

Высокочувствительный детектор микроволнового излучения на джозефсоновской гетероструктуре

И. А. Девятков¹⁾, М. Ю. Куприянов

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,

МГУ им. М.В. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 марта 2009 г.

Теоретически рассмотрена возможность применения джозефсоновской гетероструктуры, состоящей из металлического абсорбера наноразмеров, отделенного от сверхпроводящих полосок тонкими прослойками изолятора, в качестве высокочувствительного детектора микроволнового излучения. Рассчитан индуктивный отклик такого детектора, исследовано влияние неравновесности электронной подсистемы металлического абсорбера на величину его отклика. Определена предельная чувствительность предлагаемого детектора.

PACS: 85.25.Pb, 85.35.-p

В качестве высокочувствительных приемников микроволнового излучения в настоящее время широко используются низкотемпературные болометры – устройства, измеряющие мощность P сигнала по изменению функции распределения квазичастиц в абсорбере болометра под действием излучения [1, 2]. Для фиксации изменения функции распределения в низкотемпературных болометрах используются как эффекты, ведущие к изменению активной компоненты тока датчика болометра, так и явления, ведущие к изменению реактивной, индуктивной компоненты тока.

До настоящего времени среди болометров более популярными были устройства с активными датчиками, например, болометры, использующие сильную зависимость вольт-амперной характеристики полоски из сверхпроводящего материала (возможно, смещенной постоянным током [3]) от электронной температуры T_e вблизи критической температуры T_c [4], или СЕВ болометры (болометры на “холодных электронах”) с SIN (сверхпроводник – изолятор – нормальный металл) измерительным переходом [5].

В то же время, индуктивные болометры потенциально обладают рядом преимуществ перед активными болометрами, главными из которых является отсутствие в них найквистовых шумов, обусловленное равенством нулю активного сопротивления чувствительного элемента индуктивного детектора, и возможность измерять изменение индуктивности с помощью маломощного сквида постоянного тока [6, 7].

Однако существующие реализации низкотемпературного индуктивного болометра [6, 8] используют чувствительность кинетической индуктивности L смещенной постоянным током I сверхпроводящей полоски к мощности P микроволнового излучения. Экспериментальные исследования такого индуктивного болометра [6, 8] показали, что значение его шумового параметра NEP не достигает актуального для современных радиоастрономических приложений величины $NEP < 10^{-19}$ Вт·Гц^{-0.5}. Эти экспериментальные результаты согласуются с недавними теоретическими расчетами [9], показавшими, что индуктивный отклик такого детектора существенно меньше полученных ранее феноменологических оценок [7].

В данной публикации предлагается и теоретически обосновывается новый вариант высокочувствительного кинетического детектора, состоящего из джозефсоновского SINIS (сверхпроводник – изолятор – нормальный металл – изолятор – сверхпроводник) перехода, в котором неравновесность функции распределения электронов по энергии $f(\varepsilon)$ в наноразмерной N-области достигается за счет емкостной связи этой области с принимающей внешний сигнал антенной. Отклонение $f(\varepsilon)$ от равновесного распределения приводит к изменению критического тока I_c перехода, то есть фактически, к его индуктивности $L_k = \Phi_0/2\pi I_c$ ($\Phi_0 \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$ Вб – квант магнитного потока), что и является полезным сигналом такого устройства. Мы также покажем, что предлагаемое нами устройство имеет ряд преимуществ по сравнению с недавно предложенным в [10] болометре на длинном SNS (сверхпроводник – нормальный

¹⁾e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

металл – сверхпроводник) джозефсоновском переходе и свободно от ряда принципиально неустранимых недостатков, присущих SNS болометрам.

