

## Повышение квантовой чувствительности фотодиодов на основе гетероструктуры InAs/InAsSb/InAsSbP

© А.Н. Именков, Е.А. Гребенщикова<sup>¶</sup>, Д.А. Старостенко, В.В. Шерстнев,  
Г.Г. Коновалов, И.А. Андреев, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 11 октября 2012 г. Принята к печати 17 октября 2012 г.)

Созданы фотодиоды на основе гетероструктуры InAs/InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub>/InAs<sub>0.50</sub>Sb<sub>0.20</sub>P<sub>0.30</sub> для спектрального диапазона 1–4.8 мкм, работающие при комнатной температуре. Показано, что при формировании на тыльной стороне фотодиодного чипа криволинейной отражающей поверхности, образованной множеством полусфер, наблюдается повышение квантовой чувствительности фотодиодов в 1.5–1.7 раза в интервале длин волн 2.2–4.8 мкм. При площади облучаемой поверхности фотодиода 0.9 мм<sup>2</sup> и площади *p–n*-перехода 0.15 мм<sup>2</sup> достигнуто дифференциальное сопротивление в нуле напряжения 30 Ом и квантовая чувствительность 0.24 электрон/фотон на длине волны 3 мкм. Проведено теоретическое рассмотрение работы фотодиода с переотражением потока фотонов в кристалле, возникающим в результате отражения от криволинейной поверхности тыльной стороны фотодиодного чипа. Показана возможность эффективного преобразования переотраженного потока фотонов в фототок при одновременном уменьшении площади *p–n*-перехода. Обнаружено увеличение квантовой чувствительности в коротковолновом интервале длин волн 1–2.2 мкм на 35% по сравнению с расчетными данными, обусловленное, вероятно, ударной ионизацией в узкозонной активной области.

### 1. Введение

В настоящее время значительное внимание уделяется разработке фотодиодов для средней инфракрасной области спектра [1–4]. Особенностью фотодиодов, работающих при комнатной температуре в диапазоне длин волн  $\lambda = 3–5$  мкм, является их низкая квантовая эффективность (20–40%), для увеличения которой применяют различные концентраторы падающего на поверхность фотодиода излучения в виде полусферических линз, параболических отражателей, линз Френеля и т.д. [5,6]. Однако эти внешние устройства достаточно дороги и громоздки. Авторы [7] применили глубокое травление фотодиодной мезы, т.е. создали „встроенный“ оптический концентратор, увеличивающий площадь сбора излучения, что позволило улучшить спектральные характеристики фотодиодов. В предыдущей работе [8] мы сообщали о результатах исследований, направленных на повышение квантовой чувствительности фотодиодов, возникающее в результате многократного переотражения фотонов от криволинейных поверхностей в фотодиодном кристалле.

Цель настоящей работы — определить, насколько эффективно можно преобразовывать в фототок вошедшее в кристалл излучение, используя его переотражение от криволинейных поверхностей в кристалле.

### 2. Методика создания фотодиодов и их исследование

Фотодиоды для экспериментов были изготовлены из гетероструктуры (рис. 1), выращенной на подложке *n*-InAs ориентации (100), легированной оловом

до концентрации носителей  $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>. В подложке с такой высокой концентрацией носителей, согласно [9], происходит сдвиг фундаментального края поглощения в коротковолновую область спектра (сдвиг Мосса–Бурштейна), и она становится прозрачной для излучения с длиной волны  $\lambda \gtrsim 2.5$  мкм. На подложке методом жидкофазной эпитаксии был выращен буферный слой *n*-InAs<sub>0.94</sub>Sb<sub>0.06</sub> толщиной 3.3 мкм, обеспечивающий уменьшение деформации активной области. Затем последовательно были выращены: широкозонный эмиттерный слой *n*-InAs<sub>0.50</sub>Sb<sub>0.20</sub>P<sub>0.30</sub> толщиной 6.2 мкм, легированный оловом до концентрации электронов  $\sim 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, преднамеренно не легированный (кон-

