

оказывают влияния на наблюдаемую термоэдс при условии, что поверхности раздела не являются заряженными и не сорбируют молекул инородных примесей, которые могут давать вклад в суммарную термоэдс поликристалла.

Таким образом, термоэдс поликристаллических графитов в большинстве практически важных случаев определяется величиной  $\alpha_1$ .

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Blackman L. C. F., Dundas P. H., Ubbelohde A. R. // Proc. Roy. Soc. (London). 1960. V. 255. N 1282. P. 293—306.
- [2] Blackman L. C. F., Saunders G., Ubbelohde A. R. // Proc. Roy. Soc. (London). 1961. V. A264. N 1316. P. 19—40.
- [3] Оделевский В. И. // ЖТФ. 1951. Т. 21. № 11. С. 1379—1382.
- [4] Stroud D. // Phys. Rev. 1975. V. B12. N 2. P. 3368—3373.
- [5] Айрапетянц С. В. // ЖТФ. 1957. Т. 27. № 3. С. 478—483.

НИИГрафит  
Москва

Поступило в Редакцию  
13 июля 1988 г.

УДК 538.945

*Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989*  
*Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989*

## О ПРИРОДЕ СВЧ ПОГЛОЩЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ $YBa_2Cu_3O_7$ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*А. С. Хейфец, А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский,  
С. В. Казаков, М. П. Тимофеев*

1. В металлооксидных керамиках систем  $Me-Ba(Sr)-Cu-O$  ( $Me: La, Y$  и др.) в сверхпроводящем состоянии было обнаружено существенное изменение СВЧ поглощения в слабых магнитных полях [1-3]. Эффект качественно объясняли переходом из мейсснеровского состояния в смешанное [1] или же свойствами керамики как макроскопической джозефсоновской среды [2, 3]. Мы приводим здесь доказательства в пользу первой точки зрения, основываясь на изучении магнитополевой и температурной зависимости эффекта. Переход в смешанное состояние в слабых полях  $H \ll H_{c1}$  оказывается возможен благодаря резкому увеличению поля на поверхностных неоднородностях керамического образца [4]. Возникающее при этом СВЧ поглощение обусловлено вязким течением абрикосовских вихрей.

2. Эксперименты выполнялись на образцах керамики  $YBa_2Cu_3O_7$ , полученной обычным процессом помол—прессование—отжиг в двухстадийном варианте. Отжиг проводился в потоке кислорода 0.1 л/мин при 950 °С. Свежеприготовленные образцы имели  $T_c = 95$  К при узкой переходной области  $\Delta T_c = 0.5$  К.

СВЧ поглощение исследовалось на образцах объемом 1 мм<sup>3</sup> на частоте 9.4 ГГц в ЭПР спектрометре E-112 «Varian» с проточным гелиевым криостатом «Oxford Instruments». Остаточное поле сердечника электромагнита компенсировалось полем постоянного магнита противоположной полярности.

Регистрировался сигнал производной СВЧ поглощения при  $T = 80$  К (рис. 1, вставка). Видно, что производная интенсивности поглощения по полю линейна в слабых полях, т. е. зависящая от поля часть поглощения имеет вид  $I(H) = \gamma H^2/2$ , где коэффициент  $\gamma = H^{-1} dI/dH$ . Зависимость коэффициента  $\gamma$  от температуры представлена точками на рис. 1. Абсолют-

ная величина поглощения соответствовала приращению поверхностного импеданса  $\Delta R = 10^{-6}$  Ом в поле  $H = 1$  Э при температуре  $T = 4.2$  К.

3. Для интерпретации экспериментальных данных воспользуемся моделью Мелвилла [4], описывающей распределение магнитного поля на шероховатой поверхности сверхпроводника II рода. На рис. 2 приведена

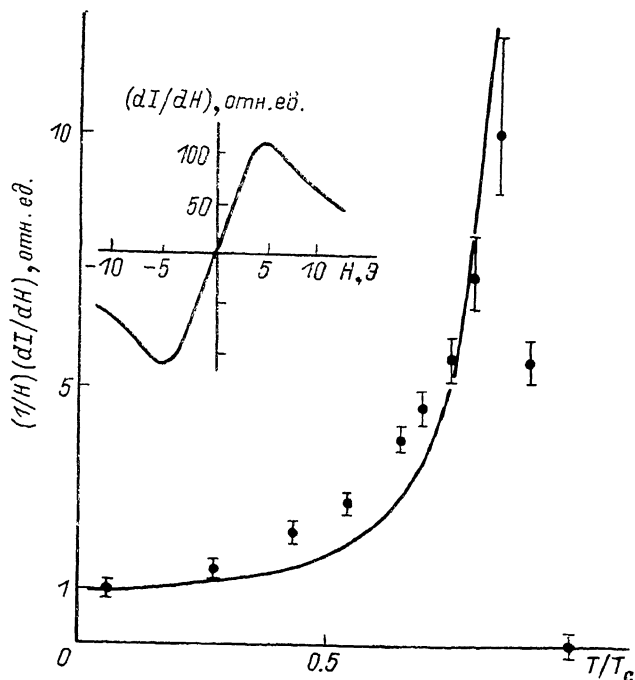


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента  $\gamma = H^{-1} dI/dH|_{H=0}$ .