Предлагаемый нами индуктивный детектор схематически изображен на рис.1 и представляет собой джозефсоновский SINIS переход с дополнитель-

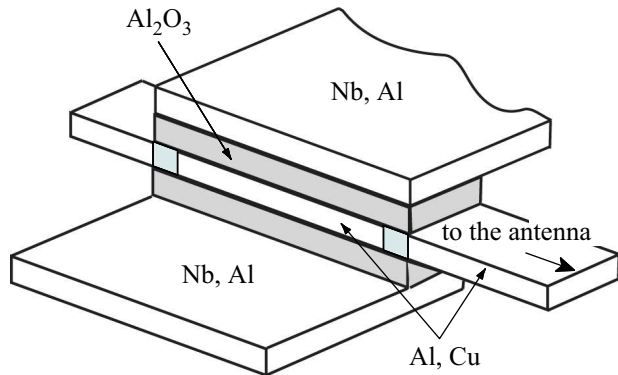


Рис.1. Схематическое изображение болометра на джозефсоновской гетероструктуре. Широкие светлые полосы – сверхпроводящие (Nb, Al) электроды. Узкие светлые полосы – нормальные или сверхпроводящие микрополоски, обеспечивающие подачу высокочастотного сигнала к N-абсорберу, изображенному светлым цветом в центре рисунка, между слоями изолятора (Al_2O_3), изображенных серым цветом

но подведенными к N-слою нормальными или сверхпроводящими микрополосками, служащими для подачи микроволнового излучения от приемной антенны к N-слою, являющемуся абсорбером данного болометра. Подобные четырехзондовые структуры ранее использовались [11, 12] при экспериментальном исследовании джозефсоновского транзистора. Отличие предлагаемой нами структуры от структуры, исследованной в [11, 12], состоит в наличии дополнительных прослоек изолятора I, отделяющих область N-абсорбера от микрополосок. Данные I-слои необходимы для тепловой изоляции N-абсорбера, обеспечивая в то же время емкостную связь по СВЧ с принимаемым микроволновым сигналом. Подобная схема тепловой изоляции N-абсорбера используется в СЕВ болометрах [5]. Также рассматриваемая структура подобна структуре, теоретически рассмотренной в [13], отличаясь тем, что в предлагаемом нами устройстве для изменения функции распределения электронов по энергии $f(\varepsilon)$ центрального электрода предполагается использовать микроволновое излучение, в то время как в [13] для этого предполагалось использовать постоянное напряжение.

Джозефсоновский ток через SINIS гетероструктуру описывается известным выражением [14, 15]

$$I_s(\varphi) = \frac{1}{2eR_N} \int d\varepsilon (1 - 2f(\varepsilon)) \text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi), \quad (1)$$

в котором φ – разность фаз между сверхпроводящими электродами, R_N – нормальное сопротивление гетероструктуры в направлении протекания сверхтока, e – заряд электрона, а $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$ – спектральная плотность сверхтока.

Из формулы (1) следует, что джозефсоновский ток через рассматриваемую гетероструктуру интегральным образом зависит от функции распределения электронов по энергиям $f(\varepsilon)$ N-абсорбера. В отсутствие микроволнового сигнала $f(\varepsilon) = f_F(\varepsilon)$, где $f_F(\varepsilon) = (1 + \exp\{(\varepsilon - \mu)/T_e\})^{-1}$ – фермиевская функция распределения, μ – химический потенциал. При облучении устройства микроволновым сигналом функция распределения $f(\varepsilon)$ N-абсорбера отлична от фермиевской $f_F(\varepsilon)$, поскольку поглощение микроволн в металлах и сверхпроводниках при низких температурах происходит квантовым образом [16]. Для корректного расчета $f(\varepsilon)$ необходимо воспользоваться подходом, основанным на решении квантового кинетического уравнения, развитым в [17–19].

Ниже мы ограничимся наиболее интересным случаем, когда размеры пленки диффузного N-абсорбера существенно меньше характерных длин энергетической релаксации электронов. Это позволяет считать функцию $f(\varepsilon)$ не зависящей от пространственных координат. Будем также полагать, что принимаемый сигнал монохроматичен и непрерывен во времени. В рамках сделанных выше допущений распределение электронов по энергии в пленке абсорбера должно определяться балансом между потоком частиц, возбуждаемых вследствие поглощения излучения, и их релаксацией, связанной с передачей энергии фононам и уходом возбужденных электронов в сверхпроводящие электроды.

