

Теоретический анализ работы сверхпроводящего детектора микроволнового излучения на кинетической индуктивности

А. В. Семенов, И. А. Девятков^{*1)}, М. Ю. Куприянов*

Московский педагогический государственный университет, 119992 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 1 августа 2008 г.

Рассчитаны неравновесные функции распределения квазичастиц в тонкой и узкой диффузной полоске сверхпроводника, находящейся при низкой температуре и смещенной током, возникающие при облучении ее микроволновым сигналом. Рассчитано изменение кинетической индуктивности такой полоски под действием излучения, рассмотрено ее применение в качестве детектора микроволнового излучения и показано влияние неравновесности фононной подсистемы полоски на величину отклика.

PACS: 85.25.Pb, 85.35.—p

Сегодня высокочувствительные сверхпроводниковые детекторы микроволнового излучения различных типов широко используются для решения различных задач – от радиоастрономии и мониторинга атмосферы до медицины и противодействия террористической угрозе [1–3]. Особое место среди таких устройств занимает детектор, использующий чувствительность кинетической индуктивности L смещенной постоянным током I_0 сверхпроводящей полоски к мощности микроволнового излучения [4, 5]. Основным преимуществом такого реактивного детектора по отношению к другим детекторам является отсутствие найквистовых шумов, обусловленное равенством нулю активного сопротивления чувствительного элемента детектора. Использование в качестве измеряемого отклика детектора изменения кинетической индуктивности (точнее, магнитного потока $I_0 \delta L$ [5]) вместо изменения активного сопротивления дает возможность использовать это устройство при температурах, много ниже критической, когда можно пренебречь флуктуациями параметра порядка, важными в детекторах, использующих нелинейность перехода сверхпроводник – нормальный металл вблизи критической температуры T_c [1]. Кроме того, изменение индуктивности можно мерить не только непосредственно (с помощью сквида постоянного тока [4, 5]), но и путем включения сверхпроводящей полоски в высокодобротный колебательный контур, как это было предложено в [6], что позволяет создавать массивы подобного рода устройств.

Однако существующие теории [4, 5] работы данного перспективного детектора не содержат последовательного микроскопического расчета неравновесных функций распределения квазичастиц в сверхпроводящей полоске, изменение которых под действием микроволнового излучения определяет величину индуктивного отклика [7]. Для параметризации возмущенных функций распределения использовались либо равновесные фермиевские функции [4], либо феноменологическая μ – модель [5, 8], давно признанная некорректной [9], в том числе и самим ее автором [10]. В то же время существует последовательный микроскопический подход к расчету неравновесных параметров сверхпроводника, основанный на решении матричных уравнений для ξ -интегрированных квазиклассических функций Грина в прямом произведении пространств Келдыша и Намбу [11].

В данной работе, исходя из уравнений неравновесной сверхпроводимости [11], нами будут получены кинетические уравнения для тонкой и узкой диффузной полоски сверхпроводника, облучаемой микроволновым сигналом. Также будут выведены кинетические уравнения для фононной подсистемы сверхпроводящей полоски, что позволит нам последовательно учесть мультипликацию квазичастиц из-за фонон-электронного взаимодействия. Нами будет учтена модификация когерентных факторов сверхпроводника под действием приложенного к полоске постоянного тока смещения, принципиально важная, но не принимавшаяся ранее во внимание при анализе работы данного устройства [4, 5]. Полученная система интегральных уравнений будет решена численно и будут рассчитаны неравновесные функции распре-

¹⁾e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

деления квазичастиц, исходя из которых будет определена предельная чувствительность рассматриваемого детектора.

Мы будем считать, что абсорбер рассматриваемого детектора является тонкой диффузной полоской из сверхпроводящего материала с текущим через нее постоянным током. Мы будем предполагать ширину полоски достаточно малой (не больше нескольких эффективных длин когерентности) так, что в нее не могут входить абрикосовские вихри и ее критический ток определяется однородным распариванием. Длину полоски будем считать много большей длины когерентности. При выполнении этих условий можно пренебречь неоднородностью сверхпроводящего состояния поперек полоски и граничными эффектами на ее краях.

