

# Пространственная неравномерность протекания тока и ее учет при определении характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе InAsSbP/InAs

© Н.В. Зотова, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев<sup>¶</sup>, М.А. Ременный,  
А.Ю. Рыбальченко, Н.М. Стусь

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

(Получена 19 октября 2010 г. Принята к печати 22 октября 2010 г.)

Проведен анализ вольт-амперных характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе структур InAsSbP/InAs, учитывающий сгущение линий тока вблизи контактов, с использованием экспериментальных данных о распределении интенсивности электролюминесценции по поверхности диодов. Обсуждено влияние потенциального барьера, связанного с переходом  $N$ -InAsSbP/ $n$ -InAs в двойных гетероструктурах, на дифференциальное сопротивление диодов при нулевом смещении, величину обратного тока и на растекание прямого тока.

## 1. Введение

Фотодиоды (ФД), чувствительные в средней инфракрасной (ИК) области спектра (2–5 мкм), находят применение в приборах газового анализа, измеряющих пропускание среды на выделенных длинах волн, например, на длине волны  $\lambda = 3.3\text{--}3.4$  мкм для метана при использовании поверхностно облучаемых структур  $P$ -InAsSbP/ $n$ -InAs [1].

При обратном смещении величина сопротивления  $p$ - $n$ -перехода преобладает над значением омического сопротивления, а площадь протекания тока совпадает с площадью  $p$ - $n$ -перехода ввиду равномерного (однородного) растекания обратного тока [2]. Поэтому при наличии насыщения обратного тока с учетом вышеуказанной равномерности определение характеристик поверхностно облучаемых ФД, имеющих верхний контакт ограниченной площади, не представляет затруднений. На практике, однако, иногда возникает необходимость анализа ФД, не обладающих выраженным насыщением обратной ветви вольт-амперной ( $I$ - $V$ ) характеристики. Распространенным методом при изучении таких ФД является определение величины обратного тока и его туннельной составляющей из анализа прямой ветви  $I$ - $V$ -характеристики (см., например, [3]). При прямом смещении имеет место сгущение линий тока вблизи контактов, приводящее к уменьшению эффективной площади протекания тока и увеличению фактора идеальности, определяемого из экспоненциального участка экспериментальной  $I$ - $V$ -характеристики [4,5]. Однако, сгущение линий тока ранее не учитывалось при анализе свойств ФД.

При исследовании растекания тока в диодах обычно используется модель, основанная на решении уравнения Лапласа, учитывающая объемные сопротивления слоев  $n$ - и  $p$ -типа, переходное сопротивление контакта и диффузионный механизм токопрохождения в  $p$ - $n$ -переходе ( $I = I_{\text{sat}}[\exp(eV/nkT) - 1]$ , фактор идеальности  $n = 1$ ) [6]. В [7] подобная модель применялась

при изучении светодиодов (СД) на основе структур InAsSbP/InAs, при этом сопротивление контакта не учитывалось. В реальных диодах фактор идеальности, как правило, больше 1, а сопротивление контакта отлично от нуля, поэтому результаты расчетов не в полной мере соответствовали эксперименту.

В данной работе проводится анализ  $I$ - $V$ -характеристик ФД на основе структур InAsSbP/InAs в рамках простой феноменологической модели, учитывающей экспериментальное распределение интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) по поверхности диода и сгущение линий тока под контактом.

