

МАТРИЧНЫЕ ФОТОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА ИНЖЕКЦИОННОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ЛЕГИРОВАННЫХ ТЕЛЛУРИДОВ СВИНЦА И ОЛОВА: ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ

© 2009 г. А. Э. Климов, доктор физ.-мат. наук; В.Н. Шумский, доктор физ.-мат. наук

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск

E-mail: klimov@thermo.isp.nsc.ru

Фоточувствительность легированных твердых растворов теллуридов свинца и олова проанализирована с учетом инжекции носителей заряда из контактов. Рассмотрены особенности фотоответа как в области фундаментального поглощения, так и в субмиллиметровой области спектра. Приведены экспериментальные результаты исследования свойств фотоприемных устройств на основе указанных соединений, и рассмотрены перспективы их применения в инфракрасной и субмиллиметровой областях спектра.

Ключевые слова: фотоприемные устройства, PbSnTe, инжекционный ток, мелкие уровни.

Коды OCIS: 230.0040, 230.5160, 230.3990.

Поступила в редакцию 15.07.2009.

Введение

Примерно до середины 70-х годов прошлого века технологии фотоприемников (ФП) инфракрасного (ИК) диапазона на основе твердых растворов A_4B_6 развивались параллельно с технологиями ФП на основе CdHgTe (КРТ), не уступая им по параметрам и имея некоторые преимущества вследствие большей простоты технологических процессов. Значения обнаружительной способности ФП на основе A_4B_6 были близки к ограниченным фоновым потоком [1–3].

Основными причинами, по которым позже предпочтение было отдано технологиям ИК ФП на основе КРТ, являлись большое значение статической диэлектрической проницаемости ϵ соединений A_4B_6 и большее отличие коэффициентов термического расширения (КТР) этих соединений по сравнению с кремнием. Первая вела к уменьшению частотного диапазона ФП на основе A_4B_6 , а вторая усложняла применение этих ФП в гибридных вариантах многоэлементных фотоприемных устройств (ФПУ).

В 90-х годах технологии ИК ФП на основе A_4B_6 получили новый импульс после демонстрации возможности создания монолитного матричного ФПУ, в котором на единой кремниевой подложке формируются и схема обработки

сигнала (мультиплексор), и матрица ИК фотодиодов [4–7]. Параметры таких ФПУ оказались близкими к ограниченным фоном.

Помимо этого, новые перспективы для использования соединений A_4B_6 в ИК технике связаны с радикальной модификацией их свойств при легировании некоторыми примесями. Так, в конце 80-х годов было показано [8, 9], что в PbSnTe:In определенного состава и уровня легирования при температуре ниже примерно 20 К наблюдаются очень низкая проводимость без освещения и высокая фоточувствительность. Это открыло новые возможности использования этих соединений для создания ИК ФП резистивного типа (фотосопротивлений). В дальнейшем исследованиям и интерпретации этих свойств было уделено очень много внимания. Были разработаны модели, объясняющие стабилизацию уровня Ферми внутри запрещенной зоны и высокую фоточувствительность [10–12]. Вместе с тем, несмотря на то что для этого узкозонного полупроводника при гелиевых температурах в литературе используется широко понятие “диэлектрическое состояние”, крайне мало внимания уделялось исследованию особенностей его свойств именно как изолятора. В первую очередь это касается роли инжекции носителей заряда из контактов.

Помимо чувствительности в фундаментальной полосе поглощения, в легированных соеди-

нениях A_4B_6 наблюдалось появление фототока вплоть до субмиллиметрового (СБММ) диапазона. Была обнаружена фотопроводимость в PbTe:Ga в области частот $100\text{--}460\text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 28\text{--}100\text{ мкм}$) [13]. Возникновение фотопроводимости авторы связали с резонансным возбуждением локальной моды колебаний, соответствующей метастабильному примесному состоянию и переходу в зону проводимости электронов, до этого локализованных на примесном центре. О появлении фототока в кристаллах PbSnTe:In при $\lambda = 90$ и $\lambda = 116\text{ мкм}$ сообщалось в работе [14]. Авторы указывают, что фототок наблюдается при энергиях фотонов, значительно меньших, чем термическая активационная энергия основного примесного состояния. Наблюдавшийся эффект объясняется, как и в [13], возбуждением электронов, находящихся на локальных метастабильных состояниях. О появлении избыточного тока при воздействии лазерного излучения с длиной волны $336,8\text{ мкм}$ было сообщено также в [15].

