

# Приемное устройство радиолокатора дальнего ИК- и ТГц-диапазона

Е. М. Ильин, Д. В. Ищенко, А. Э. Климов, Н. С. Пащин, А. И. Полубехин,  
С. П. Супрун, Е. В. Федосенко, А. Г. Черевко, В. Н. Шерстякова, В. Н. Шумский

Описаны типы терагерцовых приемников. Разработана физическая модель чувствительного элемента приемного устройства локатора, на основе которой объяснены высокая фоточувствительность и долговременная релаксация фототока, связанные с захватом электронов на ловушки, а также чувствительность в широкой полосе терагерцового диапазона, обусловленная оптическими переходами с уровней с разной энергией возбуждения. Рассмотрены проблемы разработки интегрального приемника на базе пленок  $\text{PbSnTe:In}$ , полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках кремния через буферные слои фторидов кальция и бария, с одновременным созданием мультиплексоров. На основе расчетных и экспериментальных данных проведена оценка мощности, эквивалентной шуму, и перспектив приемников.

*Ключевые слова:* терагерцовая локация, ИК-детекторы, твердый раствор, свинец-олово-теллур.

## 1. Введение

Развитию и совершенствованию детекторов дальнего ИК- и терагерцового излучения (ДИКТИ) в последнее время уделяется повышенное внимание. Различными группами исследователей разработано и совершенствуется большое разнообразие как традиционных, глубоко охлаждаемых детекторов миллиметровых и субмиллиметровых длин волн (в основном болометров), так и новых типов детекторов, основанных на оптоэлектронных квантовых устройствах, плазменно-волновом детектировании с помощью полевых транзисторов и биполярных полупроводниковых болометрах на горячих электронах, работающих при комнатной температуре. В то же время очевидно, что в отличие от видимого и инфракрасного спектральных диапазонов выбор детекторов в указанных спектральных диапазонах еще не сделан.

Целью настоящей статьи является рассмотрение перспектив применения в качестве детекторов ДИКТИ фотонных приемников на основе узкозонных соединений  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te(In)}$ , а также целесообразности и возможности создания приемного устройства для пассивного канала радиолокатора, работающего в данном спектральном диапазоне.

## 2. Типы ТГц-приемников

Основными классами ТГц-детекторов являются тепловые и фотонные детекторы. Общие сведения об этих приемниках приведены в работах [1–4, 28]. Среди ТГц-детекторов теплового типа наибольшее применение нашли болометры главным образом на основе сверхпрово-

димости, пиро- и термоэлектрические приемники. Среди фотонных детекторов различают детекторы на основе собственных и примесных оптических переходов, фотоэмиссионные (барьеры Шоттки).

В табл. 1 приведены основные характеристики детекторов ТГц-диапазона, опубликованные в открытой печати за последние 10 лет.

С увеличением содержания олова ширина запрещенной зоны  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  уменьшается, а длинноволновая граница чувствительности увеличивается. Экспериментально обнаружена чувствительность в терагерцовом диапазоне длин волн вплоть до  $\lambda = 300\text{--}400$  мкм. Кроме того, при использовании  $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$  в схеме с промежуточным тепловым экраном [5] длинноволновая граница определяется эффективностью теплового экрана. Поэтому далее будут рассмотрены перспективы создания приемного устройства для пассивного канала локатора применительно именно к этому соединению.

### 3. Интегральный ТГц-приемник

#### 3.1. Разработка чувствительного элемента, матричные ФП и ФПУ

Матричные фотоприемники (МФП) и фотоприемные устройства (МФПУ) входят в состав блока детекторов приемного устройства пассивной локационной станции дальнего ИК- и ТГц-диапазонов длин волн, блок-схему которого можно представить в виде, показанном на рис. 1.

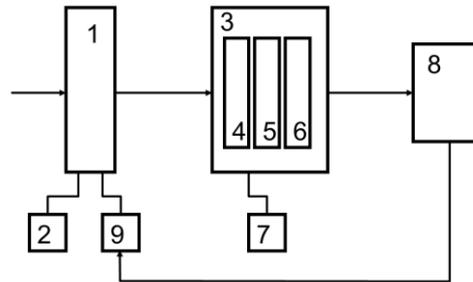


Рис. 1. Блок-схема приемного устройства пассивной локационной станции дальнего ИК- и ТГц-диапазонов: 1 – антенна, 2 – система охлаждения антенны, 3 – блок детекторов, включающий в себя: 4 – охлаждаемые фильтры и диафрагмы, 5 – матрица фотодетекторов, 6 – охлаждаемая схема обработки сигнала (мультиплексор), 7 – система охлаждения блока детекторов, 8 – внешняя управляющая электроника, 9 – система сканирования

Охлаждение антенны может быть эффективным в условиях крайне низких фоновых потоков, например, при наблюдении за космическим пространством. Требования к ряду параметров МФПУ определяются как длиной волны излучения, так и параметрами антенны, которая может быть выполнена, например, в виде зеркального или зеркально-линзового объектива. В частности, конструкция антенны определяет размеры кружка рассеяния в плоскости изображения, которые не должны превышать размеров пикселя, в том числе по краям МФПУ. Минимальный размер кружка рассеяния задается дифракционным пределом, который связан с относительным отверстием объектива  $D:f$ , где  $D$  – диаметр, а  $f$  – фокусное расстояние. В свою очередь, отношение размера пикселя МФПУ к фокусному расстоянию определяет предельно возможное угловое разрешение ЛС в целом, которое может жестко задаваться конкретной решаемой задачей. В рассматриваемых спектральных диапазонах соотношение между максимальным размером поля изображения и входным диаметром антенны/объектива, которое может удовлетворять указанным требованиям, можно оценить примерно, как  $\sim 1:10$ . Например, для входного диаметра, равного 1 м, максимальное поле изображения с кружком рассеяния, задаваемым дифракционным пределом, составит около 10 см.

Даже для  $D:f = 2:1$  (это соответствует довольно сложному по конструкции многолинзовому объективу ИК-диапазона) «дифракционный» размер кружка рассеяния на длине волны  $\lambda$  составит  $\sim 2\lambda$ . Это значение можно принять за минимально возможный размер пикселя длинноволнового (терагерцового) диапазона длин волн. По-видимому, более реальным является размер около  $3\lambda$ . Соответственно, в спектральном диапазоне до  $\sim 0.03$  см ( $\sim 1$  ТГц) размер пикселя реального ФПУ будет около  $0.06 - 0.1$  см. Это соответствует формату матрицы  $\sim 100 \times 100 - 160 \times 160$  пикселей при ее размере  $10 \times 10$  см, создание которой само по себе является непростой задачей. Реализация такого устройства с малым значением МЭШ требует к тому же достаточно низких рабочих температур – вблизи температуры жидкого гелия или ниже. Причем наиболее низкие температуры – до десятых долей кельвина – необходимы для болометрических ФП на основе сверхпроводящих переходов. Такие низкие температуры не только резко усложняют систему охлаждения, но и делают невозможным использование кремниевой технологии для создания мультиплексоров, которая заменяется на более сложные системы считывания сигнала, также использующие сверхпроводящие элементы.

