



УДК 621.315.592

А.В. Войцеховский¹, Н.А. Кульчицкий², А.А. Мельников², П.П. Мальцев³, С.Н. Несмелов¹

(¹Томский государственный университет,

²Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики
(Технический университет),

³Учреждение Российской академии наук Институт сверхвысокочастотной
полупроводниковой электроники РАН, г. Москва)

E-mail: vav@elefot.tsu.ru

Детекторы терагерцового излучения*

Проведен сравнительный анализ основных типов детекторов терагерцового диапазона. Показано, что в настоящее время разработаны низкотемпературные ТГц-детекторы с характеристиками, близкими к предельным. Проанализированы перспективные для широкополосного детектирования высокотемпературные детекторы.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, детектор, прямое детектирование, гетеродинное детектирование, полоса частот, чувствительность.

A comparative analysis of the main types of detectors of terahertz range was carried out. It is shown that is being developed low-temperature THz-detectors with characteristics close to the limit. Promising for broadband detection of high-temperature detectors were analysed.

Keywords: terahertz radiation, detector, direct detection, heterodyne detection, frequency band, sensitivity.

Введение

Во многих областях современной науки и техники существует потребность в детекторах электромагнитного излучения терагерцового (ТГц) диапазона частот. ТГц-диапазон находится в пределах 0,1...10 ТГц и является результатом перекрытия ТГц-полосы (1...10 ТГц, 300...30 мкм) с субмиллиметровым диапазоном (0,1...3 ТГц, 3 мм...100 мкм) длин волн [1, 2]. Спектроскопия в ТГц-диапазоне при помощи гетеродинных приемников является одним из основных методов изучения процессов формирования звезд и планет.

Важную научную роль в астрономии ТГц-диапазона играет измерение параметров спектральных линий, так как в этом диапазоне находятся спектральные линии вращательных переходов многих молекул. ТГц-детекторы также активно применяются в системах формирования изображения ТГц-диапазона в навигации, биологии,

для целей медицины и безопасности, а также для обнаружения наркотических и взрывоопасных веществ [3].

В настоящее время применяются различные типы детекторов ТГц-излучения как относительно традиционные, так и основанные на новых принципах и материалах. Следует отметить, что различные применения предъявляют различные требования к характеристикам детекторов ТГц-излучения (например, к чувствительности, рабочей частоте и полосе частот детектируемого излучения) [4, 5].

В данной работе проведен краткий обзор характеристик и областей применения основных типов детекторов ТГц-диапазона.

Диоды с барьерами Шоттки

Структуры, основанные на барьерах Шоттки, являются одними из основных элементов ТГц-технологий. Детекторы с барьерами Шоттки (*Shottky Barrier Detector, SBD*) используются как для прямого детектирования, так и в качестве нелинейных элементов в гетеродинных смесителях в широком диапазоне температур $T = 4...300$ К. Криогенно охлаждаемые

* Работа выполнена при поддержке программ АБЦП "Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 гг.)" (рег. № 2.1.2/12459), ФЦП "Научные и научно-инновационные кадры инновационной России" (ГК № 02.740.11.0444 и № 02.740.11.0562) и проекта по гранту НШ-4297.2010.2.

SBD использовались в смесителях преимущественно в 1980-х и начале 1990-х гг., а затем активно заменялись смесителями на структурах сверхпроводник—диэлектрик—сверхпроводник (*superconductor—insulator—superconductor*, SIS) или болометрами на горячих электронах (*hot electron bolometers*, НЕВ).

Особенности разработок SBD и смесителей для ТГц-приемников заключаются в переходе от структур на основе матричных SBD с контактами в форме усов к дизайну с планарными SBD. Исторически, первые структуры на барьерах Шоттки имели точечные контакты в виде конических металлических проволок. Например, широко использовались *p-Si—W*-контакты. При комнатной температуре они имели пороговую мощность (*Noise Equivalent Power*, NEP) $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ Вт/Гц^{0,5}. Также использовались точечные контакты из вольфрама или бериллиевой бронзы к *n-Ge*, *n-GaAs*, *n-InSb*. SBD на основе GaAs до сих пор используются как смесители в малошумящих гетеродинных приемниках [6].

Поперечное сечение SBD с эквивалентной схемой перехода показано на рис. 1. Оно состоит из перехода (< нескольких мкм²) между платиновым анодом и эпитаксиальным слоем *n-GaAs*. Наконечник металлического уса обеспечивает электрический контакт к аноду, а также служит в качестве длинной проволочной антенны для связи с внешним излучением. Смешивание волн происходит на нелинейном сопротивлении перехода R_j . Последовательное сопротивление диода R_s и зависящая от напряжения емкость перехода C_j являются паразитными элементами, которые приводят к деградации характеристик.

Однако существуют некоторые ограничения этой технологии диодов Шоттки с контактами

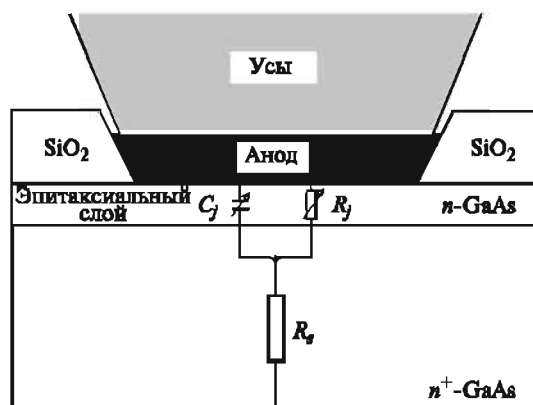


Рис. 1. Поперечное сечение контакта Шоттки с эквивалентной схемой перехода [2, 7]

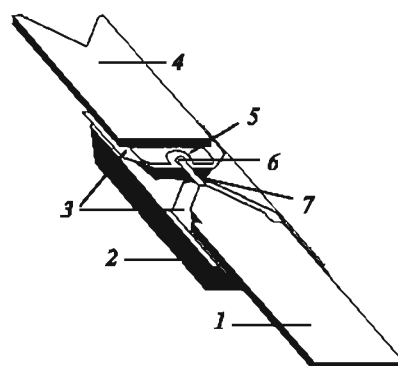


Рис. 2. Схематическое представление дизайна планарного SBD [1, 8]:

1 — анодный ввод излучения; 2 — кристалл GaAs; 3 — SiO₂; 4 — катодный ввод излучения; 5 — омический контакт; 6 — барьер Шоттки; 7 — анодный мостик

в форме усов. Начиная с 1980-х гг., усилия разработчиков направлены на производство планарных диодов Шоттки. С целью использования планарной технологии в диапазоне от 300 ГГц до нескольких ТГц была разработана технология "без подложек". При таком подходе диоды интегрируются с согласующей цепью, большая часть подложки из GaAs удаляется из кристалла и схема создается на оставшейся эпитаксиально выращенной GaAs мембране (рис. 2).

