

## ОПТИЧНІ, ОПТОЕЛЕКТРОННІ І РАДІАЦІЙНІ СЕНСОРИ

## OPTICAL, OPTOELECTRONIC AND RADIATION SENSORS

УДК 681.586, 537.32

### ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ОБНАРУЖИТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТЕПЛОВЫХ И ФОТОННЫХ ПРИЕМНИКОВ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Ф. Ф. Сизов , А. В. Шевчик-Шекера*

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, пр. Науки 41, 03028, Киев-28, Украина, тел./факс: 525-18-10, e-mail: shevchik\_anya@mail.ru

### ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ОБНАРУЖИТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТЕПЛОВЫХ И ФОТОННЫХ ПРИЕМНИКОВ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Ф. Ф. Сизов , А. В. Шевчик-Шекера*

**Аннотация.** Обсуждены возможные предельные значения обнаружительной способности ( $D^*$ ) фотонных и тепловых приемников инфракрасного (ИК) излучения и проведено сравнение с экспериментальными данными. В тепловых приемниках излучения (ПИ) энергия падающих на них фотонов, распределяется по степеням свободы решетки (или электронов), преобразуется в теплоту (или разогревает электроны) и реакция ПИ обусловлена повышением температуры или самого чувствительного элемента или электронов в нем, что приводит к изменению измеряемых его физических свойств. В идеальном случае тепловые ПИ неселективные. В фотонных ПИ поглощаемые фотоны, взаимодействуя с электронами ПИ, переводят их в состояния с другой энергией, что приводит к изменению измеряемых электрических характеристик ПИ. Вследствие таких процессов перевода электронов из одного состояния в другое, квантовые ПИ являются селективными ПИ и имеют длинноволновую границу фоточувствительности.

Рассмотрены возможности использования различных типов ПИ в разных спектральных диапазонах с учетом их физических свойств, характеристик и условий применения.

**Ключевые слова:** тепловые и фотонные ПИ, обнаружительная способность.

### ГРАНИЧНІ ЗНАЧЕННЯ ВИЯВЛЮВАЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ ТЕПЛОВИХ ТА ФОТОННИХ ПРИЙМАЧІВ ІНФРАЧЕРВОНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

*Ф. Ф. Сизов , А. В. Шевчик-Шекера*

**Анотація.** Обговорено можливі граничні значення виявлювальної здатності ( $D^*$ ) фотонних та теплових приймачів інфрачервоного (ІЧ) випромінювання та проведено порівняння з експериментальними даними. У теплових приймачах випромінювання (ПВ) енергія падаючих на них фотонів, розподіляється за степенями свободи решітки (або електронів), перетворюється в теплоту (або розігріває електрони) і реакція ПВ обумовлена підвищенням температури або чутливого елемента або електронів в ньому, що призводить до зміни його

фізичних станів. В ідеальному випадку теплові ПВ неселективні. В фотонних ПВ фотони, що поглинаються, взаємодіючи з електронами ПВ, переводять їх в стан з іншою енергією, що призводить до зміни електричних характеристик ПВ. Як наслідок таких процесів переходу електронів із одного стану в інший, квантові ПВ є селективними і мають довгохвильову границю фоточутливості.

Розглянуті можливості використання різних типів ПВ в різних спектральних діапазонах із врахуванням їх фізичних властивостей, характеристик та умов експлуатації.

**Ключові слова:** тепловий та фотонний ПВ, виявлювальна здатність.

## ULTIMATE DETECTIVITY THERMAL AND QUANTUM INFRARED DETECTORS

*F. F. Sizov, A. V. Shevchik-Sheker*

**Abstract.** The calculated ultimate detectivity ( $D^*$ ) thermal and quantum infrared (IR) detectors are discussed and comparison with experimental data. In thermal detectors energy of photons falling on them, is distributed on degrees of freedom of a lattice (or electrons), will be transformed to heat (or warms up electrons), and reaction detectors is caused by rise in temperature or the most sensitive element or electrons in it, that leads to change of its measured physical properties. In an ideal case thermal detectors not selective. In photon detectors absorbed photons, cooperating with electrons of the detector, translate them in conditions from another energy, which leads to change of measured detectors electric characteristics. Because of translation process of electrons from one condition to another, quantum detectors are selective detectors and have long-wave border of photosensitivity.

The questions of use of various types of detectors in different spectral ranges in view of their physical properties, characteristics and conditions of application are considered.