Целью данной работы является анализ особенностей фотоэлектрических свойств PbSnTe:In и фотоприемников на его основе, связанных с инжекцией носителей заряда, включая роль локализованных состояний (ловушек), а также перспектив дальнейшего развития многоэлементных ФП и ФПУ ИК и СБММ диапазонов на основе легированных теллуридов свинца и олова.

Фоточувствительность PbSnTe:In

Фототок в области фундаментального поглощения. В [16] приведены экспериментальные доказательства того, что ток в образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ ($x \approx 0,26$) при гелиевых температурах является инжекционным и ограничивается пространственным зарядом в присутствии центров прилипания электронов и проведена оценка параметров этих центров. Таким образом, высокая фоточувствительность PbSnTe:In в области фундаментального поглощения может быть связана с захватом электронов на ловушки. Такое предположение было сделано ранее в [9], но анализ механизмов фототока с учетом инжекции ни в этой, ни в других известных нам работах не проводился.

В соответствии с теорией инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [17], был проведен расчет вольтамперных характеристик (ВАХ) в образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ ($x \approx 0,26$) при освещении в области фундаментального поглощения и проведено сравнение расчета с экспериментом [18].

Из литературы известно [19, 20], что в нелегированных образцах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ из-за высокой концентрации носителей заряда преобладающим механизмом рекомбинации является ударная (Оже) рекомбинация с коэффициентами ударной рекомбинации $\eta_n = \eta_p = 5 \times 10^{-26}\text{ см}^6\text{ с}^{-1}$. В работе [21] было показано, что при $T = 4,2\text{--}7\text{ K}$ в легированных индием пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с малой концентрацией равновесных носителей заряда излучательная рекомбинация преобладает вплоть до значений оптической генерации $g_0 \leq 6 \times 10^{15}\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$.

Выполненные в [18] расчеты концентраций электронов на ловушках в темноте и при освещении, концентраций свободных электронов и дырок при освещении в зависимости от напряжения показали, что при не очень больших напряжениях в области фундаментального поглощения преобладает дырочный компонент фототока из-за захвата электронов на ловушки. Это имеет место вплоть до напряжений, близких к напряжению полного заполнения ловушек (ПЗЛ) $U_{\text{ПЗЛ}}$ (рис. 1а). При больших напряжениях (ловушки полностью заполнены за счет инжекции электронов из контактов) фототок становится биполярным, а соотношение между электронным и дырочным компонентами фототока определяется подвижностями электронов и дырок.

На рис. 1б представлены экспериментальные зависимости ВАХ в темноте и полного тока при освещении, а также расчетная зависимость полного тока при уровне оптической генерации $g_0 = 10^3\text{ см}^{-3}\text{ с}^{-1}$, при котором наблюдалось наилучшее совпадение расчета с экспериментом.

Из рисунка видно, что экспериментальный ток при освещении имеет минимум в области напряжений, при котором осуществляется режим ПЗЛ, что соответствует расчету. Однако в эксперименте этот минимум выражен слабее, чем в расчете. Это связано с тем, что при расчете для простоты учитывался только один центр захвата электронов, что ведет к более резкому возрастанию расчетной ВАХ в темноте и сдвигу ее по оси напряжений по сравнению с экспериментом. Главным здесь является само наличие минимума полного тока, которое связано с уменьшением времени жизни дырок в условиях возрастающей инжекции электронов.

Одним из важнейших результатов расчета является то, что до перехода в режим ПЗЛ фототок должен быть дырочным, что подтверждается экспериментальными данными по эффекту Холла при освещении при различных напряжениях [18].

