

УДК 291.19.29.26  
© 1991

## К ВОПРОСУ ОБ СВЧ-ПОГЛОЩЕНИИ ВТСП-КЕРАМИКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*В. В. Кведер, М. Р. Мкртчян, А. И. Шалыгин*

Исследовано поглощение переменного магнитного поля (частота  $10^3$  и  $10^{10}$  Гц) в монокристаллах и керамиках  $Y_1Ba_2Cu_3O_x$  при  $T < T_c$ . На основе анализа полученных результатов предложена модель, предполагающая, что поглощение происходит в длинных и сильно неоднородных джозефсоновских переходах. Численные расчеты в рамках предложенной модели хорошо объясняют экспериментальные зависимости поглощения от  $H_\omega$  и  $H_0$  как качественно, так и количественно. Предложенная модель позволяет оценивать как критический ток джозефсоновских переходов, так и критический ток в гранулах, составляющих керамику, а также их функции распределения.

Одной из интересных и интенсивно исследуемых особенностей известных ВТСП-соединений является аномально сильное поглощение ими СВЧ-мощности, зависящее от постоянного магнитного поля  $H_0$ . Впервые это наблюдалось в [1] при исследовании  $Ba_{0.15}La_{1.85}CuO_4$ . Затем последовала большая серия работ (см., например, [2-11]), в которых несколько магнито-зависимых эффектов в СВЧ-поглощении были обнаружены в ВТСП типа  $YBa_2Cu_3O_x$ . Речь идет о нескольких характерных эффектах: при помещении образца в СВЧ-резонатор ЭПР-спектрометра, при температуре ниже  $T_c$  наблюдается:

— довольно узкая (10—100Э) линия СВЧ-поглощения, соответствующая росту поглощения  $\chi''$  с увеличением магнитного поля  $H_0$  («низко-полевая линия поглощения» — НПЛ);

— при записи сигнала  $\partial\chi''(H_0)/\partial H_0$  с использованием модуляции магнитного поля наблюдается сильная зависимость формы НПЛ от амплитуды модуляции и направления развертки поля;

— в широком интервале  $H_0$  наблюдаются воспроизводимые «шумоподобные осцилляции»  $\chi''(H_0)$ .

Довольно быстро стало ясно, что перечисленные эффекты обусловлены взаимодействием захваченных образцом квантов магнитного потока с СВЧ-полем. Однако предложенные в опубликованных работах модели либо ограничивались достаточно общими словами, либо представляли собой строгие теоретические расчеты, но выполненные в достаточно простых предположениях и поэтому плохо подходящие для описания экспериментальных результатов. В [12, 13] проведены аккуратные расчеты СВЧ-поглощения в однородном джозефсоновском переходе. Однако в реальных образцах переходы обычно сильно неоднородны, что существенно меняет картину. Это обстоятельство отмечается в работе [14]. В настоящей работе выполнен довольно большой объем экспериментальных измерений описанных выше эффектов на разных типах образцов, и на основании анализа полученных экспериментальных результатов предложена простая модель, хорошо описывающая все имеющиеся результаты.

Измерения были выполнены на образцах керамики и монокристаллах состава  $YBa_2Cu_3O_{8-x}$  разного качества.

Для измерения поглощения в СВЧ-диапазоне ( $\omega = 2\pi \cdot 9300$  МГц) образец (керамика или монокристалл) помещался в пучность высокочастотного магнитного поля прямоугольного резонатора (мода  $H_{102}$ ). Постоянное магнитное поле было параллельно высокочастотному магнитному полю  $H_\omega$ . Поглощение в образце вычислялось из измерений полуширины резонансной кривой резонатора.

Поглощение на низкой частоте (0.1—10 кГц) измерялось следующим образом: образец помещался внутрь одной из двух навстречу включенных медных приемных катушек, подсоединенных к векторному Lock-in усилителю. Приемные катушки помещались в соленоид, создающий переменное поле  $H_\omega$  на частоте  $\omega$ . Измеряя ЭДС, наводимую в приемных катушках с фазой  $90^\circ$  и  $0^\circ$ , можно было вычислить действительную  $\chi'$  и мнимую  $\chi''$  часть магнитной восприимчивости образца. Действительная часть позволяет определить площадь образца, в которой поле  $H_\omega$  полностью заэкранировано сверхпроводящими токами, а  $\chi''$  позволяет вычислить мощность, поглощаемую в образце ( $P = 0.5V\omega\chi''H_\omega^2$ , где  $V$  — объем образца).

Обе установки были снабжены ЭВМ, что позволяло полностью автоматизировать измерения.

Разумеется, поскольку поле  $H_\omega$  в образце сильно неоднородно, магнитная восприимчивость  $\chi = \chi' + i\chi''$  не является корректным понятием, и поглощение в большом числе случаев, особенно в СВЧ-диапазоне, пропорционально поверхности образца, а не его объему. Поэтому ниже величину  $\chi''$  следует понимать как  $\chi'' = 2P/\omega H_\omega^2$ .