**Keywords:** thermal and quantum detectors, detectivity.

### Введение

Развитие систем технического зрения, в спектральных областях, где глаз человека нечувствителен к излучению, обусловило быстрые темпы развития приемников ИК, мм и суб-мм излучения и изучение их характеристик. В зависимости от физических процессов, возникающих под воздействием электромагнитного излучения, ПИ подразделяют на основные два вида — тепловые и фотонные. Учитывая большое разнообразие существующих ПИ, важным является параметр, которым может быть охарактеризован каждый из таких ПИ. Одним из таких параметров является обнаружительная способность приемников излучения, которая определяется обратной величиной среднеквадратичной мощности светового сигнала, что на выходе выдает сигнал, равный шуму для фотоприемника единичной площади и в единичной ширине полосы пропускания [1]

$$D^* = \frac{1}{W_{\text{пор}}} = \frac{\sqrt{A \cdot \Delta f}}{\text{NEP}}. \quad (1)$$

Размерность  $[D^*] = [\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} / \text{Вт}] = [\text{Джонс}]$ .

Величина шумовой составляющей приемника, определяет его качество. Фундаментальными факторами, которые определяют граничные значения  $D^*$  для фотонных и тепловых ПИ чувствительных в ИК, мм и суб-мм диапазонах, являются флуктуации фонового излучения [2,3]. ПИ, ограниченные в основном флуктуациями плотности потока фотонов фонового излучения или флуктуациями потока его мощности, называют работающими в BLIP (background limited infrared performance) режиме. В монографиях [2-4], освещены многие вопросы, связанные с расчетом граничных значений  $D^*$  ИК ПИ. В частности, в [3,4], рассмотрены характеристики многих современных ИК ПИ в сравнении с их возможными предельными характеристиками. Однако, в них практически не обсуждаются вопросы использования различных типов ПИ в разных спектральных диапазонах с учетом их физических свойств, характеристик и условий применения, что частично авторы постарались отметить в данной статье.

При сравнении параметров тепловых и фотонных ИК приемников внимание было

уделено спектральным областям их применения и времени отклика ПИ. Для большинства тепловых неохлаждаемых или слабоохлаждаемых ПИ, изменение свойств которых связано с изменением температуры решетки, скорость их срабатывания является относительно малой, она определяется тепловой постоянной времени и для комнатных и умеренных криогенных температур составляет  $\tau \approx (10^{-3} - 10^{-1})$  с. Фотонные фотоприемники, чаще всего характеризуются большой скоростью фотоответа, их постоянные времени находятся в пределах  $\tau \approx (10^{-4} - 10^{-10})$ . Сверхпроводящие тепловые ПИ (болонметры) на основе разогрева электронов излучением, являются быстродействующими  $\tau \approx (10^{-9} - 10^{-10})$ , если отвод тепла в них обусловлен фононным механизмом рассеяния электронов.

### Фотонные ПИ

Шумовой ток  $I_{ш}$ , возникающий, например, при прохождении носителями заряда через потенциальный барьер (р-п-переход, барьер Шоттки и др.), определяется формулой Шоттки и является одним из основных видов шумов в приемниках излучения. Этот вид шума описывается статистикой Пуассона, а выражение его определяющее, имеет вид [5]

$$\langle I_{ш}^2 \rangle = 2 \cdot q \cdot I \cdot \Delta f, \quad (2)$$

где  $I$  — среднее значение тока через ПИ,  $\Delta f$  — полоса пропускания электронного тракта,  $q$  — заряд электрона.

Плотность фотонного шума, также описывается статистикой Пуассона. Выражение для шумового напряжения, возникающее в фотонном ПИ, имеет вид [4]

$$U_I = 2 \cdot q \cdot (I_c + I_{фон}) = 2 \cdot q^2 \cdot \eta \cdot \left( \frac{W_c}{h \cdot \nu} + \frac{W_{фон}}{h \cdot \nu} \right), \quad (3)$$

где  $I_c$  — плотность сигнального тока, возбуждаемого плотностью мощности потока излучения поступающего от сигнала  $W_c$ ,  $I_{фон}$  — плотность сигнального тока, возбуждаемого плотностью мощности потока излучения поступающего от фона  $W_{фон}$ ,  $\eta$  — квантовая эффективность приемника излучения.

Предельные параметры фотонных приемников излучения определяются шумами, обусловленными флуктуациями потока фотонов.

Тогда среднеквадратичное значение плот-

ности шумового тока, при учете флуктуаций плотности мощности в фоновом потоке излучения, которые в ИК области спектра являются преобладающими, равно

$$\begin{aligned} \langle I_{ш}^2 \rangle &= U_I \cdot \Delta f = 2 \cdot q \cdot I_{фон} \cdot \Delta f = \\ &= 2 \cdot q^2 \cdot \eta \cdot N_{\lambda,T} \cdot A_d \cdot \Delta f = \\ &= 2 \cdot q^2 \cdot \eta \cdot \frac{W(\lambda,T)}{h\nu} \cdot A_d \cdot \Delta f, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $N_{\lambda,T}$  — плотность потока фотонов,  $W_{\lambda,T}$  — плотность мощности потока излучения.