Неравновесные параметры такой сверхпроводящей полоски описывает уравнение Усаделя–Келдыша [11] для матричной функции Грина $\hat{G} = \begin{pmatrix} \hat{G}^R & \hat{G}^K \\ 0 & \hat{G}^A \end{pmatrix}$, где запаздывающая \hat{G}^R , опережающая $\hat{G}^A = -\hat{\tau}_3 (\hat{G}^R)^+ \hat{\tau}_3$ ($\hat{\tau}_3$ есть третья матрица Паули, действующая в пространстве Намбу) и келдышева \hat{G}^K компоненты являются также 2×2 матрицами в пространстве Намбу, учитывающем сверхпроводящие корреляции: $\hat{G}^R = \begin{pmatrix} G^R & F^R \\ -F^R & -G^R \end{pmatrix}$, F^R есть аномальная функция Грина. Устранив зависимость от пространственной координаты путем калибровочного преобразования, мы получили следующее уравнение для функции распределения квазичастиц по энергиям $f(\varepsilon)$:

$$\frac{df(\varepsilon)}{dt} = \left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt} + \left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-ph}. \quad (1)$$

Первое слагаемое $\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt}$ в правой части уравнения (1) описывает однофотонное поглощение в сверхпроводящей диффузной пленке, при котором закон сохранения импульса в процессе поглощения фотона [12] обеспечивается рассеянием электрона на примеси. При выполнении условия квантовости поглощения [13] $\tau_{el}^{-1} \gg \omega_0 \gg \tau_{in}^{-1}$, где ω_0 – частота электромагнитного поля, τ_{el}^{-1} – скорость упругой релаксации на примесях, τ_{in}^{-1} – скорость релаксации энергии, мы получили для этого слагаемого выражение

$$\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt} = \tau_{e-pt}^{-1} \{R_+ f_+ + R_- f_- - 2[R_+ + R_-] f\}. \quad (2)$$

Входящие в (2) функции R_{\pm} имеют вид $R_{\pm} = \text{Re}(G^R G_{\pm}^R + F^R F_{\pm}^R) / \text{Re} G^R$, индексы \pm означают, для краткости, смещенные на $\pm\omega_0$ аргументы функций, например $f_+ = f(\varepsilon + \omega_0)$. Скорость поглощения фотонов равна $\tau_{e-pt}^{-1} = e^2 D A_{\omega}^2$, где A_{ω} – вектор-потенциал высокочастотного электромагнитного сигнала $A(t) = A_{\omega} \cos(\omega_0 t)$, D – коэффициент диффузии пленки. При выводе (2) нами была выделена келдышева компонента уравнения Усаделя [11], использована известная декомпозиция для келдышевой компоненты функции Грина через функцию распределения \hat{h} [11]: $\hat{G}^K(t, t') = \int dt_1 [\hat{G}^R(t, t_1) \hat{h}(t_1, t') - \hat{h}(t, t_1) \hat{G}^A(t_1, t')]$, совершено фурье-преобразование по разностному времени $t - t'$: $\hat{h}(T, \varepsilon) = \int d(t - t') \exp(i\varepsilon(t - t')) \hat{h}(t, t')$, $T = (t + t')/2$, и сделано естественное, в случае оптического возбуждения, предположение об электронно-дырочной симметрии $\hat{h}(\varepsilon) = 1 - 2f(\varepsilon)$, то есть предположено, что поперечная компонента функции распределения $f_t(\varepsilon) = 0$. После взятия следа в пространстве Намбу и выделения стационарных (не осциллирующих с частотой, кратной частоте сигнала ω_0) слагаемых, нами была получена функция источника (2), которая, в отсутствие постоянного тока смещения, совпадает с аналогичным выражением, полученным другим способом в [13].

Второе слагаемое в правой части (1) описывает неупругое рассеяние квазичастиц на фононах и совпадает с соответствующим выражением работы [14].

Подобным образом получается и кинетическое уравнение для функции распределения фононов $N(\varepsilon)$ в сверхпроводящей пленке:

$$\frac{dN(\varepsilon)}{dt} = \left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{ph-e} + \left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{esc}. \quad (3)$$

Первое слагаемое в правой части (3) учитывает фотон-электронное взаимодействие, а второе описывает уход неравновесных фононов в подложку [15]:

$$\left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{esc} = -\tau_{esc}^{-1} N(\varepsilon), \quad \tau_{esc} = \frac{4d}{\varsigma v_s}, \quad (4)$$

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

Сделав естественное для рассматриваемого детектора предположение о слабости сигнала, мы линеаризовали (1), (3), положив $f(\varepsilon) = f_F(\varepsilon) + \varphi(\varepsilon)$, $N(\varepsilon) = N_B(\varepsilon) + n(\varepsilon)$, где $f_F(\varepsilon)$, $N_B(\varepsilon)$ равновесные распределения Ферми и Бозе, соответственно, а $\varphi(\varepsilon)$, $n(\varepsilon)$ – малые неравновесные поправки. После этого в главном приближении функция источника $\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-pt}$

