Письма в ЖЭТФ, том 84, вып. 2, с. 61 – 66 © 2006 г. 25 июля

Исследование различных мод работы сверхпроводникового детектора микроволнового излучения сверхмалых размеров

И. А. Девятов[1], *П. А. Крутицкий*[+], *М. Ю. Куприянов*

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Московский государственный университет, 119899 Москва, Россия

[+]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 19 июня 2006 г.

Рассчитаны неравновесные электронные и фононные функции распределения металлического абсорбера перспективного сверхпроводникового детектора сверхмалых размеров, возникающие при действии на него микроволнового излучения. Рассчитан отклик такого детектора и показано, что в зависимости от степени неравновесности фононной подсистемы данный детектор может работать или в моде “фотонного счетчика” или в “болометрической” моде.

PACS: 85.35.–p

В настоящее время сверхпроводниковые детекторы микроволнового излучения различных типов активно используются в радиоастрономии и для решения задач мониторинга открытого пространства (см. обзорные статьи [1, 2]). Одним из перспективных типов детекторов являются недавно предложенные [3, 4] устройства, фиксирующие изменение под действием излучения функции распределения электронов $\delta f(\varepsilon)$ по энергии в нормальной пленке SINIS структуры сверхпроводник (S) – изолятор (I) – нормальный металл (N) – изолятор (I) – сверхпроводник (S) по изменению вольт-амперной характеристики дополнительного SIN туннельного перехода, в котором N – нормальная пленка абсорбера этой SINIS структуры.

Ранее, до работы [5], при теоретическом анализе процессов в таких детекторах считалось, что поглощение излучения происходит классическим образом, а возмущенная функция распределения $f(\varepsilon) + \delta f(\varepsilon)$ имеет фермиевский вид и может быть описана введением эффективной температуры. Такой подход справедлив при энергиях кванта излучения $\hbar\omega$, существенно меньших по сравнению с классической энергией электрона в поле волны $W_c = e^2E^2/4m\omega^2$ [6], где E – напряженность электрического поля, m и e – масса и заряд электрона. Как правило, рабочие частоты сверхпроводниковых детекторов лежат в области частот выше 1 ТГц и соотношение между W_c и $\hbar\omega$ оказывается прямо противоположным, $\hbar\omega \gg W_c$, то есть процесс поглощения излучения является не классическим, а квантовым. Аналогичная ситуация возникает при анализе поглощения лазерных импульсов металлами в том случае, когда частота излучения меньше частоты межзонных переходов: непосредственно после поглощения фотона функция распределения электронов по энергиям в металле $f(\varepsilon)$ имеет существенно неравновесный вид, отличающийся от распределения Ферми [7]. Форма функции $f(\varepsilon)$ существенно зависит как от соотношения между константами электрон-электронной и электрон-фононной скоростей релаксации, так и от возможности генерации неравновесных фононов в абсорбере, не учтенной в работе [5]. Неравновесность фононной подсистемы определяется в том числе и акустическим коэффициентом прозрачности границы “пленка – подложка” [8].

В данной работе развитый в [5] формализм обобщен на случай неравновесности фононной подсистемы абсорбера и прослежен переход моды работы сверхпроводникового детектора микроволнового излучения сверхмалых размеров [3, 4] от режима однофотонного счетчика к “болометрической” моде, обусловленной эффективным размножением квазичастиц абсорбера при усилении неравновесности его фононной подсистемы.

При расчете функции отклика болометра, как и в [5], мы будем считать, что геометрические размеры абсорбера малы по сравнению с характерными длинами энергетической релаксации, и пренебрежем эффектами, связанными с уходом квазичастиц в сверхпроводящие электроды болометра. В этих предположениях кинетическое уравнение для функций распределения электронов $f(\mathbf{k})$ ($\mathbf{k}$ – волновой вектор электронов) в металлическом абсорбере болометра имеет тот же вид, что и уравнение (1) в [5], а функция распределения фононов абсорбера $g(\mathbf{q})$ удовлетворяет уравнению

[1] e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

$$\frac{dg(\mathbf{q})}{dt} = \left.\frac{\partial g(\mathbf{q})}{\partial t}\right|_{ph-e} + \left.\frac{\partial g(\mathbf{q})}{\partial t}\right|_{esc} . \qquad (1)$$

где $\mathbf{q}$ – волновой вектор фонона. Первое слагаемое в правой части (1) описывает процессы фонон-электронного взаимодействия, а второе слагаемое описывает уход фононов абсорбера в подложку.