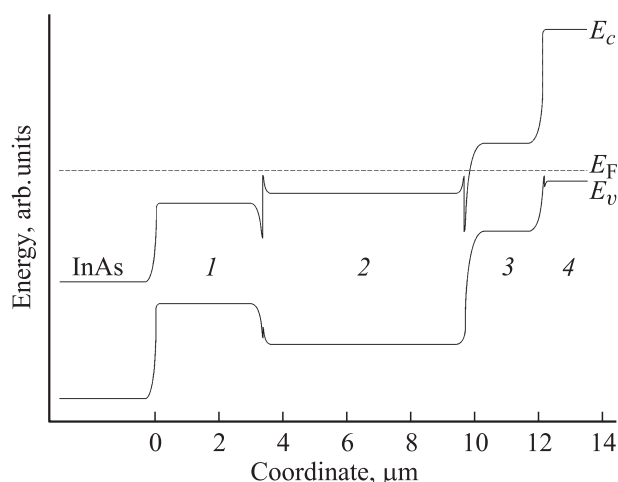
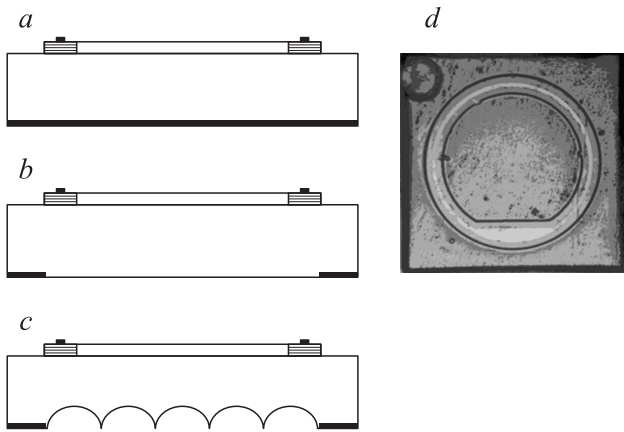


Рис. 1. Энергетическая зонная диаграмма фотодиодной структуры: 1 — *n*-InAs<sub>0.94</sub>Sb<sub>0.06</sub>, 2 — *n*-InAs<sub>0.5</sub>Sb<sub>0.2</sub>P<sub>0.3</sub>, 3 — *n*-InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub>, 4 — *p*-InAs<sub>0.5</sub>Sb<sub>0.2</sub>P<sub>0.3</sub>.  $E_c$ ,  $E_v$  — края зоны проводимости и валентной зоны.  $E_F$  — уровень Ферми.

<sup>¶</sup> E-mail: eagriropt7@mail.ioffe.ru



**Рис. 2.** Слева — схематические изображения поперечного сечения фотодиодных чипов *a*, *b*, *c*, различающихся рельефом тыльной стороны и площадью омического контакта к ней: *a* — плоская тыльная поверхность со сплошным омическим контактом; *b* — плоская тыльная поверхность, центральная часть диаметром 880 мкм свободна от контакта; *c* — поверхность с полусферическими углублениями центральной части. Справа (*d*) — фото чипа со стороны эпитаксиального слоя.

центрация электронов  $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) активный слой  $n\text{-InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$  толщиной 2.5 мкм и широкозонный эмиттерный слой  $p\text{-InAs}_{0.50}\text{Sb}_{0.20}\text{P}_{0.30}$  толщиной 1.4 мкм, легированный цинком до концентрации дырок  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . После выращивания гетероструктуры подложка была сошлифована до толщины 200 мкм и отполирована. Из одной гетероструктуры (серия DV-107) методами контактной фотолитографии и жидкостного химического травления были созданы три варианта фотодиодных чипов (*a*, *b*, *c*), схемы поперечного сечения которых приведены на рис. 2. Омические контакты создавались методом термического вакуумного напыления слоев  $\text{Cr}/\text{Au}\text{--}\text{Te}/\text{Au}$  к подложке  $n\text{-InAs}$  и  $\text{Cr}/\text{Au}\text{--}\text{Ge}/\text{Au}$  к  $p$ -слою. Со стороны эпитаксиального слоя все три вида чипов были идентичны (см. схематическое изображение поперечного сечения на рис. 2, *a*–*c* и фото на рис. 2, *d*). Они имели форму квадрата со стороной 950 мкм, в центре которого была сформирована кольцевая меза с внешним диаметром 770 мкм, внутренним диаметром 600 мкм и высотой 18 мкм. За пределами мезы, т.е. внутри и снаружи кольца, гетероструктура была стравлена до подложки. Площадь фоточувствительной площадки составила  $S_c = 0.151 \text{ мм}^2$ , площадь  $p\text{--}n$ -перехода  $S_{pn} = 0.191 \text{ мм}^2$ , а общая площадь чипа  $S_p = 0.9 \text{ мм}^2$ . Площадь поверхности  $\text{InAs}$ , обнажившейся после стравливания гетероструктуры до подложки, через которую падающий свет проникает в кристалл и достигает тыльной поверхности кристалла,  $S_d = 0.417 \text{ мм}^2$ , т.е. значительно больше площади  $p\text{--}n$ -перехода, поглощающего часть падающего света. Омический контакт, так же в форме кольца, с внешним радиусом 350 мкм и шириной 15 мкм располагался в средней части кольцевой мезы. Свободная от металла поверхность чипа (вариант *c*) составила  $S_k = 2.285 \text{ мм}^2$ , площадь кон-

