

01;05;07;12

©1993 г.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО МАГНИТНОГО ПРИЕМНИКА ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВТСП

А.И.Крот, А.В.Кулаков, Е.А.Протасов, В.П.Соболев

Представлены результаты теоретического анализа теплофизических характеристик чувствительного элемента сверхпроводникового диамагнитного приемника теплового излучения. Получены выражения для определения интегральной чувствительности и быстродействия приемника при различных состояниях приемной площадки, обусловленных наличием трехзонной структуры в сверхпроводниковой пленке. По полученным соотношениям проведен расчет параметров типичного чувствительного элемента для различных мощностей принимаемого теплового потока и различных частот сигнала. Выполненные оценки показывают, что сверхпроводниковые приемники теплового излучения, использующие диамагнитный фазовый переход в ВТСП, способны обеспечить обнаружительную способность порядка 10^{11} (см · Гц) $^{1/2}$ /Вт и могут успешно конкурировать с ВТСП болометрами.

Среди различных приемников инфракрасного (ИК) излучения наибольшее распространение к настоящему времени получили фотоприемники, пироэлектрические приемники и болометры.

Фотоприемники являются селективными и, как правило, эффективно работают только при $\lambda < 40$ мкм [1]. Пироэлектрические приемники [2] пригодны для регистрации более широкого спектра ИК излучения, однако их чувствительность существенно ухудшается при температурах ниже комнатной. Характеристики болометров слабо зависят от спектра принимаемого излучения и в настоящее время считаются чуть ли не единственными приемниками длинноволнового ИК излучения, хорошо работающими вплоть до миллиметрового диапазона как при комнатных, так и при криогенных температурах [3].

Существующие полупроводниковые и сверхпроводниковые болометры, охлаждаемые до гелиевых температур, позволяют регистрировать тепловые потоки плотностью до 10^{-5} Вт/м 2 и обеспечивают обнаружительную способность порядка 10^{12} (см · Гц) $^{1/2}$ /Вт на чувствительных элементах площадью в несколько см 2 [1]. Однако использование в качестве термостатирующего хладагента жидкого гелия сильно усложняет систему термостабилизации и делает прибор громоздким и дорогостоящим. Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) с температурой СП перехода $T_c \approx 90$ К позволило приступить к созданию отно-

сительно дешевых высокочувствительных болометров, работающих при температурах выше температуры кипения азота [4-9].

Чувствительность болометров определяется величиной температурного коэффициента электросопротивления чувствительного элемента (ЧЭ) и ограничивается главным образом температурными, тепловыми и токовыми шумами. Тепловые и температурные шумы могут быть в значительной степени снижены за счет уменьшения рабочей температуры. Шумы, связанные с транспортным током, устраняются в концепции сверхпроводникового оптоэлектронного приемника теплового излучения [10]. Здесь вместо температурной зависимости электросопротивления используется сильная температурная зависимость магнитной проницаемости ЧЭ в области сверхпроводящего (СП) перехода. В данной работе представлены результаты аналитических оценок предельной чувствительности и быстродействия приемника ИК излучения, работа которого основана на использовании диамагнитного фазового перехода в ВТСП.

Предельные значения чувствительности и быстродействия сверхпроводникового диамагнитного приемника теплового излучения (СДПТИ) ограничиваются главным образом чувствительностью и быстродействием ЧЭ, которые в свою очередь зависят от коэффициента поглощения приемной площадки, ширины температурного интервала СП перехода, магнитных и теплофизических свойств элементов ЧЭ. Используемые в настоящее время пленочные полупроводниковые покрытия с близкой к нулю запрещенной зоной позволяют обеспечить коэффициент поглощения приемной площадки ЧЭ не менее 0.8 в широком диапазоне длин волн принимаемого излучения [1].

