

nVn-фотодиод на основе InAsSb/AlAsSb-твердых растворов с длинноволновой границей 5 мкм

© В.Б. Куликов¹, Д.В. Маслов¹, А.Р. Сабиров¹, А.А. Солодков¹, А.Л. Дудин²,
Н.И. Кацавец², И.В. Коган², И.В. Шуков², В.П. Чалый²

¹ Акционерное общество «Центральный научно-исследовательский институт „Циклон“»,
107497 Москва, Россия

² Акционерное общество „Светлана-Рост“,
194156 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vokul@inbox.ru

(Получена 19 апреля 2018 г. Принята к печати 15 мая 2018 г.)

Представлены результаты исследований фотоэлектрических характеристик nVn-структуры, обеспечивающей возможность создавать на ее основе фотодиоды с длинноволновой границей чувствительности, достигающей 5 мкм. Расчеты, сделанные на основе полученных результатов, показывают, что указанные фотодиоды сравнимы по пороговой fotocувствительности с традиционными аналогами. На основе полученных экспериментальных результатов и теоретических оценок предложена модель зонной диаграммы nVn-структуры, позволяющая оценить влияние потенциальных барьеров в валентной зоне широкозонного слоя и на его границах с узкозонными слоями на чувствительность nVn-фотодиодов. При построении модели важное значение имели результаты, полученные при экспериментальном исследовании зависимости термической энергии активации фототока от напряжения смещения фотодиода.

DOI: 10.21883/FTP.2018.13.46879.8864

1. Введение

Исследования, направленные на совершенствование характеристик фотодиодов на основе узкозонных материалов, обладающих fotocувствительностью в ИК-диапазоне, привели к идее использования в активной части диода барьерных слоев, выполняющих одновременно несколько важных функций. Во-первых, барьерные слои подавляют движение основных носителей тока в активном слое диодов, тогда как для неосновных носителей они значительных препятствий не создают. Во-вторых, барьерный слой существенным образом снижает вклад туннельных и поверхностных токов утечки, часто являющихся проблемой в диодах на основе узкозонных материалов. В-третьих, введение барьера позволяет избежать образования в активном слое обедненной области, обычно возникающей в $p-n$ -переходах, и тем самым подавить генерационно-рекомбинационную (ГР) составляющую темнового тока, благодаря чему суммарный темновой ток при заданной температуре может быть существенно уменьшен. В результате фотодиоды со встроенным в активную область барьером, получившие название XVn-диоды, благодаря отмеченным свойствам могут обеспечивать достижение требуемых пороговых характеристик чувствительности при более высоких рабочих температурах, чем обычные $p-n$ -диоды, вследствие чего могут быть существенно улучшены весогабаритные и энергетические показатели оптико-электронных систем на их основе.

Наиболее подходящими для реализации указанной конструкции фотодиодов оказались твердые растворы InAsSb/AlAsSb, благодаря более отработанным технологиям их эпитаксиального выращивания. Первое сообщение о практической реализации XVn-диодов на основе указанных твердых растворов, по нашим сведениям, бы-

ло сделано в работе [1]. p^+Vn -фотодиод был изготовлен на основе структуры InAsSb/AlSb, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке из GaAs. Было экспериментально показано существенное увеличение импеданса фотодиода благодаря введению в область $p-n$ -перехода широкозонного барьера. Спустя несколько лет появились сообщения об изготовлении nVn-фотодиодов с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [2,3]. Результаты оказались весьма обнадеживающими, что стимулировало дальнейшие исследования, которые привели к созданию коммерческих фотоприемных модулей на основе nVn-матриц [4].