описывается формулой (2) в которой функции распределения заменены на их равновесные значения: $f(\varepsilon) = f_F(\varepsilon)$, а выражение для электрон-фононного интеграла столкновений $\left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-ph}$, входящего в уравнение (1), принимает вид

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{e-ph} &= -(\tau_{rel}^{-1}(\varepsilon) + \tau_{rec}^{-1}(\varepsilon)) \varphi(\varepsilon) + \\ &+ \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_{\varepsilon}^{\omega_0} d\varepsilon' \{(\varepsilon - \varepsilon')^2 K(\varepsilon, \varepsilon') \varphi(\varepsilon') + \\ &+ \varepsilon'^2 K(\varepsilon, \varepsilon - \varepsilon') n(\varepsilon')\}. \end{aligned} \quad (5)$$

В формуле (5) когерентный фактор $K(\varepsilon, \varepsilon') = \text{Re } G^R(\varepsilon') - \text{Re } F^R(\varepsilon) \text{Re } F^R(\varepsilon') / \text{Re } G^R(\varepsilon)$, а скорости релаксации $\tau_{rel}^{-1}(\varepsilon)$ и рекомбинации $\tau_{rec}^{-1}(\varepsilon)$ равны, соответственно,

$$\begin{aligned} \tau_{rel}^{-1}(\varepsilon) &= \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon' (\varepsilon - \varepsilon')^2 K(\varepsilon, \varepsilon'), \\ \tau_{rec}^{-1}(\varepsilon) &= \frac{\lambda}{\omega_D^2} \int_0^{\infty} d\varepsilon' (\varepsilon + \varepsilon')^2 K(\varepsilon, -\varepsilon') \times \\ &\times [f_F(\varepsilon') + N_B(\varepsilon + \varepsilon')], \end{aligned} \quad (6)$$

где λ – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия, ω_D – частота Дебая.

Линеаризация фонон-электронного кинетического уравнения (3) приводит к следующему выражению:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial N(\varepsilon)}{\partial t} \right|_{ph-e} &= -(\tau_{p-b}^{-1}(\varepsilon) + \tau_{esc}^{-1}) n(\varepsilon) + \\ &+ 2\lambda_1 \int_{\varepsilon}^{\omega_0} d\varepsilon' K(\varepsilon' - \varepsilon, \varepsilon') \text{Re } G^R(\varepsilon') \varphi(\varepsilon'), \end{aligned} \quad (7)$$

где константа $\lambda_1 = \lambda(z/\pi)^{2/3}(v_s/v_F)/12$ [16], v_F – скорость электронов на поверхности Ферми, z – число валентных электронов на один атом, а

$$\tau_{p-b}^{-1}(\varepsilon) = \lambda_1 \int_0^{\varepsilon} d\varepsilon' K(\varepsilon' - \varepsilon, \varepsilon') \text{Re } G^R(\varepsilon'). \quad (8)$$

Формулы (5)–(8) переходят в соответствующие выражения работы [17], если пренебречь влиянием постоянного тока смещения на сверхпроводящие когерентные факторы.

Кинетическая индуктивность сверхпроводящей полоски связана с ее неравновесными параметрами соотношением Маттиса–Бардина [7], обобщенного нами на случай конечного тока смещения:

$$L^{-1} = \sigma_N \int d\varepsilon (1 - 2f(\varepsilon)) \text{Im}(F^R)^2, \quad (9)$$

где σ_N – нормальная проводимость полоски.

Под действием микроволнового излучения в формуле для кинетической индуктивности (9) меняется как функция распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$, так и когерентный фактор $\text{Im}(F^R)^2$, который, в свою очередь, зависит от приложенного к сверхпроводящей пленке постоянного тока I_0 . При этом ясно, что максимальное значение отклика устройства $I_0 \delta L$ достигается при существенной, по сравнению с током распаривания, величине постоянного тока, текущего через пленку, который значительно модифицирует когерентные факторы $\text{Im}(F^R)^2$, $K(\varepsilon, \varepsilon')$, R_{\pm} .

Для учета влияния постоянного тока смещения на когерентные факторы нами было численно решено уравнение Усаделя для запаздывающих функций Грина [11, 18]:

$$-i\varepsilon F^R - i\Delta G^R + \Gamma G^R F^R = 0, \quad (10)$$

где Γ – энергия распаривания (связь между током и энергией распаривания хорошо аппроксимируется выражением $I_0/I_c \simeq 1.89\sqrt{g}(\pi/2 - 1.8g - 1.0g^2)$ [18], в котором $g = \Gamma/\Delta_0$ – нормированная на параметр порядка в отсутствии тока энергия распаривания, I_c – критический ток пленки) совместно с уравнением самосогласования для параметра порядка:

$$\Delta = -\lambda \int_0^{\omega_D} d\varepsilon (1 - 2f(\varepsilon)) \text{Re } F^R. \quad (11)$$