Сплошной СП элемент, охлажденный до температур, меньших температуры нижней границы диамагнитного перехода, является идеальным экраном для магнитного поля только в том случае, если величина напряженности поля меньше нижнего критического значения H_{c1} , а толщина СП элемента превышает глубину проникновения в него магнитного поля. Первое условие задает максимальную величину напряженности магнитного поля и может ограничивать чувствительность приемника. Разработанные к настоящему времени ВТСП имеют относительно небольшие значения H_{c1} , которые при температуре 77 К и нулевых транспортных токах не превышают 200 э [11]. Второе условие устанавливает минимальную толщину СП элемента и ограничивает быстродействие ЧЭ. Определяющая характерную глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводник лондоновская длина λ_L для известных ВТСП материалов составляет 1800 Å [12] при $T = 77$ К и нулевом транспортном токе. Освоенные в настоящее время технологии позволяют изготавливать сплошные эпитаксиальные пленки $YBa_2Cu_3O_7$ толщиной 0.2-0.3 мкм и диаметром до 15 мм на монокристаллических подложках из титаната стронция, окиси магния, корунда и кремния (с соответствующим буферным подслоем), имеющих толщину не менее 0.1 мм.

С точки зрения практической реализации СДПТИ, наиболее приемлемым вариантом обеспечения температурного режима ЧЭ является термостабилизация его по периферии через дополнительное тепловое сопротивление (рис. 1).

Интегральная чувствительность S ЧЭ равна отношению изменения прошедшего через него магнитного потока $\Delta\Phi$ к величине ΔQ мощности вызвавшего его потока принимаемого теплового излучения. Минималь-

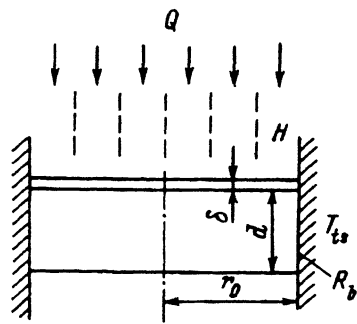


Рис. 1. Схема чувствительного элемента сверхпроводникового диамагнитного приемника теплового излучения.

но возможное значение $\Delta\Phi$ принципиально ограничено величиной кванта магнитного потока Φ_0 , поэтому магнитный поток удобнее измерять в относительных единицах. Таким образом,

$$S = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0 \cdot \Delta Q}. \quad (1)$$

В этом случае величина, обратная S , имеет смысл теоретического предела чувствительности СДПТИ при данных условиях

$$q_{\min} = 1/S_{\max}. \quad (2)$$

Величина прошедшего через ЧЭ потока Φ магнитной индукции определяется площадью F приемной площадки, относительной проницаемостью μ СП пленки и величиной напряженности H приложенного магнитного поля

$$\Phi = \mu_0 H \int_F \mu(r) dF. \quad (3)$$

При фиксированных F и H изменения Φ определяются температурными изменениями магнитной проницаемости СП пленки, возникающими под действием падающего на приемную площадку теплового излучения. Для оценки интегральной чувствительности ЧЭ необходимо, таким образом, знать зависимость температурного поля в СП пленке от мощности падающего излучения и связать изменения прошедшего магнитного потока с изменениями температуры.

Для упрощения анализа при нахождении температурного поля СП пленки целесообразно учесть следующие особенности рассматриваемого ЧЭ: малость толщины СП пленки по сравнению с толщиной подложки; более высокие (или близкие) значения коэффициента теплопроводности существующих подложек по сравнению с коэффициентом теплопроводности ВТСП пленок в районе T_c ; малость толщины подложки по сравнению с ее радиусом; близость температуры термостата к максимальной рабочей температуре (как следствие, малость тепловых потерь с ЧЭ по сравнению с падающим тепловым потоком).

Перечисленные выше особенности позволяют считать, что температурное поле СП пленки в квазистационарных режимах определяется только свойствами подложки, и воспользоваться для его нахождения одномерным приближением "тонкого диска" [13]

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{Q}{\pi r_0^2 d}, \quad (4)$$

где ρ , C_p , λ — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала подложки; d — толщина подложки; r_0 — радиус приемной площадки; Q — мощность поглощенного теплового излучения (для упрощения полагаем, что коэффициент поглощения приемной площадки равен 1); r — текущая радиальная координата, отсчитываемая от центра приемной площадки; t — время; T — средняя по толщине локальная температура.

