

- [3] Жеков В. И., Мурина Т. М., Поливанов Ю. Н. и др. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1510—1512.
 [4] Воронько Ю. К., Ершова Л. М., Еськов Н. А. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 512—519.
 [5] Иванов С. Н., Медведь В. В., Котелянский И. М., Хазанов Е. Н. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 2941—2945.
 [6] Морозов С. И., Данилкин С. А., Закуркин В. В., Иванов С. Н. и др. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 4. С. 1135—1141.
 [7] Neil T., Devitt M. // J. Opt. Soc. Am. 1969. V. 59. N 9. P. 1240—1244.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
7 сентября 1988 г.

УДК 537 : 538

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

НЕМОНОТОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ РАДИОЧАСТОТНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ОТ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

В. А. Ацаркин, Г. А. Васнева, В. В. Демидов, А. Т. Соболев

Известно, что в высокотемпературных сверхпроводящих керамиках ниже T_c наблюдается сильная зависимость СВЧ поглощения от внешнего магнитного поля B в диапазоне 0—10 мТл [1, 2]. Целью данной работы был поиск и изучение сходного эффекта на более низких радиочастотах $f \sim 10^5 \div 10^7$ Гц.

Исследованные образцы сверхпроводящих керамик составом $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($R=\text{Y}, \text{Eu}$) приготовлялись стандартным методом твердофазного синтеза с отжигом на воздухе и имели $T_c=92 \div 94$ К при ширине перехода ΔT от 2 до 5.5 К (между точками максимальной кривизны в температурной зависимости сопротивления постоянному току). Образцы размером $1 \times 1 \times 2.5$ мм помещались в катушку индуктивности резонансного контура, включенного в стандартную схему Q -метра, а при измерениях в СВЧ диапазоне ($f=9.3 \cdot 10^9$ Гц) — в пучность магнитной компоненты микроволнового поля объемного резонатора. Внешнее магнитное поле B разворачивалось около нуля по синусоидальному закону с частотой 50 Гц и амплитудой 14 мТл. Сигналы с выхода Q -метра, обусловленные изменением добротности контура и определяющие мнимую часть динамической магнитной восприимчивости $\chi''(f)$, наблюдались на осциллографе, синхронизованном с разверткой поля B . Некоторые из них показаны на рис. 1.

Подчеркнем, что в данном методе измерялось лишь приращение χ'' , связанное с изменением B (т. е. магнитосопротивление), поэтому положение базовых линий на рис. 1 произвольно. Отметим также, что на опыте наблюдался некоторый гистерезис, т. е. небольшое смещение сигналов в разные стороны при противоположных направлениях развертки магнитного поля. Чтобы не усложнять рисунок, этот эффект не показан.

Как видно из рис. 1, зависимость $\chi''(B)$ оказывается немонотонной: наблюдаются четкие максимумы поглощения с $\chi''_{\text{max}} \approx 0.15$ ед. СИ, причем с понижением f максимум сдвигается в меньшие поля. Такое поведение, насколько нам известно, ранее не наблюдалось; в частности, оно отсутствует в СВЧ диапазоне (рис. 1, 1).

Измерялась также полевая зависимость действительной части динамической восприимчивости χ' на частотах 10^5 — 10^7 Гц. Во всем исследован-

ном диапазоне с ростом B наблюдалось монотонное, с постепенным выходом на «плато», увеличение χ' на величину порядка 0.5 ед. СИ.

Приведенные численные значения χ'' и χ' рассчитаны на единицу полного объема образца. Однако в действительности существует лишь поверхностный слой, куда проникает ВЧ поле. Поэтому результаты можно представить в терминах поверхностного импеданса $Z=R+jX$ [3], где $R=a\omega\chi''$, $X=a\omega\chi'$ (здесь $\omega=2\pi f$; a — геометрический фактор, в наших условиях равный $2.8 \cdot 10^{-10}$ Ом·с). В соответствии с рис. 1 максимальное поверхностное магнитосопротивление R составляет около 0.8 Ом на СВЧ и лишь $4.5 \cdot 10^{-5}$ Ом при $f=180$ кГц, а величина X в поле $B=14$ мТл

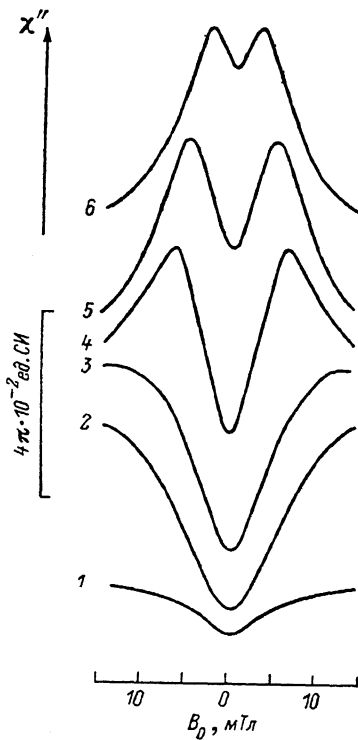


Рис. 1. Зависимость радиочастотного поглощения χ'' от внешнего поля B при $T=78$ К на частотах 9.3 ГГц (1) и 9.6 (2), 5.0 (3), 1.3 (4), 0.6 (5), 0.18 МГц (6).