При записи интегралов столкновений мы пренебрежем интерференцией процессов рассеяния, то есть будем считать, что упругое рассеяние электронов на примесях приводит лишь к изотропизации функции распределения, и будем использовать электрон-электронный, электрон-фононный и фонон-электронный интегралы столкновений, записанные в “чистом” пределе, для которого теоретические предсказания близки к экспериментальным результатам. Также будем считать, как и в [5], что до начала воздействия излучения распределения электронов $f(\mathbf{k})$ и фононов $g(\mathbf{q})$ были равновесными распределениями Ферми и Бозе, соответственно. Закон дисперсии для электронов предполагается квадратичным: $\varepsilon(k) = \hbar^2k^2/2m$, а для фононов – линейным, $\varepsilon(q) = \hbar v_s q$, v_s – скорость звука в металле.

Делая те же, что и в [5], предположения о слабости сигнала, его неполяризованности, учитывая малость рабочей температуры T металлического абсорбера ($k_BT \ll \hbar\omega, k_BT_D$; T_D – температура Дебая, k_B – постоянная Больцмана), мы получили для линеаризованного электрон-фотон-ионного столкновительного интеграла (функции источника), для слагаемого, описывающего взаимодействие электронной подсистемы абсорбера с SIN переходом, линеаризованных электрон-электронного, электрон-фононного интегралов столкновений выражения, аналогичные полученным в работе [5] (формулы (4), (5), (2), (3), соответственно) с дополнительным слагаемым в электрон-фононном члене, учитывающем индуцированные неравновесными фононами абсорбера переходы в электронной подсистеме абсорбера:

$$Int_{\text{ind}} = 3\nu^3 \text{sign}(z) \int\limits_{|z|}^{1} dy y^2 N(y), \qquad (2)$$

где введены нормированные переменные $\nu = \hbar\omega/\mu$, $y = v_s q/\omega$, $z = (\varepsilon - \mu)/\hbar\omega$, μ – химический потенциал.

Для линеаризованного фонон-электронного столкновительного члена в (1) мы получили следующее выражение:

$$\left.\frac{dg(\mathbf{q})}{dt}\right|_{ph-e} = \tau_{p-e}^{-1}\nu \left\{ -yN + \int\limits_{y}^{1} dx\varphi(x) - \int\limits_{-1}^{-y} dx\varphi(x) \right\}. \qquad (3)$$

Правые части (2), (5) зависят от малых неравновесных изотропных поправок $\varphi(z) = \delta f(z)$ и $N = N(y)$ к полным функциям распределения электронов $f(\mathbf{k})$ и фононов $g(\mathbf{q})$ абсорбера. Входящая в (5) константа фонон-электронного взаимодействия связана с определенной в [5] константой электрон-фононного взаимодействия τ_{e-p}^{-1} соотношением $\tau_{p-e}^{-1} = 24 v_s^3 \tau_{e-p}^{-1}/v_F^3$, где v_F –скорость Ферми[2)]. Фонон-электронный интеграл столкновений (5) совпадает (с точностью до пределов интегрирования) с аналогичным выражением, используемым в работе [9].

Слагаемое в кинетическом уравнении для фононов (1), описывающее их уход в подложку, имеет вид [8]

$$\left.\frac{dg(\mathbf{q})}{dt}\right|_{esc} = -\tau_{esc}^{-1}N(y), \quad \tau_{esc} = \frac{4d}{\varsigma v_s}, \qquad (4)$$

где d – толщина пленки, ς – коэффициент акустического согласования структуры “пленка-подложка”.

В режиме приема непрерывного сигнала имеет место постоянная подкачка энергии в электронную подсистему нормальной пленки абсорбера. Поглощенная электронами энергия перераспределяется между электронной и фононной подсистемами абсорбера, а также передается фононам подложки, играющим роль термостата. В результате этих процессов в абсорбере устанавливаются квазистационарные функции распределения электронов $f(\mathbf{k})$ и фононов $g(\mathbf{q})$, для нахождения которых достаточно положить левые части уравнений для $f(\mathbf{k})$ и $g(\mathbf{q})$ (1) равными нулю.

