

05

Анализ концепции сверхпроводящего болометра с высокочастотным считыванием

© Н.Н. Абрамов

Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“,
119049 Москва, Россия
e-mail: n-abram-n@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 20 апреля 2015 г.)

Проведен анализ ранее предложенной в ряде публикаций концепции сверхпроводящего болометра на краю перехода с высокочастотным считыванием. Показано, что такое устройство на самом деле не может работать на краю сверхпроводящего перехода, а основную роль в его отклике на электромагнитное воздействие играют неравновесные эффекты в сверхпроводнике. Разработана математическая модель, качественно объясняющая ранее опубликованные экспериментальные результаты, показывающие неустойчивый отклик на воздействие считывающего сигнала (сигнала накачки). Также показана возможность устойчивого получения отклика при оптимальном выборе параметров устройства.

Введение

В настоящее время в радиоастрономии в качестве детекторов субмиллиметрового излучения успешно применяются сверхпроводящие болометры, работающие на краю сверхпроводящего перехода (Transition Edge Sensors, TES) [1–3]. С применением для считывания СКВИД усилителей, эквивалентная мощность шума таких детекторов (Noise Equivalent Power, NEP) может быть ниже $10^{-19} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ [4]. За счет сильной электротермической отрицательной обратной связи (ООС) удается получить линейность отклика и необходимый для астрономических приложений динамический диапазон [5,6].

Одной из разновидностью TES являются сверхпроводящие болометры на горячих электронах (Hot Electron Bolometer, НЕВ). В этих устройствах используется эффект разогрева электронного газа в абсорбере [7], находящемся на краю перехода. Для НЕВ, используемого в качестве прямого детектора группой Бориса Карасика, экспериментально была продемонстрирована рекордная для рабочей температуры около 0.4 К величина $\text{NEP} \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ на частоте 620 GHz [8–10]. Таких показателей удалось достичь за счет использования абсорбера субмикронных размеров, в котором горячие электроны удерживаются за счет андреевских зеркал. Несмотря на высокие достигнутые параметры, в качестве прямых детекторов сверхпроводящие НЕВ пока не находят практического применения из-за нелинейности отклика и узкого динамического диапазона.

Бурно развивающимся направлением на сегодняшний день является разработка сверхпроводящих СВЧ-детекторов на кинетической индуктивности (Microwave Kinetic Inductance Detectors, MKID) [11] для субмиллиметровых волн. Эти детекторы работают в сверхпроводящем состоянии при $T \ll T_c$. Под воздействием излучения с энергией $\hbar\omega \geq 2\Delta$ в сверхпроводящем абсорбере создаются неравновесные квазичастицы, что

изменяет его кинетическую индуктивность. Изменение индуктивности регистрируется по сдвигу частоты резонатора, в который включен абсорбер. Добротность таких резонаторов может достигать 10^6 , так что даже очень слабый сдвиг частоты может быть зарегистрирован. Множество таких резонаторов можно связать всего с одной передающей линией для считывания, реализуя частотное мультиплексирование. Это позволяет строить большие матрицы с малым количеством подводящих проводов, уменьшая тем самым потребности в охлаждающей мощности, что особенно важно для автономных астрономических систем. Величина вольт-ваттного отклика MKID настолько велика, что позволяет использовать в качестве усилителя выходного сигнала охлаждаемые НЕМТ-усилители вместо СКВИД-усилителей, при этом один усилитель может обслуживать сотни детекторов [11].

На фоне демонстрации высокочувствительных сверхпроводящих НЕВ и бурного развития MKID в работах С. Шитова и коллег [12–14] предлагается новый тип прямого детектора, называемый авторами RFTES (Radio Frequency Transition Edge Sensor). Авторы предлагают устройство, сочетающее, по их мнению, две технологии. Основная их идея заключается в том, чтобы считывать сверхпроводящий НЕВ на частотах в несколько гигагерц при помощи компактных интегральных резонаторов подобно тому, как работают MKID. Конструкция RFTES во многом похожа на конструкцию НЕВ, разработанного группой Б. Карасика [8–10]. RFTES представляет собой сверхпроводящий мостик, связанный с интегральной антенной и включенный в определенную точку копланарного $\lambda/4$ резонатора, настроенного на частоту в несколько 6 Hz [13,14]. Резонатор, в свою очередь, индуктивно связан со считывающей линией. Утверждается, что в такой системе мостик можно установить в рабочую точку на краю сверхпроводящего перехода, нагревая его считывающим СВЧ-сигналом. По мнению авторов, изменение активного сопротивления мостика за счет

разогрева электронного газа излучением должно изменять добротность резонатора, что можно использовать для получения отклика. Авторы работ [12–14] убеждены, такой подход позволит строить большие матрицы сверхпроводящих НЕВ с частотным мультиплексированием, реализуя тем самым одно из достоинств MKID.