тактов —  $S_m = 0.335 \text{ мм}^2$ , объем подложечной части кристалла —  $V = 0.184 \text{ мм}^3$ .

Таким образом, только часть излучения, падающего на лицевую поверхность чипа, поглощалась фоточувствительной площадкой кольцевой мезы, а остальная часть излучения, падающая за пределами мезы, свободно проникала в подложку толщиной  $h = 200 \text{ мкм}$  и частично достигала тыльной стороны чипа. Основные различия трех типов чипов состояли в рельефе тыльной стороны чипа и в размерах площади контакта к подложке.

Из рис. 2. видно, что меза-фотодиоды первого типа (рис. 2, *a*) имели плоскую поверхность тыльной стороны и омический контакт к подложке полностью закрывал тыльную поверхность фотодиодного чипа площадью  $0.9 \text{ мм}^2$ . Это — так называемый сплошной контакт, традиционно применяемый при изготовлении оптоэлектронных приборов. Световой поток, падающий на лицевую поверхность фотодиодного кристалла за пределами мезы, свободно проникает в прозрачную для длинноволнового излучения подложку и, достигнув тыльной стороны чипа, в основном поглощается на границе раздела подложка–омический контакт в области эвтектики.

Меза-фотодиоды второго типа (рис. 2, *b*) отличались от первого тем, что часть плоской тыльной стороны подложки (диаметром 880 мкм) была свободна от металлизации. В этом случае излучение, достигшее тыльной стороны, отражается от неметаллизированной поверхности подложки и частично попадает в область  $p\text{--}n$ -перехода, поглощаясь в активной области кольцевой мезы и давая фототок. Однако в этом случае световые потоки не могут изменять угол падения и отражения от границ кристалла.

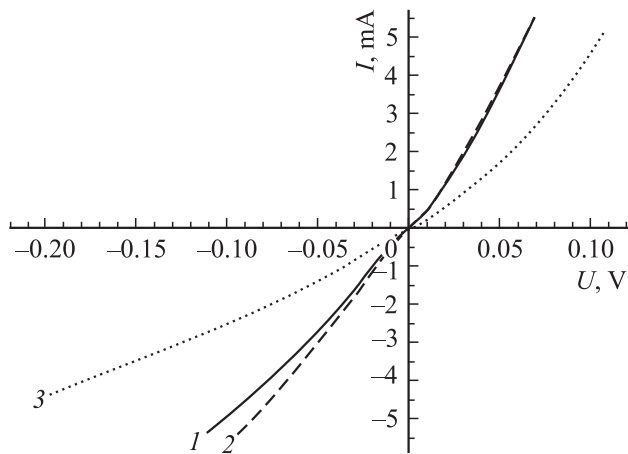
Меза-фотодиоды третьего типа (рис. 2, *c*) имели на неметаллизированной тыльной поверхности множество полусферических углублений радиусом 60 мкм. Металлизация была частичной, как в меза-фотодиодах второго типа (*b*). В этом случае излучение, проникающее в кристалл, многократно отражается от криволинейной поверхности. В результате световые потоки изменяют свои направления в кристалле и частично поглощаются в активной области кольцевой мезы, давая вклад в фототок.