Подстановка стационарного решения (1) с учетом (5),(3) в выражение (2), описывающее индуцированные переходы в электронной подсистеме абсорбера, позволяет разделить электронные и фононные функции распределения и свести задачу к решению следующего интегрального уравнения Вольтерра второго рода:

$$\varphi(z)F - \theta(z)\left\{ \int\limits_{|z|}^{1} ds\varphi(s)\chi(s,z) + \int\limits_{-1}^{-|z|} ds\varphi(s)\rho(s,z) \right\} -$$

$$-\theta(-z)\left\{ \int\limits_{-1}^{|z|} ds\varphi(s)\chi_{-}(s,z) - \int\limits_{|z|}^{1} ds\varphi(s)\rho_{-}(s,z) \right\} =$$

$$= \tau_{e-pt}^{-1}\{\Theta(1-z)\Theta(z) - \Theta(-z)\Theta(z+1)\}, \qquad (5)$$

[2)]Отметим, что в работе [5] была допущена опечатка, полиномы в интегралах столкновений (формулы (2), (3) работы [5]) не были домножены на $\varphi(z)$.

где $F = F(z,V) = |z|^3 \nu^3 \tau_{e-p}^{-1} + z^2\nu^2\tau_{e-e}^{-1} + \alpha_{e-p}t_e^3 + \alpha_{e-e}t_e^2 + \tau_{\mathrm{SIN}}^{-1}N_s(z + eV/\hbar\omega)$, $\chi(s,z) = 4\nu^2\tau_{e-e}^{-1}(s-z)+3\nu^3\tau_{e-p}^{-1}\{1.5s^2-sz+0.5z^2+\sigma(|z|-s)+\sigma^2\ln((\sigma+s)/(\sigma-|z|))\}$, $\rho(s,z) = 2\nu^2\tau_{e-e}^{-1}(s+z) - 3\nu^3\tau_{e-p}^{-1}\{0.5(s^2-z^2)+\sigma(|z|+s)+\sigma^2\ln((\sigma-s)/(\sigma+|z|))\}$, $\rho_-(s,z) = \rho(-s,-z)$, $\chi_-(s,z) = \chi(-s,-z)$.

В (7) параметр $\sigma = \tau_{p-e}/\nu\tau_{esc}$ определяет степень неравновесности фононной подсистемы [10], $t_e = k_BT/\mu$, V – напряжение на измерительном SIN переходе, $N_s(\varepsilon) = \varepsilon/\sqrt{\varepsilon^2-\Delta^2}\{\Theta(\varepsilon-\Delta)+\Theta(-\varepsilon-\Delta)\}$ – плотность состояний сверхпроводника, Δ – модуль параметра порядка сверхпроводника, τ_{e-e}^{-1}, τ_{e-pt}^{-1} – скорости электрон-электронного взаимодействия и поглощения фотонов соответственно, τ_{SIN}^{-1} – скорость ухода электронов в измерительный SIN переход, которые, так же как и константы α_{e-e}, α_{e-p} определены в работе [5].

Численное решение интегрального уравнения (7) на интервале $z \in [-1,1]$ сводится к построению соответствующего рекуррентного соотношения от границ интервала. Точность численных расчетов контролировалась с помощью “законов сохранения” частиц и энергии – четырех интегральных соотношений, получающихся при интегрировании (7) без веса (“закон сохранения частиц”) или с весом z –“закон сохранения энергии” на интервалах [-1,0] и [0,1]. При численных расчетах мы выбирали частоту разбиений так, чтобы точность выполнения интегральных соотношений была не менее 1%. При этом из “закона сохранения частиц” непосредственно следует мультипликация квазичастиц при электрон-электронных соударениях и поглощении неравновесных фононов.