Эпитаксиальный GaAs является наиболее часто используемым полупроводником для изготовления смесителей на основе планарных диодов Шоттки, хотя другие материалы системы III—V также используются в некоторых приложениях.

SBD-смесители могут действовать в условиях комнатной температуры до частоты $\nu \sim 25$ ТГц, но реально с относительно низким шумом SBD обычно они применяются в частотном диапазоне < 5 ТГц. Смесители на основе диодов Шоттки в этом частотном диапазоне требуют высокой импульсной мощности гетеродина (до 1 мВт), что делает проблематичным разработку на их основе крупноформатных матриц [1, 2].

Приемники с использованием смесителей на основе барьеров Шоттки, действующие при комнатной температуре, обычно имеют радиометрическую чувствительность $\Delta T \sim 0,05$ К при $\nu = 500$ ГГц и $\Delta T \sim 0,5$ К при $\nu = 2,5$ ТГц для времени интегрирования 1 с и полосы предварительного обнаружения 1 ГГц [1]. Один из наиболее чувствительных SBD планарных смесительных приемников при $\nu = 100$ ГГц, работающий при комнатной температуре и при $T = 20$ К, представлен в работе [9]. Шумовая

температура T_{noise} составляла 200 и 55 К, соответственно при 300 и 20 К.

При уменьшении площади перехода уменьшаются емкости переходов, что увеличивает рабочую частоту. Но в то же время это увеличивает последовательное сопротивление. Существующие приборы имеют диаметр анода около 0,25 мкм и емкости C около 0,25 фФ. Для высокочастотного действия слои GaAs легируют до концентрации $n \sim (5...10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Паразитные параметры R_s и C_j (см. рис. 1) определяют критическую частоту диода, которая

равна $\frac{1}{2\pi R_s C_j}$. Емкость перехода зависит от

напряжения, поскольку размер области обеднения зависит от приложенного смещения.

В диапазоне низких частот ($\nu < \sim 0,1$ ТГц) действие диодов на основе барьеров Шоттки может быть описано теорией смесителя, учитывающей паразитные параметры диода Шоттки (переменную емкость и последовательное сопротивление диода). Однако в субмиллиметровом диапазоне дизайн и характеристика приборов становятся все более сложными. При высоких частотах появляется несколько паразитных механизмов, например, скин-эффект (поверхностный эффект), а также необходим учет высокочастотных процессов в полупроводнике материале, таких как рассеяние носителей, время переноса носителя через барьер (оно составляет около 1 пс), а также время диэлектрической релаксации.

При комнатной температуре SBD с прямым детектированием реализуют $NEP \sim 3 \cdot 10^{-10} \dots 10^{-8} \text{ Вт/Гц}^{0,5}$ при $\nu = 891$ ТГц [8]. Типичные зависимости чувствительности по напряжению от частоты для таких приборов приведены на рис. 3.

На рис. 3 кривая 1 иллюстрирует теоретическую зависимость с учетом скин-эффекта, инерции носителей, плазменного резонанса в эпитаксиальном слое f_{pe} и подложке f_{ps} , фононного поглощения (f_i и f_l — частоты соответственно поперечных и продольных полярных оптических фононов) и эффектов переноса. Кривая 2 на рис. 3 показывает зависимость без учета эффектов переноса. Экспериментальные результаты характеризуют SBD с различными формами анодов.

Сравнение чувствительностей различных приемников в терагерцовом диапазоне показывает, что гетеродинные SBD-приемники не-

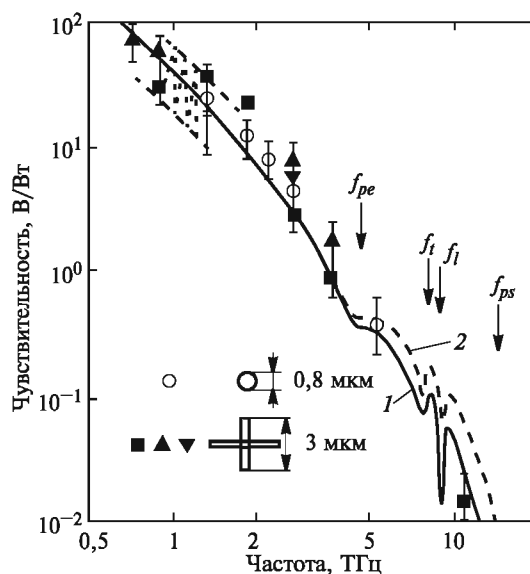


Рис. 3. Зависимость чувствительности по напряжению SBD от частоты при различной форме анодов [1, 2, 8]: 1 — теория; 2 — теория без учета эффектов переноса

сколько хуже по сравнению с охлаждаемыми НЕВ и SIS-смесителями. В то же время SBD-приемники работают без охлаждения, что дает возможность использования SBD-смесителей в различных миллиметровых и субмиллиметровых приложениях. Их чувствительность хорошо подходит для использования в миллиметровых волновых спектрометрах со средним или высоким разрешением. В диапазоне частот $\nu = 100...120$ ТГц пороговая чувствительность SBD может достигать $NEP \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/Гц}^{0,5}$ [1]. Для SBD на основе InP с широкополосной периодической зубчатой антенной чувствительность достигает 10^3 В/Вт при $\nu = 0,3$ ТГц и 125 В/Вт при $\nu = 1,2$ ТГц [10].

Детекторы на эффекте разрыва куперовских пар

Один из методов детектирования фотонов состоит в использовании сверхпроводящих материалов. Если температура значительно ниже температуры перехода T_c , большинство электронов в этих материалах связаны в куперовские пары. Фотоны с энергиями, превышающими энергии связи куперовских пар в сверхпроводнике, могут разорвать эти пары, производя квазичастицы (электроны) (рис. 4). Одним из преимуществ таких детекторов является то, что фундаментальный шум вследствие случайной генерации и рекомбинации тепловых квазичастиц уменьшается экспоненциально с температурой как $\exp(-\Delta/k_B T)$, где

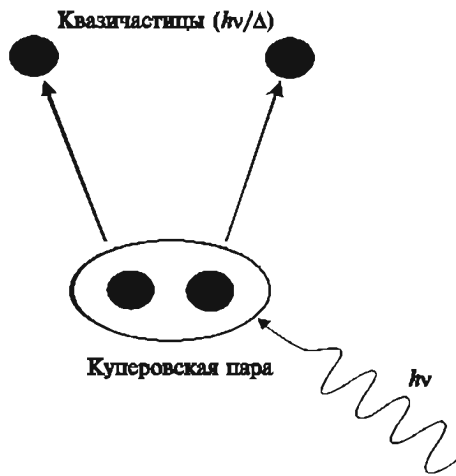


Рис. 4. Схема создания квазичастиц [2]

2Δ — энергетическая щель сверхпроводимости. У лучших детекторов шумовая температура может составлять $k_B T \geq h\nu/\eta$. В детекторах с разрывом пар возможно реализовать $\eta \rightarrow 1$ и подойти к квантовому пределу.