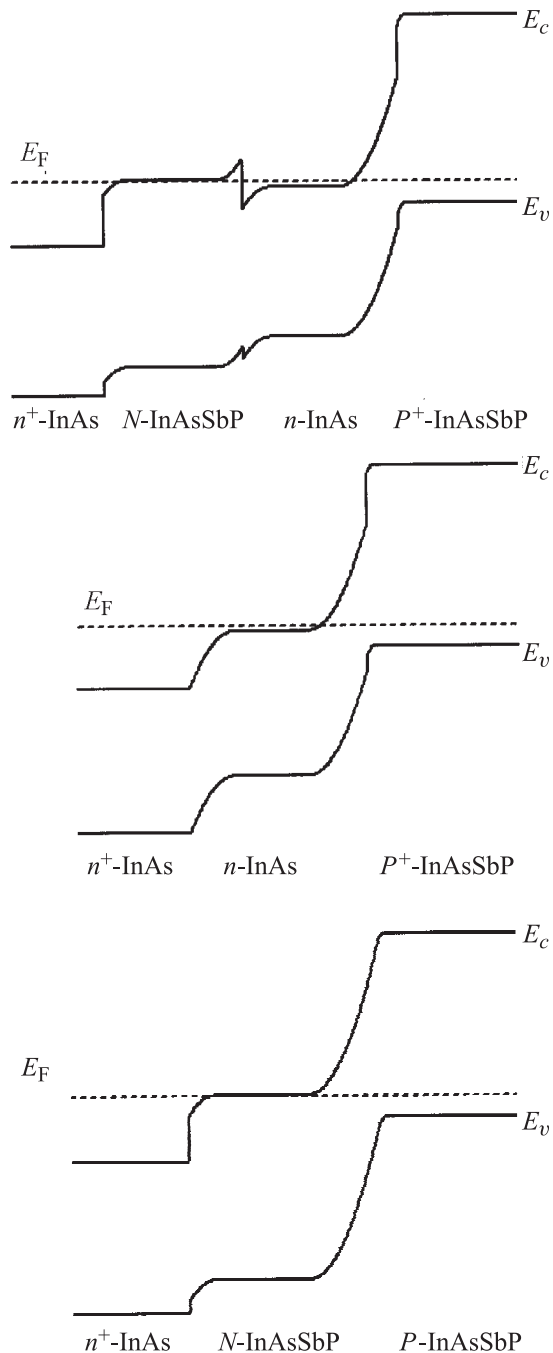
## 2. Образцы и методика эксперимента

Эпитаксиальные структуры выращивались на сильно легированных подложках  $n^+$ -InAs ( $n^+ = (1\text{--}4) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и были изопериодны с InAs; контактные слои (для анода) состояли из InAsSbP и легировались Zn.

Одиночные гетероструктуры (ОГС) содержали активный слой  $n$ -InAs толщиной 3–10 мкм и контактный слой  $P$ -InAsSbP<sub>0.18</sub> толщиной 3–4 мкм, двойные гетероструктуры (ДГС) дополнительно содержали нелегированный слой  $N$ -InAsSbP<sub>0.18</sub> толщиной 2–3 мкм, расположенный между подложкой и активным слоем толщиной 3–4 мкм; толщина контактного слоя в ДГС составляла 2–6 мкм. Структуры с гомо- $p$ - $n$ -переходом были аналогичны описанным в [8] и содержали слой InAsSbP<sub>0.16</sub> (ширина запрещенной зоны  $E_g \approx 432$  мэВ) толщиной 5 мкм с расположенным в нем  $p$ - $n$ -переходом. Последовательность слоев и энергетические диаграммы структур, рассчитанные в соответствии с данными [9], представлены на рис. 1. Разрывы зон на гетерограницах в ДГС и ОГС составили  $\Delta E_c = 119$  мэВ и  $\Delta E_v = -30$  мэВ, в структурах с гомо- $p$ - $n$ -переходом на границе с подложкой  $\Delta E_c = 105$  мэВ и  $\Delta E_v = -27$  мэВ.

Образцы изготавливались в виде квадратных чипов размером (350 × 350)–(400 × 400) мкм с помо-

<sup>¶</sup> E-mail: Bmat@iropt3.ioffe.ru



**Рис. 1.** Зонные диаграммы ДГС (вверху), ОГС (в центре) и структуры с гомо-*p-n*-переходом (внизу).

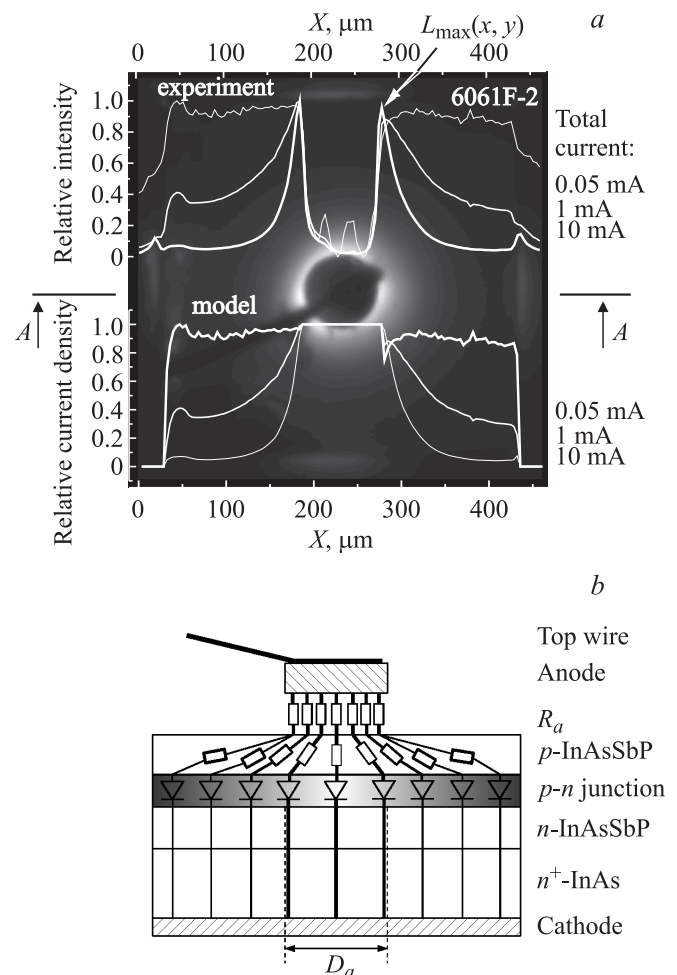
стью стандартной фотолитографии. Омические контакты создавались методом термического испарения в вакууме многослойной композиции аналогично [10]. Контакт к слою *P-InAsSbP* (круглый анод диаметром  $D_a = 90-110$  мкм) занимал не более 10% площади чипа, контакт к подложке (катод) был сплошным, занимающим всю площадь чипа. Чипы монтировались подложкой на стандартный корпус ТО-18.