Фотодиодные чипы монтировались подложечной стороной на корпус ТО-18 для проведения исследований электрических и фотоэлектрических характеристик созданных фотодиодов.

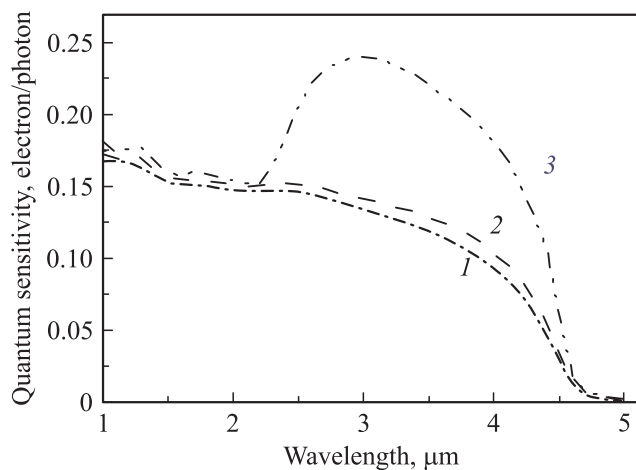
Для изучения спектров чувствительности фотодиодов использовался монохроматор SPM2 (Carl Zeiss). Измерения проводились по схеме синхронного детектирования с использованием прибора Stanford Research SR830.

### 3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики  $I(U)$  фотодиодов трех типов, измеренные при темпе-



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики фотодиодов трех типов (см. рис. 2): 1, 2 — с плоской поверхностью тыльной стороны, со сплошным омическим контактом (1, фотодиод *a*) и с центральной частью, свободной от контакта (2, фотодиод *b*); 3 — с полусферическими углублениями в центральной части подложки (фотодиод *c*).



**Рис. 4.** Спектры квантовой чувствительности фотодиодов трех типов (см. рис. 2): 1, 2 — с плоской поверхностью тыльной стороны со сплошным омическим контактом (1, фотодиод *a*) и с центральной частью, свободной от контакта (2, фотодиод *b*); 3 — с полусферическими углублениями в центральной части подложки (фотодиод *c*).

ратуре 300 К. Характеристики имеют вид диодных, однако насыщение обратного тока с увеличением обратного напряжения отсутствует. Это можно объяснить наличием инверсионного слоя *n*-типа проводимости на поверхности *p*-области. Насыщение отсутствует из-за того, что с увеличением обратного напряжения увеличивается глубина проникновения электронов из *n*-области в поверхностный инверсионный слой, т.е. площадь области утечки увеличивается. В ряде случаев удается выделить ток насыщения *p-n*-перехода. Величина его составляет 1–2 мА (0.5–1 А/см<sup>2</sup>), что соответствует сопротивле-

нию *p-n*-перехода в нуле напряжений 13–26 Ом. Значения плотности обратного темнового тока при напряжении обратного смещения 0.2 В составили 4, 5 и 2 А/см<sup>2</sup> для фотодиодов типов *a*, *b*, *c* соответственно. Сопротивление  $R_0$  фотодиодов в нуле смещения измерялось в диапазоне приложенного напряжения (+10)–(–10) мВ и составило величину  $R_0 = 15–30$  Ом. Это показывает, что  $R_0$  определяется в основном сопротивлением *p-n*-перехода, а не области поверхностного инверсионного слоя.

На рис. 4 представлены спектры чувствительности фотодиодов трех типов. Квантовая чувствительность фотодиодов с плоской тыльной стороной чипа (рис. 4, кривые 1, 2) уменьшается с увеличением длины волны. Длинноволновый край фоточувствительности соответствует краю межзонного поглощения наиболее узкозонного слоя  $\text{InAs}_{0.88}\text{Sb}_{0.12}$  (4.8 мкм). Квантовая чувствительность на границе коротковолнового края (1 мкм) достигает 0.16 электрон/фотон, т.е.  $\sim 130\%$  в пересчете на освещаемую площадь кольца. В случае криволинейной поверхности тыльной стороны чипа (рис. 4, кривая 3) имеется дополнительная фоточувствительность в интервале длин волн от 2.2 до 4.8 мкм. Квантовая эффективность в области коротковолнового края оказывается такой же большой, как в фотодиодах типов *a* и *b*.

