

Необычные свойства критического состояния поликристаллических ВТСП в слабых магнитных полях

Н.Д. Кузьмичёв,

Мордовский госуниверситет им. Н.П. Огарёва, 430000, г. Саранск, Россия

В.В. Славкин,

Саранский кооперативный институт, 430000, г. Саранск, Россия

А.И. Головашкин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Россия

Поликристаллические высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают необычными свойствами сверхпроводящего состояния, физика которых до сих пор до конца не выяснена. Ни эффект Мейснера, ни традиционная модель критического состояния [1-4], разработанная для жёстких сверхпроводников второго рода, ни другие модели [5,6 и др.] не смогли адекватно объяснить их свойства.

В работе определялась дифференциальная магнитная восприимчивость поликристаллических образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с температурой перехода в сверхпроводящее состояние $T_c \approx 91 - 92$ К. Были проведены исследования ЭДС первой гармоники сигнала отклика в постоянном магнитном поле H при малой амплитуде модуляции поля $h=0,005$ Ое в среде жидкого азота. Экспериментальная методика описана в работах [7-10].

ЭДС ε сигнала отклика для малых h пропорциональна дифференциальной магнитной восприимчивости образца, т.е. $\varepsilon \propto h \cdot \chi_d$ [9,10]. Внешнее постоянное магнитное поле цикла намагничивания медленно изменялось от 0 до $\pm H_{max}=1-1000$ Ое. Проведенные исследования зависимостей синфазной (действительной ε_1') и квадратурной (мнимой ε_1'') составляющих амплитуды первой гармоники сигнала отклика ε_1 от H показали, что при возрастании магнитного поля от 0 до 30 Ое наблюдается резкое уменьшение значения ε_1' (рис. 1). Максимальное значение величины ε_1'' в среднем в 10 и более раз меньше ε_1' , поэтому $\varepsilon \approx \varepsilon_1 \approx \varepsilon_1'$. Необратимое поведение наблюдается лишь в том случае, если H_{max} превышает некоторое значение H_{irr} (поле необратимости), в противном случае гистерезиса нет (рис. 1).

Опираясь на полученные данные для $\varepsilon_1'(H)$, и работы [3,5-10], для описания начальной кривой дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_d^{in}(H)$ использовано выражение:

$$-\chi_d^{in}(H) = A + \frac{B}{ch^\alpha(H/H_p)} \quad (1)$$

Параметры $A, B < 1$, а H_p и H_{irr} приведены в табл. 1. Первый член (1) отвечает за намагниченность гранул, а нелинейная – за намагниченность межгранулярной области поликристалла. Значение α в среднем равно 2.

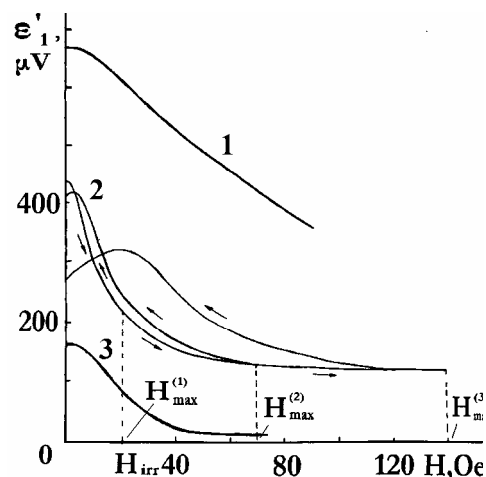


Рис. 1. Кривые ε_1' от H для 3-х образцов.

Таблица 1

Номер образца	H_p , Ое	H_{irr} , Ое
1	24,5	82
2	9,7	19
3	17	23

Нелинейные магнитные свойства поликристаллов при отсутствии гистерезиса наблюдаются в полях $H < 20$ Ое. Для объяснения найденных в работе закономерностей воспользуемся концепцией критического состояния [1,2]. Оцененный размер вихрей превосходит размеры гранул поликристалла, что соответствует модели гипервихрей [11].

Нелинейная часть уравнения (1) является решением уравнения критического состояния [1] с радиальной зависимостью градиента магнитного поля [7,8]:

$$\frac{dH}{dr} = \frac{H_p}{r \left[2 - \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right]} \quad (2)$$

Здесь R – радиус образца, $H_p \propto j_c$. Где j_c – критическая плотность тока.

Магнитное поле проникает в поликристалл $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при $H > H_{c1} \sim 0,001-0,1$ Ое ($H_{c1} \approx \lambda_j \cdot j_c$ [12], $j_c \sim 0,1-10$ А/см²) в виде гипервихрей, размеры которых значительно превышают размеры гранул. Гипервихри являются малоподвижными (сильный пиннинг) образованиями [11]. Проникающий в об-

разец магнитный поток, согласно концепции критического состояния, создает экранирующий джозефсоновский макроток, текущий в области проникновения гипервихрей. Уравнение критического состояния для случая бесконечно длинного цилиндра имеет вид [7,8]:

$$\frac{dH}{dr} = \frac{e\hbar}{2mi} \cdot (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) = \frac{e\hbar n_s^J}{mr} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial \varphi}. \quad (3)$$