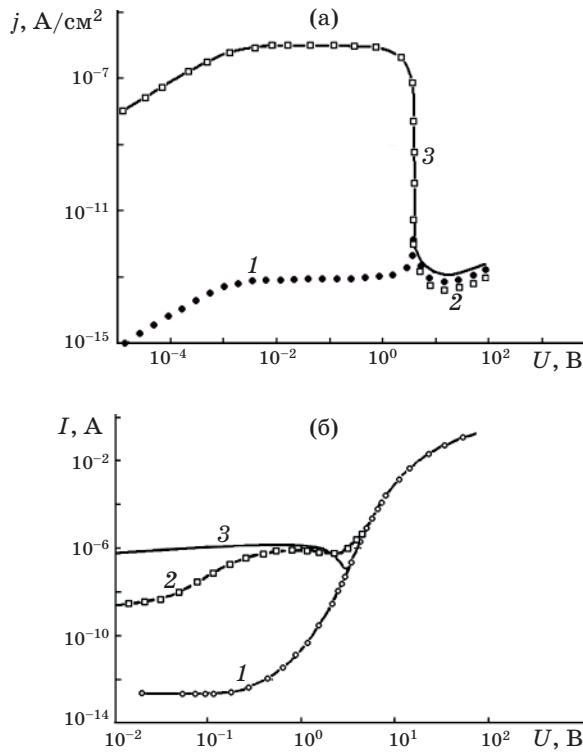


Рис. 1. Фототок PbSnTe:In в области фундаментального поглощения. а – расчетные зависимости плотности электронного (1), дырочного (2) и полного (сплошная кривая) фототока (j) от напряжения U при оптической генерации $g_0 = 10 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ [18]; б – экспериментальные (1, 2) и расчетная (3) ВАХ: 1 – без освещения, 2 и 3 – при освещении. Для расчетной зависимости $g_0 = 10^3 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ [18].

Действительно, в слабых полях наблюдается проводимость дырочного типа, а коэффициент Холла почти не зависит от приложенного напряжения. В этом случае ВАХ имеет линейный характер. В сильных полях наблюдается электронный ток с сильной зависимостью коэффициента Холла от напряжения. В этом случае ВАХ существенно нелинейна и описывается теорией ТОПЗ.

Фототок в субмиллиметровой области спектра. В рамках теории ТОПЗ при наличии центров прилипания электронов фототок в дальнем ИК и СБММ диапазонах излучения должен появляться как результат оптического возбуждения электронов, захваченных на ловушек. В этом случае спектральная область чувствительности будет определяться энергетическим положением и степенью заполнения ловушек для электронов, зависящей от уровня инжеекции (приложенного напряжения), а также от сечения поглощения фотона.

Численные расчеты ВАХ при освещении образца на длинах волн $\lambda = 198, 149$ и 130 мкм были

выполнены нами для модели с равномерным распределением ловушек по энергии в диапазоне $0,001–0,01 \text{ эВ}$ ниже дна зоны проводимости и концентрации ловушек $D = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}/\text{эВ}$. Выбранные значения длин волн определены спектральным диапазоном излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ), который использовался в экспериментах. Расчеты проведены для геометрии образца, описанной в [16], а именно: два симметричных металлических электрода длиной $0,2 \text{ мм}$ на поверхности пленки PbSnTe:In толщиной 1 мкм разделены зазором шириной 64 мкм . На рис. 2а показаны результаты расчета.

Большие значения фототока при возбуждении излучением с меньшей длиной волны при малых напряжениях обусловлены тем, что в этой области напряжений заполнены более глубокие ловушки. При увеличении напряжения примерно до 3 В и более значения фототока на всех длинах волн выравниваются. Это связано с полным заполнением всех ловушек и с тем, что в модель заложены одинаковые параметры всех ловушек при их равномерном распределении по энергии. В предположении преобладания дробового шума, которое представляется разумным для инжекционного механизма темнового тока, в рамках данной модели при напряжении смещения $U \approx 0,1 \text{ В}$ расчетный порог обнаружения должен составлять от $5 \times 10^{11} \text{ фотон}/\text{см}^2$ (для $\lambda = 198 \text{ мкм}$) и до $5 \times 10^7 \text{ фотон}/\text{см}^2$ (130 мкм) в полосе частот $\Delta f = 1 \text{ Гц}$.

Расчетные спектральные зависимости чувствительности в СБММ области спектра при различных напряжениях смещения представлены на рис. 2б. По мере увеличения напряжения заполняются более мелкие ловушки и область чувствительности сдвигается в более длинноволновую область спектра.