Существует несколько типов разработок детекторов с разрывом пар, которые используют различные способы разделения квазичастиц из куперовских пар. Среди них детекторы со сверхпроводящим туннельным переходом (*superconducting tunnel junction, STJ*), детекторы и смесители сверхпроводник—диэлектрик—сверхпроводник, детекторы и смесители сверхпроводник—диэлектрик—нормальный металл (*superconductor—insulator—normal metal, SIN*), детекторы с кинетической индуктивностью в радиодиапазоне и детекторы с кинетической индуктивностью на основе сверхпроводящих приборов с квантовой интерференцией (*superconducting quantum interference device, SQUID*).

Детекторы со сверхпроводящим туннельным переходом впервые были предложены в начале 1960-х гг. [1]. В таком детекторе туннельный переход используется для того, чтобы квазичастицы прошли через переход и были отделены от куперовских пар. Со связанной антенной STJ-детекторы со считыванием на основе одноэлектронного транзистора (в отсутствии фона) могут обеспечить $NEP \sim 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5} [11]. Эффект прямого преобразования субмиллиметровых фотонов в электрический ток через процесс туннелирования при помощи фотонов может быть использован для прямого и гетеродинного детектирования, поскольку вольт-амперная характеристика нелинейна (рис. 5). Интенсивность падающего излучения измеря-

ется как избыточный ток при напряжении смещения V_0 .

В STJ-структурах электронная плотность состояний в сверхпроводнике (рис. 6) препятствует туннелированию электронов через переход пока приложенное напряжение смещения V_b не обеспечит достаточно энергии для туннелирования электронов через барьер 2Δ . Когда излучение с частотой ν падает на детектор, туннелирование при помощи фотонов возможно для $V_b > 2\Delta/q - h\nu/q$. Сигнальный ток измеряется как добавочный ток при определенном напряжении смещения V_0 .

На рис. 6 горизонтальная ось представляет плотность состояний в каждом сверхпроводнике, вертикальная ось — энергетический уровень квазичастиц. Запрещенная зона соответствует запрещенным состояниям для ква-

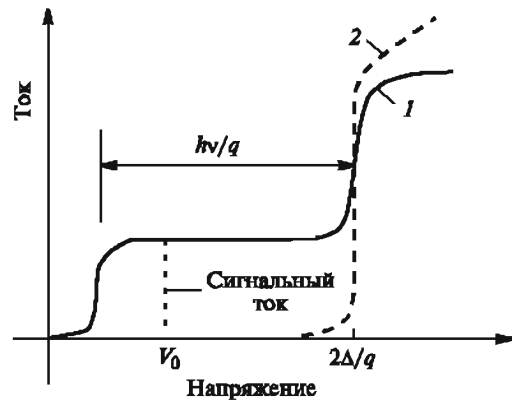


Рис. 5. Схематическая кривая вольт-амперной характеристики для освещенного и неосвещенного STJ-барьера [1, 12]: 1 — с освещением; 2 — без освещения

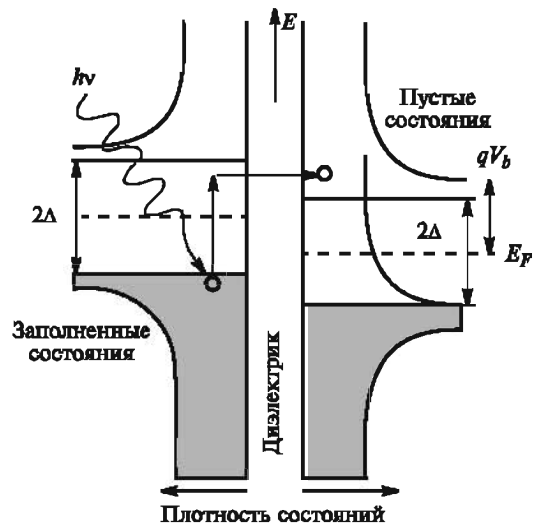


Рис. 6. Схематическая диаграмма зонной структуры и туннелирования квазичастицы при помощи фотонов [1, 13]

зичастиц, где электроны содержатся в куперовских парах.

Существует несколько предложений по дизайну STJ-детекторов. Прибор состоит из трех видов слоев: верхнего сверхпроводника, диэлектрика и нижнего сверхпроводящего слоя. Реальные STJ-приборы, используемые в таких детекторах, имеют структуру слоев Nb—Al—AlO_x—Al—Nb. Диэлектрик AlO_x работает как туннельный барьер, физическая толщина которого составляет около 1,5 нм [2]. ТГц-элемент детектора включает антенну из сверхпроводящего Nb, микрополосковую линию из сверхпроводящего Nb и STJ. STJ-детектор может рассматриваться как LCR-схема, в которой существует несколько резонансных частот. STJ диаметром 3 мкм соответствует частотному отклику детектора при $\nu = 0,65$ ТГц [1].

SIS-детекторы

Из-за сильной нелинейности вольтамперной характеристики туннельных переходов сверхпроводник—диэлектрик—сверхпроводник в основном они используются как смесители в миллиметровом и субмиллиметровом приемниках гетеродинного типа, но также могут использоваться как детекторы, непосредственно преобразующие энергию в электрический ток через туннельный переход.

ТГц-детекторы SIS прямого детектирования на основе Nb—Al—AlO_x—Al—Nb STJ достигают NEP = $1,9 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц^{0,5} ($\nu = 0,65$ ТГц и $T = 300$ мК) [12]. Если шум, связанный с флуктуациями фонового излучения, пренебрежимо мал, то собственная чувствительность таких детекторов может достигать NEP $\approx 10^{-18}$ Вт/Гц^{0,5}. Разработана для субмиллиметровой камеры матрица с малым числом элементов (9 элементов) SIS фотонных детекторов с NEP $\sim 10^{-16}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 300$ мК и динамическим диапазоном, превышающим 10^9 [14].

SIS-детекторы сейчас являются одними из наиболее чувствительных и малошумящих структур при $\nu = 0,3...0,7$ ТГц, которые имеют большое число применений, в частности, в астрономии [1, 2, 4].

