

Высокочувствительные системы некогерентного приема инфракрасного диапазона (современное состояние и тенденции развития)

И. И. Еру

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина
E-mail: eru@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 8 июля 2005 г.

Проведен анализ современного состояния и тенденций развития высокочувствительных систем некогерентного приема, предназначенных для использования на длинах электромагнитных волн короче 1 мм. Рассмотрены основные особенности таких систем на основе болометров и фотосопротивлений.

Введение

Интерес к системам некогерентного приема в субмиллиметровом диапазоне длин волн обусловлен двумя особенностями этих систем. Во-первых, они существенно (не менее чем на порядок) более широкополосные, чем гетеродинные системы когерентного приема. Это делает их назаменяемыми в целом ряде случаев практического применения. Во-вторых, они не имеют почти никаких принципиальных ограничений при использовании на все более коротких длинах волн и сегодня реализуются практически вплоть до оптического диапазона.

Общая структурная схема всех систем некогерентного приема всегда содержит на входе некоторый антенный облучатель, того или иного типа, нагруженный на собственно чувствительный элемент. Этот элемент регистрирует уровень принимаемого антенной излучения и составляет основу и главное отличие такой приемной системы. За ним следует выходной каскад, где принятый сигнал усиливается и подвергается необходимой обработке.

Основными типами систем некогерентного приема являются термоприемники и фотоприемники.

Наиболее широко распространенным типом чувствительных элементов термоприемных систем являются сегодня болометры, способные, в принципе, в отличие от всех других типов таких элементов, работать во всем интервале длин волн от СВЧ до оптического диапазона. Однако чаще всего болометрические приемные системы используются на длинах волн не менее $150 \div 100$ мкм, что обусловлено падением их чувствительности на более коротких волнах. Поэтому при дальнейшем укорочении рабочей длины волны в подавляющем большинстве случаев переходят к использованию фотоприемников на основе фотосопротивлений, чувствительность которых, наоборот, с укорочением длины волны растет и на длинах волн меньше 100 мкм становится выше чувствительности термоприемников. Но здесь необходимо подчеркнуть, что фотоприемники, в отличие от термоприемников, работают каждый только в своем, ограниченном и не очень широком, интервале длин волн.

Ниже будет приведен анализ современного состояния и тенденций развития каждого из этих двух основных типов систем некогерентного приема.

Термоприемники

Чувствительным элементом термоприемных систем в подавляющем большинстве случаев является болометр, который может быть реализован в нескольких различных структурных вариантах [1]. Однако в основе работы всех их лежит один и тот же принцип – зависимость сопротивления от температуры. Поэтому любой болометр обязательно содержит в своей структуре три основных элемента – некоторую поверхность, поглощающую принимаемое излучение и нагреваемую им, “термометр” для измерения степени нагрева и элемент тепловой связи “термометра” с поглотителем.

Конструктивное оформление любого болометра определяется диапазоном рабочих частот, типом и размерами поглощающей поверхности, типом термометра, теплопроводностью тепловой связи этой поверхности и термометра и рабочей температурой. Для максимального повышения чувствительности болометров их обычно глубоко охлаждают (вплоть до криогенных температур – нередко не выше 2 К). Однако здесь необходимо отметить, что имеются достаточно широкие области применения и несколько менее чувствительных болометров, работающих при существенно более высоких температурах (до $50 \div 100$ К).

Наиболее значительным является вклад болометрических систем некогерентного приема в исследования и разработки соответствующей техники для диапазона длин волн $1 \div 0.1$ мм, где достаточно чувствительных фотоприемников практически нет. На длинах волн короче 100 мкм термоприемники работают только при очень глубоком охлаждении до температур ниже 2 К, сильно уступая здесь в чувствительности фотоприемникам.

Чувствительность любой системы некогерентного приема обычно характеризуют уровнем эквивалентной мощности ее шумов (ЭМШ). Этот параметр принято определять как уровень мощности сигнала (в Вт), поступающего на вход чувствительного элемента, при котором сигнал на выходе

его оказывается равным среднеквадратичному уровню шумов элемента в единичной полосе частот (1 Гц).

Фундаментальный предел чувствительности всех болометров, работающих в режиме криогенного охлаждения, определяется уровнем термодинамических флуктуаций теплообмена с низкотемпературным резервуаром. Это обстоятельство и обуславливает эквивалентный уровень мощности шумов болометра [2] (в $\text{Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$):

$$\text{ЭМШ} = (4kT^2g)^{1/2},$$

где k – постоянная Больцмана, T – рабочая температура болометра, g – коэффициент теплопроводности тепловой связи болометра с низкотемпературным резервуаром. При этом в вопросе о чувствительности болометра (уровне его шумов) очень важным параметром является его тепловая постоянная времени τ (время остывания)

$$\tau = \gamma/g,$$

где γ – теплоемкость болометра. В интервале наиболее часто используемых рабочих температур болометров $100 \text{ К} > T > 0.2 \text{ К}$ в теплоемкости их доминирует теплоемкость диэлектрической подложки болометра, для которой

$$\gamma \sim T^3.$$

На практике величина τ подбирается соответствующим выбором коэффициента теплопроводности g тепловой связи болометра с низкотемпературным резервуаром.