Анализ ВАХ без освещения позволяет достаточно точно рассчитать распределение ловушек по энергии (см., например, в [22]). В реальных образцах PbSnTe:In оно оказывается неоднородным. Расчетные значения чувствительности как функции приложенного напряжения в СБММ области спектра для двух длин волн для указанного распределения ловушек приведены на рис. 2в вместе с экспериментальными данными, полученными с использованием ЛСЭ. Видно достаточно хорошее совпадение данных эксперимента и расчета для длины волны излучения $\lambda = 130 \text{ мкм}$ и несколько худшее – для $\lambda = 198 \text{ мкм}$. Одной из причин этого может быть то, что в модель для расчета заложено однородное

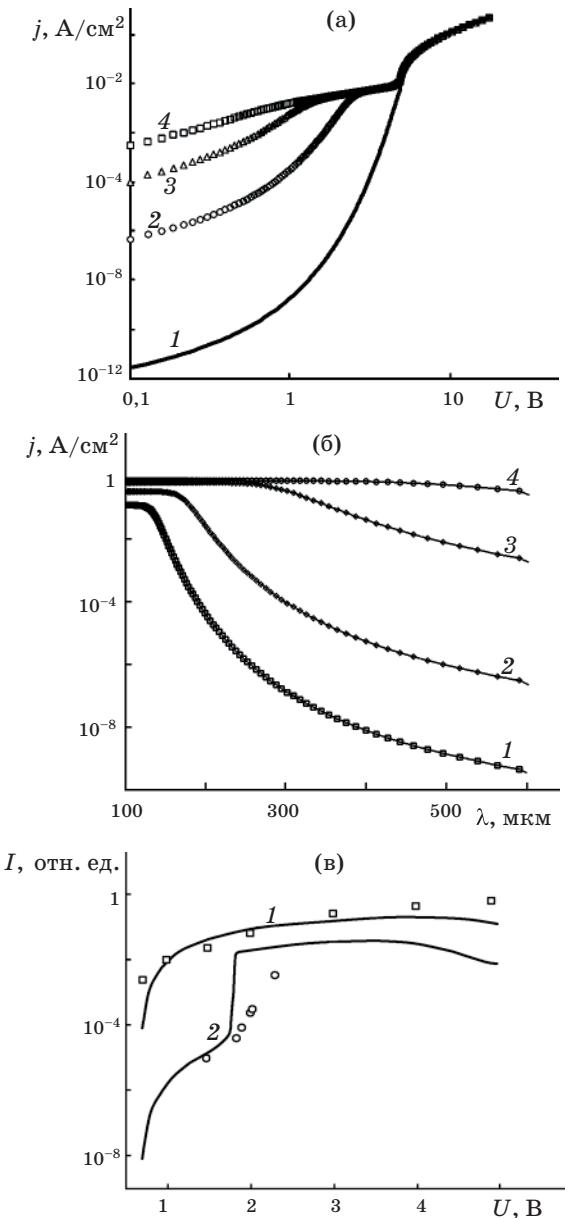


Рис. 2. Фототок PbSnTe:In в СБММ области спектра. а – расчетные зависимости плотности тока j от напряжения U без освещения (1) и при освещении на длине волны 198 (2), 149 (3) и 130 (4) мкм. Освещенность равна 5×10^{20} фотонов/ см^2 с; б – расчетные зависимости плотности фототока j от длины волны λ . Напряжение смещения $U = 0,69$ (1), 1,87 (2), 3,65 (3), 4,88 В (4); в – зависимость фототока I от напряжения смещения U . Сплошные кривые – расчет, квадраты – эксперимент при длине волны лазера на свободных электронах $\lambda = 130$ мкм, круги – $\lambda = 198$ мкм.

заполнение ловушек в межэлектродной области по мере увеличения напряжения смещения. Реально оно может быть неоднородным. При этом влияние такой неоднородности должно быть бо-

лее сильным для больших длин волн (для более мелких уровней ловушек).

Матричные фотоприемные устройства

Дальний инфракрасный диапазон. Спектральный диапазон ФПУ этого диапазона определяется шириной запрещенной зоны $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$, для которого наблюдаются наименьшие токи без освещения и высокая фоточувствительность. Эти свойства реализуются при составе, близком к $x \approx 0,26$, которому соответствует красная граница чувствительности вблизи 20 мкм. Для этого диапазона были разработаны два типа ФПУ: линейчатое (ЛФПУ) форматом 2×128 элементов и квазиматричное ФПУ форматом 128×128 элементов, предназначенные для использования в условиях низких фоновых потоков при рабочей температуре $T = 7–15$ К. Каждый из пикселов ФПУ представляет собой фотоприемник, в котором существенна инжеクция носителей заряда из контактов, хотя построение ФПУ в целом близко к схеме фоторезистивного ФПУ. Ограничения на фоновый поток и рабочую температуру в значительной степени связаны с выбранной схемой мультиплексора, максимальные входные токи которого должны быть порядка 10^{-10} А и менее при времени накопления 10^{-3} с. Увеличение как фонового потока, так и рабочей температуры выше $T = 15–17$ К вело к переполнению входных емкостей мультиплексора. В данном случае “квазиматричное” ФПУ означает, что была реализована схема с адресацией к отдельным пикселам ФПУ по строкам и столбцам с использованием двух линейчатых мультиплексоров. На одном из них (“горизонтальном”) проводилось накопление фотосигнала с выбранной строки квазиматрицы, а другой (“вертикальный”) обеспечивал подключение к “горизонтальному” мультиплексору соответствующей строки.

