

# Фотодиодная линейка $1 \times 64$ на основе двойной гетероструктуры $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}/n^+\text{-InAs}$

© Н.Д. Ильинская<sup>+</sup>, С.А. Карандашев<sup>+</sup>, Н.Г. Карпухина<sup>\*</sup>, А.А. Лавров<sup>+,\*</sup>, Б.А. Матвеев<sup>+</sup>, М.А. Ременный<sup>+</sup>, Н.М. Стусь<sup>+,\*</sup>, А.А. Усикова<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>\*</sup> ООО «ИоффеЛЕД», 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ioffeled@mail.ru

(Получена 13 октября 2015 г. Принята к печати 14 октября 2015 г.)

Приведены результаты исследований вольт-амперных характеристик, фотоэлектрических и люминесцентных свойств монокристаллической диодной линейки  $1 \times 64$  на основе двойной гетероструктуры  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$ , освещаемой со стороны подложки  $n^+\text{-InAs}$  и чувствительной в области 4 мкм. Проведен анализ механизмов токопрохождения в диапазоне температур 77–353 К, а также фоточувствительности и быстродействия с учетом пространственного распределения неравновесного излучения и данных вольт-фарадных измерений.

## 1. Введение

Области применения оптических методов анализа постоянно расширяются благодаря появлению новых и совершенствованию уже известных компонентов оптоэлектроники, главным образом источников и приемников излучения. Среди таких компонентов особенно динамично развиваются светодиоды (СД) и фотодиоды (ФД) среднего инфракрасного (ИК) диапазона спектра, уже нашедшие применение в трассовых и портативных газоанализаторах углеводородов (длина волны  $\lambda = 3.4$  мкм) и углекислого газа (длина волны  $\lambda = 4.3$  мкм) [1–3], в медицинской лазерной технике [4] и в низкотемпературных быстродействующих пирометрах [5]. Наряду с одиночными ФД все более востребованными становятся монокристаллические фотоприемные линейки и матрицы с плотноупакованными элементами, позволяющие регистрировать пространственное распределение излучения от удаленного объекта. Такие линейки составляют основу современных спектрометров, например спектрометров с дифракционной решеткой, позволяющих проводить измерения, не прибегая к механическому перемещению их оптических элементов. В качестве поглощающих слоев ФД помимо традиционного твердого раствора  $\text{HgCdTe}$  [6] все чаще используют полупроводниковые  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ -структуры на основе  $\text{InAs}$  [7,8],  $\text{InAsSb}$  [9,10],  $\text{AlGaInAsSb}$  [11] и сверхрешеток  $\text{InAs}/\text{GaSb}$  [12], более стойких к влаге, чем  $\text{HgCdTe}$  [13]. В работе [7] на основе одиночной гетероструктуры  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$  была создана и исследована малоформатная матрица ( $3 \times 3$ ), позволяющая эффективно регистрировать излучение в области 3 мкм в фотовольтаическом режиме. Для  $p\text{-}n$ -структур на основе  $\text{InAsSb}$ , предназначенных для регистрации излучения с длиной волны 4 мкм и более, такие монокристаллические многоэлементные фотодиоды, как следует из обзоров (см., например, [13]), не создавались.

В работе мы приводим предварительные данные, основанные на результатах исследований вольт-амперных характеристик (ВАХ), фотоэлектрических, люминесцентных и емкостных свойств монокристаллической диодной линейки  $1 \times 64$  на основе двойной гетероструктуры  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$ , освещаемой со стороны подложки  $n^+\text{-InAs}$  (т.е. ФД типа BSI — back-side illuminated).