В настоящей работе будет подробно проанализирована концепция RFTES. Будет показано, что RFTES не может работать на краю сверхпроводящего перехода и не является TES, а также не является НЕВ, как ошибочно полагают авторы работ [12–14]. Будет приведена модель устройства, на основании которой будут объяснены явления, наблюдавшиеся в экспериментальных работах [13,14].

1. Электрический импеданс сверхпроводящего мостика в окрестности T_c на высоких частотах

В основе анализа, приведенного в работах [12–14], лежит утверждение о том, что на частотах в несколько 6 GHz импеданс сверхпроводящего мостика можно описывать зависимостью $R(T)$ на постоянном токе. Это утверждение является неверным, так как, согласно теории БКШ, на переменном токе сверхпроводник имеет конечную комплексную проводимость $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$, в то время как на постоянном токе $R(T)$ отражает лишь флуктуационный вклад [15]. Согласно теории аномального скин-эффекта теории Маттиса–Бардина [16],

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_1}{\sigma_n} &= \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T)}^{\infty} (f(E) - f(E + \hbar\omega))g(E)dE \\ &\quad - \frac{1}{\hbar\omega} \int_{\Delta(T) - \hbar\omega}^{-\Delta(T)} (1 - f(E + \hbar\omega))g(E)dE, \\ \frac{\sigma_2}{\sigma_n} &= \frac{1}{\hbar\omega} \\ &\quad \times \int_{\Delta(T) - \hbar\omega, -\Delta(T)}^{\Delta(T)} \frac{(1 - 2f(E + \hbar\omega))(E^2 + \Delta(T)^2 + \hbar\omega E)}{\sqrt{(\Delta(T)^2 - E^2)((E + \hbar\omega)^2 - \Delta(T)^2)}} dE, \\ g(E) &= \frac{(E^2 + \Delta(T)^2 + \hbar\omega E)}{(E^2 - \Delta(T)^2)((E + \hbar\omega)^2 - \Delta(T)^2)}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $f(E)$ — функция распределения квазичастиц (функция Ферми в равновесном случае), Δ — величина энергетической щели, ω — частота. Второй член выражения для σ_1 вычисляется только, если $\hbar\omega > 2\Delta$, кроме того, в этом случае в качестве нижнего предела интеграла для σ_2 берется $-\Delta$. Зависимость энергетической щели

от температуры $\Delta(T)$ можно найти из уравнения [15]

$$\int_0^{\hbar\omega_D} \frac{1 - 2f(\sqrt{E^2 + \Delta(T)^2})}{\sqrt{E^2 + \Delta(T)^2}} dE = \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{1}{E} \operatorname{th}\left(\frac{E}{2kT_c}\right) dE, \quad (2)$$

где ω_D — дебаевская частота.

Для тонких пленок с $d \ll \xi$ флуктуационные поправки к проводимости на переменном токе приведены в работах [17–19]. Для $T > T_c$

$$\sigma_1^H(\omega, T) = \frac{e^2}{16\hbar\tau d} \left[\frac{\pi}{\tilde{\omega}} - \frac{2}{\tilde{\omega}} \operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\tilde{\omega}}\right) - \frac{1}{\tilde{\omega}} \ln(1 + \tilde{\omega}^2) \right], \quad (3)$$

где $\tau = (T - T_c)/T_c$, $\tilde{\omega} = |\pi\hbar\omega/(16k_b\tau T_c)|$, d — толщина пленки, $\sigma_2 = 0$ выше T_c . В случае же $T < T_c$, поправки имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_1^L(\omega, T) &= \\ &= \frac{e^2}{16\hbar\tau d} \left(\frac{\tilde{\omega}}{1 + \tilde{\omega}^2} \right) \left[\pi - 2\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\tilde{\omega}}\right) - \frac{1}{\tilde{\omega}} \ln\left(\frac{1 + \tilde{\omega}^2}{4}\right) \right], \\ \sigma_2^L(\omega, T) &= \\ &= \frac{-e^2}{16\hbar\tau d} \left(\frac{1}{1 + \tilde{\omega}^2} \right) \left[\pi - 2\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\tilde{\omega}}\right) + \frac{1}{\tilde{\omega}} \ln\left(\frac{1 + \tilde{\omega}^2}{4}\right) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

В итоге проводимость в окрестности T_c с флуктуационными поправками записывается в виде

$$\sigma = \begin{cases} \sigma_1 + \sigma_1^L + i(\sigma_1 + \sigma_2^L), & T < T_c, \\ \sigma_1 + \sigma_1^H, & T \geq T_c, \end{cases} \quad (5)$$

В настоящей работе рассматриваются мостики толщиной порядка 20 nm и шириной менее 1 μm при близких к T_c температурах, при которых глубину проникновения можно считать достаточно большой по сравнению с размерами мостика, а плотность тока в мостике однородной. Импеданс в этом случае находится по простой формуле $Z/R_n = (R + iX)/R_n = \sigma^{-1}$, где R_n — нормальное сопротивление.