Одноэлементные гетеродинные SIS-детекторы при $\nu = 0,1...0,7$ ТГц имеют чувствительность, сравнимую с шумом, возникающим от космического микроволнового фона. При больших частотах $\nu = 1,0...1,3$ ТГц, как в SBD-смесителях, собственный шум в SIS-структурах

быстро возрастает вследствие увеличения высокочастотных потерь. В настоящее время наблюдаются успехи только в создании матриц с малым числом элементов вследствие заметных трудностей их создания [15].

SIS-структуры являются нелинейными резистивными приборами. Нелинейность создается при разрыве пары в энергиях для одной электронной квазичастицы с обеих сторон SIS-туннельного барьера (см. рис. 6). Эта резкая нелинейность в одночастичном туннелировании используется для смешивания. Туннельный процесс под влиянием энергии фотонов, полученной антенной, называется туннелированием при помощи фотонов.

Смесительные детекторы на основе SIS (квазичастичных STJ) и сверхпроводящих схем на основе Nb известны как гетеродинные преобразователи частоты с низкой шумовой температурой, которая ограничивается только квантовыми флуктуациями. Минимальное значение шума SIS-приемника может только в несколько раз превышать квантовый предел (в смесителях SIS на волноводах на основе Nb), но только для частот, меньших, чем частота $\nu = 680$ ТГц, которая расположена вблизи частотной полосы Nb ($\nu_{\text{Nb}} = 0,65...0,7$ ТГц) [1]. Выше этой частоты Nb имеет потери подобно обычному металлу. Такие приборы являются лучшим решением для радиоастрономии наземного базирования в спектральном диапазоне $\nu < 1$ ТГц. Однако существует еще одна причина, препятствующая построению SIS-смесителей в широком диапазоне частот. Это относительно большая емкость SIS-перехода, которая является причиной большой добротности схемы, что приводит в свою очередь к относительно узкой частотной полосе и увеличению влияния потерь [16].

Использование других материалов с большой частотной полосой Δ (как, например, в NbTiN, $\Delta = 0,9$ ТГц или NbCN, $\Delta = 1,3$ ТГц) потенциально позволяют расширить диапазон действия SIS-смесителей до частот, больших, чем 1,4 ТГц. Но даже для меньших частот шумовая температура T_n в таких структурах существенно выше по сравнению с SIS-детекторами на основе Nb, что частично связано с тем фактом, что поверхностный импеданс и высокочастотные потери выше в NbCN по сравнению с Nb даже при частотах, меньших, чем частота полосы.

Одноэлементные SIS-смесители обычно требуют приблизительно $P \sim 40...100$ мкВт им-

пульсной мощности LO (*local oscillator* — локальный осциллятор), которая заметно меньше по сравнению с импульсной мощностью LO для одноэлементных SBD-смесителей ($P \sim 1$ мВт). Однако SBD-смесители могут работать при $T = 300$ К по сравнению с низкотемпературным режимом работы ($T \sim 0,3...0,4$ К), который необходим для SIS-смесителей.

SIN-детекторы

Емкость SIS-структур является причиной проявления токов, замыкающихся вследствие эффекта Джозефсона. Исключения этого эффекта в SIS-структурах было предложено добиваться заменой одного из сверхпроводников на обычный металлический контакт (SIN-структура) [17]. Хотя вольтамперные характеристики SIN-структур не обладают такой нелинейностью, как у SIS-структуры (это является причиной уменьшения их чувствительности), но влияние эффекта Джозефсона исключается. Для туннелирования электрона из обычного металла в сверхпроводник в SIN-структуре он должен иметь энергию выше уровня Ферми не менее, чем на $E = \Delta - qV_b$, где V_b — напряженное смещение на переходе.

SIN-детектор состоит из поглощающего тонкого слоя обычного металла ($d \sim 300$ Å, например, Cu), соединенного с планарной антенной и SIN туннельным переходом. Электроны активного слоя поглощают энергию от высокочастотного тока, индуцированного в антенне, и переносят ее к фононам решетки. Для того, чтобы избежать потерь энергии в процессе диффузии электронов в антенне, поглощающий слой контактирует со сверхпроводящим электродом (например, Al). Значение NEP может достигать $\sim 7 \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц^{0,5} с постоянной времени $\tau = 1,2$ мкс для объема обычного металла $4,5$ мкм³ при рабочей температуре $T = 270$ мК [18].

Полупроводниковые и сверхпроводниковые болометры на горячих электронах

Болометры, как и другие тепловые приборы, долгое время традиционно рассматривались как медленные приборы. Во многих применениях их характеристики ограничены компромиссом между скоростью срабатывания и чувствительностью, поскольку быстродействие и чувствительность связаны между собой.

Шум флуктуаций собственной температуры тепловых детекторов определяет верхний предел NEP:

$$NEP = (4k_B T^2 G)^{0,5}.$$

В традиционных неохлаждаемых микроболометрах для ИК спектральной области ($\lambda \sim 10...100$ мкм) при $T = 300$ К типичное значение C составляет $2 \cdot 10^{-9}$ Дж/К (для болометров с размерами $50 \times 50 \times 0,5$ мкм³) и $G \sim 10^{-7}$ Вт/К (α -SiN или VO_x болометры), которые определяют постоянную времени $\tau \sim 20$ мс. Для $T = 1$ К верхний предел значения $NEP_{rad} \approx 1,7 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц^{0,5}, но с $\tau \sim 3,5 \cdot 10^4$ с (при этом теплоемкость $C \sim 2 \cdot 10^{-9}$ Дж/К, а радиационная теплопроводность $G_{rad} \approx 5,7 \times 10^{-14}$ Вт/К) [1].

Качественный скачок в достижении высокой чувствительности болометра и его быстрого отклика может быть получен нагревом излучением его подсистемы с низкой теплоемкостью, которая слабо взаимодействует с теплоотводом. Такой подсистемой могут быть электроны в полупроводнике или сверхпроводнике, взаимодействующие с решеткой (фононами).

Первым болометром с горячими электронами был болометр на основе низкотемпературного объемного n -InSb [19]. Сегодня предложены различные типы полупроводниковых НЕВ. Время отклика таких болометров составляет $\tau \sim 10^{-7}$ с. Такое время отклика хорошо подходит для некогерентных систем, но не для смесителей. Это большая постоянная времени по сравнению с постоянной времени сверхпроводниковых НЕВ, время отклика в которых обусловлено слабым электрон-фононным взаимодействием в таких детекторах при низких температурах. Их NEP может достигать $\sim 5 \cdot 10^{-13}$ Вт/Гц^{0,5} при рабочей температуре $T \sim 4$ К и ниже в ТГц спектральном диапазоне [1].