## 2. Образцы и методы исследований

Двойные гетероструктуры (ДГС)  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}$ , аналогичные описанным ранее в [9], в которых фотоактивным являлся слой из  $n\text{-InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}$  (ширина запрещенной зоны  $E_g = 0.3$  эВ) толщиной 7–8 мкм, а контактным (ограничивающим) был широкозонный слой  $p\text{-InAsSbP}$  толщиной 2–3 мкм (см. данные по

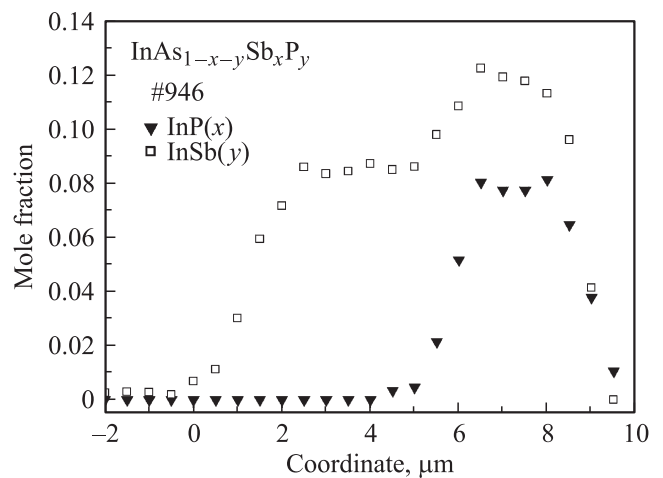
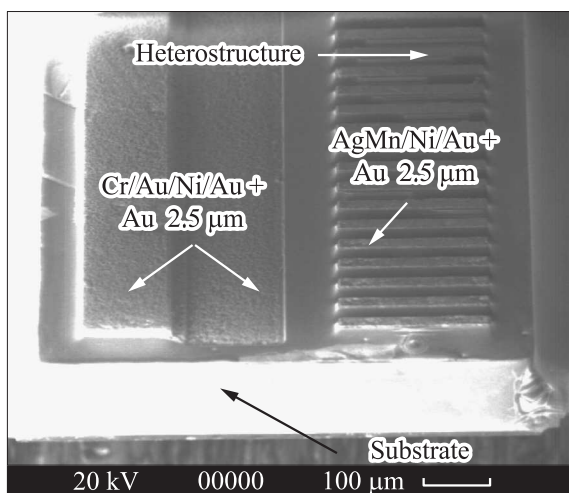
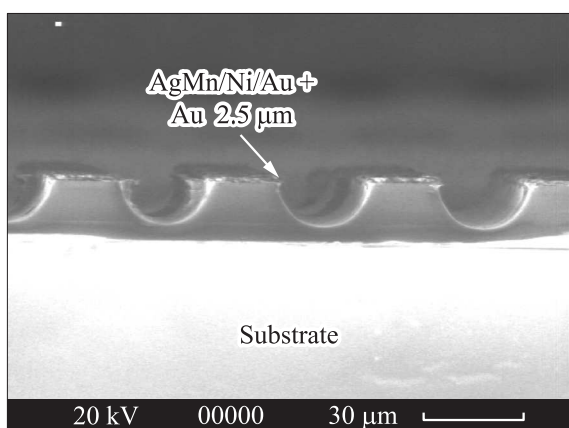


Рис. 1. Типичное распределение состава в направлении роста ДГС, полученное из рентгеноспектральных измерений на сколе (110) структуры.



**Рис. 2.** Внешний вид чипа с линейкой ФД (справа) и общим катодом (слева) со стороны эпитаксиальных слоев.



**Рис. 3.** Фото чипа со стороны скола (110). Белый фон в области подложки обусловлен морфологическими особенностями образца.

составу слоев на рис. 1), выращивались методом жидкофазной эпитаксии на легированных оловом подложках  $n^+$ -InAs (100) с концентрацией электронов  $n^+ = (2-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , имеющих сдвинутый в коротковолновую область край поглощения из-за эффекта Мосса–Бурштейна. Основное отличие структур в данной работе от образцов в [9] состояло в несколько меньшем содержании атомов Sb в активной области ( $x = 0.08$ ), что по ожиданиям должно приводить к более коротковолновому спектру поглощения и меньшим, чем в [9], значениям темновых токов. Подложки из InAs имели большую, чем в активной области, ширину запрещенной зоны, что в сочетании с электрическим ограничением на границе  $n$ -InAsSb/ $p$ -InAsSbP позволяло отнести исследованные структуры к классу ДГС.

