

УДК 621.383.5.029.71/73

## Инфракрасные детекторы с барьером Шоттки, чувствительные к излучению с энергией квантов меньше высоты потенциального барьера

В. Г. Иванов, Г. В. Иванов, А. А. Каменев,  
В. А. Арутюнов, Р. М. Степанов, В. И. Панасенков

*Рассмотрены физический механизм работы, построение и результаты экспериментального исследования новых детекторов электромагнитного излучения на основе эмиссии газа горячих электронов (Hot Electron Gas Emission Detectors — HEGED). В указанных детекторах используется эффект изменения тока термоэлектронной эмиссии в диоде с барьером Шоттки при прямой передаче энергии поглощенного излучения системе электронного газа в квазиметаллическом слое барьера. Показана возможность детектирования излучения с энергией квантов меньше, чем высота потенциального барьера диода Шоттки, и значительного увеличения граничной длины волны детектора PtSi/Si.*

PACS: 85.60.-q

*Ключевые слова:* детектор, электромагнитное излучение, термоэлектронная эмиссия, барьер Шоттки.

### Введение

Квантовые инфракрасные (ИК) детекторы с барьером Шоттки (БШ) и конструкции монолитных фотоприемных матриц ИК-диапазона спектра на основе кремния с такими детекторами рассматривались во многих работах [1—7]. Чувствительность в детекторах с БШ к ИК-излучению возникает при возбуждении в квазиметаллическом слое БШ (при поглощении квантов излучения) электронов (или дырок) с энергией, превышающей высоту потенциального барьера [1]. Достижимая длинноволновая граница чувствительности фотодиодов Шоттки при использовании такого "квантового" физического механизма детектирования ИК-излучения полностью определяется высотой потенциального барьера. Увеличение граничной длины волны [8, 9] достигалось уменьшением тем или иным путем высоты потенциального барьера при сохранении характерного для квантовых детекторов с БШ быстрого уменьшения интегральной чувствительности с ростом длины волны.

Уменьшение высоты барьера Шоттки, как известно [10], влечет за собой быстрое (экспоненциальное) возрастание обратного темнового тока БШ, которое существенно ухудшает порог чувствительности детектора и либо вообще делает его неработоспособным, либо требует значительного снижения температуры охлаждения [3].

В диапазоне длин волн 12—25 мкм, в котором проводится наблюдение "холодных" объектов (с температурой ниже 300 К), энергия квантов излучения лежит в пределах 0,1—0,05 эВ. Создание квантовых ИК-детекторов на БШ с такими высотами потенциальных барьеров при одновременном обеспечении плотностей обратных темновых токов  $j \cong 10^{-6}$ – $10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> даже при температурах ниже 30 К в настоящее время проблематично.

Детекторы и фотоприемные матрицы с чувствительностью в диапазоне длинноволнового, сверхдлинноволнового ИК и субмиллиметрового излучений могут создаваться на основе тепловых детекторов (микроболометрических термопарных, пирозлектрических) [11, 12]. Действие всех тепловых детекторов электромагнитного излучения основано на изменении физических характеристик материала детектора при его нагревании за счет энергии поглощенного излучения. Чтобы обеспечить максимальное изменение температуры детектора на единицу поглощенной энергии излучения, снижают, насколько возможно, полную теплоемкость детектора и предотвращают утечки тепла в подложку [11]. В частности, такой детектор рассмотрен в работе [13]. Он представляет собой диод Шоттки на основе силицида металла/кремния и работает в режиме, аналогичном микроболометру:

---

Иванов Владислав Георгиевич, научный сотрудник.  
Иванов Георгий Владиславович, ст. инженер-программист.  
Каменев Анатолий Анатольевич, зам. нач. управления.  
Научно-исследовательский центр-филиал 4 ЦНИИ МО РФ.  
Россия, Санкт-Петербург, Ждановская ул., 41.  
Тел.: (812) 393-82-84, 531-04-51.  
E-mail: vivanovg@gmail.com  
Арутюнов Валентин Артемьевич, нач. НПК.  
Степанов Рудольф Михайлович, гл. инженер.  
Панасенков Вячеслав Иванович, вед. инженер.  
ОАО «ЦНИИ "Электрон"».  
Россия, 194223, Санкт-Петербург, пр. Тореца, 68.

