

05:06

Неравновесные индуктивные быстродействующие детекторы на основе тонких сверхпроводниковых пленок

© И.Г. Гогидзе, П.Б. Куминов, А.В. Сергеев, А.И. Елантьев, Е.М. Меньщиков, Е.М. Гершензон

Московский педагогический государственный университет,
119435 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 8 сентября 1997 г.)

Предлагается новый тип быстродействующего детектора, работа которого основана на изменении кинетической индуктивности сверхпроводниковых NbN и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ пленок за счет неравновесных квазичастиц, созданных электромагнитным излучением. Быстродействие NbN детектора практически не зависит от температуры и составляет менее 1 пс . Модель, основанная на схеме Оуэна–Скалапино, хорошо описывает экспериментальную зависимость вольт-ваттной чувствительности NbN детектора от частоты модуляции излучения. Малая концентрация равновесных квазичастиц и высокий квантовый выход приводят к величине обнаружительной способности $D^* = 10^{12} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$ при температуре $T = 4.2 \text{ K}$ и $D^* = 10^{16} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$ при $T = 1.6 \text{ K}$. Постоянная времени низкотемпературного индуктивного YBaCuO детектора определяется только временем электрон-фононного взаимодействия в нодальных областях τ_{e-ph}^d .

Введение

Исследование и создание быстродействующих устройств, основанных на использовании неравновесных процессов как в традиционных, так и в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), является одним из важных направлений современной сверхпроводниковой электроники. Пикосекундные резистивные детекторы из низкотемпературных тонких сверхпроводниковых пленок с высокой чувствительностью работают подобно болометрам в диапазоне от коротких миллиметровых волн до видимого света [1,2]. Аналогичные ВТСП детекторы могут быть еще на порядок более быстродействующими, но менее чувствительными [3,4].

Резистивные детекторы, использующие в качестве рабочего элемента тонкие пленки обычных сверхпроводников с малой длиной свободного пробега электронов, хорошо описываются неравновесной двухтемпературной разогретой моделью [5]. Эта модель также объясняет основные формы фотоотклика ВТСП, в частности, двухкомпонентный спад фотоотклика имеет в ВТСП ту же природу, что и в традиционных сверхпроводниках с высокой температурой сверхпроводящего перехода [6,7].

В сверхпроводниковых тонких пленках иерархия характерных времен релаксации определяется функциями распределения неравновесных квазичастиц и фононов под воздействием излучения, т.е. как квазичастицы и фононы откликаются на короткий лазерный импульс [8]. Механизм отклика определяется соотношением времен релаксационных процессов, за которые ответственны фононы. При низких температурах время ухода фононов из тонкой пленки в подложку τ_{es} короче, чем время фонон-электронного рассеяния τ_{ph-e} , что является одним из необходимых условий возникновения чисто неравновесного отклика [9]. Соотношение между τ_{es} и τ_{ph-e} изменяется с ростом рабочей температуры в диапазоне от гелиевых до азотных температур. Кроме

этого, форма фотоотклика сильно зависит от соотношения времен электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph} и фонон-электронного рассеяния τ_{ph-e} . При гелиевых температурах τ_{e-ph} длиннее τ_{ph-e} . В этом случае, если $\tau_{es} \ll \tau_{ph-e}$, то реализуется чисто неравновесный отклик с характерным временем спада τ_{e-ph} , а при $\tau_{es} \gg \tau_{ph-e}$ отклик исключительно болометрический с соответствующим временем спада τ_{es} . Для тонких пленок традиционных сверхпроводников с высокой критической температурой соотношение между τ_{e-ph} и τ_{ph-e} меняется при $T = 5-10 \text{ K}$ и при более высоких температурах отклик становится многокомпонентным.

В настоящее время разработка неравновесных резистивных ВТСП устройств встретила принципиальные трудности. Препятствием, как оказалось, является большое тепловое сопротивление на границе пленки и подложки для всех подложек, пригодных для выращивания качественных пленок. Из-за этого теплоотвод от пленки недостаточен даже для ультратонких пленок, что не дает возможности избавиться от болометрической составляющей отклика детектора.

Решение проблемы надо искать не в резистивном состоянии пленки, а в сверхпроводящем, т.е. не в изменении сопротивления чувствительного элемента, а в изменении кинетической индуктивности. В этом случае не только не выделяется тепло при протекании тока смещения, но и главное, низкотемпературная реализация неравновесного отклика в сверхпроводниках с s -спариванием приводит к изменению постоянной времени детектора τ_D в пользу малых времен, а в сверхпроводниках с d -спариванием, меняет иерархию времен релаксации и делает возможным осуществление фононного термостата, т.е. устранение болометрического эффекта.