Нормальная проводимость σ_n сверхпроводящих пленок Ti, Hf и Nb, обычно используемых для изготовления НЕВ, по литературным данным [8, 20–22] составляет 10^6 – 10^7 S. На рис. 1 показана зависимость импеданса от температуры, рассчитанная согласно формулам (1)–(5), для мостика с $\sigma_n = 5 \cdot 10^6$ S и $d = 15$ nm при разных значениях $\hbar\omega/2\Delta$. При $\omega = 0$ получаем зависимость $R(T)$ на постоянном токе, описываемую формулой Асламазова–Ларкина [15], с увеличением частоты зависимость размывается и появляется мнимая часть X . Видно, что уже при $\hbar\omega/2\Delta_0 = 0.01$, импеданс мостика уже никак не может быть представлен зависимостью $R(T)$ на постоянном токе (кривая 3, рис. 1). Для сверхпроводника с $T_c = 1$ K, согласно соотношению $2\Delta_0 = 3.52kT_c$, это соответствует частоте всего 733.4 МГц. Таким образом, основополагающее утверждение работы С. Шитова [12] о том, что в RFTES при частоте считывающего сигнала

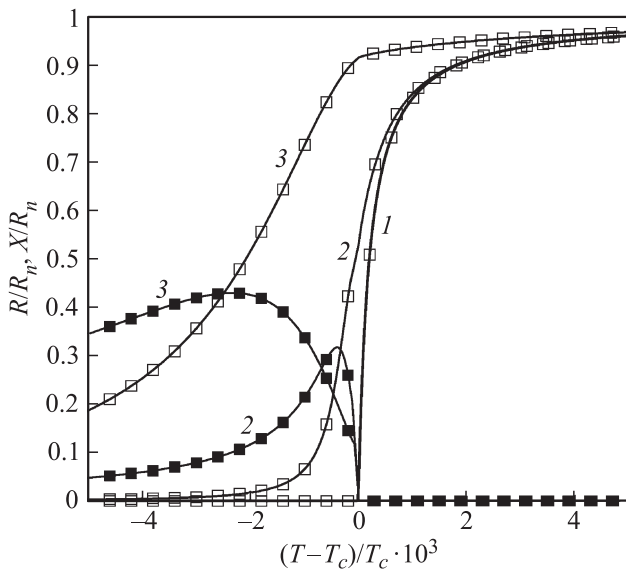


Рис. 1. Зависимость импеданса тонкого сверхпроводящего мостика от температуры вблизи T_c : открытые квадратики — действительная часть импеданса R , закрытые квадратики — мнимая часть X , цифрами помечены кривые, отвечающие различным значениям $\hbar\omega/2\Delta_0$: 1 — 0 (постоянный ток), 2 — 0.001, 3 — 0.01.

в несколько GHz сверхпроводящий мостик описывается такой же, как и на постоянном токе, зависимостью $R(T)$ в области сверхпроводящего перехода, является ошибочным. Это еще более усугубляется тем, что для создания малошумящих сверхпроводящих детекторов используются пленки с T_c гораздо ниже 1 К [8].

Рассмотрим теперь утверждение, на котором основаны работы [12–14], о том, что в RF TES сверхпроводящий мостик можно установить на край перехода разогревом считывающим сигналом частотой в несколько GHz. Найдем, на каких частотах считывающего сигнала сверхпроводящий TES перестанет работать во флуктуационной области. Для этого возьмем конкретную рабочую точку, например, $R/R_n = 0.5$. Согласно (3), параметр Гинзбурга, определяющий ширину флуктуационной области, записывается как $Gi = e^2/(16\hbar d\sigma_n)$. Для $\sigma_n = 5 \cdot 10^6$ S и $d = 15$ nm он составляет $2.03 \cdot 10^{-4}$. Решая численно полученное из (5) уравнение

$$\frac{R}{R_n} = \frac{\sigma_1(\omega, \tau) + \sigma_1^L(\omega, \tau)}{(\sigma_1(\omega, \tau) + \sigma_1^L(\omega, \tau))^2 + (\sigma_1(\omega, \tau) + \sigma_1^L(\omega, \tau))^2} \quad (6)$$

