

# Отклик высокотемпературных сверхпроводников на электромагнитное излучение

(Обзор)

А. В. Величко, Н. Т. Черпак

Институт радиофизики и электроники НАН Украины им. А. Я. Усикова  
Украина, 310085, г. Харьков, пр. Ак. Проскуры, 12  
E-mail: velichko@ire.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 15 мая 1997 г., после переработки 5 января 1998 г.

Рассматриваются неравновесные процессы, возникающие при взаимодействии высокотемпературных сверхпроводников с электромагнитным излучением от микроволнового до оптического диапазонов. Делается акцент на зависимостях сопротивления (поверхностного или на постоянном токе) ВТСП от внешних параметров (температуры, тока смещения, частоты модуляции, магнитного поля, мощности и частоты облучения), характерных для каждого из рассматриваемых неболюметрических механизмов отклика. Описываются наиболее распространенные методы регистрации отклика ВТСП на электромагнитное излучение.

Розглядаються нерівноважні процеси, що виникають при взаємодії високотемпературних надпровідників з електромагнітним випромінюванням від мікрохвильового до оптичного діапазонів. Робиться акцент на залежностях опору (поверхневого чи на постійному струмі) ВТНП від зовнішніх параметрів (температури, струму зміщення, частоти модуляції, магнітного поля, потужності та частоти опромінювання), характерних для кожного з механізмів неболюметричного відгуку, що розглядаються. Описуються найбільш поширені засоби реєстрації відгуку ВТНП на електромагнітне випромінювання.

PACS: 74.25.Nf, 74.60.Ge, 74.60.Ec

## Содержание

Введение . . . . .	395
1. Способы регистрации отклика . . . . .	396
2. Классификация механизмов отклика . . . . .	397
2.1. Индуцированные излучением крип и течение магнитного тока . . . . .	398
2.2. Проскальзывание фазы . . . . .	401
2.3. Разрушение пар «вихрь-антивихрь» . . . . .	403
2.4. Обратный нестационарный эффект Джозефсона . . . . .	406
2.5. Неравновесное разрушение куперовских пар . . . . .	411
2.6. Разогрев электронов . . . . .	418
2.7. Перколяционная сверхпроводимость . . . . .	422
2.8. Стимуляция сверхпроводимости . . . . .	423
Заключение . . . . .	426
Список литературы . . . . .	427

## Введение

Высокая ( $> 77,3$  К) критическая температура  $T_c$  в сочетании с малой длиной когерентности  $\xi$  и сильной анизотропией стали причиной разнообразных и необычных по сравнению с традиционной сверхпроводимостью электромагнитных

свойств ВТСП. В частности, серьезное изменение претерпело представление о вихревой решетке, о форме и динамике самих вихрей (см., например, обзор [1]). Трансформация магнитных вихрей и особенности их взаимодействия между собой, вызванные сильной анизотропией и флуктуационными эффектами, стали причиной различных фазо-

вых переходов и новых состояний вихревой решетки, таких как плавление решетки, термоактивированный депиннинг, коллективный крип потока,  $2D$ - $3D$  переход. Все это требует досконального исследования электромагнитных свойств ВТСП, что, кроме научного, имеет и прикладное значение [2]. Например, одним из важных и относительно просто реализуемых приложений ВТСП является разработка детекторов электромагнитного излучения (ЭМИ). Пренебрежимо малая дисперсия (для частот  $\nu \ll 2\Delta/h$ , где  $2\Delta$  — энергетическая щель в спектре квазичастиц), высокая крутизна сверхпроводящего перехода ВТСП, дешевизна используемого хладагента (жидкого азота) подтолкнули ученых к мысли о перспективности создания ВТСП болометров, работающих при температуре жидкого азота [3,4]. Основным их недостатком является компромисс между чувствительностью и быстродействием. Поэтому предпочтительным является использование неболометрических детекторов. В этой связи особую актуальность приобретает изучение неравновесных механизмов отклика ВТСП на ЭМИ. Под откликом понимается изменение какой-либо характеристики материала при его взаимодействии с внешним возмущением (в контексте настоящей работы такой характеристикой является изменение сопротивления образца  $R$  при облучении ЭМИ).