электронная микрофотография поверхности керамического образца, из которой видно, что характерные размеры выступов на поверхности составляют 1—10 мкм. Согласно Мелвиллу, силовые линии магнитного поля вблизи поверхности частично проникают в выступы сверхпроводящего образца (рис. 3). В результате плотность силовых линий, т. е. магнитная индукция, оказывается отличной от нуля в некотором поверхностном слое глубиной, превышающей лондоновскую. Глубина проникновения  $x^m$  определяется условием  $A(x_m) = H/H_{c1}$ , где  $H$  — магнитное поле вдали

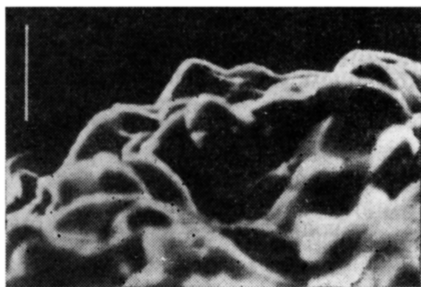


Рис. 2. Электронная микрофотография поверхности керамики  $YBa_2Cu_3O_7$ . Размер метки 10 мкм.

от поверхности. Величина  $A(x)$  равна той части длины силовой линии, которая проходит внутри сверхпроводника. При движении от поверхности функция  $A(x)$  монотонно возрастает от  $A(x=0)=0$  до  $A(x \geq h)=1$ . Здесь  $h$  — высота рельефа поверхности. Последнее условие означает проникновение магнитного поля в толщу образца при  $H = H_{c1}$ . Из формулы (8) работы [4] следует, что в слабых внешних полях  $H \ll H_{c1}$  индукция в приповерхностном слое равна

$$B(x) = H - A(x) H_{c1}, \quad x \ll x_m \ll h. \quad (1)$$

Поток, пронизывающий полосу поверхности единичной ширины, равен

$$\Phi = \int_0^{x_m} B(x) dx = Hx_m - H_{c1} \int_0^{x_m} A(x) dx. \quad (2)$$

Для поверхности керамического образца, образованной выступающими острыми гранями отдельных микрокристаллов, при  $x \ll h$  можно ограничиться линейным приближением для функции  $A(x) = x/h$ . Поэтому в соответствии с (2)  $\Phi = hH^2/2H_{c1}$ . Этот поток образован  $n = \Phi/\Phi_0$  вихревыми нитями, каждая из которых несет квант потока  $\Phi_0$  и дважды пересекает выступ. Если характерное расстояние между выступами равно приблизительно их высоте, то в полосе единичной ширины длиной  $a$  на поверхности образца располагается  $a/h$  выступов. При этом на боковой грани образца размерами  $ab = S$ , параллельной внешнему полю, оказывается  $N = SH^2/(H_{c1}\Phi_0)$  точек, в которых вихревые нити выходят на поверхность сверхпроводника.

4. В каждой такой точке происходит поглощение СВЧ мощности за

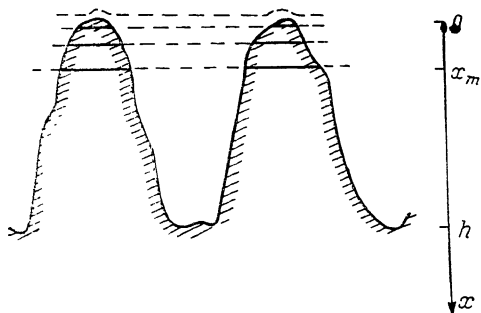


Рис. 3. Схема рельефа поверхности.

Штрихами показаны силовые линии поля, проникающие в выступы на поверхности в виде вихревых нитей.

счет вязкого колебательного движения вихря в поле СВЧ волны. Считая частоту достаточно большой, чтобы пренебречь жесткостью вихревой решетки и упругой силой пиннинга, можно вычислить мощность, поглощаемую на единице длины вихря [5]  $\delta P = j_{\sim} \Phi_0 / (2\sigma_n H_{c2})$ , где  $j_{\sim} = (c/4\pi) \text{rot } \mathbf{H}_{\sim}$  — плотность тока, индуцированного СВЧ волной;  $\sigma_n$  — удельная электропроводность в нормальном состоянии. Считая закон проникновения поля в сверхпроводник экспоненциальным и интегрируя по длине вихря, получаем поглощаемую на нем мощность

$$P = \frac{c^2}{(8\pi)^2} \Phi_0 \frac{1}{\lambda \sigma_n} \frac{H_{\sim}^2}{H_c^2}. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda$  — глубина проникновения поля в сверхпроводник,  $H_{\sim}$  — амплитуда СВЧ магнитного поля на поверхности. Умножая (3) на число вихрей, получаем мощность, поглощаемую на единице поверхности сверхпроводника

$$P/S = \frac{c^2}{(8\pi)^2} \frac{H^2}{H_{c1} H_{c2}} \frac{H_{\sim}^2}{\lambda \sigma_n}. \quad (4)$$

Отсюда поверхностный импеданс в магнитном поле равен

$$R(H) = \frac{H^2}{2H_{c1} H_{c2}} \frac{1}{\lambda \sigma_n} = \frac{H^2}{2H_{c1} H_{c2}} \frac{\delta}{\gamma} R_n, \quad (5)$$

где  $\delta = c/(2\pi\omega\sigma_n)^{1/2}$  — глубина проникновения,  $R_n = (2\pi\omega/c^2\sigma_n)^{1/2}$  — поверхностный импеданс в нормальном состоянии.