На рис.1 представлены результаты численного расчета функции распределения электронов в абсорбере. Расчеты были проведены при тех же значениях параметров, что и в работе [5]. Кривые *3*, *2*, *1* совпадают с соответствующими кривыми на рис.1 работы [5], что соответствует решениям линеаризованного кинетического уравнения (7), для случаев $\tau_{\mathrm{SIN}}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, в τ- аппроксимации, и при $\sigma \gg 1$, когда можно пренебречь влиянием неравновенсных фононов на электроны абсорбера, соответственно.

Ситуации с большим числом неравновесных фононов в абсорбера ($\sigma = 10^{-4}$) соответствует кривая *4*, численно рассчитанная из (7) при $\tau_{\mathrm{SIN}}^{-1} \ll \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, когда можно пренебречь влиянием измерительного SIN перехода на электроны абсорбера. Видно, что учет неравновесных фононов приводит к существенному росту функции распределения, соответствующей степенной зависимости с показателем степени, близким к -4.5 при не очень малых значениях энергии [5]. Похожие зависимости были рассчитаны ранее для сверхпроводящих пленок под действием электромагнитного излучения [10, 11]. Отметим, что для кривых *2–4* выполняется условие равенства 1/2 полной функции распределения $f(z) = f_F(z) + \varphi(z)$ при $z = 0$, сформулированное в работах [10, 11].

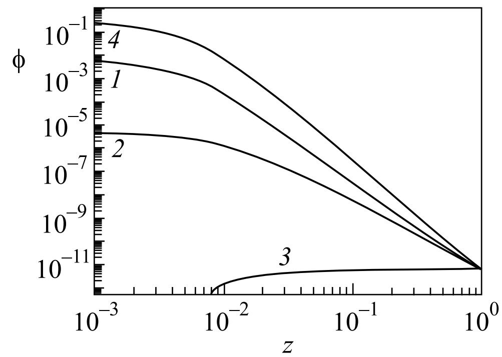

Рис.1. Неравновесные функции распределения электронов в металлическом абсорбере детектора, возникающие под действием микроволнового электромагнитного излучения. Кривая *1* соответствует функции распределения, рассчитанной численно при пренебрежимо малом числе неравновесных фононов в абсорбере, при $\sigma \gg 1$, и $\tau_{SIN}^{-1} \ll \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, с параметрами $\nu\tau_{e-p}/\tau_{e-e} = 0.023$, $(\tau_{e-e}^{-1}\alpha_{e-e}t_e^2 + \tau_{e-p}^{-1}\alpha_{e-p}t_e^3)\tau_{e-p}\nu^{-3} = 1.3\cdot 10^{-6}$, температурой 0.1 K, частотой 10^{12} Гц и мощностью сигнала 10^{-13} Вт. Кривая *2* соответствует τ аппроксимации с теми же параметрами. Кривая *3* соответствует функции распределения при $\tau_{\mathrm{SIN}}^{-1} \gg \tau_{e-p}^{-1}, \tau_{e-e}^{-1}$, когда функция распределения в абсорбере определяется распределением квазичастичных возбуждений в сверхпроводнике измерительного SIN перехода, напряжение на SIN переходе $eV/\hbar\omega = 0.05$, щель $\Delta/\hbar\omega = 0.058$. Кривая *4* соответствует функции распределения при большом числе неравновесных фононов в абсорбере, с параметром неравновесности $\sigma = 10^{-4}$

Подстановка рассчитанных из (7) электронных функций распределения в (5) позволяет получить стационарные функции распределения неравновесных фононов в абсорбере. Они представлены на рис.2 при различных значениях параметра σ. Кривая *1* соответствует $\sigma = 10$, кривая *2* соответствует $\sigma = 0.1$, а кривая *3* рассчитана для $\sigma = 0.01$. Видно, что уменьшение σ приводит к росту числа неравновесных фононов в абсорбере.

Во всех рассмотренных выше случаях функции распределения электронов и фононов существенно отличались от равновесных.