Из работ по кинетической индуктивности в традиционных сверхпроводниках следует выделить [10–14], где впервые сделаны попытки использовать индуктивность

в прикладных целях: радиометры, малошумящие усилители на СКВИД и т.д. Авторы отмечали, что, по их мнению, вблизи критической температуры T_c тепловая связь неравновесных квазичастиц и решетки очень хорошая и пленка нагревается целиком, т.е. индуктивный отклик имеет чисто болометрический характер. Значительно ниже T_c ситуация меняется: электромагнитное излучение увеличивает температуру только квазичастиц, не затрагивая решетки, и отклик может быть объяснен только неравновесной сверхпроводимостью.

В последнее время у большинства исследовательских групп, изучающих индуктивный отклик ВТСП пленок сложилось мнение о существовании в сверхпроводящем состоянии только неравновесного отклика. Для объяснения механизма такого отклика привлекается давно разработанная для глубокого сверхпроводящего состояния ($T \ll \Delta$) пленок традиционных сверхпроводников теория [15], которая в принципе не приемлема для ВТСП материалов [16].

Исследования релаксационных процессов в тонких пленках сверхпроводников имеют большое общенаучное значение и крайне важны для проектирования не только индуктивных детекторов, но и других работающих в неравновесных условиях элементов сверхпроводниковой электроники, таких как приборы на основе туннельной инжекции, сверхпроводниковые транзисторы и др.

Целью представленной работы являются изучение индуктивного фотоотклика тонких NbN и YBa₂Cu₃O_{7- δ} пленок в сверхпроводящем состоянии $T \ll \Delta$ и определение основных характеристик неравновесных индуктивных детекторов.

Образцы, методика и техника эксперимента

В качестве объектов исследования были выбраны тонкие пленки YBa₂Cu₃O_{7- δ} и нитрида ниобия NbN. Среди ВТСП материалов YBaCuO пленки наиболее известны: имеется высокий уровень технологии изготовления, в процессе многолетних исследований накоплены относительно большие знания основных физических свойств. Наши образцы на подложках LaAlO₃ формировались из пленок толщиной 50 nm и критической температурой 88 K в структуры в виде одиночного мостика или 3 параллельных полосок общей площадью $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Что касается пленок NbN, то для экспериментальных исследований необходимы были пленки с высокой критической температурой и толщиной несколько десятков ангстрем. Наша технологическая группа справилась с этой задачей, и в результате были получены пленки NbN на сапфировой подложке толщиной менее 10 nm с управляемой величиной T_c и с ее воспроизводимостью лучше 0.5 K в диапазоне температур 4.5–14.7 K [17]. Образцы NbN имели структуру меандра (ширина полоски $w = 1.5 \mu\text{m}$), которая заполняла площадь $54 \times 72 \mu\text{m}^2$.

Блок-схема экспериментальной установки для измерения частотной зависимости сигнала при воздействии на сверхпроводниковый образец амплитудно-модулированного электромагнитного излучения ближнего инфракрасного спектрального диапазона, представлена на рис. 1. Источником излучения служил лазерный диод RLD-78M20 длиной волны $\lambda = 788 \text{ nm}$, подключенный через высокочастотный адаптер к блоку питания. При токе смещения $I = 65 \text{ mA}$ лазер имел максимальную мощность излучения $P = 10 \text{ mW}$. Модулируемое генератором синусоидальных сигналов лазерное излучение заводилось в волоконно-оптический кабель $\phi 50 \mu\text{m}$ типа G1-50/125-AXAI с помощью короткофокусного объектива. Другой такой же кабель подводил излучение к исследуемому образцу. Соединение кабелей осуществлялось через оптический переходник, что позволяло измерять подводимую к образцу мощность излучения при помощи измерителя мощности RIFOC5-555B. Делительная пластинка после фокусирующей системы отщепляла часть излучения на лавинный фотодиод ЛФДГ-70 с полосой измерительных частот до 6 GHz, контролирующей АЧХ лазерного диода. Исследуемый образец размещался на конце держателя, помещенного в гелиевый сосуд Дьюара. Сигнал от образца по гибкой копланарной и жесткой коаксиальной линиям подавался на вход регистрирующей аппаратуры, которая состояла из адаптера питания образца, усилителя и анализаторов спектра СК4-59, СК4-60 или фазочувствительного прибора EGG-5202. Последний использовался, когда возникала задача измерения сигналов очень малой мощности $P_s \sim -150 \text{ dBm}$ в полосе регистрируемых частот $f = 1-50 \text{ MHz}$.

Измерения времен релаксации отклика тонких сверхпроводниковых пленок модуляционным методом являются более прецизионными, чем импульсными. Детектирование сигнала происходит в узкой полосе частот регистрации, которая зависит от стабильности генератора модуляции мощности лазера и минимальной входной полосы анализатора спектра (или другого прибора). В режиме синхронного детектирования регистрировались сигналы мощностью $\sim 50 \cdot 10^{-18} \text{ W}$, тогда как импульсная методика позволяла измерять сигналы с пиковой мощностью только $\sim 50 \cdot 10^{-9} \text{ W}$ [18].