Необходимо, однако, отметить, что приборная реализация nVn-фотодиодов со структурой, ставшей уже классической [3], как правило, осуществлялась с использованием материала активного слоя с длинноволновой границей fotocувствительности около 4.2 мкм, тогда как для более эффективного использования окна прозрачности атмосферы 3–5 мкм требуется более длинноволновый детектор. Ранее сообщалось о создании nVn-диода с длинноволновой границей чувствительности свыше 5 мкм [5]. Данный результат был достигнут за счет увеличения содержания Sb в материале активного слоя $InAl_{1-x}Sb_x$ с $x = 9–18\%$ и использования в качестве барьера слоя AlSb. Для того чтобы компенсировать различие в постоянных решетки подложки GaSb и активного слоя потребовалось введение дополнительных буферных слоев, в том числе толстого ~ 1.5 мкм слоя AlSb, что, возможно, стало причиной появления в эпитаксиальных слоях поперечно-штриховой структуры. В настоящей работе предложен другой способ расширить спектр fotocувствительности классической nVn-структуры в длинноволновую область, состоящий в том, чтобы изменить в ней состав лишь узкозонных

слоев, причем так, чтобы данное изменение было значительно меньшим, чем в упомянутой выше работе. В результате процесс модернизации структуры может быть несколько упрощен за счет сохранения неизменным состава барьерного слоя. Предварительные оценки показали, что увеличение содержания Sb в активном слое до 12–13% может сдвинуть длинноволновую границу чувствительности вплотную к 5 мкм. При этом рассогласование постоянных решетки не должно превысить 1%.

В работе представлены результаты исследований электрофизических характеристик полученных *pVn*-структур. Проведен анализ возможных физических механизмов, оказывающих наибольшее влияние на основные фотоэлектрические характеристики фотодиодов, изготовленных из указанных структур.

2. Экспериментальные образцы

Структуры для изготовления *pVn*-диодов выращивались в АО „Светлана-Рост“ на установке МЛЭ на подложках GaSb *n*-типа проводимости и состояли из следующих слоев: буферный слой GaSb, служивший одновременно и нижним контактным слоем, толщиной 1 мкм с концентрацией носителей $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; активный поглощающий слой *n*-InAs_{1-x}Sb_x толщиной 1 мкм (без преднамеренного легирования) с концентрацией носителей $n < 10^{16} \text{ см}^{-3}$; барьер AlAs_{0.08}Sb_{0.92} толщиной 0.2 мкм (без преднамеренного легирования) с концентрацией носителей $n < 10^{16} \text{ см}^{-3}$; верхний контактный слой *n*-InAs_{1-x}Sb_x толщиной 0.2 мкм с концентрацией носителей $n \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Приближенные расчетные и экспериментальные оценки величины *x*, определяющей содержание Sb в узкозонных слоях, дали значения в интервале 0.12–0.14.

Тестовые одноэлементные фотоприемники в виде мез размерами 0.5 × 0.5 мм формировались в эпитаксиальной структуре путем сухого травления до нижнего контактного слоя. Омические контакты к верхнему и нижнему контактным слоям формировались из комбинации слоев металлов Ge/Ni/Au суммарной толщиной 300 нм. Изготовленные таким образом фотоприемники крепились на охлаждаемое посадочное место в разборном криостате, обеспечивавшем их охлаждение с возможностью стабилизации температуры в диапазоне 77–300 К. Конструкция посадочного места обеспечивала возможность подачи сигнального излучения на образец фотоприемника со стороны подложки.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлен спектр фоточувствительности диода, снятый с помощью спектрометра на основе монохроматора МДР-41 при температуре 130 К. Как и ожидалось, спектр фоточувствительности имеет длинноволновую границу, расположенную вблизи 5 мкм.

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) *pVn*-диода, снятые при различных температурах в диапазоне 110–200 К. Полярность напряжения

смещения U_b указана относительно верхнего контакта диода. При отрицательной полярности напряжения смещения U_b в диапазоне от –0.3 до –0.4 В ВАХ слабо зависят от него, что говорит о доминирующей роли диффузионной составляющей в токе насыщения диода. Наиболее явно такой характер ВАХ проявляется при температурах выше 150 К, когда область насыщения ВАХ сохраняется при $U_b > 0.5$ В. При более высоких U_b зависимость от напряжения становится заметнее. Она отчетливо видна при более низких температурах, что говорит о наличии ГР компоненты в токе насыщения. При напряжениях выше –1.5 В температурная зависимость ВАХ ослабевает, что говорит о возрастающей роли туннельной составляющей темного тока. Оценки термической энергии активации температурных зависи-

