

- [1] Бадалян А. Г., Баранов П. Г., Вихнин В. С., Храмов В. А. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 2. С. 87—89.
 [2] Бадалян А. Г., Баранов П. Г., Вихнин В. С., Петросян М. М., Храмов В. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 86. № 4. С. 1359—1368.
 [3] Вихнин В. С., Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1207—1210.
 [4] Вихнин В. С. // ФТТ. 1972. Т. 14. № 9. С. 2785—2787.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 января 1989 г.
В окончательной редакции
17 марта 1989 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 31, в. 8, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 8, 1989

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИМПЕДАНСА И ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Я. В. Копелевич, В. В. Леманов, А. Л. Холкин

Высокотемпературные сверхпроводники представляют собой среду с множественными слабыми связями. При этом магнитное поле может легко проникать в сверхпроводник в виде гипервихрей [1], обуславливая малые значения нижнего критического поля (менее 10^{-1} Э) и аномально большую глубину проникновения, достигающую 10^{-1} см [2-5]. Однако в ряде работ [6, 7] получены существенно меньшие значения глубины проникновения, $\lambda \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ см. Такой разброс данных связан, по-видимому, с различными методами определения λ , когда измеряется либо глубина проникновения, обусловленная слабыми связями, либо глубина проникновения однородного сверхпроводника.

В настоящей работе предлагается метод определения эффективной глубины проникновения магнитного поля из частотных и температурных зависимостей модуля полного электрического сопротивления керамических образцов.

Образцы для измерений представляли собой параллелепипеды с размерами $10 \times 1 \times 1$ мм. Технология изготовления керамических образцов описана в [5]. Температура сверхпроводящего перехода составляла 92 К, а плотность критического тока при 77 К в отсутствие внешнего магнитного поля $j_c \approx 10$ А/см². Измерения сопротивления на переменном токе в диапазоне частот $\omega/2\pi$ от 0.1 до 1 МГц проводились обычным четырехзондовым методом. Контакты создавались вжиганием серебряной пасты при 200 °С, и их сопротивление не превышало 10^{-3} Ом·см². Измерительный ток изменялся от 1 до 10 мА. Все измерения проводились в магнитном поле Земли в интервале температур от 4.2 до 290 К.

На рис. 1 приведены частотные зависимости модуля полного электрического сопротивления $|Z|$ при разных температурах. В нормальной фазе, как и следовало ожидать, $|Z|$ не зависит от частоты, поскольку основной вклад в импеданс вносит активное сопротивление. В сверхпроводящей фазе, начиная с некоторой частоты, наблюдается линейный рост $|Z|$ при увеличении ω . Отсюда можно сделать вывод, что основной вклад в импеданс связан с индуктивным сопротивлением. Определяя индуктивность L из тангенса угла наклона зависимостей на рис. 1, можно получить температурную зависимость $L(T)$ (рис. 2). Определенная таким образом индуктивность складывается из геометрической индуктивности образца

L_T , которая не зависит от температуры, и из кинетической индуктивности L_K , которая определяется некоторой эффективной глубиной проникновения. Нижнюю оценку для кинетической индуктивности можно получить, если считать, что вся температурно-независимая часть полной индуктивности есть геометрическая индуктивность, $L_T \approx 5 \cdot 10^{-10}$ Гн = 0.5 см. Тогда для кинетической индуктивности при 77 К получаем $L_K \geq 2.5 \times 10^{-10}$ Гн. Кинетическая индуктивность связана с эффективной глубиной проникновения с помощью соотношения $L_K = 4\pi\mu\lambda^2 l/S$, где l , S — длина и площадь сечения образца; μ — магнитная проницаемость. В наших образцах в слабых магнитных полях, соответствующих смешанному состоянию на гипервихрях [1], наблюдается выталкивание магнитного

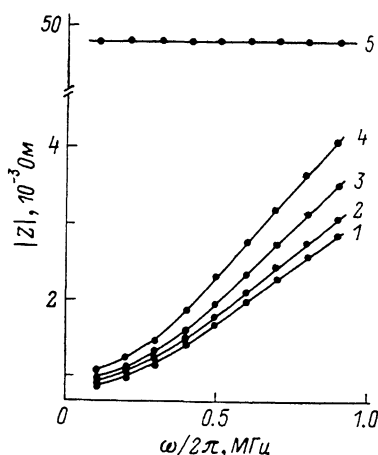


Рис. 1. Частотные зависимости модуля полного электрического сопротивления при $T=4.2$ (1), 33 (2), 77 (3), 87 (4) и 290 К (5).

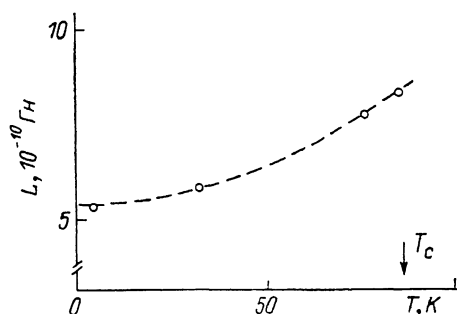


Рис. 2. Температурная зависимость полной индуктивности образцов в сверхпроводящей фазе.

потока примерно на 90 %, что отвечает величине магнитной проницаемости $\mu \approx 10^{-1}$. Используя экспериментальное значение L_K , получаем $\lambda \geq 5 \cdot 10^{-2}$ см.

