

ДИОДНЫЕ ЛИНЕЙКИ 1X64 НА ОСНОВЕ ДВОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР P-INASSBP/N-INASSB/N⁺-INAS ($\Lambda_{\text{MAX}} = 4$ МКМ)

Н. Д. Ильинская¹, С. А. Карандашев¹, Н. Г. Карпухина^{1,2}, А. А. Лавров¹,
Б. А. Матвеев^{1,2}, А. С. Петров³, М. А. Ременный^{1,2}, В. Е. Седов¹,
Н. М. Стусь¹, А. А. Усикова¹

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
Тел.: +7 (812) 292-73-73, e-mail: natalya.ilynskaya@mail.ioffe.ru

² ООО «ИоффеЛЕД»
194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
Тел.: +7 (812) 292-79-55, e-mail: mreennyu@mail.ioffe.ru

³ ОАО «ЦНИИ Электрон»
194223, г. Санкт-Петербург, пр. Тореза, 68
E-mail: alexpetrov2001@mail.ru

Введение

Одним из наиболее востребованных оптоэлектронных устройств, работающих в области спектра 3-5 мкм, является фотоприёмная линейка с плотноупакованными элементами, позволяющая регистрировать пространственное распределение излучения от удаленного объекта. Такие линейки легко встраиваются в спектрометры, например, в спектрометр с дифракционной решеткой, что позволяет проводить спектрометрические измерения, не прибегая к механическому перемещению его оптических элементов. Для указанных устройств удобно использовать узкозонные полупроводниковые соединения A^3B^5 , а также гетероструктуры на их основе, обладающие низкой концентрацией дефектов и стойкостью металлургических гетерограниц. Для области длин волн вблизи полосы поглощения углекислого газа ($\lambda = 4.3$ мкм) наименьшие собственные шумы при работе вблизи комнатной температуры были достигнуты в фотодиодах (ФД) на основе гетероструктур с активной областью из твердого раствора $n\text{-InAsSb}$ и контактным слоем $P\text{-InAsSbP}$ при облучении со стороны подложки $n^+\text{-InAs}$ (ФД типа BSI [1]) или при облучении широкозонного слоя $P\text{-InAsSbP}$ с развитым анодом (ФД типа FSI [2]). В этой связи можно ожидать, что диодные линейки на основе указанных выше структур, чувствительные в области длин волн вблизи 4 мкм, могли бы составить конкуренцию линейкам на основе твердых растворов KPT (МСТ) и линейкам с квантовыми ямами на основе соединений A^3B^5 . В последнем случае низкая токовая чувствительность обусловлена неэффективным поглощением ИК излучения из-за небольшой толщины фоточувствительных (активных) областей. Насколько нам известно, в

литературе, в частности, в обзорах [3], сведения о линейках на основе «объемного» твердого раствора $InAsSb$ отсутствуют.

В данной работе мы приводим первые результаты исследований фотоэлектрических свойств монокристаллической диодной линейки 1×64 на основе двойной гетероструктуры $P-InAsSbP/n-InAsSb/n^+-InAs$, освещаемой со стороны подложки n^+-InAs .

Образцы и методы исследований

Гетероструктуры $P-InAsSbP/n-InAsSb$, аналогичные описанным ранее в [1, 2], в которых фоточувствительным являлся слой из $n-InAsSb_{0.08}$ ($E_g=0.3$ эВ) толщиной 2-3 мкм, а контактным (ограничивающим) был широкозонный слой $P-InAsSbP_{0.16}$ толщиной 7-8 мкм, выращивались на легированных оловом подложках n^+-InAs (100) ($n^+=(2 \div 4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), имеющих сдвинутый в коротковолновую область край поглощения из-за эффекта Мосса-Бурштейна. Подложки из $InAs$ имели большую, чем в активной области, ширину запрещенной зоны, что в сочетании с электрическим ограничением на границе $P-InAsSbP/n-InAsSb$ позволяло отнести исследованные структуры к классу двойных гетероструктур.

Методами многостадийной стандартной фотолитографии и «мокрого» химического травления на эпитаксиальной стороне были изготовлены структуры, в которых элементы линейки размером 20×220 мкм, глубиной ~ 10 мкм и шагом 50 мкм имели общий катод (см. рис. 1 и рис. 2 с обозначениями). При этом общая длина линейки составляла 3.2 мм. Сборка осуществлялась методом флип-чип.