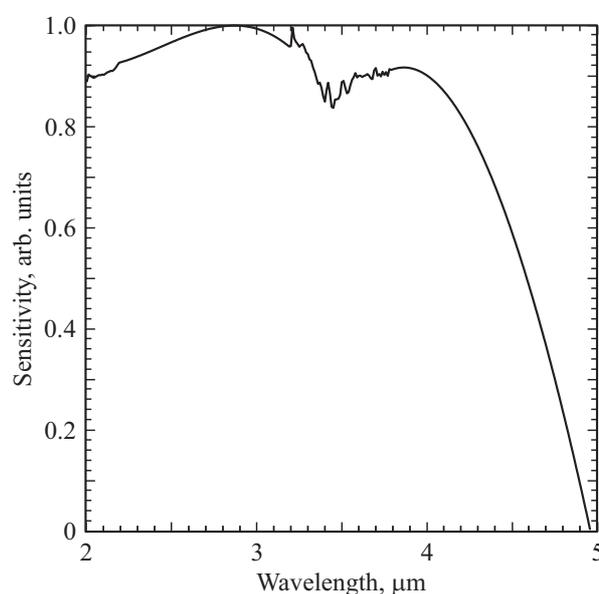


Рис. 1. Спектр фоточувствительности *pVn*-диода.

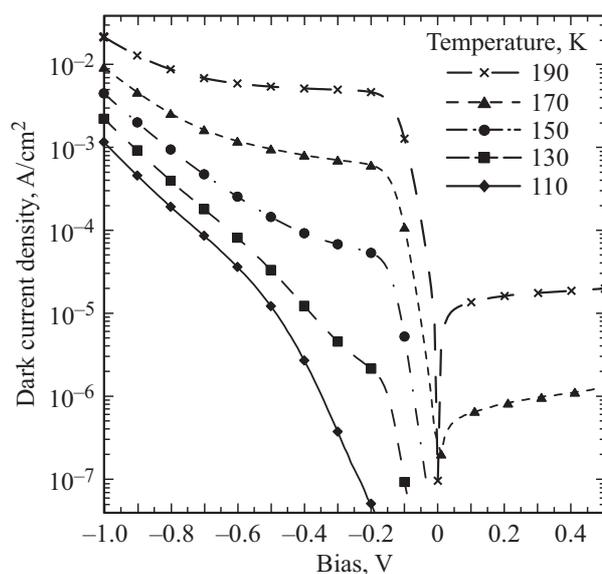


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики *pVn*-диода при различных температурах.

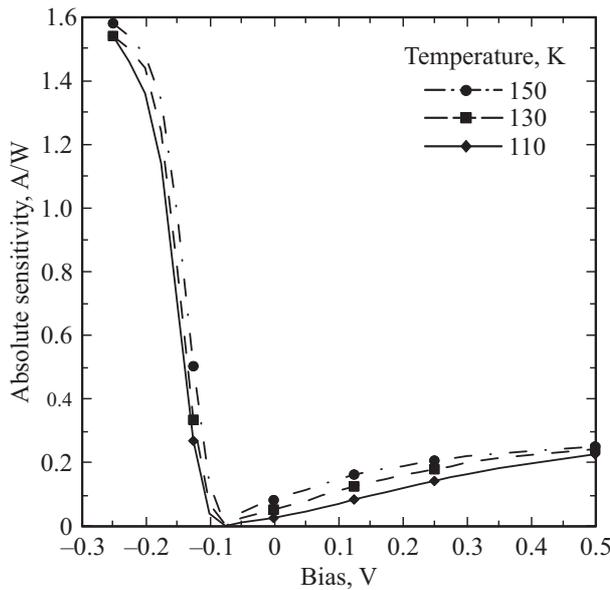


Рис. 3. Зависимости абсолютной чувствительности pVn-диода при различных температурах.

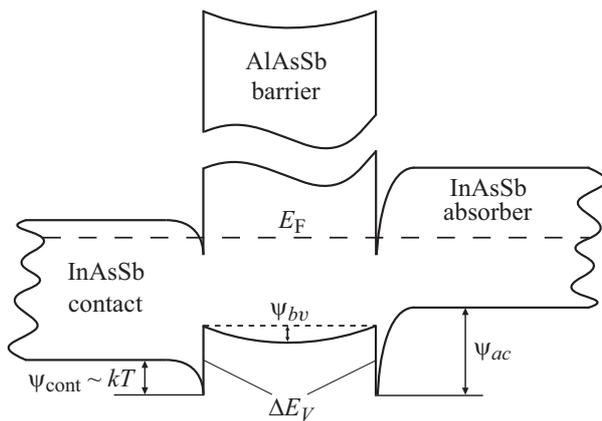


Рис. 4. Модель зонной диаграммы pVn-структуры.