Для систем гетеродинного обнаружения на основе полупроводниковых НЕВ динамический диапазон ($\Delta f = 1/(2\pi\tau) \sim 10^6$ Гц) невелик по сравнению с другими смесителями (например, с SBD или SIS). Несмотря на факт, что скорость электронного нагрева предельно высока из-за высокой скорости фотон-электронного взаимодействия, максимальная частота преобразования ограничена скоростью тепловой релаксации, которая в полупроводниках регули-

руется временем электрон-фононного взаимодействия ($\tau \sim 10^{-7}$ с при низких температурах).

Нелинейность вольтамперной характеристики полупроводникового НЕВ, необходимая для действия гетеродинного детектора, обусловлена зависимостью проводимости от подвижности электронов, которая является функцией приложенного электрического поля, тем самым функцией электронной температуры.

В низкоразмерных полупроводниковых структурах электрон-фононное взаимодействие может быть заметно увеличено (τ уменьшается) и эти структуры могут рассматриваться как преобразователи частоты с высокой промежуточной частотой (*intermediate frequency*, IF) и большой шириной полосы до 10^9 Гц. Прямые измерения релаксации фотоотклика в миллиметровом спектральном диапазоне показывают, что время релаксации τ составляет около 0,5 нс в диапазоне температур 4,2...20 К [20]. Так IF может быть увеличена примерно на три порядка по сравнению с объемными полупроводниковыми НЕВ.

Другой подсистемой является электронная подсистема в сверхпроводнике, которая слабо взаимодействует с решеткой вблизи перехода со сверхпроводящим металлом или нормальным металлом при низких температурах, когда теплоемкость металла определяется электронами. Как для традиционных болометров, верхний предел чувствительности в болометрах на горячих электронах определяется флуктуациями собственной температуры с $G \rightarrow G_{e-ph} = C_e/\tau_{e-ph}$, где G_{e-ph} — эффективная теплопроводность для переноса тепла между электронами и фононами; $C_e = \gamma TV$ — электронная теплоемкость; γ — постоянная Зоммерфельда, которая зависит от плотности состояний вблизи поверхности Ферми; V — объем чувствительного элемента.

Так в случае металлического НЕВ чувствительность детектора зависит от чувствительного объема элемента:

$$NEP = (4k_B T^2 G_{e-ph})^{0,5} = \left(\frac{4k_B T^2 \gamma V}{\tau_{e-ph}} \right)^{0,5}.$$

В сверхпроводящем детекторе при прямом детектировании болометром на основе горячих электронов при $T = 300$ мК с Ti наноболометрами и Nb контактами с объемом $V \sim 3 \cdot 10^{-3}$ мкм³, созданными на кремниевых планарных объемных подложках, достигнута теплопроводность

$G = 4 \cdot 10^{-14}$ Вт/К, которая соответствует NEP с фоновым шумом $3 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц^{0,5} [21]. Была также продемонстрирована для больших приборов тепловая постоянная времени $\tau_{e-ph} = 25$ мкс при $T = 190$ мК [1].

В сверхпроводниковых НЕВ-смесителях на основе NbN с сильным электрон-фононным взаимодействием время отклика может быть достигнуто $\tau \sim 10^{-11}$ с и поэтому нет принципиальных ограничений для работы при частоте $\nu > 1$ ТГц. Эти приборы могут быть эффективно использованы для гетеродинного детектирования в широком спектральном диапазоне вплоть до видимого [2].

Основные процессы влияния горячих электронов ниже температуры перехода T_c в сверхпроводящих тонких пленках, нанесенных на диэлектрические подложки, показаны на рис. 7.

Здесь T_e и T_p — соответственно электронная и фононная температуры; τ_{ep} и τ_{es} — соответственно время релаксации энергии электронов через электрон-фононное взаимодействие и время выхода фононов в подложку; C_e и C_p — удельная теплоемкость соответственно электронов и фононов; $\tau_{pe} = \tau_{ep}(C_p/C_e)$, где τ_{pe} — время фонон-электронной релаксации энергии.

В различных сверхпроводящих материалах отношение C_p/C_e , которое управляет потоком энергии от электронов к фононам и обратным потоком энергии вследствие перепоглощения неравновесных фононов электронами, составляет 0,85 (Nb), 6,5 (NbN), 38 (высокотемпературный сверхпроводник YBCO). Так, например, в тонких (< 10 нм) пленках Nb, нанесенных на

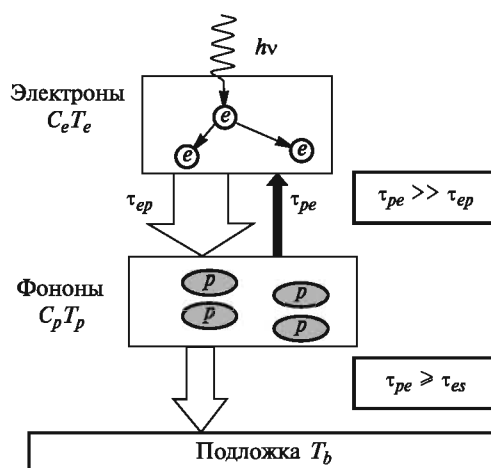


Рис. 7. Схема термализации, показывающая различные каналы переноса энергии в приборе на горячих электронах, которые релаксируют к полному равновесию [1, 22]

подложку, $\tau_{pe} > \tau_{ep}$, т. е. над эффективным выходом фононов к подложке превалирует обратный поток энергии к электронам. В результате только τ_{ep} управляет временем отклика тонких пленок Nb ($\tau_{es} < \tau_{ep} < \tau_{pe} \sim 10^2$ нс), которое приблизительно равно $\tau_{ep} \sim 5$ нс. Так как эти приборы чувствительны в широком диапазоне спектра и намного быстрее по сравнению с объемными полупроводниковыми болометрами, действующими при $T \sim 4$ К, то они могут достигать $NEP \approx 3 \cdot 10^{-13}$ Вт/Гц^{0,5} [23].

NbN по сравнению с Nb имеют намного меньшие значения τ_{ep} и τ_{pe} , вследствие более сильного электрон-фононного взаимодействия и в ультратонких пленках с толщиной $d = 3$ нм τ_{ep} и τ_{pe} определяют время отклика τ детектора с чувствительным элементом на основе NbN, которое может быть около 30 пс вблизи T_c ($\tau_{ep} \sim 10$ пс). При этом NEP может достигать $\sim 10^{-12}$ Вт/Гц^{0,5} [1].