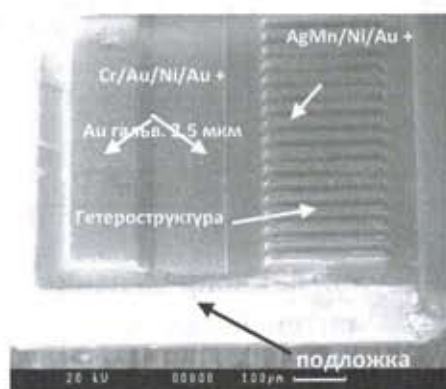


Рисунок 1. Внешний вид чипа с линейкой ФД (справа на снимке) и общим катодом (слева на снимке) со стороны эпитаксиальных слоев

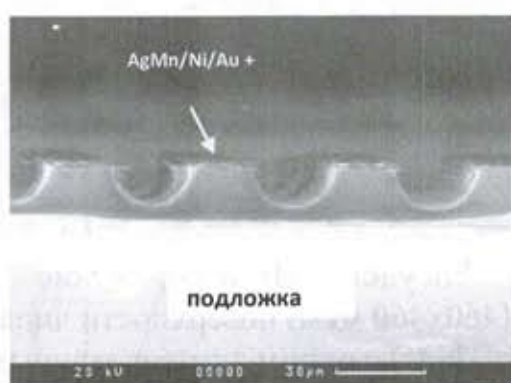


Рисунок 2. Фото чипа со стороны скола (110). Белый фон в области подложки обусловлен морфологическими особенностями

Для измерения спектральных характеристик ФД применялся монохроматор с призмой из LiF , источником излучения служил Глобар. Для определения токовой чувствительности применялась модель черного

тела $T = 573$ К. Сопротивление, в нуле смещения (R_0) измерялось при напряжении $|U_{bias}| < 2$ мВ, расчет удельной обнаружительной способности (D^*) проводился по формуле Джонса: $D(\lambda_{max})^* = S(\lambda_{max}) \cdot (R_0 A_{p-n} / 4kT)^{1/2}$, где A_{p-n} – площадь р-п перехода в активной области, k – постоянная Больцмана, T – температура, $S(\lambda_{max})$ – токовая фоточувствительность.

Результаты измерений и их обсуждение

На рис. 3 показано ИК изображение обращенной к источнику поверхности n^+ -InAs при смещении одного из элементов линейки в обратном направлении (постоянный ток $I = -0.3$ мА, 300 К). Справа и сверху от ИК изображения показано соответствующее распределение интенсивности излучения в «вертикальном» по отношению к рисунку и в «горизонтальном» направлениях. Помимо обычного для режима отрицательной люминесценции (ОЛ) понижения излучательной способности в электрически активной части р-п перехода отметим также и пониженную излучательную способность в области общего катода (слева на рисунке), свидетельствующую о том, что металл 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 [4].

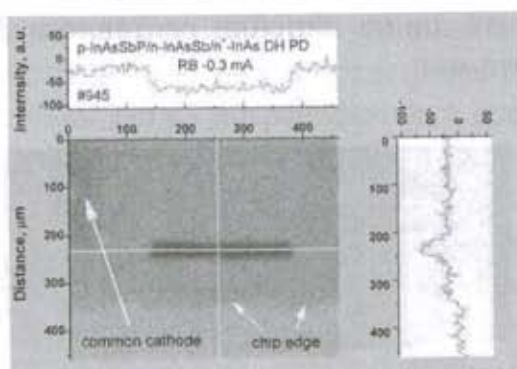


Рисунок 3. ИК изображение (460x460 мкм) поверхности чипа (n^+ -InAs) с одним активированным элементом линейки ФД ($I = -0.3$ мА)

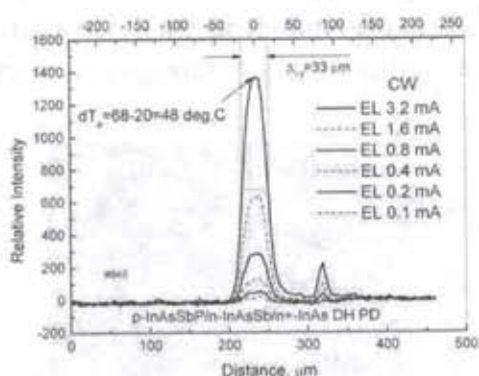


Рисунок 4. Распределение интенсивности электролюминесценции вдоль «вертикального» (на рис. 2) направления