Стационарное кинетическое уравнение, описывающее процесс квантового поглощения и релаксации возбуждений, имеет следующий вид [18, 19]:

$$I_{e-pt} + I_{e-ph} + I_{\text{SIN}} = 0. \quad (2)$$

Первое слагаемое, I_{e-pt} , в левой части (2) описывает однофотонный процесс поглощения, при котором закон сохранения импульса в процессе поглощения фотона электроном обеспечивается упругим рассеянием электрона на примеси [16, 19]:

$$I_{e-pt} = \tau_{e-pt}^{-1} (f(\varepsilon + \omega_0) + f(\varepsilon - \omega_0) - 2f(\varepsilon)). \quad (3)$$

Входящее в (3) обратное время электрон-фотонного взаимодействия равно $\tau_{e-ph}^{-1} = 2P/VN(0)\omega_0^2$, где V – объем абсорбера, $N(0)$ – плотность состояний на уровне Ферми (на спин), ω_0 – частота микроволнового сигнала.

Второе слагаемое, I_{e-ph} , в левой части (2) описывает неупругое рассеяние электронов на фононах [16]:

$$I_{e-ph} = \frac{\lambda}{\omega_D^2} \times \int_0^\infty d\omega \omega^2 \{ [1 - f(\varepsilon)] f_- g(\omega) - f(\varepsilon) [1 - f_+] g(\omega) - f(\varepsilon) [1 - f_-] [1 + g(\omega)] + [1 - f(\varepsilon)] f_+ [1 + g(\omega)] \}, \quad (4)$$

где $f_\pm = f(\varepsilon \pm \omega)$, $\lambda = (\pi/4)(2/z_v)^{2/3}$ – безразмерная константа электрон-фононного взаимодействия, z_v – число валентных электронов на один атом, ω_D – частота Дебая, а $g(\omega)$ – число заполнения фононов.

Третье слагаемое, I_{SIN} , в левой части (2) описывает уход возбужденных электронов N-абсорбера в сверхпроводящие электроды путем туннелирования сквозь слой изолятора I, и имеет следующий вид [17, 20]:

$$I_{SIN} = -\tau_{SIN}^{-1} N_s(\varepsilon) N_n(\varepsilon, \varphi) f_1(\varepsilon). \quad (5)$$

В этой формуле $\tau_{SIN} = 0.5e^2 R_N V N(0)$, $N_s(\varepsilon) = \Theta(|\varepsilon| - \Delta) |\varepsilon| / \sqrt{\varepsilon^2 - \Delta^2}$ – нормированная плотность состояний сверхпроводника, Δ – щель в спектре возбуждений сверхпроводника, $\Theta(\varepsilon)$ – ступенчатая функция Хэвисайда, $N_n(\varepsilon, \varphi)$ – рассчитанная с учетом эффекта близости плотность состояний нормального абсорбера [20], представленная кривой 3 на рис.2, $f_1(\varepsilon)$ – неравновесная поправка к полной функции распределения $f(\varepsilon) = f_F(\varepsilon) + f_1(\varepsilon)$.

В кинетическом уравнении (2) мы не учли электрон-электронного интеграла столкновений, поскольку, как это будет показано ниже, в рассматриваемой ситуации влияние электрон-электронного взаимодействия можно учесть в рамках более простой двухтемпературной модели [21].