Статья поступила в редакцию 13 мая 2009 г.

при поглощении ИК-излучения происходит изменение термодинамической температуры диода и, как следствие, меняется ток внутренней термоэлектронной эмиссии. Детекторы этого типа были названы авторами Thermionic Thermal Detectors (термоэлектронными тепловыми детекторами — ТТД).

Недостатками тепловых детекторов и фотоприемных матриц с тепловыми детекторами являются конструктивная и технологическая сложность термоизоляции множества детекторов друг от друга и от подложки, чувствительность к колебаниям температуры и вибрациям при сравнительно небольших относительных изменениях электрических характеристик материала на единицу изменения температуры, инерционность фотоотклика тепловых детекторов.

В работе [14] был рассмотрен новый физический механизм работы ИК-детектора (а также построение детектора и фотоприемной матрицы), в котором используется эффект изменения тока термоэлектронной эмиссии через БШ от температуры электронного газа в квазиметаллическом слое БШ. Температура кристаллической решетки детектора при этом может практически не меняться, и термоизоляция детекторов от подложки не нужна. Согласно принятой терминологии приемники этого типа, по-видимому, не могут быть отнесены к классу тепловых детекторов. По физическому механизму работы они скорее ближе к квантовым приемникам на основе явлений коллективных взаимодействий, но не имеют четко фиксированной граничной длины волны. В [14] мы назвали их детекторами на основе эмиссии газа горячих электронов (Hot Electron Gas Emission Detectors — HEGED).

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования этого нового типа детекторов.

### Физический механизм работы детекторов

Физический механизм работы детекторов типа HEGED поясняется с помощью рис. 1. На рис. 1, а схематически показан поперечный разрез детектора на кремнии  $p$ -типа с барьером Шоттки из силицида платины (PtSi/Si), на рис. 1, б приведена зонная диаграмма указанного детектора:  $E_{vac}$  — энергетический уровень шума;  $E_c$  — дно зоны проводимости;  $E_v$  — потолок валентной зоны;  $F_{FS}$ ,  $F_{FM}$  — уровни Ферми в полупроводнике и металле, соответственно;  $\Phi_S$ ,  $\Phi_M$  — потенциалы работы выхода из полупроводника и металла, соответственно;  $\Psi_{MS}$  — максимальная высота барьера Шоттки;  $\Delta\Psi$  — понижение высоты барьера при приложении напряжения в запиорном направлении.

Зависимость вероятности заполнения энергетических уровней силицида платины от энергии электронов для трех различных значений абсолютной температуры электронного газа показана на рис. 1, в.

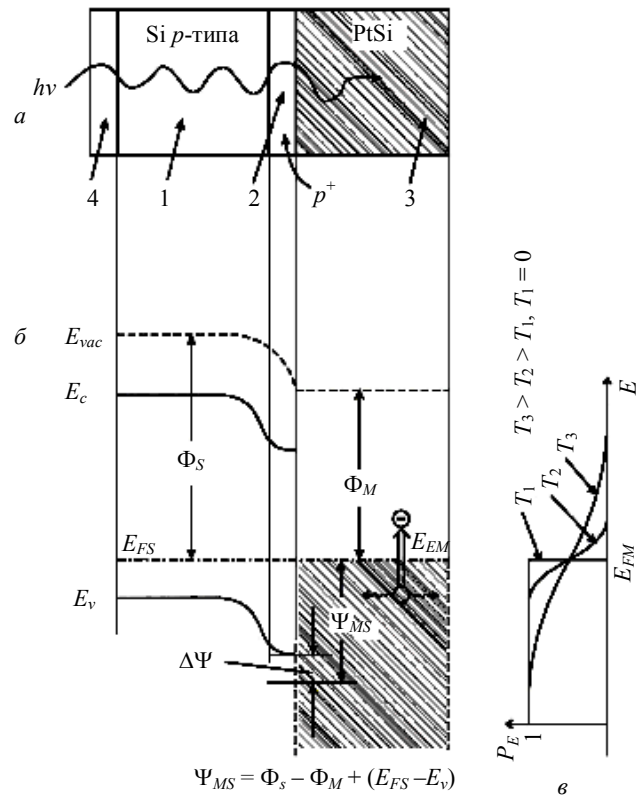


Рис. 1. Работа детектора:

а — поперечный разрез; б — зонная диаграмма; в — график зависимости вероятности заполнения энергетических уровней силицида платины от энергии электронов

Электромагнитное излучение ИК-диапазона с энергией  $h\nu$ , меньшей, чем высота потенциального барьера диода Шоттки, проецируется через кремниевую подложку 1 (см. рис. 1, а) и тонкий слой 2 высоколегированного кремния на поверхность барьера Шоттки, образованного слоями 2 и 3, и поглощается в слое 3. Толщина этого слоя выбрана равной или превышающей обратную величину коэффициента поглощения в данном силициде металла.

В квазиметаллическом слое силицида металла (например, силицида платины) поглощение происходит в основном газом свободных электронов, которому и передается энергия регистрируемого излучения. Так же, как и в случае, когда диод Шоттки работает как квантовый приемник излучения, в результате поглощения регистрируемого излучения с энергией  $h\nu$  в слое 3 появляются "горячие" электроны (или дырки), однако их энергия оказывается недостаточной для преодоления потенциального барьера ( $\Psi_{MS}$ ) на границе металл/полупроводник. Такие электроны не могут

непосредственно перейти из металла в полупроводник и создать ток сигнала. Диод Шоттки перестает работать как квантовый приемник. Однако энергия этих "горячих" электронов путем неупругих электрон-электронных столкновений за время  $\tau_{e-e} \leq 10^{-12}$  с передается всем свободным электронам в силициде металла.

Повышение температуры электронного газа приводит к росту вероятности заполнения дырками энергетических уровней с энергией, большей, чем  $\Psi_{MS}$ , и появлению дополнительного тока термоэлектронной эмиссии из металла в полупроводник. Разность токов термоэлектронной эмиссии при поглощении излучения и его отсутствии составляет ток сигнала так же, как и в работе [13].

Ключевым моментом появления тока сигнала является создание таких условий, чтобы пространственно-энергетическое равновесие в системе электронного газа в слое силицида металла устанавливалось значительно быстрее, чем передача избыточной энергии этого газа кристаллической решетке (и, следовательно, нагревание слоя силицида металла и прилегающей к нему области кремния).

В стационарном случае величину и пространственное распределение температуры электронного газа  $T_e$  можно получить, решая уравнение баланса для поглощаемой слоем 3 (см. рис. 1, а) мощности излучения и мощности всех потерь, создаваемых излучением во внешнюю среду, передачей энергии кристаллической решетке слоя 3 и подложке, потерями  $T_e$  на контактах, при соответствующих граничных условиях.

Необходимость учитывать при этом различные механизмы потерь делает теоретическое решение такой задачи сложным. Однако, как показано в [14], наличие в рассматриваемой системе механизмов передачи энергии горячих электронов через упругие и неупругие взаимодействия [15—17] позволило оценить работоспособность рассматриваемого детектора и сделать количественные оценки его чувствительности, не решая указанную задачу.

Эти оценки для детекторов PtSi/Si площадью  $1E-5$  см<sup>2</sup> показали, что в диапазоне длин волн 12—14 мкм и температуре фона 300 К режим ограничения фоном (BLIP) может наступить уже при температуре кристаллической решетки  $\leq 100$  К, и пороговая мощность, соответствующая этому режиму (при времени интегрирования 40 мс), может достигать  $(1—5)E-15$  Вт.

## Эксперимент

### Образцы детекторов

Для экспериментальных исследований были изготовлены тестовые образцы детекторов с барьером Шоттки из силицида платины с кремнием

*p*-типа. По конструкции (кроме размеров) и технологии изготовления эти образцы фактически являлись отдельными фоточувствительными элементами фотоприемной двухмерной матрицы ПЗС.