В общем виде механизмы отклика можно разделить на два больших класса: болометрический (равновесный) и неболометрический (неравновесный). Болометрический механизм является одним из наиболее хорошо изученных [4], поэтому в настоящей работе не рассматривается.

В последних работах по изучению оптического отклика [5–8] микромостиков из эпитаксиальных пленок  $YBaCuO$  предполагается, что неболометрические механизмы реализуются не только в гранулированных образцах, но и в высококачественных ВТСП. Однако причина существенного разногласия в наблюдаемых значениях чувствительности и временах отклика для одних и тех же нетепловых механизмов остается неясной. Вполне вероятно, что она связана не с внутренними особенностями ВТСП, а с различными внешними условиями (температурой, током смещения, магнитным полем, мощностью, длиной волны, длительностью импульса облучения и т.п.), при которых получены эти данные [9]. В этой связи изучение неболометрических механизмов в образцах подобного качества при одинаковых внешних условиях, а также исследование условий, оптими-

зирующих характеристики детекторов, являются актуальными.

Целью настоящей работы, помимо обзора наиболее типичных результатов по исследованию неравновесных механизмов отклика ВТСП на ЭМИ, является систематизация известных на сегодня механизмов с точки зрения наиболее общих физических явлений, присущих сверхпроводникам. Работы по комбинационному рассеянию, генерации гармоник основного сигнала, фотолуминесценции и др. выходят за рамки нашего обзора.

Обзор построен следующим образом. В разд. 1 описываются типичные методы регистрации отклика на ЭМИ в микроволновом (МВ) — оптическом диапазонах. Раздел 2 посвящен обзору экспериментальных работ по изучению неболометрических механизмов отклика ВТСП, а также их классификации по подгруппам. В заключении кратко резюмируются основные результаты, полученные в данной области.

## 1. Способы регистрации отклика

Говоря об отклике, важно учитывать частоту воздействующего излучения и способ регистрации отклика. Первое определяет процессы, которые могут быть вызваны падающим излучением, а второе — процессы, которые могут быть обнаружены. Традиционно измерения отклика выполняются на постоянном токе. Несмотря на высокую чувствительность благодаря большой крутизне сверхпроводящего перехода на постоянном токе, данный подход обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, особые требования предъявляются к геометрии образца: толщина ВТСП пленки должна быть меньше или порядка глубины проникновения излучения  $\delta$ . В противном случае часть образца, в которую не проникло излучение, будет шунтировать слой с измененными свойствами и никакого отклика обнаружить не удастся. Более того, поскольку в сверхпроводящем состоянии сопротивление образца по постоянному току нулевое, требуется предварительная обработка ВТСП для создания элемента с отличным от нуля сопротивлением. Это, в свою очередь, ограничивает сферу доступных для наблюдения механизмов отклика. Помимо этого, контактные сопротивления порядка 1 Ом, неизбежные при таком способе регистрации, вносят существенные ограничения в шумовые характеристики ВТСП детекторов [10]. Указанные недостатки преодолеваются при ВЧ регистрации отклика, хотя при этом чувствительность может уменьшаться из-за меньшей крутизны сверхпроводящего перехода и меньшего пере-