В уравнении (10) опущены слагаемые, пропорциональные вектор-потенциалу высокочастотного сигнала A_{ω} , поскольку, как это можно показать, при низких температурах $T \ll \Delta$ их влияние несущественно. При численном решении (10) использовалась Φ -параметризация запаздывающих функций Грина: $G^R(\varepsilon) = \varepsilon/\sqrt{\varepsilon^2 - \Phi^2(\varepsilon)}$, $F^R(\varepsilon) = -\Phi(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon^2 - \Phi^2(\varepsilon)}$, предложенная в работе [19].

Совместное численное решение уравнений (10), (11) показывает, что с ростом энергии распаривания следующие из теории БКШ [20] особенности при $\varepsilon = \Delta$ в плотности квазичастичных состояний $\text{Re } G^R(\varepsilon)$ сглаживаются, а щель Ω в плотности квазичастичных состояний уменьшается, обращаясь в нуль при $\Gamma \simeq 0.15\Delta_0$. Сходным образом при увеличении Γ ведут себя спектральные функции $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$, а также спектральная функция $\text{Im}(F^R)^2$, интегралом от которой определяется кинетическая индуктивность (9). Численные расчеты на основании уравнений (10), (11) показывают, что при увеличении Γ зависимость последней от энергии ε меняется от дельтаобразной с пиком при $\varepsilon = \Delta_0$ к более сглаженной.

Подстановка рассчитанных когерентных функций $\text{Re } G^R$, $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$ в когерентный фактор $R_{\pm} = \text{Re}(G^R G_{\pm}^R + F^R F_{\pm}^R) / \text{Re } G^R$ позволила нам рассчитать электрон-фотонный интеграл столкновений (2) (функцию источника). На рис.1 представлена зависимость от энергии нормированной на ско-

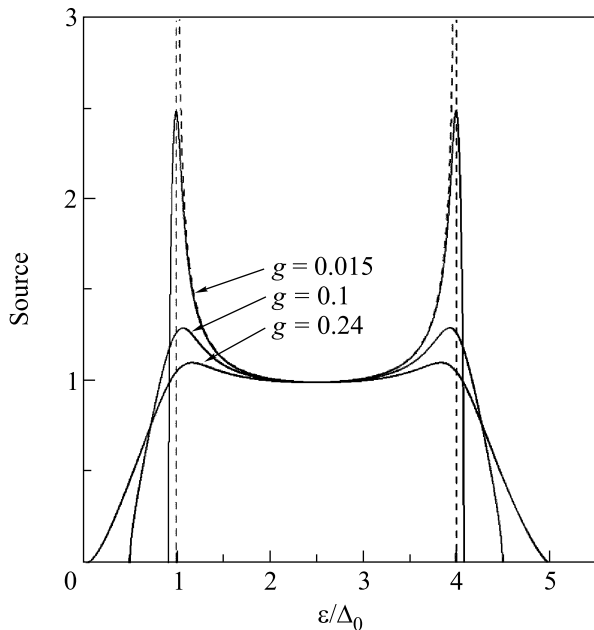


Рис.1. Нормированная на скорость электрон-фотонных столкновений функция источника как функция энергии квазичастиц, рассчитанная для различных значений параметра распаривания g . Положено $\omega_0 = 5\Delta_0$, $T = 0$. Пунктир соответствует пределу $g = 0$

рость электрон-фотонных столкновений τ_{e-pt}^{-1} функции источника (2), построенной для значений параметра распаривания $g = 0.015; 0.1; 0.24$; пунктир соответствует пределу $I_0 = 0$. В этих и последующих численных расчетах используется значение частоты монохроматического электромагнитного сигнала $\omega_0 = 5\Delta_0$; при расчете функции источника использовалось соотношение (2) с функциями распределения f , f_{\pm} , равными равновесным фермиевским с температурой $T = 0$. Особенности на “краях” при малых значениях параметра распаривания g представленной на рис.1 функции источника (2) являются следствием аналогичных особенностей, имеющих место в когерентных функциях $\text{Re } G^R$, $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$. “Щели” в функции источника, представленной на рис.2, при $\varepsilon \geq 0$ и $\varepsilon \leq \omega_0$ возникают из-за наличия “щели” Ω в когерентных функциях $\text{Re } G^R$, $\text{Im } G^R$, $\text{Re } F^R$, $\text{Im } F^R$, входящих в когерентный фактор R_{\pm} , и закона сохранения энергии при поглощении кванта электромагнитного излучения. При переходе