Распределение интенсивности ЭЛ по поверхности чипа при питании постоянным током (режим CW) реги-

стрировалось со стороны анода ИК-камерой с охлаждаемым детектором  $128 \times 128$  элементов на основе InAs, имеющим максимум чувствительности в области спектра 2.9 мкм и резкий спад чувствительности в длинноволновой области спектра ( $\lambda_{0.5} = 3.05$  мкм) [11]. *I-V*-характеристики и спектры ЭЛ измерялись при комнатной температуре в импульсном режиме (5–10 мкс, 500 Гц). Спектры фоточувствительности и ЭЛ имели максимум при  $\lambda = 3$  и 3.3–3.4 мкм в структурах с гомо-*p-n*-переходом и в многослойных структурах (ОГС, ДГС) соответственно. Ватт-амперные (*L-I*) характеристики в режиме CW определялись численным интегрированием распределения интенсивности излучения по поверхности диода, а в импульсном режиме (500 Гц, 5 мкс) с помощью фотоприемника на основе InSb.

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 2, *a* представлено типичное изображение излучающей поверхности ФД с гомо-*p-n*-переходом при



**Рис. 2.** Изображение излучающей поверхности диода с гомо-*p-n*-переходом при токе 10 мА (*a*) и эквивалентная схема ФД (*b*).

Параметры  $p$ - $n$ -структур

Номер образца	Тип структуры	Площадь $p$ - $n$ -перехода, $A$ , см <sup>2</sup>	Площадь анода, $S_a$ , см <sup>2</sup>	„Искаженные“ параметры			„Неискаженные“ параметры			$n_L$	$R_0A$ , Ом · см <sup>2</sup>	$(I_{tot\ sat}/A)_{R_0}$ , МА/см <sup>2</sup>	$\lambda$ , мкм
				$I_{tot\ sat}^F/A$ , МА/см <sup>2</sup>	$I_{tot\ sat}^R/A$ , МА/см <sup>2</sup>	$n$	$I_a^F/S_a$ , МА/см <sup>2</sup>	$I_a^R/S_a$ , МА/см <sup>2</sup>	$n_a$				
571-173	ДГС	$1.24 \cdot 10^{-3}$	$6.36 \cdot 10^{-5}$	110	*	1.8	42	*	1.32	1.32	1.24	21	3.37
6059-42	ОГС	$1.48 \cdot 10^{-3}$	$8.49 \cdot 10^{-5}$	79	18	1.56	28	18	1.07	1.14	1.04	25	3.38
6061F-2	Гомо- $p$ - $n$ -переход	$1.46 \cdot 10^{-3}$	$6.36 \cdot 10^{-5}$	35	11	1.93	17	11	1.24	1.27	2.54	11	2.97

Примечание. \* Для некоторых образцов определить значения  $I_{tot\ sat}^R$  и  $I_a^R$  было невозможно вследствие отсутствия насыщения тока в обратной ветви  $I$ - $V$ -характеристики.

прямом токе 10 мА, полученное с помощью ИК-камеры, где темный цвет соответствует низкой, а белый — высокой интенсивности излучения. Черный круг в центре рис. 2, а обусловлен затенением непрозрачным анодом. Белыми линиями показано распределение интенсивности излучения (вверху) и смоделированное распределение плотности тока (внизу) вдоль прямой, проходящей через центр чипа (сечение  $A$ - $A$ ), для токов 0.05, 1 и 10 мА. Моделирование распределения плотности тока проводилось исходя из следующих предположений: 1) локальная интенсивность излучения  $L(x, y)$  пропорциональна локальной плотности тока  $j(x, y)$ ; 2) интенсивность излучения (плотность тока) под анодом постоянна и равна интенсивности излучения (плотности тока) в непосредственной близости от анода; 3) вне области чипа плотность тока и интенсивность ЭЛ равны нулю. Основание для предположения 1 дает отсутствие заметной рекомбинации Шокли-Рида в аналогичных образцах [12]. Другим важным обстоятельством для вышеуказанного предположения является отсутствие смещения спектров ЭЛ при изменении тока, т.е. постоянство коэффициента перекрытия спектров излучения диода и чувствительности ИК-камеры, характерное для подобных структур<sup>1</sup> [4]. Коэффициент перекрытия составил 58% и 10–15% для образцов с гомо- $p$ - $n$ -переходом и многослойных структур (ОГС, ДГС) соответственно. Предположение 2 (о постоянстве тока под анодом) является обычным для теоретического рассмотрения растекания тока [6]; его справедливость следует также из наблюдений равномерного распределения интенсивности излучения над анодом во всех флип-чип светодиодах на основе аналогичных структур InAs/InAsSbP, полученного при измерениях со стороны подложки [12]. Из рис. 2, а видно, что при малых токах ( $I \leq 0.05$  мА) имеет место равномерное распределение интенсивности излучения и плотности тока; при больших токах ( $I \geq 1$  мА) проявляется сгущение линий тока, т.е. локализация излучения/тока вблизи анода, что является следствием высокого контактного сопротивления  $R_a$  [6], точнее, условия  $R_a + R_p > R_{pn}$ , где  $R_p$  и

