина проникновения велика, поэтому лишь небольшая часть фотонов будет поглощаться в  $p$ -области. Отсюда следует, что характер зависимости полной квантовой эффективности  $\eta$  от  $\alpha$  в области слабого поглощения определяется в основном параметрами  $x_j$ ,  $V_A$ ,  $L_p$  и  $L$ , которые в свою очередь определяют  $\eta_n$  и  $\eta_{DR}$ . Например, уменьшение времени жизни  $\tau_{p0}$  в  $n$ -области вызывает уменьшение  $\eta$ , но не влияет на форму кривой  $\eta$  в области сильного поглощения, как видно из рис. 7, *б* (пунктирные кривые). В результате максимальное значение на кривой  $z = f(b)$  ( $z = f(l)$ ) оказывается меньше и сдвигается в область сильного поглощения. Подобный эффект достигается при уменьшении толщины подложки  $L$ .

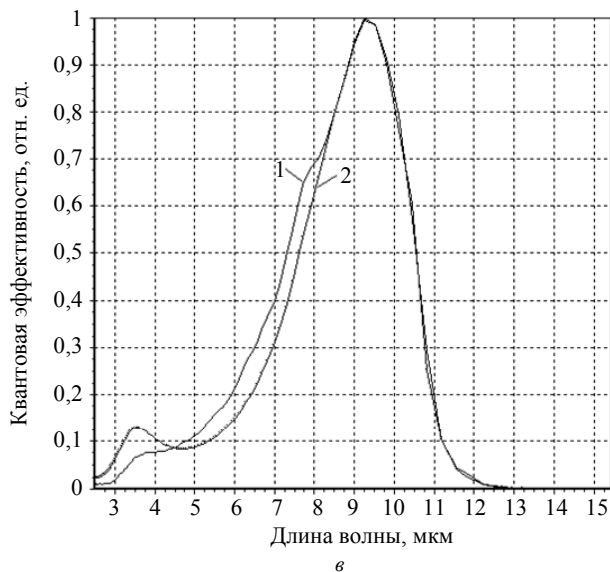
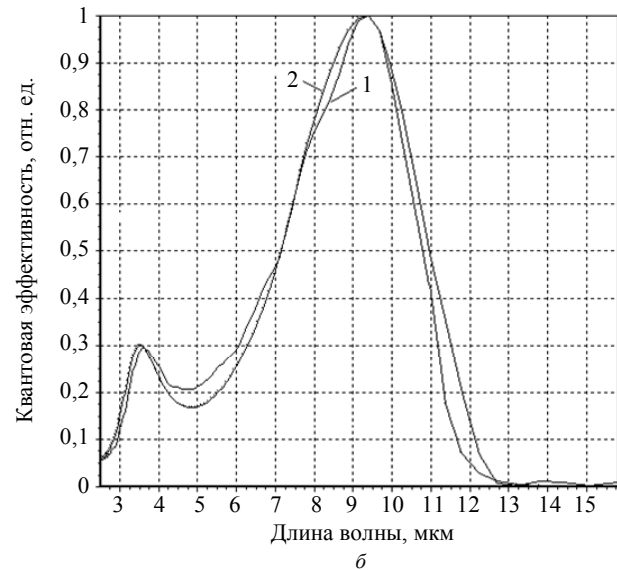
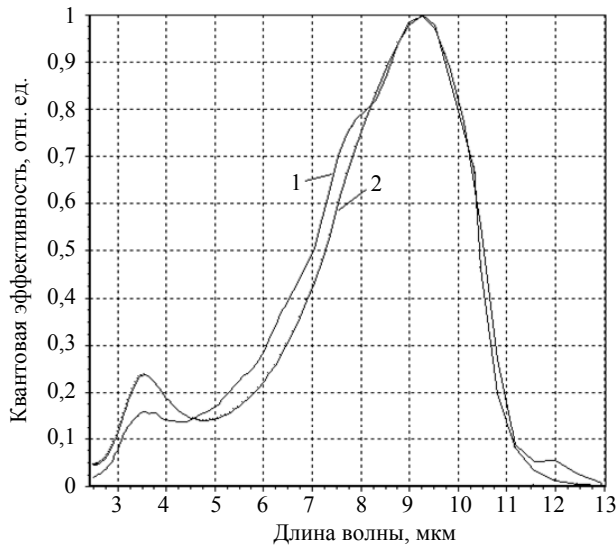
Изменения глубины области залегания металлургической границы перехода  $x_j$  влияют на форму зависимости квантовой эффективности  $\eta$  от коэффициента поглощения  $\alpha$  при больших значениях коэффициента поглощения. Уменьшение  $x_j$  приво-