Подстановка интегралов столкновений, описываемых формулами (3)–(5), в стационарное кинетическое уравнение (2) позволило нам получить следующее интегральное уравнение для неравновесной поправки $f_1(\varepsilon)$ к полной функции распределения $f(\varepsilon)$:

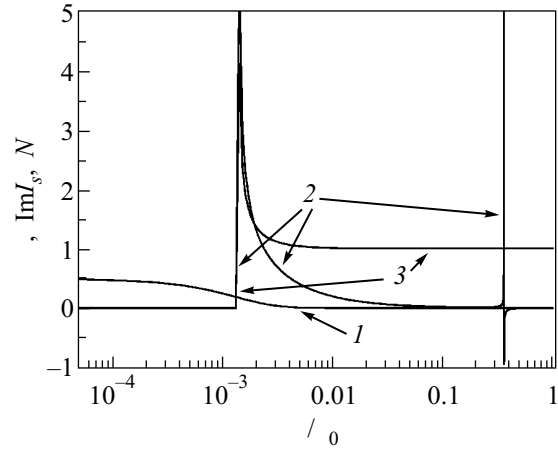


Рис.2. Функция распределения неравновесных квази-частиц $f_1(\varepsilon)$ (кривая 1), спектральная плотность сверхпроводящего тока $\text{Im } I_s(\varepsilon, \pi/2)$ (кривая 2), и плотность состояний нормального абсорбера $N_n(\varepsilon, \pi/2)$ (кривая 3), как функции энергии ε , нормированной на частоту сигнала ν_0

$$f_1(x) \left\{ F(x) + 2 \int_x^\infty dz f_1(z) (z^2 + x^2) + 4x \int_0^x dz f_1(z) z \right\} = \gamma \{ \Theta(1-x) + [f_1(x+1) + f_1(x-1) - 2f_1(x)] \} + \int_x^\infty dz f_1(z) (z-x)^2, \quad (6)$$

где

$$x = \varepsilon/\omega_0, \quad \gamma = 2P\omega_D^2/VN(0)\lambda\omega_0^5,$$

$$F(x) = x^3/3 + \kappa N_s(\varepsilon) N_n(\varepsilon), \quad \kappa = 2\omega_D^2/e^2 V R_N N(0)\lambda\omega_0^3.$$

При выводе уравнения (6) мы ограничились случаем низких температур, то есть считали $f_F(x) = \Theta(-x)$. Также при выводе (6) мы считали, что число равновесных и неравновесных фононов пренебрежимо мало, то есть было положено $g(\omega) = 0$ в (4) и учитывались только спонтанные переходы, что справедливо для тонких пленок, акустически согласованных с материалом подложки. Уравнение (6) отличается от соотношения (7) работы [19] тем, что входящая в нее функция $F(x)$ учитывает уход электронов из состояния с энергией ε не только из-за электрон-фононного взаимодействия, как было предположено в работе [19], но и из-за туннелирования в сверхпроводящие электроды, описываемого формулой (5).

На рис.2 представлены результаты численного расчета неравновесной поправки $f_1(\varepsilon)$ (кривая 1) к функции распределения $f(\varepsilon)$, полученные путем решения квантового кинетического уравнения (6) методом, развитым в работе [19]. Также на рис.2 представлены спектральная плотность сверхпроводящего