В этих условиях хорошей альтернативой ФП и МФПУ на основе сверхпроводящих переходов представляется устройство на основе пленок  $PbSnTe:In$ , которые проявляют высокую фоточувствительность при температурах по крайней мере не ниже  $T = 4.2$  К и даже вплоть до  $T \sim 15$  К [28]. Важно, что в настоящее время созданы не только основы технологии получения таких пленок, но и имеются апробированные решения по конструкции Si-мультиплексоров на указанный температурный диапазон. В [28] описаны ФПУ линейчатого и квазиматричного типа на основе  $PbSnTe:In$  на спектральный диапазон  $\lambda \leq 20-25$  мкм. Ряд задаваемых величиной  $\lambda$  геометрических размеров пикселя (около  $100 \times 100$  мкм) и ФПУ в целом не позволили использовать технологию «флип-чип» для создания полноценных матричных ФПУ. Однако увеличение длины волны свыше  $0.01$  см с переходом к размерам пикселя до  $0.05$  см и более снимает ряд конструктивных проблем. На рис. 2 приведена принципиальная схема матрицы фотодетекторов для одного из вариантов конструкции такого ФПУ.

В такой конструкции нелегированная пленка  $PbSnTe$  с пренебрежимо малой фоточувствительностью и высокой проводимостью является общим контактом («базой») ко всем пикселям. Собственно чувствительный элемент на основе  $PbSnTe:In$  имеет форму кольца, где центральный индиевый столб небольшого диаметра ( $\sim 0.001$  см) является контактом к соответствующему пикселю, а второй контакт расположен по внешнему периметру кольца. В рассматриваемой геометрии разность внутреннего и внешнего радиусов превышает  $\sim 0.02$  см, что обеспечивает низкие темновые токи ФП [28], требуемые для уже разработанной технологии Si-мультиплексоров [29]. Большой размер пикселей позволяет, в принципе, использовать освещение пикселей как со стороны подложки, так и со стороны пленки  $PbSnTe:In$ . В свою очередь, конструктивно МФПУ также может быть выполнено в 2-х вариантах: освещение со стороны матрицы ФП и освещение со стороны кристалла мультиплексора. Это допускает определенную гибкость при реализации ФПУ в целом и использование в качестве подложки для  $PbSnTe$  как изолирующего  $BaF_2$  (непрозрачного в ТГц-диапазоне), так и Si, у которого коэффициент пропускания поглощения в этой области мал.

### 3.2. Физические модели и характеристики чувствительного элемента на основе $PbSnTe:In$

Разработка чувствительного элемента (ЧЭ) невозможна без создания физической модели твердого раствора  $PbSnTe:In$ , объясняющей такие свойства материала, как стабилизация уровня Ферми и релаксация фототока и др. Понимание электрофизических свойств материала позволяет предсказать свойства ЧЭ при изменении состава материала. К настоящему моменту в литературе представлено несколько моделей, описывающих отдельные свойства твердого раствора  $PbSnTe:In$ , но отсутствует его комплексная модель.

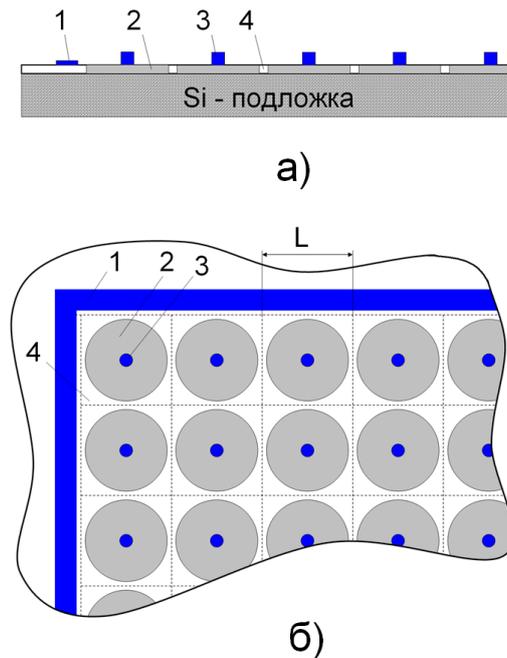


Рис. 2. Схематичное изображение фрагмента матрицы фотодетекторов на основе пленки PbSnTe:In в поперечном сечении (а) и вид сверху (б): 1 – общий контакт к фотодетекторам, 2 – чувствительная область, легированная индием, 3 – контакт к отдельному пикселу, 4 – пленка PbSnTe (нелегированная)

Изменения, происходящие в твёрдом растворе при легировании индием, были проанализированы в работе [30]. Авторы заключили, что в образцах СОТ, имевшие до легирования *p*-тип проводимости, атомы индия при низких концентрациях (до 0.8 %) встраиваются в металлическую подрешетку матрицы, что приводит к уменьшению концентрации вакансий металла и понижению концентрации дырок. При дальнейшем увеличении концентрации индия образуется соединение типа  $\text{In}_2\text{Te}_3$ , которое в конечном итоге выпадает в отдельную фазу и является электрически пассивным. Таким образом, влияние индия сводится к заполнению вакансий металла и уменьшению концентрации акцепторов. При этом энергетический спектр состояний в запрещенной зоне в остальном не изменяется, фактически речь идет о компенсации, и высокая фоточувствительность, долговременная релаксация фототока и наличие чувствительности в субмиллиметровой области спектра остаются без объяснений.

Для описания эффекта стабилизации уровня Ферми в твердом растворе PbSnTe:In в работах [31, 32] предложена модель спонтанной диссоциации нейтральной примеси. Суть модели сводится к следующему. В полупроводниковых соединениях PbSnTe атомы металлов (Pb или Sn) находятся в двухвалентном состоянии ( $s^2p^2$ ). Атом индия, который замещает двухвалентный атом металла, в основном, одновалентном, состоянии является однозарядовым акцептором; в двухвалентном состоянии ( $s^1p^2$ ) примесь будет нейтральна и парамагнитна (неспаренный электрон в *s*-оболочке), в трехвалентном состоянии примесь будет являться однозарядовым донором. Авторы предположили спонтанную диссоциацию нейтрального двухвалентного состояния на донорное и акцепторное, что позволяет объяснить только одно из свойств материала – стабилизацию уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны, но не позволяет описать явления долговременной релаксации фотосигнала [33] и чувствительности как к ИК-, так и ТГц-излучению [34, 35].

Объяснению большой фоточувствительности и долговременной релаксации фототока посвящено много работ, например [36–38]. В работе [36] высказано предположение о том, что причиной долговременной релаксации фототока является захват носителей заряда на ловушки. В то же время в течение долгого времени в литературе преобладала гипотеза о Ян-Теллеровской (ЯТ) неустойчивости кристаллического окружения точечных дефектов, т.е. захват электрона на центр приводит к понижению энергетического уровня захваченного электрона

трона [37, 38]. При этом время перехода электрона из зоны проводимости на ЯТ-центр и обратно носит термоактивационный характер с энергией активации около 0.01 эВ [38], что при гелиевых температурах ведет к увеличению времени релаксации на 12 порядков по сравнению с ситуацией, когда барьер отсутствует. Однако такая гипотеза не учитывает наличия долговременных релаксаций при межзонных переходах [39].

