

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Матричные фотонные приёмники для дальней инфракрасной и субмиллиметровой области спектра

И.Г. Неизвестный, А.Э. Климов, В.Н. Шумский

*Представлен анализ существующего положения в области создания матричных тепловых и фотонных приёмников для дальней инфракрасной и субмиллиметровой области. Дано сравнение их пороговых характеристик и проведена оценка перспективности применения фотоприёмников.*

**Ключевые слова:** матричные фотоприёмники, инфракрасный диапазон, субмиллиметровый диапазон, формирование изображений

PACS numbers: 42.79.Pw, 85.60.Gz

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510b.1031

### Содержание

1. Введение (1031).
2. Фотоприёмники на сверхпроводящих материалах (1031).
3. Фотонные приёмники (1034).
  - 3.1. Примесные фотоприёмники.
  - 3.2. Фотоприёмники с фундаментальным поглощением на основе плёнок твёрдых растворов PbSnTe, легированных индием.
4. Заключение (1041).

Список литературы (1041).

### 1. Введение

Создание приёмников дальнего инфракрасного (ИК) и субмиллиметрового (СБМ) излучения с длиной волны  $\lambda = 0,03 - 0,3$  мм (терагерцового диапазона частот с  $f = 10 - 1$  ТГц соответственно) в последнее время стало актуальным в связи с расширением фундаментальных знаний, которые открывает изучение взаимодействия СБМ-излучения с различного рода физическими объектами. При этом научные и практические задачи, которые можно решить с использованием таких приёмников, делятся на два класса в зависимости от того, используется ли собственное тепловое излучение (пассивный режим работы) либо отражённое от объекта излучение автономного источника (активный режим).

И.Г. Неизвестный, А.Э. Климов, В.Н. Шумский.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
просп. Академика Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск,  
Российская Федерация  
E-mail: neizv@isp.nsc.ru, klimov@isp.nsc.ru, shumsky@isp.nsc.ru

Статья поступила 25 июня 2015 г.,  
после доработки 24 июля 2015 г.

Ряд таких задач, как, например, астрофизические исследования, контроль околоземного космического пространства, из-за малых потоков теплового излучения требуют не только предельно высоких пороговых характеристик отдельных фотоприёмников (ФП), но и создания матричных фотоприёмных устройств (ФПУ). Такие же требования предъявляются к матричным ФПУ, предназначенным для формирования изображения объектов в ИК- и СБМ-диапазонах с использованием только их собственного теплового излучения. Помимо увеличения отношения сигнал/шум, матричные ФПУ позволяют, в принципе, либо упростить системы сканирования в таких устройствах, либо вообще от них отказаться.

В то же время для работы в активных (с подсветкой) устройствах СБМ-диапазона длин волн, например, для систем безопасности (обнаружение недозволенных вложений и предметов, в том числе на теле человека) могут использоваться и другие приёмники, такие как неохлаждаемые микроболометрические матричные ФПУ со сравнительно большой величиной мощности, эквивалентной шуму (МЭШ), что связано в основном с мощностью источника излучения. Такие приёмники в данной статье не рассматриваются.

Приёмники СБМ-излучения описаны в ряде работ, в том числе обзорных [1–4]. Целью данной работы является анализ параметров тепловых и фотонных приёмников для дальней ИК и субмиллиметровой областей, сравнение их пороговых характеристик, а также рассмотрение возможности создания матричных ФПУ и оценка перспективности их применения.

### 2. Фотоприёмники на сверхпроводящих материалах

Перед тем как перейти к описанию конкретных параметров фотоприёмников, напомним их общепринятые определения.

### 1. Ампер-ваттная (вольт-ваттная) чувствительность:

$$S_i = \frac{dI}{dP} \quad \left( S_v = \frac{dV}{dP} \right),$$

где  $I$  — ток,  $V$  — напряжение, возникающие в цепи ФП под воздействием излучения мощностью  $P$ . Чувствительность называется спектральной, если излучение монохроматическое, или интегральной, если излучение идёт в некоторой спектральной полосе.

2. Мощность, эквивалентная шуму, — МЭШ (или NEP — Noise Equivalent Power) — мощность потока излучения, которая на выходе фотоприёмника вызывает сигнал, равный шуму в единичной полосе частот. МЭШ имеет размерность  $\text{Вт Гц}^{-0.5}$ .

3. Обнаружительная способность, отнесённая к полосе частот 1 Гц и площади приёмника 1 см<sup>2</sup>:

$$D^* = \frac{S_i \sqrt{A \Delta f}}{i_n},$$

где  $i_n$  — среднеквадратичное значение шума,  $A$  — площадь приёмника,  $\Delta f$  — полоса пропускания усилителя. Единица измерения обнаружительной способности (джонс) имеет размерность см Гц<sup>0.5</sup> Вт<sup>-1</sup>.

### Болометры

Традиционными неселективными приёмниками излучения являются болометры, в которых под действием излучения происходит нагрев поглощающего слоя. В результате нагрева изменяется сопротивление активного слоя (термометра) и в цепи изменяется электрический ток. Высокочувствительные охлаждаемые болометры в настоящее время формируются на базе сверхпроводящих материалов — так называемые сверхпроводниковые сенсоры на краю перехода или TES-болометры (Transition Edge Sensor). Вблизи точки перехода крутизна характеристики велика и сопротивление детектора сильно зависит от температуры, поэтому болометры имеют высокую чувствительность.

В работе [5] описана линейка охлаждаемых болометров, предназначенных для работы в фотометре и спектрометре дальнего инфракрасного и субмиллиметрового (терагерцового) излучения в составе Гершельской космической обсерватории, разрабатываемой под эгидой Европейского космического агентства. Фотометр состоит из двух матриц фокальной плоскости форматом 32 × 64 и 16 × 32 пикселей. Матрица для более коротковолнового излучения (32 × 64) предназначалась для диапазонов 60–90 и 90–130 мкм, а более длинноволновая матрица — для диапазона 130–210 мкм. Фотометр охлаждается до  $T = 0,3$  К. Предварительные результаты испытаний показали, что величина МЭШ составляла около  $10^{-16}$  Вт Гц<sup>-0.5</sup>, что близко к пределу, ограниченному фоном.

В работах [6, 7] представлены результаты создания чувствительных болометров на основе тонких (100 нм) плёнок сплава ниобий–кремний (NbSi). Сплавы NbSi могут быть как полупроводниками, так и сверхпроводниками в зависимости от концентрации ниobia. При содержании ниobia 13 % полупроводниковый характер температурной зависимости удельного сопротивления изменяется на типичный для сверхпроводников. Для исследованного состава сплава температура перехода  $T_C = 0,593$  К, разброс этой температуры для матрицы с

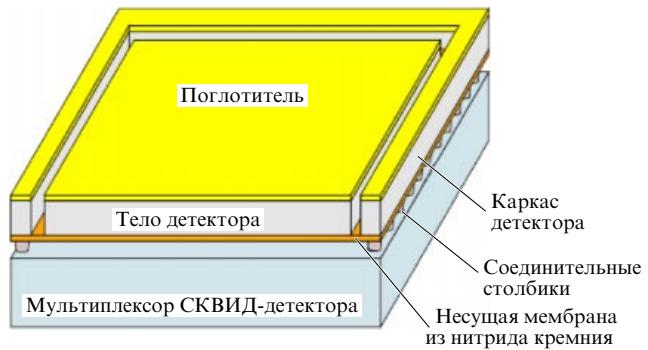


Рис. 1. Схематическое изображение TES-болометра медь – молибден [8].

23 пикселями не превышал  $\pm 0,001$  К. Величина шума составляла  $1,8 \times 10^{-11}$  А Гц<sup>-0.5</sup>, а МЭШ оказалась равной  $1,35 \times 10^{-16}$  Вт Гц<sup>-0.5</sup>.

О создании матрицы фокальной плоскости на основе TES-болометров для работы в составе телескопа Атакамской космической обсерватории в полосе частот 0,1–3,0 ТГц сообщается в работе [3]. В статье рассмотрены методы оптимизации постоянной времени и чувствительности матрицы, созданной на 4-дюймовой ( $\sim 100$  мм) пластине кремния с помощью введения омического шунта на основе сплава AuPd к каждому элементу TES на основе нитрида молибдена MoN<sub>x</sub>.

Как о революции в субмиллиметровой астрономии в [8] сообщается о разработке СБМ-камеры с  $10^4$  пикселей, работающей на длинах волн 450 и 850 мкм, для телескопа Максвелла, предназначенного для изучения природы галактик, звёзд и планет. Детектором является TES-болометр медь–молибден, посаженный на мембрану из нитрида кремния и соединённый через металлические столбики с пластиной мультиплексоров. Схематическое строение детектора приведено на рис. 1.

Было обнаружено, что при чувствительности детектора, превышающей  $10^6$  А Вт<sup>-1</sup>, МЭШ для длины волны  $\lambda = 450$  мкм равна  $1,12 \times 10^{-16}$  Вт Гц<sup>-0.5</sup>, а для  $\lambda = 850$  мкм МЭШ =  $4,2 \times 10^{-17}$  Вт Гц<sup>-0.5</sup>. Температура перехода  $T_C$  составляла 0,194 и 0,135 К соответственно.