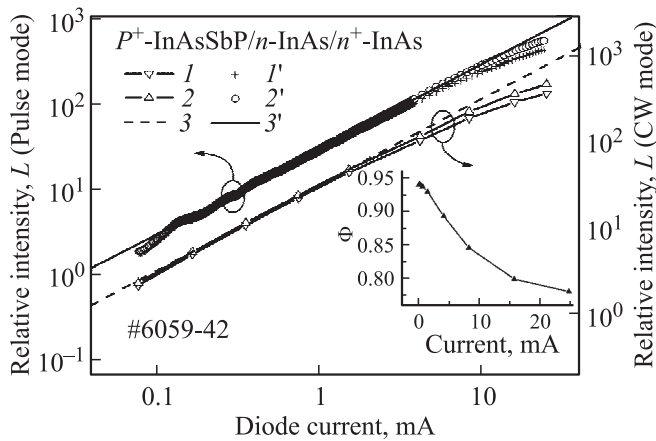
$R_{pn}$  — сопротивления слоя  $P$ -InAsSbP и  $p$ - $n$ -перехода соответственно [7]. Локализация тока под контактом поясняется эквивалентной схемой, представленной на рис. 2, б, где светлый цвет области  $p$ - $n$ -перехода и большая толщина линий тока соответствуют высокой, а темный цвет области  $p$ - $n$ -перехода и малая толщина линий тока — низкой локальной плотности тока. При больших токах сопротивление  $p$ - $n$ -перехода пренебрежимо мало ( $R_{pn} \ll R_a + R_p$ ) и локальная плотность тока зависит от длины пути протекания  $l$  в слое  $P$ -InAsSbP ( $R_p(x, y) \propto l(x, y)$ ). По этой причине в областях диода, удаленных от анода, локальная плотность тока (интенсивность излучения) существенно ниже, чем в центре образца. При малых токах выполняется условие  $R_{pn} \gg R_p + R_a$  и распределение плотности тока (интенсивности излучения) по поверхности чипа равномерно.

На первом этапе были проанализированы  $L$ - $I$ -характеристики и оценена роль безызлучательной оже-рекомбинации. Для этого был введен фактор использования оптической мощности (ФИОМ), равный отношению интенсивности излучения, регистрируемого ИК-камерой, к полной интенсивности излучения, рассчитанной для диода с прозрачным анодом [4]:

$$\Phi = \left( \iint_{x,y} L(x,y) dx dy \right) / \left( S_a \cdot L_{\max} + \iint_{x,y} L(x,y) dx dy \right), \quad (1)$$

где  $L(x, y)$  — интенсивность регистрируемого ИК-камерой излучения в точке с координатами  $x, y$  на поверхности контактного слоя  $P$ -InAsSbP,  $S_a$  — площадь анода,  $L_{\max}$  — интенсивность излучения в непосредственной близости от анода. Полная интенсивность излучения, т.е. интенсивность излучения диода с прозрачным анодом, определялась как  $L_{\Sigma} = L/\Phi$ . На рис. 3 представлены  $L$ - $I$ - и  $L_{\Sigma}$ - $I$ -характеристики при постоянном (CW) и импульсном (Pulse) токе, а также зависимость ФИОМ от тока (CW режим, см. вставку) в образце ОГС. Линейными (без заметной оже-рекомбинации) считались участки  $L_{\Sigma}$ - $I$ -характеристики с отклонением от аппроксимирующих линейных функций не более 10%. Зависимость  $L_{\Sigma}^{\text{Pulse}}$ - $I$  была линейна до токов 15.8 мА, при более высоких токах данная зависимость была сублинейна,

<sup>1</sup> Данное обстоятельство имело место в широком диапазоне импульсных токов. Измерения спектров ЭЛ при постоянном токе не проводились.



**Рис. 3.** Ватт-амперные характеристики для образца ОГС при постоянном ( $I - L-I$ ,  $2 - L_{\Sigma}-I$ ) и импульсном ( $I' - L-I$ ,  $2' - L_{\Sigma}-I$ ) токе и аппроксимирующие линейные функции ( $3, 3'$ ). На вставке — зависимость ФИОМ от тока в образце ОГС при постоянном токе.