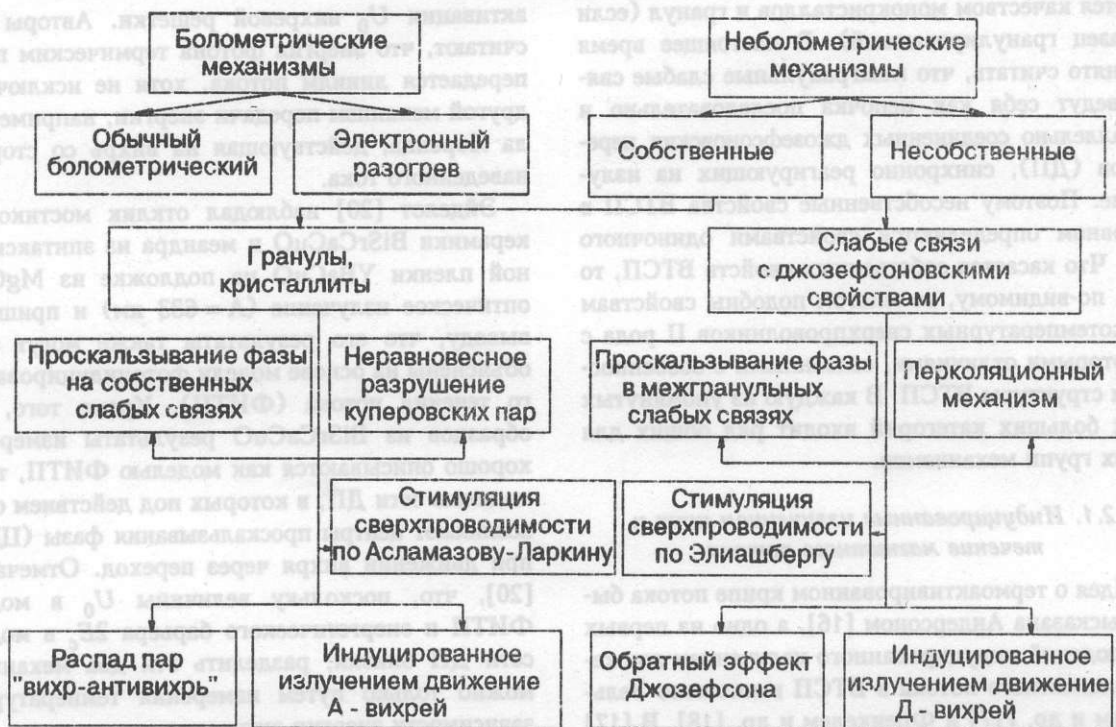


Рис. 1. Механизмы детектирования электромагнитного излучения сверхпроводниками.

пада сопротивления на ВЧ по сравнению с таковым на постоянном токе. Впервые примененное нами [11] ВЧ измерение отклика использует индукционную методику [12] на радиочастотах (РЧ) и резонаторный метод [13] для измерения МВ отклика. Очевидно, при ВЧ регистрации отклика исчезают проблемы дробового шума и дегенерации ВТСП элемента из-за контактных явлений. Кроме того, в этом случае смягчаются ограничения для толщины образца, так как единственным требованием становится перекрытие областей проникновения зондирующего и воздействующего излучений. Наконец, ВЧ способ измерения отклика позволяет регистрировать неравновесные процессы даже в области сверхпроводящего перехода, тогда как большое контактное сопротивление и сильные нелинейные эффекты, вызываемые постоянным измерительным током, приводят к температурной нестабильности и «лавинообразному» переключению в боллометрический режим.

Другим эффективным методом исследования оптического отклика ВТСП является метод «накачки-зондирования» [14, 15], основанный на использовании одного и того же источника (обычно лазера) как для воздействия на образец, так и для регистрации отклика путем измерения коэффициента отражения зондирующего сигнала, причем

регистрировать неравновесные процессы можно в широком диапазоне длин волн (от 10 мкм до ультрафиолетового). При этом измерительный сигнал обычно намного слабее и задерживается по времени относительно сигнала накачки. Разрешающая способность такого метода определяется минимально возможной длительностью лазерного импульса. При оптимальной конструкции чувствительного элемента амплитуда нетепловой компоненты в десятки раз превосходит амплитуду боллометрической составляющей при  $T > 80$  К [6].

## 2. Классификация механизмов отклика

Классификация механизмов отклика ВТСП на ЭМИ, демонстрирующая их взаимосвязь с наиболее типичными физическими явлениями в сверхпроводниках, нам неизвестна. Наличие такой классификации необходимо для адекватного понимания процессов, стимулируемых в ВТСП падающим излучением. Представляется, что, говоря о неравновесных механизмах отклика, надо четко осознавать, чем обусловлен каждый механизм — качеством данного образца или же свойствами, присущими всему классу ВТСП. В этой связи все неболлометрические механизмы отклика можно разделить на две группы: собственные (intrinsic) и несобственные (extrinsic) (см. блок-диаграмму на рис. 1). Собственные свойства ВТСП опреде-

ляются качеством монокристаллов и гранул (если образец гранулированный). В настоящее время принято считать, что межгранульные слабые связи ведут себя как цепочка последовательно и параллельно соединенных джозефсоновских переходов (ДП), синхронно реагирующих на излучение. Поэтому несобственные свойства ВТСП в основном определяются свойствами одиночного ДП. Что касается собственных свойств ВТСП, то они, по-видимому, во многом подобны свойствам низкотемпературных сверхпроводников II рода с некоторыми отличиями, связанными с особенностями структуры ВТСП. В каждую из упомянутых двух больших категорий входит ряд общих для обеих групп механизмов.