## 2. Зависимость высокочастотного поглощения от ВЧ-поля и температуры

Рассмотрение большого числа данных, полученных как нами, так и авторами многочисленных статей по высокочастотному поглощению в ВТСП-керамиках (и существующих весьма несовершенных монокристаллах) показывает, что они в подавляющем большинстве случаев могут быть объяснены движением джозефсоновских вихрей в длинных и сильно неоднородных джозефсоновских переходах. Поглощением в сверхпроводящих гранулах, формирующих «берега» этих переходов, можно в первом приближении пренебречь. Наличие таких переходов в ВТСП-керамиках почти неизбежно по следующим причинам:

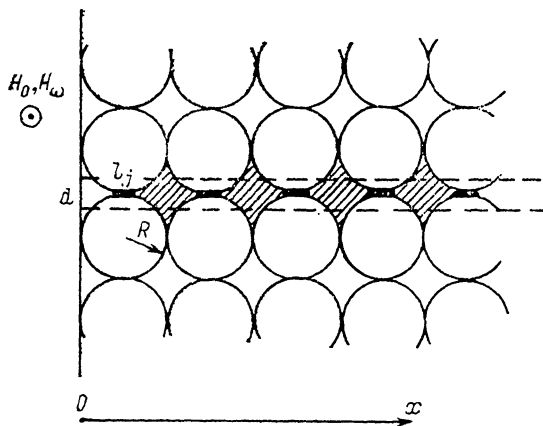
— длина когерентности  $\xi = \hbar v_f / \pi \Delta$ , где  $v_f$  — Фермиевская скорость, а  $\Delta$  — сверхпроводящая щель (в модели БКШ  $\Delta \cong 1.75 \cdot T_c$ ), в ВТСП соединениях  $\xi$  очень мала (порядка 20 Å), и даже очень тонкая прослойка несверхпроводящей фазы приводит к появлению джозефсоновского контакта с критическим током много меньше объемного;

— при не слишком быстром охлаждении образцов после отжига кислородные вакансии собираются в кластеры, что приводит к образованию несверхпроводящих прослоек. Такое обеднение кислородом происходит прежде всего на поверхности отдельных гранул, а также на различных границах, в том числе на двойниковых границах в монокристаллах.

Анализ экспериментальных данных привел нас к выводу, что для расчета СВЧ-поглощения в ВТСП-керамиках в большинстве случаев можно успешно использовать следующую простую модель (рис. 1).

Имеющиеся сильно неоднородные джозефсоновские переходы могут быть представлены в виде цепочек джозефсоновских контактов с достаточно малой длиной  $l_j$  между сверхпроводящими гранулами радиусом  $R$ . Во всех расчетах мы полагали, что глубина проникновения СВЧ-

поля  $L \gg R$ . Кроме того предполагалось, что на длине  $L$  имеется настолько большое число джозефсоновских вихрей, что изменение магнитного потока в переходе можно считать непрерывной функцией. В этом случае удобно ввести средний критический ток джозефсоновского перехода на единицу площади  $J_j$  и среднее нормальное сопротивление перехода на единицу площади  $\rho(\omega)$ . При этом  $\rho(\omega)$  включает не только активную, но и реактивную компоненту. Из существующих экспериментальных данных следует, что  $J_j$  для переходов, дающих основной вклад в СВЧ-поглощение, на много порядков меньше критического тока в гранулах, формирующих «берега» джозефсоновского перехода. За счет сильной неоднородности перехода имеется сильный пиннинг джозефсоновских вихрей, и протекание тока через переход может быть описано слегка модифицированной моделью Бина (см., например, [15, с. 150]). Эта модель близка к предложенной в [14], однако в [14] расчеты выполнены лишь для низкой частоты.



В качестве средней «магнитной ширины» перехода  $d$  берется глубина проникновения  $\lambda$  плюс средняя площадь несверхпроводящих «шор» (на

Рис. 1. Модель керамического образца, используемого при расчете  $\chi = \chi' + i\chi''$ . См. пояснения в тексте.

рис. 1 заштрихованы), деленная на длину перехода. Кроме этого для расчета поглощения на низких частотах необходима полная длина перехода  $L_0$ , которую для керамики можно брать порядка размера образца.

Рассматриваемая модель не учитывает того, что реально имеется сетка пересекающихся переходов, однако мы полагаем, что результаты для сетки должны быть качественно аналогичны.

Расчет поглощения проводился следующим образом. Если образец помещен в переменное магнитное поле  $H_\omega$  с частотой  $\omega$ , то поле проникает в переход на конечную глубину за счет протекания через переход тока

$$\partial H_\omega(x)/\partial x = -4\pi J(x)/c. \quad (1)$$

Критический ток конкретного джозефсоновского контакта зависит от магнитного поля в контакте

$$J_j = J_{cj} \sin(\pi SH/\Phi_0)/(\pi SH/\Phi_0), \quad (2)$$

где  $S = 2\lambda l$  — «магнитная площадь» контакта,  $H = H_\omega + H_0$  — поле в контакте. Поскольку на глубине проникновения  $L$  имеется много контактов, мы должны брать средний ток. При усреднении осцилляции быстро исчезают и кривая  $J_j(H)$  является монотонной.

Кроме того должны наблюдаться осцилляции  $J_j(H)$  типа

$$J_j = J_{cj} \cos(\pi SH/\Phi_0), \quad (3)$$

где  $S$  — магнитная площадь между соседними контактами (рис. 1). Однако эти осцилляции также довольно эффективно усредняются.

Ниже мы полагали, что  $H_\omega$  достаточно мало, чтобы не влиять на  $J_j$ , т. е.  $J_j$  зависит лишь от постоянного магнитного поля  $H_0$  в переходе. Это вытекает из существующих экспериментальных результатов (см. раздел 3).