В работе [40] была предложена другая модель для описания долговременных релаксаций фототока. Авторы предположили, что у дна зоны проводимости существует примесная зона, в которой имеется  $N_1$  состояний в единице объема с энергией  $E_1$ . Проводимость по этим состояниям осуществляется туннельно-прыжковым механизмом. Выше по энергии находятся состояния с энергией  $E_2$ , плотность которых –  $N_2$ . Проводимость – металлическая. Состояния с энергиями  $E_1$  и  $E_2$  разделяются потенциальным барьером с энергией  $E_3$ , причем  $E_3 > E_2$ . При возбуждении излучением электроны из непроводящего состояния  $E_1$  переходят в проводящее состояние  $E_2$ , а рекомбинация затруднена из-за барьера  $E_3$ . После выключения освещения электроны будут находиться в этом состоянии длительное время, которое определяется некоторой характеристической температурой и величиной барьера. Трёхуровневая модель в принципе может объяснить долговременную релаксацию фототока, резкий спад подвижности и температурные зависимости сопротивления. Однако в ней отсутствует какая-либо связь с легированием твердого раствора индием.

Вместе с тем можно предположить, что PbSnTe:In подобен по своим свойствам сильнолегированным полупроводникам, т.е. относится к классу неупорядоченных систем. Именно на этих предположениях построена разработанная модель, представленная ниже.

К неупорядоченным системам в [41] относят такие макроскопические системы частиц, в которых отсутствует дальний порядок, а именно, сильнолегированные полупроводники, металлические сплавы, аморфные и стеклообразные вещества и др.

В PbSnTe:In неупорядоченность может быть обусловлена следующими причинами:

- значительным отклонением от стехиометрии при росте – большой концентрацией вакансий как металлов, так и теллура, достигающей значений  $10^{20}$ – $10^{21}$  см<sup>-3</sup> [30];
- случайным заполнением металлической подрешетки атомами олова и свинца;
- легированием индия, случайно встраивающимся на места вакансий в металлическую подрешетку.

Электронные процессы в неупорядоченных системах описываются моделями Андерсона или Мотта [42]. В качестве опорной модели была использована модель Андерсона. В ней в качестве параметра перехода из проводящего в непроводящее состояние используется соотношение  $J/W$ , где  $J$  – интеграл перекрытия волновых функций электронов,  $W$  – интервал энергий, в котором разбросаны уровни в зоне.

В нашей модели предполагается, что в материале существуют вакансии металлов и теллура, которые дают акцепторный и донорный уровень, расположенные вблизи потолка валентной зоны и дна зоны проводимости соответственно [43], каждые два атома индия при легировании дают один акцепторный и один донорный уровень в запрещенной зоне, причем донорный уровень может лежать ниже акцепторного [31, 32]. При превышении некоторого критического значения  $N_{кр}$ , в запрещенной зоне может образовываться дополнительный уровень, создаваемый атомами индия, находящимися в междоузлиях. Согласно модели Андерсона при определенном содержании индия происходит расщепление уровней индия в зоны, т.о. в запрещенной зоне индий дает одну донорную и одну акцепторную примесную зону.

В предположении этой модели были сделан расчет положения уровня Ферми в запрещенной зоне. После чего рассчитывалась концентрация носителей заряда в зонах и на уровнях. Расчетные кривые приведены на рис. 3.

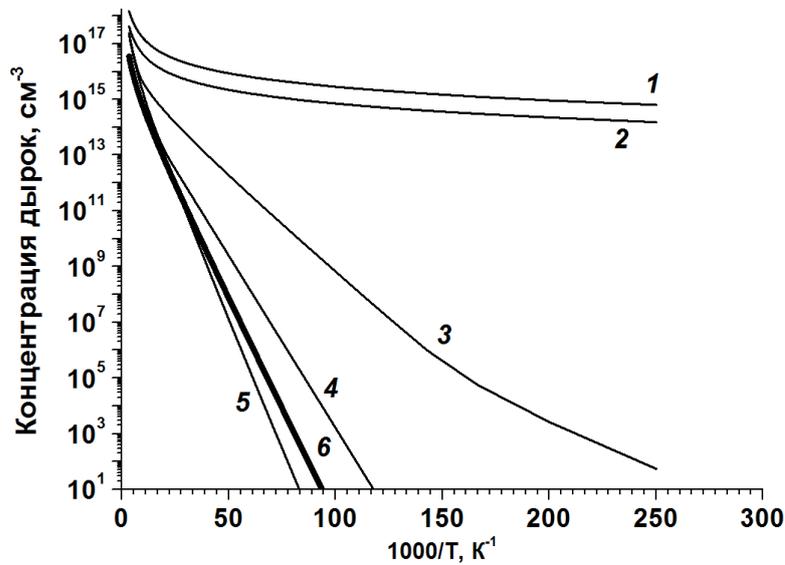


Рис. 3. Расчетные кривые температурной зависимости концентрации дырок при различной концентрации введенного индия: цифрами от 1 до 6 обозначена концентрация введенного индия: 1 –  $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 4 –  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 5 –  $5.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 6 –  $N_i$

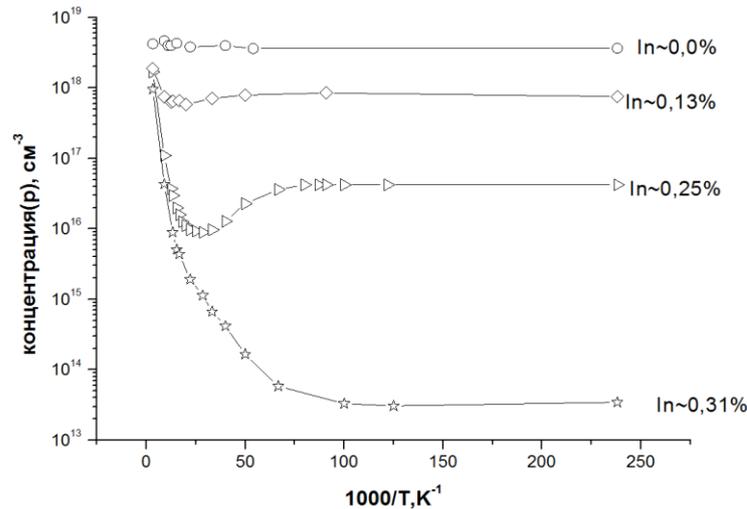


Рис. 4. Температурная зависимость концентрации носителей заряда от концентрации индия в пленке СОТ состава  $x=0.33$  в диапазоне температур 300–4.2 К. Пленка выращена без индия и затем легирована в процессе последовательных отжигов

На рис. 4 представлены экспериментальные данные температурной зависимости концентрации дырок. Из рисунка видно, что увеличение концентрации индия приводит к изменению вида температурной зависимости концентрации дырок: от практически независимой от температуры без легирования или при малом содержании индия до спадающей на пять порядков в диапазоне температура 300–4.2 К. Это говорит о том, что происходит переход в высокоомное состояние (переход «металл-диэлектрик»).

Представленная физическая модель чувствительного элемента на основе  $\text{PbSnTe:In}$  позволяет на полуколичественном уровне объяснить трансформацию температурных зависимостей концентрации носителей заряда и образование перехода «металл-диэлектрик». Кроме того, из модели вытекает наличие фоточувствительности в широком спектральном диапазоне из-за наличия подзон, с которых в разрешенные зоны могут возбуждаться локализованные носители заряда, что может служить данными для последующих расчетов пороговых характеристик ЧЭ.

*Пороговые характеристики чувствительного элемента.*

Для оценки параметров фоточувствительного элемента на основе пленок  $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$  с  $x \geq 0.3$  были проведены измерения амперваттной чувствительности  $S_i$  (А/Вт), средней величины шумового тока, МЭШ. Амперваттная чувствительность определялась из стационарного значения фототока при фиксированной температуре АЧТ. Шумовой ток измерялся в диапазоне частот от 27.75 Гц до 1025 Гц. Полученные данные сведены в табл. 2.