Ампер-ваттная чувствительность $\eta = \delta I/P$ детектора связана с рассчитанной нами поправкой к распределению электронов по энергиям $\varphi(z)$ соотношением, полученным в работе

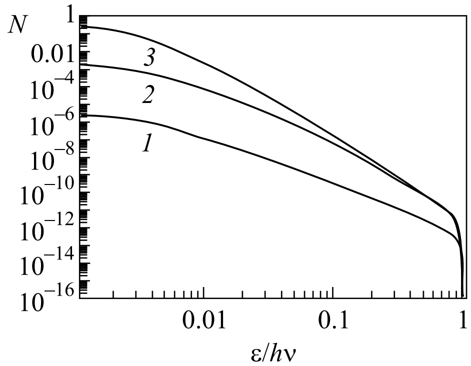

Рис.2. Функции распределения неравновесных фононов в абсорбере, рассчитанные численно при различных значений параметра σ. Кривая *1* соответствует $\sigma = 10$, кривая *2* соответствует $\sigma = 0.1$, кривая *3* соответствует $\sigma = 0.01$

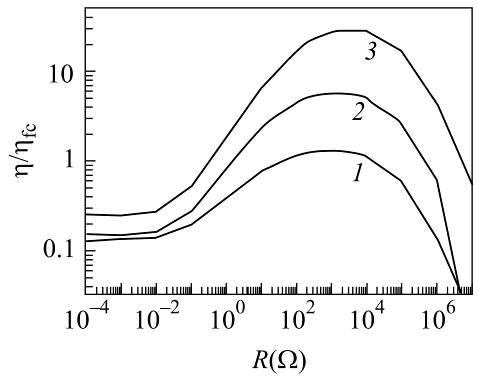

Рис.3. Зависимость отклика детектора от сопротивления измерительного SIN перехода при различных значений параметра σ. Отклик нормирован на значение $\eta_{fc}(1\,\text{ТГц}) = e/\hbar\omega \cong 241.3\,\text{А/Вт}$, $\omega = 2\pi \cdot 10^{12}\,\text{с}^{-1}$. Кривая *1* соответствует величине $\sigma \gg 1$, кривая *2* соответствует величине $\sigma = 0.2$, кривая *3* соответствует величине $\sigma = 10^{-4}$

[5]: $\eta = (\hbar\omega/eR_N P)\int dz N_s(z + eV/\hbar\omega)\varphi(z)$, где $P = \tau_{e-pt}^{-1} N_F V_a(\hbar\omega)^2$ – мощность, поглощаемая абсорбером в квазистационарном режиме, R_N – сопротивление измерительного SIN перехода, N_F – плотность состояний на уровне Ферми металла абсорбера, V_a – его объем. Анализ, проведенный в работе [5], показал, что ампер-ваттная чувствительность рассматриваемого детектора может превысить предел “фотонного счетчика” $e/\hbar\omega$ [12], то есть устройства, в котором каждый поглощенный квант энергии $\hbar\omega$ вызывает туннелирование электрона с зарядом e через переход, только при эффективном размножении электронов в абсорбере после акта поглощения фотона. К увеличению числа возбужденных электронов в металлическом абсорбере детектора приводят электрон-электронные столкновения (при каждом столкновении рождаются три новые квазичастицы – два электрона и дырка) и поглощение фононов (поглощение одного фонона вызывает рождение двух квазичастиц – электрона и дырки), в то время как спонтанное испускание фононов сохраняет число квазичастиц [9, 8]. При этом скорость электрон-электронных столкновений, наиболее эффективных для мультипликации электронов, значительно ниже скорости спонтанных электрон-фононных переходов, понижающих энергию возбуждений, но не приводящих к мультипликации (на частоте 1 ТГц их отношение в рассматриваемой “чистой” модели для медного абосрбера равно приблизительно 0.023). Тем не менее, мультипликация электронов из-за поглощения неравновесных фононов может существенно увеличить отклик болометра за предел “фотонного счетчика”.

На рис.3 представлены результаты численного расчета зависимости отклика детектора от величины сопротивления R_N измерительного SIN перехода при значениях материальных констант абсорбера, соответствующих эксперименту [3]. Кривая *1* соответствует большим значениям параметра σ, когда число неравновесных фононов в абсорбере пренебрежимо мало. При малых R_N величина отклика определяется выражением $\beta e/\hbar\omega$, с фактором подавления $\beta = 0.1$, возникающим из-за относительно высокой частоты сигнала $\hbar\omega \gg \Delta$ [5], а при $R_N \to \infty$ величина отклика стремится к нулю. Из рис.3 видно, что существует оптимальная величина сопротивления измерительного SIN перехода $R_N \approx 10^3$ Ом, при котором отклик устройства имеет максимум. Максимальное значение отклика $1.3e/\hbar\omega \approx 314$ А/Вт немного меньше недавно полученных экспериментальных результатов [13].