Стационарное решение уравнения (4) можно представить в виде

$$T(r) = T_{ts} + \frac{Q}{4\pi\lambda d} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) + Q \cdot R_b, \quad (5)$$

где T_{ts} — температура термостата, R_b — термическое сопротивление тепловой связи ЧЭ с термостатом.

В режимах, когда температура термостата лежит ниже интеграла СП перехода (T_{c0} ; $T_{c0} + \Delta T_c$), существует тепловой порог чувствительности ЧЭ Q_{\min} , который можно найти из равенства температуры в центре приемной площадки и температуры нижней границы СП перехода T_{c0} ,

$$Q_{\min} = \frac{T_{c0} - T_{ts}}{R_b + R_i}, \quad (6)$$

где $R_i = 1/(4\pi\lambda d)$ — внутреннее радиальное термическое сопротивление ЧЭ.

Максимальное значение регистрируемого поглощенного теплового потока Q_{\max} , при котором полностью теряется чувствительность ЧЭ, определяется условием перехода всей приемной площадки в нормальное состояние

$$Q_{\max} = (T_{c0} + \Delta T_c - T_{ts})/R_b. \quad (7)$$

В рассматриваемой задаче это возможно только при равном нулю внешнем термическом сопротивлении R_b (случай $T_{ts} > T_{c0} + \Delta T_c$ не представляет практического интереса).

Когда поглощенная мощность лежит в интервале

$$\frac{T_{c0} + \Delta T_c - T_{ts}}{R_b + R_i} > Q > \frac{T_{c0} - T_{ts}}{R_b}, \quad (8)$$

в пленке возможно одновременное существование трех зон: зоны нормальной проводимости (N -зона), зоны смешанной проводимости (M -зона) и зоны сверхпроводимости (S -зона). Границы этих зон r_{NM} и r_{MS} определяются соотношениями

$$r_{NM} = r_0 \left(1 - \frac{T_{c0} + \Delta T_c - T_{ts}}{Q \cdot R_i} + \frac{R_b}{R_i} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

$$r_{MS} = r_0 \left(1 - \frac{T_{c0} - T_{ts}}{Q \cdot R_i} + \frac{R_b}{R_i} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

В данном режиме в периферийной S -зоне возможно возникновение компенсирующих токов, препятствующих проникновению магнитного поля

через M -зону и центральную N -зону. Для их устранения необходимо предусмотреть специальные технические меры, влияние которых на характеристики ЧЭ в данной работе не рассматривается.

При соблюдении ограничений, накладываемых на величину магнитного поля и на толщину сверхпроводника, в идеальном случае можно принять, что магнитная проницаемость в N -, M - и S -зонах имеет соответственно значения $\mu_N = 1$, $\mu_M = \mu(T)$, $\mu_S = 0$. Тогда, воспользовавшись формулами (3), (5), (9) и (10), можно найти связь между потоком магнитной индукции, прошедшим через СП пленку, и характерными теплофизическими и магнитными параметрами ЧЭ

$$\Phi = \Phi_M \left[1 - \frac{T_{c0} + \Delta T_c - T_{ts}}{Q \cdot R_i} + \frac{R_b}{R_i} + \frac{\bar{\mu} \cdot \Delta T_c}{Q \cdot R_i} \right] \quad (11)$$

и получить выражение для расчета интегральной статической чувствительности ЧЭ

$$S_0 = \frac{\Phi_M (T_{c0} - T_{ts} + \Delta T_c (1 - \bar{\mu}))}{\Phi_0 Q^2 \cdot R_i}, \quad (12)$$

где

$$\bar{\mu} \equiv \frac{1}{\Delta T_c} \int_{T_{c0}}^{T_{c0} + \Delta T_c} \mu(T) dT$$

— среднее значение магнитной проницаемости СП пленки в температурном интервале СП перехода; $\Phi_M = \mu_0 H \pi r_0^2$ — максимально возможное значение Φ .