Тогда переменный ток через переход определяется в первом приближении выражением

$$J(x) = (U^2(x)/\rho^2 + J_j^2)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $U(x)$  — напряжение на переходе

$$U(x) = (\omega d/c) \int_L^x H(x) dx. \quad (5)$$

Мощность, поглощаемая в переходе, определяется выражением

$$P(t) = \int_0^{L_0} U(x) J(x) dx. \quad (6)$$

Для получения средней поглощаемой мощности выражение (6) необходимо, кроме того, проинтегрировать по времени, положив  $H(t) =$

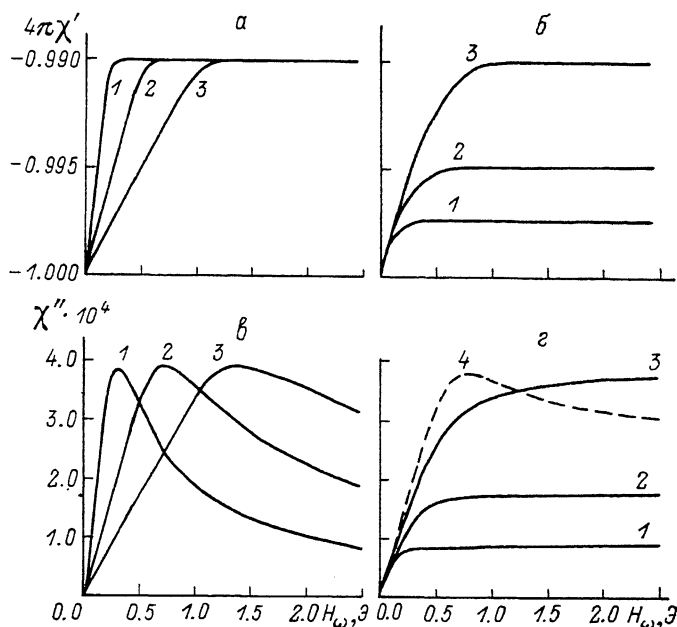


Рис. 2. Расчетные зависимости  $\chi'$  (а, б) и  $\chi''$  (в, г) на частотах  $10^3$  Гц (а, в) и 9 ГГц (б, г). а, в —  $J_j$ , А. см<sup>-2</sup>: 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 1; б, г —  $\rho$ , Ом. см<sup>-2</sup>: 1 — 0.1, 2 — 0.4, 3 — 2, 4 — 20.  $J_j = 0.5$  А. см<sup>-2</sup>. Длина перехода  $L_0 = 1$  см,  $d = 10^{-2}$  см.

$= H_\omega \sin(\omega t)$ . Мы не смогли найти аналитического решения приведенных выше уравнений в общем случае. Поэтому ограничились рассмотрением некоторых крайних случаев и численными расчетами на ЭВМ для промежуточных случаев.

Если пренебречь омическим током (и током смещения), что характерно для низкой частоты  $\omega$ , глубина проникновения поля будет определяться критическим током  $L \approx L_S \sim H_\omega / J_j$ . Наоборот, если пренебречь сверхпроводящим током, глубина проникновения аналогична обычному скин-эффекту:  $L \approx L_n \sim (\rho / \omega d)^{1/2}$ .

При малой СВЧ-мощности, когда амплитуда СВЧ-поля  $H_\omega$  настолько мала, что  $L_S \ll L_n \ll L_0$ , коэффициент поглощения  $\chi'' = 2P / \omega H_\omega^2$  пропорционален  $H_\omega$ :  $\chi'' \sim d H_\omega / J_j$ .

При большом  $H_\omega > 3.6 \cdot 10^4 J_j (\rho / \omega d)^{1/2}$ , когда  $L_n < L_S$  и  $L_n < L_0$ , имеем  $\chi'' \sim (\rho d / \omega)^{1/2}$ , т. е.  $\chi''$  не зависит от  $H_\omega$ .

Однако на низкой частоте обычно реализуется условие  $L_n \gg L_0$ . В этом случае при увеличении  $H_\omega$  мы выходим на условие  $L_0 < L_S$ , т. е. глубина

проникновения ВЧ-поля больше размеров образца. Тогда  $\chi'' \sim L_0^2 J_j d / H_\omega$  и поглощение начинает падать с увеличением  $H_\omega$ .

На рис. 2, в показаны расчетные зависимости  $\chi''(H_\omega)$  для одного перехода длиной  $L_0 = 1$  см и  $d = 0.1$  мм для частоты 1 кГц, соответствующие критическим джозефсоновским токам  $J_j = 0.2, 0.5$  и  $1$  А/см<sup>2</sup> (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Положение максимумов кривых пропорционально  $J_j L_0$  и может быть использовано для определения среднего критического джозефсоновского тока в образце. Рис. 2, в показывает ре-

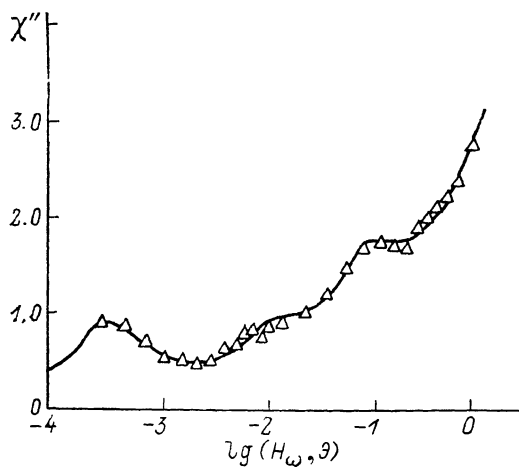


Рис. 3. Экспериментальная зависимость поглощения  $\chi''$  на частоте 9300 МГц от  $H_\omega$ .  $T = 1.4$  К,  $H_0 = 0$ . Сплошная кривая — расчетная зависимость для переходов с  $J_j = 3 \cdot 10^{-3}; 0.1; 1; 20$  А/см<sup>2</sup>.

зультаты расчета  $\chi''$  для частоты 9 ГГц и  $J_j = 0.5$  А/см<sup>2</sup>. В этом случае результат существенно зависит от омического сопротивления  $\rho$  (кривые 1—4 соответствуют  $\rho = 0.1, 0.4, 2$  и  $20$  Ом/см<sup>2</sup>). На рис. 2, а и 2, б показаны зависимости  $4\pi\chi'$  ( $H_\omega$ ) для частоты 1 кГц и 10 ГГц соответственно.