мостей темнового тока из зависимостей $I_d = f(10^3/T)$ (зависимостей Аррениуса) показали, что ее величина составляет 0.27 ± 0.02 эВ и соответствует ширине запрещенной зоны активного слоя E_{ga} . Данная величина относительно постоянна при $U_b < 0.3$ В, а с ростом напряжения монотонно уменьшается до пренебрежимо малого значения. Данный результат подтверждает сделанное ранее из анализа ВАХ предположение о доминирующей роли диффузионного механизма в формировании тока насыщения на начальных участках ВАХ, который далее последовательно сменяется ГР и туннельным механизмами.

На рис. 3 представлены зависимости абсолютной фоточувствительности pVn-фотодиода от напряжения смещения $R(V)$ при различных температурах. Представленные зависимости получены при облучении образцов монохроматическим излучением с длиной волны 2.5 мкм. Данные зависимости практически перестают зависеть от

температуры при напряжениях смещения U_b выше 0.3 В при обеих полярностях. Полученные зависимости $R(V)$ качественно сходны с аналогичными зависимостями, полученными в работе [5], где их переход в насыщение связывают с подавлением потенциальных барьеров для дырок в валентной зоне на границах барьерного, активного и контактного слоев. Вместе с тем, в отличие от данных работы [5], где $R(V) = 0$ при нулевом смещении, на представленных на рис. 3 зависимостях напряжение, при котором $R(V) = 0$, равно -0.075 В. При нулевом же смещении диод обладает достаточно заметной чувствительностью. Полученный результат дает основания предполагать наличие конкурирующих процессов формирования фототока, определяемых потенциальным рельефом в валентной зоне исследуемой структуры.

Абсолютное значение чувствительности на участке насыщения при отрицательных U_b достигает 1.6 А/Вт. Измерение абсолютной чувствительности проводилось с использованием монохроматического модулированного источника излучения (МДР-41) с длиной волны 2.5 мкм. Интенсивность сигнального излучения измерялась с помощью измерителя мощности ОРННН NOVA II. Чувствительность определялась как отношение фототока с фотоприемника к мощности сигнального излучения. Для оценки обнаружительной способности pVn-фотодиода использовалась формула $D^* = R/(2eJ_d)^{1/2}$, где R — абсолютная чувствительность фотодиода, указанная выше, J_d — плотность темнового тока фотодиода, e — элементарный заряд. Основанием для использования указанной формулы было предположение о том, что дробовой шум является доминирующим в исследуемом фотодиоде. Оценки, сделанные на основе полученного выше значения чувствительности и экспериментального значения плотности темнового тока, показывают, что обнаружительная способность данного фотодиода может достигать $3 \cdot 10^{11}$ Вт⁻¹ · см · Гц^{1/2} при рабочей температуре в интервале 140–150 К. Полученные результаты показывают, что исследованные фотодиоды сравнимы по абсолютной и пороговой чувствительности с традиционными аналогами.

Для определения особенностей pVn-структуры, позволившей достигнуть указанных результатов, при дальнейшем анализе воспользуемся моделью зонной диаграммы pVn-структуры, построенной из следующих соображений (рис. 4). В отсутствие внешнего напряжения на pVn-структуре разрыв валентных зон ΔE_v на границах барьерного слоя (БС) и узкозонных слоев (УЗС) может находиться в диапазоне 80 мэВ [3]–100 мэВ [5]. Так как БС и УЗС имеют n-тип проводимости, есть основания ожидать, что на границах УЗС и БС образуются зоны аккумуляции основных носителей заряда, индуцированные выравниванием положений уровней Ферми в указанных слоях. Величины барьеров со стороны УЗС, связанных с образованием зон аккумуляции, можно оценить с помощью соотношения

$$\psi_{ac} = kT \ln \left\{ \frac{E_B^2 \epsilon_n \epsilon_0}{2kT n_0} \right\}, \quad (1)$$