Используя выражение (4), можно вычислить шумовой ток фотодиода площадью  $A_d$  вызванный флуктуациями потока фотонов, падающего на приемник излучения. Значение шумового тока пропорционально корню квадратному из площади фотодиода  $A_d$  и корню квадратному из ширины полосы пропускания частот  $\Delta f$ , на которых производятся измерения. Квантовая эффективность  $\eta$  является спектрально зависимой величиной.

Для эквивалентной шуму мощности для квантового ПИ при освещении фоновым излучением с температурой  $T_b$  и при условии выполнения статистики Пуассона ( $T_b \geq 300K$ ,  $\lambda \leq 25 \mu\text{км}$ ) следует выражение для эквивалентной шуму мощности (NEP)

$$NEP = \frac{I_{ш}}{S_I} = \frac{(\langle I_{ш}^2 \rangle)^{1/2}}{S_I} = \sqrt{\frac{2 \cdot h\nu}{\eta}} \cdot W_{\lambda,T} \cdot \sqrt{A \cdot \Delta f}. \quad (5)$$

Приведенные формулы справедливы для монохроматического излучения. Если рассматривать некоторый спектральный диапазон для излучения абсолютно черного тела (АЧТ) в спектральной области чувствительности приемника излучения, то тогда вместо  $N_{\lambda,T}$  или  $W_{\lambda,T}$  необходимо использовать их интегральные значения

$$N'_{T,\lambda} = \frac{\Omega_i}{\pi} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 \cdot \pi \cdot c}{\lambda^4 \cdot \left[ \exp\left(\frac{hc}{k_B T_b \cdot \lambda}\right) - 1 \right]} \cdot d\lambda, \quad (6)$$

$$W'_{T,\lambda} = \frac{\Omega_i}{\pi} \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5 \cdot \left[ \exp\left(\frac{hc}{k_B T_b \cdot \lambda}\right) - 1 \right]} \cdot d\lambda, \quad (7)$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  — область спектральной чувствительности ПИ, мкм;  $\Omega_i = \pi \cdot \sin^2(\theta_i/2)$  — телесный угол, ср,  $\theta_i$  — плоский угол поля зрения ПИ.

При подстановке в (1) выражения (5), получим  $D^*$  для VLIP фотодиодов

$$D_{\lambda,T}^*(BLIP) = \sqrt{\frac{\eta}{2 \cdot h\nu \cdot W'_{\lambda,T}}} = \frac{\lambda}{hc} \cdot \sqrt{\frac{\eta}{2 \cdot N'(\lambda, T_b)}}, \quad (8)$$

где  $W'_{\lambda,T}$  и  $N'_{\lambda,T}$  – значения, полученные из (6) и (7).

Для фоторезисторов, вследствие наличия дополнительного шума, по сравнению с фотодиодами, связанного с процессами генерации и рекомбинации носителей заряда, обнаружительная способность в  $\sqrt{2}$  раза ниже и составляет

$$D_{\lambda,T}^*(BLIP) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\eta}{h\nu \cdot W'_{\lambda,T}}} = \frac{\lambda}{2hc} \cdot \sqrt{\frac{\eta}{N'(\lambda, T_b)}}. \quad (9)$$

### Тепловые ПИ

Предельные параметры функционирования тепловых ПИ обусловлены флуктуациями температуры тела теплового ПИ вследствие радиационного обмена. Тогда шум, обусловленный флуктуациями температуры детектора излучения, определяется флуктуациями мощности падающего фонового излучения.

Средний квадрат флуктуаций температуры ПИ определяется как его температурой, так и теплоемкостью [6]

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \frac{k_B \cdot T^2}{C}, \quad (10)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $C$  и  $T$  – теплоемкость и температура ПИ соответственно.

Средний квадрат флуктуаций температуры ПИ от поступающего во всей спектральной области излучения с учетом теплопроводности  $G$  ПИ [3]

$$\langle \Delta T^2 \rangle = \int_0^{\Delta f} \frac{\langle W^2 \rangle \cdot df}{G^2 + \omega^2 \cdot C^2} = \frac{W^2}{4 \cdot G \cdot C}. \quad (11)$$

Из сравнения (10) и (11), следует выражение для среднеквадратической флуктуации мощности  $\langle W^2 \rangle$  падающей на тепловой ПИ в полосе частот  $\Delta f$

$$\langle W^2 \rangle = 4k_B \cdot G \cdot T^2 \cdot \Delta f. \quad (12)$$

Так как в выражение (12) не входит теплоемкость  $C$ , то из этого следует, что ограниченные только флуктуациями температуры (вследствие флуктуаций мощности падающего излучения) предельные параметры тепловых приемников излучения не зависят от материала приемника.