Методами многостадийной стандартной фотолитографии и „мокрого“ химического травления были изготов-

лены структуры с рельефом на эпитаксиальной стороне, включающим прямоугольные мезы с поперечным размером  $\sim 20 \times 220 \text{ мкм}$ , высотой  $\sim 15 \text{ мкм}$  и периодом  $50 \text{ мкм}$  (см. рис. 2). Общая длина линейки составляла при этом  $3.2 \text{ мм}$ . Общий для всех элементов катод располагался сбоку от линейки параллельно направлению мультиплицирования (см. рис. 2). Анод покрывал большую часть поверхности мезы. Сборка осуществлялась методом флип-чип, при этом, как и во всех ФД типа BSI, неравновесное излучение вводилось/выводилось через подложку (см. рис. 3).

Для измерения спектральных характеристик ФД применялся монохроматор с призмой из LiF, источником излучения служил штифт Глобара. Для определения токовой чувствительности применялась модель черного тела с температурой  $573 \text{ К}$ . Сопротивление в нуле смещения ( $R_0^{U=0}$ ) определялось из измерений при напряжении смещения  $|U| < 2 \text{ мВ}$ , расчет удельной обнаружительной способности ( $D^*$ ) проводился по формуле Джонса:  $D^*(\lambda_{\text{max}}) = S(\lambda_{\text{max}}) \cdot (R_0 A / 4kT)^{1/2}$ , где  $A$  — площадь  $p$ - $n$ -перехода в активной области,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $S(\lambda_{\text{max}})$  — токовая фоточувствительность в максимуме спектра.

Распределение интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) ( $U > 0$ ) и отрицательной люминесценции (ОЛ) ( $U < 0$ ) вдоль поверхности  $n^+$ -InAs (т.е. в ближнем поле) измерялось с помощью микроскопа, оборудованного охлаждаемой до  $77 \text{ К}$  фоточувствительной матрицей  $128 \times 128$  из арсенида индия с максимумом спектра фоточувствительности на длине волны  $2.9 \text{ мкм}$  [14]. Спектры ЭЛ элементов линейки имели стандартный вид, характерный для данного типа приборов с максимумом на длине волны  $4.2 \text{ мкм}$  ( $300 \text{ К}$ ) [3]; при этом перекрытие спектров излучения и чувствительности фотоприемной системы микроскопа составляло  $< 1\%$ .

### 3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 4 приведено ИК изображение обращенной к микроскопу поверхности  $n^+$ -InAs при смещении одного из элементов линейки в обратном направлении (постоянный ток  $I = -0.3 \text{ мА}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ). Справа и сверху от ИК изображения показаны соответствующие распределения интенсивности излучения в „вертикальном“ и в „горизонтальном“ по отношению к плоскости рисунка направлениях. Помимо обычного для режима ОЛ понижения излучательной способности электрически активной части  $p$ - $n$ -перехода [15] отметим также и пониженную излучательную способность в области общего катода (в верхнем левом углу на рисунке, показано стрелкой). Последнее свидетельствует о том, что металл электрического контакта на границе раздела металл/полупроводник в указанной области является отражающим. При увеличении модуля обратного тока интенсивность ОЛ возрастала и достигала своего

максимума при токах  $|I| = 0.3–0.5$  мА, что является характерным свойством приборов ОЛ [15].

Как видно из рис. 4, поперечный размер области поглощения (темная прямоугольная область в центре — область активации ОЛ) несколько больше, чем поперечный размер мезы, и составляет по предварительной оценке  $\sim 33$  мкм. Это не противоречит нашим прежним представлениям об увеличении площади сбора излучения в мезах с наклонными стенками, выполняющими роль внутренних концентраторов излучения. Тот же вывод об увеличенном размере оптически активной области следует и из анализа пространственного распределения ЭЛ, включающего боковой всплеск на крае структуры (см. рис. 5). При этом при прямом токе 3.2 мА плотность ЭЛ в области чувствительности микроскопа (3 мкм) была эквивалентна плотности излучения от черного тела с температурой 68 °С.