Как известно, структура PtSi/*p*—Si без обогащающего легирования области кремния, прилегающего к слою силицида, дает БШ с высотой потенциального барьера 0,22—0,23 эВ и граничной длиной волны в районе 5,5 мкм, что удобно для измерений спектральной чувствительности таких детекторов, как при энергиях квантов больше, чем высота барьера, так и при энергиях, меньших высоты барьера. При этом могли быть использованы аппаратура и методика измерений, хорошо проверенные в более ранних работах [18, 19].

Тестовые образцы по топологии и технологии изготовления в основном соответствовали детекторам в ранее исследованных матрицах, но имели активную площадь, равную  $(1—4)E-4$  см<sup>2</sup>, и контактные площадки, созданные непосредственно к контактам диффузионного охранного кольца. На данном этапе специальное легирование приповерхностного слоя кремния для просветления границы силицид металла/кремний не применялось, а оптический резонатор на поверхности силицида металла настраивался на диапазон спектра 4,5—5,5 мкм. Никакие меры по термоизоляции детекторов от подложки не использовались.

### Методика измерений

Измерения зависимости интегральной чувствительности от длины волны проводились на оптико-криогенном стенде, включающем в свой состав монохроматор спектрометра ИКС-14А, набор оптических интерференционных фильтров изготовления ФГУП НПП ОП ГИПО, отсекающих рассеянное излучение монохроматора, криогенную систему (КС) с микрокриогенным охладителем типа МСМР-110Н-3,2/20 и усилитель У5-11 для прямых измерений фототока.

Тестовые образцы устанавливались в криостат КС и освещались потоком излучения от монохроматора с шириной щели 2 мм через лейкосапфировое или германиевое окно и соответствующий отсекающий охлаждаемый фильтр. Половинный плоский угол поля зрения на фон составлял не более 10 град. Оптический тракт криостата мог перекрываться холодной заслонкой при измерении темнового тока детектора. Падающая на образец плотность мощности ИК-излучения при разных длинах волн измерялась неселективным приемником — вакуумным термоэлементом типа ФТ-19 с учетом всех оптических элементов криостата. Фототок измерялся как разность токов детектора при наличии облучения от монохроматора и без него.

Интегральная чувствительность вычислялась путем деления значений фототока на мощность излучения, падающую на образец.

### Результаты и обсуждение

Термическая высота барьера  $\Psi_{th} \approx 0,21$  эВ определялась из наклона прямолинейного участка зависимости плотности темного тока, деленной на квадрат температуры детектора ( $T$ ), от  $1/T$  для образцов с толщиной слоя силицида 100 и 300 Å и при обратном смещении 5 В. Эти зависимости были аналогичны полученным ранее зависимостям для образцов с толщиной слоя силицида платины менее 100 Å.

На рис. 2 приведены вольт-амперные характеристики (ВАХ) обратного темного тока детекторов с толщиной слоя силицида платины 100 и 300 Å при температурах 80 и 12 К, соответственно.

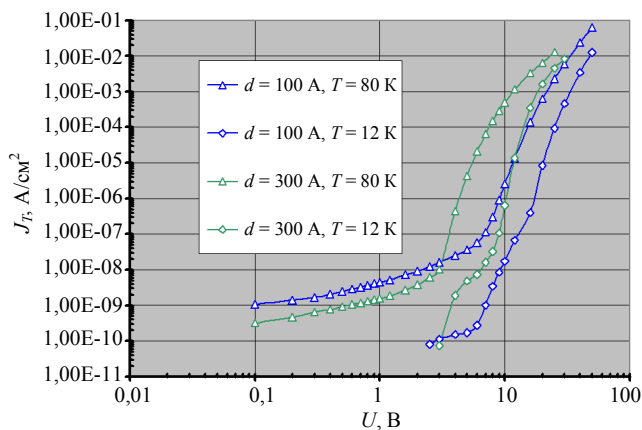


Рис. 2. ВАХ плотности обратного темного тока тестовых образцов детекторов с различной толщиной силицида платины при температурах 80 и 12 К

В детекторе с толщиной силицида 100 Å при температуре  $T = 80$  К до напряжений 3—5 В зависимости темного тока от напряжения типичны для PtSi/p-Si детекторов с коэффициентом неидеальности, близким к единице.