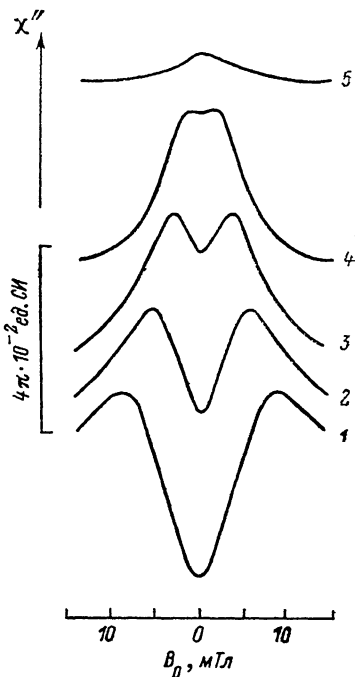


Рис. 2. Зависимость χ'' от внешнего поля B при $f=1.8$ МГц и $T=78$ (1), 80.5 (2), 84 (3), 84.6 (4), 86 К (5).

соответствует поверхностной индуктивности $L \sim 10^{-10}$ Гн. Отметим, что это в 10^3 раз превышает индуктивность идеальной сверхпроводящей поверхности с глубиной проникновения $\lambda=0.1$ мкм [3].

Рис. 1 получен на образцах с относительно узким и «гладким» переходом ($\Delta T=2 \div 3$ К). Для образца худшего качества ($\Delta T=6$ К) наблюдалась сходная картина, однако максимумы поглощения на всех частотах оказались сдвинутыми в более низкие поля. Сдвиг максимума χ'' в меньшие поля наблюдался также при увеличении амплитуды ВЧ поля в катушке Q-метра сверх значения ~ 1 А/м ($\sim 10^{-2}$ Э). Наконец, аналогичный сдвиг максимума происходит и при повышении температуры. Как видно из рис. 2, с ростом T максимум χ'' смещается вплоть до нулевого поля, после чего амплитуда сигнала быстро падает, обращаясь в нуль при $T=T_c$. Оказалось, что это падение хорошо описывается формулой ($\theta=45$ К)

$$\chi'' \propto \exp(\theta/(T - T_c)). \quad (1)$$

Описанные результаты можно связать с наличием релаксационного процесса с неким временем τ , характеризующего отклик намагниченности

образца на изменение магнитного поля. В этом случае справедлива известная формула Дебая

$$\chi''(\omega) = \chi(0) \frac{\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}, \quad (2)$$

предсказывающая максимум $\chi''_{\max}(\omega) = \chi(0)/2$ при $\omega\tau = 1$. В приложении к нашим результатам это означает, что τ зависит от B , причем наблюдаемые максимумы поглощения соответствуют тем значениям $B = B_{\max}$, при которых $\tau = \omega^{-1}$. С формулой (2) согласуется и тот факт, что амплитуда максимума на рис. 1 практически не зависит от частоты.

На рис. 3 показана частотная зависимость B_{\max} , которая неплохо описывается соотношением $B_{\max} \sim \sqrt{f}$. Согласно (2), это означает, что $\tau \sim B^{-2}$. С этой же точки зрения формула (1), относящаяся к случаю $\omega\tau \ll 1$, соответствует активационному механизму релаксации с барьером Θ .

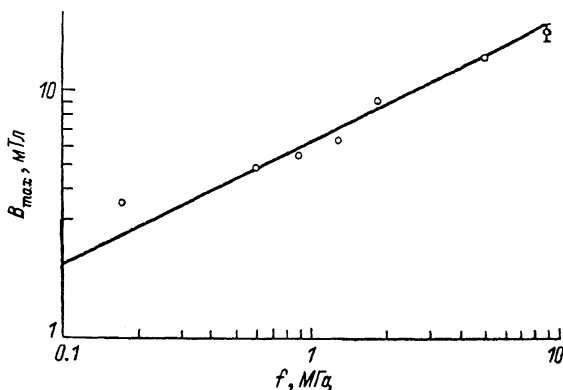


Рис. 3. Зависимость положения максимума χ'' во внешнем поле B_{\max} от частоты. Прямая линия — \sqrt{f} .