В этих условиях [2]

$$\text{ЭМШ} \cong FT^{5/2}\tau^{1/2},$$

где F – размерный параметр. Величина его, как показывают эксперименты, для коротковолновых германиевых болометров

($\lambda < 100$ мкм), работающих при температурах жидкого гелия, составляет

$$F \approx 1 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2} \cdot \text{К}^{-5/2} \cdot \text{с}^{-1/2},$$

а для длинноволновых ($\lambda > 100$ мкм) –

$$F \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2} \cdot \text{К}^{-5/2} \cdot \text{с}^{-1/2}.$$

Для разрабатываемых сейчас кремниевых болометров предполагается

$$F \approx 1 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2} \cdot \text{К}^{-5/2} \cdot \text{с}^{-1/2}.$$

Как показывает анализ, все эти цифры не более чем в 2 раза отличаются от теоретически ожидаемых величин. Если говорить о реально используемых рабочих температурах болометров [2], то при

$$T \approx 300 \text{ К} \quad \text{ЭМШ} \approx 6 \cdot 10^{-12} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2},$$

$$T \approx 80 \text{ К} \quad \text{ЭМШ} \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2},$$

$$T \approx 4 \text{ К} \quad \text{ЭМШ} \approx 1 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2},$$

И здесь еще раз отметим очень сильную зависимость чувствительности болометрического приемника от его рабочей температуры. Так, например, если при температуре болометра 0.2 К для регистрации некоторого уровня излучения достаточно времени накопления сигнала 5 минут, то повышение рабочей температуры на порядок (до 2 К) потребует увеличения времени накопления сигнала уже примерно до 1 года.

Помимо указанного влияния на предельную чувствительность болометра термодинамических флуктуаций при теплообмене его с хладагентом необходимо еще учитывать влияние фотонного обмена со всем окружающим его тепловым фоном. Для криогенных болометров, работающих в условиях хорошего теплового контакта с хладагентом, становится существенным и фоновый

обмен через теплопроводность этого контакта. Оценки уровней влияния этих двух шумовых механизмов на полный шум болометра свидетельствуют о том, что при температурах жидкого гелия суммарный вклад их будет уже не менее $10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$. Поэтому при работе с современными высокочувствительными болометрами пренебрегать фотонными и фонными шумами уже нельзя.

Несколько слов о термометрии болометрических структур. В идеальном случае “термометр” в этих структурах должен измерять мгновенную температуру их поглощающей поверхности без вклада в результат измерений своих собственных температурных флуктуаций. Наиболее часто такие “термометры” выполняются сейчас из Ge, сильно легированного Ga. При этом оптимальный режим работы “термометра” достигается при использовании минимально возможных токов смещения, проходящих через него. В этих условиях оказывается возможным создание “термометров”, работающих при температурах жидкого ^3He и ^4He и обладающих пренебрежимо малым уровнем вклада собственных шумов.

Рассматривая “термометры” болометрических структур, необходимо также отметить, что механизм токозависящих шумов в них (фликкер-шумы) создает низкочастотный предел для эффективной работы болометров. У полупроводниковых Ge:Ga термометров этот предел составляет $5 \div 10$ Гц. В сверхпроводниковых термометрах, использующих очень резкую температурную зависимость сопротивления вблизи температуры перехода (см. ниже), этот предел удастся снизить до 1 Гц.

И еще один момент. Как только термодетектор открывается для приема излучения, он сразу же подвергается воздействию внешнего теплового фона, создаваемого оптической системой, оптическими окнами, атмосферой и другими объектами, который оказывается существенно выше, чем принимаемый сигнал. Оценки показывают, что мощность этого фонового излучения при $T \approx 200 \text{ К}$ и $\lambda \approx 100$ мкм составляет не менее

$$P_N \cong 3 \cdot 10^{-15} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}.$$

Отличная от этого, по уровню теплового фона, ситуация реализуется лишь в особых случаях, когда вся приемная система может быть охлаждена до температуры собственно термоприемника, будучи, например, вынесена в космос.

А теперь о структурных вариантах самих болометров. На самом длинноволновом краю рассматриваемого интервала длин волн ($\lambda \cong 1$ мм) чаще всего используется составной болометр. Он состоит, обычно, из некоторой поверхности, которая эффективно поглощает падающее излучение и нагревается им, и отдельного “термометра” (обычно термистора), регистрирующего ее нагрев [3-5]. Такая отдельная структура болометра позволяет оптимально решать проблему хорошего согласования его поглотителя с излучением и сохранять при этом на высоком уровне тепловой отклик структуры.

В качестве термопоглощающей поверхности обычно используют очень тонкую ($200 \div 300 \text{ \AA}$) пленку Bi (или NiCr) площадью $0.1 \div 0.2 \text{ см}^2$, напыленную на тонкую ($200 \div 300 \text{ мкм}$) хорошо теплопроводящую подложку из сапфира. Такая структура поглощает не менее 50 % падающего на нее излучения практически вне зависимости от длины волны. Степень нагрева такого поглотителя измеряется закрепленным на этой же подложке полупроводниковым термистором (объемом $0.2 \div 0.3 \text{ мм}^3$) из Ge или Si , легированных Ga [6]. Вся эта структура для предельного снижения ее собственных тепловых шумов, как уже говорилось, обычно глубоко охлаждается до криогенных температур – вплоть до 0.1 К. Для этого она подвешивается в криостате в вакууме на теплоизолирующих подвесах (тонкие дакроновые нити) внутри специальной накопительной камеры. Принимаемое излучение вводится в криостат к этой камере с помощью специального согласующего устройства – зеркального конуса Уитстона [7].

Однако уже на длинах волн короче $600 \div 500 \text{ мкм}$ при построении болометрических термоприемных систем переходят обычно на микропленочные интегральные структуры, а сами болометрические элементы выполняются в планарном исполнении. И здесь необходимо отметить следующее. При использовании обычной поглощающей поверхности в качестве поглотителя болометра площадь ее, согласно законам геометрической оптики, должна быть не менее квадрата длины волны. Только в этом случае будет обеспечено достаточно хорошее согласование поглотителя с падающим на него излучением. Но такие относительно большие размеры поглотителя неминуемо ведут к увеличению его тепловой инерции и снижению быстродействия болометра. Микропленочная технология планарного исполнения болометрических структур открывает возможность использования в них специальных планарных квазиоптических антенных систем, позволяющих хорошо согласовывать поглотители с полем излучения. А это, в свою очередь, дает возможность повысить быстродействие болометра.