Особенностью работы болометров при низких температурах является то обстоятельство, что в сверхпроводнике электроны слабо взаимодействуют с фононами, поэтому их температура становится выше решёточной. Такие болометры называются болометрами с горячими электронами (HEB-болометр). Скорость электронного нагрева при излучении высока из-за высокой скорости фотон-электронного взаимодействия, а тепловая релаксация связана с временем электрон-фононного взаимодействия. МЭШ определяется флуктуациями температуры болометра и для металлических болометров записывается как

$$\begin{aligned} \text{МЭШ} &= (4kT^2 G_{\text{e-ph}})^{0.5} = \\ &= \left( 4kT^2 \frac{C_e}{\tau_{\text{e-ph}}} \right)^{0.5} = \left( \frac{4kT^3 \gamma V}{\tau_{\text{e-ph}}} \right)^{0.5}, \end{aligned}$$

где  $G_{\text{e-ph}}$  — эффективная теплопроводность для переноса тепла между электронами и фононами,  $C_e$  — электронная теплоёмкость,  $\tau_{\text{e-ph}}$  — время электрон-фононного взаимодействия,  $\gamma$  — постоянная Зоммерфельда в выражении

для электронной теплоёмкости ( $C_e = \gamma TV$ ),  $V$  — объём чувствительного элемента.

В [9] описан НЕВ-болометр с титановым чувствительным элементом объёмом  $3 \times 10^{-3} \text{ мкм}^3$  и ниобиевыми контактами, изготовленный на пластине кремния. При  $T=0,3 \text{ К}$  болометр обладал теплопроводностью  $G_{e-ph} = 4 \times 10^{-14} \text{ Вт К}^{-1}$  и имел МЭШ =  $3 \times 10^{-19} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$ .

В качестве детекторов на основе сверхпроводников используются также структуры с различными способами разделения куперовских пар. Одним из таких детекторов является STJ-детектор со сверхпроводящим туннельным переходом (Superconducting Tunnel Junction). В работе [10] рассмотрена структура Al—AlO<sub>x</sub>—Al, так называемая SIS-структур (Superconductor—Insulator—Superconductor), находящаяся при температуре 0,1 К вместе с антенной из сверхпроводящего ниobia. При считывании сигнала одноэлектронным транзистором МЭШ в бесфоновых условиях может быть менее  $1 \times 10^{-19} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$ .

О девятиэлементной линейке детекторов камеры изображения, предназначеннной для субмиллиметрового телескопа, сообщается в [3]. Использовались детекторы на основе SIS-структур. Исследования параметров детекторов проводились при эффективной температуре фона около 150 К. При рабочей температуре детекторов 0,3 К фототок составлял 0,3 нА. Шумы усилителя были близки к дробовому шуму фототока и МЭШ была около  $10^{-15} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$ . Повышение рабочей температуры до 4 К приводило к росту МЭШ на порядок. Тем не менее она была лучше, чем для болометров, работающих при такой же температуре. С помощью камеры, смонтированной в Атакамском субмиллиметровом телескопе, были проведены первые астрономические наблюдения Луны при пропускании атмосферы около 1 %.

Об изготовлении пятиэлементного STJ-детектора со структурой Nb—Al—AlO<sub>x</sub>—Al—Nb сообщается в [11]. Плотность тока утечки при  $T = 0,3 \text{ К}$  была равна 1,5 пА мкм<sup>-2</sup>, шумовой ток на частоте 110 кГц составлял  $9 \times 10^{-15} \text{ А Гц}^{-0,5}$ , а эквивалентная мощность шума  $1,9 \times 10^{-16} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$  при рабочей температуре 0,3 К. Максимум чувствительности элементов лежал в пределах частоты 0,42–0,66 ТГц. Чувствительность одноэлементных гетеродинных SIS-детекторов в частотном диапазоне от 0,3 до 0,7 ТГц ограничена шумом микроволнового фона и падает при частотах 1,0–1,3 ТГц. В обзорной работе [12] приведены данные по частотным зависимостям двухполосной шумовой температуры для диодов Шоттки, НЕВ-болометров и SIS-детекторов.

О создании приёмника для портативного субмиллиметрового телескопа, работающего на частоте 500 ГГц, сообщается в работе [13]. Рабочая температура SIS-приёмников, равная 4,2 К, обеспечивалась двухкаскадным холодильным устройством весом 42 кг и объёмом 0,06 м<sup>3</sup>, потреблявшим мощность менее 1,2 кВт при максимальной тепловой нагрузке в рабочей области 0,1 Вт. С помощью такого телескопа были проведены исследования небесного объекта Орион А. В [14] сообщается, что регистрация терагерцовых сигналов вблизи 0,5 ТГц была осуществлена с помощью сверхпроводящих переходов NbN—AlN—NbN. Детектирование осуществлялось с помощью переходов Джозефсона на основе высокотемпературного сверхпроводника YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-x</sub>. При рабочей температуре  $T = 30 \text{ К}$  МЭШ составляла  $5 \times 10^{-15} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$ , что хуже, чем для глубокоохлаждаемых детекторов.

В работе [15], посвящённой исследованиям аналогичного смесителя на сверхпроводящем NbN-болометре на горячих электронах с планарной антенной и с дополнительным антиотражающим покрытием, были достигнуты значения шумовой температуры 695 К (частота 0,65 ТГц), 904 К (1,6 ТГц), 1026 К (2,5 ТГц) и 1386 К (3,1 ТГц). Без применения антиотражающего покрытия шумовая температура была примерно на 300 К выше.

В работах [16, 17] обсуждаются терагерцовые STJ-детекторы. STJ-структуры диаметром около 2 мкм формируются из сверхпроводящего алюминия толщиной в 100 нм и туннельного барьера из оксида алюминия. STJ расположен на пленке ниobia, поглощающей терагерцовое излучение, которая, в свою очередь, размещена на сапфировой подложке, слабо поглощающей терагерцовое излучение. Пленка ниobia является монокристаллической, и ожидаемое значение величины МЭШ детектора в условиях низкофоновых засветок составляет примерно  $10^{-18} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$ . Этого, как справедливо считают авторы, достаточно для использования такого детектора в наземных астрономических лабораториях, в том числе для высокоскоростного формирования изображения в терагерцовой области. Зависимость ампер-ваттной чувствительности от частоты излучения для двух типов антенн Ti—Au приведена на рис. 2. МЭШ при  $T = 4,2 \text{ К}$  составила примерно  $10^{-15} \text{ Вт Гц}^{-0,5}$ .

Возможности организации матричных STJ-ФПУ определяются, в первую очередь, сложностью технологических процессов формирования самого STJ-детектора. С учётом предельно малых размеров собственно STJ-детекторов (порядка квадратных микрометров) создание матричного ФПУ большого формата на этих принципах представляется проблематичным.

Безусловный интерес представляют исследования возможности создания приёмников на основе явления кинетической индуктивности. Индуктивность сверхпроводящих полосок зависит от концентрации куперовских пар в сверхпроводнике. Изменение индуктивности под воздействием излучения может использоваться как основа для высокочувствительных радиометров, боло-

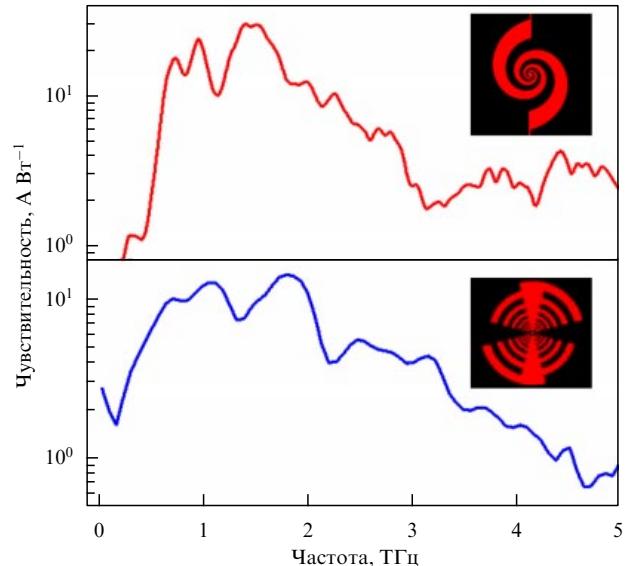


Рис. 2. Ампер-ваттная чувствительность ниобиевых микроболометров при  $T = 4,2 \text{ К}$ .

метров и смесителей. В работе [18] особое внимание обращено не только на возможность создания новых сверхпроводящих детекторов, но и на сопутствующий метод считывания сигнала с  $10^4$  детекторов только одним усилителем на HEMT (High Electron Mobility Transistor). Однако рабочие температуры детекторов не превышают одного кельвина, что непригодно для их промышленного производства, а вопросы неоднородности кинетической индуктивности отдельных детекторов, приводящей к возможному возникновению дополнительного (геометрического) шума, не обсуждались.

### 3. Фотонные приёмники

#### 3.1. Примесные фотоприёмники

Для приёма излучения в дальнем ИК-диапазоне вплоть до сотен микрометров используются полупроводниковые примесные ФП, обычно фоторезисторы (ФР), в которых поглощаемое излучение возбуждает носители заряда, локализованные на примесных уровнях. Коэффициент поглощения на примесях, как правило, на 2–3 порядка меньше коэффициента поглощения для переходов валентная зона – зона проводимости. В зависимости от того, какой длине волны соответствует поглощение на примеси, для работы такого ФП требуется определённая температура: для больших граничных длин волн необходима меньшая рабочая температура. Следует также отметить, что предельная обнаружительная способность ФР в  $\sqrt{2}$  раз меньше, чем у фотодиода с аналогичным краем чувствительности.