Разумеется, соотношение (2) является упрощенным и должно быть дополнено учетом распределения времен релаксации $g(\tau)$. Тогда сокращение среднего значения $\langle \tau \rangle$ с ростом B (рис. 3) можно соотнести с ослаблением пиннинга и увеличением доли свободных флюксонов [4].

При измельчении керамического образца в порошок с размером частиц ~ 10 мкм все сигналы (2—6 на рис. 1) практически исчезли, однако картина в СВЧ диапазоне (1) почти не изменилась. Возможно, это указывает на то, что на относительно низких частотах эффект связан с проникновением магнитного поля по границам зерен, играющим роль слабых связей [1, 2]. На этих же границах может происходить и пиннинг флюксонов, обуславливающий относительно медленную релаксацию и большое значение L . При измельчении образца этот эффект исчезает и наблюдается лишь СВЧ поглощение, связанное, видимо, с вхождением вихрей в основной объем сверхпроводящих зерен [4]. Отметим, что сходное влияние измельчения образца наблюдалось в [5].

Очевидно, что описанные явления существенны при использовании сверхпроводящей керамики на высоких и сверхвысоких частотах.

Авторы благодарят В. Б. Кравченко и Е. М. Некрасова за предоставление образцов, Дивина Ю. Я. — за измерения на постоянном токе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Blazey K. W., Müller K. A., Bednorz J. G. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7241—7243.
 [2] Khachatryan K., Weber E. R., Tejedor P. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8309—8314.
 [3] Менде Ф. Ф., Спицин А. И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. Киев, 1985. 240 с.

- [4] Blazey K. W., Portis A. M., Bednorz J. G. // Sol. St. Comm. 1988. V. 65. N 10. P. 1153—1156.
 [5] Chen D. X., Goldfarb R. B., Noguez J., Rao K. V. // J. Appl. Phys. 1988. V. 63. N 3. P. 980—983.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
8 сентября 1988 г.

УДК 539.2 : 536.425

Физика твердого тела, том 31, в. 3, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 3, 1989

СЛАБОЕ ДЖОЗЕФСОНОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МЕТАЛЛОКСИДНЫХ ПЛЕНКАХ. СТИМУЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

В. А. Черенков

Создание искусственных сверхпроводящих структур с заданными значениями критических параметров: температуры сверхпроводящего перехода T_c , верхнего критического поля H_{c2} , нижнего критического поля H_{c1} , критического тока j_c открывает широкие перспективы применения таких структур в технике.

По-видимому, наиболее интересны искусственно созданные сверхпроводящие системы с сильной модуляцией параметра порядка не только по фазе, но и по амплитуде.

Многослойные структуры из металлооксидных слоев ниобия Nb—NbO_x—Nb с заданным режимом окисления при количестве слоев $N \sim 10$ обеспечивают дискретный рост температуры перехода в сверхпроводящее состояние в зависимости от числа слоев в структуре $\Delta T_c = 0.7$ К от 4.9 до 5.6 К [1].

Не исключено, что стимулирование сверхпроводимости возможно в слоях из металлооксидных пленок на основе La—Ba(Sr)—Cu—O и Y—Ba—Cu—O [2].

Для гранулярного металла — случайной двухкомпонентной системы, состоящей из макроскопических металлических и диэлектрических областей, — сформулирована новая задача теории протекания [3]. Суть ее сводится к учету числа разорванных связей или штрафов на пути между двумя произвольными узлами решетки, удаленными друг от друга на очень большое расстояние $r \gg \xi$, где ξ — корреляционная длина теории протекания.

В феноменологической теории Гинзбурга—Ландау температура сверхпроводящего перехода тонкой пленки с металлооксидным диэлектрическим слоем толщины d [4] определяется как

$$T_c = T_{c0} (1 - d_m/d), \quad (1)$$

где d_m — эффективная толщина, на которой подавляется параметр порядка вблизи границы пленки; T_{c0} — критическая температура массивного сверхпроводника. Очевидно, что (1) с учетом штрафа в N металлооксидных слоях можно переписать в виде

$$T_c^N = T_{c0} (1 - P_{\text{штр}}^N), \quad (2)$$

где T_c^N — температура перехода сверхпроводящей структуры из N слоев, $P_{\text{штр}}^N$ — вероятность получения штрафа при прохождении N слоев.

Рассматривая идентичные слои, протекание в модели единичных сверхпроводящих петель [5, 6] и полагая, что при прохождении оксидного слоя