Таким образом, в данной схеме матричного ФПУ принципиально могли быть реализованы только пороговые параметры, не превышающие параметров линейчатого ФПУ соответствующей длины.

Технология изготовления линейчатых и матричных ФПУ на основе пленок PbSnTe:In , а также методика измерения их пороговых параметров в условиях низких фоновых потоков детально описаны в [23]. На рис. 3 показан внешний вид разработанного ЛФПУ (а) и представлено распределение мощности, эквивалентной шуму (МЭШ), по элементам при рабочей температуре $T = 7$ К (б).

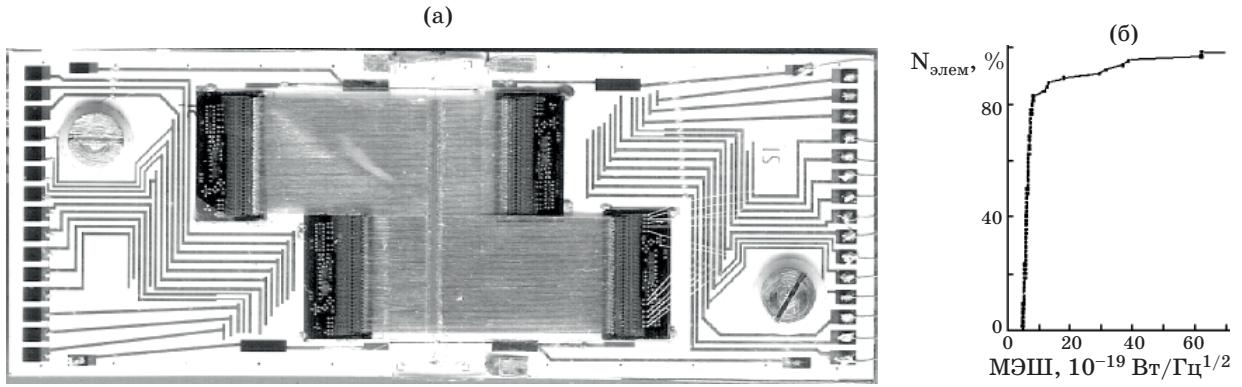


Рис. 3. Линейчатое фотоприемное устройство [23]. а – внешний вид. В центре расположена линейка фотоприемников 2×128 элементов, к которой присоединены 4 мультиплексора; б – распределение МЭШ по элементам линейчатого фотоприемного устройства. Рабочая температура $T = 7$ К, по оси ординат отложено число элементов $N_{\text{элем}}$ с МЭШ, не превышающей значения, указанного на оси абсцисс.

В центре ЛФПУ горизонтально расположена сдвоенная линейка фоторезисторов 2×128 элементов с периодом 100 мкм (общая длина 12,8 мм). К линейке с помощью гибких полимидных шлейфов присоединены 4 кремниевых мультиплексора с тактовой частотой 1 кГц. Видно, что при $T = 7$ К более 80% элементов ЛФПУ имеют МЭШ менее 1×10^{-18} Вт Гц $^{-0.5}$, что соответствует обнаружительной способности 1×10^{16} см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$. Следует подчеркнуть, что при измерении параметров ЛФПУ из-за его чрезвычайно высокой чувствительности использовался источник излучения типа “абсолютно черное тело” (АЧТ) с $T_{\text{АЧТ}} = 78$ К и выходным отверстием диаметром 1 мм, расположенным на расстоянии 100 мм от ЛФПУ (апертура 1:100). ФПУ такого типа с предельно высокими параметрами могут найти применение в условиях космоса для задач астрономии, а также для обнаружения низкотемпературных объектов на больших дальностях. Помимо этого, возможно их использование для решения задач в СБММ области спектра, о чем будет сказано ниже.