Простейшей разновидностью такого микропленочного болометра является его совмещенный вариант, получивший название микроболометра [8], который интегрируется в структуру широкополосного антенного облучателя планарного типа [9]. Чтобы облучатель не вносил заметных высокочастотных потерь в принимаемый сигнал, его чаще всего выполняют из сверхпроводников с энергетической “щелью”, ширина которой превышает энергию кванта принимаемого излучения. В простейшем варианте такого микроболометра используется обычно пленка Bi , которая выполняет одновременно как роль поглотителя–нагревателя, так и роль собственно термистора, измеряющего температуру по соответствующему изменению своего сопротивления. При толщине пленки 1000 \AA сопротивление квадрата ее составляет около 75 Ом и поэтому два квадрата такой пленки без проблем можно согласовать с импедансом любого микрополоскового антенного об-

лучателя ($\cong 120$ Ом). Размеры рабочей поверхности микроболометра не превышают обычно $2 \div 3$ мкм². Такая микрополосковая болометрическая система располагается чаще всего непосредственно на плоском срезе согласующей диэлектрической иммерсионной линзы. Излучение подводится к этой линзе через специальное тонкопленочное вакуумное окно в криостате.

Интересной и перспективной явилась несколько иная конструкция пленочного микроболометра – так называемый композитный микроболометр [10], микроаналог рассмотренного выше составного болометра. В такой структуре нагрузкой микрополоскового антенного облучателя является пленка Bi , напыленная на очень тонкую ($20 \div 30$ Å) диэлектрическую пленочную (SiO_2) подложку. Нагрев пленки Bi принимаемым излучением передается пленке Te , напыленной на подложку с другой ее стороны и играющей здесь роль термистора. Удельное сопротивление Te и его температурный коэффициент заметно выше, чем у пленки Bi , что позволяет значительно повысить чувствительность такого термоприемника.

В последнее время стала прорабатываться идея использования в композитных микроболометрах вместо пленки Te эпитаксиально выращенной при криогенных температурах пленки AsGa (LTAsGa) [11]. Такая пленка обладает очень высокой плотностью дефектов в кристаллической решетке. А это обуславливает более высокий температурный коэффициент сопротивления, чем у пленки Te . Вследствие этого здесь можно ожидать и более высокий уровень чувствительности.

Раздельная структура композитного микроболометра открыла новые возможности для значительно более широкого использования различных материалов при выполнении его термисторной части. Ранее это было невозможно из-за проблемы согласования обычных микроболометров с импедансом микрополосковых антенн. В частности, появились реальные возможности создания “термометров” композитных микроболометров на основе сверхпроводников [12].

Первые образцы таких сверхпроводниковых микроболометров работали в режиме заданного тока смещения через сверхпроводник. В этих условиях нагрев сверхпроводникового термистора приводил к увеличению его сопротивления и, соответственно, к росту рассеиваемой в нем мощности. Такая положительная электротермическая обратная связь нарушала термическую стабильность и нередко приводила к тепловому разрушению этого “термометра”. Поэтому был предложен режим заданного напряжения смещения [13]. В этом режиме работы электротермическая обратная связь “термометра” становится отрицательной, что позволяет хорошо стабилизировать его рабочую температуру в пределах интервала температурного перехода.

Здесь следует отметить два существенных достоинства композитной микроболометрической структуры со сверхпроводниковым термистором–термометром. Во-первых, работая всегда в условиях глубокого криогенного охлаждения, такой болометр обладает, соответственно, и очень низким уровнем собственных шумов. Оценки показывают, что ЭМШ такой болометрической структуры уже при 4 К не будет превышать $1 \cdot 10^{-16}$ Вт·Гц^{-1/2}. Во-вторых, крайне малая ширина температурного интервала перехода между нормальным и сверхпроводящим состояниями дает необычайно высокую крутизну температурной зависимости сопротивления. Поэтому и чувствительность такого болометра должна быть существенно выше, чем у обычных болометров. Однако малая ширина температурного интервала перехода сверхпроводника между нормальным и сверхпроводящим состояниями требует очень высокой стабильности рабочей температуры сверхпроводникового болометра – не хуже 10^{-5} К.

На длинах волн $\lambda \cong 1$ мм, как и в полупроводниковых болометрах, обычно используется тонкая сапфировая подложка, покрытая с одной стороны пленкой Bi ($50 \div 80$ мкм), поглощающей принимаемое излучение. На другой стороне этой подложки располагается сверхпроводниковая пленка

(чаще всего Al, с критической температурой $T_c = 1.27$ К), играющая роль термистора. Кроме того, здесь же находится и небольшая вторая полоска Bi, используемая в качестве вспомогательного нагревателя, который сохраняет рабочую температуру всей этой структуры в пределах температурного интервала перехода сверхпроводника с требуемой высокой точностью. Эта структура подвешивается в высоком вакууме в криостате внутри накопительной камеры на очень тонких ($10 \div 15$ мкм) нитях (нейлон, или дакрон). Очень тонкий слой покрытия In позволяет использовать их и для включения болометра в измерительную схему.

На более коротких длинах волн ($\lambda \lesssim 0.5$ мм) в конструкциях сверхпроводниковых болометров используют, как и в обычных болометрах на этих длинах волн, микрополосковые интегральные схемы.

Реализация и использование любого термоприемника, работающего в условиях глубокого охлаждения до температур жидкого гелия, всегда сопряжены со значительными техническими трудностями. Поднять уровень рабочих температур до уровня температуры жидкого азота ($T \cong 80$ К) без заметного падения чувствительности таких термоприемных систем до сих пор не представлялось возможным. Лишь в последнее время появилась некоторая надежда на решение этой проблемы с помощью высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с существенно более высокими критическими температурами T_c [14] (см. табл. 1).

Работы в области создания ВТСП болометров находятся пока еще в самой начальной стадии [14-17]. Но уже очевидно, что существенно более широкий температур-

ный интервал перехода ВТСП в сверхпроводниковое состояние (и обратно) неизбежно приведет к заметному росту шумов в них и меньшей чувствительности, чем у обычных сверхпроводниковых болометров.

В последнее время все больший интерес вызывают исследования и практические разработки в области болометрических структур, использующих эффект “горячих электронов” в полупроводниках и сверхпроводниках (НЕВ, hot electron bolometers).