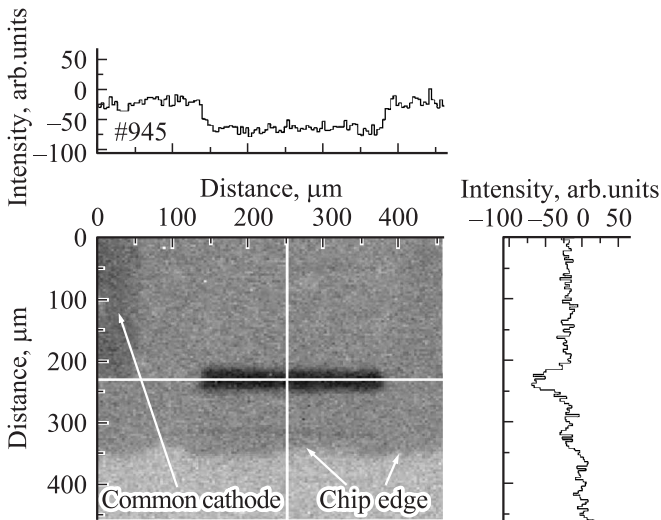


Рис. 4. ИК изображение поверхности чипа ( $n^+$ -InAs) с одним активированным элементом линейки ФД,  $I = -0.3$  мА.

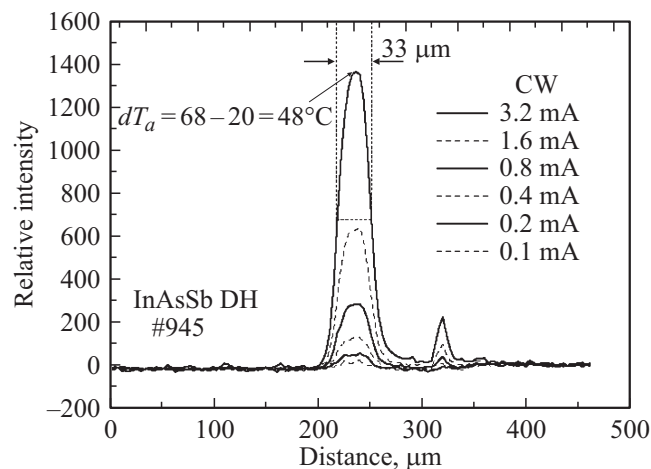


Рис. 5. Распределение интенсивности электролюминесценции вдоль „вертикального“ (см. рис. 2) направления при разных токах.

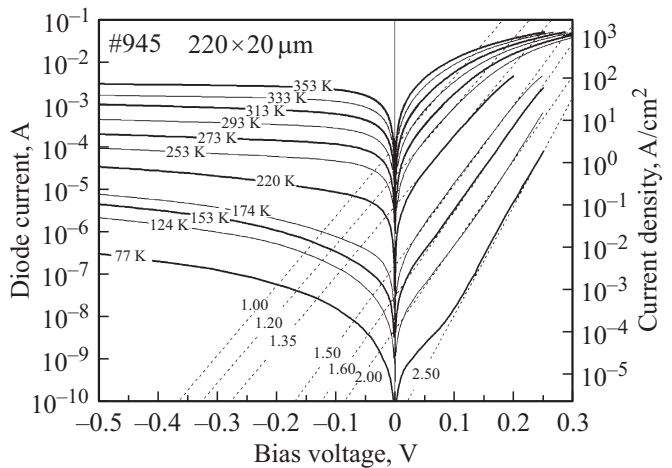
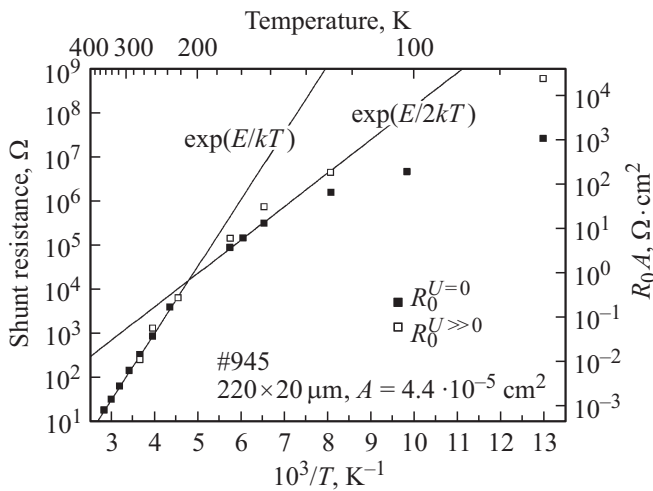