В детекторе с толщиной силицида 300 Å темновые токи были существенно меньше и при малом напряжении измерялись не очень надежно. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к быстрому нарастанию обратного тока как при температуре 80 К, так и при 12 К в обоих детекторах.

Так как концентрация бора в кремнии не превышала  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , можно полагать, что указанное нарастание тока связано, скорее, с лавинным умножением носителей тока в БШ, чем с туннелированием через барьер.

Спектральные зависимости монохроматической чувствительности ( $S(\lambda)$ ) детекторов с толщиной слоя силицида платины 100 и 300 Å при двух температурах приведены на рис. 3. При  $T = 80$  К

$S(\lambda)$  падает с ростом  $\lambda$  и имеет вид, типичный для квантовых детекторов с БШ PtSi/p-Si.

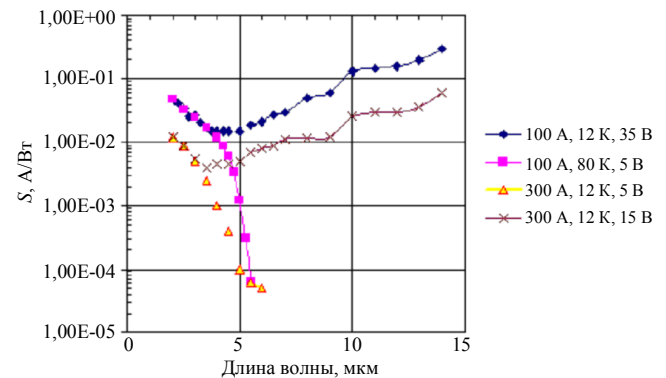


Рис. 3. Спектральная зависимость интегральной чувствительности детекторов с БШ силицид платины/кремний с разной толщиной силицида платины при разных температурах кристаллической решетки и напряжении смещения

Оптическая высота барьера, определенная по экстраполяции прямолинейных участков зависимости  $(\eta \cdot hv)^{1/2} = f(hv)$  до пересечения с осью абсцисс ( $\eta$  — внешняя квантовая эффективность,  $hv$  — энергия падающих квантов излучения), дает величину  $\Psi_{opt} \approx 0,23$  эВ, что согласуется с теорией [10].

При превышении длины волны 5,5 мкм интегральная чувствительность в обоих образцах детекторов становится, по крайней мере, меньше  $6 \cdot 10^{-5}$  А/Вт во всем рассматриваемом диапазоне длин волн. "Квантовый" механизм чувствительности детекторов перестает работать.

С понижением температуры зависимость  $S(\lambda)$  изменяется радикально, что особенно заметно при напряжениях 5—30 В. Для проведения измерений в одинаковых условиях брали температуру  $T = 12$  К, которая стабилизировалась указанным охладителем. Не меняясь качественно в диапазоне 2,0—5,0 мкм и достигая минимума примерно при 3,5—4 мкм, она далее с ростом длины волны  $S(\lambda)$  возрастает по закону, близкому к экспоненциальному, и при  $\lambda = 14$  мкм достигает значения 0,3 А/Вт. Такие значения  $S(\lambda)$  наблюдаются в детекторах с БШ PtSi/p-Si только в зоне "квантовой" чувствительности при  $\lambda = 2,0$  мкм, где они соответствуют  $\eta = 0,2$ . Появление минимума на спектральной зависимости интегральной чувствительности связано с тем, что в нее вносят вклад оба физических механизма образования тока сигнала, причем вклад "квантового" механизма с ростом длины волны уменьшается, а вклад рассматриваемого нового механизма — возрастает. С возрастанием толщины слоя силицида платины положение минимума сдвигается в сторону более коротких длин волн, а его глубина уменьшается.

Увеличение  $S(\lambda)$  с ростом  $\lambda$  при 12 К показывает, что фототок определяется поглощением излучения в слое силицида платины толщиной  $d$  с металлическим типом проводимости, при котором коэффициент поглощения  $k$  с ростом  $\lambda$  возрастает квадратично, а доля поглощенного излучения растет  $\sim [1 - \exp(-kd)]$  при не слишком малом произведении  $kd$ .

