

[8] Здебский А. П., Остапенко С. С., Савчук А. У., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 20. С. 1243—1247.

[9] Островский П. В. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 8. С. 467—471.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
9 января 1989 г.  
В окончательной редакции  
1 апреля 1989 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

## ПРОНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК $YBa_2Cu_3O_{7+\delta}$

И. М. Шушлебин, В. Е. Милошенко, М. Н. Золотухин

Известно, что в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), находящихся во внешнем магнитном поле  $B_e > B_{k1}$ , магнитный поток существует в виде вихрей [1, 2]. Однако процесс проникновения вихрей пока не ясен.

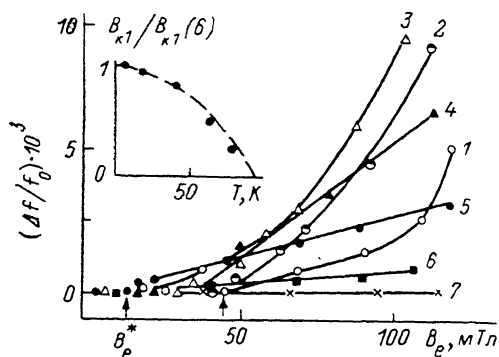


Рис. 1. Влияние температуры на изменение частоты колебаний пластин  $YBa_2Cu_3O_{7\pm\delta}$  в магнитном поле.

$T, K$ : 6 (1), 20 (2), 40 (3), 60 (4), 80 (5), 83 (6), 110 (7).  
 $f_0 = 200$  Гц. На вставке — зависимость  $B_{k1}(T)/B_{k1}$  (6). Штриховая линия — функция  $1 - (T/T_k)^2$ , где  $T_k = 90$  К.

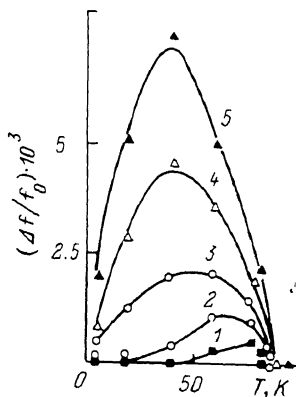


Рис. 2. Влияние магнитного поля на изменение частоты колебаний пластин  $YBa_2Cu_3O_{7\pm\delta}$  с температурой.

$B_e, мТл$ : 20 (1), 40 (2), 60 (3), 80 (4), 100 (5).

В металлических же сверхпроводниках (СП) проникновение вихрей в их объем приводит к росту собственной частоты  $f$  колебаний СП и избыточной диссипации энергии этих колебаний  $Q^{-1}$  [3, 4], что позволило использовать механический метод для исследования проникновения поля в СП [5]. Особенности в изменении  $f$  и  $Q^{-1}$  отмечались и в ВТСП на основе лантана [6] и иттрия [7].

В данной работе представлены результаты изучения проникновения поля в  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7+\delta}$  механическим методом в звуковом диапазоне частот [8]. Образцы в виде пластинок с характерными размерами  $3 \times 1 \times 0.3$  мм крепились на свободном конце несущей консоли из бронзы или индия, совершающей изгибные колебания. Внешнее магнитное поле  $B_e$ , созданное магнитом типа ФЛ-1, направлялось по нормали к большей

плоскости пластинки. При эксперименте измерялись  $f$  и затухание  $Q^{-1}$  в зависимости от величины поля  $B_e$ , которое изменялось ступенчато (или непрерывно), при постоянной температуре.