NEP определяется из условия, когда среднеквадратичное значение мощности внешнего сигнала равно среднеквадратичному значению

мощности теплового шума. Для теплового приемника излучения с чувствительной площадью  $A_d$ , находящегося в равновесии с окружающей средой, полный поток излучения от него определяется законом Стефана-Больцмана

$$W = A_d \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4, \quad (13)$$

где  $\varepsilon$  – излучательная способность материала ПИ.

При радиационном теплоотводе теплопроводность, обусловленная излучательным механизмом, тогда принимает вид

$$G_r = \frac{\partial W}{\partial T} = 4A_d \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^3. \quad (14)$$

При только радиационном теплоотводе теплопроводность  $G_r = 1,58 \cdot 10^{-8}$  Вт/К (площадка  $A_d = (50 \times 50) \mu\text{м}^2$ ), а тепловое сопротивление  $R_r = 1/G_r = 6,33 \cdot 10^7$  К/Вт. Значения  $G$  реальных микроболометров намного больше и с учетом потоков тепла по микроконтактам составляют  $G \cong 10^{-7}$  Вт/К [4].

Из уравнений (14) и (13), следует выражение для мощности эквивалентной шуму для идеального теплового ПИ

$$\varepsilon \cdot \text{NEP} = W = \sqrt{16 \cdot A_d \cdot k_B \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^5 \cdot \Delta f}, \quad (15)$$

$$\text{NEP} = \left( \frac{16 \sigma k_B T^5}{\varepsilon} \right)^{1/2} \cdot \sqrt{A_d} \cdot \sqrt{\Delta f}. \quad (16)$$

Из (1) и (16), следует выражение для обнаружительной способности идеального теплового ПИ, находящегося в равновесии с окружающей средой

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \cdot \Delta f}}{\text{NEP}} = \left( \frac{\varepsilon}{16 \sigma \cdot k_B \cdot T^5} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

При  $T = T_d = T_b = 300\text{K}$ , где  $T_d$  – температура ПИ, предельное значение  $D^* = 1,813 \cdot 10^{10}$  см $\cdot\sqrt{\text{Гц}}$ /Вт. Экспериментальные значения  $D^*$  в тепловых ПИ обычно на порядок ниже в связи с  $G \gg G_r$ .

Для случая, когда тепловой ПИ, ограниченный только радиационным теплообменом и не находится в равновесии с окружающей средой, выражение для обнаружительной способности принимает вид [3]

$$D^* = \left[ \frac{\varepsilon}{8k_B \cdot \sigma \cdot (T_d^5 + T_b^5)} \right]^{1/2}, \quad (18)$$

где  $T_d$  – температура теплового ПИ. Анализ этой формулы показывает, что значение  $D^*$

может быть значительно повышено при одно-  
временном уменьшении  $T_d$  и  $T_b$ .

### Обсуждения

Фундаментальные ограничения характеристик большинства ПИ ИК, мм и суб-мм диапазонов спектра определяются флуктуациями фонового излучения.

Понижение уровня фоновых шумов фотонных ПИ достигается применением охлаждаемых диафрагм, ограничивающих угол зрения приемников излучения или используемых при понижении температуры фона, отсекающих фильтров.

В связи с тем, что квантовые ПИ имеют длинноволновую границу фоточувствительности, обусловленной граничной энергией фотонов, возбуждающих электроны из связанных состояний, в состояния, где они участвуют в проводимости, для определения возможностей их использования в качестве эффективных ПИ, в особенности в длинноволновых участках спектра, является необходимость превышения темпа генерации носителей заряда при оптическом возбуждении  $g$  над темпом их термогенерации  $g_{th}$

$$g = \alpha \cdot \eta \cdot N_{\lambda,T} > g_{th} = n_{th} / \tau, \quad (19)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения,  $\eta$  – квантовая эффективность;  $N_{\lambda,T}$  – плотность потока фотонов,  $n_{th}$  и  $\tau$  – концентрация и время жизни термогенерированных носителей заряда.