очевидно, вследствие оже-рекомбинации. Для ДГС и структур с гомо- $p-n$ -переходом  $L_{\Sigma}^{\text{Pulse}}-I$ -характеристики были линейны до токов 25 и 10 мА соответственно.<sup>2</sup> При постоянном токе зависимости  $L_{\Sigma}^{\text{CW}}-I$  для ДГС сохраняли линейность в меньшем диапазоне токов (1–12 мА), очевидно, вследствие смещения спектра ЭЛ в длинноволновую область (уменьшения коэффициента перекрытия), вызванного джоулевым разогревом при  $I > 12$  мА.

Несущественность оже-рекомбинации, т.е. соблюдение условия  $L(x, y) \propto j(x, y)$  в широком диапазоне токов, позволила на втором этапе рассчитать ток, протекающий в области  $p-n$ -перехода под анодом, как

$$I_a = I_{\text{tot}}(1 - \Phi). \quad (2)$$

На рис. 4 (вверху) представлены измеренная ( $I_{\text{tot}}^{\text{Pulse}}-V$ ) и рассчитанная ( $I_a^{\text{Pulse}}-V$ ) характеристики образца с гомо- $p-n$ -переходом и функции вида  $I = I_{\text{sat}}^F [\exp(eV/nkT) - 1]$ , в которых варьируемые параметры (ток насыщения  $I_{\text{sat}}^F$  и фактор идеальности  $n$ ) были получены из экспоненциальных участков прямых ветвей по методу наименьших квадратов. Сгущение линий тока приводило к заметному увеличению фактора идеальности, так, например, для образца с гомо- $p-n$ -переходом, для  $I_{\text{tot}}^{\text{Pulse}}-V$ -характеристики значение  $n$  составляло  $n = 1.93$ , а для  $I_a^{\text{Pulse}}-V$ -характеристики  $n_a = 1.24$  (см. таблицу). Ток насыщения определялся также из обратной ветви, при этом его значение ( $I_{\text{sat}}^R$ ) принималось равным значению тока в точке пересечения экстраполированного линейного участка обратной ветви с осью токов. Для  $I_{\text{tot}}^{\text{Pulse}}-V$ -характеристики из прямой и обратной ветвей получены значения тока насыщения  $I_{\text{tot sat}}^F = 51$  мкА и  $I_{\text{tot sat}}^R = 17$  мкА соответственно;

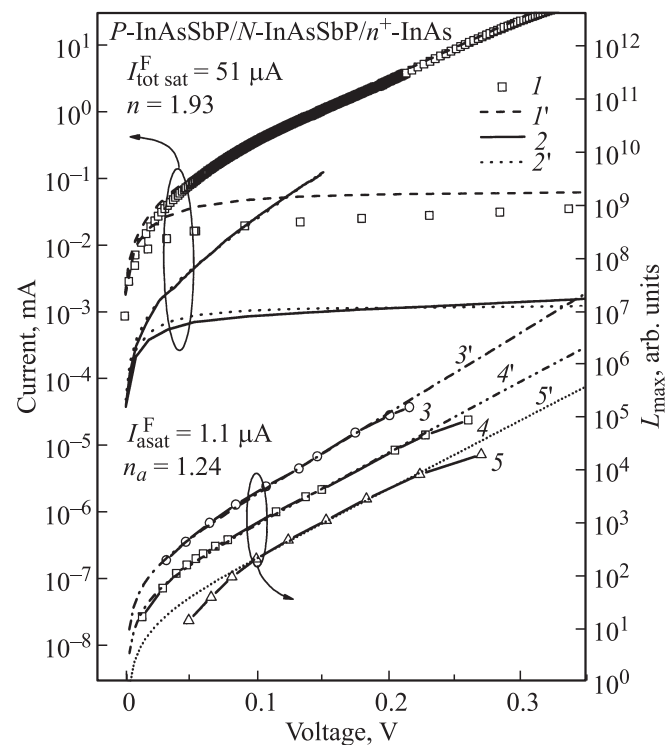
<sup>2</sup> При малых токах на  $L-I$ -характеристике видны отклонения от линейности, вероятно, связанные с погрешностями измерений.

существенное различие в значениях  $I_{\text{sat}}$ , определенных из прямой и обратной ветвей вышеуказанным образом ( $I_{\text{tot sat}}^F/I_{\text{tot sat}}^R = 3$ ), связано с искажением прямой ветви вследствие сгущения линий тока. Действительно, для  $I_a^{\text{Pulse}}-V$ -характеристики, для которой эффект сгущения линий тока был учтен, различие в значениях тока насыщения, определенных из прямой и обратной ветвей, было в 2 раза меньше, чем для  $I_{\text{tot}}^{\text{Pulse}}-V$ -характеристики ( $I_a^{\text{F sat}}/I_a^{\text{R sat}} = 1.6$ ).