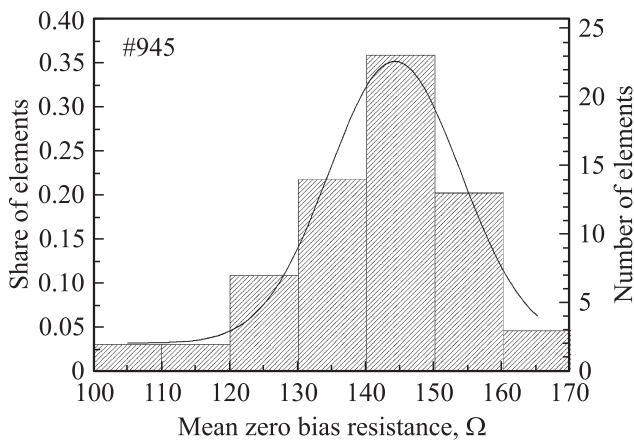
Рис. 6. ВАХ одного из элементов линейки при температурах 77–353 К. Значения температуры указаны на обратных ветвях ВАХ, фактор идеальности — на экспоненциальных зависимостях, относящихся к прямым ветвям ВАХ и показанных штриховыми линиями.

На рис. 6 представлены ВАХ одного из элементов линейки, полученные при разных температурах в диапазоне  $T = 77–353$  К. В полулогарифмическом масштабе прямая ветвь ВАХ при температурах, близких к комнатной, в области больших токов линеаризовалась в соответствии с формулой Шокли для идеального диода, что свидетельствует о диффузионном характере токопрохождения. С понижением температуры фактор идеальности  $\beta$  в модифицированной формуле Шокли  $I = I_0[\exp(eU/\beta kT) - 1]$ , где  $e$  — заряд электрона, возрастал, приближаясь к  $\beta = 2.5$  при 77 К, что дает основание предполагать преобладание туннельного механизма протекания тока. При малых смещениях значения токов значительно превосходили величины, получаемые из экстраполяции экспоненциальной зависимости тока от напряжения, что свидетельствует о наличии дополнительного канала утечки тока. В области высоких температур и при больших смещениях имело место существенное расхождение между экспериментальной и расчетной зависимостями, что вызвано увеличением влияния последовательного сопротивления.

На рис. 7 представлены расчетные значения динамического сопротивления в нуле смещения ( $R_0^{U \gg 0}$ ) с использованием полученного из данных на рис. 6 значения тока  $I_0$  и известного соотношения  $R_0^{U \gg 0} = \beta kT / eI_0$ . Там же приведены данные прямых измерений значений сопротивления  $R_0^{U=0}$ , полученные при использовании малых смещений ( $|U| < 0.002$  В). Из рис. 7 видно хорошее соответствие  $R_0^{U \gg 0}$  и  $R_0^{U=0}$  в области температур 240–300 К и значительное их расхождение в области низких температур; причина расхождения состоит во влиянии токов утечек при малых смещениях, отмеченном выше. Отметим, что приведенные значения сопротивлений в нуле смещения были типичны для большинства элементов линейки (см. рис. 8).



**Рис. 7.** Зависимость сопротивлений в нуле смещения ( $R_0$ ) от температуры в ФД на основе  $\text{InAs}_{0.92}\text{Sb}_{0.08}$ . Прямые линии соответствуют функциям  $R_0 \propto \exp(E/kT)$  и  $R_0 \propto \exp(E/2kT)$ , где  $E = 0.3$  эВ.