Таблица 2. Измеренные характеристики фотодетекторов на основе  $PbSnTe:In$

Параметры $PbSnTe:In$			$i_{ш}$ , А/Гц <sup>1/2</sup>	$S_i$ , А/Вт	$D^*$ , см·Гц <sup>1/2</sup> /Вт	МЭШ, Вт/Гц <sup>1/2</sup>
x	A, см <sup>2</sup>	T <sub>АЧТ</sub> , К				
0.34	$2.25 \times 10^{-2}$	100	$3 \times 10^{-12}$	469	$2.3 \times 10^{13}$	$6.5 \times 10^{-15}$
0.32	$6.4 \times 10^{-4}$	15	$4 \times 10^{-14}$	$1.3 \times 10^5$	$8.2 \times 10^{16}$	$3.1 \times 10^{-19}$
0.32	$6.4 \times 10^{-4}$	42	$4 \times 10^{-14}$	$1.9 \times 10^3$	$1.2 \times 10^{15}$	$2.1 \times 10^{-17}$
0.32	$6.4 \times 10^{-4}$	90	$4 \times 10^{-14}$	104	$6.4 \times 10^{13}$	$4 \times 10^{-16}$

### 3.3. Разработка чувствительного элемента на кремнии

Традиционно в качестве подложек при осаждении эпитаксиальных слоев  $PbSnTe<In>$  используют монокристаллические пластины  $BaF_2$  ориентации (111). Этот материал имеет удовлетворительное согласование по постоянной решетке с твердым раствором. В то же время единственным материалом электроники является кремний, в связи с чем возникает задача совмещения в единую матрицу чувствительных элементов и системы обработки сигнала. Приступая к ее решению, необходимо полностью представлять круг проблем, которые могут возникнуть при выполнении работы. Во-первых, надо отметить физико-химические различия в кристаллической структуре Si и фторидов щелочноземельных металлов. Кроме того, Si – чисто ковалентный кристалл, а фториды щелочноземельных металлов по типу химической связи являются ионными соединениями.

Во-вторых, фториды указанных металлов имеют коэффициенты термического расширения примерно на порядок большие, чем у кремния. Указанное различие может быть причиной появления различного рода структурных дефектов в выращиваемых слоях как за счет упругих релаксаций в гетеросистеме, протекающих во время роста при температуре (300–700) °С, так и в процессе охлаждения структуры.

Наши эксперименты по отработке режимов получения буферных слоев проводились в сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). После стандартной химической подготовки подложки Si крепились на молибденовом носителе и помещались в шлюзовую камеру. Затем проводилась предварительная откачка шлюза и перегрузка носителя в камеру роста. Нагрев образцов осуществлялся радиационным излучением в ростовой камере установки МЛЭ. Предельный вакуум в камере роста был порядка  $10^{-8}$  Па. Использование ручного манипулятора с термопарой хромель-копель позволяло определять температуру поверхности подложки в диапазоне 20–800 °С. Встроенная в печь радиационного нагрева термопара вольфрам-рений позволяла измерять температуру печи вплоть до 1500 °С. Дополнительная калибровка температуры на контрольных образцах была проведена по показаниям оптического пирометра. Температура на поверхности образца выше 800 °С оценивалась по калибровочным данным, полученным ранее из термопарных измерений.

В процессе высокотемпературной очистки подложек пластин кремния контроль структуры поверхности осуществлялся *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). После роста пластины вынимались из камеры и проводился *ex situ* анализ морфологии поверхности методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием атомно-силового микроскопа Solver P47 производства NT-MDT.

Для эпитаксии в качестве шихты брались измельченные монокристаллы  $\text{CaF}_2$  и  $\text{BaF}_2$ , химически обработанные перед загрузкой в источник. Температура эпитаксии изменялась в интервале 300–750 °С, скорость осаждения  $\text{CaF}_2$  и  $\text{BaF}_2$  была равна 0.02–0.1 нм·с<sup>-1</sup> и определялась температурой источников. Практически сразу же после начала эпитаксии согласно данным ДБЭО формировалась атомарно-гладкая поверхность растущего слоя. Для получения однородной толщины по площади пластины образец вращался относительно источника.

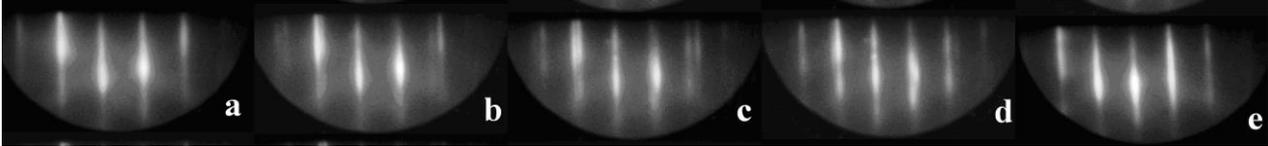


Рис. 5. Последовательное изменение наблюдаемой дифракционной картины при формировании структуры  $\text{CaF}_2/\text{BaF}_2$  на  $\text{Si}(111)$ . Сверху вниз: в азимуте  $[1\bar{1}0]$  (a)  $\text{CaF}_2$  (0.8 нм), (b) после осаждения  $\text{BaF}_2$  (0.6 нм), (c)  $\text{BaF}_2$  (1.1 нм), (d)  $\text{BaF}_2$  (1.7 нм), (e)  $\text{BaF}_2$  – окончание переходного процесса

На рис. 5 представлено последовательное изменение картины дифракции в азимуте  $[1\bar{1}0]$  в процессе эпитаксии. Отличительной особенностью является быстрое выглаживание поверхности: четкие тяжи  $\text{CaF}_2$  на кремнии формируются при толщине около двух периодов кристаллической решетки. Общая толщина слоя фтористого кальция на  $\text{Si}(111)$  обычно составляла 0.2–0.3 мкм. Затем начиналась эпитаксия фтористого бария. При этом на дифракционной картине регистрировался резкий переход от решетки  $\text{CaF}_2$  к  $\text{BaF}_2$ . Первая перестает наблюдаться при толщине верхнего слоя порядка 2 нм. Известно, что  $\text{CaF}_2$  и  $\text{BaF}_2$  образуют твердые растворы переменного состава [44] при температуре выше 900 °С. В нашем случае температура подложки была ниже, поэтому в экспериментах всегда наблюдалась резкая смена картины дифракции даже в случае плавного перехода от осаждения одного материала к другому, когда некоторое время были открыты обе ячейки, а их температуры изменялись согласовано.

Наблюдение дифракционных картин проводилось при ускоряющем напряжении 15 кВ, токе пучка 100 мкА, начиналось с момента предэпитаксиальной очистки подложки и продолжалось в течение последующего роста слоев с перерывами различной длительности. Необходимо отметить, что кристаллическое совершенство слоев, полученных в оптимальных режимах, было даже лучше, чем монокристаллических подложек фтористого бария, что подтверждается сравнительным анализом поверхности методом АСМ.

При получении буферных слоев  $\text{CaF}_2/\text{BaF}_2$  на поверхности пленок всегда наблюдался след в виде матовой полоски в месте воздействия электронного пучка, что указывало на изменение физических свойств структуры. В известной нам литературе общим местом является предположение об изменении микрорельефа за счет смены механизма роста при подобном возбуждении. Нами были получены атомарно-гладкие буферные слои, которые были подробно исследованы АСМ. Показано, что воздействие пучка дифрактометра ДБЭО при эпитаксии  $\text{CaF}_2$  и  $\text{BaF}_2$  приводит к формированию макродефектов в виде пор (рис. 6). Механизм их образования обусловлен разложением материала и десорбцией фтора под действием высокоэнергетичных электронов и дрейфовым выносом положительных ионов металла из места стока электронного заряда. Это явление необходимо учитывать для исключения образования дефектов в рабочей области при получении изолирующих слоев [45].