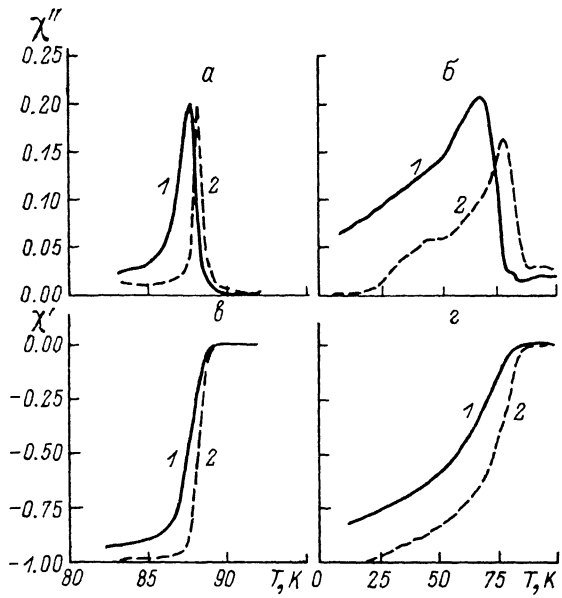


Рис. 4. Экспериментальные зависимости  $\chi''$  (а, б) и  $\chi'$  (в, г) от температуры для двух керамических образцов разного качества (а, в) и (б, г). Сплошные кривые соответствуют  $H_\omega = 0.2$  Э, штриховые кривые —  $H_\omega = 2$  Э.

На рис. 3 показана экспериментальная зависимость  $\chi''(H_\omega)$ , полученная для керамического образца размером 2 мм на частоте 9 ГГц. Сравнение ее с теоретическими зависимостями (представленными на рис. 2, в) показывает, что в образце присутствуют джозефсоновские переходы с четырьмя сильно отличающимися критическими токами:  $J_j \approx 3 \cdot 10^{-3}, 0.1, 1$  и  $\geq 20$  А/см<sup>2</sup>. Спад  $\chi''(H_\omega)$  при  $H_\omega > 4 \cdot 10^{-4}$  Э говорит о том, что для границ с  $J_j \approx 3 \cdot 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup>,  $L_N \sim (\rho / \omega d)^{1/2}$  больше размеров образца. Совер-

шенно очевидно, что в силу нелинейного характера поглощения в рассматриваемой системе должны генерироваться нечетные гармоники от приложенного СВЧ-поля. Четные гармоники отсутствуют в силу симметрии уравнений относительно знака  $H_\omega$ .

На рис. 4 показаны экспериментальные зависимости  $\chi''(T)$  и  $\chi'(T)$ , полученные на измерительной частоте 1.5 кГц для двух образцов керамики, существенно отличающихся по качеству. Кривые 1 соответствуют  $H_\omega = 2 \text{ Э}$ , 2 —  $H_\omega = 0.2 \text{ Э}$ . Ток  $J_j$  при температурах, соответствующих максимумам кривых  $\chi''(T)$ , равен 0.4 и 4 А/см<sup>2</sup> соответственно.

### 3. Зависимость поглощения от статического магнитного поля

На рис. 5 представлены расчетные зависимости поглощения  $\chi''$  в длинном переходе на частоте 9 ГГц (б) и 1 кГц (а) от статического магнитного поля в переходе  $H_{0c}$  при разных значениях «измерительного» магнитного поля  $H_\omega$ . Видно увеличение поглощения с ростом  $H_{0c}$ , происходящее за счет падения критического джозефсоновского тока  $J_j$ . На эксперименте наблюдаются аналогичные кривые (упомянутая ранее «низкополевая ли-

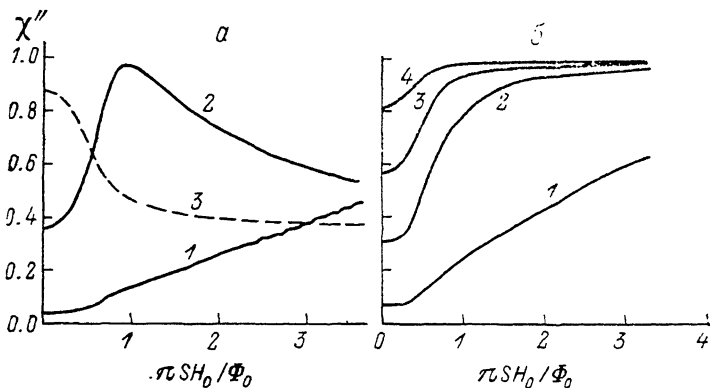


Рис. 5. Расчетные зависимости поглощения  $\chi''$  от внешнего магнитного поля при разных  $H_\omega$ .

а —  $H_\omega$ , Э: 1 — 0.02, 2 — 0.1, 3 — 1. б —  $H_\omega$ , Э: 1 — 0.02, 2 — 0.1, 3 — 0.2, 4 — 0.4.

ния поглощения» — НПЛ). При развертке статического поля в достаточно малых пределах НПЛ хорошо воспроизводится и гистерезис практически отсутствует. Ширина НПЛ в этом случае может служить для оценки величины  $\lambda l_j$  ( $\lambda l_j \approx 0.5 \Phi_0 / \Delta H$ , где  $\Delta H$  — полуширина на полувысоте в эрстедах,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока).