Оценка показывает, что в нашем случае последнее условие можно считать выполненным, по крайней мере, для  $d = 300 \text{ \AA}$ .

При  $\lambda > 5,5$  мкм наблюдалась сверхлинейная зависимость  $S(\lambda)$  от приложенного напряжения, особенно заметная при напряжениях, превышающих 6—8 В. Чтобы установить возможную причину этой нелинейности, в двойном логарифмическом масштабе была построена зависимость  $S(\lambda)$ , взятая при  $\lambda = 11$  мкм, от темнового тока. В пределах двух с половиной порядков изменения значений указанных величин эта зависимость имеет практически линейный характер с наклоном, близким к 4/3. Такой характер зависимости интегральной чувствительности от обратного тока, протекающего через БШ, можно понять, если принять во внимание, что фототок является частью общего тока термоэлектронной эмиссии из силицида металла и возникает при разогреве электронного газа, поглощаемого излучением. При этом (для низких напряжений) рост напряжения, как известно, приводит к понижению высоты БШ и, следовательно, росту доли горячих (с данной  $T_e$ ) носителей заряда с энергией, превышающей высоту барьера. При высоких напряжениях  $S$  возрастает существенно больше, что частично связано с лавинным умножением в слое объемного заряда БШ.

Итак, исследованные тестовые образцы детекторов при 12 К демонстрируют наличие чувствительности в широком спектральном диапазоне от 2 до 14 мкм, включающим одновременно оба диапазона прозрачности атмосферы и такие интересные участки длин волн, как зоны поглощения парами воды и углекислым газом.

### **Возможность повышения рабочей температуры детекторов**

Из вышеизложенного следует, что с увеличением температуры кристаллической решетки детектора его интегральная чувствительность при длинах волн с энергией квантов меньше, чем высота барьера, также должна увеличиваться. К такому же выводу можно прийти из теоретических соображений, если принять во внимание, что в пределах справедливости закона Ричардсона зависимости ТТЭ как от температуры решетки, так и от температуры электронного газа описываются оди-

наковыми выражениями, не имеющими экстремумов по соответствующим температурам [14]. На это указывают также оценки значений пороговой температуры электронного газа, требуемой для получения отношения сигнал/шум детектора, равного единице, при разных температурах решетки [14].

Эти оценки показывают, что чем выше температура решетки, тем меньше требуется нагреть электронный газ для получения отношения сигнал/шум, равного единице, и обеспечить меньшую пороговую мощность регистрируемого излучения.

Однако два фактора ограничивают повышение рабочей температуры детекторов.

Во-первых, при повышении температуры происходит уменьшение времени передачи энергии от системы горячего электронного газа фононам. При этом горячие электроны могут передавать энергию фононам раньше, чем давать вклад в фототок, и физический механизм, на котором основано действие HEGED, перестанет работать. Определенное влияние на уменьшение времени "остывания" электронного газа могут также оказать примеси и дефекты слоя силицида металла, поэтому оптимизация степени чистоты и совершенства кристаллической структуры этого слоя должна играть важную роль.

На данном этапе исследований прежде всего ставилась задача обнаружения эффекта, на основе которого могут работать HEGED. Для этого использовались заведомо более низкие температуры, чем следовало из теории. Кроме того, в наших структурах детекторов предпринимались лишь ограниченные специальные меры, оптимизирующие качество слоя силицида платины, и поэтому чувствительность за пределами 5,5 мкм не регистрировалась при температуре  $T > 30$  К.

Во-вторых, кроме излучения, создающего фототок сигнала, при наличии фона существует фоновый фототок. В результате шум, определяемый флуктуациями этого тока, зависит от интегральной чувствительности детектора. При соблюдении условий действия физического механизма HEGED представляется разумным верхний предел рабочей температуры детектора  $T^*$  определять из условия равенства темнового тока и фонового фототока детектора.

Для многоэлементных детекторов, использующих режим накопления, необходимо также, чтобы сумма темнового и фонового токов не приводила к переполнению электронами накапливающего элемента детектора за отведенное время накопления. Для таких детекторов оптимальная рабочая температура может оказаться (и оказывается в ряде случаев) ниже  $T^*$ .