В качестве материала для примесных ФР используются германий и кремний, причём на основе германия изготавливают более длинноволновые ФР. Обнаружительная способность таких ФР нередко ограничена флюктуациями фонового излучения. Однако, в зависимости от граничной длины волны чувствительности, такое ограничение достигается при различных рабочих температурах.

В таблице 1 приведены характеристики некоторых ИК-ФП на основе Si для диапазона длин волн до 28–31 мкм и Ge-ФП для длин волн 29–193 мкм [19]. Во втором столбце таблицы указана энергия ионизации примеси, в третьем — красная граница чувствительности  $\lambda_{\text{дв}}$  и рабочая температура ФП соответственно. Кроме того, в таблице приведены параметры линейных кремниевых структур с блокированной прыжковой проводимостью (BIB-структур — Blocked Impurity Band) и билинейных фотоприёмников на основе твёрдых растворов PbSnTe:In.

Таблица 1. Характеристики детекторов, чувствительных в области  $\lambda = 28–200$  мкм

	Детектор	$\Delta E$ , мэВ	$\lambda_{\text{дв}}$ , мкм ( $T$ , К)	МЭШ, $\text{Вт Гц}^{-0.5}$	Формат ФП	Литература
1	Si:P (ФР)	45,59	28 (5)	$7,5 \times 10^{-17}$		[19]
2	Si:Sb (ФР)	42,74	31 (5)	$5,6 \times 10^{-17}$		[19]
3	Ge:Cu (ФР)	43,21	29,5 (4,2)	$1,0 \times 10^{-15}$		[19]
4	Ge:Ga (ФР)	11,32	114 (3)	$2,4 \times 10^{-17}$		[19]
5	Ge:Ga <sup>1</sup> (ФР)	$\approx 6$	193 (2)	$5,7 \times 10^{-17}$		[19]
6	Si:As (BIB) <sup>2</sup>		28 (7)	$0,7 \times 10^{-16}$	$64 \times 1$	[22]
7	PbSnTe:In	60	21–25 (7)	$\approx 10^{-18}$	$128 \times 2$	[28]

<sup>1</sup> Ge в напряжённом состоянии.

<sup>2</sup> Структуры с блокированной прыжковой проводимостью (BIB).

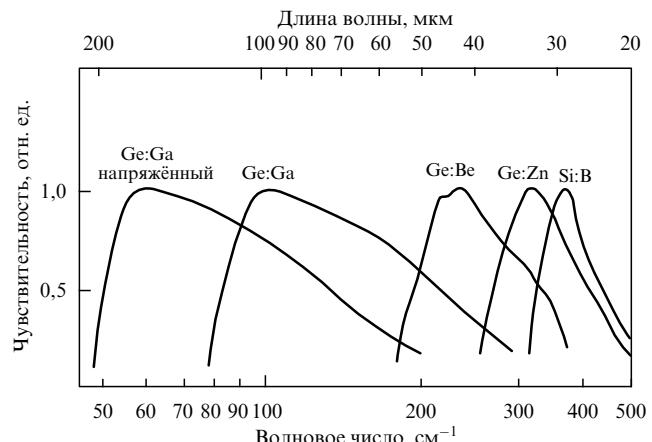


Рис. 3. Спектральная зависимость относительной чувствительности ФП на основе легированных германия и кремния. Рабочая температура  $T = 2$  К. (По работе [20].)

Квантовая эффективность ФР зависит от типа и концентрации примеси, от длины волны излучения и, что важно, от толщины активного слоя, в котором происходит поглощение излучения. В максимуме спектральной чувствительности величина квантовой эффективности находится в пределах 10–50 %.

Для применения в низкофоновых условиях, например, на космических аппаратах, используются примесные ФР на основе кремния и германия. Обращает на себя внимание рабочая температура ФР, которая находится в пределах 2–5 К. В таблице 1 приведены параметры напряжённого ФП Ge:Ga, взятые из работы [19]. В ненапряжённом состоянии граничная длина волны на полувысоте от максимального значения чувствительности составляет 114 мкм. Данные по спектральной зависимости чувствительности детекторов на основе германия, легированного цинком, бериллием и галлием, приведены в работе [20] и показаны на рис. 3. Как видно из рисунка, путём легирования германия различными примесями можно изменять край чувствительности примерно от 25 до 200 мкм. При приложении одностороннего давления спектральная характеристика чувствительности сдвигается в сторону длинных волн и граничная длина волны на полувысоте от максимального значения чувствительности достигает величины 200 мкм.

О создании монолитной линейки детекторов на основе Ge:Ga сообщается в [21]. В настоящее время уже создана матрица  $3 \times 20$  пикселей и идут работы по созданию матрицы формата  $64 \times 64$ . Структура прототипа матрицы  $5 \times 5$  пикселей показана на рис. 4.

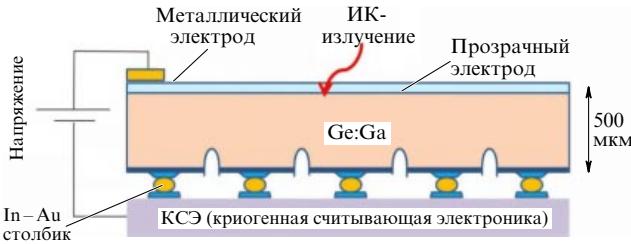


Рис. 4. Схематическое изображение монолитной матрицы 5 × 5 пикселей.

Главной проблемой использования примесных ФР при изготовлении ФПУ линейного и матричного типа является то, что вследствие малого коэффициента поглощения для обеспечения высокой квантовой эффективности толщина ФР должна быть достаточно большой, вплоть до одного сантиметра. Одним из вариантов решения проблемы матричных ФПУ этого диапазона является использование в качестве чувствительного элемента структур с блокированной прыжковой проводимостью. Так, в работе [22] описаны результаты разработки линейного ФПУ формата 1 × 64 на основе В1В-структур. Для исследованных линейных ФПУ были достигнуты величины МЭШ около  $10^{-16}$  Вт Гц $^{-0.5}$  при рабочей температуре 10 К. Длинноволновая граница чувствительности достигала 20–28 мкм.

### 3.2. Фотоприёмники с фундаментальным поглощением на основе плёнок твёрдых растворов PbSnTe, легированных индием

В данный раздел помещены сведения о фотонных ФП на основе собственного поглощения в узкозонном полупроводниковом твёрдом растворе свинец–олово–теллур, легированном индием (PbSnTe:In). В отличие от большинства полупроводников, в PbSnTe ширина запрещённой зоны  $E_g$  уменьшается с понижением температуры, а при определённом содержании олова и температуре, зависящей от состава, она обращается в ноль. В принципе, это означает, что, изменяя состав PbSnTe:In, можно получать предельно малую ширину запрещённой зоны, обеспечивая эффективное детектирование излучения дальнего ИК-диапазона на основе межзонных оптических переходов.

**3.2.1. Свойства PbSnTe:In и фотоприёмников дальнего ИК-диапазона.** В 1979 г. у монокристаллических объёмных образцов легированного индием твёрдого раствора PbSnTe:In были обнаружены крайне необычные свойства [23, 24], главными из которых являлись:

- стабилизация уровня Ферми в запрещённой зоне для определённого состава ( $x \approx 0,22$ –0,28) и низкая темновая проводимость при температуре  $T \leq 20$  К,
- высокая фоточувствительность: наличие реакции на крайне слабое излучение, в том числе от тел, нагретых до температур, лишь немногого превышающих температуру образцов,
- долговременная релаксация фотосигнала и остаточная проводимость после выключения освещения,
- "гашение" фототока при приложении импульса сильного электрического поля.

Обнаружение высокой фоточувствительности в дальней ИК-области стимулировало проведение прикладных разработок по созданию ИК-ФП на основе PbSnTe:In. В

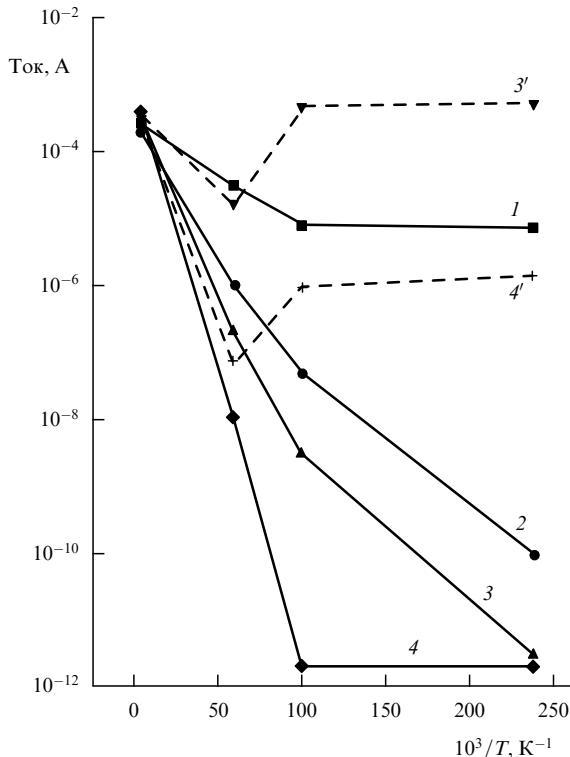


Рис. 5. Зависимость тока от обратной температуры при последовательном отжиге нелегированной плёнки PbSnTe с содержанием олова 26 % в присутствии источника  $[(\text{Pb}_{0,74}\text{Sn}_{0,26})_{1-x}\text{In}_x]_{1-y}\text{Te}_y$  ( $x = 0,03$ ,  $y = 0,5$ ) с температурой 460 °C. Полное время отжига 180 (1), 390 (2), 570 (3), 770 (4) мин. Кривые 3' и 4' — ток при освещении образца. (По данным работы [25].)