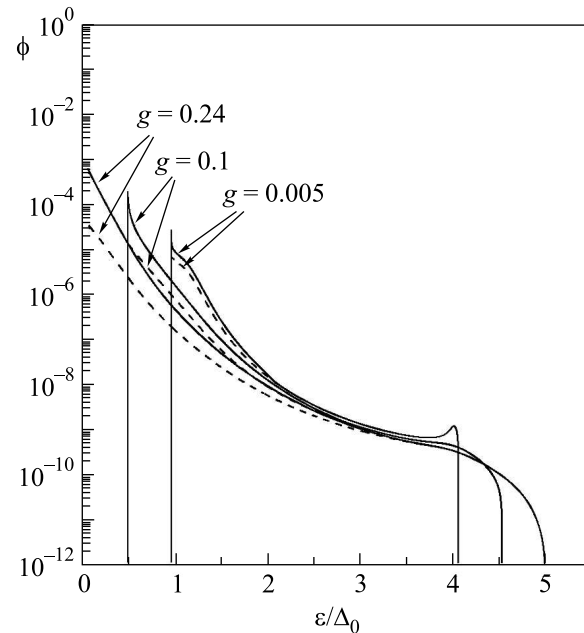


Рис.2. Функции распределения неравновесных квазичастиц $\varphi(\varepsilon)$, рассчитанные численно при нескольких значениях энергии распаривания g . Пунктирные кривые соответствуют режиму “фононного термостата”, сплошные кривые – режиму “эффективно запертых фононов”

в бесщелевое состояние при $g \gtrsim 0.15$ “щели” в функции источника на рис.1 исчезают, а особенности на краях сильно сглаживаются.

В случае, когда длительность импульсов поглощаемого сигнала существенно превышает характерные времена отклика электронной и фононной подсистем пленки абсорбера (6), (8), в абсорбере успевают установиться квазистационарные функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$ и фононов $N(\varepsilon)$, для нахождения которых достаточно положить левые части уравнений для $f(\varepsilon)$ и $N(\varepsilon)$ (1), (3) равными нулю. При этом представленная на рис.1 функция источника (2) и рассчитанные из (10), (11) когерентные функции делают возможным численное решение системы интегральных уравнений (1), (3), с учетом (5)–(8), методами, использованными в [21, 22] для расчета неравновесных функций распределения в нормальном абсорбере. На рис.2 представлены результаты численного расчета функции распределения квазичастиц в сверхпроводящем абсорбере для различных значений параметра распаривания g . Расчеты были проведены при следующих значениях параметров: $\omega_D = 135\Delta_0$, $\lambda = 0.16$, $T = 0.15\Delta_0$; τ_{e-pt}^{-1} соответствует поглощению мощности $P = 10^{-13}$ Вт в алюминиевом абсорбере площадью 1 мм^2 и толщиной

10 нм. Сплошные линии на рис.2 соответствуют выполнению условия

$$\tau_{esc}^{-1} \ll \tau_{p-b}^{-1}(\omega_0), \quad (12)$$

которое мы назовем режимом “эффективно запертых фононов”, а пунктир соответствует пределу, обратному (12), режиму “фононного термостата” [23].

В режиме “фононного термостата” фононы успевают свободно покинуть сверхпроводящую пленку, без действия на ее квазичастичную подсистему. При этом неравновесные фононы в пленке фактически отсутствуют, фононные подсистемы пленки и подложки объединены и мультипликации квазичастиц за счет фонон-электронного взаимодействия не происходит. Поэтому пунктирные линии на рис.2 всегда лежат ниже сплошных линий, отвечающих режиму “эффективно запертых фононов” (12).

Уменьшение скорости ухода фононов в подложку τ_{esc}^{-1} приводит к появлению в пленке неравновесных фононов и мультипликации квазичастиц из-за фонон-электронного взаимодействия, подобно тому, как это было рассмотрено в [22] для случая нормального абсорбера.

Отличие от мультипликации квазичастиц в нормальном металле состоит в том, что в случае сверхпроводящего абсорбера не все фононы одинаково эффективны для мультипликации. В силу закона сохранения энергии при поглощении кванта микроволнового излучения и наличия щели Ω в спектре возбуждения квазичастиц (рис.1) неравновесные фононы возникают с энергией, меньшей $\omega_0 - 2\Omega$. Более того, в силу наличия щели Ω в спектре возбуждения квазичастиц фононы с энергией меньше 2Ω “развязаны” с квазичастичной подсистемой сверхпроводящего абсорбера, поскольку (из-за наличия щели) они не могут ни поглощаться, порождая квазичастичные пары, ни порождаться при рекомбинации квазичастиц (процессами рассеяния фононов на избыточных квазичастицах в линейном приближении следует пренебречь). Поэтому увеличение параметра распаривания g , подавляющего щель Ω в спектре возбуждения квазичастиц, приводит к увеличению доли фононов, взаимодействующих с квазичастичной подсистемой, и более эффективной мультипликации квазичастиц, как это и видно из рис.2. Также необходимо отметить крайне слабый рост мультипликации квазичастиц при уменьшении τ_{esc}^{-1} после того, как условие (12) становится справедливым, поскольку при выполнении (12) динамика фононов в пленке, обеспечивающая мультипликацию квазичастиц [22], определяется только электрон-фононным взаимодействием.