В последние несколько лет разработки ТГц-приемников в значительной степени сфокусированы на сверхпроводниковых НЕВ прямого детектирования, НЕВ-смесителях и оптических счетчиках отдельных фотонов [1, 2, 4]. Сверхпроводниковые НЕВ-сенсоры — планарные сверхпроводящие пленочные детекторы прямого обнаружения и смесители, а также сенсоры края перехода (*transition edge sensors*, TES — сверхпроводящие пленки, действующие вблизи температур перехода) обеспечивают создание малошумящих детекторов при частотах от миллиметровых длин волн до частотного диапазона в несколько ТГц и даже до коротковолнового ИК-диапазона. Они эффективно действуют как дискретные фотонные детекторы, обладающие пикосекундным временем релаксации и, таким образом, ТГц скоростью счета, высокой квантовой эффективностью ($\sim 30\%$), хорошими темновыми характеристиками и простой схемой смещения.

НЕВ-детекторы и смесители на основе NbN могут действовать при температурах, близких к T_c . Сегодня высокочувствительные и требующие низкой LO-мощности ($< \mu\text{Вт}$) приемники делают НЕВ-смесители привлекательными для использования при $\nu > 1$ ТГц. Их промежуточная частота IF ($\Delta\nu \sim 10^{10}$ Гц) может быть близка к частоте IF SIS-смесителей. Для суб-кельвиновского охлаждения ($T = 100$ мК) было продемонстрировано, что болометры на горячих электронах на основе TES могут достигать $NEP \sim 2 \cdot 10^{-18}$ Вт/Гц^{0,5} [24].

В зависимости от типа механизма электронного охлаждения известны две возможные реализации сверхпроводниковых НЕВ-детекторов: перенос тепла к фононам через электрон-фононное взаимодействие (фонон- или решеточно-охлаждаемые приборы) или диффузия горячих электронов (диффузионно-охлаждаемые детекторы) из сверхпроводящей пленки к обычному металлическому контакту [2].

Как фононно-охлаждаемые, так и диффузионно-охлаждаемые НЕВ-детекторы на основе NbN могут действовать при $\nu > 1$ ТГц с частотой IF в несколько ГГц. Фононно-охлаждаемые приемники на основе NbN обычно превосходят диффузионно-охлаждаемые приемники. Типичные фононно охлаждаемые смесители создаются из ультратонких пленок NbN ($\tau_{es} \sim 0,5\tau_{pe}$), а диффузионно-охлаждаемые смесители создаются из Nb, Al или Ta ($\tau_{es} < \tau_{ep} < \tau_{pe}$).

По сравнению с SIS-смесителями НЕВ-смесители могут эффективно использоваться при частотах свыше 1 ТГц; а по сравнению с SBD-смесителями работают при гораздо меньшей LO-мощности ($\sim < 1$ мкВт по сравнению с 1 мВт для SBD). Важной особенностью НЕВs по сравнению с SIS- или SBD-детекторами является отсутствие заметных емкостей в частотном диапазоне свыше 1 ТГц.

Высокотемпературные сверхпроводящие (*high-temperature superconducting*, HTSC) НЕВ не достигли высокой степени технологической зрелости, поскольку сложный состав материала не позволяет создавать очень тонкие слои с высокими значениями T_c и I_c . Они не могут быть разделены на два класса подобно низкотемпературным сверхпроводящим (*low-temperature superconducting*, LTSC) НЕВ из-за того, что они в основном фононно-охлаждаемые приборы, поскольку механизмом электронной диффузии можно пренебречь в HTSC-пленках. Эти приемники обладают существенно большим шумом по сравнению с LTSC-приборами, так как фононная динамика играет заметную роль вследствие относительно высокой рабочей температуры и наличия избыточных шумов в этих приборах.

Пока не ожидается, что они достигнут чувствительности LTSC НЕВ, но из-за очень малого времени электрон-фононной релаксации ($\tau_{e-ph} \sim 1,1$ пс в YBaCuO [25]) HTSC НЕВ-смесители характеризуются широкой полосой частот $(2\pi\tau_{e-ph})^{-1}$, что делает материал YBaCuO хорошим кандидатом для производства широ-

кополосных приборов [1]. Кроме того, YBaCuO HTSC НЭВ требуют намного более высоких охлаждающих температур $T \sim 80\text{--}90$ К по сравнению с температурами охлаждения LTSC-приемников.

Джозефсоновский детектор на основе YBa₂Cu₃O_{7- δ} достиг значений NEP $8 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 80$ К и $\nu = 86$ ГГц и $3 \cdot 10^{-13}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 55$ К и $\nu = 692$ ГГц [26]. Можно сделать вывод, что значение NEP около $5 \cdot 10^{-15}$ Вт/Гц^{0,5} достижимо в этом частотном диапазоне.

Сенсоры края перехода (болометры)

TES — детекторы, сделанные из сверхпроводниковой пленки, действующие вблизи их температуры перехода T_c . Во время перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние малые изменения температуры вызывают большие изменения сопротивления [2].

НЭВ-смесители и TES-болометры походят друг на друга по принципам действия. Основное различие между НЭВ-смесителями и TES-болометрами заключается в скорости их отклика. НЭВ-детекторы на основе NbN быстрые (время отклика $\tau \sim 10^{-10}$ с), что позволяет достичь ГГц промежуточной частоты IF, а для TES-болометров (тонкие Mo—Au, Mo—Cu, Ti—Au и др. бислои) характерен отклик в области микросекунд. Различие во времени отклика этих приборов связано с тем, что в НЭВ-детекторах время тепловой релаксации электронов вследствие электрон-фононного процесса охлаждения мал. При выборе материала с большим электрон-фононным взаимодействием (такой, как NbN) и использовании очень тонких пленок ($d \sim 2\text{--}4$ нм) фононы могут выйти в подложку до поглощения электронами в сверхпроводнике. В TES-приборах имеют место намного более медленные диффузионные процессы к контактам, что приводит к большему времени тепловой релаксации [1].

Типичные температурные ширины переходов имеют порядок милликельвинов. Могут быть использованы различные типы пар сверхпроводящих металлических пленок (бислоев) (например, тонкие Mo—Au, Mo—Cu, Ti—Au и др.). Два металла ведут себя как одиночная пленка с температурой перехода T_c между 800 мК (Mo) и 0 К (Au). Температуру перехода

можно перестраивать внутри этого температурного диапазона. Низкая рабочая температура ($T < 200$ мК) необходима из-за того, что энергетическое разрешение этих приборов масштабируется с температурой. TES нагреваются при постоянном напряжении смещения до рабочей точки внутри сверхпроводящего перехода. Сопротивление и T_c с другими толщинами слоев и размерами различаются внутри широкого предела. Матрицы большого формата могут быть разработаны при использовании TES, чувствительного в диапазоне 0,1...3 ТГц [27].