Для температуры фона  $T_b \cong 300 K$  и области спектра  $\lambda_0 = 300$  мкм при большой ширине спектра  $\Delta\lambda \cong 40$  мкм  $N_{\lambda,T} \cong 5,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . При  $\alpha \cdot d \approx 1$ , где  $d$  – толщина ПИ, для определения качества ПИ излучения можно ввести нормализованный темп генерации [7,8]

$$G_{th} = n_{th} / \alpha \cdot \tau. \quad (20)$$

Даже при высоких значениях  $\alpha \approx 10^3 \text{ см}^{-1}$ , вообще-то не характерных для примесных ПИ Ge:X; Si:Y, которые могут функционировать при  $\lambda \approx 100-200$  мкм, величина  $g = \alpha \cdot \eta \cdot N_{\lambda,T} \approx 10^3 \cdot 0,5 \cdot 5,5 \cdot 10^{15} \approx 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ , а темп термогенерации  $g_{th} \cong \frac{10^{10} \text{ см}^{-3}}{10^{-9} \div 10^{-10} \text{ с}} \cong 10^{19} \div 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для типичного узкощелевого полупроводника  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с  $x \leq 0,18$ , где при  $T = 20 K$   $E_g \cong 0,027 \text{ эВ}$  и  $\lambda_0 \geq 46$  мкм, собственная концентрация носителей заряда  $N_i \cong 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,

а  $\tau \leq 10^{-9} \text{ с}$ . Из этого следует, что  $g_{th} \gg g$  и функционирование квантовых ПИ при  $\lambda \geq 300$  мкм практически является невозможным. При понижении температуры ПИ от  $T = 20K$   $N_i$  будет быстро уменьшаться, однако из-за наличия остаточных примесей концентрация носителей заряда остается на уровне  $N \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$  даже для очищенных кристаллов Ge. В  $\text{HgCdTe}$   $N \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и вклад оптически генерированных носителей заряда в этой области спектра будет мал по сравнению с вкладом остаточных носителей заряда и их собственной концентрации или концентрации электронов при их термической ионизации с примесных уровней. Поэтому, известный на сегодня самый длинноволновой квантовый ПИ, функционирующий при  $T \approx 4K$  (Ge:Ga) имеет длинноволновую границу фоточувствительности  $\lambda_{cp} \cong 220$  мкм [9], а для ПИ на основе  $\text{HgCdTe}$  при  $T \approx 4 K$   $\lambda_{cp} \cong 48$  мкм [4].

Как следствие, в мм и суб-мм (ТГц) диапазоне длин волн находят применение только тепловые ПИ (включая сверхпроводящие ПИ разных типов). Требование выполнения условия (19) означает для квантовых ПИ понижение их температуры от 300 К при  $\lambda_{cp} \geq 2,5$  мкм.

Из (18) видно, что достичь повышения предельных значений  $D^*$  тепловых приемников можно за счет уменьшения температуры окружающей среды и температуры самого ПИ. На рис.1 приведены зависимости обнаружительной способности идеального теплового приемника для некоторых значений его температуры  $T_d$  и температуры фона  $T_b$ . Из рисунка видно, что при охлаждении тепловых ПИ ( $T_d$ ) и окружающей среды ( $T_b$ ) до температур  $T \leq 3 K$  (например, в космическом пространстве) их  $D^*$  резко увеличивается (на 5 порядков). При низком  $T_b$  и холодной диафрагме эти ПИ могут иметь чрезвычайно высокие значения  $D^*$ , часто не достигаемые фотонными ПИ.

Использование спектральных охлаждаемых (до 77 К) тепловых ПИ и фильтров для спектральных диапазонов 3-5 мкм, 8-12 мкм увеличивает предельные значения  $D^*$ . Так, на рис. 2 показано изменение предельного значения  $D^*$  для теплового ПИ при условии его охлаждения и использовании охлаждаемого фильтра в спектральном диапазоне 3-5 мкм ( $D_1^* = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \sqrt{G\eta} / \text{Вт}$ ,  $T_b = 300 K$ ) и для диапазона 8-12 мкм ( $D_2^* = 4,5 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \sqrt{G\eta} / \text{Вт}$ ,  $T_b = 300K$ ). Для неохлаждаемого теплового ПИ без фильтра предельные значения  $D_3^* = 1,813 \cdot 10^{10} \text{ см} \cdot \sqrt{G\eta} / \text{Вт}$ .

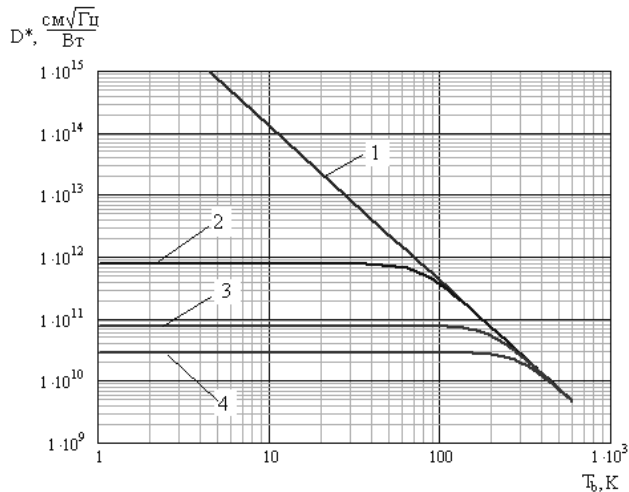


Рис. 1. Зависимость обнаружительной способности идеального теплового приемника для нескольких фиксированных значений его температуры  $T_d$  (1–0 К, 2–77 К, 3–195 К, 4–290 К) и температуры фона  $T_b$ , в условиях только радиационного теплообмена. Поле зрения  $FOV = 2\pi$ , и коэффициент серости  $\varepsilon = 1$ .