тока $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$ (кривая 2) и плотность состояний $N_n(\varepsilon, \varphi)$ (кривая 3). При расчете представленных на рис.2 функции распределения и функций $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$, $N_n(\varepsilon, \varphi)$ мы считали разность фаз φ между сверхпроводниками джозефсоновской гетероструктуры равной $\pi/2$. Входящие в уравнение (6) параметры γ и κ полагались равными $\gamma = 10^{-11}$, $\kappa = 0.046$. Такие значения γ и κ соответствуют микроволновой мощности $P = 10^{-15}$ Вт на частоте $\nu_0 = \omega_0/2\pi = 10^{12}$ Гц, поглощаемой в абсорбере объема $V = 10^{-19}$ м³. При определении величин γ и κ мы использовали значения материальных параметров, типичных для материалов абсорбера [5, 22]: плотность состояний на уровне Ферми $N(0) \approx 10^{47}$ Дж⁻¹·м⁻³, температуру Дебая $T_D \approx 400$ К, коэффициент диффузии $D = 0.01$ м²·с⁻¹, критическую температуру сверхпроводящих ниобиевых электродов $T_c = 9.2$ К. Для определения удельного сопротивления туннельных I слоев мы воспользовались известным из эксперимента с джозефсоновскими двухбарьерными структурами [22] значением “параметра подавления” $\gamma_{\text{eff}} = \pi \tau_{\text{SIN}} T_c/2 = 300$ и полагали толщину нормальной прослойки $d = 6$ нм. Длину L и ширину w изображенного на рис.1 N-абсорбера мы выбрали из соображений согласования его импеданса с волновым сопротивлением вакуума $\rho_0 \approx 377$ Ом, что дало нам значения $L = 17$ мкм и $w = 0.1$ мкм. Из представленных на рис.2 зависимостей функций $\text{Im} I_s(\varepsilon, \pi/2)$, $N_n(\varepsilon, \pi/2)$ от энергии ε видно, что они имеют небольшую “минищель” в области малых энергий $\varepsilon \sim \Delta/\gamma_{\text{eff}}$ [20]. При этом спектральная плотность сверхпроводящего тока $\text{Im} I_s(\varepsilon, \pi/2)$ имеет резкий максимум сразу за “минищелью” и два близкорасположенных знакопеременных максимума при $\varepsilon \approx \Delta$. Поскольку, как видно из рис.2, $f_1(\varepsilon)$ достаточно быстро убывает с ростом энергии ε , а сверхток через рассматриваемую джозефсоновскую гетероструктуру определяется интегралом по энергии от произведения $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$ и $f_1(\varepsilon)$ по формуле (1), то основной вклад в сверхток дают неравновесные электроны в области первого “пика” спектральной плотности сверхпроводящего тока $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$ в области малых энергий $\varepsilon \sim \Delta/\gamma_{\text{eff}}$ сразу за “минищелью”.

На рис.3 представлена зависимость отклика сверхтока рассматриваемой джозефсоновской гетероструктуры $\eta = \delta I_c/P$ от мощности P микроволнового сигнала (кривая 1), полученная путем подстановки решения квантового кинетического уравнения (6) в формулу (1). Расчеты были проведены при частоте микроволнового сигнала $\nu_0 = 10^{12}$ Гц для гетероструктуры, параметры которой описаны в предыдущем параграфе. Величина отклика нормирована на отклик “фотонного счетчика” e/ω_0 ,

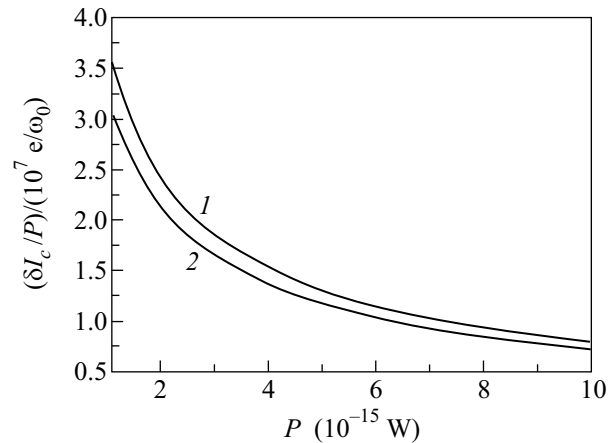


Рис.3. Зависимости отклика $\eta = \delta I_c/P$ сверхтока рассматриваемой гетероструктуры от мощности P поглощаемого микроволнового сигнала. Кривая 1 соответствует расчетам, проведенным с использованием кинетического уравнения (6), а кривая 2 соответствует результатам, полученным в рамках двухтемпературной модели