Времена регистрации импеданса исследуемых образцов определялись из амплитудно-частотных характеристик. Так как времена релаксации отклика изменяются в общем случае по экспоненциальному закону, то частотная характеристика напряжения сигнала на единицу интенсивности подобна характеристике пропускания фильтра низких частот

$$\Delta U(f) = U_0 \frac{2\pi f \tau}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}}, \quad (1)$$

где $\Delta U(f)$ — уровень сигнала на частоте f ; U_0 — уровень сигнала на нулевой частоте; τ — характерное время, называемое также постоянной времени детектора.

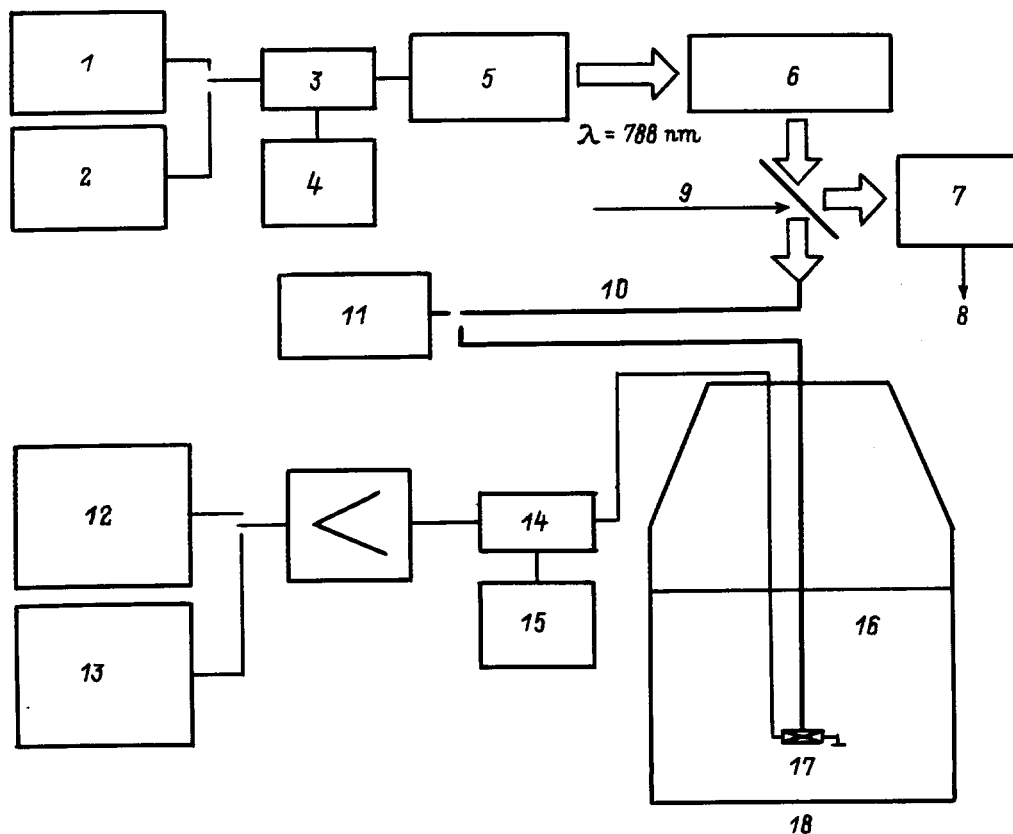


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 — генератор Г4-151 (1–500 МГц); 2 — генератор Я2Р-74 (0.01–2 ГГц); 3, 14 — адаптер; 4, 15 — блок питания; 5 — лазерный диод RLD-78 M20; 6 — фокусирующая система; 7 — лавинный фотодиод ЛФДГ-70; 8 — к анализатору спектра; 9 — делительная пластинка; 10 — волоконно-оптический кабель $\phi 50 \mu\text{m}$; 11 — измеритель мощности излучения; 12 — анализатор спектра СКА-59 (0.01–110 МГц); 13 — анализатор спектра СКА-60 (0.01–12 ГГц); 16 — жидкий гелий, 17 — образец; 18 — транспортный дьюар.

Экспериментальные результаты и обсуждение

а) Неравновесный индуктивный NbN детектор. В этой части настоящей работы предложен сверхпроводниковый неравновесный детектор, работающий за счет изменения кинетической индуктивности сверхпроводящего конденсата под действием излучения. Отметим, что в предположенном ранее инерционном болометре [13,19] используется температурная зависимость кинетической индуктивности вблизи T_c . Мы исследуем быстродействующий детектор на основе неравновесного отклика тонких пленок при температуре, существенно меньшей T_c . Постоянная времени такого детектора τ_D определяется временем развития электронной лавины, которое гораздо короче τ_{e-ph} . Кроме того, обнаружительная способность этого детектора оказывается значительно выше, чем у резистивных электронных болометров с сопоставимыми значениями τ_D .