Кривая *2* на рис.3 получена для значения параметра $\sigma = 0.2$. Такая величина σ получается при типичном значении [8] коэффициента акустического согласования $\varsigma = 0.45$. Рассчитанный отклик имеет максимум при значении R_N, незначительно превышающем 10^3 Ом. Максимальное значение отклика $5.65e/\hbar\omega \approx 1363$ А/Вт, что больше недавно полученных экспериментальных результатов [13]. Превышение теоретического предсказания над результатами эксперимента можно объяснить рассогласованием импедансов абсорбера и источника сигнала в эксперименте.

Кривая *3* на рис.3 соответствует крайне малому значению параметра $\sigma = 10^{-4}$, при котором число неравновесных фононов в абсорбере велико. Отклик имеет максимум при значении R_N около $5 \cdot$

10^3 Ом. Максимальное значение отклика $28e/\hbar\omega \approx \approx 6.8 \cdot 10^4$ А/Вт, что существенно больше экспериментальных результатов [13].

На рис.4 представлены результаты численного расчета отклика детектора как функции параметра

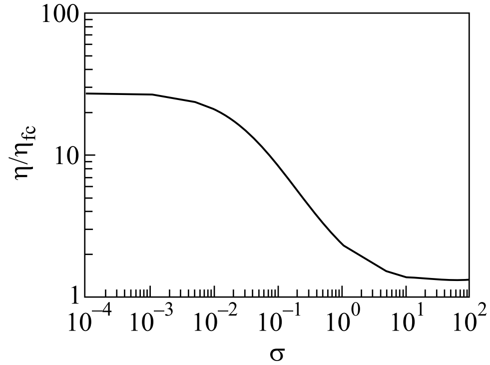

Рис.4. Зависимость отклика детектора от параметра неравновесности σ. Сопротивление измерительного SIN перехода близко к оптимальному $R_N = 1000$ Ом. Отклик нормирован на значение $\eta_{fc}(1\,\text{ТГц}) = e/\hbar\omega \cong \cong 241.3$ А/Вт, $\omega = 2\pi \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$

σ. Видно, что при малых и больших значениях параметра σ отклик выходит на постоянное значение. Использованная выше оценка $\sigma = 0.2$ из эксперимента [13] находится в той области, где зависимость отклика от параметра σ близка к максимуму.

На рис.5 в двойном логарифмическом масштабе представлены результаты численного расчета частотной зависимости отклика детектора для значений параметра неравновесности фононной подсистемы абсорбера $\sigma = 100,\ 0.2,\ 10^{-4}$. Из формы кривой *1* видно, что при больших значениях $\sigma = 100$ частотная зависимость близка к ω^{-1}, характерной для детекторов,

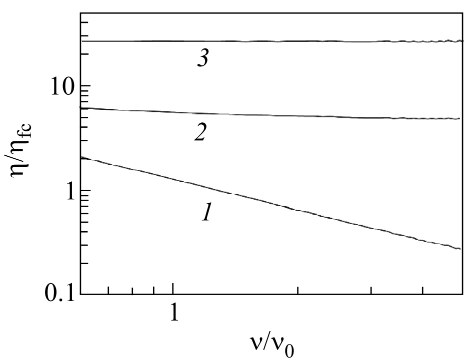

Рис.5. Частотная зависимость отклика детектора. Кривая *1* соответствует значению $\sigma = 100$, кривая *2* соответствует $\sigma = 0.2$, кривая *3* соответствует $\sigma = 10^{-4}$. Частота ν нормирована на $\nu_0 =1$ ТГц, отклик η нормирован на $\eta_{fc}(1\,\text{ТГц}){=}e/\hbar\omega \cong 241.3$ А/Вт

работающих в режиме "фотонного счетчика". Близкая к ω^{-1} частотная зависимость отклика наблюдалась в эксперименте [13] и согласуется с измеренными небольшими величинами отклика. Уменьшение σ до 0.2 приводит к появлению неравновесных фононов в абсорбере и, соответственно, к более слабой зависимости отклика от частоты (кривая *2* на рис.5). Дальнейшее уменьшение σ до 10^{-4} (кривая *3* на рис.5) переводит устройство в "болометрический режим" с практически не зависящим от частоты откликом.