В полупроводниках этот эффект был впервые обнаружен уже сравнительно давно [18] и затем использован в приемниках миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Как оказалось, в полупроводнике (чаще всего InSb, а также Ge) при скорости фотон-электронного взаимодействия, большей скорости электрон-фононной релаксации, происходит заметный разогрев “электронного газа” в зоне проводимости. Это ведет к увеличению подвижности электронов в этой зоне полупроводника и изменению его проводимости. Таким образом, появляется принципиальная возможность по изменению проводимости полупроводника судить об уровне мощности падающего на него излучения. Для повышения эффективности взаимодействия “свободных электронов” с полем излучения используют эффект электронного циклотронного резонанса во внешнем постоянном магнитном поле.

Для снижения скорости электрон-фононной релаксации в полупроводниковых болометрах их охлаждают до температур не выше $1 \div 2$ К. Конструктивно они реализованы пока только в субмиллиметровом диапазоне в волноводном исполнении.

Болометрическим эффектом “горячих электронов” в сверхпроводниках заинтересовались сравнительно недавно. Трудность реализации этого эффекта в металлах заключается в том, что в обычных условиях даже при плотностях тока в них до $10^5 \div 10^6$ А·см⁻² не удается обнаружить сколько-нибудь заметного изменения их проводимости.

Но в работе [19] было показано, что в очень тонких (< 10 Å) сверхпроводящих

Таблица 1.

Материал	T_c , К	Материал	T_c , К
La _{2-x} Sr _x CuO ₄	40	Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	90
La _{2-x} Sr _x CaCuO ₄	60	Bi ₂ Sr ₂ Ca ₃ Cu ₃ O ₁₀	110
YBa ₂ Cu ₄ O ₈	80	Tl ₂ Ba ₂ CaCu ₂ O ₈	110
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	93	Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	125

пленках на диэлектрической подложке, в которых эффективность электрон-фононной связи очень ослаблена вследствие быстрого ухода фононов из такой пленки в подложку, вполне возможен заметный разогрев “электронного газа”. Наличие разогрева подтверждается, в частности, наблюдающимся в таких пленках конечным гистерезисом критических токов [20]. Совершенно очевидно, что этот же эффект “разогрева электронов” должен наблюдаться и при облучении пленок высокочастотным электромагнитным полем в условиях, когда скорость фотон-электронного взаимодействия окажется выше скорости электрон-фононной релаксации. Здесь неминуемо должна будет проявиться сильная зависимость проводимости от эффективной температуры “электронного газа”. Следовательно, должна существовать принципиальная возможность создания на этой основе высокочувствительных систем некогерентного приема болометрического типа с высоким быстродействием (не ниже 10^9 с⁻¹). И такие приемные системы действительно были созданы [21-22]. Все они конструктивно выполнены в виде пленочных “микромостиков”, интегрированных в микрополосковую систему антенных облучателей.

Среди разрабатываемых сегодня болометрических структур наиболее чувствительным является микроболометр на “горячих электронах”, использующий эффект так называемого “андреевского отражения” [23].

Впервые структурная концепция такого микроболометра была предложена в работах [24-26]. Он состоял из микромостика (длина – микроны, ширина – десятки доли микрона, толщина – десятки нанометров), выполненного из пленки нормального металла, напыленной на кремниевую подложку между двумя сверхпроводниковыми контактными площадками. В такой структуре, работающей всегда при сверхнизких рабочих температурах (≈ 0.1 К), эффективному высокочастотному разогреву “электронного газа” в пленке способствуют два обстоятельства. Во-первых, сверхнизкая рабочая температура, благодаря чему электрон-фонон-

ное взаимодействие чрезвычайно слабо. Во-вторых, важная роль эффекта “андреевского отражения” электронов нормального металла на его границах со сверхпроводником, которое происходит без передачи их энергии в сверхпроводник.

При температурах ниже 1 К электрическое сопротивление нормального металла уже не зависит от температуры. Поэтому в отличие от всех вышерассмотренных, классических, болометров, у которых измеряется приращение напряжения, вызванное ростом их сопротивления при разогреве, в данном случае измеряется изменение напряжения на специально сформированном переходе “сверхпроводник–изолятор–нормальный металл” (СИН). А последнее обусловлено как раз приращением температуры “электронного газа” в нормальном металле вследствие нагрева внешним излучением.

Конструктивно такие болометрические структуры представляют собой полосу пленки нормального металла (чаще всего Cu, с характерными размерами $6 \text{ мкм} \times 0.3 \text{ мкм} \times 70 \text{ нм}$), расположенную на диэлектрической подложке (кремний) между двумя сверхпроводниковыми контактными площадками (Al, $T_c = 1.27$ К, $0.3 \text{ мкм} \times 0.3 \text{ мкм} \times 150 \text{ нм}$). На этой же подложке под полоской нормального металла располагается пересекающая ее полоска пленки сверхпроводника (Al, $0.2 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм} \times 50 \text{ нм}$), изолированная от нормального металла очень тонким ($\approx 10 \text{ \AA}$) слоем своего окисла. Она и образует СИН-переход для регистрации нагрева “электронного газа” в полоске нормального металла. Полосу Cu все чаще заменяют подслоем Cr (толщиной 3 нм, для лучшей адгезии с подложкой) и напыленной на него пленкой Ag (толщиной 35 нм). С микрополосковым антенным облучателем все это образует единую интегральную схему [27-29]. Исследования таких систем подтвердили их очень высокую чувствительность (см. табл. 2).

Помимо всех вышперечисленных болометрических термоприемников, следует упо-

Таблица 2.