относительно ω при $\tau = Gi$, получаем значение $\hbar\omega/2\Delta_0 = 1.38 \cdot 10^{-3}$, при котором рабочая точка $R/R_n = 0.5$ выходит из флуктуационной области. Это соответствует частоте всего 101.3 MGz для $T_c = 1$ К. Отсюда видно, что TES будет гарантированно работать во флуктуационной области на частотах считывающего сигнала до десятков MHz. Таким образом, RF TES, работающий на частотах более 1 GHz, никак не может работать на краю сверхпроводящего

перехода. Поэтому сама аббревиатура RF TES попросту некорректна. Само собой разумеется, что RF TES не может работать подобно НЕВ, как утверждают авторы работ [12–14], так как эффект разогрева электронов проявляется только во флуктуационной области [7].

Полученный результат показывает, что для построения матриц сверхпроводящих TES с частотным мультиплексированием следует использовать частоты считывающих сигналов до десятков мегагерц. Такого рода система была успешно реализована для болометров на теплоизолирующих подвесах [23] и, вероятно, может быть реализована для НЕВ.

2. Роль высокочастотной накачки RF TES

Как было установлено в предыдущем разделе, RF TES на самом деле не может работать на краю перехода. Таким образом, отклик RF TES на воздействие считывающего сигнала (СВЧ-накачки), наблюдаемый в работах [13,14] экспериментально, связан, очевидно, с неравновесными явлениями в сверхпроводящем мостике.

Как видно из формул Маттиса–Бардина (1), проводимость сверхпроводника на переменном токе зависит от функции распределения квазичастиц $f(E, T)$, являющейся функцией Ферми в равновесном состоянии. Под действием излучения различной частоты возникают неравновесные распределения, не описываемые уже функцией Ферми, что приводит к изменению проводимости согласно (1). Такие неравновесные распределения квазичастиц и фононов подробно рассмотрены в работе Чанга и Скалапино [24].

В случае микроволновой накачки RF TES имеет место воздействие на сверхпроводящий мостик излучения с $\hbar\omega < 2\Delta$. При этом энергии недостаточно для разрыва куперовских пар, и поглощение излучения приводит к перераспределению тепловых квазичастиц. Квазичастицы, лежащие у края щели, где состояния наиболее заселены, перебрасываются на $\hbar\omega$ выше, создавая пик распределения вблизи $\hbar\omega + \Delta$, при этом заселенность состояний у края щели может падать ниже равновесной (см. рис. 4 в работе [24]). Отток квазичастиц от края щели вызывает ее увеличение. Хорошо известны связанные с этим эффекты аномального повышения I_c и T_c [25,26], а также „охлаждения“ сверхпроводящих резонаторов [27] сигналом накачки, при котором наблюдается увеличение добротности и резонансной частоты. Однако подобные явления практически наблюдаются только в алюминии, характеризующемся аномально большими временами релаксации квазичастиц [28]. В „обычных“ сверхпроводниках, таких как Nb, быстрая рекомбинация квазичастиц приводит к интенсивному рождению неравновесных фононов с энергией $\Omega > 2\Delta$, которые, как правило, накапливаются в сверхпроводнике вследствие недостаточной прозрачности границы

пленка-подложка [29]. Избыток таких фононов, вызывающих косвенный разрыв пар и рождение квазичастиц у края щели, приводит к тому, что эффект оттока квазичастиц компенсируется. В таком случае изменение свойств можно описывать эквивалентным увеличением температуры [29].

В экспериментальных работах группы С. Шитова [13,14] не наблюдалось аномального „охлаждения“ ниобиевого резонатора RFTES сигналом накачки. Поэтому для качественного описания RFTES видится уместным использование модели эффективного разогрева. Возникает вопрос, каким законом описывать поток энергии в сверхпроводящем мостике? Для этого применим простой качественный подход, аналогичный использованному в работе [30] для анализа поведения сверхпроводящих резонаторов. Он заключается в использовании простой степенной зависимости потока тепла:

$$P_t = K(T_e^5 - T_a^5), \quad (7)$$

где T_e — эффективная температура сверхпроводящего мостика, T_a — температура окружающей среды (подложки). Конечно, эффективный разогрев за счет эффекта накопления фононов, согласно работе [29], не описывается такой зависимостью, тем не менее, как показано в [25], точный вид $P_t(T_e)$ не имеет существенного значения для качественного описания и может варьироваться в широких пределах, давая качественно одинаковые результаты.