Так как оба указанных фактора действуют совместно и в разных направлениях, зависимость  $S(T)$  при заданных напряжении и уровне фоновой засветки должна иметь максимум. Наличие этого максимума на экспериментальной кривой, по-видимому, может послужить еще одним методом проверки работы указанных детекторов в режиме HEGED.

### Заключение

Экспериментальные исследования тестовых структур детекторов с барьером Шоттки из PtSi/ $p$ -Si подтвердили сделанные ранее теоретические оценки, из которых следовало, что на основе барьеров Шоттки могут быть созданы ИК-детекторы нового типа, чувствительные к излучению с энергией квантов меньшей, чем высота потенциально-го барьера.

Спектральные измерения чувствительности, выполненные в диапазоне 2—14 мкм, показали, что детекторы этого типа имеют чувствительность до 14 мкм и, согласно теории, могут работать в длинноволновом, а, возможно, и в сверхдлинноволновом ИК-диапазоне, и в субмиллиметровом [20, 21] диапазоне спектра электромагнитного излучения. Интегральная чувствительность детекторов этого типа возрастает с ростом длины волны, и при обратных напряжениях 10—30 В и температуре 12 К ее значения достигают 0,2—0,3 А/Вт на длине волны 14 мкм при толщине слоя силицида платины не более 300 Å. Физический механизм работы детекторов допускает повышение их рабочей температуры до значений 70—100 К при совершенствовании технологии создания слоя силицида металла. В настоящее время прорабатываются пути создания фотоприемных матриц с указанными детекторами.

### Литература

1. Kosonocky W. F., Erhardt H. G., Meray G., Shallcross F. V., Elabd H., Cantella M. Y., Klein Y., Skolnik L. H., Capone B. R., Taylor R. W., Ewig W., Shepherd F. D., Roosild S. A. Advances in Platinum Silicide Schottky-Barrier IR-CCD Image Sensors// Proc. SPIE. 1980. V. 225. P. 69.
2. Villani T. S., Kosonocky W. F., Shallcross F. V., Groppe J. V., Meray G. M., O'Neil J. J., Esposito B. J. Construction and performance of 320×244 — element IR CCD imager with PtSi Schottky-barrier detectors// Ibid. 1989. V. 1107. P. 9—21.
3. Lin T. L., Park Y. S., George T., Jones E. V., Fathauer R. V., Maserjian J. Long-wavelength PtSi infrared detectors fabricated by incorporating a  $p^+$  doping spike grown by molecular beam epitaxy// Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. No. 25. P. 3318—3320.
4. Бойцов С. К., Иванов В. Г., Моисеев Ю. И. и др. Матричный ФППЗ на основе фотодиодов с барьерами Шоттки из

PtSi/Si с числом элементов 256×256: Тез. докл. IV конф. "Приборы с зарядовой связью и системы на их основе" — ПЗС-92. — М., 1992. С. 45.

5. Tsaur B.-Y., Chen C. K., Nechay B. A. IrSi Schottky-Barrier Infrared Detectors with Wavelength Response Beyond 12 mkm// IEEE Electron Device Lett. 1990. V. 11. No. 9. P. 415—417.

6. Tsaur B.-Y., Chen C. K., Marino S. A. Heterojunction  $Ge_xSi_{1-x}/Si$  infrared detectors and focal plane arrays// Optical Eng. 1994. V. 33. No. 1. P. 72—78.

7. Lin T. L., Park Y. S., Yones E. W., Del Castillo H. M., George T., Ganapala S. D. Long-wavelength stracked  $Si_{1-x}Ge_x/Si$  heterojunction internal photoemission infrared detectors// Ibid. No. 3. P. 718.

8. Andrews Jr. J. M., Morgan R. R., Sze S. M. Schottky barrier diode contacts// US Pat. 3964084 on 15.06.1976; Shannon J. M., Beale J. R. A., Making Schottky barrier devices// Ibid. No. 4045248 on 30.08.1977.