В случае достаточно большого размера сверхпроводящих гранул и малого числа переходов на глубине проникновения  $L$ , осцилляции критического тока, происходящие согласно формуле (3), недостаточно усредняются и могут иметь вполне заметную амплитуду и их Фурье-образ дает распределение площадей «пор» образца в пределах глубины проникновения ВЧ-поля в переход  $L$ . Поэтому они более заметны при малой СВЧ-мощности и высокой частоте  $\omega$ . Примеры таких «осцилляций» в керамических образцах приведены в большом числе экспериментальных работ (см., например, [2]). Отношение амплитуды «осцилляций» к амплитуде НПЛ составляет обычно 0.1—5%. Рис. 6 показывает экспериментальные зависимости  $\chi''(H_0)$  при разных  $H_\omega$  в одном из монокристаллов YBaCuO на частоте 9 ГГц. В этом случае, в силу малого числа джозефсоновских переходов, осцилляции имеют весьма выраженный вид, особенно при малой  $H_\omega$ , когда  $L$  мала.

Заметим, что при увеличении  $H_\omega$  экспериментально наблюдается заметное сужение НПЛ, что хорошо коррелирует с расчетными зависимостями, приведенными на рис. 5.

Экспозиция образца в достаточно большом статическом поле  $H_0$  приводит к сильному уширению НПЛ, появлению сильного гистерезиса и асим-

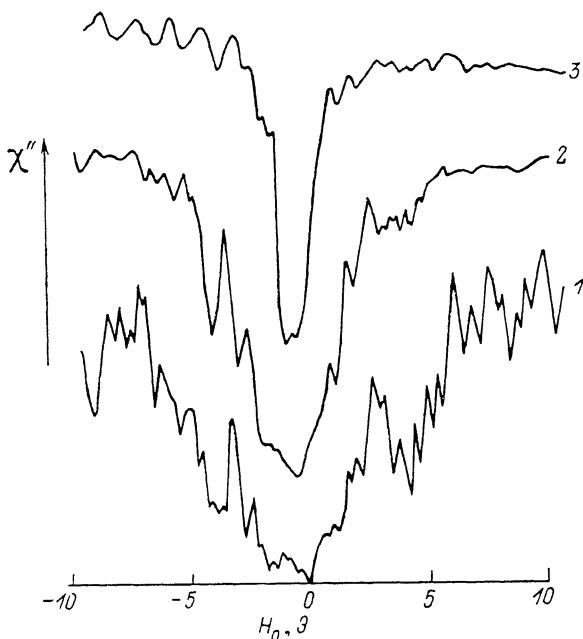


Рис. 6. Экспериментальные записи НПЛ на монокристалле при  $T=1.4$  К. Кривые 1, 2, 3 соответствуют  $H_\omega=2 \cdot 10^{-3}$ ,  $4 \cdot 10^{-3}$ ,  $10^{-2}$  Э.

метрии линии. Рис. 7 показывает экспериментальные записи линии поглощения в одном из керамических образцов, полученные на частоте 9 ГГц при сканировании поля  $H_0$  от значения  $H_{\max}$  до 0 для равных значений  $H_{\max}$  ( $H_{\max}=60, 300$  и  $700$  Э для кривых 1, 2 и 3 соответственно). Этот эффект мы можем объяснить следующим образом. Поскольку переход окружен сверхпроводящими гранулами, то статическое магнитное поле в переходе  $H_0$  не равно внешнему полю  $H_0$  за счет тока, возбуждаемого в сверхпроводящих гранулах при развертке  $H_0$ . Поэтому для расчета реальной формы линии поглощения нужно взять расчетные кривые типа изображенных на рис. 5 и подставить статическое магнитное поле в переходе, возникающее при приложении внешнего поля  $H_0$ . Поскольку ВТСП-

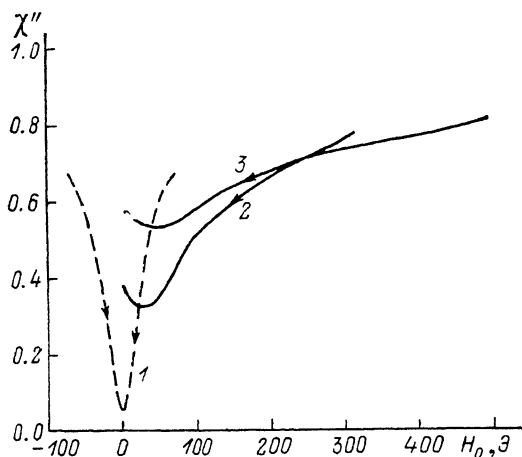


Рис. 7. НПЛ полученная на керамическом образце при  $T=60$  К.

соединения представляют собой сверхпроводники второго рода с очень сильным пиннингом, поле в гранулы проникает по модели Бина (см. [14, с. 150]). При увеличении поля по поверхности гранулы начинает течь критический ток, стремящийся заэкранировать поле внутри гранулы, что соответствует критическому градиенту плотности вихрей Абрикосова. По мере

соединения представляют собой сверхпроводники второго рода с очень сильным пиннингом, поле в гранулы проникает по модели Бина (см. [14, с. 150]). При увеличении поля по поверхности гранулы начинает течь критический ток, стремящийся заэкранировать поле внутри гранулы, что соответствует критическому градиенту плотности вихрей Абрикосова. По мере

увеличения поля вихри проникают все глубже, и в конце концов по всему объему гранулы начинает течь критический ток, плотность которого  $I_c$ . Этот ток создает поле, вычитающееся из внешнего внутри гранулы и суммирующееся с внешним полем вне гранулы. Для модельных численных расчетов мы предположили, что гранулы имеют сферическую форму с радиусом  $R \gg \lambda$ . Изменение формы гранул повлияет лишь на численный

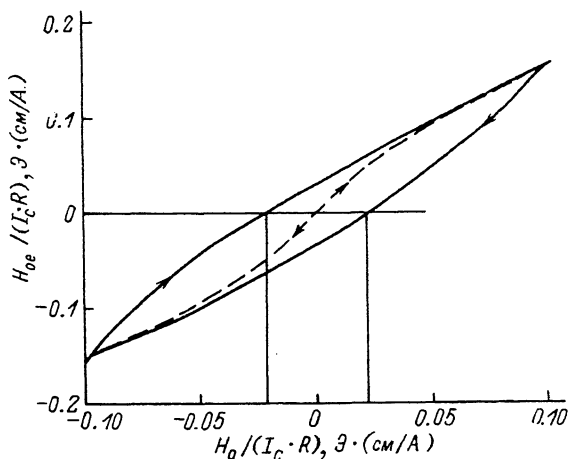


Рис. 8. Расчетная зависимость поля в переходе от внешнего магнитного поля.