3. Модель RFTES

Теперь попытаемся объяснить явления, наблюдавшиеся в ходе исследования прототипа RFTES в экспериментальных работах [13, 14]. Авторами установлено, что форма резонансной кривой RFTES изменяется специфическим образом в зависимости от подаваемой на прибор мощности считывающего сигнала (см. рис. 2 в работе [14] и рис. 7 в работе [13]). При увеличении мощности с какого-то порогового значения на плавной кривой вблизи резонансной частоты появляется „кратер“, растущий с дальнейшим увеличением мощности. Авторы отмечают, что появление „кратера“ происходит скачком в узком интервале интенсивностей считывающего сигнала и, по видимому, соответствует зарождению горячего пятна в сверхпроводящем мостике.

Для объяснения описанных выше наблюдений будем использовать модель на основе эквивалентной схемы RFTES, приведенной на рис. 2. На схеме $\lambda/4$ резонатор из отрезка передающей линии длиной l с импедансом Z'_0 слабо связан со считывающей линией с импедансом Z_0 через индуктивность L_c . Сверхпроводящий мостик с импедансом $Z = R + iX$ включен в резонатор на расстоянии ml от его открытого конца. Цепь имеет 3 порта P_1 – P_3 , где порт P_3 является виртуальной точкой подключения активного сопротивления мостика R .

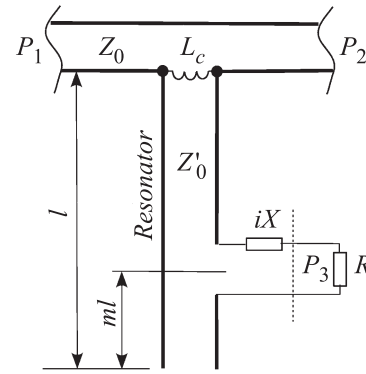


Рис. 2. Эквивалентная схема RFTES.

Y -параметры рассматриваемой цепи записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} Y_{11} = Y_{22} = Y_{12} = Y_{21} = & \left(\frac{1 + (\text{cth}(myl) + ix)\text{th}(1-m)\gamma l}{\text{cth}(myl) + \text{th}(1-m)\gamma l + ix_b} - \frac{i}{\beta_c} \right), \\ Y_{33} = & \frac{1}{\text{cth}(myl) + \text{cth}(1-m)\gamma l + ix} - \frac{i}{\beta_c}, \\ Y_{13} = Y_{31} = Y_{23} = Y_{32} = & \frac{2\text{sh}(myl)}{2\text{ch}(\gamma l) + ix \text{sh}(myl)}, \\ & \gamma = \alpha + i\beta \end{aligned} \quad (8)$$

где $\beta_c = \omega L_c Z'_0$, $x = X Z'_0$, $\beta = 2\pi/\lambda$ — константа распространения, α — потери, а l — длина резонатора. Используя Y -параметры, легко вычислить S -параметры [31]:

$$S = (E - \sqrt{ZY}\sqrt{Z})(E + \sqrt{ZY}\sqrt{Z})^{-1}, \quad (9)$$

где E — единичная матрица, Z — диагональная матрица импедансов, содержащая импедансы нагрузок всех портов: $Z_{11} = Z_{12} = Z_0/Z'_0$, $Z_{33} = R/Z'_0$.

Зная S -параметры, можно найти электрическую мощность, выделяющуюся в мостике:

$$P_e = P_{bias} |S_{31}|^2, \quad (10)$$

где P_{bias} — мощность сигнала считывания, подаваемого на порт P_1 . Прохождение сигнала по считывающей линии, измеряемое в эксперименте, будет определяться величиной $|S_{21}|^2$.

Поведение сверхпроводящего мостика будем описывать простым стационарным уравнением теплового баланса относительно эффективной температуры мостика T_e :

$$P_e(Z(T_e)) - P_t(T_e) = 0, \quad (11)$$

где P_t — тепловой поток в окружающую среду, описываемый зависимостью (7).