На рис. 2 представлены зависимости напряжения сигнала от частоты модуляции f для двух образцов при различных температурах. Амплитуда сигнала хорошо аппроксимируется зависимостью I . Значения τ выделены

на рис. 2 стрелками. При неизменной величине приведенной температуры T/T_c значения τ пропорциональны толщине пленки. Для каждого образца в области низких температур τ экспоненциально зависит от температуры. Величина сигнала на плато частотной зависимости слабо, как $T^{-1/2}$, растет с понижением температуры.

Приведенные экспериментальные результаты можно объяснить в рамках следующей модели, основанной на схеме Оуэна–Скалапино [20]. При поглощении света с энергией кванта $h\nu$ большей щели (Δ) происходит разрыв куперовских пар с образованием квазичастиц, что вызывает изменение кинетической индуктивности пленки L и, следовательно, приводит к возникновению напряжения равного IdL/dt . Скорость изменения индуктивности определяется частотой модуляции излучения и процессами релаксации в пленке. Сначала фотовозбужденные квазичастицы теряют энергию, излучая фононы с энергией больше 2Δ , которые в свою очередь разрушают куперовские пары и создают новые квазичастицы. При энергии квазичастицы меньше 3Δ дальнейшее размножение квазичастиц становится невозможным. Далее неравновесные квазичастицы остывают, излучая низкоэнергетичные фононы, и скапливаются на уровне с

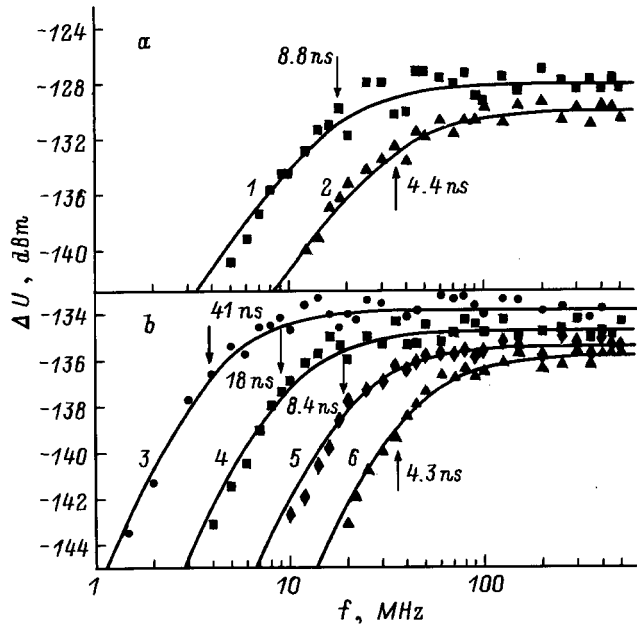


Рис. 2. Зависимость индуктивного сигнала ΔU от частоты модуляции для NbN пленок толщиной в 5 (a) и 10 nm (b): T/T_c : 1 — 0.34, 2 — 0.39, 3 — 0.29, 4 — 0.34, 5 — 0.4, 6 — 0.45.

энергией Δ . На этом этапе, который занимает не более 1 ps, развитие электронной лавины заканчивается и дальнейшая, относительно медленная эволюция приводит к уменьшению концентрации неравновесных квазичастиц. При рекомбинации двух квазичастиц излучается фотон с энергией 2Δ , который может либо покинуть пленку за время $\tau_{es} = 4d/\alpha u_s$ (u_s — скорость звука в подложке, α — коэффициент прозрачности границы пленка-подложка), либо за время τ_B разрушить куперовскую пару. В результате эффективное время жизни квазичастиц равно

$$\tau_l = \tau_R \left(1 + \frac{\tau_{es}}{\tau_B} \right). \quad (2)$$

Следуя [16], вольт-ваттную чувствительность можно представить в виде

$$S = \frac{LI \exp(-\Delta/k_B T)}{n_{eqv} V \Delta} \frac{2\pi f \tau_l}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau_l)^2}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau^*)^2}}, \quad (3)$$

где τ^* — время развития электронной лавины.