полученного путем упрощения формулы для E_B из работы [6] для случая $\exp(\frac{\psi_{ac}}{kT}) \gg 1$. В (1) ψ_{ac} — величина

барьера, связанная с образованием зон аккумуляции в УЗС; E_B — напряженность электрического поля, создаваемого объемным зарядом со стороны БС; ϵ_n и ϵ_0 — относительная диэлектрическая проницаемость УЗС и диэлектрическая постоянная; n_0 — концентрация основных носителей в УЗС; k — постоянная Больцмана; T — температура. Согласно данным работы [7], величину электрического поля, с учетом того что все доноры в БС ионизованы, можно оценить по формуле $E_B = N_B d_B / \epsilon_n \epsilon_0$, где N_B и d_B — концентрация доноров в БС и его толщина. Расчет с помощью представленных формул при $N_B = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d_B = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $\epsilon_n = 15$, $T = 150 \text{ К}$ дает для активного УЗС с $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ величину $\psi_{ac} \approx 0.04 \text{ эВ}$, а для контактного УЗС с $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ величину $\psi_{cont} \approx kT$. (Экспериментальная оценка использованных при расчетах значений концентраций N_B и n_0 проводилась ранее в близких по составу слоях). Это означает, что влиянием индуцированного барьера на границе БС и контактного УЗС на протекание тока дырок со стороны контактного слоя можно пренебречь. В то же время аналогичный барьер со стороны активного УЗС будет оказывать заметное влияние на ток дырок с обоих направлений. Еще один барьер, который может оказывать заметное влияние на ток дырок, должен возникнуть в валентной зоне БС из-за наличия в нем объемного заряда, что отмечалось выше. Высоту барьера, как и в работе [7], можно оценить по формуле $\psi_{bv} = e N_B d_B^2 / 2 \epsilon_b \epsilon_0$, (e — элементарный заряд), которая при тех же значениях входящих в него параметров, что и выше, и при $\epsilon_b = 11$ составляет около 0.09 эВ. Учитывая ожидаемую величину разрыва валентных зон на границах БС и УЗС в пределах 0.08–0.1 эВ, можно предположить, что данный барьер не препятствует току дырок в валентной зоне БС и даже частично компенсирует влияние разрывов ΔE_v .

Для экспериментальной проверки модели потенциального рельефа в валентной зоне *nВn*-структуры были проведены измерения термической энергии активации фототока диодов. Использование именно такого типа измерений было выбрано из следующих соображений. Суммарный ток *nВn*-диода складывается в общем случае из двух составляющих тока дырок: тока насыщения J_{sat} и фототока J_{ph} , величины которых зависят от полярности U_b . В свою очередь J_{sat} состоит из двух компонент — диффузионной и ГР, каждая из которых зависит от температуры $\sim \exp[-E_g/mkT]$, где E_g — ширина запрещенной зоны активного слоя, а $m = 1$ или 2 в случае диффузионного или ГР механизмов соответственно. В случае отсутствия барьеров в валентной зоне на *Вn*-границе суммарный ток через диод будет:

$$J_{tot} = J_{sat} + J_{ph}. \tag{2}$$

Если же в валентной зоне на *Вn*-границах имеются энергетические барьеры E_{bn} , то соотношение (2), согласно [8], будет иметь вид