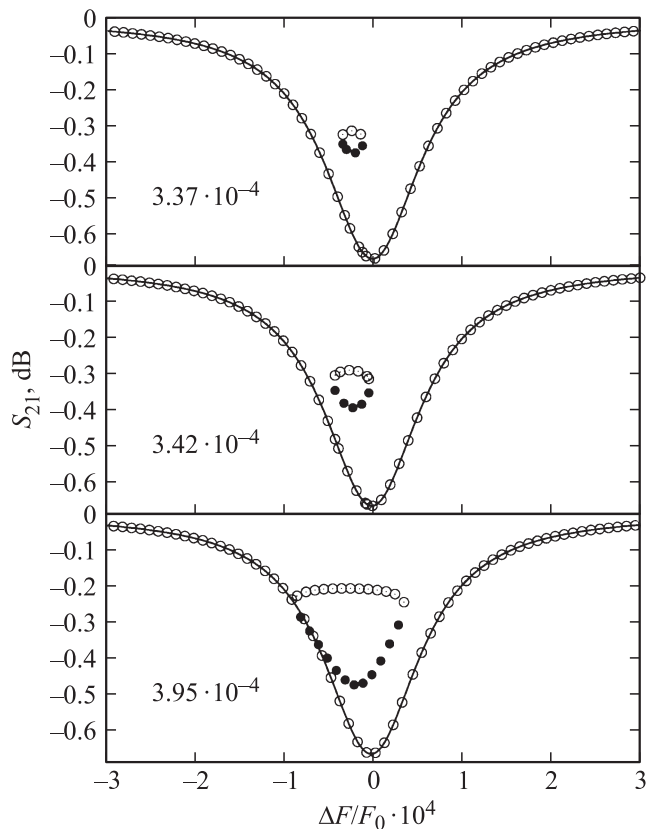


Рис. 3. Рассчитанные резонансные кривые RFTES для $\beta_c = 0.004$, $m = 0.015$, $T_a = 5$ К. Пустыми маркерами показаны устойчивые решения, заполненными — неустойчивые, цифрами указаны значения P_{bias} , сплошной линией показана кривая при $P_{bias} = 10^{-6}$.

4. Результаты моделирования

Численное моделирование RFTES было выполнено для параметров, наиболее близких к условиям эксперимента в работах [13,14]: $T_c = 6.7$ К, рабочая температура $T_a = 5$ К, резонансная частота $F = 6$ GHz, размеры сверхпроводящего мостика $5 \times 2.5 \mu\text{m}$, толщина $d = 15$ nm. Нормальная проводимость была взята равной средней для подобного типа пленок $5 \cdot 10^6$ S (см. ниже), так как соответствующих данных в работах [13,14] не приведено. Параметры эквивалентной схемы β_c и α были подобраны таким образом, чтобы глубина резонансного провала и добротность совпадали с экспериментальными данными, согласно которым глубина составляла 0.7 dB, а добротность — 7000. Близкие характеристики модели обеспечивались при $\beta_c = 0.004$ и $\alpha = 10^4$. Положение точки включения мостика m выбрано 0.015.

На рис. 3 приведены рассчитанные путем решения уравнения (11) резонансные кривые для разных интенсивностей считывающего сигнала. Интенсивность приведена в условных единицах, так как модель носит лишь качественный характер. Из кривых на рис. 3 видно, что при пороговой интенсивности $3.37 \cdot 10^{-4}$

появляется область с несколькими решениями, одно из которых не удовлетворяет критерию устойчивости $\partial P_i / \partial T_e > \partial P_e / \partial T_e$ [32]. При дальнейшем увеличении мощности эта область растет, в то время как в остальных точках кривая практически не отклоняется от своего первоначального положения при низкой мощности.

Наличие многозначной области связано со специфическим видом $P_e(Z(T_e))$ и свидетельствует о неустойчивости системы, подобной тепловой неустойчивости сверхпроводящих нитей и узких мостиков. Подробное рассмотрение подобных явлений можно найти в обзоре [33]. В частности, в этой области могут наблюдаться гистерезисные переключения или релаксационные колебания температуры T_e . При этом экспериментально измеренные кривые $|S_{21}|$, отражая среднее по времени, должны проходить где-то между устойчивыми решениями на рис. 3, либо показывать резкое переключение с одного решения на другое. В любом случае такая область, скорее всего, проявляется в виде „кратера“, наблюдавшегося экспериментально вблизи дна резонансного провала в работах [13,14].

На следующем этапе параметры модели были оптимизированы таким образом, чтобы скорректировать $P_e(Z(T_e))$ и добиться плавного изменения формы резонансной кривой от мощности накачки. Такой режим работы RFTES изначально и предполагался в работах [12–14], но так и не был продемонстрирован экспериментально. На рис. 4 представлены результаты расчетов. Видно, что резонансная кривая в этом случае изменяется плавно с увеличением мощности, а многозначная область появляется в стороне от резонансной частоты лишь при довольно сильном искажении резонанса. Значения мощности стали меньше на 2 порядка по сравнению с предыдущим случаем, что связано с более близкой к T_c температуре среды T_a .