Теплоприемник	ЭМШ, Вт·Гц ^{-1/2}
Составной болометр	$10^{-15} \div 10^{-16}$
Композитный болометр	$10^{-9} \div 10^{-10}$
Пиродетектор	$10^{-9} \div 10^{-10}$
Микротермопара	$10^{-12} \div 10^{-13}$
Сверхпроводниковый болометр	$10^{-12} \div 10^{-13}$
Полупроводниковый болометр на “горячих электронах”	
InSb	$10^{-11} \div 10^{-13}$
Ge	$10^{-12} \div 10^{-13}$
Сверхпроводниковый болометр на “горячих электронах”	
Nb	$10^{-12} \div 10^{-13}$
NbN	$10^{-11} \div 10^{-12}$
Болометр на “горячих электронах” с “андреевским отражением”	$10^{-18} \div 10^{-20}$

мянуть еще и термоприемники с чувствительными элементами на основе пироэлектриков и микротермопар [30-32].

Отличительной особенностью пироэлектриков является то, что они реагируют не на температуру поглотителя, а на скорость ее изменения, т. е. они регистрируют не постоянные, а переменные потоки излучения с достаточно высокими частотами, так что возникающие в пироэлектрике электрические заряды не успевают нейтрализоваться. Это ограничивает снизу рабочую частоту изменения интенсивности излучения, регистрируемого таким детектором. Поэтому при измерении пироэлектрическими детекторами очень медленно меняющегося или постоянного потока излучения приходится модулировать его с частотой до $10^8 \div 10^9$ Гц.

Конструктивно пироэлектрические структуры выполняются сегодня на композитной основе, на одной кварцевой подложке. Грею-

щаяся нагрузка, включенная в микрополосковый антенный облучатель, чаще всего представляет собой тонкую (100 \AA) пленку NiCr площадью 100 мкм^2 . В роли собственно пироэлектрического детектора, находящегося в хорошем тепловом контакте с ней, выступает обычно пленка триглицинфосфата ($200 \div 400 \text{ \AA}$), танталата лития или ниобата стронция. В последнее время здесь все шире начинают применять также пленки поливинилдентофторида, поливинилфторида и поливинилдентофторида-трифторэтана.

И наконец, упомянем еще один вариант микропленочного термоприемника планарного типа – это пленочная термопара, чаще всего использующая пленочный спай Bi-Sb. Этот вариант термоприемника обладает достаточной, для ряда применений, чувствительностью и простотой исполнения.

Достигнутый на сегодня уровень чувствительности термоприемников на длинах волн больше 100 мкм приведен в табл. 2.

Фотоприемники

В фотоприемниках излучение взаимодействует непосредственно с электронной системой чувствительного элемента – валентной зоной полупроводника, в результате чего в нем происходит внутренний фотоэффект. В собственных полупроводниках это явление сопровождается фотоионизацией атома и переводом освобожденного при этом электрона из валентной зоны через запрещенную зону в зону проводимости. В примесных полупроводниках такая фотоионизация атома переводит освобожденный электрон либо из валентной зоны на один из акцепторных уровней примеси, либо с одного из донорных уровней примеси в зону проводимости основного полупроводника. Внутренний фотоэффект в полупроводнике является тем механизмом, который обеспечивает связь между уровнем излучения, падающего на чувствительный элемент (фотосопротивление), и изменением его проводимости, формирующим его фотоклик [33-34]. Совершенно очевидно, что для

такой фотоионизации энергия кванта излучения должна быть больше ширины запрещенной зоны полупроводника. В связи с этим у таких элементов существует длинноволновая граница $\lambda_{гр}$ (“порог”) применения, определяющаяся шириной их запрещенной зоны. Однако излучение с длиной волны, несколько большей этого порогового значения, может все же вызывать фотоотклик, хотя и очень слабый. И вклад обусловленных этим эффектом шумов в собственные шумы фотоприемника будет тем больше, чем выше его рабочая температура.

Очевидно, что рассматриваемый механизм фотоионизации тем эффективнее, чем выше энергия кванта принимаемого излучения (фотона). Именно это приводит к тому, что уже на длинах волн, короче $150 \div 100$ мкм, фотоотклик фотосопротивления становится существенно больше, чем термоотклик болометра.

Из вышесказанного становится ясно, что основными рабочими параметрами всех фотосопротивлений, помимо, конечно, чувствительности, являются диапазон рабочих длин волн и рабочая температура.

Как уже было сказано, каждый фотоприемник имеет присущую только ему длинноволновую границу рабочей спектральной области. У используемых здесь собственных полупроводников (Ge, Si) и у широкозонных бинарных полупроводников (AsGa), имеющих очень широкую запрещенную зону, $\lambda_{гр}$ не превышает $10 \div 15$ мкм. В фотоприемниках, работающих на более длинных волнах (вплоть до 1 мм), сейчас все шире используют примесные полупроводники (Ge, S с примесью Ga, В, Ве, Ва, Р, А, In, Zn, Cu, Gd, Hg, Au), узкозонные бинарные полупроводники (InAs, InSb, PbTe, BiSb, GeGa), а также твердые растворы бинарных и тройных соединений (BiSb, PbSnTe, PbZnTe, PbGaTe, HgCdTe). Большие возможности изменения состава полупроводниковых соединений позволяют практически до нуля сужать ширину запрещенной зоны [35-40]. Таким образом оказывается возможным сколь угодно повышать их длинноволновую границу $\lambda_{гр}$. Кроме

того, как оказалось, существенно сдвинуть длинноволновую границу фотоприемника в сторону еще более длинных волн позволяет, в ряде случаев, механическое аксиальное сжатие полупроводникового кристалла фотосопротивления [41].

В целом, анализ спектральных возможностей фотоприемников показывает следующее (рис. 1). Для фотосопротивлений на основе собственных полупроводников рабочие длины волн не превышают 1.6 мкм для Ge и 1.1 мкм для S. Изменение состава в соединениях PbS и PbSe варьирует длинноволновую границу в пределах $1 \div 5$ мкм. В соединениях GaInSb и InAsSb таким путем удастся перекрыть интервал от 1.6 до 9 мкм. В тройных соединениях PbSnTe, PbSnSe, PbSse и PbGeTe $\lambda_{гр}$ варьируется от 8 до 14, и даже до 20 мкм. Переход к Ge в соединениях с Cu, Zn, Be, Ga увеличивает значения $\lambda_{гр}$ до $30 \div 120$ мкм. Механическое аксиальное сжатие GeGa позволяет довести $\lambda_{гр}$ до 210 мкм. И наконец, при использовании HgCdTe удастся получить $\lambda_{гр} = 230$ мкм.