Параметры ФПУ на основе PbSnTe:In ухудшаются с повышением температуры из-за увеличения темновых токов и снижения чувствительности. Тем не менее при использовании соответствующих мультиплексоров, способных работать при величине входных токов до 10^{-6} А, даже при рабочей температуре $T = 27\text{--}29$ К обнаружительная способность достигает значений $D^* = 1 \times 10^{11}\text{--}1 \times 10^{12}$ см Гц $^{1/2}$ Вт $^{-1}$ в зависимости от фоновой нагрузки. Это делает их перспективными для решения ряда специальных задач

дистанционного зондирования Земли из космоса. В частности, красный край чувствительности таких ФПУ $\lambda = 20$ мкм позволяет перекрывать всю область пропускания атмосферы в ИК части спектра (до 13,5 мкм), а высокие значения обнаружительной способности при пониженных фонах позволяют эффективно использовать их в узкополосных мультиспектральных ФПУ.

Отдельный интерес представляет возможность получения пленок соединений группы A 4 B 6 на кремниевых подложках с использованием буферных слоев CaF $_2$ /BaF $_2$, о чем упоминалось выше [4, 5]. Интегральные (монолитные) ФПУ на основе структур Si/CaF $_2$ /BaF $_2$ /PbSnTe:In, несмотря на более низкие рабочие температуры (около $T = 30$ К и менее), имеют ряд преимуществ по сравнению с гибридными в спектральном диапазоне до 20 мкм. Структуры Si/CaF $_2$ /BaF $_2$ /PbTe:Ga являются перспективными для спектрального диапазона до 5–5,5 мкм при рабочих температурах около 80 К.

Субмиллиметровый диапазон. Как было показано в предыдущих разделах, в условиях преобладания инжекционных токов при наличии уровней захвата на основе пленок PbSnTe:In могут быть изготовлены структуры, чувствительные к СБММ излучению. При этом схема построения многоэлементных ФПУ для этого диапазона может быть полностью эквивалентна описанной в предыдущем разделе. Принципиальным в данном случае является то, что из-за большей длины волн размер пикселя даже для $\lambda = 100$ мкм должен быть не менее 200 мкм, что для формата ФПУ 128×128 элементов соответ-

ствует его физическим размерам не менее чем $2,6 \times 2,6$ см. Отметим, что реализация ФПУ такого большого размера на принципах гибридной сборки с использованием практически любого вида ФП для СБММ области спектра (полупроводниковых, сверхпроводящих болометров и т. п.) представляется крайне затруднительной по целому ряду причин, на которых мы не будем останавливаться. Поэтому, безусловно, возможность получения чувствительных пленок непосредственно на кремниевых подложках дает PbSnTe:In большие преимущества при разработке монолитных матричных ФПУ этого диапазона.

Отдельный интерес представляет рекордная чувствительность ФПУ на основе пленок PbSnTe:In к излучению слабо нагретых тел в ИК области спектра (в области фундаментального поглощения). Как показали исследования ЛФПУ, о котором шла речь в предыдущем разделе, при большой апертуре происходит “перегрузка” ЛФПУ уже при температуре излучателя, близкой к температуре жидкого азота. Более того, “слишком большой” может оказаться и температура излучателя (около $T = 50\text{--}60$ К и менее), если он расположен непосредственно вблизи такого ФП. Таким образом, ИК ФПУ этого типа представляют интерес для разработки матричных СБММ ФПУ с непрямым преобразованием излучения. В основу такого устройства положено формирование изображения в СБММ диапазоне спектра на тонком поглощающем экране, расположенному непосредственно вблизи ИК ФПУ, которое способно регистрировать излучение слабо нагретых поверхностей. Сам поглощающий экран и ИК ФПУ располагаются в вакуумированной камере, охлажденной вместе с СБММ входным окном-фильтром до гелиевых температур. Температурный профиль промежуточного экрана, формируемый СБММ частью спектра, прошедшей через отрезающий фильтр, анализируется матрицей ИК диапазона. В данном случае условия работы ИК ФПУ на основе PbSnTe:In оказываются близкими к низкофоновым и низкотемпературным условиям, для которых ранее и были получены рекордные значения МЭШ.