соответствующий туннелированию одного электрона на каждый поглощенный фотон [18]. Также на рис.3 приведены результаты расчета отклика рассматриваемой гетероструктуры, полученные с использованием электронной функции распределения, рассчитанной в рамках двухтемпературной модели [21] (кривая 2). В последнем случае, в соответствии с положениями двухтемпературной модели, считалось, что функция $f(\varepsilon)$ в (1) имеет форму распределения Ферми $f_F(\varepsilon, T_e)$ с эффективной электронной температурой, определяемой соотношением [21] $T_e = (P/\Sigma V + T_0^5)^{1/5}$, где Σ – константа электрон-фононной связи, T_0 – температура фононного термостата. При численном расчете мы предполагали $T_0 = 0.1$ К, а константу электрон-фононной связи N-абсорбера считали равной $\Sigma = 2 \cdot 10^8$ Вт·К⁻⁵·м⁻³ [1]. Из сравнения кривых 1, 2 на рис.3 следует, что результаты расчетов отклика сверхтока рассматриваемой джозефсоновской гетероструктуры $\eta = \delta I_c/P$ в обоих моделях отличаются незначительно. Это объясняется видом зависимости от энергии спектральной плотности сверхпроводящего тока $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$ (кривая 2 на рис.2), определяющей, вместе с функцией распределения электронов по энергии (кривая 1 на рис.2), по формуле (1) отклик рассматриваемой гетероструктуры. Из рис.2 видно, что первый максимум $\text{Im} I_s(\varepsilon, \varphi)$ находится в области малых энергий $\varepsilon \sim \Delta/\gamma_{\text{eff}} \ll \omega_0$, где различие между результатами квантовых и классических расчетов функции распределения

электронов по энергии незначительно [19]. Этим рассматриваемое устройство отличается от СЕВ болометров [5], отклик которых определяется высокоэнергетичными электронами с энергией $\varepsilon \sim \omega_0$ [18]. В последнем случае результаты квантовых и классических расчетов существенно различаются [19]. Малая разница в результатах расчета отклика рассматриваемого детектора с использованием существенно неравновесных функций распределения, полученных при решении квантового кинетического уравнения (6), учитывающего только электрон-фононный канал релаксации, с результатами расчета отклика с использованием двухтемпературной модели, предполагающей полную термализацию электронной подсистемы абсорбера, подтверждает отмеченную ранее возможность пренебрежения электрон-электронным интегралом столкновения в кинетическом уравнении (2).

Необходимо отметить, что рассчитанный отклик рассматриваемой гетероструктуры $\eta \approx 10^7 e/\omega_0$ на семь порядков превосходит величину отклика “фотонного счетчика” e/ω_0 . Важно, что столь большие значения отклика не связаны с эффективностью мультипликации электронов в N-абсорбере рассматриваемой гетероструктуры, поскольку были получены нами с использованием модели, не учитывающей мультипликацию электронов. За мультипликацию электронов отвечают электрон-электронные столкновения и перепоглощение неравновесных фононов [18], однако эти процессы не были учтены нами при получении квантового кинетического уравнения (6). Большие значения $\eta = \delta I_c/P$ рассматриваемой гетероструктуры объясняются “транзисторным” принципом ее работы: поглощаемое микроволновое излучение изменяет функцию распределения электронов N-абсорбера, что модулирует величину сверхтока согласно формуле (1).

На рис.4 представлена зависимость отклика сверхтока рассматриваемой джозефсоновской гетероструктуры $\eta = \delta I_c/P$ от частоты ν_0 микроволнового сигнала мощностью $P = 10^{-15}$ Вт. Кривые 1 и 2 на рис.4 соответствуют расчетам, проведенным с использованием квантового кинетического уравнения (6), и в рамках двухтемпературной модели, соответственно. Из рис.4 следует, что величина отклика, рассчитанная с использованием квантового кинетического уравнения (6), уменьшается с ростом частоты, пересекая не зависящее от частоты микроволнового сигнала значение отклика, полученное в рамках двухтемпературной модели при $\nu_0 \cong 1.3$ ТГц. При этом величина отклика, рассчитанного с использованием кинетического