Максимальное значение чувствительности в этом режиме получается при исчезновении N -зоны, т.е. при

$$Q = \frac{T_{c0} + \Delta T_c - T_{ts}}{R_b + R_i} \equiv Q_1. \quad (13)$$

При мощностях ($Q \leq Q_1$) N -зона отсутствует, и тогда

$$\Phi = \frac{\Phi_M}{Q \cdot R_i} \int_{T_{c0}}^{T_M} \mu(T) dT, \quad (14)$$

где T_M — температура в центре приемной площадки.

Аппроксимируя в температурном интервале СП перехода магнитную проницаемость СП пленки линейной функцией температуры $\mu(T) = (T - T_{c0})/\Delta T_c$, можно получить для интегральной статической чувствительности

$$S_0 = \frac{R_i \Phi_M}{2 \Delta T_c \Phi_0} \left[\left(1 + \frac{R_b}{R_i} \right)^2 - \left(\frac{T_{c0} - T_{ts}}{R_i Q} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Наибольшее значение интегральной статической чувствительности ЧЭ S_0^{\max} достигается при $Q \leq Q_1$ и $T_{ts} = T_{c0}$ в режиме, когда M -зона занимает всю СП пленку,

$$S_0^{\max} = \frac{\Phi_M R_i}{2 \cdot \Delta T_c \Phi_0} \left(1 + \frac{R_b}{R_i} \right)^2. \quad (16)$$

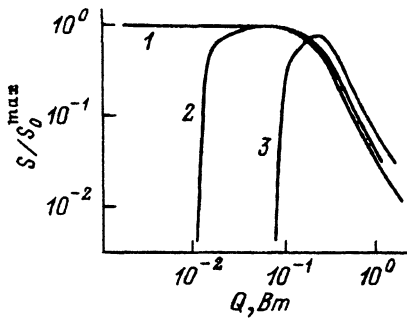


Рис. 2. Зависимость отношения статической чувствительности ЧЭ к максимальной чувствительности от мощности принимаемого теплового потока.

1 — $T_{ts} = T_{c0}$, 2 — $T_{c0} - T_{ts} = 1$ К, 3 — $T_{c0} - T_{ts} = 7$ К.

Ширина температурного интервала СП перехода в ВТСП зависит от величины приложенного магнитного поля $\Delta T_c = \Delta T_c(H)$. При возрастании H до значений, близких к H_{c1} , ΔT_c может увеличиваться в несколько раз [11]. Этот эффект практически компенсирует возможное увеличение чувствительности за счет использования больших H .

Зависимость статической чувствительности ЧЭ от мощности принимаемого теплового потока в относительных единицах представлена на рис. 2.

Быстродействие ЧЭ в квазистационарных режимах, когда постоянная времени принимаемого сигнала значительно превосходит постоянную времени ЧЭ, можно характеризовать величиной ξ , обратной времени $\tau_{1/2}$ достижения прошедшим магнитным потоком половины стационарного значения, соответствующего данной мощности принимаемого излучения,

$$\xi \equiv \frac{1}{\tau_{1/2}} \quad (17)$$

Если принять, что быстродействие ЧЭ определяется главным образом процессами формирования температурного поля ЧЭ, то в принятом приближении линейной температурной зависимости магнитной проницаемости СП пленки из выражения (14) следует, что при $T_{ts} = T_{c0}$

$$\Phi(t) = \Phi_M \frac{\Delta T^2(t)}{2R_i Q \Delta T_c},$$

где $\Delta T(t)$ — перепад температуры между центром приемной площадки и термостатом.

Отсюда видно, что Φ достигнет половины своей стационарной величины в тот момент времени $\tau_{1/2}$, когда

$$\Delta T(\tau_{1/2}) = \Delta T_s / \sqrt{2}, \quad (18)$$

где ΔT_s — стационарное значение ΔT .