Проведенные измерения показали, что использование отражательных оптических методов (таких, как создание криволинейной отражающей поверхности в виде множества полусфер на тыльной стороне структур) позволяет перераспределить потоки излучения в структуре и увеличить эффективную площадь сбора излучения. Из рис. 4 (кривая 3) видно, что квантовая эффективность в области длин волн 2.5–4.5 мкм возрастает почти в 2 раза по сравнению с фотодиодами с поглощающим омическим контактом на плоской тыльной стороне чипа (рис. 4, кривая 1) или с плоской частично неметаллизированной тыльной стороной чипа (рис. 4, кривая 2). Для серии фотодиодов с криволинейной, многократно отражающей поверхностью тыльной стороны чипа достигнута величина квантовой чувствительности в расчете на площадь чипа (0.9 мм<sup>2</sup>) 0.24 электрон/фотон в максимуме спектра на длине волны 3.1 мкм, или существенно больше единицы (1.43 электрон/фотон) в расчете на площадь *p-n*-перехода (0.151 мм<sup>2</sup>). При этом квантовая чувствительность фотодиода на длине волны 4.0 мкм составила 0.18 электрон/фотон. В области длин волн  $\lambda = 1–2$  мкм, где  $\text{InAs}$  сильно поглощает и не может внести вклад в фототок, получена квантовая эффективность  $\sim 0.16$  электрон/фотон в расчете на площадь чипа, или около единицы (0.95 электрон/фотон) в расчете на освещаемую площадь кольцевой мезы. Эти данные показывают, что в фотоэффекте участвует не только освещаемая площадь кольца, но и другие участки чипа.

Рассмотрим теоретически спектры чувствительности исследуемых фотодиодов. Наименьшую чувствительность (рис. 4, кривая 1) имеет фотодиод со сплошным поглощающим омическим тыльным контактом

(рис. 2, а). Здесь фототок возникает при однократном прохождении излучения через фотоактивную область кольца с  $p-n$ -переходом. Упрощенно квантовая чувствительность для освещаемой поверхности кольцевой мезы выражается формулой

$$\eta_m = T\gamma(1 - e^{-\alpha L}), \quad (1)$$

где  $T$  — коэффициент пропускания наружной поверхности,  $\gamma$  — коэффициент разделения возбужденных излучением электронно-дырочных пар,  $\alpha$  и  $L$  — эффективный коэффициент поглощения и толщина фотоактивных слоев соответственно. Для численных вычислений мы брали зависящий от длины волны коэффициент поглощения активного узкозонного слоя InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub> толщиной  $L = 2.5$  мкм.

Более высокую чувствительность (рис. 4, кривая 2) имеет фотодиод с частично свободной от металла тыльной стороной (рис. 2, б). В этом случае излучение многократно отражается от тыльной и лицевой сторон. Поэтому в отсутствие поглощения в подложке формула для квантовой чувствительности приобретает вид

$$\eta_k = T\gamma(1 - e^{-\alpha L}) / (1 - Re^{-\alpha L}), \quad (2)$$

где  $R = 1 - T$  — коэффициент отражения.

Из уравнений (1) и (2) можно определить  $\alpha L$ :

$$\alpha L = \ln[R / (1 - \eta_m / \eta_k)]. \quad (3)$$

На длине волны 4 мкм (рис. 4), когда поглощение происходит в основном в слое InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub>,  $\eta_m / \eta_k = 0.89$  и  $\alpha L = 0.82$ ; на длине волны 3 мкм  $\eta_m / \eta_k = 0.95$  и  $\alpha L = 1.6$ , т.е. увеличивается из-за уменьшения длины волны, как и должно быть. Эти данные соответствуют межзонному поглощению активного слоя InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub> с шириной запрещенной зоны  $E_g = 0.272$  эВ. На длинах волн  $\lambda < 2.6$  мкм поглощение имеет место и в приповерхностном слое InAs<sub>0.50</sub>Sb<sub>0.20</sub>P<sub>0.30</sub> с  $E_g = 0.47$  эВ, но это перераспределение поглощения мало влияет на результирующую величину квантовой чувствительности.