### 2.1. Индуцированные излучением крип и течение магнитного потока

Идея о термоактивированном крипе потока была высказана Андерсоном [16], а одно из первых наблюдений индуцированного излучением движения магнитного потока в ВТСП выполнено Зельдовым и др. [17] и Френкелем и др. [18]. В [17] исследовали отклик микромостиков из эпитаксиальных пленок YBaCuO на подложках из LaGaO<sub>3</sub> и SrTiO<sub>3</sub> на оптическое излучение (HeNe-лазер, длина волны  $\lambda = 633$  нм) и обнаружили, что максимум на температурной зависимости отклика на несколько градусов сдвинут в сторону низких температур относительно максимума  $dR/dT$ , который характеризует болометрический отклик. Отмечается также существенное подавление отклика  $\Delta R$  с увеличением тока смещения, что не наблюдалось для зависимости  $dR/dT$  от  $T$ . Более того, величина  $\Delta R/(dR/dT)$ , которая характеризует нагрев пленки в случае чисто болометрического эффекта, резко возростала и имела максимум чуть ниже температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ . Поскольку тепловые свойства ни подложки, ни пленки, ни границы раздела между ними не должны заметно изменяться в этом температурном интервале, авторами сделан вывод о неболометрической природе отклика. Учитывая также строгую корреляцию поведения транспортных свойств при облучении и без него, Зельдов и др. интерпретировали свои результаты как индуцированный оптическим излучением крип магнитного потока. Подобное объяснение результатов по измерению оптического отклика дано Френкелем и др. [18], заявившими о наблюдении фотостимулированного депиннинга магнитного потока. Согласно [19], для возникновения режима течения потока необходимо, чтобы энергия кванта излучения  $h\nu$  превосходила энергию

активации  $U_0$  вихревой решетки. Авторы [19] считают, что энергия фотона термическим путем передается линиям потока, хотя не исключен и другой механизм передачи энергии, например сила Лоренца, действующая на вихрь со стороны наведенного тока.

Эйделот [20] наблюдал отклик мостиков из керамики BiSrCaCuO и меандра из эпитаксиальной пленки YBaCuO на подложке из MgO на оптическое излучение ( $\lambda = 633$  нм) и пришел к выводу, что его результаты также могут быть объяснены на основе модели фотоиндуцированного течения потока (ФИТП). Кроме того, для образцов из BiSrCaCuO результаты измерений хорошо описываются как моделью ФИТП, так и моделью сети ДП, в которых под действием света возникают центры проскальзывания фазы (ЦПФ) при движении вихря через переход. Отмечается [20], что, поскольку величины  $U_0$  в модели ФИТП и энергетического барьера  $2E_c$  в модели сети ДП близки, разделить эти два механизма можно только путем измерения температурной зависимости энергии активации.

Вклад в удельное сопротивление на постоянном токе, обусловленный термоактивированным крипом потока в случае линейной вольт-амперной характеристики (ВАХ) образца, описывается выражением (см., например, [21])

$$\rho = \frac{2\nu_0\Phi_0^2L_c}{k_B T} \exp(-U_0/k_B T), \quad (1)$$

где  $\nu_0$  — частота попыток, т.е. характерная частота, с которой вихри пытаются оторваться от центров пиннинга ( $\sim 10^{12}$  Гц для монокристаллов YBaCuO);  $\Phi_0$  — квант магнитного потока;  $L_c$  — длина корреляции вдоль линии потока или связи вихрей (может варьироваться от долей  $d$  для очень тонких до  $d$  для толстых образцов, где  $d$  — толщина пленки); для монокристаллов YBaCuO при  $T \ll T_c$  энергия  $U_0 \sim 2 \cdot 10^5$  К [21]. В итоге для предэкспоненциального множителя в формуле (1) получаем  $\rho_0 = 10^5$  мкОм·см. Отметим, что (1) хорошо согласуется с экспериментом для  $\rho < 10^{-2}\rho_n$ , где  $\rho_n$  — удельное сопротивление в нормальном состоянии. Для  $\rho > 10^{-2}\rho_n$  прекрасное согласие с экспериментом дает теория Тинкхама [22], в которой предполагается, что сопротивление, связанное с крипом потока, зависит от  $U_0$  так же, как и в случае диссипации из-за термоактивационного проскальзывания фазы в сильно подавленном транспортном током ДП. По теории Амбегаокара и Гальперина [23], сопротивление ДП в сильно подавленном состоянии имеет вид