Измерения электрической прочности двухслойных покрытий при толщине  $\text{CaF}_2$  – 40 нм,  $\text{BaF}_2$  – 60 нм дали среднее значение электрической прочности двухслойного покрытия на уровне  $3.6 \times 10^6$  В/см.

Таким образом, согласно данным, полученным методами ДБЭО, АСМ и электрофизических измерений, разработанная методика выращивания буферных слоев  $\text{CaF}_2$  –  $\text{BaF}_2$  на пластинах  $\text{Si}(111)$ , подготовленных по отработанной методике, позволяет воспроизводимым образом формировать пленки с оптимальными свойствами для последующего выращивания

PbSnTe<In>. Буферные слои обладают необходимым структурным совершенством, адгезией, имеют высокую электрическую прочность и пригодны для проведения дальнейших фотолитографических работ.

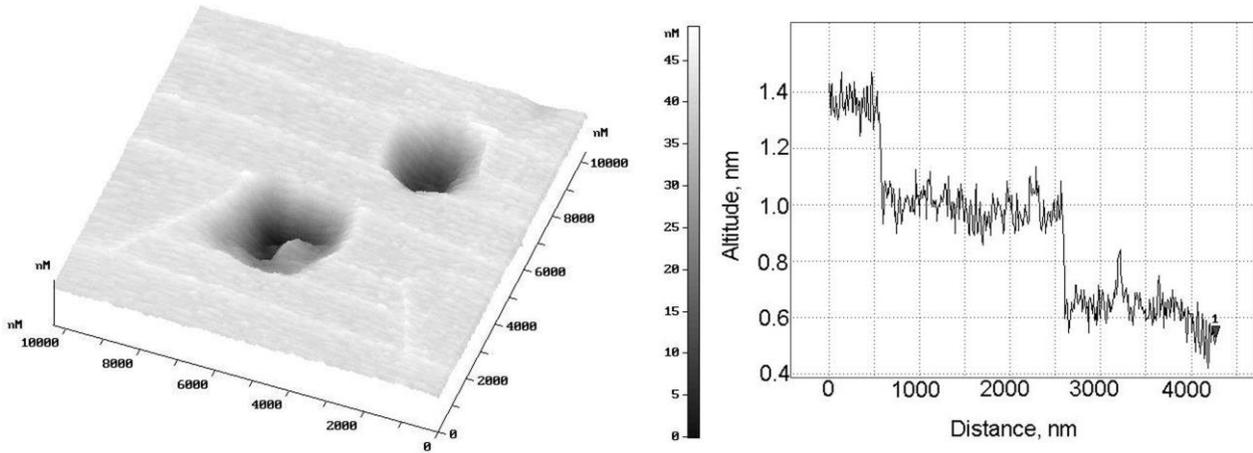


Рис. 6. Рельеф поверхности вблизи поры, обусловленной воздействием электронного пучка [23]

На рис. 7 приведена принципиальная схема конструкции МФПУ на основе пленки PbSnTe:In на Si-подложке. В основу устройства положен принцип преобразования излучения субмиллиметрового диапазона в излучение дальнего ИК-диапазона с его регистрацией высокочувствительными фотоприемниками, детально описанный в [5]. Принципиальным в данной схеме является то, что температура тонкого промежуточного теплового экрана, на котором формируется терагерцовое изображение сцены и целей, не превышает во всяком случае температуры жидкого азота (~ 80 К). Таким образом, максимум излучаемой им мощности приходится на длину волны около 35 мкм или более. Поэтому для эффективного «считывания» температурного профиля экрана в ИК-диапазоне необходимы матричные фотоприемники с как можно большим значением красной границы чувствительности. Лучше всего этим требованиям удовлетворяют МФПУ на основе PbSnTe:In. Кроме того, их высокая чувствительность к излучению объектов с температурой около 80 К проверена экспериментально [1].

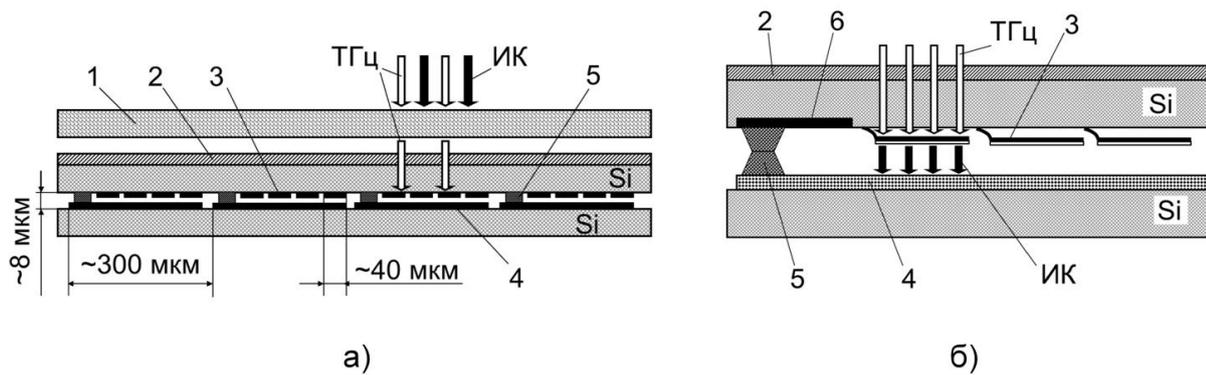


Рис. 7. Принципиальная схема матричного фотоприемного устройства регистрации излучения СБММ диапазона с использованием промежуточного теплового экрана: а) фрагмент МФПУ (показано сечение 4-х пикселей ТГц диапазона), б) фрагмент отдельного ТГц пикселя

1 – охлаждаемый ТГц-отрезающий фильтр, 2 – антиотражающее покрытие ТГц-диапазона, 3 – фрагмент поглощающего/излучающего «микроболометрического» промежуточного теплового экрана, 4 – ФЧЭ сверхдальнего ИК-диапазона на основе PbSnTe:In, 5 – соединительный индиевый столб, 6 – ячейка Si-мульти-плексора. На рисунке указаны ориентировочные размеры ТГц-пикселя, отдельного фрагмента теплового экрана и зазора между кремниевыми кристаллами мультиплексора/экрана и матрицы ФЧЭ на основе PbSnTe:In

Принцип работы МФПУ (рис. 7) заключается в следующем. Устройство расположено в вакуумированной камере. Тепловое излучение сцены и целей, прошедшее через антен-

ну/объектив, попадает на отрезающий охлаждаемый фильтр 1 (рис. 7а). Сквозь фильтр проходит только ТГц-компонента излучения в диапазоне длин волн, задаваемом областью пропускания фильтра. Далее эта часть излучения попадает на тыльную сторону Si-кристалла мультиплексора, на которую нанесено антиотражающее покрытие 2. Пройдя сквозь кристалл, ТГц-излучение поглощается в промежуточном тепловом экране 3, представляющем собой квазинепрерывную плоскость из тонких мембран, «подвешенных» над поверхностью рабочей стороны кристалла мультиплексора по технологии, аналогичной технологии микроболометрических тепловизионных матриц. Вследствие этого температура мембран, снабженных поглощающим покрытием [46], увеличивается пропорционально поглощаемой ТГц-мощности. Испускаемое мембранами тепловое излучение регистрируется ФЧЭ 4 сверхдальнего ИК-диапазона на основе PbSnTe:In на Si-подложке. Оба кристалла – мультиплексора и матрицы ФП – соединяются друг с другом по технологии «флип-чип» через индиевые столбы 5. Использование двухкремниевых кристаллов снимает проблему разницы коэффициентов термического расширения, которая резко усложняется в случае больших физических размеров МФПУ, характерных для ТГц-диапазона. С использованием изложенного подхода МФПУ может быть выполнено либо в виде единого устройства, либо в мозаичном варианте со сравнительно небольшим числом отдельных фрагментов (например, 2×2, 3×3).