Различного рода тепловые ПИ на основе сверхпроводящих структур при низких и сверхнизких температурах  $T \leq 1K$  как ПИ, так и фона, позволяют достигать очень низких значений  $NEP \approx 10^{-16} \div 10^{-18} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$  (высоких значений  $D^* \approx 1/NEP$ ), близких к квантовому пределу  $h \cdot \nu / k_B$ . Однако многие из них (например, структуры СИС (сверхпроводник-изолятор-сверхпроводник)) могут функционировать лишь при  $\lambda_{sp} \geq 300 \text{ мкм}$  и их  $NEP$ , а значит и  $D^*$  являются спектрально зависимыми [12] в отличие от зависимостей  $D^*$  показанных на рис.2 для идеальных тепловых ПИ. Ограничения спектрального диапазона СИС ПИ излучения обусловлены как наличием щели в электронном спектре, так и наличием конечной емкости в структурах. Поэтому, для области спектра  $\lambda_{sp} \leq 300 \text{ мкм}$  предпочтительным является использование различного типа болометров, включая сверхпроводящие болометры на горячих электронах (см., напр., [13]), не обладающие такими недостатками.

Для квантовых ПИ всегда наблюдается характерная для них спектральная зависимость  $D^*(\lambda)$ , имеющая максимум вблизи длин волн излучения, соответствующих ширине запрещенной зоны ПИ или энергии ионизации примесей, и спадающая в коротковолновую область из-за уменьшения числа квантов в падающем излучении, в отличие от  $D^*(\lambda) = \text{const}$  для идеальных тепловых ПИ.

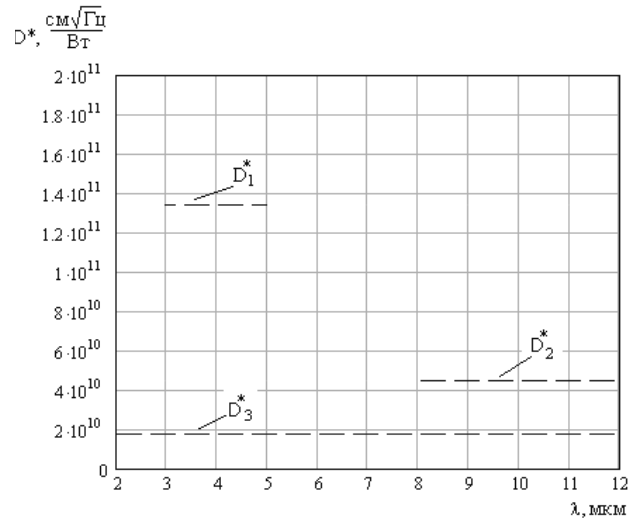


Рис. 2. Обнаружительная способность идеального теплового ПИ для случаев:  $D_1^*$  – используется охлаждаемый ( $T=78 \text{ К}$ ) приемник и охлаждаемый фильтр на область спектра 3–5 мкм;  $D_2^*$  – те же условия, но охлаждаемый фильтр на область спектра 8–12 мкм;  $D_3^*$  – тепловой ПИ без охлаждения и без фильтра.

Значения  $D^*$  идеальных тепловых ПИ являются спектрально независимыми. В действительности же, чувствительность и  $D^*$  реальных тепловых ПИ, как правило, являются спектрально зависимыми величинами, что обусловлено, например, зависимостью  $\varepsilon(\lambda)$ . Однако, возможны и другие причины. Например, для увеличения доли поглощаемого излучения (при сохранении низких значений  $G$  в тонких чувствительных слоях микроболометров) тонкие чувствительные слои микроболометров располагают над резонаторной полостью (толщина  $d \approx \lambda/4$ ) (рис.3). Это приводит к тому, что чувствительность таких структур, является спектрально зависимой и их применение в других участках спектра является неэффективным.