Верхняя и нижняя границы спектра возбужденных квазичастиц на рис.2 совпадают с верхней и нижней границами функции источника (рис.1).

На рис.3 представлены неравновесные функции распределения фононов, рассчитанные численно при

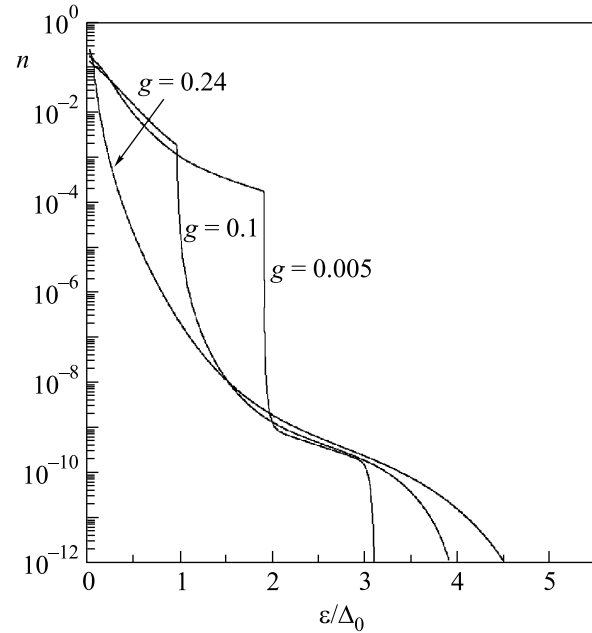


Рис.3. Функции распределения неравновесных фононов, рассчитанные численно при тех же значения параметра распаривания g , что и неравновесные функции распределения квазичастиц на рис.2

тех же значениях параметра распаривания g , что и неравновесные функции распределения квазичастиц на рис.2. При численных расчетах скорость ухода фононов τ_{esc}^{-1} считалась равной $10^{-8}\omega_0$. При этом условие (12) режима “эффективно запертых фононов” было выполнено. Как было отмечено выше, спектр неравновесных фононов в линейном приближении ограничен сверху значением $\omega_0 - 2\Omega$. Поэтому, поскольку по мере увеличения параметра распаривания g щель Ω уменьшается, область энергий, в которой есть неравновесные фононы, увеличивается, что и видно на рис.3. Характерной особенностью функций распределения неравновесных фононов, представленных на рис.3, является скачок при энергии, равной 2Ω , который является наиболее резким при малых значениях параметра распаривания g . Причиной скачка функции распределения неравновесных фононов является отмеченный выше разрыв связи фононной подсистемы с квазичастичной при энергии фононов, меньшей 2Ω .

Рассчитанные нами неравновесные функции распределения квазичастиц, представленные на рис.2,

и спектральная функция $\text{Im}(F^R)^2$, полученная из (10), (11), позволили нам найти по формуле Маттиса–Бардина (9) изменение кинетической индуктивности диффузной сверхпроводящей полоски под действием микроволнового излучения. На рис.4 представлены