Здесь $\psi = \sqrt{n_s^J} \exp(i\theta)$ – параметр порядка когерентного состояния поликристалла (среда Джозефсона), \hbar – постоянная Планка, e – заряд электрона, m – масса электрона, i – мнимая единица, n_s^J – эффективная концентрация носителей сверхтока среды Джозефсона, r – текущий радиус цилиндра, $\partial\theta/\partial\varphi = \pm 1$. Правая часть уравнения (3) является плотностью критического тока Джозефсона, которая справедлива как для S-I-S, так и для S-N-S контактов. В поликристаллах ВТСП имеются контакты между гранулами обоих типов. С ростом магнитного поля θ растет $\sim H$, а плотность критического тока Джозефсона убывает $\sim 1/H$. Поэтому $\partial\theta/\partial\varphi = \pm 1$. Знак $\partial\theta/\partial\varphi$ определяется направлением вектора \vec{H} .

Уравнение (2), за исключением множителя $1/[2 - r^3/R^3]$, совпадает с уравнением (3). Указанный множитель ведёт к незначительному расхождению кривых намагниченности в начальной области намагничивания. Используя значение $H_p \sim 10 - 20$ Ое табл. 1 и формулу для $H_p = (2e\hbar/m)n_s^J$, полученную из уравнения (3), найдем эффективную концентрацию носителей сверхтока n_s^J , создающих экранирующий ток в поликристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: $n_s^J \sim (2 - 5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. По литературным данным концентрация носителей сверхтока в гранулах поликристалла и в монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ на два порядка выше [13]. Величину H_p можно оценить независимо от данных табл. 1, используя выражение Амбегаокара-Баратова для критического тока Джозефсона для S-I-S контактов [12] вблизи T_c , по формуле:

$$H_p(T) = \frac{\Delta^2(T)}{4\pi e \rho_n k T_c} \propto n_s(T) \propto \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta.$$

Здесь Δ – ширина сверхпроводящей щели в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ [13] и ρ_n – удельное сопротивление поликристалла. Оценки дают значение $H_p \sim 5 - 30$ Ое, что согласуется с данными табл. 1.

Отсутствие гистерезиса в намагниченности поликристалла $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ в полях $H < H_{irr} \sim 10 - 30$ Ое объясняется в данной модели свойством гипервихрей трансформировать свои размеры с изменением магнитного поля (аналогично вихрям Джозефсона [12]) в отличие от вихрей Абрикосова. В итоге с ростом магнитного поля их количество увеличится, и они будут «сжаты» в вихри Джозефсона между гранулами и в вихри Абрикосова внутри гранул. Данный процесс сопровождается увеличением экранирующего сверхтока в области проникновения вихрей. Это явление описывается уравне-

нием (3). При достижении поля $H = H_J$ средний размер гипервихрей сравним со средним расстоянием между гранулами поликристалла, и гипервихри практически трансформированы в вихри Джозефсона. При уменьшении поля от $H_{max} < H_J$ гипервихри будут увеличиваться в размерах и, выходя из образца, уменьшаться в количестве, что сопровождается затуханием экранирующего сверхтока и, также будет описываться уравнением (3). Таким образом, процессы намагничивания образца при росте и уменьшении внешнего поля H будут обратимыми для $H < H_J$ (отсутствие гистерезиса намагниченности). Если уменьшать поле от $H_{max} > H_J$, то будет наблюдаться гистерезис. Это связано с тем, что для преобразования вихря Джозефсона в гипервихрь, первому необходимо преодолеть потенциальный барьер, аналогичный краевому. В гранулах останутся запиннигованные вихри Абрикосова. В результате в образце останется «замороженный» магнитный поток, приводящий к гистерезису. Таким образом, поле H_J является полем необратимости H_{irr} , т.е. $H_{irr} = H_J$. В полях $H > 30 - 100$ Ое при $T = 77$ К для поликристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, кроме вихрей Джозефсона между гранулами, в гранулах поликристалла вблизи острых краев образуются вихри Абрикосова.

1. С.Р. Bean, Rev. Mod. Phys. 36, 31 (1964).
2. Р.В. Anderson, Y.B. Kim, Rev. Mod. Phys. 36, 39 (1964).
3. L.W. Conner, A.P. Malozemoff, Phys. Rev. B43, 402 (1991).
4. Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука. 1984.
5. С.Д. Jeffries, Q.H. Lam et al., Phys. Rev. B39, 11526 (1989).
6. М.Р.А. Fisher, Phys. Rev. Lett. 62, 1415 (1989).
7. Н.Д. Кузьмичёв, Письма в ЖЭТФ, 74, 291 (2001).
8. Н.Д. Кузьмичев, ФТТ. 43, 1934 (2001).
9. Н.Д. Кузьмичев. ЖТФ. 64, 63 (1994).
10. А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев и др., ФТТ. 32, 1374 (1990).
11. Э.Б. Сонин, Письма в ЖЭТФ 47, 415 (1988).
12. Л. Солимар Л. Туннельный эффект в сверхпроводниках и его применение. М.: Мир, 1974.
13. А.И. Головашкин, КСФ. Спец. Вып. 1991.