В квазистационарном тепловом режиме температурное поле ЧЭ изменяется автомодельно во времени [14] и для описания зависимости $\Delta T = \Delta T(t)$ при постоянной мощности принимаемого излучения можно воспользоваться упрощенным соотношением

$$T(t) = \Delta T_s \left[1 - \exp\left(-\frac{\eta_1^2 a t}{r_0^2}\right) \right], \quad (19)$$

где a — коэффициент температуропроводности подложки; η_1 — первый характеристический корень уравнения $R_i J_0(\eta) - \eta R_0 J_1(\eta) = 0$, принимающий значения от 0 до 2.405 при изменении R_i/R_b от 0 до ∞ ($J_n(\eta)$ — функция Бесселя n -го порядка).

Уравнения (17)–(19) позволяют получить для быстрогодействия ЧЭ в квазистационарном режиме следующее выражение:

$$\xi_0 = \frac{\eta_1^2 a}{r_0^2 \cdot \ln(2/(2 - 2^{0.5}))}. \quad (20)$$

Наибольшее значение ξ_0 при фиксированных значениях a и r_0 достигается в случае $R_b = 0$

$$\xi_0^{\max} \approx \frac{4.7 \cdot \lambda}{r_0^2 \cdot \rho \cdot C_p}. \quad (21)$$

Для ЧЭ диаметром 10 мм, состоящего из пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ толщиной 1 мкм, нанесенной на подложку из TiSrO_3 , ξ_0^{\max} составит около 1 с^{-1} при $T_{ts} = 80\text{--}90 \text{ К}$, а максимальное значение интегральной статической чувствительности S_0^{\max} при $H = 50 \text{ э}$ и $\Delta T_c(H) \approx 15 \text{ К}$ [11] будет $\sim 2 \cdot 10^{-9} \text{ Вт}^{-1}$. Обнаружительная способность рассматриваемого приемника в полосе частот 1 Гц при тех же условиях имеет величину порядка $2 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{1/2} \cdot \text{Гц}^{1/2}/\text{Вт}$. Определяемый формулой (2) теоретический предел чувствительности СМПИ без учета температурных флуктуаций равен $q_{\min} \approx 10^{-9} \text{ Вт}^{-1}$. Соответствующий этой мощности рабочий перепад температуры на ЧЭ ($\sim 10^{-7} \text{ К}$) приблизительно в 30–40 раз превысит величину термодинамических флуктуаций температуры, которую можно оценить [15] по формуле $\delta T_f = T_{c0} \cdot \sqrt{k/C_{cs}}$ (где C_{cs} — полная теплоемкость ЧЭ, k — постоянная Больцмана). Это указывает на возможность повышения статической чувствительности до 10^{11} Вт^{-1} за счет увеличения термического сопротивления R_b тепловой связи ЧЭ с термостатом. Однако следствием увеличения R_b будет пропорциональное S_0 уменьшение быстрогодействия.

Чувствительность ξ ЧЭ в динамических режимах, когда характерная частота ν принимаемого сигнала превышает квазистатическое быстроедействие ξ_0 , сильно зависит от скорости изменения поглощенного теплового потока. Необходимые оценки могут быть проще всего выполнены в случае периодического изменения мощности источника теплового излучения $Q = Q_0(1 + \sin(2\pi\nu t))$. Решение задачи еще более упрощается, если постоянную составляющую рассматривать как сигнал дрейфа, компенсируемый системой стабилизации температуры рабочей точки ЧЭ. Тогда для оценки предельной чувствительности можно воспользоваться приближением регулярного во времени периодического теплового режима [14], при котором температура во всех точках ЧЭ изменяется с той же частотой, что и поглощенный тепловой поток.

В рамках принятых приближений температурное поле ЧЭ при $R_b = 0$ описывается выражением

$$T = T_{ts} + 8Q_0 R_i \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(\eta_i r/r_0) \sin(2\pi\nu - \varphi_i)}{\eta_i \cdot J_1(\eta_i) \sqrt{\eta_i^4 + \Omega^2}}, \quad (22)$$

где $\varphi_i \equiv \arctg(\Omega/\eta_i^2)$, $\Omega \equiv 2\pi\nu r_0^2/a$.