Рассмотрим структуры, часть тыльной стороны в которых свободна от металлизации и заполнена множеством полусфер, образующих криволинейную поверхность (рис. 2, в). На пути к тыльной стороне чипа возможны потери излучения при межзонном поглощении и поглощении на свободных носителях. Будем считать, что вероятность переизлучения мала из-за большой концентрации свободных носителей ( $5 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Криволинейная поверхность перенаправляет падающее на нее излучение по всему кристаллу, обеспечивая приблизительно равномерное распределение фотонов. В результате фоточувствительность для освещаемой поверхности определяется соотношением поглощающей способности фотоактивных слоев  $S_{pn}^*$  и суммарных потерь излучения, происходящих в контактах,  $S_m^*$ , через свободные поверх-

ности,  $S_k^*$ , и в кристалле,  $(\alpha_g + \alpha_d)V$ , т.е.

$$\eta = T\gamma S_{p-n}^* [S_{pn}^* + (\alpha_g + \alpha_d)V + S_k^* + S_m^*]^{-1} \exp[-(\alpha_g + \alpha_d)h], \quad (4)$$

где  $\alpha_g$  и  $\alpha_d$  — коэффициенты межзонного поглощения и поглощения на свободных носителях соответственно.

При однородном распределении фотонов можно вычислить  $S_{p-n}^*$  как произведение площади  $p-n$ -перехода  $S_{p-n}$  на поглощающую способность фотоактивных слоев  $J$ ,

$$J = 1 - \int_0^{\pi/2} \sin i \exp(-\alpha L / \cos i) di, \quad (5)$$

где  $i$  — угол падения излучения на фотоактивные слои. В первом приближении получается простое выражение для  $J$ :

$$J \approx 1 - \frac{\exp(-\alpha L)}{1 + \alpha L}. \quad (6)$$

Поскольку контакты освещаются только с одной стороны, то потери в них составляют

$$S_m^* = 0.5S_m(1 - R_m), \quad (7)$$

где  $R_m$  — коэффициент отражения от металлизированной поверхности площадью  $S_m$ .

В нашем случае будем считать, что  $R_m$  близок к нулю, так как контакты являются воженными.

Потери через свободные поверхности  $S_k^*$  вычисляются как произведение площади этих поверхностей  $S_k$  на долю излучения, проходящего через них в угле полного внутреннего отражения:

$$S_k^* = S_k n^{-1} (n + 1)^{-2}, \quad (8)$$

где  $n$  — коэффициент преломления сильно легированной подложки InAs. Поскольку  $J$  во много раз больше, чем  $n^{-1}(n + 1)^{-2}$ , излучение будет преимущественно поглощаться в фотоактивных слоях, а не выходить из кристалла через свободные поверхности. Сильную конкуренцию фотоактивным слоям могут составить поглощающие контакты и потери в кристалле, особенно при межзонном нефотоактивном поглощении.

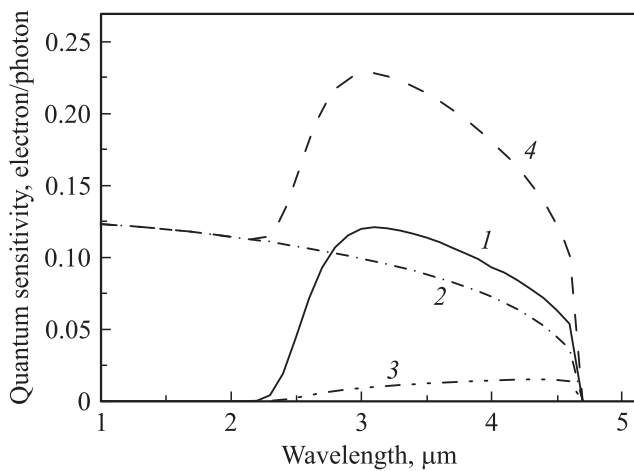
Квантовая эффективность в расчете на площадь чипа  $S_p$  для падающего на лицевую поверхность InAs первоначального излучения ( $\eta_d$ ) может быть выражена формулой (4), умноженной на  $S_d/S_p$ :

$$\eta_d = \eta S_d/S_p. \quad (9)$$

Излучение, падающее на кольцевую мезу, частично поглощается в фотоактивной области, давая фоточувствительность согласно формуле (1). Вклад в фоточувствительность всего чипа при этом составит

$$\eta_{pn} = \eta_m S_c/S_p. \quad (10)$$





**Рис. 5.** Расчетные спектры квантовой чувствительности фотодиода с полусферическими углублениями в центральной части тыльной стороны для падения излучения на лицевую поверхность подложки InAs (1), на поверхность кольцевой мезы (2), на подложку InAs через фотоактивные слои кольцевой мезы (3). 4 — суммарный спектр квантовой чувствительности.