работе [25] представлены результаты по росту и легированию плёнок PbSnTe:In, полученных методом молекуллярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на изолирующих подложках BaF<sub>2</sub>. Легирование плёнок индием проводилось двумя методами: непосредственно в процессе МЛЭ и при диффузионных отжигах в парах шихты PbSnTe требуемого состава и теллурида индия. Свойства плёнок после серии диффузионных отжигов показаны на рис. 5.

Параметры полученных плёнок позволили провести исследования по созданию многоэлементных приёмников ИК-излучения для использования их в разрабатываемом Институтом космических исследований РАН проекте ИКОН «Инфракрасный обзор неба широколучальным охлаждаемым телескопом на солнечно-синхронном искусственном спутнике Земли "Ника"» [26]. Многоэлементное гибридное ФПУ для спектрального диапазона 5–20 мкм описано в работах [27, 28]. Оно включало в себя сдвоенную линейку фотоприёмников, кремниевые схемы обработки фотосигнала (мультиплексоры) с управляющей электроникой и соединительные шлейфы. В качестве базового элемента ФПУ был выбран модуль линейного ФП длиной 64 элемента.

На рисунке 6 представлена фотография двухрядного линейного ФПУ, состоящего из ФП 2 × 128 элементов, четырёх кремниевых мультиплексоров на 64 входа каждый и четырёх соединительных шлейфов на основе полиимидной пленки (управляющая электроника не показана). Мультиплексоры справа и слева от ФП разнесены друг относительно друга для удобства монтажа к ним полиимидных шлейфов. При этом в центре линейного ФП в месте присоединения шлейфов зазоры

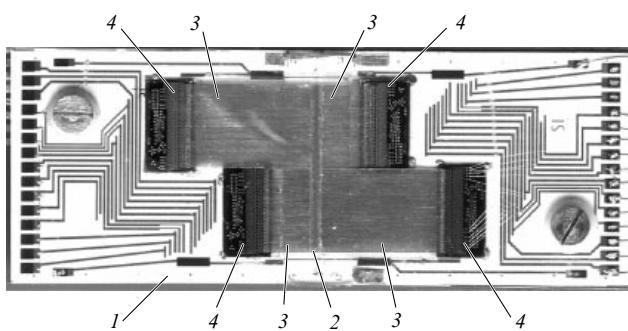


Рис. 6. Линейное фотоприёмное устройство формата  $2 \times 128$  элементов. 1 — подложка ситалла, 2 — ФП  $2 \times 128$  элементов, 3 — соединительные шлейфы, 4 — кремниевые мультиплексоры на 64 входа каждый. (По данным работы [28].)

между соседними элементами были такими же, как и в остальных частях.

Длина базового сегмента ФПУ в 64 элемента обеспечивала сравнительную простоту и большой процент выхода годных при изготовлении мультиплексоров. При этом на основе модульной технологии обеспечивалась возможность разработки схем считывания сигналов как с линейного, так и с матричного ФПУ достаточно большого формата, предназначенных для решения ряда практических задач. Малые темновые токи отдельных элементов линейки ФП (менее  $10^{-11}$  А) обеспечили возможность использования технологии кремниевых мультиплексоров, работающих при температурах вплоть до температуры жидкого гелия, с временем накопления сигнала 0,001 с (частота опроса 1 кГц). Зазор между элементами составлял 20 мкм как вдоль линейки ФП, так и между двумя рядами линейного ФП. Освещение элементов производилось со стороны эпитаксиальной пленки PbSnTe:In.

На рисунке 7а показана спектральная зависимость чувствительности при гелиевых температурах, измеренная в вакуумном оптическом криостате с использованием обрезающего охлаждаемого фильтра из  $\text{Pb}_{0,79}\text{Sn}_{0,21}\text{Te}$  толщиной 1 мм с целью снижения уровня фоновой засветки. Область чувствительности линейного ФПУ распространялась до 20–22 мкм.

Измерение пороговых характеристик ФПУ проводилось на холодном стенде в интервале рабочих температур 4–16 К. Чувствительность элементов ФПУ зависит от температуры излучателя. На рисунке 7б показана зависимость интегральной ампер-ваттной чувствительности фотоприёмника, приведённая ко входу мультиплексора, от температуры абсолютно чёрного тела (АЧТ).

Измерения шумов отдельных ячеек входных мультиплексоров при гелиевой температуре дали значения шумового тока  $I_n \leq 2 \times 10^{-14}$  А Гц $^{-0.5}$ . Таким образом, максимальное значение токовой чувствительности около  $S_{\max} = 2 \times 10^5$  А Вт $^{-1}$  и собственный шум мультиплексора дают значение МЭШ  $\approx 1 \times 10^{-19}$  Вт Гц $^{-0.5}$  или менее. Реально эта величина у разных элементов линейного ФПУ была несколько больше в зависимости от рабочей температуры и уровня освещённости. Это связано как с наличием собственного шума фотоприёмных элементов, так и с нелинейностью их чувствительности, а также с зависимостью обоих указанных параметров от температуры.

Экспериментальные результаты по МЭШ одного из фрагментов линейного ФПУ в составе кремниевого мультиплексора и 64-элементной линейки ФП для рабочей температуры 7 К приведены на рис. 8. По оси ординат отложена доля элементов, МЭШ которых меньше величины, указанной на оси абсцисс. Видно, что примерно 85 % элементов фрагмента ФПУ имеют МЭШ менее  $10^{-18}$  Вт Гц $^{-0.5}$ . Из рисунка 8 также следует, что достигнутые параметры не являются предельными для ФП на основе PbSnTe:In, так как отдельные элементы линейного ФПУ при  $T = 7$  К имеют МЭШ менее  $5 \times 10^{-19}$  Вт Гц $^{-0.5}$ .

Так как размер фотоприёмной площадки чувствительного элемента линейного ФПУ составлял  $A = 10^{-4}$  см $^2$ , то величина МЭШ =  $10^{-18}$  Вт Гц $^{-0.5}$  соответствовала обнаружительной способности  $D^* = 10^{16}$  см Гц $^{0.5}$  Вт $^{-1}$ , которая для данного спектрального диапазона реализуется только в условиях низкого фонового освещения.

У описанной технологии линейного ФПУ имеются резервы как в уменьшении величины МЭШ, так и в увеличении однородности элементов по чувствительности за счёт использования более однородных исходных

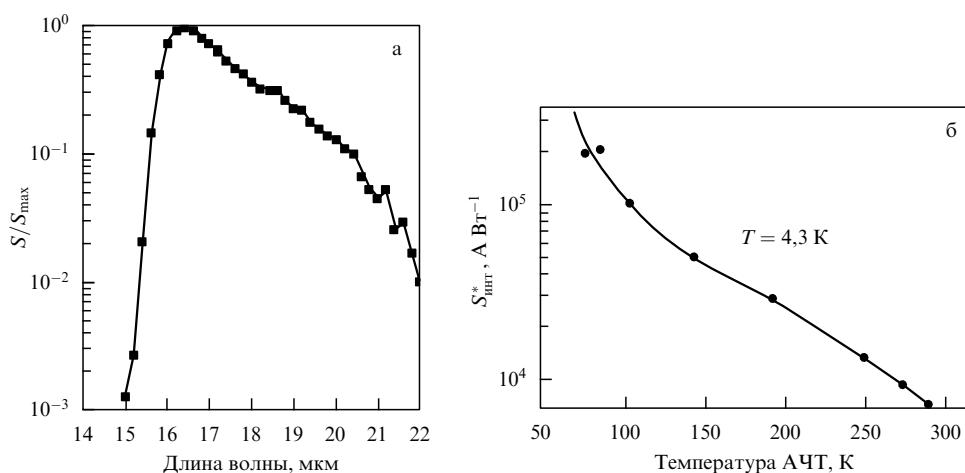


Рис. 7. (а) Спектральная зависимость относительной ампер-ваттной чувствительности элемента линейного ФПУ, (б) зависимость интегральной ампер-ваттной чувствительности от температуры АЧТ. Зависимости сняты при напряжении смещения на элементах ФПУ  $U = 2,2$  В для всех температур АЧТ. (По данным работы [28].)

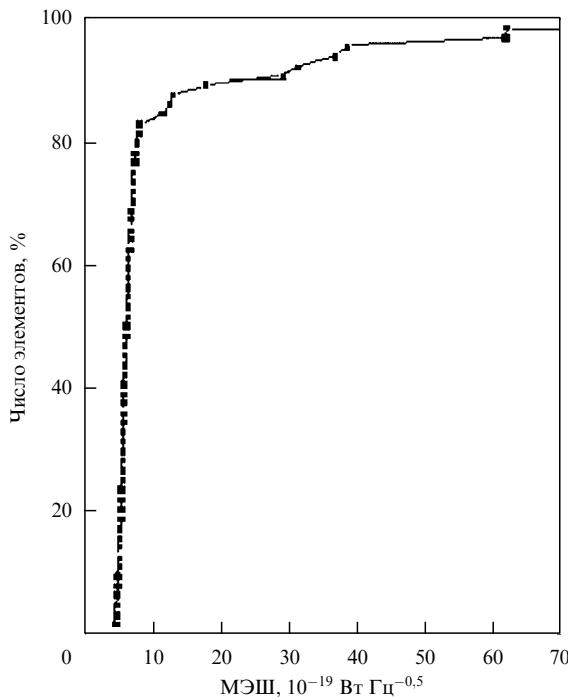


Рис. 8. Распределение количества элементов фрагмента линейного ФПУ по мощности, эквивалентной шуму. Рабочая температура ФПУ равна 7 К, температура полости излучателя  $T_{\text{АЧТ}} = 78$  К. (По данным работы [28].)