Оценим далее характерные глубины проникновения: глубину проникновения в однородный сверхпроводник; глубину проникновения, обусловленную слабыми связями; глубину скин-слоя на верхнем пределе исследованного диапазона частот.

Величина, соответствующая глубине проникновения в однородный сверхпроводник λ_L , определяется масштабом $(\Phi_0/H_i)^{1/2}$, где H_i — нижнее критическое поле однородного сверхпроводника. Учитывая, что в наших образцах $H_i \approx 400$ Э при 77 К [5], получаем $\lambda_L \approx 10^{-5}$ см.

Для глубины проникновения по слабым связям справедлива оценка [1, 8]

$$\lambda_0 \approx \Phi_0 c / 16\pi^3 j_c \lambda_L, \quad (1)$$

где Φ_0 — квант магнитного потока. Подставляя известные величины j_c и λ_L , имеем $\lambda_0 \approx 10^{-2}$ см.

Наши образцы в магнитном поле Земли находятся в смешанном состоянии [5], поэтому величина λ_0 изменяется в соответствии с соотношением [8]

$$\lambda^2 = \lambda_0^2 \left(1 + \frac{H\Phi_0}{4\pi\lambda_0^2} \frac{1}{k - i\omega\eta} \right). \quad (2)$$

Здесь $k = f_p/d$ — параметр силы пиннинга, f_p — сила пиннинга на единицу длины вихря, d — размер сверхпроводящей гранулы, η — коэффициент трения гипервихрей, λ_0 — глубина проникновения в мейснеровском состоянии.

Оценим далее величины k и η . Для гранулированного сверхпроводника в случае $\lambda_L \ll d$ магнитная проницаемость выражается как $\mu \approx \lambda_L/d$ [1]. Отсюда получаем $d \approx 10^{-4}$ см. Отметим, что d есть характерный размер «гранулы» однородного сверхпроводника, которая может быть значительно меньше керамической гранулы. Используя значение $f_p \approx \approx 10^{-8}$ дин/см из работы [5], имеем $k \approx 10^{-4}$ дин/см². Из данных той же работы [5] можно получить удельное сопротивление в смешанном состоянии $\rho_f \approx 10^{-5}$ Ом·см и коэффициент вязкости $\eta = H\Phi_0/c^2\rho_f \approx 5 \times \times 10^{-12}$ дин·с/см². Отметим, что эта величина находится в хорошем согласии с теоретической оценкой коэффициента вязкости гипервихрей [8] $\eta = \Phi_0^2 \sigma_n / c^2 d^2$, где σ_n — проводимость в нормальной фазе. При $\sigma_n \approx \approx 10^3$ Ом⁻¹·см⁻¹ получаем $\eta \approx 10^{-12}$ дин·с/см².

Таким образом, в исследованном диапазоне частот выполняется соотношение $k \gg \omega\eta$, т. е. реализуется режим пиннинга вихрей (противоположный случай отвечает режиму вязкого течения вихрей), и для глубины проникновения получаем $\lambda \approx 1.4\lambda_0$, т. е. глубина проникновения в нашем случае незначительно превосходит глубину проникновения в мейснеровском состоянии.

И, наконец, для глубины скин-слоя имеем $\delta^2 = c/2\pi\omega\sigma_n$. Подставляя в эту формулу приведенные выше значения параметров, получаем для частоты 1 МГц $\delta \approx 0.5$ см.

Полученные соотношения для характерных глубин проникновения $\lambda_L \ll \lambda \ll \delta$ показывают, что основной вклад в кинетическую индуктивность вносят слабые связи. При этом экспериментальное значение глубины проникновения разумно согласуется с теоретической оценкой. Полученному значению λ соответствует нижнее критическое поле $H_{c1} \approx \Phi_0/\lambda^2 \approx 10^{-5}$ Э.

Таким образом, для керамических образцов $YBaCu_3O_{7-x}$ действительно характерны аномально большие глубины проникновения и очень малые значения нижнего критического поля, что согласуется с представлениями о среде с множественными слабыми связями. При увеличении критических токов естественно ожидать уменьшения эффективной глубины проникновения.

Авторы благодарят Э. Б. Солина и А. К. Таганцева за обсуждение результатов работы.

Список литературы

- [1] Солин Э. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 22. № 5. С. 415—418.
- [2] Rosenblatt J., Peyral P., Raboutou A., Lebea C. // Physica B. 1988. V. 152. N 1/2. P. 95—99.
- [3] Гаспаров В. А., Ван дер Маас Я., Хюгена Р., Павуна Д. // Тез. докл. XXV Всес. совещ. по физике низких температур. Л., 1988. Ч. 1. С. 308—309.
- [4] Блинов Е. В., Кулешов П. П., Семенченко М. Г., Степанов Ю. П., Флейшер В. Г. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2249—2251.
- [5] Копелевич Я. В., Леманов В. В., Солин Э. Б., Сырников П. П. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2432—2436.
- [6] Cooper J. R., Chu C. T., Zhou L. W. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 1. P. 638—641.
- [7] Harshmann D. R., Aeppli G., Ansaldo E. J. et al. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 4. P. 2386—2389.
- [8] Солин Э. Б., Таганцев А. К. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 3. С. 994—1004.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленин рзд

Поступило в Редакцию
17 марта 1989 г.