Как видно из рис. 3, поперечный размер области поглощения (темная прямоугольная область в центре рис. 3) несколько больше, чем поперечный размер мезы, и составляет по предварительной оценке около 33 мкм. Это не противоречит нашим прежним представлениям об увеличении площади сбора излучения в мезах с наклонными стенками, выполняющими роль внутренних концентраторов излучения [1, 5]. Тот же вывод о размере оптически активной зоны следует и из анализа

пространственного распределения электролюминесцентного излучения при прямом смещении (см. рис. 4). При этом при токе 3.2 мА интенсивность излучения была эквивалентна интенсивности от черного тела с температурой 68 град. С.

На рис. 5 представлена вольт-амперная характеристика (ВАХ) одного из элементов линейки, полученная при 297 и 77 К. В полулогарифмическом масштабе прямая ветвь ВАХ при комнатной температуре в области больших токов линеаризуется в соответствии с формулой Шокли для идеального диода ($\beta=1$), что свидетельствует о диффузионном характере токопрохождения. При температуре жидкого азота фактор идеальности β в модифицированной формуле Шокли $I=I_0 \exp(eU/\beta kT)$ близок к 3, что дает основания предполагать туннельный механизм протекания тока. Значение сопротивления в нуле смещения R_0 с учетом расчетного значения тока I_0 в точке пересечения теоретической зависимости с осью ординат и с учетом известного соотношения $R_0 = \beta kT / eI_0$ составило 0.23 (297 К) и 66374 (77 К) кОм, что соответствует значениям $R_0 \cdot A = 0.01$ и 2920 Ом·см². В то же время, прямые измерения значения динамического сопротивления при «нулевом смещении», произведенные при использовании малых смещений ($|U| < 0.002$ В), показали несколько меньшее значение, например, $R_0 = 130$ Ом ($R_0 \cdot A = 0.007$ Ом·см², 297 К). Из сопоставления значений R_0 , полученных вышеуказанными способами при 297 К, можно сделать предположение, что при малых смещениях р-п перехода существенными становятся туннельные токи. В области низких температур в области малых токов, как видно из рис. 4, также имеют место особенности, отличающие данные образцы от идеального диода Шокли, однако для детального их обсуждения данных пока недостаточно.

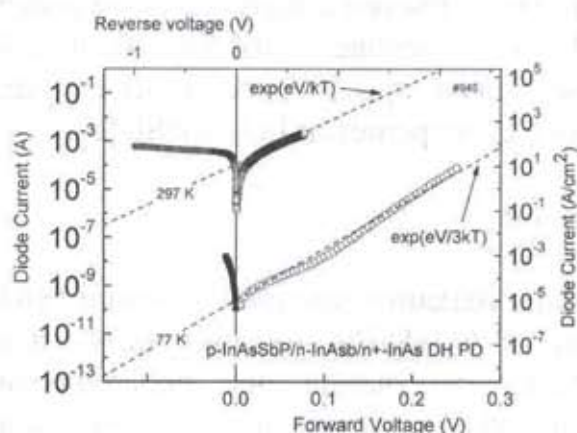


Рисунок 5. ВАХ одного из элементов линейки при 77 и 297 К

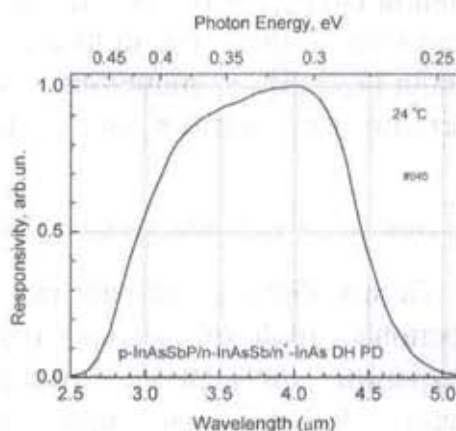


Рисунок 6. Спектральная зависимость чувствительности $S(\lambda)$ при 297 К

На рис. 6 представлена спектральная зависимость токовой фоточувствительности элемента линейки $S(\lambda)$, повторяющая таковую для