Низкие значения  $NEP$ , характерные для охлаждаемых до низких температур тепловых ПИ, работающих в мм и суб-мм диапазоне длин волн, реализуются для квантовых ПИ с предельными характеристиками для области значительно более коротких длин волн ( $\lambda_{sp} \approx 11 \text{ мкм}$ ) функционирующих при относительно высоких температурах ( $T=78 \text{ К}$ ). Так, для фотодиодного ПИ на основе  $\text{HgCdTe}$  с временной задержкой и накоплением, функционирующего в VLIP режиме,  $D^* \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \sqrt{\text{Гц}} / \text{Вт}$  [15], для площади чувствительного элемента  $A_d = 30 \times 30 \text{ мкм}^2$  и соответствующая ему  $NEP \approx 1,5 \cdot 10^{-15} \text{ Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$ . Однако подобные фотодиодные ПИ функцио-

нируют при  $\lambda_{cp} \geq 20 \text{ мкм}$  при любых температурах криостатирования.

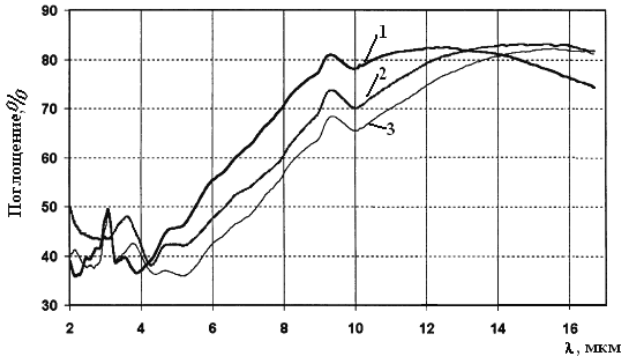


Рис. 3. Спектры поглощения микроболметра из аморфного кремния для различных толщин резонансной полости. Толщина резонансной полости: 1 – 1,9 мкм, 2 – 2,3 мкм, 3 – 2,5 мкм [14].

### Время ответа ПИ

При выборе приемника ИК-излучения, важным является такой параметр, как быстродействие детекторов ( $\tau$  – время отклика). Тепловые ПИ при  $T \geq 78 \text{ К}$  обладают значительно большей инерционностью по сравнению с фотонными ПИ, что связано со скоростью отвода тепла от их чувствительных площадок ( $\tau = C/G$ , где  $C$  – теплоемкость материала [Дж/К],  $G$  – теплопроводность [Вт/К]). При  $T=300 \text{ К}$  типичные  $\tau \cong (10^{-1} \div 10^{-3}) \text{ с}$ .

Для фотонных ПИ время отклика определяется временем жизни неравновесных носителей заряда, которые обычно составляют  $\tau \cong (10^{-4} \div 10^{-10}) \text{ с}$ . При понижении температуры теплоемкость тепловых ПИ быстро уменьшается ( $C \sim T^3$ ) и при  $T < 4 \text{ К}$  тепловые ПИ могут достигать значений  $\tau \cong 10^{-11} \text{ с}$ , при обеспечении их высокой чувствительности [4]. При повышенных температурах  $T \geq 78 \text{ К}$  теплоемкость  $C$  является заметной и чувствительность тепловых ПИ сильно зависит от их скорости срабатывания, что для примера показано на рис. 4 для тепловых ПИ – высокотемпературных сверхпроводящих болометров. Однако, в этом температурном интервале их чувствительность в спектральном диапазоне  $\lambda = 3 - 20 \text{ мкм}$  является значительно ниже чувствительности квантовых ПИ, функционирующих при тех же температурах.

Связь обнаружительной способности и времени отклика для тепловых ПИ определяются зависимостью [16]

$$D^*(\tau) = D^* \cdot \tau. \quad (21)$$

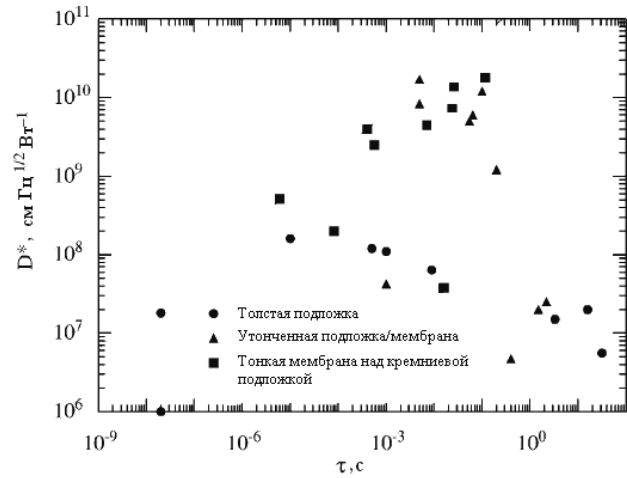


Рис. 4. Зависимость  $D^*$  высокотемпературных сверхпроводящих болометров и HgCdTe ПИ от времени отклика  $\tau$  [16].