подложек фтористого бария или замены их, например, на кремний, а также за счёт повышения однородности характеристик входных ячеек мультиплексоров.

Некоторые ограничения в использовании разработанного линейного ФПУ могут быть связаны в основном с довольно большими постоянными временем, особенно при малых уровнях освещения. Вместе с тем такие ограничения не представляются принципиальными. Известно, что фотопроводимость в PbSnTe:In может быть "погашена" различными способами, в том числе приложением к фоточувствительным элементам на короткое время достаточно сильного электрического поля, соответствующего (при размерах фотоприёмных площадок порядка 100 мкм) напряжению около 20 В. При этом задача снижения инерционности ФПУ технически может быть легко решена путём незначительной модификации конструкции мультиплексоров и блока управления ими.

Кроме этого, требования к инерционности (быстродействию) отдельных элементов, как правило, снижаются в ФПУ с большим числом элементов. В частности, в матричном ФПУ большого формата требования к быстродействию определяются частотой кадров, типичное значение которой обычно лежит в диапазоне от десятых долей до десятков кадров в секунду. Обсуждение перспектив использования описанных матричных ФПУ, в том числе и при повышенных рабочих температурах, приводится в [29].

В работе [30] описана разработка элементов технологии матричного ФПУ на основе многослойных структур Si–CaF<sub>2</sub>–BaF<sub>2</sub>–PbSnTe:In, в которых на кремниевой подложке могут размещаться как ФП, так и схемы предварительной обработки сигнала. Были изготовлены ФП формата 288 × 2 элементов (размер элемента 25 × 25 мкм, линейки смешены по горизонтали друг относительно

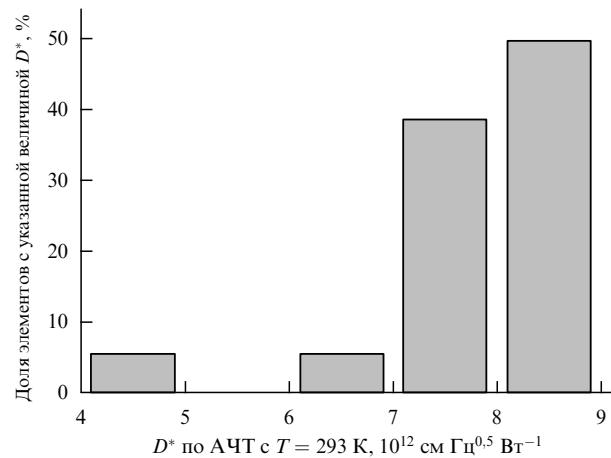


Рис. 9. Гистограмма распределения обнаружительной способности элементов линейного ФПУ при рабочей температуре 21,2 К. (По данным работы [30].)

друга на 25 мкм). Выборочно у 18 отдельных элементов ФП были измерены параметры. Измерения проводились при напряжении смещения на фоточувствительных площадках  $U = 0,06$  В и температуре излучателя  $T_{\text{АЧТ}} = 293$  К.

Гистограмма распределения обнаружительной способности по элементам линейки ФП при рабочей температуре  $T = 21,2$  К приведена на рис. 9. При этом, за исключением двух элементов с существенным отклонением от средних параметров, разброс чувствительности и темнового сопротивления у 18 исследованных площадок составляет примерно  $\pm 15\%$ . Высокая однородность параметров связана с более высокой однородностью использованной в качестве подложки структуры Si–CaF<sub>2</sub>–BaF<sub>2</sub> по сравнению с подложками из монокристаллического фтористого бария.

Видно, что около 90 % измеренных элементов линейного ФП обладают обнаружительной способностью от  $7,2 \times 10^{12}$  до  $8,7 \times 10^{12}$  см Гц $^{0.5}$  Вт $^{-1}$ . Сравнение параметров ФП, изготовленных на структурах Si–CaF<sub>2</sub>–BaF<sub>2</sub>–PbSnTe:In, с параметрами элементов гибридного ФПУ с мультиплексорами [28] на основе плёнок PbSnTe:In, выращенных тем же методом на монокристаллическом BaF<sub>2</sub>, показывает следующее. В первом случае при рабочей температуре 21,2 К для 90 % элементов МЭШ  $\approx 3 \times 10^{-16}$  Вт Гц $^{-0.5}$  или менее, а во втором случае при существенно меньшей рабочей температуре,  $T = 15$  К, для 90 % элементов МЭШ  $\approx 8 \times 10^{-17}$  Вт Гц $^{-0.5}$  или менее.

Изменение проводимости PbSnTe под воздействием излучения дальнего ИК- и СБМ-диапазонов наблюдалось в ряде работ, например, в [31, 32]. В [31] была обнаружена фотопроводимость PbTe:Ga в области частот 100–460 см $^{-1}$  ( $\lambda = 21,7$ –100 мкм), а в [32] — фотопроводимость PbSnTe:In на длинах волн 90 и 116 мкм, измеренная по излучению АЧТ с использованием набора оптических фильтров. О чувствительности этого материала в терагерцовом спектральном диапазоне сообщается также в работах [33–40].

В [35] было выдвинуто предположение, что в PbSnTe:In существует несколько уровней в запрещённой зоне, расположенных на расстоянии нескольких миллиэлектронвольт от дна зоны проводимости, которые

являются центрами захвата электронов. При их заполнении электронами они могут отвечать за неравновесную проводимость под действием терагерцового излучения.

В работе [36] сообщается о чувствительности PbSnTe:In к излучению АЧТ с температурой от 60 до 20 К. Анализ зависимости фотосигнала от температуры АЧТ совместно с использованием обрезающего холодного оптического фильтра позволил сделать оценку области чувствительности, которая соответствует длинам волн примерно 300–400 мкм. Исследования чувствительности тех же образцов, проведённые с помощью HCN-лазера, излучающего на длине волны 336,8 мкм [36–39], показали, что в этом случае при засветке образца ток возрастает, причём абсолютная величина приращения тока увеличивается с ростом напряжения, приложенного к структуре.

Анализ результатов позволил предположить существование двух возможных механизмов появления фотосигнала под воздействием терагерцового излучения. В первом случае поглощение СБМ-излучения вызывает сдвиг температуры сегнетоэлектрического фазового перехода, соответствующий увеличению статической диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ . При гелиевых температурах в условиях ограничения тока в PbSnTe:In пространственным зарядом увеличение  $\epsilon$  под действием СБМ-излучения будет приводить к возрастанию тока.

Более вероятным выглядит второй механизм, при котором под воздействием СБМ-излучения фотосигнал появляется вследствие переходов локализованных электронов с уровней, расположенных в запрещённой зоне, в зону проводимости. В зависимости от энергетического положения (или спектра) таких уровней можно ожидать появления фоточувствительности PbSnTe:In в терагерцовом диапазоне вплоть до длин волн в несколько сотен микрометров.

В работе [41] приведены расчёты фототока в PbSnTe:In в терагерцовом диапазоне при  $T = 4,2$  К. Для расчёта был использован энергетический спектр уровней захвата в запрещённой зоне, полученный из анализа вольт-амперных характеристик в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ). Расчётные значения СБМ-фотосигнала, определяемого заселённостью соответствующих уровней в режиме ТОПЗ, в зависимости от напряжения на структуре (рис. 10) сравнивались с экспериментальными зависимостями для двух длин волн излучения лазера на свободных электронах (ЛСЭ), 130 и 198 мкм, что соответствует энергиям ионизации ловушек 9,5 и 6,2 мэВ.

Как следует из рис. 10, расчёт и эксперимент для  $\lambda = 130$  мкм (кривая 1) согласуются удовлетворительно, а для  $\lambda = 198$  мкм — только в области низких напряжений (кривая 2). Но в обоих случаях наблюдается рост тока при увеличении напряжения, приводящего к большему заполнению центров захвата электронами вследствие увеличения уровня инжеции из контактов, как это следует из теории ТОПЗ. По мнению авторов, возможное расхождение расчёта и эксперимента может быть связано с тем, что в реальности распределение уровней центров захвата по энергии является квазинепрерывным, а не дискретным (двухуровневым), как считалось при упрощённых расчётах.

В работе [42] продолжены исследования причин появления чувствительности PbSnTe:In в терагерцовой области излучения. Авторы отмечают, что принципи-

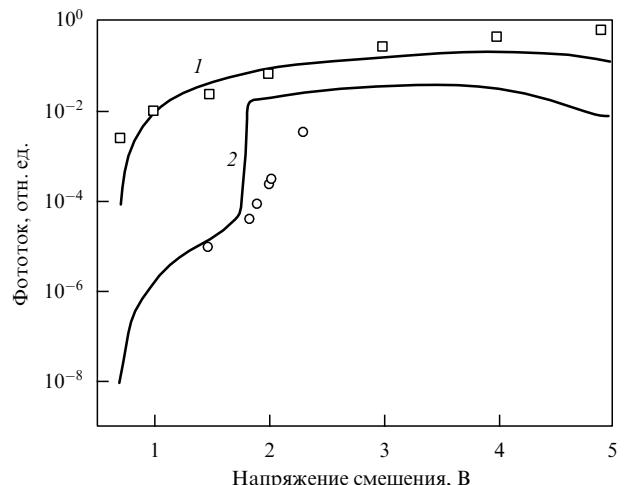


Рис. 10. Экспериментальные (квадраты и кружки) и расчётные зависимости тока от напряжения смещения при воздействии излучения ЛСЭ на длине волны 130 мкм (квадраты, кривая 1) и 198 мкм (кружки, кривая 2).