одинокных ФД, описанных в [1]. Как и в [1], коротковолновый край спектра фоточувствительности определяется оптическим пропусканием подложки n^+-InAs , а потому может быть изменён путем предварительного выбора степени легирования последней. Значение токовой фоточувствительности типичного элемента линейки в максимуме спектральной кривой при засветке целиком всей её поверхности и в предположении о том, что $A_{опт}=A_{мезы}$, составило $S(\lambda_{max}) \sim 4$ А/Вт. Наиболее вероятной причиной достаточно высоких значений $S(\lambda_{max})$, как это уже обсуждалось нами ранее (см., например, [5]), является влияние фотонов, входящих в чип вдалеке от исследуемого элемента и однократно или многократно отраженных внутри кристалла. Такое отражение и последующее поглощение в фоточувствительной области ФД дает дополнительный вклад в фототок и может эффективно происходить в тех частях чипа, где удален слой $InAsSb$. К таким частям относятся, например, канавки разделения элементов, имеющих сравнимую с фоточувствительными элементами оптическую площадь. Помимо этого в общий «блуждающий» по кристаллу радиационный фон вносят свою лепту и области вблизи краев чипа, а также часть катода в месте его электрического контакта с подложкой $n+-InAs$. Разумеется, «истинная» токовая фоточувствительность, относящаяся к засветке только одного элемента меньше, чем вышеуказанные значения $S(\lambda_{max})$. Исходя из геометрии чипа и соотношения площадей, занятых элементами линейки и катодом, мы полагаем, что реальная токовая фоточувствительность при затенении катода и межмезовых канавок разделения составит около 50% от заявленной выше величины. С учетом этого допущения, а также имея в виду преобладание теплового Джонсоновского шума в наших ФД, обнаружительная способность в максимуме спектральной кривой составила $D(\lambda_{max})^* \approx 10^9$ см Гц^{1/2} Вт⁻¹, что сопоставимо с полученными ранее значениями для одиночных ФД на основе $InAsSb$ большой площади [1, 2, 3], а значения темновых токов при низких температурах сопоставимы с токами в диодах на основе сверхрешеток $InAs/GaSb$ [6].

Заключение

Таким образом, разработаны методы создания диодной линейки 1x64 на основе двойной гетероструктуры $P-InAsSbP/n-InAsSb/n^+-InAs$, для регистрации двумерного распределения излучения на поверхности размером 0.2x3.2 мм, при этом показана возможность получения эквивалента как положительного, так и отрицательного теплового контраста и регистрации потоков излучения с высокой обнаружительной способностью при комнатной температуре в спектральной области вблизи 4 мкм.

Авторы выражают благодарность Закгейму А. Л. и Чернякову А. В. (Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН)

за помощь в проведении измерений с помощью ИК микроскопа. Появление данной статьи обусловлено выполнением работ по проекту "Разработка технологии получения полупроводниковых фоточувствительных материалов для матричных инфракрасных фотоприемников и тепловизоров". Код контракта 14.576.21.0057. Работа в части проведения оптических измерений (Лавров А. А.) поддержана проектом РФН № 14-12-00255.

Литература

1. Закгейм А. Л., Зотова Н. В., Ильинская Н. Д. и др., «Неохлаждаемые широкополосные флип-чип фотодиоды на основе InAsSb ($\lambda_{\text{cut off}}=4.5$ мкм)», ФТП, том 43, №3, 412-417 (2009).
2. Ильинская Н. Д., Закгейм А. Л., Карандашев С. А. и др., «Поверхностно облучаемые фотодиоды на основе InAsSb (длинноволновая граница $\lambda_{0.1} = 4.5$ мкм), работающие при температурах 25–80°C», ФТП, том 46, №5, 708 -713 (2012).
3. Antony Rogalski, Infrared Detectors, 2-nd eddition, International Standard Book Number: 978-1-4200-7671-4, CRC press, Tailor and Francis group, 2012,
4. Иванов-Омский В. И., Матвеев Б. А., «Отрицательная люминесценция и приборы на ее основе (обзор)», ФТП, том 41, №3, 257-268 (2007).
5. Матвеев Б., "К вопросу о терминологии в средневолновой инфракрасной оптоэлектронике", Фотоника, №3 (51), 152-164 (2015).
6. Zhang L., Sun W., Xu Y. et al , Infrared Physics and Technology, v.65, 129-133 (2014).