Остальное излучение, прошедшее через фотоактивные слои, попадает из кольца в InAs, претерпевает небольшое поглощение на пути к тыльной поверхности, рассеивается полусферами по кристаллу и преобразуется в фототок по формуле (4). В результате его вклад в квантовую чувствительность фотодиода составит

$$\eta_{pnd} = \eta e^{-\alpha L} S_c / S_p. \quad (11)$$

На рис. 5 показаны спектры  $\eta_d$ ,  $\eta_{pn}$ ,  $\eta_{pnd}$  и суммарный теоретический спектр fotocувствительности исследуемого фотодиода  $\eta_{\Sigma}$ .

Спектр  $\eta_d$  (кривая 1) является полосовым: длинноволновая граница определяется красной границей межзонного поглощения узкозонного слоя InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub> (4.8 мкм), а коротковолновая — красной границей поглощения сильно легированного InAs (2.2 мкм). Спектр  $\eta_{pn}$  (кривая 2) является широкополосным с длинноволновой границей чувствительности на той же длине волны (4.8 мкм). Проникающее через фотоактивный слой кольцевой мезы излучение дает существенно меньший вклад  $\eta_{pnd}$  (кривая 3), чем  $\eta_d$  и  $\eta_{pn}$ . В спектральной области прозрачности InAs  $\eta_d$  на 30% больше, чем  $\eta_{pn}$ . Суммарный спектр  $\eta_{\Sigma}$  (кривая 4) имеет максимум 0.23 электрон/фотон на той же длине волны, что и спектр  $\eta_d$ .

Расчитанный спектр  $\eta_{\Sigma}$  соответствует по положению и амплитуде максимуму экспериментальному, что подтверждает участие перенаправленных световых потоков в формировании максимума и объясняет высокую fotocувствительность в максимуме. Однако fotocувствительность в области длин волн 1–2.2 мкм на 35% больше, чем расчетная величина. Это заставляет предположить участие других физических явлений в фотоэлектропреобразовании. Наиболее реальным представляется

явление ударной ионизации при межзонном поглощении фотонов, способное дать квантовый выход — число электронно-дырочных пар на один фотон — больше 1, увеличивающийся с уменьшением длины волны [10]. Во-первых, фотоны с длиной волны  $\lambda < 2.6$  мкм создают в лицевом слое  $p$ -InAs<sub>0.50</sub>Sb<sub>0.20</sub>P<sub>0.30</sub> электронно-дырочные пары, которые при разделении их  $p$ - $n$ -переходом дают первичный вклад в фототок, при этом кинетическая энергия части электронов, попавших в узкозонный слой  $n$ -InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub>, оказывается достаточной для ударной ионизации. В процессе акта ударной ионизации рождается еще одна электронно-дырочная пара, которая дает вклад во вторичный фототок. Эта составляющая фототока должна плавно увеличиваться с уменьшением длины волны из-за роста поглощения в лицевом слое. В самом лицевом слое ударная ионизация возможна для длин волн  $\lambda < 1.2$  мкм. Во-вторых, фотоны с  $\lambda < 2.1$  мкм, поглотившись в узкозонном слое InAs<sub>0.88</sub>Sb<sub>0.12</sub>, могут также вызывать ударную ионизацию, вероятность которой увеличивается с уменьшением длины волны. При длинах волн  $\lambda < 1.5$  мкм возможна двукратная, а при  $\lambda < 1.1$  мкм — трехкратная ударная ионизация. На этих длинах волн в экспериментальных спектрах действительно видны ступеньки роста квантовой чувствительности с уменьшением длины волны (рис. 4), что является доводом в пользу осуществления ударной ионизации преимущественно в узкозонном слое.