Сумма, входящая в правую часть выражения (22), является знакопеременным рядом с уменьшающимися по модулю членами. Поэтому при оценках предельных значений S и ξ можно ограничиться только первым членом этой суммы

$$T = T_{ts} + \frac{8Q R_i J_0(\eta_1 r/r_0) \sin(2\pi\nu - \varphi_1)}{\eta_1 J_1(\eta_1) \sqrt{\eta_1^4 + \Omega^2}}. \quad (23)$$

Частотный диапазон, в котором справедливы принятые приближения, определяется условиями $\xi_0 \ll \nu \ll \nu_1$ (где ν_1 — частота, при которой длина эффективного затухания тепловой волны $\lambda_T = \sqrt{a/(\pi\nu)}$ равна толщине подложки; ξ_0 — быстродействие ЧЭ в квазистатическом режиме). Для ЧЭ с СП пленкой $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ на SrTiO_3 подложке выполняется условие $\Omega \gg \eta_1^2$. Тогда

$$T \approx T_{ts} + \frac{Q_0 J_0(\eta_1 r/r_0)}{\pi^2 \cdot r_0^2 \cdot d \cdot \rho \cdot C_p \cdot J_1(\eta_1)} \sin(2\pi\nu - \pi/2). \quad (24)$$

Воспользовавшись формулами (1), (14) и (24) и учитывая, что максимальная чувствительность достигается в случае, когда температурное поле СП пленки полностью заключено внутри интервала СП перехода, т.е. при

$$Q \leq \pi^2 \cdot J_1(\eta_1) \cdot r_0^2 d \cdot \rho \cdot C_p \quad \text{при} \quad T_{ts} = T_{c0} + \Delta T_c/2,$$

можно получить формулу для оценки предельной чувствительности ЧЭ в рассматриваемом частотном диапазоне

$$S^{\max} = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot H}{\pi \cdot \eta_1 \cdot \Delta T_c d \cdot \rho \cdot C_p \cdot \Phi_0 \nu}. \quad (25)$$

Быстродействие ЧЭ с учетом запаздывания по фазе изменений температурного поля по отношению к изменениям принимаемого теплового потока дается выражением

$$\xi \equiv \frac{1}{\tau_{1/2}} = 3 \cdot \nu. \quad (26)$$

Для описанного выше ЧЭ при частоте 30 Гц $S^{\max} = 0.7 \cdot 10^7 \text{ Вт}^{-1}$ и $\xi = 90 \text{ с}^{-1}$.

При достаточно больших частотах изменения теплового потока ($\nu > \nu_1$) длина эффективного затухания возникающей на принимающей поверхности ЧЭ температурной волны становится меньше толщины подложки d и для описания температурного поля в подложке вдали от поверхности теплосъема (для тонкого диска при $r < r_0 - d$) можно воспользоваться выражением, полученным для плоской температурной волны [14], распространяющейся в полубесконечной среде. Если глубина эффективного затухания температурной волны остается больше толщины

СП пленки, то при оценке чувствительности можно считать, что температура пленки не зависит от координаты, а изменяется только во времени и имеет значения, равные температуре границы раздела пленки с подложкой,

$$T = T_{ts} + \frac{Q_0 \sin(2\pi\nu t - \pi/2)}{\pi r_0^2 (\pi\nu C_p \rho \lambda)^{0.5}}. \quad (27)$$

Так же как и в промежуточном частотном диапазоне, максимальная чувствительность ЧЭ будет достигаться в режиме, когда изменения температуры СП пленки происходят в интервале СП перехода, т.е. если

$$\frac{\Delta T_c}{2} \geq \frac{Q_0}{\pi r_0^2 (\pi\nu C_p \rho \lambda)^{0.5}} \quad \text{при} \quad T_{ts} \approx T_{c0} + \Delta T_c/2.$$

Используя линейную аппроксимацию $\mu = \mu(T)$ в интервале СП перехода, можно получить для чувствительности ЧЭ при $\nu > \nu_1$

$$S^{\max} = \frac{\mu_0 H}{\Phi_0 \Delta T_c (\pi\nu \lambda \rho C_p)^{0.5}}. \quad (28)$$

Для быстрогодействия остается справедливым соотношение (26).