$$J_{tot} = (J_{sat} + J_{ph}) \exp[-E_{bn}/kT]. \tag{3}$$

Для определения E_{bn} удобнее измерять температурную зависимость фототока, так как J_{sat} имеет значительно более сильную зависимость от температуры из-за входящего в выражение для него множителя $\exp[-E_g/mkT]$. При этом J_{ph} можно легко промодулировать, что позволяет при измерениях с более высокой точностью выделить его температурную зависимость из J_{tot} . Таким образом, после определения зависимости фототока от $1/T$, по ее наклону можно определить E_{bn} , как это обычно делается при определении термической энергии активации темнового тока фотодиодов (см. выше). Необходимо отметить, что E_{bn} зависит как от величины, так и от полярности внешнего напряжения смещения, что позволяет по характеру зависимости $E_{bn}(V)$ судить о механизмах, определяющих фототок диода. Экспериментальные зависимости $E_{bn}(V)$ представлены на рис. 5. Они были получены при облучении *nВn*-диода, работающего в температурном диапазоне 130–150 К, модулированным монохроматическим излучением с длиной волны 2.5 мкм. Напряжения смещения, при которых проводились измерения, выбирались из интервалов, на которых $R(V)$ монотонно возрастает и на которых отчетливо наблюдается зависимость $R(V)$ от температуры. Пунктиром проведена экстраполяция зависимостей, полученных при напряжениях смещения слева и справа от напряжения смещения на диоде $U_b = -0.075 \text{ В}$, при котором чувствительность обращается в нуль. Для дальнейшего анализа результатов, представленных на рис. 2 и 3, воспользуемся моделью зонной диаграммы *nВn*-структуры, представленной на рис. 4. В режиме короткого замыкания, когда внешнее напряжение между замкнутыми контактами диода отсутствует, результирующий дырочный фототок направлен в сторону активного УЗС (рис. 3). Данный результат может быть объяснен тем, что фототок, генерируемый в

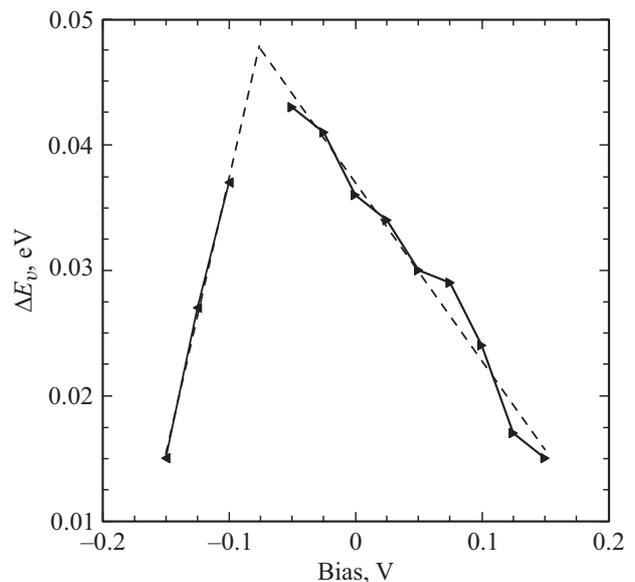


Рис. 5. Зависимость термической энергии активации фототока *nВn*-диода от напряжения смещения.

активном УЗС на границе с БС, из-за индуцированного барьера оказывается в несколько раз меньше, чем фототок со стороны контактного УЗС, несмотря на более низкий темп генерации носителей в последнем. Следует отметить, что результирующий фототок в данном случае также имеет активационный характер: соответствующая ему термическая энергия активации отлична от 0 (см. рис. 5). Данный результат может быть связан с наличием барьера на границе БС и активного УЗС вследствие разрыва валентных зон. Подача отрицательного внешнего смещения U_b приводит к уменьшению результирующего фототока до 0 при $U_b = -0.075$ В, после чего по мере роста напряжения он начинает расти и достигает насыщения при U_b выше -0.3 В. Обращение фототока в 0 при некотором напряжении может означать наступление равенства встречных фототоков, генерируемых в контактном и активном УЗС. Указанное равенство, по-видимому, наступает вследствие уменьшения фототока из контактного УЗС, вызванного увеличением потенциального барьера на границе БС — активный УЗС из-за подачи достаточного напряжения. Как видно на рис. 5, величина энергии активации фототока, характеризующая высоту указанного барьера, оцененная путем линейной экстраполяции зависимостей $E_{bn}(V)$ в точку, соответствующую $V = -0.075$ В, составила около 0.05 эВ. Так как, согласно работе [7], значительная часть напряжения падает на БС и приводит к изгибу его валентной зоны, то, по-видимому, можно считать, что при относительно малых напряжениях, в том числе и при -0.075 В, существенного понижения индуцированного в активном УЗС барьера не происходит. В этом случае можно предположить, что величина $E_{bn} = 0.05$ эВ соответствует высоте указанного барьера, что удовлетворительно согласуется с расчетным значением, полученным выше. Таким образом, измерение зависимостей фототока от $1/T$ и определение с их помощью E_{bn} при различных режимах работы nBn-фотоприемника позволяют экспериментально оценить отдельные особенности его зонной структуры.