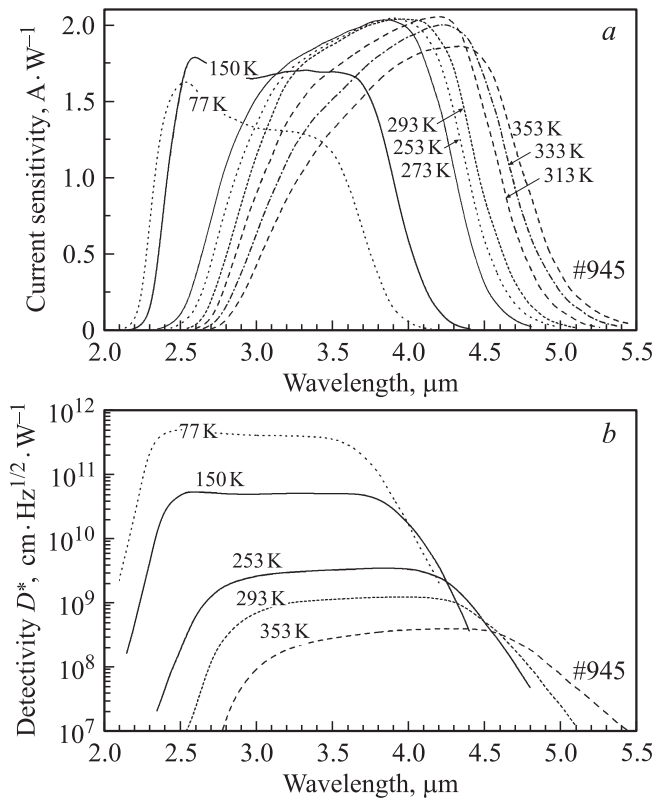


**Рис. 8.** Гистограмма значений сопротивления в нуле смещения при комнатной температуре.

Ход температурной зависимости  $R_0^{U=0}$  и  $R_0^{U \gg 0}$  согласуется с высказанным ранее утверждением о преобладании диффузионного механизма токопрохождения ( $\beta = 1$ ) при высоких температурах, поскольку температурная зависимость  $R_0^{U=0}$  и  $R_0^{U \gg 0}$  хорошо укладывается на экспоненту  $R_0^{U \gg 0}, R_0^{U=0} \propto \exp(E/kT)$ , где  $E$  имеет численное значение, близкое к значению ширины запрещенной зоны  $\text{InAsSb}$  ( $E_g \approx 0.3$  эВ). Согласно данным рис. 7, область преобладания генерационно-рекомбинационного тока, где  $R_0^{U \gg 0}, R_0^{U=0} \propto \exp(E/2kT)$ , находилось в интервале температур  $T = 130-200$  К, что в целом характерно для полупроводников  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  с подобным значением  $E_g$  [9,13].

На рис. 9 представлены спектральные зависимости токовой фоточувствительности элемента линейки, для которого коротковолновый край спектра определяется оптическим пропусканием подложки  $n^+\text{-InAs}$ . Значение фоточувствительности элемента линейки в максимум

ме спектральной кривой при засветке целиком всей ее поверхности и в предположении, что электрически активная площадь равна площади мезы, составило  $S(\lambda_{\text{max}}) = 4.0$  А/Вт, что превышает реальный уровень. Наиболее вероятной причиной завышенных значений  $S(\lambda_{\text{max}})$ , как это уже неоднократно обсуждалось нами ранее (см., например, [16]), являются фотоны, входящие в чип вдалеке от исследуемого элемента линейки. Такие фотоны после однократного или многократного отражения внутри кристалла участвуют в фотогенерации носителей. Такие „блуждающие“ фотоны, дающие дополнительный вклад в фототок, могут эффективно отражаться в тех частях чипа, где удален слой  $\text{InAsSb}$ . К таким частям относятся прежде всего разделяющие элементы канавки, имеющие сравнимую с мезами оптическую площадь. Помимо этого в общем „блуждающее“ по кристаллу излучение вносят вклад и области вблизи краев чипа, а также часть катода в месте его электрического контакта с подложкой  $n^+\text{-InAs}$ . Разумеется, истинная токовая фоточувствительность, относящаяся к засветке только одного элемента, меньше, чем указанные выше значения  $S(\lambda_{\text{max}})$ . Исходя из геометрии чипа и соотношения площадей, занятых элементами линейки и катодом, мы полагаем, что реальная токовая фоточувствительность при затенении катода и канавок разделения составляла  $\sim 50\%$  от заявленной выше первоначально измеренной величины  $S$ . При этом макси-



**Рис. 9.** Спектральные зависимости токовой фоточувствительности (a) и обнаружительной способности (b) элемента линейки при температурах 77–353 К.