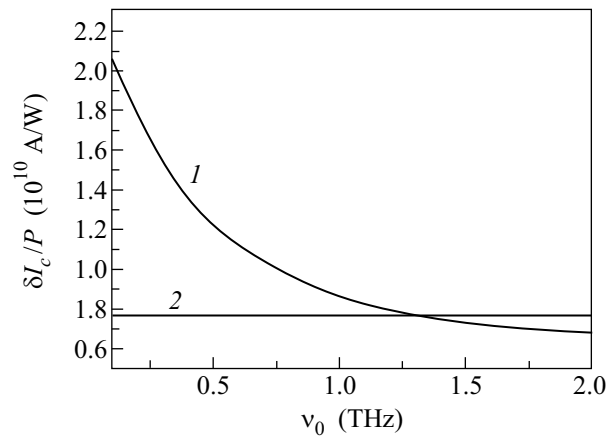


Рис.4. Зависимости отклика $\eta = \delta I_c/P$ сверхтока рассматриваемой гетероструктуры от частоты ν_0 поглощаемого микроволнового сигнала. Кривая 1 соответствует расчетам, проведенным с использованием кинетического уравнения (6), а константа 2 соответствует результатам, полученным в рамках двухтемпературной модели

уравнения (6), учитывающего только электрон-фононную релаксацию без мультипликации квазичастиц, уменьшается с ростом частоты существенно медленнее обратнопропорциональной зависимости $1/\nu_0$, характерной для “фотонных счетчиков” [18] и удовлетворительно аппроксимируется выражением вида $\nu_0^{-0.4}$.

Полученные нами большие значения отклика рассматриваемой гетероструктуры на микроволновое излучение, представленные на рис.3, рис.4, позволяют сделать вывод, что шумовой параметр NEP данного детектора определяется его собственными флуктуациями, а не флуктуациями последующих каскадов обработки сигнала. При этом отсутствие в данном индуктивном детекторе найквистовых шумов ограничивают его флуктуации термодинамическими флуктуациями электронного газа в N-абсорбере, связанного с решеткой. Величину данных флуктуаций можно оценить по формуле $NEP_{TFN} = (5\Sigma V(T_e^6 + T_0^6))^{0.5}$ [1]. Учитывая малые размеры абсорбера $V = 10^{-19}$ м³ и предполагаемую низкую рабочую температуру $T_0 = 0.1$ К, для NEP_{TFN} следуют значения менее 10^{-19} Вт·Гц^{-0.5} в двухтемпературной модели при $P \lesssim 10^{-13}$ Вт. Используя типичные значения коэффициента взаимоиנדукции M в схеме на рис.5, $M = 10^{-8}$ Гн, и разрешения сквида постоянного тока $\delta\Phi = 10^{-7}\Phi_0$ ·Гц^{-0.5} [23], мы получили значения шумового параметра, обусловленного флуктуациями считывающего СКВИДа постоянного тока $NEP_{SQUID} = \delta\Phi/\eta M$ более чем на четыре порядка меньше флуктуаций NEP_{TFN} .

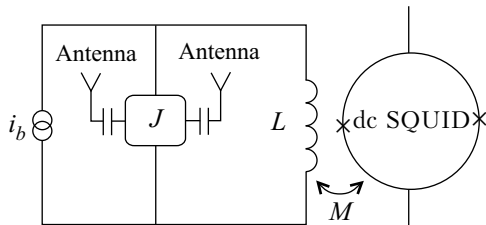


Рис.5. Эквивалентная схема рассматриваемого детектора вместе со скивдом постоянного тока, измеряющим изменение индуктивности джозефсоновской гетероструктуры, i_b – генератор постоянного тока смещения