Увеличение внешнего напряжения U_b выше 0.3 В приводит зависимость $R(V)$ в режим насыщения, что означает подавление полем влияния энергетических барьеров в валентной зоне слоев nBn-структуры. Данный вывод подтверждается монотонным уменьшением E_{bn} с ростом U_b .

4. Заключение

Проведены исследования фотодиодов с nBn-структурой на основе InAsSb/AlAsSb-твердых растворов. Указанные фотодиоды имели длинноволновую границу чувствительности, достигающую 5 мкм. Оценки, сделанные с использованием расчетных и экспериментальных методов, показали, что указанные фотодиоды сравнимы по абсолютной чувствительности и обнаружительной способности с традиционными аналогами.

На основе анализа фотоэлектрических характеристик nBn-фотодиодов предложена модель зонной диаграммы nBn-структуры, дающая возможность объяснить полученные экспериментальные результаты. В частности, указанная модель позволяет оценить влияние потенциальных барьеров в валентной зоне широкозонного

слоя и на его границах с узкозонными слоями на чувствительность nBn-фотодиодов.

Количественная оценка величин указанных барьеров проводилась расчетным путем с использованием конструктивных параметров nBn-структуры. Предложенная модель потенциального рельефа в валентной зоне nBn-структуры дает удовлетворительное объяснение экспериментальной зависимости от напряжения смещения высоты доминирующего потенциального барьера, величина которой определялась посредством измерения термической энергии активации фототока диодов.

Список литературы

- [1] V.B. Kulikov, V.P. Kotov, G.H. Avetisyan, I.D. Zalevsky, P.V. Bulaev, A.A. Padalitzal. Proc. SPIE, **3200**, 150 (1997).
- [2] S. Maimon, G.W. Wicks. Appl. Phys. Lett., **89**, 151109 (2006).
- [3] P.C. Klipstein. Proc. SPIE, **6940**, 69402U (2008).
- [4] P.C. Klipstein, Y. Gross, D. Aronov, M. ben Ezra, E. Berkowicz, Y. Cohen, R. Fraenkel, A. Glozman, S. Grossman, O. Klin, I. Lukomsky, T. Markowitz, L. Shkedy, I. Shtrichman, N. Snapi, A. Tuito, M. Yassen, E. Weisset Proc. SPIE, **8704**, 87041S (2013).
- [5] N. Baril, A. Brown, P. Maloney, M. Tidrow, D. Lubyshv, Y. Qui, J.M. Fastenau, A.W.K. Liu, S. Bandara. Appl. Phys. Lett., **109**, 122104 (2016).
- [6] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1, с. 382.
- [7] M. Reine. Proc. SPIE, **8704**, 87041Y (2013).
- [8] А.М. Филачев, И.И. Таубкин, М.А. Трищенко. *Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды* (М., Физматкнига, 2011) с. 83.

Редактор А.Н. Смирнов

nBn photodiode based on InAsSb/AlAsSb alloys with responsivity cutoff wavelength near 5 mkm

V.B. Kulikov¹, D.V. Maslov¹, A.R. Sabirov¹,
A.A. Solodkov¹, A.L. Dudin², N.I. Katsavets²,
I.V. Kogan², I.V. Shukov², V.P. Chaly²

¹ Joint Stock Company
«Central Scientific-Research Institute „Cyclone“»,
107497 Moscow, Russia

² Joint Stock Company „Svetlana-Rost“,
194156 St. Petersburg, Russia

Abstract The results of photoelectrical characteristics of nBn-structures investigation are presented. The photodiodes based on such structures may have cutoff wavelength near 5 mkm. Calculations based on these results show that such photodiodes are comparable in detectivity with traditional analogs. The band diagram model of nBn-structure, based on experimental results and theoretical evaluations is proposed. This model makes it possible to evaluate effect of barriers within valence band of wide band layer and at its boundaries with narrow gap layers on responsivity of nBn-photodiode. The experimental results acquired under investigations of photocurrent thermal activation energy dependence on bias were quite important for model development.