Детальный анализ возможностей ФПУ на основе PbSnTe:In для таких задач выполнен в [24]. Расчеты показали, что при температуре фона $T_F = 293$ К, относительном отверстии СБММ объектива 1:2, коэффициентах пропускания объектива и СБММ фильтра 80–90%, коэффициенте поглощения экрана в СБММ диапазоне 60–80% средняя температура экрана в

стационарном режиме может лежать в пределах $T = 30\text{--}60$ К. Как показано в [24], этого достаточно для реализации указанной схемы с использованием PbSnTe:In и практически невозможно при использовании ИК ФПУ на основе других полупроводниковых материалов. При этом принципиально важной является большая длина волны красного края чувствительности (около 20 мкм), которая и позволяет эффективно регистрировать излучение слабо нагретого экрана.

Быстродействие устройства в целом будет определяться характерными временами нагрева и охлаждения экрана, которое в данном случае является в основном радиационным. Сделанные оценки показывают, что при толщине экрана, выполненного на основе органических соединений, порядка 1 мкм, можно ожидать быстродействия до 10 кадр/с.

Следовательно, на принципах непрямой регистрации СБММ излучения при гелиевых рабочих температурах использование ФПУ на основе пленок PbSnTe:In позволяет создать устройство, аналогичное ИК тепловизионному устройству, но работающему в СБММ области спектра на длинах волн около 100 мкм или более, т. е. не тепловизор, а “теравизор”.

В конце этого раздела подчеркнем, что принципиально важным при разработке матричных ФПУ для СБММ области спектра является большой размер отдельного пикселя, что автоматически ведет к большим физическим размерам такой матрицы. Таким образом, на первый план выходит перспективная возможность создания монолитных ФПУ на основе соединений A^4B^6 на кремниевых подложках, которые в принципе могут иметь практически любые размеры, что невозможно в настоящий момент для других узкозонных полупроводников.

Заключение

Комплекс фотоэлектрических свойств твердого раствора PbSnTe:In при гелиевых температурах в “диэлектрическом состоянии” хорошо описывается в рамках теории инжекционных токов, ограниченных пространственным зарядом в присутствии ловушек. Анализ вольт-амперных характеристик показывает, что ловушки для электронов расположены ниже дна зоны проводимости примерно на 0,001–0,01 эВ. В области фундаментального поглощения высокая фоточувствительность находит объяснение как результат захвата возбужденных светом электронов на эти ловушки, что подтверждается

данными по эффекту Холла при освещении. Захват электронов ловушками при высоком уровне инжекции из контактов определяет фоточувствительность в субмиллиметровом диапазоне длин волн, которая появляется вследствие опустошения этих ловушек под действием низкоэнергетичных фотонов. Полученные рекордно высокие значения пороговых параметров фотоприемных устройств на основе PbSnTe:In в дальнем ИК диапазоне могут найти применение и для субмиллиметровых приложений в системах с непрямой регистрацией длинноволнового излучения. Перспективность соединений A_4B_6 определяется также возможностью получения фоточувствительных слоев непосредственно на кремниевых подложках и создания монолитных фотоприемных устройств большого физического размера, что принципиально важно для устройств субмиллиметрового диапазона.

Работа поддержана РФФИ (грант 07-02-01336а).