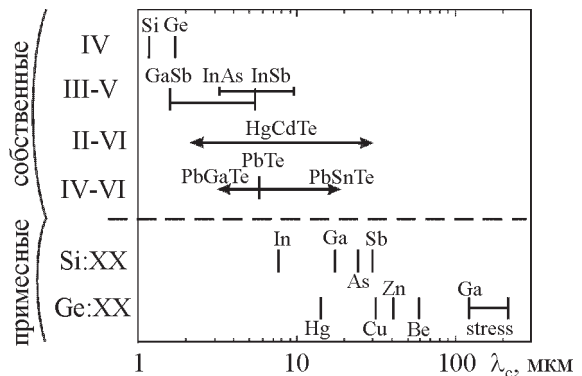


Рис. 1. Значения $\lambda_{гр}$ фотоприемников на основе различных собственных и примесных полупроводников. (II...VI – группы периодической системы элементов для собственных и XX – примеси для примесных полупроводников. Горизонтальные линии иллюстрируют интервалы значений граничной длины волны, достигаемые изменением процентного состава примесного полупроводника или приложением к нему аксиального механического давления. Стрелки указывают на возможности дальнейшего расширения указанного интервала)

Теперь о рабочей температуре фотоприемников. Совершенно очевидно, что уровень охлаждения фотоспротивления должен полностью исключать возможность перевода в нем электрона из валентной зоны в зону проводимости за счет взаимодействия электрона с тепловыми фонами. Иначе неизбежно будет происходить рост тепловых шумов фотоприемника. Отсюда вытекает необходимость криогенного охлаждения всех фотоприемников до уровня, определяемого их граничной длины волны (рис. 2).

Криогенное охлаждение фотоприемника полностью исключает в нем возможность термической ионизации, и поэтому оно должно быть тем более глубоким, чем выше длинноволновый порог работы фотоспротивления; приводит к “вымораживанию” электронов в зоне проводимости и к соответствующему уменьшению тепловых шумов фотоспротивления; дает возможность снизить вклад шумов, обусловленных фоном инфракрасных полей излучения от различных элементов, окружающих фотоспротивление.

В таблице 3 для ряда полупроводников приведены пороговые значения длин волн

и рабочие температуры в режиме фотоспротивления.

На практике рабочие температуры фотоприемников, в зависимости от их спектральных характеристик, группируются вблизи трех основных температурных уровней: азотный ($60 \div 77$ К) для диапазона длин волн $2 \div 14$ мкм, неоноводородный ($10 \div 20$ К, с твердым водородом) для диапазона $8 \div 20$ мкм и гелиевый ($1 \div 4$ К) для диапазона $20 \div 200$ мкм.

Различают два основных режима работы всех рассматриваемых фотоприемников: фотопроводящий (РС) и фотовольтаический (РV). В РС режиме свободные носители тока движутся в полупроводнике под действием внешнего электрического поля. В РV режиме носители тока движутся под действием внутреннего электрического поля, создаваемого различными путями. Это может иметь место, например, благодаря присутствию *p-n* перехода, наличию гетероструктуры, структуры металл–изолятор–полупроводник или потенциального барьера на границе металл–полупроводник (барьер Шоттки). Такие РV-фотоприемники (их часто называют фотодиодами) могут работать как в режиме холостого хода, создавая напряжение на своем выходе, так и в режиме короткого замыкания (что бывает значительно чаще), генерируя ток. По сравнению с РС-фотоприемниками у РV-фотоприемников существенно более

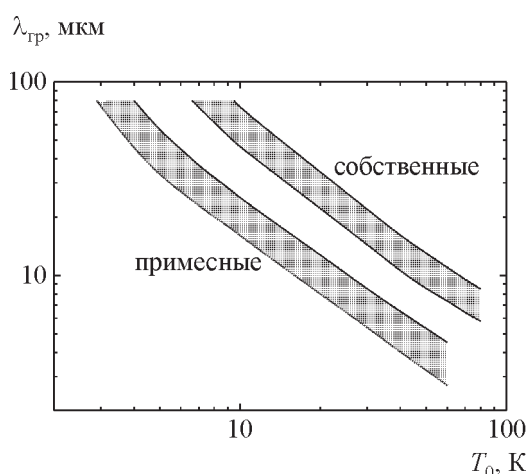


Рис. 2. Обобщенные области зависимости $\lambda_{гр}$ фотоприемников на основе различных собственных и примесных полупроводников от уровня их охлаждения

Таблица 3.

Материал	$\lambda_{гр}$, мкм	T, К	Материал	$\lambda_{гр}$, мкм	T, К
Si:B	28.2	4 ÷ 15	Ge:Ga	115	6 ÷ 11
Si:P	27.6	4 ÷ 15	Ge:Be	55	7 ÷ 25
Si:Al	18.2	10 ÷ 20	Ge:In	41	6 ÷ 20
Si:Ga	17.2	10 ÷ 20	Ge:Cd	25	3 ÷ 12
Si:In	8.0	40 ÷ 50	Ge:Hg	13.8	4 ÷ 50
Si:Zn	5.0	77 ÷ 90	Ge:Au	7	4 ÷ 50
Ge:Ga	200	4 ÷ 6	GaAs:Si	390	1.5 ÷ 2
Ge:Sb	135	5 ÷ 9	HgCdTe	30	4 ÷ 15

высокий импеданс, и им не нужен внешний источник напряжения смещения (источник питания). В итоге у них очень низкий уровень рассеиваемой мощности и они легко сопрягаются с умножителями. К тому же у РV-фотоприемников хорошо воспроизводимая, при их массовом тиражировании, чувствительность, что особенно ценно при формировании на их основе матричных приемных систем. А РС-фотоприемники наиболее успешно используются в приемных системах, регистрирующих предельно слабые сигналы при очень низком уровне фонового излучения.