Оценки показывают, что при оптимизации конструкции по пропусканию фильтров и подложки, по поглощению ТГц-излучения и испусканию ИК-излучения мембранами, по теплообмену мембран с подложкой МЭШ устройства в целом в ТГц-диапазоне может составлять  $10^{-15}$  Вт/Гц<sup>0.5</sup> и менее в зависимости от определяемого отрезающим фильтром спектрального диапазона.

#### 4. Заключение

Проведенный обзор существующих детекторов терагерцового излучения позволяет сравнить их параметры. Для селективных детекторов в диапазоне от 0.1 до 1 ТГц лучшими значениями МЭШ  $(0.1 - 1.5) \cdot 10^{-12}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> обладают диоды с барьером Шоттки, обращенные диоды с гетеропереходом и МОП-транзисторы. В диапазоне 1–3 ТГц лучшие значения МЭШ  $(2 - 3) \cdot 10^{-11}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> достигнуты на болометрических матрицах.

МЭШ для матричных приемников формата 2x128 при использовании пленок узкозонного твердого раствора Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te(In) на кремниевых подложках в качестве фотонных приемников, интегрированных со схемами обработки, составляет около  $10^{-18}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>, но при частоте 10 ТГц и более.

По-видимому, для селективных приемников, предназначенных для работы в активном режиме с излучателями для детектирования отраженного сигнала в диапазоне 0.1–3 ТГц, целесообразно использовать диоды с барьером Шоттки, обращенные диоды с гетеропереходом, МОП-транзисторы, болометрические матрицы. В то же время для работы в пассивном режиме по детектированию собственного излучения объектов матрицы фотонных приемников на Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te(In) имеют очевидное преимущество. Представляется перспективной реализация таких приемников вместе с промежуточным экраном, что позволит расширить диапазон принимаемого излучения до 0.1 ТГц с сохранением высоких значений МЭШ.

Таблица 1. Основные параметры современных разработок детекторов ТГц-диапазона

Технология	Описание	МЭШ, пВт/Гц <sup>0,5</sup>	Чувстви- тельность, кВ/Вт	Частота, ТГц	Монолитная инте- грация	Оптика	Ссылки
Si	Матрица 3×5, 250-нм КМОП, пиксель 150×150 мкм, симметричная вибраторная антенна	400	50	0.60	Интегральный усилитель напряжения 43 дБ	нет	[6]
	Матрица 3×5, 65-нм КНИ, симметричная вибраторная антенна	17	1.9	0.65	Внешний умножитель	Si линзы	[7]
	Одиночный элемент, 130-нм объемная КМОП, интегрированная антенна-бабочка, истонченная подложка	10	5	0,29	Внешний умножитель		[8]
	Матрица 3×4, 130-нм объемная КМОП, интегрированная антенна-бабочка, истонченная подложка		2.5 51	0,3 1.0	Внешний умножитель		[9]
	Матрица 32×32, 65-нм объемная, кольцевая щелевая антенна, истонченная подложка	100	140 51	0.86 1.0	Внешний умножитель	Линзы	[10]
SiGe	Одиночный элемент, 250-нм SiGe, дифференциальная полосковая антенна			0.83	SiGe микросхема		[11]
	Матрица 4×4, 180-нм SiGe, кольцевая щелевая антенна	34	18	0.32	Внешний умножитель		[12]
	Матрица 4×4, 130-нм SiGe, пиксель 500×500 мкм, дифференциальное кольцо с заземленной апертурой	7.9 – 8.8	2600 (учитывая основную полосу)	0.26	КМОП-микросхема, потр. мощность ≈ 80 мВт		[13]
Диод с барьером Шоттки	Матрица 2×2, 130-нм КМОП, пиксель 450×450 мкм	66 <sup>a</sup> , 73 <sup>b</sup>	0.063 <sup>a</sup> , 20 <sup>b</sup>	0.28	да	-	[14]
	Матрица 4×4, 130-нм КМОП, пиксель 500×500 мкм	29 <sup>a</sup>	355	0.28	да	Без Si-линз	[15]

	130-нм КМОП, пиксель 500×500 мкм, GaAs	20 1.5 20	0.4 <sup>a</sup> 4.0 0.4	0.8 0.1 0.9	отсутствует	-	[16]
	ErAs-(In <sub>0.52</sub> Al <sub>0.48</sub> As) <sub>x</sub> (In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As) <sub>1-x</sub>	1.5 1.4	3.8 <sup>a</sup> 6.8 <sup>a</sup>	0.15 0.1	отсутствует	- -	[17]
Обращенный диод с гетеропереходом	InAs/AlSb/AlGaSb одиночный детектор, 11Å барьерный слой, δ-легированный катод, активная область 400×400 нм	0.18	49.7	0.094	отсутствует		[18]
МОП-транзистор	Кремний, параметры затвора 120-300×10 нм <sup>2</sup>	0.1 <sup>a</sup>	0.2	0.7	отсутствует	-	[19]
	Матрица 3×5, 250-нм КМОП, пиксель 150×200 мкм, микрополосковая антенна	300 <sup>b</sup>	80	0.65	Интегральный усилитель напряжения 43 дБ	Si-линзы	[20]
Болометр	Матрица 320×240, 23.5×23.5 мкм поле, NbN	<100		3	да	Линзы	[21]
	Матрица 320×240, пиксель 49×49 мкм	<30		2.5	да	Линзы	[22]
	Матрица 160×120, пиксель 52×52 мкм, VO <sub>x</sub>	70		3	да	Зеркала и объектив	[23]
	Матрица 8×8, 2×30 мкм пиксель, Ni на высокоомном Si, целевая антенна	19	0.017	0.094	да	нет	[24]
	Матрица 128×128, 40×40 мкм пиксель, Si диод на воздушном мостике	100 – 300	4.97	4.3	Интегральная схема считывания сигнала с пикселей	нет	[25]
Ячейка Голея		200 – 400	0.1 – 45	0.2 – 30	отсутствует	-	[26]
Пирозлектрик		400	150	0.1 – 30	отсутствует	-	[27]
PbSnTe(In)	Матрица 2×128, 80×120 мкм пиксель, подложка BaF <sub>2</sub>	10 <sup>-6</sup>	2×10 <sup>5</sup> А/Вт	12	Внешняя схема считывания сигнала с пикселей		[28]