Другая возможность получения „неискаженных“ значений фактора идеальности состояла в анализе ватт-вольтовой зависимости для локальной области вблизи анода при постоянном токе ( $L_{\text{max}}^{\text{CW}}-V$ ; см. рис. 4 (внизу)), наименее подверженной влиянию  $R_p$  по сравнению с другими зависимостями  $L(x, y)-V$ . Зависимости  $L_{\text{max}}^{\text{CW}}-V$  для всех образцов в широком диапазоне напряжений хорошо аппроксимировались функциями вида

$$L_{\text{max}}^{\text{CW}} \propto [\exp(eV/n_L kT) - 1], \quad (3)$$

что, очевидно, является следствием выполнения условия  $L(x, y) \propto j(x, y)$ . Значения фактора идеальности  $n_L$ , полученные из (3), несущественно отличались от зна-

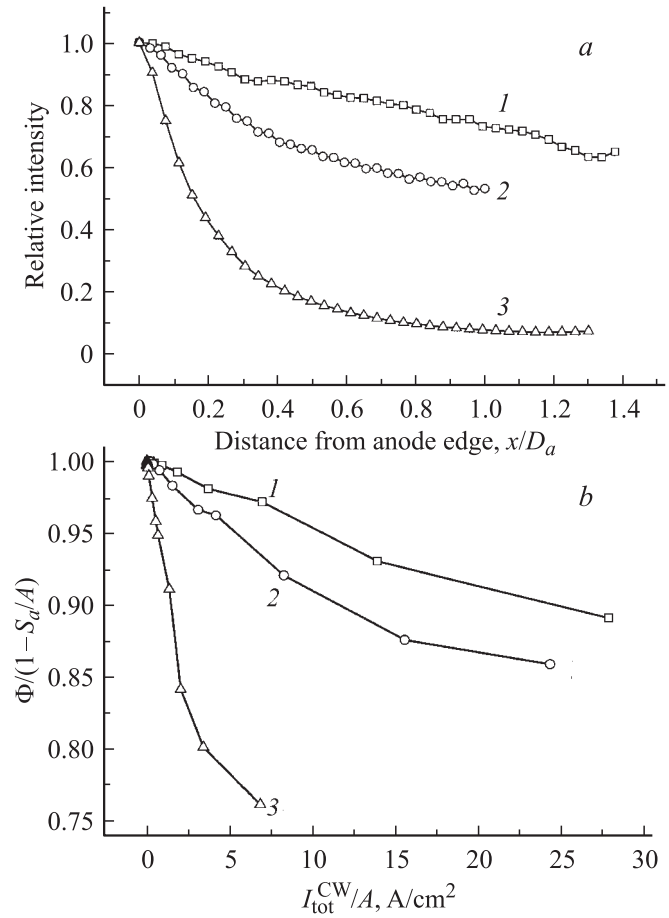


**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики ФД с гомо- $p-n$ -переходом при импульсном токе:  $I$  и  $I'$  —  $I_{\text{tot}}-V$ ,  $2$  и  $2'$  —  $I_a-V$ ,  $I'$  и  $2'$  — функции  $I = I_{\text{sat}} [\exp(eV/nkT) - 1]$  (вверху); вольт-ваттные зависимости  $L_{\text{max}}-V$  при постоянном токе:  $3$  и  $3'$  — для ОГС,  $4$  и  $4'$  — для структур с гомо- $p-n$ -переходом,  $5$  и  $5'$  — для ДГС;  $3', 4', 5'$  — функции  $L_{\text{max}} \propto [\exp(eV/n_L kT) - 1]$  (внизу). Приведенные зависимости  $L_{\text{max}}-V$  не отражают реального соотношения интенсивностей ЭЛ в структурах разных типов.

чений  $n_a$ , полученных с использованием соотношений (1) и (2), так, например, для образцов с гомо- $p-n$ -переходом  $n_L = 1.27$ , а  $n_a = 1.24$ . При малых смещениях  $V < 0.1$  В зависимость  $L_{\max}^{\text{CW}} - V$  для ДГС имела больший наклон, чем экспоненциальный участок функции (3) (рис. 4), что связано, вероятнее всего, с наличием потенциального барьера на  $N-n$ -переходе (рис. 1). Действительно, исследование аналогичных образцов ДГС методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) выявило в них наличие двух барьеров, связанных с  $p-n$ - и  $N-n$ -переходами, причем высота барьера на  $N-n$ -переходе при прямом смещении была в 1.5 раза меньше, а при обратном смещении — в 1.2 раза больше высоты барьера на  $p-n$ -переходе [4]. Следует, однако, заметить, что зависимость  $L_{\Sigma}^{\text{CW}} - I_{\text{tot}}^{\text{CW}}$  была сверхлинейна при токах  $I_{\text{tot}}^{\text{CW}} < 1$  мА ( $V < 0.1$  В), поэтому нельзя исключать в качестве причин вышеуказанных отклонений утечки тока по поверхности диода. Для ОГС и образцов с гомо- $p-n$ -переходом зависимости  $L_{\max}^{\text{CW}} - V$  согласовались с функциями (3) с отклонением не более 10% в диапазонах напряжений (токов) до 0.2 В (15 мА) и 0.23 В (5 мА) соответственно. Данное согласование предсказывало линейный вид характеристик  $L_{\Sigma}^{\text{CW}} - I_{\text{tot}}^{\text{CW}}$  в указанных диапазонах токов, однако характеристики  $L_{\Sigma}^{\text{CW}} - I_{\text{tot}}^{\text{CW}}$ , рассчитанные из распределения интенсивности ЭЛ по поверхности диода, были сублинейны уже при  $I_{\text{tot}}^{\text{CW}} > 1-1.5$  мА, что связано, по-видимому, с несовершенством модели, не учитывающей всех особенностей распределения излучения в диоде.