дит к увеличению  $\eta_p$ , особенно при больших значениях  $\alpha$ , если  $L_n < x_p$ , так как в этом случае переход собирает большую часть носителей, генерированных внутри  $p$ -области. Однако при условии  $L_n < x_p$  квантовая эффективность  $\eta_p$  уменьшается, когда  $x_p$  становится меньше глубины проникновения  $1/\alpha$ , так как полное число носителей заряда, генерированных внутри  $p$ -области, уменьшается. В таком случае уменьшение  $\eta_p$  почти полностью компенсируется увеличением квантовой эффективности  $\eta_{DR}$  и  $\eta_n$ , главным образом, когда  $L$  велико. В результате уменьшение  $x_j$  приводит к увеличению полной квантовой эффективности  $\eta$  для больших значений  $\alpha$ , когда  $L_n < x_p$ , и вызывает слабое уменьшение  $\eta$  при малых  $L$  и при  $L_n > x_p$  и  $x_p < 1/\alpha$ . При глубине перехода в диапазоне от одного до нескольких микрон можно получить большие значения квантовой эффективности  $\eta$ . Низкие значения  $\eta$  достигаются при уменьшении длины  $p$ - $n$ -перехода  $L$  или диффузионной длины неосновных носителей  $L_p$  в  $n$ -области.

### Моделирование спектральной характеристики фоточувствительности

Проведено численное моделирование спектральной характеристики фоточувствительности  $n^+$ - $p$  переходов на основе ГЭС КРТ в зависимости от ряда параметров ГЭС КРТ (состава  $x$ , длины диффузии  $L_n$ , коэффициента диффузии  $D_n$  неос-

новых носителей заряда и скорости поверхностной рекомбинации  $s$ ). При расчете квантовой эффективности рассматривались две квазинейтральные области  $p$ - и  $n$ -типов и область обеднения. Сравнение экспериментальных характеристик с результатами моделирования представлено на рис. 8, *а*, *б*, *в* и в таблице.



**Рис. 8.** Сравнение экспериментальных характеристик (кривые 1) с результатами моделирования (кривые 2) при разных параметрах  $p$ - $n$ -перехода:  
*а* —  $x = 0,224$  мол. дол.,  $L = 15$  мкм; *б* —  $x = 0,222$  мол. дол.,  $L = 9$  мкм; *в* —  $x = 0,225$  мол. дол.,  $L = 10$  мкм

**Сводная таблица параметров фотодиодов**

Номер образца	Длина диффузии электронов, $L_n$ , мкм	Скорость поверхностной рекомбинации $s$ , см/с	Состав $x$ , мол. дол.	Толщина ГЭС КРТ $d$ , мкм	Толщина ГЭС КРТ (паспорт), мкм	Ошибка вычислений, %
1	16,76	162 000	0,2241	12,2	15	1,1143
2	4,72	103 000	0,2225	9,5	9	1,4092
3	6,43	147 000	0,2259	8,5	10	1,5503

Положение второго максимума в области коротких длин волн обусловлено наличием антиотражающих покрытий оптического окна и полупроводниковой подложки ГЭС КРТ.

Результаты моделирования показали соответствие экспериментальных и расчетных характеристик спектральной чувствительности. Из их сравнения определены параметры фотодиодов, изготовленных на основе ГЭС КРТ, выращенных методами ЖФЭ и МЛЭ: длина диффузии электронов  $L_n$ , скорость поверхностной рекомбинации  $s$ ,

состав  $x$ , толщина эпитаксиального слоя  $L$ . Расчет показал хорошее соответствие толщин рабочего слоя КРТ по сравнению с толщинами, заявленными в паспортах структур (9—15 мкм, см. данные

таблицы). Длина диффузии неосновных носителей заряда по результатам расчета составила 5—17 мкм. Скорости поверхностной рекомбинации на границе раздела рабочего фоточувствительного слоя КРТ — подложка составили  $(1—1,5) \cdot 10^5$  см/с. Образцам с большим вторым максимумом в области коротких длин волн соответствует меньшая скорость поверхностной рекомбинации  $s$ . Для образца, изготовленного методом ЖФЭ, скорость поверхностной рекомбинации  $s$  оказалась в 1,5 раза меньше, чем у образцов, выращенных методом МЛЭ. Ошибка вычислений составила порядка 1,0—1,5 %.

### Заключение

Разработанная модель квантовой эффективности и программа расчета спектральной характеристики фоточувствительности позволяют прогнозировать параметры фотодиодов на основе ГЭС КРТ. В работе проведено численное моделирование квантовой эффективности и диффузионного тока  $n^+$ - $p$ -переходов в рамках одномерной модели в квазинейтральных областях и в области обеднения. Дополнительно исследована квантовая эффективность в боковых областях фотодиодов, изготовленных в ГЭС КРТ, выращенных методами МЛЭ и ЖФЭ. По данным расчета, полная квантовая эффективность фотодиодов, полученных на основе ГЭС КРТ, близка к 70 %. Сбор носителей в боковых областях  $p$ - $n$ -перехода приводит к увеличению его геометрических размеров и дополнительному увеличению квантовой эффективности на 10—20 % при длине диффузии электронов от 8 до 25 мкм.