коэффициент, но не изменит результат качественно. Считалось, что охлаждение образца ниже  $T_c$  происходило в нулевом поле, что соответствует большинству экспериментов. Вычисление распределения тока в гранулах и поля в зазоре между гранулами выполнялось численным методом на ЭВМ.

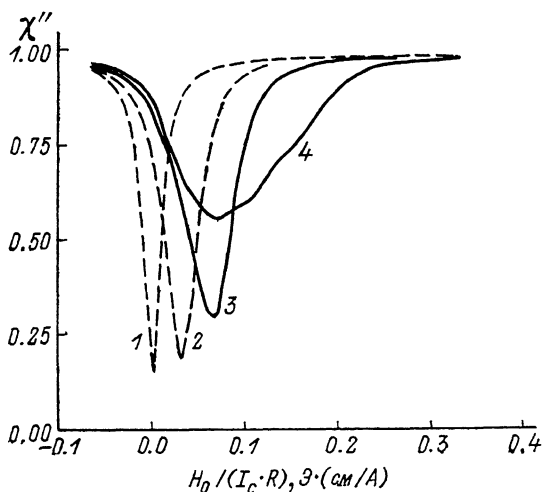


Рис. 9. Расчетная зависимость НПЛ для разных стартовых значений внешнего магнитного поля для гауссового распределения параметров  $I_c R$  с  $\langle I_c R \rangle / (\Delta I_c R) = 0.5$ . Стартовое значение  $H_0 / \langle I_c R \rangle$  для кривой 1 — 0; 2 — 0.13; 3 — 0.26; 4 — 0.66. Э/А/см.

На рис. 8 показаны расчетные зависимости поля  $H_{0e}$  между гранулами от внешнего поля  $H_0$  при разных направлениях развертки поля для фиксированного значения параметра  $I_c R = 1000$  А/см, являющегося единственным параметром задачи, где  $I_c$  — критическая плотность тока в грануле, определяемая пиннингом. В реальной системе имеется статистическое распределение параметра  $I_c R$ , поэтому необходимо произвести усреднение по этому параметру. На рис. 9 для примера приведены расчетные кривые НПЛ, полученные для Гауссового распределения параметра  $I_c R$  ( $\langle I_c R \rangle$ )



$=1500$  А/см,  $\Delta(I_c R) = 3000$  А/см) и разных стартовых полей  $H_{\max}$  (0, 200, 400 и 1000 Э для кривых 1, 2, 3 и 4 соответственно). Видно, что расчетные кривые качественно хорошо описывают экспериментальные. Если стартовое поле  $H_{\max}$  достаточно велико ( $H_{\max}$  (Э)  $>$   $I_c R$  (А/см) 0.2), то положение минимума кривой поглощения дает значение средней величины  $I_c R \approx 20 H_{0\min}$  ( $I_c R$  в А/см,  $H_{0\min}$  в Э). Если при этом ширина НПЛ  $\chi''(H_{0c})$ , определяемая величиной  $\lambda l_j$ , достаточно мала, то форма кривой поглощения  $\chi''(H_0)$  при записи ее из большого  $H_{\max}$  дает функцию распределения величины

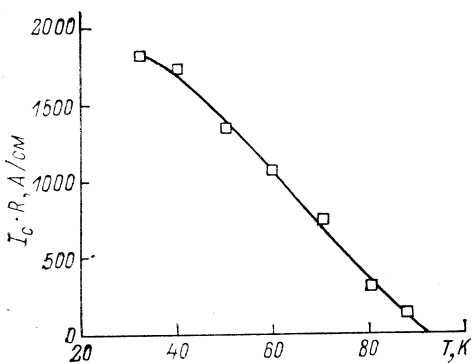


Рис. 10. Экспериментальная температурная зависимость параметра  $\langle I_c R \rangle$  для керамического образца. Магнитная восприимчивость для этого образца на частоте 1 кГц показана на рис. 4, б, з.

$I_c R$  для гранул, прилежащих к переходу в пределах глубины  $L$  от поверхности.

Рис. 10 показывает температурную зависимость  $I_c R$ , полученную из обработки экспериментальной зависимости положения минимума НПЛ от температуры для одного из керамических образцов.