Характерные зависимости изменения частоты  $\Delta f/f_0 = (f(B_e, T) - f_0(T))/f_0(T)$  приведены на рис. 1. Обнаружено, что в сверхпроводящем состоянии, начиная с некоторого значения поля  $B_e^*$ , зависящего от температуры, наблюдается возрастание частоты (кривые 1—6); зависимости при этом имеют обратимый характер. В нормальном же состоянии подобные эффекты не отмечаются (кривая 7). Обнаруженная в [7] избыточная диссипация энергии колебаний сверхпроводящих пластин также проявляется, лишь начиная с поля  $B_e^*(T)$ ; так, при  $T=6$  К  $\Delta Q^{-1}=0$ , когда  $B_e \leq B_e^*$  и  $\Delta Q^{-1} = 7.5 \cdot 10^{-5}$  при  $B_e = 100$  мТл ( $f_0 = 200$  Гц). Измерения намагниченности  $M$  в области гелиевых температур показывают, что  $B_e^*$  лежит в диапазоне полей  $B_e$ , где зависимость  $M(B_e)$  отклонилась от линейной, но  $B_e^*$  не может быть сопоставлено с введенными в [9] «нижним первым критическим полем» или «верхним первым критическим полем». Это, по нашему мнению, связано с высокой чувствительностью метода [8] к изменению взаимодействия магнитного потока с ВТСП при проникновении в объем ВТСП. Сказанное позволяет отождествить поле  $B_e^*$  с полем  $B_{k1}$  реального ВТСП. Зависимость  $B_{k1}$  от температуры  $T$  представлена на вставке рис. 1, где  $B_{k1}(T)$  нормировано на  $B_{k1}(6) = 43$  мТл. Отклонение от параболического закона не превышает такового для обычных сверхпроводников 2-го рода, хотя уже при  $T > 40$  К зависимость близка к линейной. Этот результат и полученные значения находятся в хорошем согласии с данными работ [10, 11], где исследование проведено индуктивным методом.

Далее из рис. 1 следует, что угол наклона кривых  $\Delta f/f_0(B_e)$  существенно и неоднозначно зависит от температуры. Перестроив эти зависимости изменения частоты, соответствующие  $B_e = \text{const}$ , получим семейство кривых  $\Delta f/f_0(T)$  (рис. 2). Характер изменения частоты в области использованных магнитных полей одинаков, но величина аномалии и ее положение по оси температуры определяются  $B_e$ . С увеличением магнитного поля пик  $\Delta f/f_0$  растет и смещается, как и следовало ожидать, в область меньших температур (рис. 2, 1—5).

Изменение частоты колебаний сверхпроводящей пластинки в магнитном поле в условиях данных экспериментов, где несущая консоль не вносит заметного вклада, связано только с откликом ВТСП на это поле, приводящим к появлению некоторого момента сил. Отсюда следует, что ВТСП приобретает во внешнем магнитном поле  $B_e > B_{k1}$  дополнительный магнитный момент  $m(B_e, T)$ , обусловленный проникновением в него вихрей и их закреплением на центрах пиннинга. Тогда можно записать [12]  $\Delta f/f_0(B_e, T) \approx m(B_e, T) B_e / 2I \omega_0^2$ , где  $I$  — момент инерции пластинки,  $\omega_0 = 2\pi f_0$ .

Анализ экспериментальных результатов позволяет говорить об интесивном и непрерывном проникновении магнитного потока. Действительно, вид зависимости  $\Delta f/f_0$  определяется числом закрепленных вихрей. Если в ВТСП каждый вихрь несет квант магнитного потока  $\Phi_0$ , то  $4\pi m = n_p B_0 V = N_p \Phi_0 d$ , где  $n_p = N_p/N$ ;  $B_0$  — индукция в ВТСП;  $N_p$  — число закрепленных вихрей;  $N$  — общее число вихрей;  $V$ ,  $d$  — объем и толщина пластины.

Так, при  $T=6$  К и  $B_e=50$  мТл имеем  $\sim 10^8$  закрепленных вихрей. С помощью формул работы [12] из отношения  $\Delta Q^{-1}/(\Delta f/f_0)$  получаем, что здесь лишь около 3 % вихрей свободны, а по зависимости  $\Delta f/f_0(B_e)$  можно судить о проникновении магнитного потока в целом.

#### Список [литературы]

- [1] Винников Л. Я., Гуревич Л. А., Емельченко Г. А., Осипьян Ю. А. // Письма в ЖЭТФ. 1938. Т. 47. № 2. С. 109—111.
- [2] Ourmazd A., Rentschler J. A., Skoopol W. J., Johnson D. W. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 16. P. 8914—8917.
- [3] Милошенко В. Е., Ломакин В. В., Савельев Ю. Н. и др. // ФНТ. 1980. Т. 6. № 6. С. 813—814.