Численное моделирование спектральной характеристики фоточувствительности  $n^+$ - $p$ -переходов на основе ГЭС КРТ позволило определить параметры гетероэпитаксиальных структур КРТ, выращенных методами ЖФЭ и МЛЭ: длину диф-

фузии (9—15 мкм), скорость поверхностной рекомбинации  $s$   $(1—1,5) \cdot 10^5$  см/с, состав  $x$  и толщину эпитаксиального слоя  $L$ . Полученные данные позволяют предсказывать характеристики приборов на основе ГЭС КРТ, выращенных методами ЖФЭ и МЛЭ.

### Литература

1. Bovina L. A., Boltar K. O., Burlakov I. D., Golovin S. V., Ivanov V. Y., Saginov L. D., Stafeev V. I., Akimov V. M., Klimanov E. A., Lakeenkov V. M., Sidorov Yu. G. // Proc. SPIE. 1998. V. 3819. P. 9.
2. Акимов В. М., Бурлаков И. Д., Болтарь К. О., Климанов Е. А., Мансветов Н. Г., Пономаренко В. П., Сагинов Л. Д., Соляков В. Н., Стафеев В. И., Тимофеев А. А., Филачев А. М. // Прикладная физика. 2005. № 2. С. 7.
3. Белов А. Г., Белогорохов А. И., Лакеенков В. М. // ФТП. 2001. Т. 35. №. 8. С. 917.
4. Варвин В. С., Гутаковский А. К., Дворецкий С. А., Карташев В. А., Латышев А. В., Михайлов Н. Н., Придачин Д. Н., Ремесник В. Г., Рыхницкий С. В., Сабина И. В., Сидоров Ю. Г., Титов В. П., Швец В. А., Якушев М. В., Асеев А. Л. // Прикладная физика. 2002. № 6. С. 25.
5. Сидоров Ю. Г., Дворецкий С. А., Варвин В. С. и др. // ФТП. 2001. Т. 35. №. 9. С. 1092.
6. Физика соединений  $A_nB_{n-1}$ : Сб. статей/ Под ред. А. Н. Георгобидани и М. К. Шейнкмана. — М.: Наука, 1986.
7. Барышев Н. С. Свойства и применение узкозонных полупроводников. — Казань: Унипресс, 2000.
8. Boltar K. O., Burlakov I. D., Filachev A. M., Klimanov E. A., Ponomarenko V. P., Solyakov V. N., Stafeev V. I. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2007. V. 16. No. 4. P. 234.
9. Boltar K. O., Burlakov I. D., Ponomarenko V. P., Yakovleva N. I., Klimanov E. A., Akimov V. M. // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). 2008. V. 17. No. 1. P. 9.
10. Shokley W. // Bell System Technical Journal. 1949. V. 28. P. 435.
11. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. // In Semiconductors and Semimetals. 1981. V. 18. Ch. 6. P. 201.
12. Kinch M. A., Aqariden F., Chandra D., Liao P.-K., Schake H. F., Shih H. D. // Journal of Electronic Materials. 2005. V. 34. No. 6. P. 880.
13. Уайт М. Г. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения. Часть II. — М.: Мир, 1979.

## Spectral response investigation of MCT photodiodes on the base of heteroepitaxial structures

A. V. Nikonov, K. O. Boltar, N. I. Yakovleva  
Orion Research-and-Production Association,  
9 Kosinskaya str., Moscow, 111402, Russia  
E-mail: orion@orion-ir.ru

*Spectral responses of photodiodes formed in MCT heteroepitaxial structures have been simulated. The back-side illuminated  $n^+$ - $p$ -diodes were fabricated on an extrinsic-doped  $p$ -type HgCdTe*

*liquid-phase epitaxy (LPE) or molecular beam epitaxy (MBE) layers. One-dimensional models of the p-n-junction with short and long bases have been used to calculate the quantum efficiency. The transmission of incident radiation through optical antireflection coats, epitaxial layers, and the substrate were taken into account. Spectral response numerical simulation allows to determine an epilayers widths, composition, the diffusion length of minority charge carriers, the surface recombination on MCT epilayer interface, and evaluate the photoelectric crosstalk between neighbouring FPA photodiodes.*

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

*Keywords:* heteroepitaxial structures, FPA, spectral sensitivity, quantum efficiency.

Bibliography — 13 references.

*Received October 29, 2011*

\* \* \*