#### 4. Влияние внешнего переменного поля на ВЧ-поглощение

На рис. 11, а (кривые 2 и 3) приведены экспериментальные зависимости поглощения на частоте 9 ГГц от времени для керамического образца при наличии переменного магнитного поля  $H_m$ , зависящего от времени, как

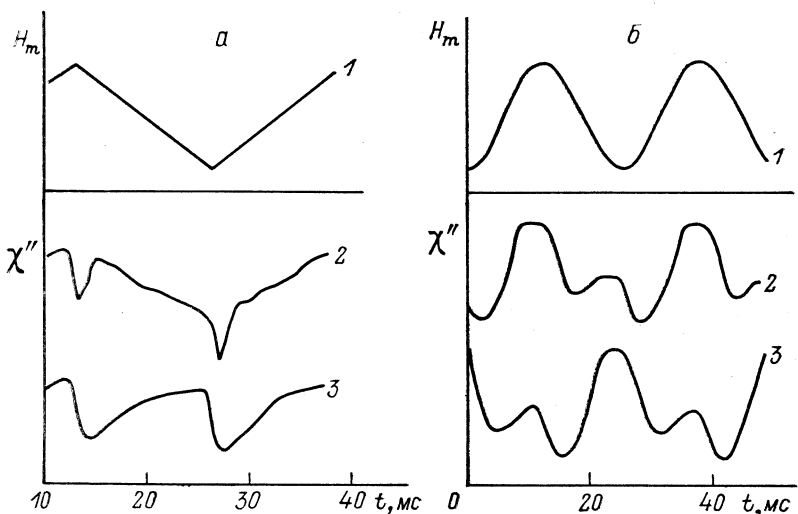


Рис. 11. Зависимость поглощения  $\chi''$  на частоте 9300 МГц от времени. Внешнее магнитное поле  $H_0 = H_{0c} + H_m$ . а) 1 —  $H_m(t)$ ,  $H_m$ , Э: 2 — 0.3, 3 — 0.15.  $dH_{0c}/dt = 0$ .  $T = 1.4$  К. б) 1 —  $H_m(t)$ ,  $dH_{0c}/dt$ , Э/с: 2 — +1, 3 — -1.  $H_m = 0.07$  Э,  $T = 1.4$  К.

показано на кривой 1. Хорошо видно, что кроме члена, соответствующего описанной выше зависимости  $\chi''(H_0)$ , на кривых  $\chi''(t)$  имеются резкие минимумы поглощения, соответствующие моментам времени, когда  $\partial H_0 / \partial t$  переходит через 0 и меняет знак. Амплитуда этих «пичков»  $\delta \chi''$  составляет

около 2 % от полной величины НПЛ, а их ширина  $\delta H$  зависит от параметров образца и поля  $H_0$  (в данном образце порядка  $\delta H \approx 0.1\Theta$  в поле  $10\Theta$ ). Амплитуда «пиков» падает с увеличением поля  $H_0$ , причем полуширина зависимости  $\delta\chi''(H_0)$  порядка полуширины НПЛ, что позволяет думать, что  $\delta\chi''$  и  $\delta H$  зависят от критического тока  $J_j$ .

Эти минимумы поглощения могут быть объяснены следующим образом. В приведенных выше рассуждениях мы молчаливо игнорировали тот факт, что при изменении внешнего «статического» поля  $H_0$  после охлаждения образца в джозефсоновских переходах возбуждается сверхпроводящий ток  $J(x)$ , причем, поскольку в СВЧ-поглощение дают вклад переходы, имеющие малый критический ток  $J_j$ , очень маленькое изменение  $H_0$  на величину порядка  $\Delta H_0 \approx \Delta H_j = 3.6 \cdot 10^4 J_j (\rho/\omega d)^{1/2}$  приводит к тому, что в переходах, дающих основной вклад в поглощение, будет возбужден ток порядка критического  $J_j$  на глубине  $L_N$ . Это означает, что когда знак  $H_\omega$  совпадает с  $\Delta H_0$ , СВЧ-поле будет проникать на максимальную глубину  $L_N$ , и в эти полупериоды поглощение  $\chi''$  будет соответствовать максимальному, достигаемому в отсутствие  $\Delta H_0$  лишь в случае  $H_\omega \geq \Delta H_j$ . В другой полупериод СВЧ-поля поглощение будет по-прежнему определяться формулами (1—6), но вместо  $J_j$  в них нужно подставить  $2J_j$ . Таким образом, все приведенные выше расчетные зависимости  $\chi''$  от  $H_\omega$  и  $H_0$  остаются справедливыми, но вместо  $J_j$  нужно использовать  $2J_j$  и к  $\chi''$  добавить константу порядка  $0.5\chi''(H_\omega \geq \Delta H_j)$ .

Заметим, что поскольку теперь система становится несимметричной относительно знака  $H_\omega$ , в переходе будут генерироваться также и четные СВЧ-гармоники (включая нулевую). Это соответствует экспериментальным результатам [16].

При изменении направления сканирования поля  $H_0$ , в соответствие с моделью Бина, на поверхности перехода возбуждятся критический сверхпроводящий ток противоположной полярности, тогда как на большей глубине будет по-прежнему течь ток старой полярности. Очевидно, что на некоторой глубине  $x_0$  возникнет ситуация нулевого сверхпроводящего тока. Пока  $x_0 < L_N$ , это приведет к некоторому уменьшению  $\chi''$ . По мере продолжения сканирования поля  $x_0$  увеличивается, и при  $x_0 > L_N$   $\chi''$  возрастет до прежней величины. Таким образом, ширина минимумов поглощения, возникающих при изменении направления сканирования поля, порядка  $2 \Delta H_j$ .

Ситуация несколько осложняется тем, что в силу возникающей дополнительной нелинейности системы, СВЧ-поле начнет возбуждать постоянный ток в переходе, который будет стремиться ликвидировать сверхпроводящий ток, возбуждаемый за счет развертки поля  $\partial H_0/\partial t$ . Поэтому амплитуда «пиков» будет еще зависеть и от соотношения  $\partial H_0/\partial t$  и  $H_\omega$ .