Заключение

Проведен анализ предложенной в [12–14] новой концепции детектора субмиллиметровых волн с частотным мультиплексированием RFTES. На основании теории аномального скин-эффекта Маттиса-Бардина показано, что включенный в резонатор сверхпроводящий мостик, являющийся ключевым элементом устройства, не может работать во флуктуационной области на краю сверхпроводящего перехода из-за чрезмерно высокой частоты считываемого сигнала (порядка нескольких GHz). Таким образом, сама аббревиатура RFTES является некорректной, так как прибор по сути, не является TES, Transition Edge Sensor.

Механизмом отклика RFTES на СВЧ-накачку являются неравновесные эффекты в сверхпроводнике, а не эффект разогрева электронного газа на краю сверхпроводящего перехода, как полагали авторы концепции в [12–14]. В условиях преобладающего эффекта накопления неравновесных фононов для описания работы

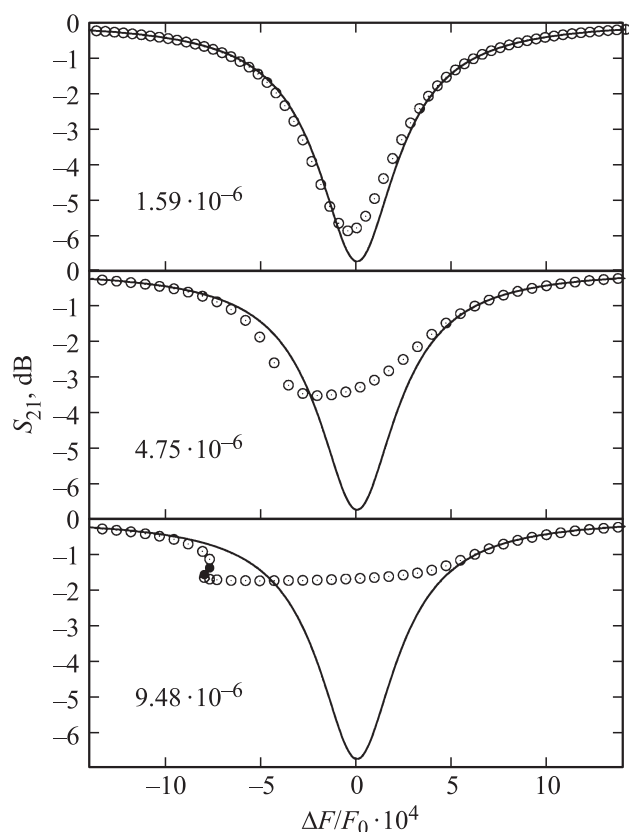


Рис. 4. Рассчитанные резонансные кривые RF TES для $\beta_c = 0.025$, $m = 0.08$, $T_a = 6.3$ К. Пустыми кружочками показаны устойчивые решения, сплошными — неустойчивые, цифрами указаны значения P_{bias} , сплошной линией показана кривая при $P_{bias} = 10^{-8}$.

устройства возможно применение модели эффективного разогрева. На основании такого подхода разработана качественная модель RF TES с использованием эквивалентной схемы связанного со считывающей линией $\lambda/4$ резонатора с включенным сверхпроводящим мостиком и стационарного уравнения теплового баланса для мостика.

Результаты моделирования исследованного в экспериментальных работах [13,14] RF TES показали, что наблюдаемая резкая особенность на резонансных кривых прототипа, возникающая при увеличении мощности накачки, является областью „тепловой“ неустойчивости. При определенном выборе параметров модели все же возможно добиться плавного изменения формы резонанса с мощностью без появления этой области. Такой режим работы изначально и предполагался авторами RF TES [12–14], но до сих пор не был продемонстрирован экспериментально.

В рамках модели эффективно разогрева механизм отклика RF TES на электромагнитное излучение основан на изменении импеданса сверхпроводящего мостика Z от температуры вблизи T_c . Крутизна этой зависимости на гигагерцовых частотах считывающего сигнала будет много меньше крутизны $R(T)$ в области сверхпрово-

дующего перехода на постоянном токе (рис. 1). Это означает, что в RF TES электротермическая ООС будет всегда намного слабее, чем в болометре на краю перехода [4,6]. Из этого следует, что даже при работе RF TES в устойчивом режиме и наличии оптического отклика, трудно будет обеспечить конкурентоспособный динамический диапазон и линейность детектора.

Как установлено в работе [34], неравновесные сверхпроводящие детекторы наиболее эффективны при $T \ll T_c$, что и явилось одной из причин появления и бурного развития MKID [11]. RF TES, являясь фактически сверхпроводящим неравновесным устройством, по замыслу авторов [12–14] работает вблизи T_c . В этом контексте RF TES представляется попросту неэффективной версией MKID, в связи с чем его перспективность как детектора субмиллиметровых волн выглядит весьма сомнительной.