альным отличием фотоответа в режиме ТОПЗ является сильная зависимость фототока от заселённости локального уровня, которая, в свою очередь, зависит от уровня электронной инжеции, т.е. от приложенного напряжения. Эта зависимость должна проявляться тем резче, чем дальше данный уровень отстоит от равновесного уровня Ферми.

При тех же параметрах центров, что и в [41], были рассчитаны спектральные зависимости чувствительности структуры в терагерцовой области спектра. Результаты расчётов приведены на рис. 11. Видно, что увеличение уровня инжеции (увеличение напряжения) приводит к росту фототока во всей спектральной области, но наиболее эффективно рост проявляется при  $\lambda > 200$  мкм. Это связано с тем, что по мере увеличения напряжения увеличивается инжекционный ток и происходит заполнение электронами уровней, расположенных всё ближе и ближе к дну зоны проводимости. Следовательно, становятся возможными переходы электронов в зону проводимости с более мелкими уровнями, которые возбуждаются

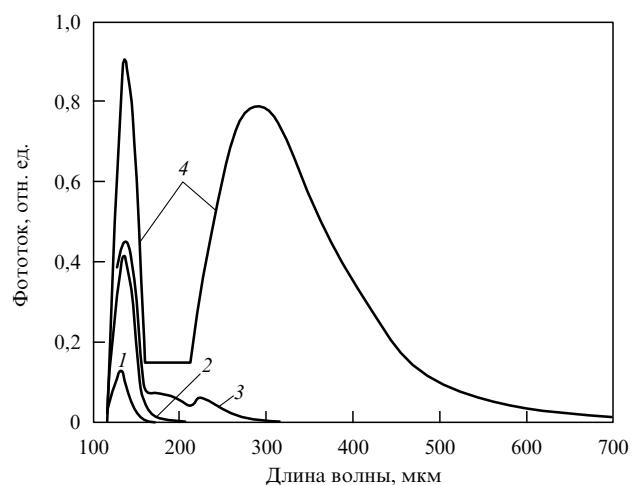


Рис. 11. Расчётные спектральные характеристики структуры PbSnTe:In в режиме ТОПЗ.  $U = 1,16$  (1), 1,79 (2), 1,83 (3), 2,95 (4) В.

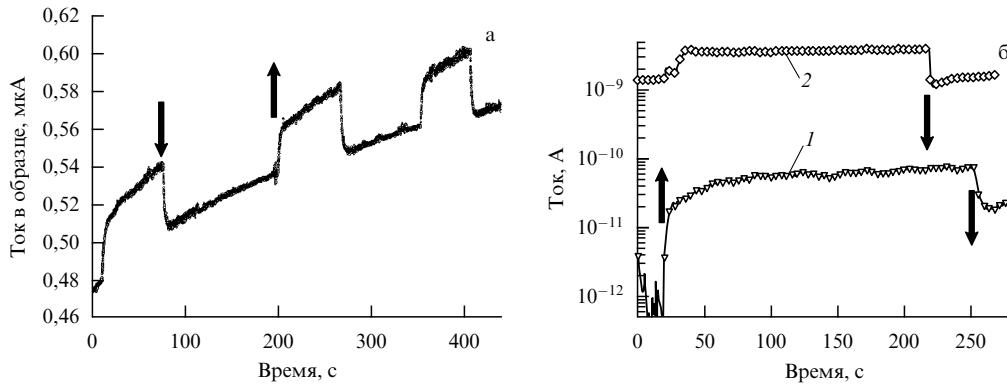


Рис. 12. Ток через образец с  $x = 0,32$  в зависимости от времени при воздействии излучения ЛСЭ на длине волн 141 мкм (а) и 205 мкм (б). Стрелками показаны моменты включения и выключения лазерного излучения. Напряжение на структуре 0,025 В (1), 0,82 В (2).

СБМ-излучением всё большей длины волны. При этом величина фототока на более коротких волнах при сильном увеличении напряжения меняется слабо, так как эти уровни заполнены электронами уже при сравнительно небольших напряжениях. Таким образом, детектор на основе переходов электронов под действием СБМ-излучения с уровней захвата в PbSnTe:In в разрешённую зону может работать в режиме спектральной чувствительности, зависящей от приложенного напряжения.

В целом, наличие уровней локализованных состояний в запрещённой зоне и инжекция электронов из контактов объясняют вид вольт-амперной характеристики, долговременный фотоответ, гашение фототока импульсом сильного электрического поля и чувствительность в СБМ-области спектра. В работе [43] представлены результаты исследований чувствительности к терагерцовому излучению структур Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In с повышенным содержанием олова (более 30 %). При  $T = 4,2$  К при содержании олова  $x = 0,25$  ширина запрещённой зоны  $E_g$  в PbSnTe:In близка к 60 мэВ (красная граница  $\lambda_{\text{дв}}$  фундаментального поглощения около 20 мкм), а при  $x = 0,35$   $E_g = 0$ . В области промежуточных составов по олову величина  $E_g$  уменьшается, а  $\lambda_{\text{дв}}$  увеличивается. Неисследованной для таких составов являлась возможность получения высокоомного состояния без освещения при гелиевых температурах. В [44] сообщается, что такое состояние удалось получить, и приводятся результаты для образцов PbSnTe:In с  $x = 0,32$  ( $\lambda_{\text{дв}} \approx 70$  мкм).

На рисунке 12 приведены временные характеристики фототока при воздействии излучения ЛСЭ на образцы PbSnTe:In на длинах волн 141 и 205 мкм. Видно, что увеличение напряжения приводит к росту тока при воздействии излучения (рис. 12б). Оценка пороговой чувствительности детектора на основе таких структур дала значение МЭШ, по крайней мере, не хуже  $5 \times 10^{-9}$  Вт Гц<sup>-0,5</sup>.

О параметрах ФП, изготовленных на основе пленок Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In с  $x = 0,32$ , и о перспективах их применения сообщается в работе [44]. Измерения шума проводились при помощи селективного усилителя напряжения на частоте 1025 Гц на сопротивлении нагрузки  $R_H = 4,45$  кОм. Ширина шумовой полосы усилителя составляла  $\Delta f = 20,5$  Гц. Среднеквадратичный шум образца рассчитывался как разность квадратов шумовых напряжений при напряжении смещения  $U = 0,14$  В и  $U = 0$ . Среднее значение шумового тока составило  $1,9 \times 10^{-13}$  А. Измерения параметров детекторов проводились с помощью

АЧТ, температура которого могла изменяться в достаточно широких пределах.

Ампер-ваттная чувствительность ФП рассчитывалась для стационарного значения тока. Падающий поток излучения при этом определялся по формуле

$$P = \frac{\pi d^2}{4} \frac{A}{\pi L^2} \sigma(T_1^4 - T_2^4),$$

где  $d$  — диаметр выходной диафрагмы излучателя,  $A$  — размер фотоприёмной площадки,  $L$  — расстояние от диафрагмы до фотоприёмной площадки,  $T_1$  — температура излучателя,  $T_2$  — температура ФП. На рисунке 13 показана зависимость ампер-ваттной чувствительности от температуры АЧТ.

Рассчитанные на основе измеренных значений ампер-ваттной чувствительности и шума значения обнаружительной способности  $D^*$  и МЭШ приведены в табл. 2.

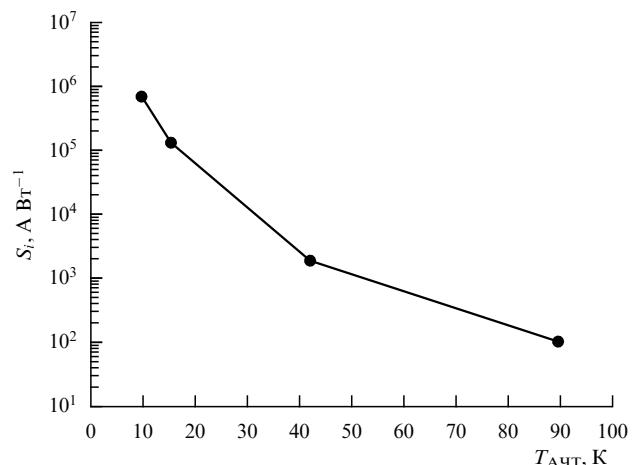


Рис. 13. Зависимость ампер-ваттной чувствительности образца состава  $x = 0,32$  от температуры АЧТ. Напряжение смещения на образце 0,14 В.