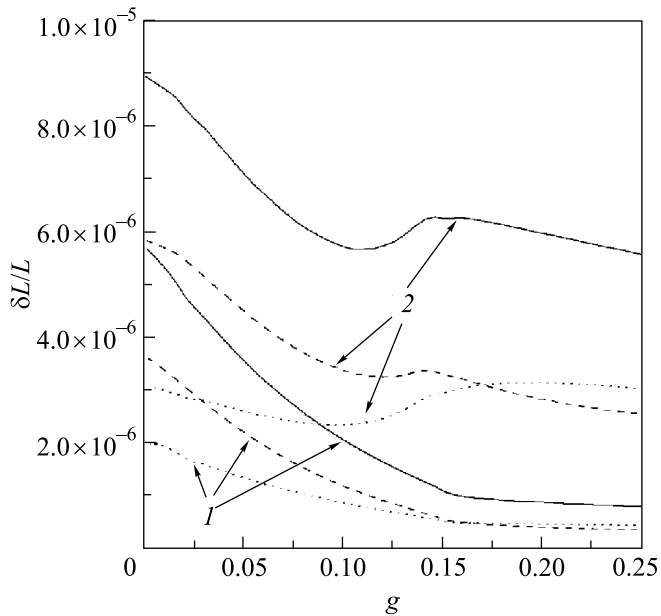


Рис.4. Сплошные кривые – нормированный на кинетическую индуктивность L сверхпроводящего абсорбера в отсутствие постоянного тока отклик кинетической индуктивности как функция энергии распаривания g . Группа кривых 1 – предел “фононного термостата”, группа кривых 2 – предел “эффективно запертых фононов”. Пунктир – вклады в отклик кинетической индуктивности от изменения функций распределения, точки – вклады от изменения параметра порядка

зависимости относительного изменения кинетической индуктивности $\delta L/L$ от параметра распаривания g . Группа кривых 1 на рис.4 отвечает режиму “фононного термостата”, а группа кривых 2 отвечает режиму “эффективно запертых фононов” (12). При этом сплошные линии на рис.4 представляют сумму двух компонент: $\delta_1 L$ (пунктир) и $\delta_2 L$ (точки). Компонента $\delta_1 L$ описывает изменение кинетической индуктивности, обусловленное изменением функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$ при фиксированной спектральной функции $\text{Im}(F^R)^2$, а компонента $\delta_2 L$ описывает изменение кинетической индуктивности, обусловленное изменением спектральной функции $\text{Im}(F^R)^2$ при фиксированной функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$. При этом влияние неравновесности функции распределения квазичастиц $f(\varepsilon)$ на спектральную функцию $\text{Im}(F^R)^2$ учитывалось через ее зависимость от параметра порядка;

отклик параметра порядка на отклонение функции распределения квазичастиц от равновесной был рассчитан нами из уравнения самосогласования (11). Из рис.4 следует, что отклик в режиме “эффективно запертых фононов” существенно больше, чем в режиме “фононного термостата”, когда отсутствует мультипликация квазичастиц. В то же время, рассчитанные нами при низкой температуре ($T \ll T_c$) вклады $\delta_1 L$, $\delta_2 L$, представленные на рис.4, оказываются соизмеримыми в обоих случаях, что контрастирует с результатами расчетов работы [24], проведенных для случая высоких температур ($T_c - T \ll T_c$). При этом вид зависимости $\delta L(g)$ в основном отражает ход зависимости числа избыточных квазичастиц от параметра распаривания g .

На рис.5 представлены результаты численного расчета зависимости изменения магнитного потока

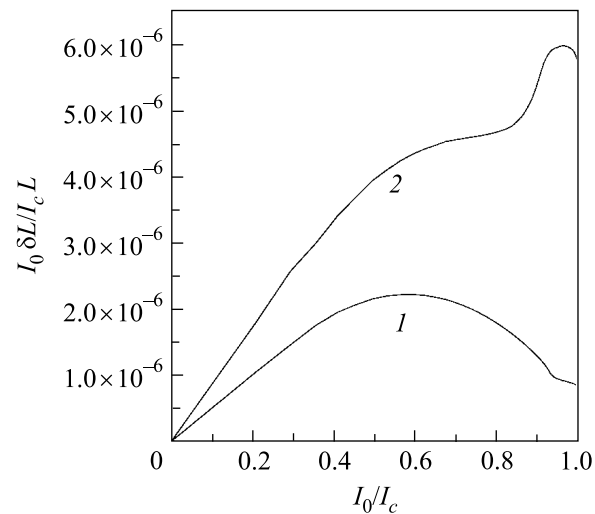


Рис.5. Нормированный отклик детектора на кинетическую индуктивность $I_0 \delta L / I_c L$ как функция тока смещения. Кривая 1 – предел “фононного термостата”, кривая 2 – предел “эффективно запертых фононов”

в рассматриваемом детекторе $I_0 \delta L$ от величины тока смещения I_0 при фиксированной мощности микроволнового сигнала. Кривая 1 соответствует расчетам, проведенным для параметров пленки, соответствующих режиму “фононного термостата”, а кривая 2 соответствует режиму “эффективно запертых фононов”. Видно, что обе зависимости имеют максимум по I_0 , но этот максимум достигается при различных значениях тока I_0 . Положение максимума определяется конкуренцией между линейным ростом тока I_0 и убыванием δL с ростом тока распаривания (см. рис.4). При этом величина отклика в режиме “эффективно запертых фононов” больше, чем в режиме “фононного термостата”.