<sup>a</sup> без усилителя;<sup>b</sup> с усилителем

## Литература

1. *Неизвестный И. Г., Климов А. Э., Шумский В. Н.* Матричные фотонные приемники для дальней инфракрасной и субмиллиметровой области спектра // УФН. 2015. Т. 185, № 10. С. 1031–1042.
2. *Rogalski A.* Far-Infrared Semiconductor Detectors and Focal Plane Arrays / Ch 2 in: THz and Security Applications, NATO Science for Peace and Security Series B: Physics and Biophysics, edited by C. Corsi and F. Sizov, Dordrecht, The Netherlands. Springer, 2014. P. 60–87.
3. *Rogalsky A. and Sizov F.* Terahertz detectors and focal plane arrays // Opto-Electron. Rev., 2011. V. 19, № 3. P. 346–404.
4. *Sizov F. F., Reva V. P., Golenkov A. G., Zabudsky V. V.* Uncooled detector challenges for THz/sub-THz arrays imaging // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2011. V. 32, Issue 10. P. 1192–1206.
5. *Акимов А. Н., Климов А. Э., Шумский В. Н., Асеев А. Л.* Матричные фото-приёмные устройства субмиллиметрового диапазона на основе плёнок PbSnTe:In // Автометрия. 2007. № 4. С. 63–73.
6. *Pfeiffer U. R., Öjefors E.* A 600 GHz CMOS focal-plane array for terahertz imaging applications // Proc. 34th European Solid-State Circuits Conference, 2008. P. 110–113.
7. *Sherry H., Al Hadil Richard, Grzyb Janusz, et al.* Lens-integrated THz imaging arrays in 65 nm CMOS technologies // IEEE Radio Freq. Integr. Circuits Symp., Jun. 2011. P. 1–4.
8. *Schuster F., Coquillat Dominique, Videlier Hadley, et al.* Broadband terahertz imaging with highly sensitive silicon CMOS detectors // Opt. Express. 2011. V. 19, № 8. P. 7827–7832.
9. *Schuster F., Videlier H., Dupret A., et al.* A broadband THz imager in a low-cost CMOS technology // IEEE Int. Solid-State Circuits Conf. (ISSCC) Dig. Tech. Papers, San Francisco, CA, USA, Feb. 2011. P. 42–43.
10. *Al Hadi R., Sherry Hani, Grzyb Janusz, et al.* A 1k-pixel video camera for 0.7–1.1 terahertz imaging applications in 65-nm CMOS // IEEE J. Solid-State Circuits. 2012. V. 47, № 12. P. 2999–3011.
11. *Öjefors E., Grzyb Janusz, Zhao Yan, et al.* A 820 GHz SiGe chipset for terahertz active imaging applications // 2011 IEEE International Solid-State Circuits Conference 20-24 Feb. 2011, San Francisco, CA, Digest of Technical Papers. 2011. P. 224–226.
12. *Uzunkol M., Gurbuz Ozan D., Golcuk Fatih, and Rebeiz Gabriel M.* A 0.32 THz SiGe 4×4 imaging array using high efficiency on-chip antennas // IEEE J. Solid-State Circuits. 2013. V. 48. № 9. P. 2056–2066.
13. *Sengupta K., Seo D., Yang L., and Hajimiri A.* Silicon Integrated 280 GHz Imaging Chipset With 4×4 SiGe Receiver Array and CMOS Source // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5, № 3. P. 427–437.
14. *Han R., Zhang Y., Coquillat D., et al.* A 280-GHz diode detector in 130-nm digital CMOS // IEEE J Solid-State Circ. 2011. V. 46, № 11. P. 2602–2612.
15. *Han R., Zhang Y., Kim Y., et al.* 280 GHz and 860GHz image sensors using Schottky-barrier diodes in 0.13 μm digital CMOS // IEEE International Solid-State Circuits Conference, San Francisco, 19-23 February 2012. P 254–255.
16. *Hesler J. L. and Crowe T. W.* NEP and responsivity of THz zero-bias Schottky diode detectors // Proceedings of the 32nd International Conference on Infrared and Millimetre Waves, and 15th International Conference on Terahertz Electronics, 2007. P. 844–845.
17. *Brown E. R., Kazemi H., Young A. C., et al.* High-sensitivity, quasi-optically-coupled semimetal-semiconductor detectors at 104 GHz // Proc SPIE 6212: Terahertz for Military and Security Applications IV, edited by D.L. Woolard, R. J. Hwu, M.J. Rosker, and J.O. Jensen, 2006. 62120S(7).

18. Zhang Z., Rajavel R., Deelman P., and Fay P. Sub-micro area heterojunction backward diode millimeter-wave detectors with  $0.18 \text{ pW/Hz}^{1/2}$  noise equivalent power // IEEE Microw. Wirel. Compon. Lett. 2011. V. 21, № 5. P. 267–269.
19. Tauk R., Teppe F., Boubanga S., et al. Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power // Appl Phys Lett. 2006. Vol. 89. 253511(3).
20. Öjefors E., Pfeiffer U.R., Lissauskas A., and Roskos H.G. A 0.65 THz focal-plane array in a quarter-micron CMOS process technology // IEEE J. Solid-State Circuits. 2009. V. 44, № 07. P. 1968–1976.
21. Oda N. Uncooled bolometer-type terahertz focal-plane array and camera for real-time imaging // Comptes Rendus Phys. 2010. V. 11. Issue 7–8. P. 496–509.
22. Oden J., Meilhan J., Lalanne-Dera J., et al. Imaging of broadband terahertz beams using an array of antenna-coupled microbolometers operating at room temperature // Optics Express. 2013. V. 21. № 4. P. 4817–4825.
23. Bolduc M., Terroux M., Tremblay B., et al. Noise-equivalent power characterization of an uncooled microbolometer-based THz imaging camera // Proc SPIE. 2011. 80230C(10).
24. Middleton C., Zummo G., Weeks A., et al. Passive millimeter-wave focal plane array // Joint 29th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves & 12th Int. Conf. Terahertz Electronics, Conf. Digest. 2004. P. 745–746.
25. Eminoglu S., Tanrikulu M., and Akin T. A low-cost  $128 \times 128$  uncooled infrared detector array in CMOS process // Journ. Microelectromechan. Syst. 2008. V. 17, № 1. P. 20–30.
26. Детектор Голея. [Электронный ресурс]. /Тидекс /Продукты /ТГц приборы /Детекторы Голея [сайт] – Режим доступа:  
[http://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Golay\\_cell.pdf](http://www.tydexoptics.com/pdf/ru/Golay_cell.pdf)  
[http://www.tydexoptics.com/pdf/Golay\\_cell.pdf](http://www.tydexoptics.com/pdf/Golay_cell.pdf) (дата обращения: 15.06.2016).
27. Discrete\_Pyros\_2014\_V2.0 [Электронный ресурс]. /Gentec Electro-Optics (Gentec-EO) /THz Detectors /QS-THZ/ QS-THZ SPECIFICATIONS [сайт] – Режим доступа:  
[https://gentec-eo.com/Content/downloads/specifications-sheet/Discrete\\_Pyros\\_2014\\_V2.0.pdf](https://gentec-eo.com/Content/downloads/specifications-sheet/Discrete_Pyros_2014_V2.0.pdf) (дата обращения: 21.06.2016).
28. Климов А. Э., Шумский В. Н. Многоэлементные фотоприемные устройства дальнего ИК-диапазона на основе гетероэпитаксиальных пленок  $\text{PbSnTe}$ , легированных  $\text{In}$ , на  $\text{BaF}_2$  // гл. 6. в кн: Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона / Под редакцией Синицы С.П. Наука. Новосибирск. 2001. С. 308–372.
29. Есаев Д. Г., Сеница С. П., Французов А. А. Фотоприемники с блокированной прыжковой проводимостью // гл. 5. в кн: Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона / Под редакцией Синицы С.П. Наука. Новосибирск. 2001. С. 265–307.
30. Калюжная Г. А., Киселева К.В. Проблема стехиометрии в полупроводниках переменного состава типа  $\text{A}^2\text{B}^6$  и  $\text{A}^4\text{B}^6$  // Труды физического института им. П.Н. Лебедева. 1987. Т. 177. С. 5–84.
31. Драбкин И. А., Мойжес Б.Я. Спонтанная диссоциация нейтральных состояний примесей на положительно и отрицательно заряженные состояния // ФТП. 1981. Т. 15, В. 4. С. 625–647.
32. Волков Б. А., Ручайский О.М. Внутрицентровые кулоновские корреляции, зарядовые состояния и спектр примесей III группы в узкощелевых полупроводниках  $\text{A}^4\text{B}^6$  // ПЖЭТФ. 1995. Т. 62, В. 3. С. 205–209.
33. Вул Б. М., Воронова И.Д., Гришечкина С.П., Рагимова Т.Ш. Накопление и время релаксации электронов при фотоэффекте в  $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$ . / Б.М. Вул, // ПЖЭТФ. 1981. Т. 33, В. 6. С. 346–350.
34. Акимов А. Н., Ерков В.Г., Кубарев В.В., Молодцова Е.Л., Климов А.Э., Шумский В.Н. Фоточувствительность плёнок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}<\text{In}>$  в терагерцовой области спектра // ФТП. 2006. Т. 40, В. 2. С. 169–173.