Создан детектор частиц на основе смещенной напряжением сверхпроводниковой пленки, которая поддерживалась в области перехода через использование сильной отрицательной электротермической обратной связи [28]. В настоящее время TES-болометры могут быть применены для создания ТГц-счетчиков фотонов из-за высокой чувствительности (NEP $\sim 3 \cdot 10^{-19}$ Вт/Гц^{0,5} при $T = 300$ мК) и низкой тепловой постоянной времени ($\tau = 25$ мкс при $T = 190$ мК) [29]. TES-болометры с изолированной мембраной способны достигать фоновое NEP $\sim 4 \cdot 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5} [1]. Важной особенностью этого вида сенсоров является то, что они могут действовать в широкой спектральной полосе, между радио- и гамма-диапазонами. TES-болометры являются наиболее чувствительными детекторами для исследования космического микроволнового фона и NEP достигает $(1\text{--}6) \cdot 10^{-20}$ Вт/Гц^{0,5} [1].

Детекторы на основе полевых транзисторов

Нелинейные свойства плазменных волновых возбуждений (возбуждений волн электронной плотности) в наноразмерных полевых транзисторах (*field effect transistor*, FET) делают возможным их отклик при частотах значительно более высоких, чем граничная частота прибора, что обусловлено баллистическим транспортом электронов. Результаты, получаемые до сих пор на полевых транзисторах, использованных как субмиллиметровые детекторы, показывают, что FET может быть использован для резонансного (перестраиваемого к определенной длине волны) и нерезонансного (широкополосного) детектирования (см., например, работу [30]). ТГц-детектирование на основе эффекта плазменных волн имеет перестройку путем изменения напряжения на затворе и по-

тенциально может быть использовано в селективных твердотельных детекторах.

Эти приемники могут действовать в широком диапазоне температур вплоть до комнатной температуры. Детектирование наблюдалось в FET-приборах (или HEMT и MOSFET): Si MOSFET, GaAs—AlGaAs, InGaP—InGaAs—GaAs, GaN—AlGaN [1, 2]. Осцилляции плазмы также могут наблюдаться в двумерном электронном канале с обратно смещенным переходом Шоттки и FET с двойной квантовой ямой с периодическим решеточным затвором [31].

Физический механизм, поддерживающий создание стабильных осцилляций, лежит в отражении плазменных волн на границах транзистора с последующим усилением амплитуды волн. Плазменные возбуждения в FET на материале с достаточно высокой подвижностью электронов могут быть использованы как для излучения, так и для обнаружения ТГц-излучения.

При изучении Si MOSFET с длинами затвора 20...300 нм при комнатной температуре и частоте $\nu = 0,7$ ТГц найдено, что отклик зависит от длины затвора и напряжения на затворе [32]. Было реализовано значение чувствительности 200 В/Вт и $NEP > 10^{-10}$ Вт/Гц^{0,5}, что демонстрирует потенциал Si MOSFET как чувствительных детекторов терагерцового излучения. Также создана матрица фокальной плоскости размером 3×5 пикселей на основе Si MOSFET, изготовленная при помощи 0,25 мкм КМОП-технологии [33]. Каждый пиксель матрицы состоит из антенны на 645 ГГц, связанной с FET-детектором, и усилителя напряжения на 43 дБ с полосой частот 1,6 МГц. Значение NEP $3 \cdot 10^{-10}$ Вт/Гц^{0,5} было достигнуто, что прокладывает путь реализации широкополосных ТГц-детекторов и матриц фокальной плоскости с высокой кадровой скоростью формирования изображения на основе КМОП-технологии. Характеристики этих быстрых детекторов при комнатной температуре соответствуют другим неохлаждаемым детекторам в диапазоне частот ТГц-излучения.

Заключение

ТГц-технологии активно проникают в различные области человеческой деятельности. Для более широкого применения ТГц-технологий необходимо дальнейшее увеличение чувствительности детекторов, а также повышение их

рабочей температуры. Сегодня неохлаждаемые тепловые детекторы прямого обнаружения с $NEP = 10^{-10} \dots 10^{-11}$ Вт/Гц^{0,5} используются в системах активного наблюдения и спектроскопических применениях с невысоким разрешением. Представляют интерес исследования, направленные на создание новых разработок терагерцовых и субмиллиметровых детекторов, например, на основе $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ [34, 35], низкоразмерных структур из HgCdTe [3, 36], на основе низкоразмерных структур Ge—Si [37].

Неохлаждаемые и охлаждаемые гетеродинные SBD могут обеспечить относительно высокую чувствительность во многих применениях в миллиметровом и субмиллиметровом спектральном диапазоне, но их сложно объединить в крупноформатные матрицы из-за высокой мощности локального осциллятора или гетеродина (около 1 мВт). В настоящее время системы с дискретными когерентными SBD-детекторами и матрицы с небольшим числом пикселей являются доступными, но из-за физических ограничений эти приборы не могут работать при $\nu > 1$ ТГц.

Гетеродинные детекторы на основе SIS-структур, действующие при низких или суб-кельвинских температурах, являются наиболее чувствительными приборами, обеспечивающими высокое спектральное разрешение в режиме, близком к квантовому пределу при $\nu < 0,7$ ТГц. Дальнейший прогресс в этой области связан с созданием крупноформатных матриц со считыванием в фокальной плоскости, удовлетворяющих требованиям высокоразрешающей спектроскопии ($\nu/\Delta\nu \approx 10^7$ при $\nu \geq 1$ ТГц).

При частотах, превышающих 1 ТГц, НЕВ-смесители на основе сверхпроводящих ультратонких слоев NbN имеют лучшие характеристики и перспективны для использования в крупноформатных матрицах вследствие низкой мощности локального осциллятора, необходимого для их работы. Сверхпроводящие НЕВ-детекторы также перспективны при создании счетчиков фотонов в инфракрасной области спектра. Сверхпроводящие высокотемпературные НЕВ из-за короткого времени электрон-фононной релаксации являются перспективными в качестве широкополосных приборов.

Детекторы прямого обнаружения, например, сверхпроводящие НЕВ, имеют высокую чувствительность и быстрый отклик ($\tau = 10^{-10}$ с), а TES-болометры с малыми объемами

($\approx 3 \cdot 10^{-3}$ мкм³) предельно чувствительны при охлаждении до субкельвиновских температур и обладают достаточным быстродействием ($\tau = 10^{-5}$ с), что может обеспечить высокую скорость передачи данных и реализовать режим счета фотонов в ТГц-диапазоне. Характеристики таких приборов могут быть близки к режиму ограничения фоном в случае низкого потока фоновых фотонов и эти приборы легче объединить в крупноформатные матрицы по сравнению с гетеродинными детекторами, поскольку отсутствует необходимость использования локального осциллятора.