Таким образом, динамическая чувствительность в рассматриваемом частотном диапазоне ($a/(\pi d^2) < \nu < a/(\pi \delta^2)$) уменьшается с ростом частоты принимаемого теплового сигнала как $\sqrt{\nu}$, а быстродействие увеличивается пропорционально ν . Для описанного выше ЧЭ этот диапазон начинается при частотах выше 270 Гц. Его чувствительность на частоте 1 кГц составляет около $4 \cdot 10^6$ Вт⁻¹, а быстродействие $\sim 3 \cdot 10^3$ с⁻¹.

При очень высоких частотах, когда глубина проникновения температурной волны становится сравнимой с толщиной СП пленки, динамическая чувствительность начинает определяться свойствами этой пленки и должна экспоненциально стремиться к 0 при $\Lambda_T < \delta - \Lambda_L$ (вследствие экранирующего действия сверхпроводящего слоя СП пленки).

Полученные зависимости предельной чувствительности и быстродействия рассматриваемого ЧЭ от частоты принимаемого сигнала представлены на рис. 3.

Выполненные оценки показывают, что разработанные ранее сверхпроводниковые приемники теплового излучения, использующие диамагнитный фазовый переход в ВТСП, способны обеспечить на базе полученных в настоящее время эпитаксиальных ВТСП пленок на монокристаллических электроизоляционных подложках обнаружительную способность

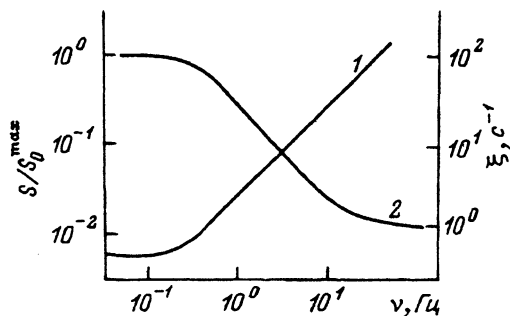


Рис. 3. Зависимости отношения предельной статической чувствительности к максимальной (1) и быстродействия (2) от частоты принимаемого сигнала.

порядка 10^{11} (см · Гц)^{1/2}/Вт и могут успешно конкурировать с ВТСП болометрами. Полученные соотношения могут быть полезны для выбора тепловых режимов и оптимизации рабочих характеристик чувствительных элементов СДПТИ.

Список литературы

- [1] Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. М.: Сов. радио, 1978. 400 с.
- [2] Кременчугский Л.С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев: Наукова думка, 1971. 234 с.
- [3] Nahum M., Richards P.L. // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. N 2. P. 2484-2487.
- [4] Gu Bo-Qi, Zeng Guang-Li, Li Guo-Zhen // Infrared Phys. 1991. Vol. 31. N 3. P. 219-224.
- [5] Richards P.L. et al. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. N 3. P. 283-285.
- [6] Qing Hu, Richards P.L. // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. N 23. P. 2444-2446.
- [7] Хребтов И.А. // ОМП. 1991. № 5. С. 3-15.
- [8] Бабаджанян Ш.М. и др. // Высокотемпературная сверхпроводимость: химия, физика, техника. 1991. Вып. 1. С. 45-47.
- [9] Dvir B. et al. // Superconduct. Sci. Technol. 1989. Vol. 2. N 2. P. 314-316.
- [10] Есиков О.С., Протасов Е.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 20. С. 11-14.
- [11] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М.Гинзберга. Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 543 с.
- [12] Landley B.W. et al. // Rev. Sci. Inst. 1991. Vol. 62. N 7. P. 1801-1818.
- [13] Новиков И.И., Воскресенский К.Д. Прикладная термодинамика и теплопередача. М.: Атомиздат, 1977. 350 с.
- [14] Лыков В.А. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 599 с.
- [15] Кунце Х.-И. Методы физических измерений. М.: Мир, 1989. 214 с.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию
30 июня 1992 г.