Структура фотосопротивления существенно проще, чем у болометра. Однако существует один существенный элемент в его структуре – контактные площадки для подключения внешних цепей. И вопрос создания таких площадок с минимально возможными потерями является очень важным, особенно для фотоприемников РС-типа [42].

Не вдаваясь в детали распределения потенциалов, полей и объемного заряда в умеренно легированном полупроводнике на границе его с металлическими контактами, можно, тем не менее, утверждать, что там всегда возникает высокий потенциальный барьер (барьер Шоттки), что неминуемо ведет к асимметрии проводимости такого контакта и связанным с ней потерям. Поэтому вблизи металлических контактных площадок фотосопротивлений формируют специальный тонкий промежуточный слой ($10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$) сильно легированного полупроводника. Этот слой существенно понижает высоту потенциального барьера на границе полупроводника с металлом [36] и, соответственно, ослабляет степень асимметрии проводимости контакта. Специально разработанная технология позволяет сегодня формировать таким образом практически симметричный (по проводимости) малозумящий контакт, пригодный вплоть до криогенных температур.

Как показывает специальный анализ, протяженность переходных областей вблизи контактных площадок фотосопротивле-

ний не более $10 \div 30$ мкм. Поэтому они не создают никаких проблем в работе фотосопротивлений с типичным расстоянием между площадками не менее 500 мкм.

И наконец, несколько слов о входной части фотоприемных систем. В длинноволновой части рассматриваемого интервала длин волн она выполняется точно так же, как это делается в термоприемных системах. Само фотосопротивление в виде прямоугольного бруска объемом в несколько кубических миллиметров с двумя контактными площадками по концам подвешивается внутри накопительной камеры. Излучение в камеру вводится с помощью согласующего конуса Уитстона, выполняющего одновременно роль антенного облучателя.

На длинах волн короче $100 \div 150$ мкм входные структуры фотоприемных систем реализуются уже, как правило, в микрополосковом исполнении в виде линейных или двумерных приемных матриц (с числом приемных элементов до 10^6 и выше).

В настоящее время фотоприемные системы успешно работают практически во всем интервале длин волн от 1 мм до 1 мкм и обладают очень низким уровнем собственных шумов – ЭМШ достигает $10^{-15} \div 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{Гц}^{-1/2}$.

Заключение

Краткий обзор современного состояния систем некогерентного приема, проведенный в этой статье, свидетельствует о следующем.

На длинах волн $1.0 \div 0.1$ мм все системы некогерентного приема как правило выполняются на базе термоприемников с различного рода термочувствительными элементами на входе. Однако на более коротких длинах волн их “обходят”, по своей чувствительности, системы некогерентного приема на основе фотосопротивлений, которые успешно работают здесь практически вплоть до оптического диапазона.

Главное достоинство всех систем некогерентного приема заключается в их широкополосности и крайне малых попереч-

ных размерах входных узлов. А это открывает широкие возможности для создания матричных систем некогерентного многолучевого приема с очень большим числом элементов (10^6 и выше).

Литература

1. Richards L. Bolometers for infrared and millimeter wavelengths // *J. Appl. Phys.* – 1994. – Vol. 76, No. 1. – P. 1-24.
2. *Infrared and Millimeter Waves* // Ed. K. J. Button. – New York: Academic Press, 1982. – Vol. 6. – P. 150-199.
3. Lange A. E., Kreysa E. et al. Improved fabrication techniques for infrared bolometers // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1983. – Vol. 4, No. 5. – P. 755-760.
4. Lesine L., Roelling T. P. L. et al. Bolometers operated at 0.1 K and 0.2 K cooled by adiabatic demagnetization // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1984. – Vol. 5, No. 6. – P. 715-726.
5. Haller E. E. Advanced far-infrared detectors // *Infrared Phys. Technol.* – 1994. – Vol. 35, No. 2/3. – P. 127-146.
6. Blundel R., Tong E. Submillimeter Receivers for Radio Astronomy // *Proc. IEEE.* – 1992. – Vol. 80, No. 11. – P. 1702-1729.
7. Neikirk D. P., Law W.W. et al. Far – infrared microbolometers and detectors. // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1984. – Vol. 5, No. 3. – P. 245-278.
8. Wentworth S. M., Lewis J. M. et al. Antenna – coupled thermal detectors of mm-wave radiation // *Microwave J.* – 1993. – Vol. 36, No. 1. – P. 94-103.
9. Rebeitz G. M. Millimeter wave and terahertz integrated circuit antennas // *Proc IEEE.* – 1992. – Vol. 80, No. 11. – P. 1748-1759.
10. Wentworth S. M., Neikirk D. P. Composite Microbolometers with Tellurium Detector Elements // *IEEE Trans.* – 1992. – Vol. MTT-40, No. 2. – P. 196-201.
11. Lewis J. M., Wentworth S. M. et al. Low growth temperature GaAs microbolometers // *SPIE: IRMMW Conf. Digest.* – FL. – 1990.
12. Wentworth S. M., Neikirk D. P. A transition – edge microbolometer (TREMBOL) for far infrared detection // *SPIE: Superconductivity Applications for Infrared and Microwave Devices.* – Orlando, FL. – 1990.
13. Clarke J., Hoffer C. F. et al. Superconductive bolometer for submillimeter wavelengths // *J. Appl. Phys.* – 1977. – Vol. 48, No. 1. – P. 12-18.
14. Ostrov V. V., Suhanov A. N. Theory of ideal high temperature superconductivity bolometers // *Infrared Phys.* – 1992. – Vol. 33, No. 3. – P. 203-212.
15. Hu Q., Richards P. L. Design analysis of high Tc superconducting microbolometers // *Appl. Phys. Lett.* – 1989. – Vol. 55, No. 23. – P. 2244-2246.
16. Schneider Gi, Lendfellner H. et al. Infrared detection by Tl–Ba–Ca–Cu–O superconducting films // *Int. J. Infrared MillimeterWaves.* – 1991. – Vol. 12, No. 1 – P. 1-8.
17. Tong F. M., Ravindra N. M. et al. High $T_C YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconducting transition-edge microbolometers // *Infrared Phys. Technol.* – 1995. – Vol. 36, No. 7. – P. 1053-1058.
18. Putley E. H. The detection of sub-mm radiation // *Proc. IEEE.* – 1963. – Vol. 51, No. 11. – P. 1383-1397.
19. Шкловский В. А. Перегрев электронов как причина гистерезиса критического тока в резистивном состоянии сверхпроводников // *ФТТ.* – 1975. – Т. 17, №10. – С. 3076-3079.
20. Еру И. И., Песковацкий С. А., Паладич А. В. Неполной разрыв вольт-амперной характеристики тонкой сверхпроводящей пленки // *ФТТ.* – 1973. – Т. 15, №12. – С. 1599-1607.
21. Karasic B. S., McGrath W. R. et al. A hot-electron direct detector for radioastronomy // *Superconduct. Sci. Technol.* – 1999. – Vol. 12, No. 12. – P. 745-747.
22. Nahum M., Martines J. M. Ultrasensitive hot-electron microbolometers // *Appl. Phys. Lett.* – 1993. – Vol. 63, No. 22. – P. 3575-3577.
23. Андреев А. Ф. Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников // *ЖЭТФ.* – 1966. – Т. 46, No. 5. – С. 1823-1828.
24. Выставкин А. Н., Шуваев Д. В. и др. Болومتر на горячих электронах в нормальном металле с андреевским отражением в сверхпроводящих берегах // *ЖЭТФ.* – 1999. – Т. 115, №3. – С. 1085-1092.
25. Выставкин А.Н. Сверхвысокочувствительный микроболومتر с андреевским отражением на горячих электронах // *Радиотехника и электроника.* – 2001. – Т. 46, № 7. – С. 806-817.
26. Nahum M., Matrine J. M. Ultrasensitive hot – electron microbolometer // *Appl. Phys. Lett.* – 1993. – Vol. 63, No. 23. – P. 3075-3081.
27. Ingvesson K. S. Near – millimeter imaging with integrated planar receptors: General requirements and constraints // In: *Infrared and Millimeter Waves.* – K. J. Button, Ed. – London. – Academic Press. – 1983. – Vol. 10, Ch. 2. – P. 91-110.
28. Rebeitz G. M. Millimeter waves and terahertz integrated circuits antennas // *Proc. IEEE.* – 1992. – Vol. 80, No. 11. – P. 1748-1761.