$$\rho/\rho_n = [I_0(\gamma_0/2)]^{-2}, \quad (2)$$

где  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя,  $\gamma_0 = U_0/k_B T$ . При этом для  $U_0$  предполагается следующая зависимость от температуры и магнитного поля  $H$ :

$$U_0 \propto \frac{(1 - T/T_c)^{3/2}}{H}. \quad (3)$$

Палстра и др. [21] делают вывод о том, что зависимость (3) справедлива лишь для ограниченного диапазона температур и нельзя исключить возможность другой температурной и магнитополовой зависимости  $U_0$ , например, из модели вихревого стекла [24,25] или термоактивированного течения потока [26].

Когда транспортный ток, протекающий по образцу, создает такую силу Лоренца  $F_L$ , действующую на вихри, что последние приобретают энергию  $U_L = U_0$ , происходит депиннинг вихрей и переход к режиму течения потока [27]. Сопротивление течения потока, согласно теории Бардина-Стефана [27], описывается выражением

$$\rho_{ff} = \rho_n H / H_{c2}, \quad (4)$$

где  $H_{c2}$  — верхнее критическое поле.

Что касается ВЧ отклика, обусловленного течением потока, то, согласно Джи и др. [28], удельное комплексное сопротивление с учетом вклада от течения потока при температурах не очень близких к  $T_c$  и  $h\nu \ll 2\Delta$  описывается выражением

$$\rho = \frac{\Phi_0 B_{\text{eff}}}{\eta c^2} + \frac{4\pi\omega\lambda_L^2}{c^2}, \quad (5)$$

где  $\eta$  — коэффициент вязкости;  $\omega = 2\pi\nu$  — угловая частота;  $\lambda_L$  — глубина проникновения поля;  $B_{\text{eff}}$  — эффективная плотность магнитного потока, реагирующая на ВЧ поле. Согласно Портису и др. [29], поверхностное сопротивление с учетом вклада вихревой диссипации равно

$$R_s = X_0 \left[ \frac{-1 + (1 + 4B_{\text{eff}}^2/B_0^2)^{1/2}}{2} \right]^{1/2}, \quad (6)$$

$X_0 = 4\pi\omega\lambda_L^2/c^2$  — поверхностный реактанс для  $B_{\text{eff}} = 0$ ,  $B_0 = 8\pi\omega\eta\lambda_L^2/\Phi_0$  — характеристическое значение  $B_{\text{eff}}$ , при котором поверхностный импеданс  $Z_s$  определяется движением вихрей. При этом в [29] считается, что  $B_{\text{eff}} = fH$ , где  $f$  — плотность свободных или слабо запиннигованных флюксонов ( $f \sim 0,1$ ). Однако авторы [28] интерпретируют  $f$  как часть длины всех вихрей в

образце, которые пересекают межгранульные области. При этом предполагается существование межгранульных вихрей с плотностью  $n_f$ , которые никогда не проходят через гранулы, и внутригранульных вихрей с плотностью  $n_g$ , запиннигованных внутри гранул. Кроме того, основной вклад в диссипацию вносят лишь те вихри, которые пересекают слабые связи, так как вязкость межгранульного пространства  $\eta_f$  гораздо больше вязкости внутригранульных областей  $\eta_g$  (из-за большего сопротивления межгранульных областей). Согласно работе [28],  $B_{\text{eff}} = (n_f + xn_g)\Phi_0$ , где  $x$  — отношение межгранульного объема к общему объему образца.