Формула (5) объясняет квадратичную зависимость поглощения от  $H$ . Температурная зависимость поглощения определяется в основном зависимостью от температуры произведения  $H_{c1} H_{c2} \approx H_c^2$ , где  $H_c$  — критическое термодинамическое поле, для которого выполняется зависимость  $H_c(T) = H_{c0} [1 - (T/T_c)^2]$ . Следовательно, коэффициент  $\gamma$  зависит от температуры по закону  $[1 - (T/T_c)^2]^{-2}$  (сплошная линия на рис. 1) и доста-

точно хорошо совпадает с экспериментальными точками в области температур, не слишком близкой к  $T_c$ .

Оценим абсолютную величину рассматриваемого эффекта. Полагая типичные для керамики  $YBa_2Cu_3O_7$  значения  $\lambda=10^{-5}$  см,  $\sigma_c=10^4$  (Ом·см) $^{-1}$ ,  $H_c=10^4$  Э, получаем во внешнем поле  $H=1$  Э при  $T=4.2$  К  $R(H)=10^{-7}$  Ом, что не слишком сильно отличается от эксперимента с учетом грубого характера выполненных оценок.

Авторы благодарят Ю. М. Гальперина за обсуждение работы.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Reffori C., Dan Davidov, Belaish J., Felner J. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 7. P. 4028—4031.
- [2] Bhat S. V., Ganduly P., Rao C. N. R. // Pramana J. Phys. 1987. V. 28. N 14. P. L425—L429.
- [3] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. № 7. С. 289—292.
- [4] Melvill P. H. // J. Phys. C. Sol. St. Phys. 1971. V. 4. N 17. P. 2833—2848.
- [5] Gittleman J. I., Rosenblum B. // Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. N 18. P. 734—736.

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

Поступило в Редакцию  
20 июля 1988 г.

УДК 537.622.6 : 539.143.48

Физика твердого тела, том 31, в. 1, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 1, 1989

## О СУЩЕСТВОВАНИИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ В ИТРИЙ-КРЕМНИЕВЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

В. А. Бородин, В. Д. Дорошев, Э. Н. Кузнецов, В. А. Рубан,  
М. М. Савоста, Т. Н. Тарасенко

Интерес к исследованию магнитной структуры нескомпенсированных иттрий-кремниевых ферритов-гранатов  $Y_3Fe_{5-x}Si_xO_{12}$ , содержащих магнитоактивные ионы  $Fe^{3+}$  и  $Fe^{2+}$ , возник при обнаружении в этих магнетиках Геллером с сотрудниками методом эффекта Мессбауэра [1, 2] последовательности двух спонтанных ориентационных фазовых переходов (ОФП) II рода. Так, для составов  $0.18 \leq x \leq 0.4$  при понижении температуры наблюдается ОФП от высокосимметричных магнитных фаз  $\Phi_{\langle 111 \rangle}$  к некоторым неидентифицированным угловым фазам  $\Phi_{\angle}$ , а при дальнейшем понижении температуры в образцах с  $0.25 \leq x \leq 0.4$  происходит второй ОФП к низкотемпературным фазам  $\Phi_{\langle 100 \rangle}$ . Температуры этих ОФП, а следовательно, и вид  $(x-T)$ -фазовой диаграммы были определены в работах [1, 2] на основании качественных наблюдений трансформаций мессбауэровских спектров с температурой, при этом количественная математическая обработка спектров не производилась. По-видимому, такой обработке препятствовало наличие ионов  $Fe^{2+}$ , для которых анизотропные составляющие сверхтонкого поля должны иметь резкую температурную зависимость, а также сложное катионное распределение.<sup>1</sup> Теоретическая интерпретация полученных результатов [1, 2] на основании одноионной модели Слончевского [3], удовлетворительно описывающей магнитную анизотропию ферритов, содержащих ионы  $Fe^{2+}$ , оказалась затруднительной.<sup>2</sup> Поэтому в работе [4] для объяснения ОФП в гранатах

<sup>1</sup> Согласно [2], нескомпенсированные иттрий-кремниевые гранаты содержат катионные и анионные вакансии, поскольку число ионов  $Fe^{2+}$  составляет  $\sim 2/3$  от числа ионов  $Si^{4+}$ .

<sup>2</sup> Только малообоснованное предположение [2] о неоднородном распределении ионов  $Fe^{2+}$  по октаэдрическим позициям при высоких температурах позволяет объяснить плавную переориентацию.