29. Don B., Sun Z. L. Ray tracing on extended hemispherical and elliptical silicon dielectric lenses // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1995. – Vol. 16, No. 11. – P. 1993-2010.
30. Nakamura K., Ishide T. et al. Pyroelectric infrared detector for precision earth sensor // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1989. – Vol. 10, No. 8. – P. 907-930.
31. Neumann N., Mohling S. The influence of heat exchange between a sensitive element and its surrounding on the specific detectivity of pyroelectric detectors // *Infrared Phys.* – 1993. – Vol. 34, No. 5. – P. 487-498.
32. Peralta S. B., Handi K. et al. Optical power monitor using a thin – film pyroelectric bimorph // *Rev. Sci. Instrum.* – 1990. – Vol. 61, No. 3. – P. 1038-1043.
33. Haegel N. M., Husehen M. R. et al. Development of high – responsivity Ge:Ga photoconductors // *Infrared Phys.* – 1985. – Vol. 25, No. 1/2. – P. 273-276.
34. Chou S. Y., Liu M.Y. Nanoscale terahertz metall – semiconductor – metall photodetectors // *IEEE Journal Quantum Electronics.* – 1992. – Vol. 28, No. 10. – P. 2358-2368.
35. Haegel N. M., White A.M. Modeling of near-contact field and carrier distribution in extrinsic germanium photoconductors // *Infrared Phys.* – 1989. – Vol. 29, No. 5. – P. 915-923.
36. Haller E. E. Physics and design of advanced IR bolometers and photoconductors // *Infrared Phys.* – 1985. – Vol. 25, No. 1/2. – P. 257-266.
37. Haegel N. M., Haller E. E. et al. Performance and material aspects of Ge:Be photoconductors // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1983. – Vol. 4, No. 6. – P. 945-954.
38. Haegel N. M., Haller E. E. Transient response of Ge:Be and Ge:Zn FIR photoconductors under low background photon flux conditions // *Infrared Phys.* – 1986. – Vol. 26, No. 4. – P. 247-263.
39. Wu J. C., Becman J. W. et al. Physics and design of advanced IR bolometers and photoconductors // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – Vol. 58, No. 11. – P. 1431-1442.
40. Haller E. E. Advanced far – infrared detectors // *Infrared Phys.* – 1985. – Vol. 25, No. 1/2. – P.257-266.
41. Stacey G. J., Becman J. W. et al. Stressed and unstressed Ge:Ga detectors arrays for airborne astronomy // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* – 1992. – Vol. 13, No. 11. – P. 1689-1707.
42. Olsen C. S., Haegel N. M. et al. Near – contact diffusion and compensation in extrinsic photoconductors // *Infrared Phys.* – 1993. – Vol. 34, No. 1. – P. 61-67.

**Високочутливі системи
некогерентного приймання
інфрачервоного діапазону (сучасний
стан та тенденції розвитку)**

I. I. Еру

Проаналізовано сучасний стан та тенденції розвитку високочутливих систем некогерентного приймання, призначених до використання на довжинах електромагнітних хвиль коротших 1 мм. Розглянуто головні особливості таких систем на основі болометрів та фоторезисторів.

**Highly Sensitive Infrared Noncoherent
Reception Systems (State-of-the-Art
and Development Trends)**

I. I. Eru

The state-of-the-art and development trends of the highly sensitive noncoherent reception systems for the wavelengths shorter than 1 mm are analyzed. The principal features of such systems employing bolometers and photoresistors are considered.