- [4] Чигвинадзе Дж. Г., Джапиашвили Г. А. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 6. С. 2337—2342.
- [5] Милошенко В. Е., Воронин Б. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 12. С. 3701—3703.
- [6] Duran C., Esquinazi P., Luzuriaga J., Brandt E. H. // Phys. Lett. 1987. V. 123. N 9. P. 485—488.
- [7] Голев И. М., Иванов О. Н., Шушлебин И. М. и др. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 220—222.
- [8] Милошенко В. Е., Золотухин И. В., Постников В. С. // ПТЭ. 1972. № 1. С. 218—220.
- [9] Isikawa Y., Mori K., Kobayashi K., Sato K. // Jap. J. Appl. Phys. 1987. V. 26. N 9. P. 1535—1537.
- [10] Wan Jun, Mao Xianlei, Chen Lin et al. // Chin. J. Low Temp. Phys. 1988. V. 10. N 1. P. 12—16.
- [11] Drumheller J. E., Rubenacher G. V., Ford W. K. et al. // Sol. St. Comm. 1987. V. 64. N 4. P. 509—511.
- [12] Шушлебин И. М., Милошенко В. Е. // Техн. электродинамика. 1988. № 6. С. 18—21.

Воронежский  
политехнический институт  
Воронеж

Поступило в Редакцию  
8 февраля 1989 г.  
В окончательной редакции  
11 апреля 1989 г.

УДК 535.34; 535.72; 539.2

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

## МЕЛКИЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УРОВЕНЬ В ПОЛЯРНОМ КРИСТАЛЛЕ

Е. Я. Шерман

В полярных кристаллах электрон-фононное взаимодействие характеризуется безразмерной константой [1]

$$\alpha = e^2 (2m\omega_0)^{1/2} (1/\kappa_\infty - 1/\kappa_0) / 2\omega_0 \quad (1)$$

и фреilihовским импульсом  $k_p = (2m^*\kappa_0)^{1/2}$ . Здесь  $\omega_0$  — частота оптического фонона (будем считать ее бездисперсной);  $m^*$  — эффективная масса электрона;  $\kappa_0$ ,  $\kappa_\infty$  — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости;  $\hbar = 1$ .

В случае  $\alpha \ll 1$  в работе [2] исследованы свойства диэлектрических мод: связанных состояний электрона и фонона на примесном центре в резонансном случае  $\omega_1 \approx E_S - E_0$ ;  $E_S$ ,  $E_0$  — невозмущенные уровни энергии электрона на примесном центре;  $\omega_1$  — частота локальной моды, связанной с центром. При сильной связи ( $a \geq 10$ ) образуется связанное состояние полярона и фонона с малой энергией связи [3]. Ниже будет показано, что в случае  $\alpha \ll 1$  возможно образование слабосвязанного состояния электрона и фонона на примеси за счет электрон-фононного взаимодействия.

Запишем гамильтониан для электрона, взаимодействующего с фононами, в потенциале  $U(r)$

$$\hat{H} = \hat{H}_e + \sum_{\mathbf{q}} \omega_{\mathbf{q}} \hat{\delta}_{\mathbf{q}}^+ \hat{\delta}_{\mathbf{q}} + (4\pi a k_p^{-1} / V \omega_0^{-2})^{1/2} \left( \sum_{\mathbf{q}} \hat{\delta}_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} / q + \text{э. с.} \right) \quad (2)$$

Здесь  $\hat{H}_e = \mathbf{p}^2 / 2m^* + U(r)$  — электронная часть гамильтониана;  $\hat{\delta}_{\mathbf{q}}^+$ ,  $\hat{\delta}_{\mathbf{q}}$  — операторы рождения и уничтожения фононов с импульсом  $\mathbf{q}$ ;  $V$  — объем кристалла.

Будем считать, что, хотя в спектре  $\hat{H}_e$  нет связанного состояния, оно может появиться при небольшом углублении  $U(r)$ .

Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (2) в первом порядке по  $\alpha$  имеет вид