мальное значение внутренней квантовой эффективности в максимуме спектра составило  $QE = 0.9$ . С учетом вышеприведенного допущения и приведены данные на рис. 9, на котором присутствуют также расчетные спектры обнаружительной способности, полученные по формуле Джонса для ФД с преобладанием теплового шума.

Небольшое падение чувствительности при повышении температуры может быть связано со снижением оптического пропускания подложки, уменьшение же фоточувствительности в области низких температур пока не имеет четкого объяснения. Эти особенности, однако, не сказываются на общем характере изменения обнаружительной способности, резко возрастающей с понижением температуры из-за резкого изменения темновых токов/динамического сопротивления. При комнатной температуре  $D^*$  в максимуме спектральной кривой составила  $D^*(\lambda_{\max}) \approx 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ , что сопоставимо с полученными ранее значениями для одиночных ФД на основе  $\text{InAsSb}$  большой площади [3,5,13]. Это может свидетельствовать о несущественности поверхностных утечек тока в исследуемой линейке. Значения темновых токов при низких температурах были сопоставимы с токами в диодах на основе сверхрешеток  $\text{InAs}/\text{GaSb}$  [12].

Для оценки быстродействия и соответствующей классификации устройств средневолновой ИК оптоэлектроники нередко используют данные измерений барьерной емкости [16,17]. В нашем случае емкость одиночного элемента линейки при нулевом смещении составляла  $C_0 = 3 \text{ пФ}$  (или  $5.5 \cdot 10^{-8} \text{ Ф} \cdot \text{см}^{-2}$ , 77 К), и ожидаемое быстродействие при использовании стандартного входного сопротивления 50 Ом составило  $\tau = RC_0 = 150 \text{ пс}$ . В режиме обратного смещения ( $U = -0.5 \text{ В}$ ) емкость ФД уменьшалась с соответствующим уменьшением постоянной времени  $RC_0$ -цепочки до 50 пс. Поскольку полученные значения сопоставимы с постоянной времени для ФД ближней ИК области на основе  $\text{GaInAsSb}/\text{GaAlAsSb}$  (красная граница, оцениваемая на уровне 0.1 интенсивности,  $\lambda_{0.1} = 2.4 \text{ мкм}$ ) и значительно меньше, чем в ФД средней ИК области на основе  $\text{InAs}/\text{InAsSbP}$  ( $\lambda_{0.1} = 3.8 \text{ мкм}$ ), приведенных в [17], то описанный в работе многоэлементный ФД можно, по видимому, отнести к классу быстродействующих ФД.

#### 4. Заключение

Таким образом, разработаны методы создания диодной линейки  $1 \times 64$  на основе двойной гетероструктуры  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$  для регистрации распределения излучения на поверхности размером  $0.22 \times 3.2 \text{ мм}$ . Переход от диффузионного механизма токопрохождения к генерационно-рекомбинационному происходил при температурах  $\sim 200 \text{ К}$ , при этом показана возможность получения эквивалента как положительно-го, так и отрицательного теплового контраста и регистрации потоков излучения с высокими быстродей-

ствием ( $RC_0 = 50\text{--}150 \text{ пс}$ , 77 К) и обнаружительной способностью при 300 К ( $D^*(4.2 \text{ мкм}) \approx 10^9$ , при 77 К  $D^*(3.5 \text{ мкм}) = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$ ) в спектральной области вблизи 4 мкм.

Авторы выражают благодарность А.С. Петрову (ОАО «ЦНИИ „Электрон“») за полезные обсуждения, а также А.Л. Закгейму и А.В. Чернякову (Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН), Т.Б. Поповой (ЦКП „Материаловедение и диагностика в передовых технологиях“) за помощь в проведении измерений.

Работа, выполненная в ООО „ИоффеЛЕД“, поддержана проектом ФЦП „Разработка технологии получения полупроводниковых фоточувствительных материалов для матричных инфракрасных фотоприемников и тепловизоров“ (код контракта 14.576.21.0057).