Представленные на рис.2-5 результаты численных расчетов параметров детектора на кинетической индуктивности тонкой сверхпроводящей полоски отвечали температуре $T = 0.15\Delta_0$. Аналитические оценки и численный расчет показывают, что температурная зависимость при низких температурах, $T \ll T_c$, будет экспоненциальной: $\delta L \propto \exp(\Delta/T)$, совпадающей с зависимостью, полученной в рамках μ -модели [5]. Однако величина рассчитанной нами предэкспоненты в режиме “фононного термостата” оказалась приблизительно на полтора порядка меньше результатов работы [5]. Различие становится еще более заметным в режиме “эффективно запертых фононов”, когда оценки, приведенные в работе [5], ведут к нефизическому неограниченному росту отклика кинетической индуктивности при уменьшении скорости ухода фононов в подложку τ_{esc}^{-1} , в то время как наши расчеты предсказывают конечный рост величины отклика (см. рис.4, 5).

В рамках проведенного последовательного микроскопического анализа работы сверхпроводящего реактивного детектора микроволнового излучения рассчитаны неравновесные функции распределения квазичастиц и фононов при квантовом поглощении излучения в тонкой диффузной сверхпроводящей полоске. Рассчитано изменение кинетической индуктивности этой полоски при конечном значении постоянного тока смещения и показано, что отклик такого устройства существенно зависит от соотношения между скоростью ухода фононов в подложку τ_{esc}^{-1} и скоростью фонон-электронной релаксации $\tau_{p-b}^{-1}(\omega_0)$. В режиме “фононного термостата” $\tau_{p-b}^{-1}(\omega_0)/\tau_{esc}^{-1} \rightarrow 0$ в сверхпроводящей пленке нет мультипликации фононов из-за фонон-электронного взаимодействия, и реактивный отклик устройства существенно меньше достигаемого в обратном пределе “эффективно запертых фононов” (12) $\tau_{esc}^{-1}/\tau_{p-b}^{-1}(\omega_0) \rightarrow 0$, когда мультипликация есть. Проведено сравнение полученной величины отклика с результатами предыдущих расчетов [5] и показано, что отклик данного устройства существенно меньше и конечен для любого соотношения параметров.

Работа выполнена при поддержке министерства науки и образования России в рамках государственного контракта 02.513.11.3157 и в рамках программ Европейского Союза EU FP6 STREP “SINPHONIA” (номер контракта NMP4-СТ-2005-16433), EU FP6 IP “QAR” (номер контракта 15848), а также была поддержана грантами Российского фонда фунда-

ментальных исследований # 07-02-13626 и Министерства Образования РФ “Исследование неравновесных процессов в тонкопленочных сверхпроводящих наноструктурах после поглощения фотонов ИК диапазона”.

1. P. L. Richards, *J Superconductivity* **17**, 545 (2004).
2. A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld et al., *Nature Photon.* **2**, 302 (2008).
3. А. Н. Выставкин, Д. В. Шуваев, Л. С. Кузьмин и др., *ЖЭТФ* **115**, 1085 (1999).
4. E. N. Grossman, D. G. McDonald, and J. E. Sauvageau, *IEEE Trans. Magn* **27**, 2757 (1991).
5. A. V. Sergeev, V. V. Mitin, and B. S. Karasik, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 817 (2002).
6. P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin et al., *Letters to Nature* **425**, 817 (2003).
7. D. C. Mattis and J. Bardeen, *Phys. Rev.* **111**, 412 (1958).
8. T. S. Owen and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 1559 (1972).
9. В. Ф. Елесин, Ю. В. Копяев, *УФН* **133**, 259 (1981).
10. J. J. Chang and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. B* **15**, 2651 (1977).
11. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **73**, 299 (1977).
12. N. Ashcroft and N. Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, 1976.
13. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
14. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **68**, 1915 (1975).
15. J. N. Ullom, P. A. Fisher, and M. Nahum, *Phys. Rev. B* **61**, 14839 (2000).
16. A. G. Kozorezov, A. F. Volkov, J. K. Wigmore et al., *Phys. Rev. B* **67**, 11807 (2000).
17. Yu. N. Ovchinnikov and V. Z. Kresin, *Phys. Rev. B* **58**, 12416 (1998).
18. A. Anthore, H. Pothier, and D. Esteve, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 127001-1 (2003).
19. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
20. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd edn, McGraw-Hill, New York, 1976.
21. И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 752 (2004).
22. И. А. Девятков, П. А. Крутицкий, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 61 (2006).
23. J. A. Pals, K. Weiss, P. M. T. M. van Attekum et al., *Physics Reports* **89**, 323 (1982).
24. O. Entin-Wohlman, J. Low. *Temp. Phys.* **43**, 91 (1980).