Оценим численные значения характерных времен, входящих в уравнения (2) и (3) для наиболее тонкой пленки. Время рекомбинации при температурах много меньшей T_c может быть определено через время электрон-фононной релаксации при критической температуре $\tau_{e-ph}(T_c)$:

$$\frac{\tau_R(T)}{\tau_{e-ph}(T_c)} = 0.1 \left(\frac{T_c}{T} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{\Delta}{k_B T} \right). \quad (4)$$

Для оценки времени рекомбинации мы измерили время ухода неравновесных фононов из тонкой пленки NbN толщиной 5 nm и получили $\tau_{es} = 50$ ps (рис. 3, b). Поскольку время электрон-фононного взаимодействия практически не зависит от толщины пленки, то для его определения мы использовали пленки толщиной 20 nm с $T_c = 6.5$ K. Понижение рабочей температуры увеличило время электрон-фононного взаимодействия, что позволило непосредственно измерить его значение в полосе частот нашей аппаратуры (рис. 3, a). С учетом температурной зависимости $\tau_{e-ph} \sim T^{-1.6}$ [21] для пленки толщиной 5 nm с $T_c = 12.4$ K $\tau_{e-ph}(T_c) = 10$ ps, что дает при температуре $T = 4.2$ K $\tau_R = 50$ ps. Время τ_B не зависит от температуры и может быть оценено из соотношения

$$\tau_B = \frac{u_s}{u_F} \frac{h}{2\pi\Delta}, \quad (5)$$

что дает значение $\tau_B = 2$ ps. Таким образом, $\tau_{es}/\tau_B \approx 20$, что указывает на сильное перепоглощение неравновесных высокоэнергетических фононов квазичастицами. Время жизни квазичастиц, рассчитанное по формуле (2) с учетом значения τ_R (формула (4)), хорошо совпадает с экспериментальными значениями τ , приведенными на рис. 2. Отметим, что сильное перепоглощение фононов положительно сказывается на характеристиках детектора, так как в этом случае в результате электронной лавины достигается максимальный коэффициент размножения квазичастиц $K = h\nu/2\Delta$.

Перейдем к обсуждению параметров индуктивного неравновесного детектора. Мы предлагаем для реализации детектора использовать плато частотной зависимости

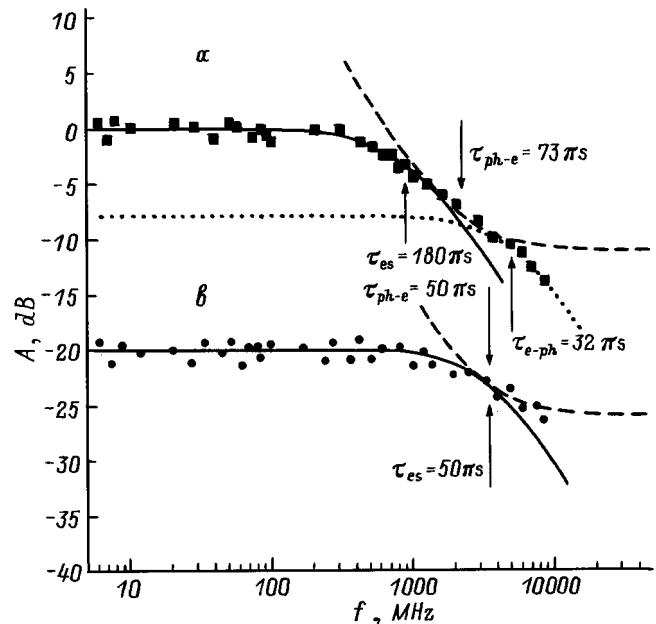


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики фотоотклика тонких NbN пленок в резистивном состоянии: a — образец толщиной 20 nm, $T_c = 6.5$ K, $\Delta T = 0.4$ K, $T = 6.1$ K; b — образец толщиной 5 nm, $T_c = 12.4$ K, $T = 12.3$ K.

на рис. 2. Тогда детектор обладает выходной полосой частот Δf от обратного времени жизни квазичастиц до обратного времени развития электронной лавины. Время развития лавины оценивалось в оптических экспериментах по модуляции коэффициента пропускания [22], которые показали, что τ^* короче 0.5 ps.

Величина вольт-ваттной чувствительности на плато равна

$$S = \frac{LI \exp(-\Delta/T)}{n_{eqv} V \Delta} \propto T^{-1/2}, \quad (6)$$

где n_{eqv} — равновесная концентрация квазичастиц, экспоненциально уменьшающаяся при понижении температуры.

Основным источником шума детектора является генерационно-рекомбинационный шум, соответствующая величина обнаружительной способности равна

$$D^* = \sqrt{\frac{\tau_l}{4\Delta^2 n_{eqv} d}}. \quad (7)$$

Принимая значение концентрации электронов $\sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, получим концентрацию равновесных квазичастиц при 4.2 К $n_{eqv} \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ и соответственно значение D^* , примерно равное $10^{12} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$.

б) Неравновесный индуктивный YBa₂Cu₃O_{7-δ} детектор. Сложность изучения электронной кинетики в ВТСП материалах обусловлена в первую очередь структурой параметра порядка. Наличие нодалных областей, где сверхпроводящая щель мала, качественно меняет электронные процессы рассеяния по сравнению с соответствующими процессами в традиционных сверхпроводниках. В результате, характерные времена в ВТСП материалах оказываются существенно короче, что делает неравновесные явления в них более сложными для регистрации, но более перспективными для применения в быстродействующей (пикосекундной) электронике.