Экспериментальные данные соответствуют суммарной вероятности ударной ионизации  $\sim 35\%$ .

## 4. Заключение

Таким образом, предложен и реализован новый метод повышения квантовой чувствительности фотодиодов для среднего инфракрасного диапазона при одновременном уменьшении площади  $p$ - $n$ -перехода. Проведены сравнительные исследования чувствительности фотодиодов, содержащих как поглощающие, так и отражающие тыльные стороны фотодиодного чипа. Показано, что в случае использования криволинейной многократно отражающей поверхности на тыльной стороне фотодиодного чипа в виде полусфер наблюдается повышение квантовой эффективности фотодиода в 1.5–1.7 раза в интервале длин волн 2.2–4.8 мкм. В интервале длин волн 1–2.6 мкм обнаружено увеличение квантовой чувствительности, которое можно объяснить размножением электронно-дырочных пар путем ударной ионизации.

Работа частично поддержана программой президента РАН № 24 „Фундаментальные основы технологий наноструктур и наноматериалов“, грантами РФФИ № 10-02-93110-НЦНИЛ\_а, 10-20-00548-а, а также государственным контрактом № 11705.004.11.001.

## Список литературы

- [1] Yu.P. Yakovlev, I.A. Andreev, S.S. Kizhayev, E.V. Kunitsyna, M.P. Mikhailova. Proc. SPIE, **6636**, 66360D (2007).

- [2] H.H. Gao, A. Krier, V.V. Sherstnev. *J. Appl. Phys.*, **85** (12), 8419 (1999).
- [3] H.H. Gao, A. Krier, V.V. Sherstnev. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (6), 872 (2000).
- [4] В.В. Шерстнев, Д.А. Старостенко, И.А. Андреев, Г.Г. Коновалов, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **37** (1), 11 (2011).
- [5] R. Clark Jones. *Appl. Optics*, **1**, 607 (1962).
- [6] М.А. Ременный, В.А. Матвеев, Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Н.М. Стус, Н.Д. Ильинская. *Proc. SPIE*, **6585**, 658 504 (2007).
- [7] А.Л. Закгейм, Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стус, А.Е. Черняков. *ФТП*, **43** (3), 412 (2009).
- [8] Е.А. Гребенщикова, Д.А. Старостенко, В.В. Шерстнев, Г.Г. Коновалов, И.А. Андреев, О.Ю. Серебренникова, Н.Д. Ильинская, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **38** (10), 43 (2012).
- [9] E. Burstein. *Phys. Rev.*, **83**, 632 (1954).
- [10] J. Tauc, A. Abraham. *Czech. J. Phys.*, **9**, 95 (1959).

Редактор Л.В. Шаронова

## Quantum sensitivity increasing of photodiodes based on InAs/InAsSb/InAsSbP heterostructures

A.N. Imenkov, E.A. Grebenschikova, D.A. Starostenko, V.V. Sherstnev, G.G. Konovalov, I.A. Andreev, Yu.P. Yakovlev

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Room temperature operated photodiodes based on InAs/InAsSb/InAsSbP heterostructures were created for the spectral range 1–4.8  $\mu\text{m}$ . It is shown that the formation of a curvilinear reflecting surface (instead of flat surface) consisting of multitude of hemispheres on the photodiode chip backside leads to an increase in the quantum sensitivity of photodiodes by a factor of 1.5–1.7 in the entire wavelength interval 2.2–4.8  $\mu\text{m}$ . For the obtained photodiodes with a  $p-n$  boundary area of 0.15  $\text{mm}^2$ , and illuminated area of 0.9  $\text{mm}^2$ , a differential resistance at zero bias reached 30  $\Omega$ , and quantum sensitivity 0.24 electron/photon at wavelength 3  $\mu\text{m}$ . A theoretical examination of the photodiode with over-reflection of the photons flow in crystal due to reflecting from the curvilinear surface on the photodiode chip backside is realized. A possibility of effective transformation of the over-reflection flow to photocurrent simultaneously with decrease  $p-n$  boundary area is shown. An increase of quantum sensitivity as high as 35% in the short-wavelength range 1–2.2  $\mu\text{m}$  in compare with calculated data is found out. This fact is determined probably by impact ionization in the narrow-bandgap region.