Таблица 2. Обнаружительная способность и МЭШ ФП на основе Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te:In ( $x = 0,32$ )

Температура АЧТ, К	$D^*$ , см Гц <sup>1/2</sup> Вт <sup>-1</sup>	МЭШ, Вт Гц <sup>-1/2</sup>
15	$8,2 \times 10^{16}$	$3,1 \times 10^{-19}$
42	$1,2 \times 10^{15}$	$2,1 \times 10^{-17}$
90	$6,4 \times 10^{13}$	$4 \times 10^{-16}$

Важным экспериментальным результатом является появление фототока при низких (вплоть до 10 К) температурах АЧТ, что не может быть связано с межзонными переходами из-за практического отсутствия фотонов с соответствующей энергией. Как показывают расчёты, при  $T_{\text{АЧТ}} = 10$  К для состава образцов  $x = 0,32$  поток фотонов на образец в области собственного поглощения недостаточен для объяснения появления фотосигнала вследствие генерации электронно-дырочных пар. Таким образом, можно предположить, что наблюдение фототока связано с возбуждением электронов с уровней в запрещённой зоне, глубина залегания которых соответствует чувствительности плёнок в дальней ИК или терагерцовой области спектра.

**3.2.2. Детекторы с промежуточным тепловым экраном.** В разделе 3.2.1 были представлены данные о чувствительности детекторов дальнего ИК и терагерцового диапазона излучения при его поглощении непосредственно чувствительным элементом ФП на основе PbSnTe:In. При разработке систем формирования изображения СБМ-диапазона альтернативным вариантом является использование промежуточного поглощающего теплового экрана, преобразующего СБМ-излучение в теплое излучение с последующей его регистрацией с помощью ИК-ФП или ФПУ (см., например, [45]). В работе [46] сообщается о возможностях использования в этом методе детекторов на основе плёнок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te:In}$ .

На рисунке 14 приведена принципиальная схема пассивной системы формирования изображения в СБМ-диапазоне, т.е. системы, работающей без терагерцовой подсветки, только за счёт собственного теплового излучения объекта с температурой, близкой к комнатной. Матричный детектор (1) размещается в вакуумной камере, охлаждённой до гелиевой температуры и имеющей входное окно с обрезающим фильтром (2). В непосредственной близости от детектора в вакууме при  $T = 30–80$  К располагается тонкий тепловой (термический) экран (3), на котором с помощью неохлаждаемого субмиллиметрового объектива (4) формируется изображение объекта (5), находящегося при температуре, близкой к комнатной.

Под действием теплового излучения объекта в СБМ-области экран нагревается и на нём формируется соответствующее низкотемпературное теплое поле, из-

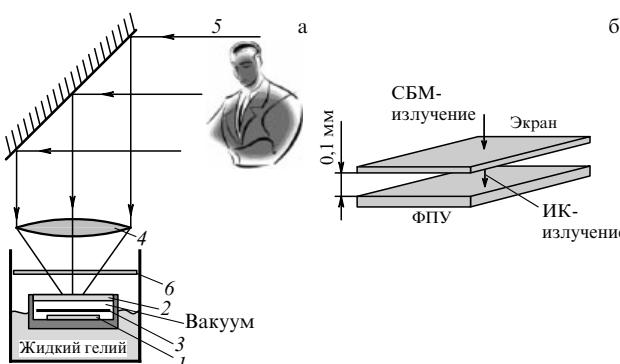


Рис. 14. (а) Принципиальная схема пассивной системы формирования изображения в терагерцовом диапазоне с промежуточным тепловым экраном, (б) схема расположения экрана и матрицы детекторов.

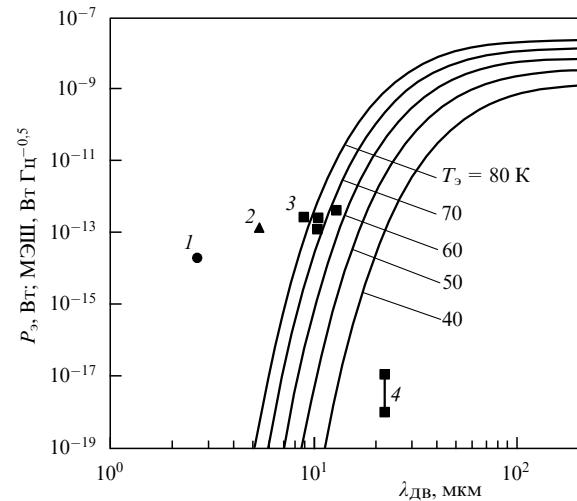
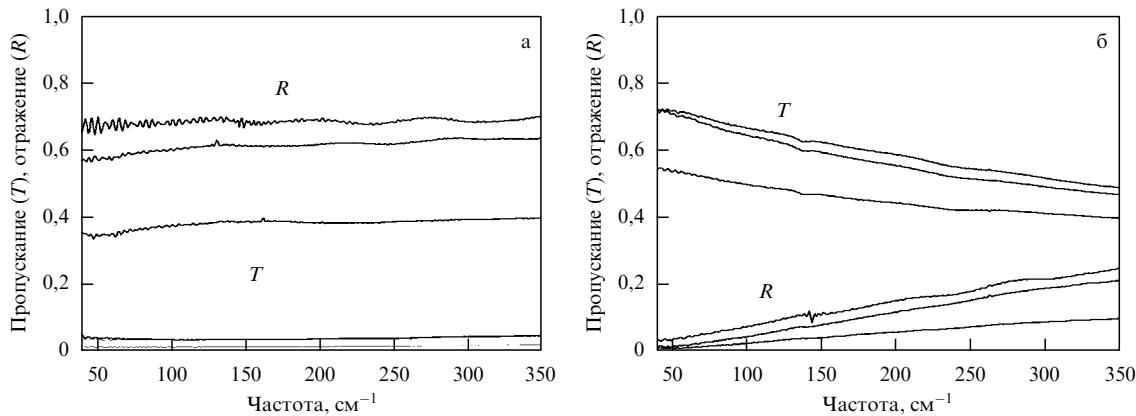


Рис. 15. Мощность  $P_{\text{д}}$ , излучаемая в диапазоне длин волн от нуля до красной границы чувствительности ФП элементом экрана при температуре экрана  $T_3$  (сплошные кривые) и МЭШ различных ФП с их реальной красной границей чувствительности: InAs (1), InSb (2), CdHgTe (3), PbSnTe:In (4).

лучение которого попадает на матричный детектор дальнего ИК-диапазона, работающий в низкофоновых условиях. Фактически происходит преобразование первичного спектра терагерцового излучения в излучение с меньшей длиной волны. Возможности такой системы определяются чувствительностью матричного ФПУ дальнего ИК-диапазона к тепловому излучению промежуточного экрана с низкой температурой.

На рисунке 15 приведена расчётная зависимость мощности, излучаемой элементом поверхности экрана размером  $100 \times 100$  мкм в диапазоне длин волн от нуля до  $\lambda_{\text{дл}}$  элементом экрана при температуре экрана  $T_3$ . Здесь же приведены реальные значения МЭШ детекторов излучения такого же размера, изготовленных из разных материалов, которые могут быть в данной схеме размещены в непосредственной близости от экрана. Видно, что для анализа температурного профиля экранов, нагретых до температуры менее 80 К, которая реализуется в рассматриваемой схеме формирования изображения, необходимы ФП с как можно большей длинноволновой границей чувствительности. Использование ФП на основе PbSnTe:In позволяет регистрировать температуру экрана менее 40 К. Уменьшение ширины запрещённой зоны PbSnTe:In за счёт увеличения содержания олова позволяет регистрировать ещё более низкую температуру экрана.

В работе [47] описаны свойства некоторых разработанных компонентов системы формирования изображения с промежуточным экраном на основе PbSnTe:In, в том числе поглощающих покрытий для экрана. Исследовались покрытия из разных металлов (Au, Pd, Ni, InGaSn) толщиной несколько десятков нанометров, которые были химически осаждены из растворов на тонкую полимерную плёнку. Значительное поглощение наблюдалось только в плёнках на основе никеля, в то время как плёнки малой толщины из других металлов были либо прозрачны в терагерцовой области (Au, Pd), либо обладали слишком большим коэффициентом отражения (InGaSn). На рисунке 16 приведены примеры спектральных зависимостей коэффициентов пропуска-



**Рис. 16.** Спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения для сильно отражающих (а) и слабо отражающих (б) образцов с покрытием из Ni [47].

ния и отражения поглощающих покрытий в диапазоне 45–350 см<sup>-1</sup>.

Плёнки, спектральные характеристики которых приведены на рис. 16, отличались временем осаждения металла (толщиной). Оптические свойства сильно отражающих образцов (рис. 16а) были типичными для тонких металлических плёнок [48]. Оба типа образцов были исследованы с помощью сканирующего электронного микроскопа. Было обнаружено, что слабо отражающие образцы, полученные при малых временах осаждения, состоят из кристаллитов размером менее 5–10 нм. Эти образцы использовались для создания экрана. Расчёты зависимости отношения сигнал/шум от температуры экрана, а также проведённые измерения на макете устройства свидетельствуют, по мнению авторов, о принципиальной возможности создания по такой схеме устройства формирования изображения в терагерцовой области спектра [49].

#### 4. Заключение

В настоящей статье рассмотрена лишь незначительная часть работ, посвящённых матричным ФПУ для дальней ИК- и СБМ-областей спектра, включая системы формирования изображения. При оценке перспектив и областей применения тех или иных матричных ФПУ при работе в пассивном режиме, т.е. по собственному тепловому излучению объектов наблюдения, нужно учитывать следующее.