Библиографический список

1. Sizov F. THz radiation sensors // *Opto-Electronics Review*. 2010. V. 18. № 1. P. 10–36.
2. Sizov F., Rogalsky A. THz detectors // *Progress in Quantum Electronics*. 2010. V. 34. P. 278–347.
3. Стафеев В.И. Теллуриды кадмия—ртути: фотоприемники инфракрасного диапазона, другие приборы. М.: ФГУП "НПО "Орион", 2011. 204 с.
4. Rogalsky A. *Infrared detectors*. New York: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2011. 876 p.
5. Sizov F., Rogalsky A. Terahertz detectors and focal plane arrays // *Opto-Electronics Review*. 2011. V. 19. № 3. P. 346–404.
6. Crowe T.W., Bishop W.L. et al. Opening the terahertz window with integrated diode circuits // *IEEE J. Solid-St. Circ.* 2005. V. 40. P. 2104–2110.
7. Roeser H.-P., Hubers H.-W. et al. Observation of mesoscopic effects in Schottky diodes at 300 R when used as mixers at THz frequencies // *Semicond. Sci. Tech.* 1996. V. 11. P. 1328–1332.
8. Bozhkov V.G. Semiconductor detector, mixer, and frequency multipliers for the terahertz band // *Radiophys. Quantum. El.* 2003. V. 46. P. 631–656.
9. Piddyachiy V.I., Shulga V.M. et al. High doping density Schottky diodes in the 3 mm wavelength cryogenic heterodyne receiver // *Int. J. Infrared Milli. Waves*. 2005. V. 26. P. 1307–1315.
10. Ito H., Nakajima F. et al. InP-based planar-antenna-integrated Schottky-barrier diode for millimeter- and sub-millimeter-wave detection // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2008. V. 47. P. 6256–6261.
11. Schoelkopf R., Moseley S. et al. A concept for a sub-millimeter-wave single-photon counter // *Trans. Appl. Supercond.* 1999. V. 9. P. 2935–2939.
12. Otani Ch., Ariyoshi S. et al. Terahertz direct detector using superconducting tunnel junctions // *Proc. SPIE*. 2004. V. 5354. P. 86–93.
13. Tucker J.R., Feldman M.J. Quantum detection at millimeter wavelength // *Rev. Mod. Phys.* 1985. V. 57. P. 1055–1113.
14. Matsuo H., Nagata H. et al. Performance of SIS photon detectors for superconductive imaging submillimeter-wave camera (SISCAM) // *Proc. SPIE*. 2006. V. 6275. P. 627504.
15. Hübers H.W. Terahertz heterodyne receivers // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* 2008. V. 14. P. 378–391.
16. Shitov S.V., Markov A.V. et al. THz low-noise SIS mixer with a double-dipole antenna // *Techn. Phys.* 2002. V. 47. P. 1152–1157.
17. Blundell R., Gundlach K.H. A quasioptical SIN mixer for 230 GHz frequency range // *Int. J. Infrared Milli. Waves*. 1987. V. 8. P. 1573–1579.
18. Schmidt D.R., Lehnert K.W. et al. A superconductor-insulator-normal metal bolometer with microwave readout suitable for large-format arrays // *Appl. Phys. Lett.* 2005. V. 86. P. 053505.
19. Kinch M.A., Rollin B.V. Detection of millimetre and sub-millimetre wave radiation by free carrier absorption in a-semiconductor // *Brit. J. Appl. Phys.* 1963. V. 14. P. 672–676.
20. Verevkin A.A., Ptitsina N.G. et al. Direct measurements of energy relaxation times on an AlGaAs/GaAs heterointerface in a range 4,2–50 K // *JETP Lett.* 1996. V. 64. P. 404–409.
21. Karasik B.S., Olaya D. et al. Record-low NEP in hot-electron titanium nanobolometer // *IEEE T. Appl. Supercon.* 2007. V. 17. P. 293–297.
22. Semenov A., Gol'tsman G.N., Sobolewski R. Hot-electron effect in semiconductors and its applications for radiation sensors // *LLE Review*. 2001. V. 87. P. 134–143.
23. Gershenson E.M., Gershenson M.E. et al. Ultra-fast superconducting electron bolometer // *J. Tech. Phys. Lett.* 1989. V. 15. P. 118–119.
24. Mees J., Nahum M., Richard P. New designs for antenna-coupled superconducting bolometers // *Appl. Phys. Lett.* 1991. V. 59. P. 2329–2331.
25. Lindgren M., Currie M. et al. Intrinsic picosecond response times of Y–Ba–Cu–O superconducting photoresponse // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 74. P. 853–855.
26. Shirovov V.V., Divin Yu.Ya. Frequency-selective Josephson detector: Power dynamic range at subterahertz frequencies // *Techn. Phys. Lett.* 2004. V. 30. P. 522–524.
27. Brown A.D., Chuss D. et al. Auxiliary components for kilopixel transition edge sensor arrays // *Solid State Electron.* 2008. V. 52. P. 1619–1624.
28. Irwin K.D. An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection // *Appl. Phys. Lett.* 1995. V. 66. P. 1998–2000.
29. Olaya D., Wei J. et al. An ultrasensitive hot-electron bolometer for low-background SMM applications // *Proc. SPIE*. 2006. V. 6275. P. 627506.
30. Fatimy A. El., Teppe F. et al. Resonant and voltage-tunable terahertz detection in InGaAs/InP nanometer transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 131926.
31. Peralta X.G., Allen S.J. et al. Terahertz photoconductivity and Plasmon modes in double-quantum-well field-effect transistors // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. P. 1627–1630.
32. Tauk R., Teppe F. et al. Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors. Responsivity and noise equivalent power // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 253511.
33. Lisauskas A., Glaab D. et al. Terahertz imaging with Si MOS-FET focal-plane arrays // *Proc. SPIE*. 2009. V. 7215. P. 72150J.
34. Klimov A., Shumsky V. et al. Terahertz sensitivity of $Pb_{1-x}Sn_xTe:In$ // *Ferroelectrics*. 2007. V. 347. P. 111–119.
35. Khokhlov D.R., Ivanchik I.I. et al. Performance and spectral response of $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ far-infrared photodetectors // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 76. P. 2835–2837.
36. Сизов Ф.Ф., Апатская М.В. и др. Многоэлементные приемники терагерцового излучения на CdHgTe // *Прикладная физика*. 2011. № 2. С. 61–67.
37. Жукова Е.С., Горшунов Б.П. и др. Поглощение терагерцового излучения в гетероструктурах Ge/Si(001) с квантовыми точками // *Письма в ЖЭТФ*. 2010. Т. 92. № 12. С. 877–883.