Проведенный теоретический анализ предлагаемого нами детектора микроволнового излучения на джозефсоновской SINIS гетероструктуре показал, что данное устройство является перспективным детектором микроволнового излучения с шумовым параметром $NEP < 10^{-19}$ Вт·Гц $^{-0.5}$, отвечающим потребностям современной радиоастрономии. При этом такие значения NEP нами были рассчитаны для поглощения именно микроволнового излучения. Известно, что значения отклика болометров на постоянном токе зачастую [18] значительно больше отклика на СВЧ, что связано с неэффективной термализацией СВЧ мощности в абсорбере болометра. Рассмотренное нами устройство свободно от такого недостатка, рассчитанная нами величина отклика оказалась соизмеримой как при неравновесной, так и термализованной функции распределения электронов в абсорбере. При этом самосогласованный расчет показал, что поглощаемая мощность эффективно удерживается в абсорбере слоями изолятора. Предлагаемый в работе [10] схожий детектор с термической изоляцией поглощаемой его абсорбером мощности с помощью андреевского отражения неэффективен на СВЧ из-за квантового характера поглощения излучения в рассматриваемой ситуации: при квантовом поглощении микроволнового излучения электроны возбуждаются вплоть до энергии кванта сигнала ω_0 [16], а андреевское отражение эффективно удерживает возбуждение только с энергией, менее сверхпроводящей щели $\Delta \ll \omega_0$, позволяя возбужденным электронам с энергией больше Δ покинуть абсорбер [18]. Также в рассмотренном в [10] детекторе не конкретизирована схема подачи микроволновой мощности на абсорбер. При этом в детекторе [10] невозможна предлагаемая нами четырехзондовая схема, а подача СВЧ непосредственно по пути протекания сверхтока может привести к интерференции рассмотренных в [10] эффектов с прямым поглощением СВЧ в сверхпроводящих электродах,

что ведет к неясным последствиям. Предлагаемая нами схема реализации детектора свободна от этих недостатков.

Работа выполнена при поддержке министерства науки и образования России и Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 09-02-01351-а).

1. F. Giazotto, T. T. Hekkila, A. Luukanen et al., *Rev. Mod. Phys.* **78**, 217 (2006).
2. J. Zmuidzinas and P. L. Richards, *Proc. of the IEEE* **92**, 1597 (2004).
3. A. Divochiy, F. Marsili, D. Bitauld et al., *Nature Photon.* **2**, 302 (2008).
4. K. D. Irwin, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1998 (1995).
5. А. Н. Выставкин, Д. В. Шуваев, Л. С. Кузьмин и др., *ЖЭТФ* **115**, 1085 (1999).
6. E. N. Grossman, D. G. McDonald, and J. E. Sauvageau, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 2757 (1991).
7. A. V. Sergeev, V. V. Mitin, and B. S. Karasik, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 817 (2002).
8. P. K. Day, H. G. LeDuc, B. A. Mazin et al., *Letters to Nature* **425**, 817 (2003).
9. А. В. Семенов, И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 514 (2008).
10. F. Giazotto, T. T. Hekkila, G. P. Pepe et al., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 162507 (2008).
11. A. F. Morpurgo, T. M. Klapwijk, and B. J. van Wees, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 966 (1998).
12. A. M. Savin, J. P. Pekola, J. T. Flyktman et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4179 (2004).
13. M. A. Laakso, P. Virtanen, F. Giazotto et al., *Phys. Rev. B* **75**, 094507 (2007).
14. W. Belzig, F. K. Wilhelm, C. Bruder et al., *Superlattices and Microstruct.* **25**, 1251 (1999).
15. N. В. Kopnin, *Theory of Nonequilibrium Superconductivity*, Clarendon Press, Oxford, 2001.
16. Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **61**, 1254 (1971).
17. И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **80**, 752 (2004).
18. И. А. Девятков, П. А. Крутицкий, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 61 (2006).
19. И. А. Девятков, П. А. Крутицкий, А. В. Семенов, Д. В. Гончаров, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 291 (2008).
20. A. Brinkman, A. A. Golubov, and H. Rogalla et al., *Phys. Rev. B* **68**, 224513 (2003).
21. F. C. Wellstood, C. Urbina, and J. Clarke, *Phys. Rev. B*, **49**, 5942 (1994).
22. D. Cassel, G. Pickartz, M. Siegel et al., *Physica C* **350**, 276 (2001).
23. M. Kiviranta, J. S. Penttila, L. Gronberg et al., *Supercond. Sci. Technol.* **17**, S285 (2004).