Из измеренных  $I_{\text{tot}}^{\text{Pulse}} - V$ -характеристик вычитались токи утечек по поверхности, рассчитанные с использованием линейных участков обратных ветвей, и определялось произведение дифференциального сопротивления при нулевом смещении на площадь  $p-n$ -перехода ( $R_0A$ ) — один из наиболее важных параметров ФД, определяющий потенциальные возможности приборов<sup>3</sup> (см. таблицу). Значение  $R_0A$  в образцах ОГС ( $R_0A = 1.04$  Ом · см<sup>2</sup>) было в 3 раза больше предельного значения для данного типа структуры ( $R_0A = 0.37$  Ом · см<sup>2</sup>), полученного расчетным путем в работе [13]. Как видно из таблицы, значения  $R_0A$  для образцов с гомо- $p-n$ -переходом ( $E_g \text{ InAsSbP} = 432$  мэВ) более чем в 2 раза превосходят соответствующие значения для образцов ОГС и ДГС с активной областью из InAs ( $E_g = 354$  мэВ), что находится в соответствии с общепринятыми представлениями об уменьшении обратного тока при увеличении  $E_g$  [14] и с экспоненциальной зависимостью  $R_0A$  от  $E_g$  для аналогичных структур, приведенной в [15]. Из таблицы также видно, что для ДГС значения плотности тока насыщения  $I_{a \text{ sat}}^{\text{F}}/S_a$  в 2 раза превосходят значения плотности тока насыщения, рассчитанные из известного соотношения  $(I_{\text{tot sat}}/A)_{R_0} = kT/qR_0A$ , что, очевидно, связано с наличием потенциального барьера на  $N-n$ -переходе. При малых смещениях  $N-n$ -переход вносит

<sup>3</sup> Для определения обнаружительной способности  $D^*$  обычно используются значения  $R_0A$ , получаемые без вычитания тока утечки ФД.



**Рис. 5.** Нормированные распределения интенсивности ЭЛ вдоль прямой, проходящей через центр чипа (точка  $x/D_a = 0$  соответствует краю анода), при  $I_{\text{tot}}^{\text{CW}}/A \approx 3$  А/см<sup>2</sup> (а) и зависимости ФИОМ от  $I_{\text{tot}}^{\text{CW}}/A$  (б) для ФД на основе ДГС (1), ОГС (2) и структур с гомо- $p-n$ -переходом (3).

существенный вклад в сопротивление структур, тогда как при сравнительно больших прямых смещениях его влияние менее существенно, поэтому значение  $I_{a \text{ sat}}^{\text{F}}/S_a$ , определенное в широком диапазоне прямых токов, характеризует в основном свойства  $p-n$ -перехода, а величина  $R_0A$  представляет собой суммарное сопротивление последовательно соединенных  $p-n$ - и  $N-n$ -переходов. Можно ожидать, что увеличение  $R_0A$  снижает темновой ток и уровень шума. Следует, однако, отметить, что дифференциальное сопротивление  $N-n$ -перехода уменьшает фототок короткого замыкания всего фотодиода по отношению к фототоку короткого замыкания  $p-n$ -перехода; это приводит к снижению фоточувствительности.

Влияние  $N-n$ -перехода прослеживалось также и в характере распределения плотности тока по поверхности структур. На рис. 5, а представлено распределение интенсивности ЭЛ вдоль прямой, проходящей через центр чипа, при средней плотности тока  $I_{\text{tot}}^{\text{CW}}/A \approx 3$  А/см<sup>2</sup> (точка  $x/D_a = 0$  соответствует краю анода); на рис. 5, б представлены зависимости ФИОМ от  $I_{\text{tot}}^{\text{CW}}/A$  для образцов разных типов. Как видно из рис. 5, наклон зависимости

интенсивности от координаты и соответственно сгущение линий тока вблизи контакта в ДГС минимальны для данной группы образцов; в образцах с гомо- $p-n$ -переходом в „широкозонном“ InAsSbP имеет место наибольшее сгущение линий тока. Представленные на рис. 5 данные расходятся с выводами работы [7], в которой установлено, что диоды с широкозонной активной областью менее подвержены сгущению линий тока по сравнению с „узкозонными“ диодами. Полученные данные, а также данные работы [4] показывают, что особенности протекания тока в диодных структурах в большой степени определяются потенциальными барьерами на изотипных гетерограницах, влияние которых аналогично влиянию высокоомных слоев растекания [6]. Указанные барьеры влияют также и на другие характеристики диода (например, на вид вольт-емкостных зависимостей [4]), что необходимо учитывать при анализе свойств данных структур.