9. Kosonocky W. F., Elabd H. Schottky-barrier diode radiant energy detector with extended longer wavelength response// Ibid. No. 4544939 on 01.10.1985.

10. Зу С. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984.

11. Рогольский А. Инфракрасные детекторы. — Новосибирск: Наука, 2003. С. 81—157.

12. Овсяук В. Н., Курьшиев Г. Л., Сидоров Ю. Г. Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона. — Новосибирск: Наука, 2001.

13. Murguia Y. E., Tedrow P. K., Shepherd F. D., Leahy D., Weeks M. M. Performance Analysis of a Thermionic Thermal Detector at 400, 300, and 200 K// Proc. SPIE. 1999. V. 3698. P. 361—375.

14. Иванов В. Г., Иванов Г. В., Каменев А. А. Многоэлементные ИК-приемники на основе барьеров Шоттки, чувствительные к излучению с энергией квантов меньше высоты потенциального барьера// Оптический журнал. 2008. № 8. С. 53—59.

15. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. — М.: Мир, 1966.

16. Karasik B. S., McGrath W. R., Gershenson M. E., Sergeev A. V. Hot-electron direct detectors: feasibility of NEP  $\approx 10^{-20}$  W/ $\sqrt{Hz}$  at submillimeter waves// J. Appl. Phys. 2000. V. 87. P. 7856.

17. Il'in K. S., Ptitsina N. G., Sergeev A. V., Goltsman G. N., Gershenson M. E., Karasik B. S., Pechen E. V., Krasnosvobodsev S. I. Interrelation of resistivity and inelastic electron-phonon scattering rate in impure NbC films// Phys. Rev. 1998. V. B57. P. 15623.

18. Арутюнов В. А., Богатыренко Н. Г., Иванов В. Г., Прокофьев А. Е. Испытания матричной тепловизионной камеры диапазона 1,2—5,5 мкм на базе кремниевых ИК ПЗС с барьерами Шоттки в условиях мониторинга городских сюжетов// Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 12. С. 60—63.

19. Арутюнов В. А., Богатыренко Н. Г., Иванов В. Г., Прокофьев А. Е. Инфракрасные матричные фотоприемники для комплексной автоматической аппаратуры слежения и наведения// Проблемы транспорта. 2000. № 3. С. 223—235.

20. Иванов В. Г., Иванов Г. В. Фотоприемная матрица детекторов на основе барьеров Шоттки с чувствительностью в субмиллиметровом диапазоне длин волн: Пат. 2304826 Российской Федерации от 20.03.2006

21. Иванов В. Г., Иванов Г. В., Каменев А. А. Способ увеличения граничной длины волны ИК-детектора с барьером Шоттки, ИК-детектор и фотоприемная матрица, чувствительная к ИК-излучению: Пат. 2335823 Российской Федерации от 23.10.2006.

## SB IR detectors with sensitivity in region, where quantum energy is less than the barrier height

*V. G. Ivanov, G. V. Ivanov, A. A. Kamenev*

Research Center of the 4-th Central Research Institute of the RF Navy,  
41 Zhanovskaya, St.-Petersburg, Russia  
E-mail: [vivanovg@gmail.com](mailto:vivanovg@gmail.com)

*V. A. Arutyunov, R. M. Stepanov, V. I. Panasenkov*

Electron Central Research Institute,  
68 Torez av., 194223, St.-Petersburg, Russia

*The physical mechanism of operation, design and experimental investigation results of new tape IR detectors based on the hot electrons gas emission (Hot Electrons Gas Emission Detectors — HEGED) is considered. In such detectors the effect of change of a thermionic emission current in a semiconductor diode with a Schottky barrier (SB) is used by direct transfer of energy of the absorbed radiation to the system of electronic gas in quasimetallic layer of a barrier. The opportunity to detect the radiation with quantum energy less, than the height of Schottky diode potential barrier, and to obtain a substantial growth of a cutoff wavelength of the PtSi/Si detector were demonstrated.*

PACS: 85.60.-q

*Keywords:* detector, electromagnetic radiation, thermal electron emission, Schottky barrier.

Bibliography — 21 references.

*Received 13 May 2009*

\* \* \*