Работа выполнена в рамках гранта Министерства образования и науки Российской Федерации № 11.G34.31.0062, а также при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках программ повышения конкурентоспособности НИТУ „МИСиС“ № K2–2015–002 и K2–2014–025.

Список литературы

- [1] Zmuidzinas J. // Proc. IEEE. 2004. Vol. 92. I. 10. P. 1597–1616.
- [2] Holland W., MacIntosh M., Fairley A. // Proc. SPIE. 2006. Vol. 6275. P. 62751E.
- [3] Schwan D., Ade P.A.R., Basu K., Bender A.N. // Rev. Sci. Instr. Vol. 82. 2011. P. 091301-1–091301-24.
- [4] Kenyon M., Day P.K., Bradford C.M., Bock J.J., Leduc H.G. // J. Low Temp. Phys. 2008. Vol. 151. P. 112.
- [5] Lee Shih-Fu, Gildemeister J.M., Holmes W., Lee A.T., Richards P.L. // App. Opt. 1998. Vol. 37. P. 3391.
- [6] Lee A.L., Richards P.L., Sae Woo Nam, Cabrera B., Irwin K.D. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 69. P. 1801.
- [7] Semenov A.D., Gol'tsman G.N., Sobolewski R. // Supercond. Sci. Technol. 2002. Vol. 15. P. R1–R16.
- [8] Karasik B.S., Cantor R. // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, P. 193 503.
- [9] Karasik B.S., Sergeev A.V., Prober D.E. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2011. Vol. 1. P. 97.
- [10] Karasik B.S., Pereverzev S.V., Soibel A., Santavicca D.F., Prober D.E., Olaya D., Gershenson M.E. // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101. P. 052 601.
- [11] Baselmans J. // J. Low Temp. Phys. 2012. Vol. 167. P. 292.
- [12] Шумов С.В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 19. С. 88.
- [13] Kuzmin A.A., Shitov S.V., Il'in K.S., Meckbach J.M., Wuensch S., Siegel M., Ustinov A.V. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech. 2013. Vol. 3. I. 1. P. 25–31.
- [14] Кузьмин А.А., Шумов С.В., Устинов А.В. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 1. С. 139–144.
- [15] Введение в сверхпроводимость / М. Тинкхам. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.
- [16] Mattis D.C., Bardeen J. // Phys. Rev. 1958. Vol. 111, P. 412.

- [17] Schmidt H. // Z. Physik. 1968. Vol. 216. P. 336.
- [18] Lehoczyf S.L., Briscoe C.V. // Phys. Rev. Lett. 1969. Vol. 23. P. 695.
- [19] Lehoczyf S.L., C.V. Briscoe // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 24. P. 880.
- [20] Fukuda D., Damayanthi R.M.T., Yoshizawa A., Zen N., Takahashi H., Amemiya K., Ohkubo M. // IEEE Trans. Appl. Supercon. 2007. Vol. 17. I. 2. P. 259–262.
- [21] Gershenson M.E., Gong D., Sato T., Karasik B.S., Sergeev A.V. // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. P. 2049.
- [22] Gershenzon E.M., Gershenzon M.E., Gol'tsman G.N., Lyul'kin A.M., Sernenov A.D., Sergeev A.V. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1990. Vol. 97. P. 901–911.
- [23] Dobbs M.A., Lueker M., Aird K.A. // Rev. Sci. Inst. 2012. Vol. 83. P. 073 113.
- [24] Jhy-Jiun Chang, Scalapino D.J. // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 15. P. 2651.
- [25] Dahlbergt E.D., Orbach R.L. // J. Low. Temp. Phys. 1979. Vol. 36. P. 367.
- [26] Klapwijk T.M., Mooij J.E. // Physica. 1986. Vol. 81B. P. 132.
- [27] de Visser P.J., Goldie D.J., Diener P., Withington S., Baselmans J.J.A., Klapwijk T.M. // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112. P. 047 004.
- [28] Kaplan S.B., Chi C.C., Langenberg D.N., Chang J.J., Jafarey S., Scalapino D.J. // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 14. P. 4854.
- [29] Parker W.H. // Phys. Rev. B 1975. Vol. 12. P. 3667.
- [30] de Visser P.J., Withington S., Goldie D.J. // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108. P. 114 504.
- [31] Microwave engineering / D.M. Pozar. N.Y.: John Wiley & Sons Inc., 1998. 708 p.
- [32] Gurevich A.Vi., Mints R.G. // Rev. Mod. Phys. 1987. Vol. 59. P. 941.
- [33] Sergeev A.V., Mitin V.V., Karasik B.S. // App. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. P. 817.