#### 4. Заключение

Анализ зависимостей интенсивности ЭЛ от тока с учетом сгущения линий тока и затенения излучения непрозрачным анодом в диодах на основе структур InAsSbP/InAs показал отсутствие заметной ожереккомбинации в широком диапазоне токов. Это позволило смоделировать не искаженные сгущением линий тока вольт-амперные характеристики для области  $p-n$ -перехода под анодом ( $I_a-V$ ) и определить из них плотность тока насыщения  $I_{a\text{ sat}}/S_a$ , значение которой было в 2–3 раза меньше плотностей тока насыщения, определенных из первичных „искаженных“  $I-V$ -характеристик. Учет сгущения линий тока при анализе прямых ветвей  $I-V$ -характеристик позволил более точно определить фактор идеальности, что важно для установления механизмов токопрохождения в ФД. Предложенная методика анализа  $I-V$ -характеристик дает возможность получать значения важных параметров ФД даже при отсутствии выраженного насыщения обратного тока.

Потенциальный барьер на изотипном переходе  $N$ -InAsSbP/ $n$ -InAs в ДГС увеличивает дифференциальное сопротивление диодов при нулевом смещении и выполняет функцию высокоомного слоя растекания при прямом смещении.

Работа частично поддержана грантом Седьмой Рамочной программы ЕС (MINIGAS, # 224625). Авторы благодарят А.Л. Закгейма, Н.Д. Ильинскую, А.Е. Чернякова и М.В. Чаус за помощь в работе.

#### Список литературы

- [1] А.И. Луговской, С.А. Логинов, О.Б. Балашов, А.А. Кузнецов, Е.В. Васильев, Е.Я. Черняк. Приборы и системы. Управление, контроль, диагностика, № 6, 55 (2003).

- [2] V.K. Malyutenko, O.Yu. Malyutenko, A.D. Podoltsev, I.N. Kucheryaeva, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, N.M. Stus'. Appl. Phys. Lett., **79** (25), 4228 (2001).
- [3] Б.Е. Журтанов, Н.Д. Ильинская, А.Н. Именков, М.П. Михайлова, К.В. Калинина, М.А. Сиповская, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. ФТП, **42** (4), 468 (2008).
- [4] B.A. Matveev, A.V. Ankudinov, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, T.V. L'vova, M.A. Remennyu, A.Yu. Rybal'chenko, N.M. Stus'. Proc. SPIE, **7597**, 75970G (2010).
- [5] V.K. Malyutenko, S.S. Bolgov. Proc. SPIE, **7617**, 76171K-1 (2010).
- [6] Ф. Шуберт. Светодиоды, пер. с англ. под ред. А.Э. Юновича. 2-е изд. (М., Физматлит, 2008).
- [7] V.K. Malyutenko, A.V. Zinovchuk, O.Yu. Malyutenko. Semicond. Sci. Technol., **23**, 085 004 (2008).
- [8] B.A. Matveev, M. Aydaraliev, N.V. Zotova, S.A. Karandashov, N. P'inskaya, M.A. Remennyi, N.M. Stus', G.N. Talalakin. IEE Proc. Optoelectron., **150** (4), 314 (2003).
- [9] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).
- [10] А.Л. Закгейм, Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Ю.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.Е. Черняков. Прикл. физика, № 6, 143 (2008).
- [11] В.М. Базовкин, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курышев, А.С. Ларшин, В.Г. Половинкин. Прикл. физика, № 2. 97 (2005).
- [12] Н.В. Зотова, Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь. ФТП, **42** (6), 641 (2008).
- [13] R.K. Lal, P. Chakrabarti. Optical and Quant. Electron., **36**, 935 (2004).
- [14] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов: В 2 кн. Кн. 1, пер. с англ. под ред. д-ра физ.-мат. наук Р.А. Суриса (М., Мир, 1984).
- [15] M.A. Remennyu, B.A. Matveev, N.V. Zotova, S.A. Karandashev, N.M. Stus', N.D. P'inskaya. Proc. SPIE, **6585**, 658504-1 (2007).

Редактор Л.В. Беляков

#### Spatial nonuniformity of the current flow and corresponding corrections of parameters in surface illuminated InAsSbP/InAs photodiodes

N.V. Zotova, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, M.A. Remennyu, A.Yu. Rybal'chenko, N.M. Stus'

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

**Abstract** We present an analysis of  $I-V$  characteristics in surface illuminated InAsSbP/InAs photodiodes based on electroluminescence distribution in the near field and accounting of the current crowding under the contacts. We also discuss isotype  $N$ -InAsSbP/ $n$ -InAs heterojunction impact onto zero bias resistance dark current and current spreading in InAsSbP/InAs double heterostructures.