Во многих ранних публикациях, посвященных исследованию СВЧ-поглощения в малых полях, для регистрации НПЛ использовались стандартные ЭПР спектрометры, где регистрируется производная кривой поглощения  $\delta\chi''(H_0)/\partial H_0$  путем приложения модуляции поля с амплитудой  $H_m$  на низкой частоте  $\Omega$  и использования синхронного детектирования сигнала на этой частоте. В этом случае при большой  $H_m$  действительно регистрируется сигнал соответствующей производной от НПЛ. Однако он падает с уменьшением  $H_m$  пропорционально  $H_m$ , и при малой модуляции его форма радикально искажается, и знак сигнала начинает зависеть от направления развертки магнитного поля. В рамках предложенной модели это явление имеет простую интерпретацию — сигнал в этом случае является чисто аппаратным эффектом и не имеет отношения к  $\delta\chi''/\partial H_0$ . На рис. 11, б (кривые 2 и 3) показаны экспериментальные формы сигнала, поступающего на вход синхронного детектора при синусоидальной модуляции поля, соответствующей кривой 1. Кривые 2 и 3 соответствуют свипированию магнитного поля в противоположных направлениях. Видно, что при малой  $H_m$  в сигнале доминируют описанные выше минимумы  $\chi''$ ,

возникающие при смене знака  $\partial H/\partial t = H_m \Omega \cos(\Omega t) + \partial H_0/\partial t$ , при этом фаза сигнала зависит от направления и скорости разветки поля  $\partial H_0/\partial t$ , что и вызывает на выходе синхронного детектора весьма странный «сигнал поглощения», являющийся артефактом.

Если одновременно с «измерительным» СВЧ-полем приложить дополнительное СВЧ-поле другой частоты («накачку»), то при достаточной амплитуде «накачки» она будет возбуждать в переходе ток больше критического, и отклик системы на измерительное поле будет таким, как если бы

$J_j = 0$ . Это иллюстрирует рис. 12, где приведены экспериментальные зависимости  $\chi''$  от поля накачки на частоте 17 ГГц при различных амплитудах измерительного поля частотой 9.3 ГГц.

Таким образом, предложенная в работе простая модель не только

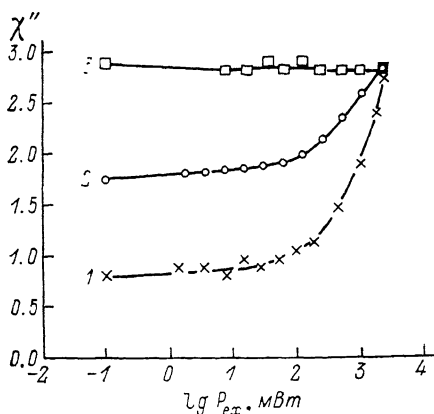


Рис. 12. Зависимость поглощения  $\chi''$  на частоте 9300 МГц от мощности накачки на частоте 17 ГГц при разных  $H_\omega$  на частоте 9300 МГц.

$H_\omega$ , Э: 1 —  $10^{-2}$ , 2 —  $10^{-1}$ , 3 — 1.

описывает качественно и количественно экспериментальные результаты по ВЧ-поглощению ВГСП-керамик в зависимости от температуры и магнитного поля, но и позволяет использовать такого сорта измерения для аттестации конкретных образцов. Измеряя зависимость  $\chi''$  от  $H_\omega$  и  $H_0$ , можно определить средние значения и функции распределения как критического джозефсоновского тока между отдельными гранулами керамики, так и критического тока в гранулах. Кроме того, можно оценить количество джозефсоновских переходов и площадь несверхпроводящих пор. В частности такое тестирование позволяет отобрать монокристаллы, в которых практически отсутствуют джозефсоновские переходы, которые только и могут быть использованы для макроскопических электрофизических измерений с целью установления механизма сверхпроводимости.

### Список литературы

- [1] Blazey K. W., Muller K. A., Bednorz J. G., Berlinger W., Amoretti G., Buluggiu E., Vera A., Matarotta F. C. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 7241—7243.
- [2] Кведер В. В., Мчедлидзе Т. Р., Осипьян Ю. А., Шалынин А. И. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 176—179.
- [3] Stankowski J., Kahol P. K., Dalal N. S., Moodera J. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 7126—7128.
- [4] Khachatryan K., Weber E. R., Tejedor P., Stacy A. M., Portis A. M. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. P. 8309—8314.
- [5] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 289—292.
- [6] Александров В. И., Бадалян А. Г., Баранов П. Г. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. С. 3710—3713.
- [7] Portis A. M., Blazey K. W., Muller K. A., Bednorz J. G. // Europhys. Lett. 1988. V. 5. P. 467—472.
- [8] Blazey K. W., Portis A. M., Muller K. A., Bednorz J. G., Holtzberg F. // Physica. 1988. V. C153—C155. P. 5658.
- [9] Morgenstern I., Muller K. A., Bednorz J. G. // Physica. 1988. C153—C155. P. 59—62.
- [10] Александров В. И., Бадалян А. Г., Баранов П. Т., Вихнин В. С., Осико В. В., Удавничик В. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 169—172.
- [11] Fastampa R., Giura M., Marcon R., Matarotta C. // Europhys. Lett. 1989. V. 9. P. 719—722.
- [12] Golubov A. D., Koshelev A. E. // Physica (C). 1989. V. 159. P. 337—346.
- [13] Golubov A. D., Koshelev A. E. // Physica (C). 1989. V. 162—164. P. 399—400.

- [14] Волошин И. Ф., Макаров Н. М., Фишер Л. М., Ямпольский В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 225—227.
- [15] Шмидт В. В. Введение в физику сверхпроводников. М.: Наука, 1982. С. 238.
- [16] Абрамов О. В., Левиев Г. И., Погосов В. Г., Трунин М. Р. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 433—435.

Институт физики твердого тела  
АН СССР  
Черноголовка  
Московской обл.

Поступило в Редакцию  
2 октября 1990 г.

---