В высокотемпературных сверхпроводниках при низких температурах квазичастицы сосредоточены в нодалных областях, поэтому времена рекомбинации и релаксации отличаются лишь факторами когерентности и оказываются одного порядка. Оба времени лишь степенным образом увеличиваются при понижении температуры. Время электронной релаксации в резистивном состоянии вблизи сверхпроводящего перехода в YBaCuO пленках было определено в [23] и составляет ≈ 2 ps. Поэтому даже при гелиевых температурах ожидаемые характерные электронные времена короче 100 ps. Экспериментальные исследования индуктивного отклика вблизи сверхпроводящего перехода показывают, что кинетика электронов мало отличается от процессов в резистивном состоянии [18]. В этой области температур наблюдается двухвременная релаксация, в которой пикосекундные процессы обусловлены электрон-фононным взаимодействием, а наносекундные связаны с уходом фононов через границу ВТСП пленка-подложка (болометрический эффект). Понижение температуры и использование

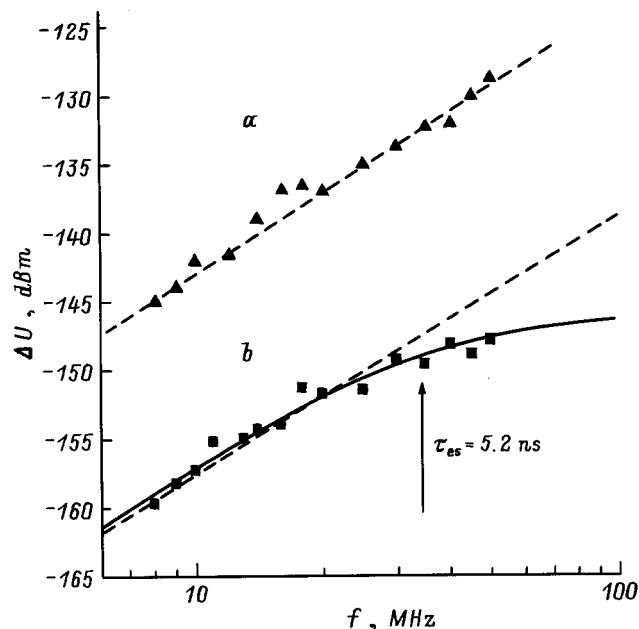


Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики индуктивного сигнала YBa₂Cu₂O_{7-δ} детектора при 4.2 (a), 25 К (b).

более тонких пленок позволяют избавляться от болометрического эффекта.

Результаты недавних экспериментов по микроволновому отклику, ЯМР и фотоэмиссии однозначно демонстрируют существование низкоэнергетических возбуждений в нодалных областях [24]. Исследования фазовой когерентности торцевых скивдов поддерживают идею *d*-спаривания [25], *d*-симметрия также происходит из модели, в которой спаривание возникает из-за обмена антиферромагнитными спиновыми флуктуациями [26]. Благодаря наличию нодалных линий низкотемпературное поведение сверхпроводника очень чувствительно к примесям. Без электрон-примесного рассеяния плотность состояний квазичастиц является линейной функцией энергии вблизи поверхности Ферми. Даже малые концентрации примесей приводят к постоянной плотности состояний квазичастиц, которая зависит от электрон-примесного потенциала [27].

Благодаря отсутствию особенности в плотности состояний время рекомбинации квазичастиц не растет экспоненциально при низких температурах. Поэтому описание фотоотклика моделью Оуэна и Скалапино [20] не оправдано. Как было уже отмечено выше, эксперименты вблизи перехода показывают очень сильное межэлектронное взаимодействие. Предположив, что электрон-электронное взаимодействие превалирует над электрон-фононным и в сверхпроводящем состоянии, можно использовать кинетическую схему с неравновесной электронной температурой.

Амплитудно-частотные характеристики индуктивного сигнала, полученные при двух разных рабочих температурах, показаны на рис. 4. Как видно при температуре

$T = 4.2$ К амплитуда исследуемого сигнала линейно растет с увеличением частоты модуляции мощности падающего лазерного излучения во всей полосе измерительных частот (рис. 4, *a*). С увеличением рабочей температуры ($T = 25$ К) на АЧХ сигнала после частоты модуляции мощности излучения $f = 30.8$ МГц с характерным временем $\tau \simeq 5.2$ нс появляется плато (рис. 4, *b*).