ЛИТЕРАТУРА

- Kennedy C.A., Linden K.J., Soderman D.A.* High Performance 8–14 μm $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ Photodiodes // Proc. IEEE. 1975. V. 63. № 1. P. 27–32.
- Chia P.S., Balon J.R., Lockwood A.H., Randall D.M., Renda F.J., DeVaux L.H., Kimura H.* Performance of PbSnTe Diodes at Moderately Reduced Backgrounds // Infrared Physics. 1975. V. 15. P. 279–285.
- Hohnke D.K., Holloway H., Yeung K.F., Hurley M.* Thin-film (Pb,Sn)Se photodiodes for 8–12 μm operation // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. № 2. P. 98–100.
- Zogg H., Maissen C., Masek J., Blunier S., Lambrecht A., Taske M.* Epitaxial lead chalcogenide IR sensors on Si for 3–5 and 8–12 μm // Semicond. Sci. Technol. 1990. V. 5. P. S49–S52.
- Fach A., John J., Mller P., Paglino C., Zogg H.* Material properties of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Se}$ epilayers on Si and their correlation with the performance of infrared photodiodes // J. of Electronic Materials. 1997. V. 26. № 7. P. 873–877.
- John J., Zogg H.* Infrared p - n -junction diodes in epitaxial narrow gap PbTe layers on Si substrates // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 3364–3367.
- Alchalabi K., Zimin D., Zogg H., Buttler W.* Monolithic heteroepitaxial PbTe-on-Si infrared focal plane array with 96×128 pixels // Electron Device Letters, IEEE. 2001. V. 22. № 3. P. 110–112.
- Акимов Б.А., Брандт Б.А., Богословский С.А., Рябова Л.И., Чудинов С.М.* Неравновесное металлическое состояние в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}(\text{In})$ // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 1. С. 11–14.
- Byl B.M., Voronova I.D., Kaluzhna G.A., Mametov T.S., Raghimova T.P.* Особенности явлений переноса в $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$ с большим содержанием индия // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29. № 1. С. 21–25.
- Каган Ю., Кикоин К.А.* Туннельная примесная автолокализация в полупроводниках. Природа аномальных свойств соединений $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с примесью In // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. № 6. С. 367–371.
- Драбкин И.А., Мойжес Б.Я.* Спонтанная диссоциация нейтральных состояний примесей на положительно и отрицательно заряженные состояния // ФТП. 1981. Т. 15. № 4. С. 625–647.
- Волков Б.А., Панкратов О.А.* Ян-теллеровская неустойчивость кристаллического окружения точечных дефектов в полупроводниках A^4B^6 // ДАН СССР. 1980. Т. 255. № 1. С. 93–97.
- Белогорюхов А.И., Иванчик И.И., Пономарев С.В., Слынько Е.И., Хохлов Д.Р.* Селективная проводимость в $\text{PbTe}(\text{Ga})$, индуцированная локальной фононной модой // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. № 5. С. 342–346.
- Khokhlov D.R., Ivanchik I.I., Raines S.N., Watson D.M., Pipher J.L.* Performance and spectral response of $\text{PbSnTe}(\text{In})$ far-infrared photodetectors // Appl. Phys. Letters. 2000. V. 76. № 20. P. 2835–2837.
- Акимов А.Н., Ерков В.Г., Кубарев В.В., Молодцова Е.Л., Климов А.Э., Шумской В.Н.* Фоточувствительность пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ в терагерцовой области спектра // ФТП. 2006. Т. 40. № 2. С. 169–173.]
- Акимов А.Н., Ерков В.Г., Климов А.Э., Молодцова Е.Л., Супрун С.П., Шумской В.Н.* Токи инжеекции в узкозонном диэлектрике $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ // ФТП. 2005. Т. 39. № 5. С. 563–568.
- Lampert M.A., Mark P.* Current Injection in Solids. N. Y. Academic Press. 1970. Перевод: *Ламперт М., Марк П.* Инжеекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973. 416 с.
- Klimov A. E., Shumski V. N.* Photosensitivity of $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$:In films in the region of intrinsic absorption // Semiconductors. 2008. V. 42. № 2. P. 149–155.
- Emtage P.R.* Auger recombination and junction resistance in lead-tin-telluride // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 6. P. 2565–2576.
- Lishka K., Durstberger R., Lindermann G., Staudinger H.* Defect states in $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ // Phys. Stat. Sol. 1984. V. 123. P. 319–324.
- Borodin V.V., Klimov A.E., Shumsky V.N.* Recombination in PbSnTe at low temperatures // Narrow Gap Semiconductors. Eds. Shen S.C., Tang D.V., Zheng G.V., Bauer G. World Scientific. 1997. P. 361–364.
- Klimov A.E., Paschin S.N., Shesteryakova V.N., Shumsky V.N.* Electron Trap Levels in PbSnTe :In // Proc. of 9th International workshop and tutorials on elec-

- tron devices and materials. Erlagol, Altai. July 1–5. 2008. P. 17–20. IEEE Catalog No. CFP08500-PRT. ISBN 978-5-7782-0893-3. ISSN 1815–3712.
23. Климов А.Э., Шумской В.Н. Многоэлементные фотоприемные устройства дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных пленок PbSnTe, легированных In, на BaF₂ // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона / Под редакцией Синицы С.П. Новосибирск: Наука, 2001. С. 308–372.
24. Akimov A.N., Klimov A.E., Shumsky V.N., Aseev A.L. Submillimeter Photodetector Array on PbSnTe:In Films // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2007. V. 43. № 4. P. 62–71.