На уровне поверхности Земли велико ослабление терагерцового излучения атмосферой. Так, если в диапазоне частот 100–500 ГГц оно составляет примерно 1–10 дБ км<sup>-1</sup>, то в области частот 500 ГГц–1 ТГц ослабление лежит в диапазоне от 10 до 100 дБ км<sup>-1</sup> и более [50]. Вследствие этого, а также из-за большого фонового потока излучения применение рассмотренных в работе ФП вряд ли имеет широкие перспективы в наземных условиях. Поэтому основными областями применения ФП и ФПУ с высокими пороговыми параметрами для дальней ИК- и СБМ-областей спектра являются, по-видимому, задачи, решаемые в низкофоновых и внеатмосферных условиях. Это может быть, например, обнаружение слабо нагретых объектов по их собственному тепловому излучению вне пределов земной атмосферы на фоне "холодного космоса", включая регистрацию излучения астрономических объектов.

Для решения задач по детектированию излучения в указанных спектральных областях в принципе пригодны матричные ФПУ как на основе сверхпроводящих материалов и примесных кремния и германия, так и на основе плёнок узкозонного твёрдого раствора PbSnTe:In. Преимущества матричных ФПУ на основе плёнок PbSnTe:In обусловлены несколько большей рабочей температурой, большим коэффициентом поглощения в собственной полосе поглощения и, главное, практически разработанной технологией создания ФПУ, включая мультиплексоры. Она базируется на стандартных полупроводниковых технологиях, в том числе и кремниевых. Использование тонких плёнок PbSnTe:In возможно благодаря большому коэффициенту поглощения в фундаментальной области этого материала, что недоступно для примесных полупроводниковых ФП субмиллиметрового диапазона.

#### Список литературы

1. Рябова Л И, Хохлов Д Р УФН **184** 1033 (2014); Ryabova L I, Khokhlov D R *Phys. Usp.* **57** 959 (2014)
2. Хохлов Д Р УФН **176** 983 (2006); Khokhlov D R *Phys. Usp.* **49** 955 (2006)
3. Rogalsky A, Sizov F *Opto-Electron. Rev.* **19** 346 (2011)
4. Войцеховский А В и др. *Наноинженерия* (11) 7 (2012)
5. Simoens F et al., in *IRMMW-THz 2005. Proc. of the Joint 30th Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, 13th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, Williamsburg, Virginia, USA, September 19–23, 2005* (Piscataway, N.J.: IEEE, 2005) p. 405
6. Pajot F et al. *J. Low Temp. Phys.* **151** 513 (2008)
7. Pajot F et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Busan, Korea, September 21–25, 2009* (Piscataway, N.J.: IEEE, 2009) p. 398
8. Bintley D et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Rome, Italy, September 5–10, 2010* (Piscataway, N.J.: IEEE, 2010) p. We-F3.1
9. Karasik B S et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17** 293 (2007)
10. Schoelkopf R J et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **9** 2935 (1999)
11. Otani C et al. *Proc. SPIE* **5354** 86 (2004)
12. Hubers H-W *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **14** 378 (2008)
13. Huang S P et al., in *IRMMW-THz 2006: Conf. Digest of the 2006 Joint 31st Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 14th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, September 18–22, 2006, Shanghai, China* (Eds X C Shen et al.) (New York City, NY: IEEE, 2006) p. 178
14. Divin Y Y et al., in *IRMMW-THz 2006: Conf. Digest of the 2006 Joint 31st Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 14th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, September 18–22, 2006,*

- Shanghai, China* (Eds X C Shen et al.) (New York City, NY: IEEE, 2006) p. 345
15. Gao J R et al., in *IRMMW-THz 2006: Conf. Digest of the 2006 Joint 31st Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 14th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, September 18–22, 2006, Shanghai, China* (Eds X C Shen et al.) (New York City, NY: IEEE, 2006) p. 545
  16. Ortolania M et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Rome, Italy, Sept. 5–10, 2010*, Tu-A2.1
  17. Shen X-F, Li J, Shi S-c, in *IRMMW-THz 2006: Conf. Digest of the 2006 Joint 31st Intern. Conf. on Infrared and Millimeter Waves and 14th Intern. Conf. on Terahertz Electronics, September 18–22, 2006, Shanghai, China* (Eds X C Shen et al.) (New York City, NY: IEEE, 2006) p. 344
  18. Mazin B et al. *Proc. SPIE* **4849** 283 (2002)
  19. Sclar N *Prog. Quantum Electron.* **9** 149 (1984)
  20. Leotin J *Proc. SPIE* **666** 81 1986
  21. Kamiya S et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Rome, Italy, September 5–10, 2010* (Piscataway, N.J.: IEEE, 2010) p. We-F3.6
  22. Есаев Д Г, Синица С П, Французов А А, в кн. *Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона* (Отв. ред. С П Синица) (Новосибирск: Наука, 2001) с. 376
  23. Акимов Б А и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 11 (1979); Akimov B A et al. *JETP Lett.* **29** 9 (1979)
  24. Вул Б М и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 21 (1979); Vul B M et al. *JETP Lett.* **29** 18 (1979)
  25. Васильева Л Ф и др. *Неорганические материалы* **37** 193 (2001); Vasil'eva L F et al. *Inorganic Mater.* **37** 144 (2001)
  26. Шоломицкий Г Б и др. "Инфракрасный обзор неба с широколучальным охлаждаемым телескопом на солнечно-синхронном ИСЗ "Ника-И" (Проект ИКОН)", Препринт № 1919 (М.: ИКИ РАН, 1995)
  27. Feofanov G N et al., in *Proc. of the Intern. Semiconductor Device Research Symp., ISDRS'95, Charlottesville, Virginia, USA, 5–8 December 1995 Vol. 1* (Piscataway, NJ: IEEE, 1995) p. 291
  28. Климон А Э, Шумский В Н, в кн. *Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона* (Отв. ред. С П Синица) (Новосибирск: Наука, 2001) с. 308
  29. Климон А Э и др. *Наука и технологии в промышленности* **4** (1) 97 (2006)
  30. Акимов А Н и др. *Письма в ЖТФ* **35** (11) 88 (2009); Akimov A N et al. *Tech. Phys. Lett.* **35** 524 (2009)
  31. Белогорохов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **63** 342 (1996); Belogorokhov A I et al. *JETP Lett.* **63** 353 (1996)
  32. Khokhlov D R et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 2835 (2000)
  33. Klimov A E, Shumsky V N *Proc. SPIE* **5964** 95 (2005)
  34. Klimov A E, Kubarev V V, Shumsky V N, in *Proc. of the 8th Russia-CIS-Baltic-Japan Symp. on Ferroelectricity, Tsukuba, Japan, May 15–19, 2006, Abstract Book*, p. 63
  35. Акимов А Н и др. *ФТП* **40** 169 (2006); Akimov A N et al. *Semiconductors* **40** 164 (2006)
  36. Klimov A E, Kubarev V V, Shumsky V N *Ferroelectrics* **347** 111 (2007)
  37. Акимов А Н и др. *Прикладная физика* (6) 12 (2007)
  38. Акимов А Н и др. *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (12) 18 (2007); Akimov A N et al. *J. Surf. Investigat. X-Ray Synchr. Neutron Tech.* **1** (6) 711 (2007)
  39. Шумский В Н *Электроника Сибири* (3) 147 (2008)
  40. Klimov A E, Shumsky V N, in *Proc. of the Intern. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Busan, Korea, September 21–25, 2009* (Piscataway, N.J.: IEEE, 2009) p. 316
  41. Klimov A E, Shumsky V N *Physica B* **404** 5028 (2009)
  42. Klimov A E, Shumsky V N, in *Ferroelectric-Physical Effects* (Ed. M Lallart) (Rijeka: InTech, 2011) p. 527
  43. Акимов А Н и др. *Автометрия* **49** (5) 86 (2013); Akimov A N et al. *Optoelectron. Instrum. Data Proces.* **49** 492 (2013)
  44. Акимов А Н и др. *Микроэлектроника* **42** (2) 83 (2013); Akimov A N et al. *Russ. Microelectron.* **42** (2) 59 (2013)
  45. Cherkassky V S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **543** 102 (2005)
  46. Акимов А Н и др. *Автометрия* **43** (4) 63 (2007); Akimov A N et al. *Optoelectron. Instrum. Data Proces.* **43** 342 (2007)
  47. Галкин П С и др. *Автометрия* **45** (4) 85 (2009); Galkin P S et al. *Optoelectron. Instrum. Data Proces.* **45** 353 (2009)
  48. Abeles F, in *Physics of Thin Films Vol. 6* (Eds M H Franccombe, R W Hoffman) (New York: Academic Press, 1971) p. 151
  49. Климон А Э, Шумский В Н, Патент РФ 2399990 от 23.09.2009 (2010)
  50. Коротаев В В и др. *Основы тепловидения* (СПб.: НИУ ИТМО, 2012)

## Photon far-infrared and sub-millimeters array detectors

I.G. Neizvestnyi, A.E. Klimov, V.N. Shumsky

A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,  
prosp. Akademika Lavrentieva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation  
E-mail: neizv@isp.nsc.ru, klimov@isp.nsc.ru, shumsky@isp.nsc.ru

This review analyzes the current state of research pertaining to the design of thermal and photon far-infrared and sub-millimeter array detectors. Threshold detector characteristics are compared and the application potential of photodetectors is explored.

**Keywords:** array photodetectors, infrared region, sub-millimeter-wave region, imaging

PACS numbers: 42.79.Pw, 85.60.Gz

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510b.1031

Bibliography — 50 references

Received 25 June 2015, revised 24 July 2015

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **185** (10) 1031–1042 (2015)

*Physics – Uspekhi* **58** (10) (2015)