#### Список литературы

- [1] Б.А. Матвеев. Фотоника, № 6 (48), 80 (2014).
- [2] M. Köhring, S. Böttger, U. Willer, W. Schade. Sensors (Basel), **15** (5), 12 092 (2015). DOI:10.3390/s150512092.
- [3] G.Y. Sotnikova, G.A. Gavrilo, S.E. Aleksandrov, A.A. Kapralov, S.A. Karandashev, B.A. Matveev, M.A. Remennyu. IEEE Sens. J., **10** (2), 225 (2010).
- [4] С.Е. Александров, Г.А. Гаврилов, Г.Ю. Сотникова, А.Л. Тер-Мартиросян. ФТП, **48** (1), 129 (2014).
- [5] G.Yu. Sotnikova, S.E. Aleksandrov, G.A. Gavrilo, A.A. Kapralov, B.A. Matveev, M.A. Remennyi, M. Saadaoui, D. Zymelka. Abstracts of the 42th Freiburg Infrared Colloquium (2015) p. 89.
- [6] V.I. Stafeev. Proc. SPIE, **4340**, 240 (2000). DOI:10.1117/12.407737.
- [7] Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Н.Г. Карпухина, А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный, Н.М. Стусь, А.А. Усикова. Прикл. физика, № 6, 47 (2014).
- [8] I.C. Sandall, S. Zhang, Ch.H. Tan. Opt. Express, **21** (22), 25 783 (2013). DOI:10.1364/OE.21.025780.
- [9] P.N. Brunkov, N.D. Il'inskaya, S.A. Karandashev, A.A. Lavrov, B.A. Matveev, M.A. Remennyu, N.M. Stus', A.A. Usikova. Infr. Phys. Technol., **73**, 232 (2015).
- [10] P.C. Klipstein, O. Klin, S. Grossman, N. Snapi, I. Lukomsky, M. Brumer, M. Yassen, D. Aronov, E. Berkowicz, A. Glozman, T. Fishman, O. Magen, I. Shtrichman, E. Weiss. Proc. SPIE, **8012**, 80122R1 (2011). DOI:10.1117/12.883238.
- [11] D. Gibson, C. MacGregor. Sensors, **13**, 7079 (2013). DOI:10.3390/s130607079.
- [12] L. Zhang, W. Sun, Y. Xu, L. Zhang, J. Si. Infr. Phys. Technol., **65**, 129 (2014).
- [13] A. Rogalski. *Infrared Detectors*, 2nd edn. ISBN 978-1-4200-7671-4 (CRC press, Taylor and Francis group, 2012).
- [14] В.М. Базовкин, А.А. Гузев, А.П. Ковчавцев, Г.Л. Курьшев, А.С. Ларшин, В.Г. Половинкин. Прикл. физика, № 2, 97 (2005).
- [15] В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. ФТП, **41** (3), 257 (2007).

- [16] Б.А. Матвеев. Фотоника, № 3 (51), 152 (2015).  
[17] Yu.P. Yakovlev, I.A. Andreev, S. Kizhayev, E.V. Kunitsyna, M.P. Mikhailova. Proc. SPIE, **6636**, 66360D1 (2007). DOI:10.1117/12.742322

Редактор Л.В. Шаронова

**Photodiode  $1 \times 64$  array  
on the base of double heterostructure  
 $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$**

*N.D. Il'inskaya*<sup>+</sup>, *S.A. Karandashev*<sup>+</sup>,  
*N.G. Karpukhina*<sup>\*</sup>, *A.A. Lavrov*<sup>++</sup>, *B.A. Matveev*<sup>+</sup>,  
*M.A. Remennyu*<sup>+</sup>, *N.M. Stus'*<sup>++</sup>, *A.A. Usikova*<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Ioffe Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>\*</sup> ООО „IoffeLED“,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We present photoelectrical, luminescent, current–voltage characteristics of  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n^+\text{-InAs}$  heterostructure photodiode  $1 \times 64$  array, illuminated from the  $n^+\text{-InAs}$  substrate side and sensitive in the  $4\ \mu\text{m}$  range. Analysis of current flow mechanism as well as sensitivity and response time is made in the 77–353 K temperature range with spatial nonequilibrium emission distribution and capacitance–voltage measurement data involved.