Методика бесконтактного контроля отклика ВТСП на миллиметровое (ММ) излучение была разработана нашей группой в начале 90-х годов (см. [11,30]). Она основана на принципе детектирования с ВЧ смещением, преимущества которого перед традиционным четырехзондовым методом были известны задолго до открытия ВТСП [31]. Как установлено в [31], использование ВЧ смещения способствует повышению чувствительности и улучшению шумовых характеристик детектора. Методика позволяет регистрировать отклик одновременно в двух частотных диапазонах: в РЧ ( $\sim 10$  МГц) — с помощью накладной катушки индуктивности, включенной в резонансный контур измерителя добротности, и в ММ ( $\sim 36$  ГГц) — с помощью квазиоптического диэлектрического резонатора, служащего также для приложения мощного сигнала ММ диапазона. Подробности экспериментальной техники можно найти в работах [30,32].

Исследования ВЧ отклика керамических и тонкопленочных образцов YBaCuO на ММ излучение [30,32,33] показали, что в области сверхпроводящего перехода отклик имеет комплексную природу, включая болометрическую и неболометрическую составляющие. Оказалось, что максимум суммарного отклика смещен относительно максимума производной поверхностного сопротивления по температуре  $dR_s/dT$ , описывающей чисто болометрический эффект, на величину 0,4–0,7 К в зависимости от качества образца. С улучшением электромагнитных характеристик образцов (снижением  $R_s$ , уменьшением ширины перехода  $\Delta T$ ) смещение максимумов по температуре уменьшалось. Результаты измерения релаксации отклика после выключения ММ излучения накачки [32,33] показали хорошее согласие с различными теоретическими моделями, описывающими релаксацию намагниченности сверхпроводников в режиме крипа магнитного потока.

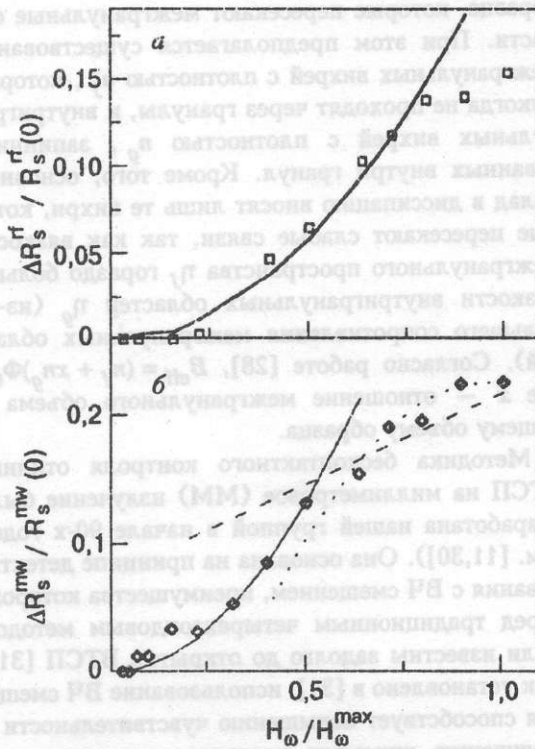


Рис. 2. Зависимость нормированных откликов тонкой пленки YBaCuO TF1 при  $T = 86,7$  К: радиочастотного  $\Delta R_s^{rf} / R_s^{rf}(0)$  (а) и микроволнового  $\Delta R_s^{mw} / R_s^{mw}(0)$  (б). Кривые — аппроксимация по теории Хальбриггера [35] (из работы А. В. Величко et al. [32]).

Энергия активации  $U_0 = 0,05-0,5$  эВ в диапазоне 77–86 К, по нашим данным, разумно согласуется с экспериментальными величинами в [28,34]. Наконец, амплитудные зависимости отклика образцов YBaCuO различного качества также хорошо описываются теоретическими моделями, учитывающими образование и движение магнитных вихрей под действием мощного ВЧ излучения [35–37]. На рис. 2 и 3 показаны амплитудные зависимости РЧ и МВ откликов двух тонких пленок YBaCuO на подложках из  $LaAlO_3$  и керамической пластинки из YBaCuO и теоретические зависимости, полученные в рамках моделей Хальбриггера [35], Сридхара [36] и Гуревича [37], демонстрирующие хорошее согласие с экспериментальными данными. Таким образом, комплекс проведенных измерений позволяет предположить, что ВЧ отклик сверхпроводников состава YBaCuO в области сверхпроводящего перехода содержит неболометрическую компоненту. Механизм неравновесного отклика, по всей видимости, связан с зарождением и движением под действием ММ излучения джозефсоновских или подобных им магнитных вихрей как в межгранульных, так и во внутригранульных слабых связях.