Низкотемпературные исследования использованных образцов, для которых $\tau_{es} \simeq 52 \pm 0.2$ нс [28], показали следующее: при рабочей температуре $T = 4.2$ К до частот модуляции электромагнитного излучения $f = 50$ МГц (аппаратное время $\tau = 3.18$ нс) амплитудно-частотная характеристика образца имеет возрастающий вид, т.е. амплитуда сигнала прямо пропорциональна частоте модуляции мощности падающего лазерного излучения. Если бы мы имели двухкомпонентную релаксацию отклика, то уже с $f = 30.8$ МГц наблюдали бы плато на АЧХ в нашей полосе измерительных частот ($\Delta f = 50$ МГц).

Наши экспериментальные результаты подтверждают низкотемпературную реализацию чисто неравновесного отклика в ВТСП, т.е. отсутствие болометрического эффекта при рабочих температурах гораздо ниже сверхпроводящего перехода, и дают основания предполагать возможность создания неравновесного индуктивного быстродействующего детектора на основе тонких пленок YBaCuO.

Перейдем к обсуждению основных параметров YBaCuO индуктивного детектора, таких как постоянная времени τ_D и обнаружительная способность D^* . Кинетическая схема с неравновесной электронной температурой в ВТСП пленках вдали от сверхпроводящего перехода предполагает, что постоянная времени YBaCuO детектора равна времени релаксации электрон-фононного взаимодействия в нодальных областях τ_{e-ph}^d . При температуре $T = 4.2$ К $\tau_{e-ph}^d \simeq 15$ пс [23]. Тогда при температурах около $T = 10$ К постоянная времени неравновесного индуктивного YBaCuO детектора $\tau_D \simeq 10$ пс.

Следуя [16], обнаружительная способность неравновесного индуктивного ВТСП детектора равна

$$D^* = \sqrt{\frac{\tau_{e-ph}^*}{4T^2 c_q d}}, \quad (8)$$

где c_q — концентрация квазичастиц в нодальных областях, которую можно оценить по формуле

$$\frac{c_q(T)}{c_e(T_c)} \approx 1.54 \left(\frac{T}{T_c}\right)^2, \quad T \ll \Delta. \quad (9)$$

При температуре $T = 10$ К $c_q \simeq 4 \cdot 10^{-5} \text{ J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ и соответственно обнаружительная способность индуктивного YBaCuO детектора $D^* = 10^9 \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$.

Заключение

Сравнение индуктивных NbN и YBaCuO детекторов с другими сверхпроводниковыми детекторами показано на рис. 5. Для неравновесного индуктивного NbN детектора постоянная времени равна времени развития лавины, которое практически не зависит от температуры. Значение обнаружительной способности растет с понижением температуры (формула (7)) и составляет $D^* = 10^{12} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$ при $T = 4.2$ К и $D^* = 10^{16} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$ при $T = 1.6$ К. На рис. 5 левая граница обведенной области соответствует этому увеличению D^* . Вместе с тем при фиксированной температуре выходная полоса частот ограничена снизу величиной τ_l^{-1} , которая зависит от температуры и представлена на рис. 5 правой границей обведенной области. Верхняя граница соответствует рабочей температуре 1 К, нижняя — 4.2 К.

Постоянная времени YBa₂Cu₃O_{7- δ} низкотемпературного неравновесного индуктивного детектора определяется только временем релаксации электрон-фононного взаимодействия в нодальных областях τ_{e-ph}^d . Детектор имеет следующие предельные характеристики: при понижении рабочей температуры от 10 до 1 К постоянная времени τ_D меняется от 10 до 100 пс, обнаружительная способность D^* соответственно улучшается от 10^9 до $4 \cdot 10^{12} \text{ W}^{-1} \cdot \text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2}$ (рис. 5).

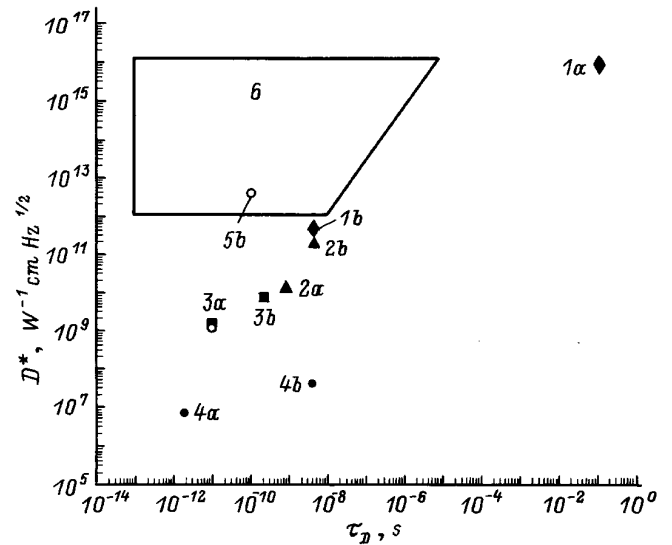


Рис. 5. Быстродействие τ_D и параметр D^* сверхпроводниковых детекторов: *1a* — А1 болометр (1 К) [29], *1b* — неравновесный резистивный А1 детектор (1.7 К) [30], *2a* — неравновесный резистивный Nb детектор (1.7 К) [1], *2b* — неравновесный резистивный Nb детектор (4.2 К) [1], *3a* — неравновесный резистивный NbN детектор (10 К) [2], *3b* — NbN болометр (10 К) [31], *4a* — неравновесный резистивный YBaCuO детектор (90 К) [4], *4b* — YBaCuO болометр (90 К) [31], *5a* — неравновесный индуктивный YBaCuO детектор (10 К), *5b* — неравновесный индуктивный YBaCuO детектор (1 К), *6* — неравновесный индуктивный NbN детектор (1.6–4.2 К).