35. Klimov A. E., Kubarev V.V., Shumsky V.N. Terahertz sensitivity of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}:\text{In}$  // *Ferroelectrics*. 2007. V. 347. P. 111–119.
36. Вул Б. М., Воронова И. Д., Калюжная Г. А., Мамедов Т. С., Рагимова Т. Ш. Особенности явлений переноса в  $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$  с большим содержанием индия // *ПЖЭТФ*. 1979. Т. 29, В. 1. С. 21–25.
37. Волков Б. А., Панкратов О. А. Ян-Теллеровская неустойчивость кристаллического окружения точечных дефектов в полупроводниках  $\text{A}^4\text{B}^6$  // *ДАН СССР*. 1980. Т. 255, В. 1. С. 93–97.
38. Засавицкий И. И., Лишка К., Хайнрих Х. О Ян-Теллеровском центре в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  // *ФТП*. 1985. Т. 19, В. 6. С. 1058–1063.
39. Акимов А. Н., Климов А. Э., Неизвестный И. Г., Шумский В. Н., Энов В. С. Температурные особенности релаксации фотопроводимости в плёнках  $\text{PbSnTe}:\text{In}$  при межзонном возбуждении // *ФТП*. 2016. Т. 50, В. 4. С. 447–453.
40. Виноградов В. С., Воронова И. Д., Рагимова Т. Ш., Шотов А. П. Модель флуктуационного примесного потенциала. Описание фотоэлектрических и гальваномангнитных явлений в  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  с примесью  $\text{In}$  // *ФТП*. 1981. Т. 15, В. 2. С. 361–368.
41. Цидильковский И. М. Бесщелевые полупроводники – новый класс веществ. М.: Наука. 1986. 240 с.
42. Гантмахер В. Ф. Электроны в неупорядоченных средах. М.: Физматлит. 2013. 290 с.
43. Volkov B. A., Pankratov O. A. Electronic structure of point defects in  $\text{A}^4\text{B}^6$  semiconductors // *SP JETP*. 1985. V. 61, № 1. P. 164–171.
44. Федоров П. П., Бучинская И. И., Ивановская Н. А. и др. Фазовая диаграмма системы  $\text{CaF}_2$  и  $\text{BaF}_2$  // *ДАН*. 2004. Т. 401, В. 5. С. 652–655.
45. Suprun S. P. and Sheglov D. V. The influence of the electron beam on epitaxial layers  $\text{CaF}_2$  and  $\text{BaF}_2/\text{Si}$  // *JETP Lett*. 2008. V. 88, № 6. P. 421–425.
46. Галкин П. С., Игуменов И. К., Климов А. Э. и др. Разработка элементов системы формирования изображения в терагерцовой области спектра на основе плёнок  $\text{PbSnTe}:\text{In}$  // *Автометрия*. 2009. Т. 45, № 4. С. 85–94.

*Статья поступила в редакцию 10.07.2016;  
переработанный вариант — 25.08.2016*

**Ильин Евгений Михайлович**

д.ф.-м.н., профессор, ведущий аналитик инновационного технологического центра комплекса научной политики МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1), e-mail: evgil45@mail.ru.

**Ищенко Денис Вячеславович**

младший научный сотрудник ИФП СО РАН имени А. В. Ржанова (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-306-631, e-mail: ischenko@isp.nsc.ru.

**Климов Александр Эдуардович**

д.ф.-м.н., заведующий лабораторией ИФП СО РАН имени А.В. Ржанова (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-306-631, e-mail: Klimov@isp.nsc.ru.

**Пашин Николай Сергеевич**

к.ф.-м.н., ведущий инженер ИФП СО РАН имени А. В. Ржанова (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-306-631, e-mail: paschin@isp.nsc.ru.

**Полубехин Александр Иванович**

к.т.н., руководитель инновационного технологического центра комплекса научной политики МГТУ им. Н. Э. Баумана (105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1), тел. 8-925-821-0631, e-mail: polub1980@mail.ru.

**Супрун Сергей Петрович**

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ИФП СО РАН имени А. В. Ржанова (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-306-631, e-mail: suprun@isp.nsc.ru.

**Федосенко Евгений Владимирович**

научный сотрудник ИФП СО РАН имени А. В. Ржанова (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-306-631, e-mail: fedos@isp.nsc.ru.

**Черевко Александр Григорьевич**

к.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики СибГУТИ, зам. гл. редактора Вестника СибГУТИ (630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86), тел. (383) 2-698-266, e-mail: cherevko@mail.ru.

**Шерстякова Валентина Николаевна**

к.ф.-м.н., научный сотрудник ИФП СО РАН имени А. В. Ржанова (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-306-631, e-mail: Sher@isp.nsc.ru.

**Шумский Владимир Николаевич**

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник ИФП СО РАН имени А. В. Ржанова, Лауреат Государственной премии в области науки и техники (630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13), тел. (383) 3-307-883, e-mail: Shumsky@isp.nsc.ru.

**Receiving device of far infrared and THz range radar**

**Evgeny M. Plyin, Denis V. Ishchenko, Alexander E. Klimov, Nikolay S. Pashchin, Alexander I. Polubekhin, Sergey P. Suprun, Evgeny V. Fedoseenko, Alexander G. Cherevko, Valentina N. Sherstyakova, Vladimir N. Shumsky**

In this paper, the types of terahertz detectors are described. A physical model of the locator sensor receiving device, on which basis, high photosensitivity and photocurrent long-term relaxation associated with the electrons capture by the traps, as well as sensitivity in broad band terahertz range due to optical transitions from levels with different excitation energy is developed. Problems of the integrated receiver development based on PbSnTeIn films produced by molecular beam epitaxy on silicon substrates through the buffer layers calcium fluoride and barium while generating multiplexers are considered. On the basis of calculated and experimental data, noise-equivalent power and receiver prospects were evaluated.

*Keywords:* Terahertz location, infrared detectors, solid solution, lead-tin-tellurium.