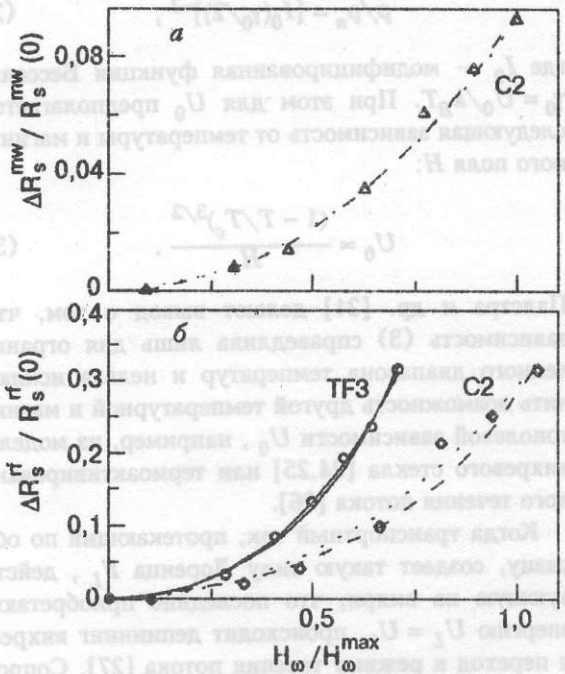


Рис. 3. Зависимость нормированного микроволнового отклика  $\Delta R_s^{mw} / R_s^{mw}(0)$  для керамической пластинки YBaCuO C2 (а) и радиочастотного отклика  $\Delta R_s^{rf} / R_s^{rf}(0)$  для керамики C2 и тонкой пленки TF3 (б) при  $81,6$  К  $< T < 90,5$  К. Сплошные и точечные линии — аппроксимация по теории Гуревича [34] и Сридхара [36] (из работы А. В. Величко [30]).

**Основные особенности и условия реализации механизма:**

вклад в сопротивление на постоянном токе от движения вихрей описывается выражениями (1) (в случае крипа), (4) (для течения потока) и (5) для ВЧ  $R_s$ ;

для режима крипа потока характерна экспоненциальная зависимость сопротивления от температуры (см. (1));

для режима крипа потока характерна линейная ВАХ для токов смещения  $I$ , удовлетворяющих условию  $IN V_c r_p \leq k_B T$  ( $V_c$  — корреляционный объем, а  $r_p$  — диапазон потенциала пиннинга), и экспоненциальная зависимость  $V(I)$  для больших токов;

зависимость сопротивления от магнитного поля определяется выражением (2) и зависимостью энергии активации от магнитного поля (см. (3)); амплитуда отклика  $\Delta R$  пропорциональна  $f_{mod}^{1/2}$ , где  $f_{mod}$  — частота модуляции излучения;

для режима течения потока характерна линейная зависимость от магнитного поля (см. (4)) и линейная ВАХ  $V - I$ .

## 2.2. Проскальзывание фазы

Известно, что в длинных сверхпроводящих каналах малых размеров (поперечный размер канала  $d_c < \xi(T)$ ), а также в тонких узких и даже широких пленках при  $I > I_c$  как в случае  $I_c = I_c^{GL}$  ( $I_c^{GL}$  — ток распаривания Гинзбурга-Ландау), так и во внешнем магнитном поле выше некоторого  $H'_e$  ( $H'_e = \pi\Phi_0/4w^2$  — поле вхождения в пленку метастабильных вихрей,  $w$  — ширина пленки) возникает особое резистивное состояние. Это состояние нельзя объяснить лишь в терминах динамического смешанного состояния (ДСС) [38], поскольку для больших напряжений, возникающих при данных условиях, скорость вихря ( $v = V/LB$ , где  $L$  — длина образца, а  $B$  — магнитная индукция) должна быть порядка фермиевской, что явно нефизично. При больших скоростях конденсата  $v_s$  возникают процессы распаривания и плотность пар  $n_s$  начинает зависеть от  $v_s$ . Зависимость плотности сверхпроводящего тока  $J_s(v_s)$  проходит через максимум, отвечающий  $J_c^{GL}$ . При  $J > J_c^{GL}$  не хватает сверхпроводящих электронов для переноса транспортного тока и полный ток в отличие от статического случая содержит еще и нормальную компоненту  $J_n$ . При этом сверхпроводимость продолжает быть термодинамически выгодной, так как в точке максимума  $n_s(v_m) = 2/3 n_s(0)$ .