Для сравнения с неравновесными индуктивными детекторами мы выбрали чувствительный мембранный Al болометр с рекордным значением D^* , а также быстродействующие неравновесные резистивные Nb и NbN детекторы, работающие вблизи перехода. Как видно, индуктивные неравновесные детекторы обладают высокой обнаружительной способностью за счет малой концентрации квазичастиц и рекордным быстродействием. Недостатком таких детекторов является невысокая вольт-ваттная чувствительность, что приводит к довольно жестким требованиям к усилителю в схеме регистрации.

Работа поддерживается Госпрограммой "Актуальные проблемы в физике конденсированных сред" (направление "Сверхпроводимость" в рамках проекта № 96128) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 1-068/4).

Список литературы

- [1] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 2. С. 111–120.
- [2] Воронов Б.М., Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н. и др. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 5. С. 955–960.
- [3] Гершензон Е.М., Гогидзе И.Г., Гольцман Г.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 22. С. 6–10.
- [4] Danerud M., Winkler D., Lindgren M. et al. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 3. P. 1902–1908.
- [5] Анисимов С.Л., Капелевич Б.Л. и Перельман Т.Л. // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. Вып. 2. С. 776–781.
- [6] Eesley G.L., Heremans J., Meyer M.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 27. P. 3445–3448.
- [7] Semenov A.D., Nebosis R.S., Gousev Yu.P. et al. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. N 1. P. 581–590.
- [8] Frenkel A. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48. N 13. P. 9717–9725.
- [9] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. Вып. 2. С. 758–773.
- [10] McDonald D.G. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. P. 775–777.
- [11] Sauvageau J.E., McDonald D.G. // IEEE Trans. Magn. 1989. Vol. 25. P. 1331–1334.
- [12] Sauvageau J.E., McDonald D.G., Grossman E.N. // ISN. 1990. P. 372–375.
- [13] Grossman E.N., McDonald D.G., Sauvageau J.E. // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. N 2. P. 2677–2680.
- [14] Sauvageau J.E., McDonald D.G., Grossman E.N. // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. 27. N 2. P. 2757–2760.
- [15] Kaplan S.B., Chi C.C., Langenberg D.N. et al. // Phys. Rev. B. 1974. Vol. 14. P. 4854.
- [16] Sergeev A.V. and Reizer M.Yu. // Int. J. Mod. Phys. B. 1996. Vol. 10. N 6. P. 635–667.
- [17] Воронов Б.М., Гершензон Е.М., Сейдман Л.А. и др. // СФХТ. 1994. Т. 7. № 6. С. 1097–1102.
- [18] Gol'tsman G.N., Kouminov P.B., Goghidze I.G., Gershenzon E.M. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1995. Vol. 5. N 2. P. 2591–2594.
- [19] Bluzer N. // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. N 12. P. 7340–7350.
- [20] Omen C.S. and Scalapino D.J. // Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 28. P. 1559.
- [21] Gol'tsman G.N., Semenov A.D., Gousev V.P. et al. // Supercond. Sci. Technol. 1991. Vol. 4. P. 453–456.
- [22] Kazeroonion A.S., Cheng T.K., Brorson S.D. et al. // Sol. St. Commun. 1991. Vol. 78. N 2. P. 95–98.
- [23] Аксаев Э.Е., Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 8(2). С. 1928–1942.
- [24] Kitazawa K. // Physica C. Vol. 235–240. P. XXIII.
- [25] Wollman D.A., Van Harlingen D.J., Lee W.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 2134.
- [26] Pines D. // Physica B. 1994. Vol. 199–200. P. 300.
- [27] Ye Sun, Maki K. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. P. 6059.
- [28] Sergeev A.V., Semenov A.D., Kouminov P.B. et al. // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 49. N 13. P. 9091–9096.
- [29] Clarke J., Hoffer G.I., Richards P.L., and Yeh N.H. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 12. P. 4865–4879.
- [30] Гершензон Е.М., Гольцман Г.Н., Карасик Б.С. и др. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 6. С. 1129–1140.
- [31] Richards P.L. // J. Appl. Phys. 1994. Vol. 76. N 1. P. 1–34.