На рис.4 видно, что охлаждаемые до температуры жидкого азота сверхпроводящие болометры (для 3-20 мкм), приближаются по своим показателям обнаружительной способности к охлаждаемому фотонному ПИ HgCdTe  $D^* \cong 2 \cdot 10^{11} \text{ см} \cdot \sqrt{\text{Гц}} / \text{Вт}$  ( $\text{FOV} \cong 30^\circ$ ),  $\tau = 0,5 \text{ мкс}$ , но имеют значительно большие времена ответа.

### Заключение

1. Современные фотонные приемники излучения достигают предельно возможных значений обнаружительной способности, обусловленных только фундаментальными причинами – флуктуациями потока фотонов в излучении, попадающего на ПИ. Хотя и охлаждаемые до умеренных криогенных температур  $T \cong 78 \text{ К}$ , они превосходят  $D^*$  тепловых приемников для средневолнового (3-5 мкм) и длинноволнового ИК-спектральных диапазонов (8-12 мкм), соответствующие окнам прозрачности атмосферы, однако функционирование фотонных ПИ при умеренных температурах их криостатирования ( $T_d \approx 78 \text{ К}$ ) ограничено диапазоном  $\lambda_{cp} \leq 50 \text{ мкм}$ , что обусловлено фундаментальными причинами – термогенерацией носителей заряда и наличием остаточных примесей.

2. Значения  $D^*$  известных тепловых приемников излучения пока значительно ниже возможных предельных значений  $D^*$ , обус-

ловленных фундаментальными процессами — флуктуациями температуры в чувствительных элементах. Однако одновременное понижение температуры тепловых ПИ и фона позволяют существенно повысить значения  $D^*$  в широком спектральном диапазоне. Поэтому, они обладают преимуществами перед фотонными ПИ в диапазонах спектра  $\lambda_{cp} \geq 50 \text{ мкм}$ , при низких температурах эксплуатации и малых значениях фоновой нагрузки.

### Литература

1. Ллойд Дж. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978. — 417 с.
2. Филачев А.М., Таубкин И.И., Трищенко М.А. Твердотельная фотоэлектроника. Физические основы. М.: Физматкнига, 2005. — 381 с.
3. Rogalski A. Infrared Detectors. — The Netherlands: Gordon and Breach Science Publishers, 2000. — 681 p.
4. Сизов Ф.Ф. Фотоэлектроника для систем видения в “невидимых участках спектра”. — К.: Академперіодика, 2008. — 460 с.
5. Van der Ziel A. Noise in solid state devices and circuits. Wiley.: N.Y. 1986. — 306 p.
6. Левич В.Г. Курс теоретической физики, Т. 1. М.: Наука, 1969. — 910 с.
7. Piotrowski J., and Gawron W. Ultimate performance of infrared photodetectors and figure of merit of detector material. *Infr. Phys. Technol.*, 38, P. 63 – 68 (1997).
8. Kinch M.A. Fundamental physics of infrared detector materials. *J. Electron. Materials*, 29, p. 809 – 817 (2000).
9. Leotin G. Far-infrared photoconductive detectors. *Proc. SPIE*, 666, P. 81 – 100 (1986).
10. Siegel P.H. THz technology: an overview// *Intern. J. High Speed Electronics and Systems*. — 13. — P.351–394.
11. Розанов Б.А., Розанов С.Б. Приемники миллиметровых волн. — М.: Радио и связь. — 1989. — 169 с.
12. Кошелец В.П., Шитов С.В., Филиппенко Л.В., Дмитриев П.Н., Ермаков А.Б., Соболев А.С., Торгашин М.Ю. Интегральные сверхпроводниковые приемники субмиллиметровых волн. *Известия вузов. Радиофизика*. 46, С. 687 – 701 (2003).
13. A. Semenov, H. Richter, K. Smirnov, B. Voronov, G. Gol'tsman, H. — W. Hubers. The development of terahertz superconducting hot-electron bolometric mixers. *Supercond. Sci. Technol.*, 17, P. S436 – S439 (2004).
14. J.L. Tissot, A. Astier, J.P. Chatard, S. Trouilleau, J.J. Yon. Low cost amorphous silicon based 160x120 uncooled microbolometer 2D array for high volume applications. *Proc. SPIE*, 5074, P. 511-517 (2003).
15. Sizov F.F., Reva V.P., Golenkov A.G., Vasiliev V.V., Suslyakov A.O. 4x288 readouts and FPAs properties. *Optoelectronics Review*, 14, P.79 – 86 (2006).
16. Alain J Kreisler and Alain Gaugue. Recent progress in high-temperature superconductor bolometric detectors from the mid-infrared to the far-infrared (THz) range. *Supercond.Sci.Technol.* 13, C. 1235 – 1245 (2000).