В 1968 г. Вебб и Варбуртон (ссылка [19] в [38]) обнаружили на ВАХ оловянных вискероов регулярную структуру ступеней напряжения, что позволило высказать предположение об образовании с ростом тока отдельных резистивных центров. После появления каждой новой ступеньки напряжения на сверхпроводнике сопротивление образца (наклон характеристики) увеличивается. Позднее Тинкхам предложил модель резистивного центра, названного центром проскальзывания фазы, отметив его основные особенности — величину и постоянство дифференциальных сопротивлений, а также осцилляции  $J_s$  с джозефсоновской частотой. Образование первого ЦПФ происходит в узком сверхпроводящем канале при достижении током величины тока распаривания в наиболее слабом месте образца. При дальнейшем увеличении тока возникает движение нормальных электронов, а это приводит к появлению электрического поля, ускоряющего сверхпроводящие электроны до критической скорости. В данной области параметр порядка  $\psi$  обращается в нуль, а весь ток переносится только нормальной компонентой. Но образование куперовских пар по-прежнему выгодно, поэтому снова возникает  $\psi$  и снова часть тока будет переноситься конденсатом.

При каждом таком цикле разность фаз волновых функций куперовских пар по обе стороны от «слабой» области будет изменяться на  $2\pi$ . В связи с этим данное место называется центром проскальзывания фазы. Характерный размер его определяется расстоянием, на котором происходит пульсация  $\psi$ , и составляет  $\sim 2\lambda_E(T)$ , где  $\lambda_E$  — длина области падения потенциала.

Когда  $|\psi| = 0$ , эта область находится в нормальном состоянии и электрическое поле проникает в прилегающие области сверхпроводника на глубину  $\sim \lambda_E$ . Поэтому при возникновении одного ЦПФ появляется сопротивление  $2\rho\lambda_E/S$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление материала нити;  $S$  — площадь ее поперечного сечения. Падение напряжения на этом сопротивлении будет давать только нормальная компонента тока  $I_n = I - I_s$ . Усреднение по времени напряжения на одном ЦПФ (с учетом того, что полный ток постоянен и не зависит от времени, а сверхток  $I_s$  пульсирует между  $I_c$  и нулем) дает

$$\bar{V} = 2\lambda_E\rho(I - \beta I_c)/S, \quad (7)$$

где  $\beta \sim 0,5$ . Эта простая формула хорошо описывает экспериментально наблюдаемую ВАХ. При дальнейшем увеличении тока появляются новые ЦПФ, так как каждый раз включаются новые резистивные участки [39].

Впервые в работах группы Дмитренко (ссылки [18] и [55] в [38]) на ВАХ широких пленок вблизи  $T_c$  были обнаружены осцилляции первой производной ВАХ, которые трактовались как возникновение аналогов ЦПФ. При внешнем магнитном поле  $H_{\perp} = 0$  критический ток  $I_c$  близок к току распаривания и с увеличением  $H$  линейно уменьшается до некоторого поля  $H'$ , начиная с которого осциллирует с периодом  $\Delta H$ , а амплитуда осцилляций растет с понижением температуры. Период этих осцилляций связан с периодической модуляцией экранирующего тока краевого потенциального барьера, препятствующего движению вихря. Такая ступенчатая структура ВАХ широких пленок была интерпретирована как возникновение линий проскальзывания фазы (ЛПФ) (ссылки [57] и [58] в [38]). Оказалось, что в безвихревом состоянии пленки шириной  $w \geq \lambda_{\perp}$  ( $\lambda_{\perp} = 2\lambda^2/d$  — эффективная глубина проникновения поля в пленку толщиной  $d$ ) при  $H < H'$  ВАХ подобна ВАХ узкого сверхпроводящего канала с ЦПФ, как и в случае  $H_{\perp} = 0$ . В то же время наличие и движение вихрей в пленке при  $H > H'$  качественно не меняет ступенчатого характера ВАХ. Скачку напряжения предшествует нелинейный участок, отвечающий ДСС. Движение вихрей также