Проведенный анализ работы сверхпроводникового детектора микроволнового излучения сверхмалых размеров [3, 4] показал, что данное устройство может функционировать в двух существенно различных модах – моде "фотонного счетчика" и "болометрической" моде. При работе в моде "фотонного счетчика" отклик такого детектора не может превышать величину $e/\hbar\omega$ и имеет частотную зависимость ω^{-1}. Работе детектора в "болометрической" моде соответствуют значительно большие величины отклика, не зависящие существенно от частоты. Кроссовер между модами определяется возможной мультипликацией электронов в абсорбере из-за поглощения неравновесных фононов и электрон-электронных соударений. Константа электрон-электронного взаимодействия является материальным параметром и относительно мала в возможных для использования в качестве абсорбера металлах (в рассмотренном нами случае чистого металла). С другой стороны, параметр неравновесности $\sigma = \tau_{p-e}/\nu\tau_{esc}$ определяется в том числе и акустическим рассогласованием металлической пленки абсорбера с материалом подложки и может быть сделан крайне малым в случае, например, использования в качестве абсорбера "висящих" пленок металла с вытравленной подложкой.

Существуют теоретические работы [14, 15], утверждающие, что в диффузных металлических пленках (а именно такие пленки используются в качестве абсорбера [3, 4, 13]) интерференция упругого и неупругого процессов рассеяния приводит к существенному увеличению скорости неупругой релаксации при малых энергиях. Несмотря на то, что недавние экспериментальные измерения интеграла столкновений в диффузных тонких пленках при сверхнизких температурах [16], проведенные в ограниченном энергетическом интервале, показали существенное расхождение эксперимента с теорией, возможное увеличение скорости электрон-электронной релаксации из-за интерференции упругого и неупругого процессов рассеяния может привести к увеличению отклика детектора за значения, рассчитанные нами в настоящей работе.

Авторы благодарны Н. Арнольду, Л. Кузьмину и М. Тарасову за полезное обсуждение проблемы.

Работа выполнена при поддержке министерства науки и образования России, в рамках государственного контракта # 02.434.11.1010 от 12 июля 2005 г.

---

1. P. L. Richards, J Superconductivity **17**, 545 (2004).
2. J. Zmuidzinas and P. L. Richards, IEEE Trans.Appl. Supercond. **92**, 1597 (2004).
3. M. Nahum and J. Martines, Appl. Phys. Lett. **63**, 3075 (1993).
4. А. Н. Выставкин, Д. В. Шуваев, Л. С. Кузьмин и др., ЖЭТФ **115**, 1085 (1999).
5. И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов, Письма в ЖЭТФ **80**, 752 (2004).
6. J. F. Seely and E. G. Harris, Phys. Rev. A **7**, 1064 (1973).
7. R. Fann, H. Storz, K. Tom et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 2834 (1992).
8. J. N. Ullom, P. A. Fisher, and M. Nahum, Phys. Rev. B **61**. 14839 (2000).
9. A. G. Kozorezov, A. F. Volkov , J. K. Wigmore et al., Phys. Rev. B **67**, 11807 (2000).
10. В. Ф. Елесин, ФТТ **19**, 2977 (1977).
11. В. Ф. Елесин, Ю. В. Копаев, УФН **133**, 259 (1981).
12. J. R. Tucker and M. J. Feldman, Rev. Mod. Phys. **57**, 1055 (1985).
13. М. А. Тарасов, Л. С. Кузьмин, Е. Степанцов и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 356 (2004).
14. A. Schmid, Z. Physik **271**, 251 (1974).
15. B. L. Altshuler, A. G. Aronov, and D.E. Khmelnitsky, J.Phys.C:Solid State Phys. **15**, 7367 (1982).
16. H. Pothier, S. Gueron , N. O. Birge et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3490 (1997).