

УДК 537.312.62; 538.945

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКЕ

В. М. Дзугутов, Л. М. Фишер

С помощью датчика Холла исследовано проникновение магнитного поля в образцы сверхпроводящей керамики $Y-Ba-Cu-O$. На основании экспериментальных данных получены оценки распределения критической плотности тока по сечению сверхпроводника. Показано, что плотность токов на поверхности образца по крайней мере на порядок превышает объемную плотность тока, достигающую, по оценкам, 10^2 А/см².

Согласно опубликованным экспериментальным данным, кривые намагничивания высокотемпературных сверхпроводящих образцов, изготовленных по керамической технологии, имеют значительный гистерезис, который связан с неравновесным распределением магнитного потока в исследуемых материалах [1]. В данной работе проведено прямое исследование пространственного распределения магнитной индукции в сверхпроводящих образцах состава $Y-Ba-Cu-O$ при помощи датчика Холла. Полученные результаты дают наглядное представление о характере проникновения магнитного поля в сверхпроводящую керамику и объясняют особенности кривых намагничивания керамических образцов.

Миниатюрный датчик Холла с размерами рабочей области 50×50 мкм и толщиной 180 мкм перемещался в узком зазоре между двумя сверхпроводящими цилиндрами диаметром 9 и высотой 16 мм, размещенными соосно. Магнитное поле H было направлено параллельно оси цилиндров. Образцы были получены по стандартной технологии [2]. Ширина сверхпроводящего перехода по температуре составляла ~ 1 К. Кривые намагничивания исследуемых образцов были получены при помощи вибрационного магнитометра. Измерения проводились при температурах 4.2 и 77 К. Поскольку данные измерений, выполненных при различных температурах, качественно не различались, ниже приводятся только результаты, полученные при $T=4.2$ К.

На рис. 1 приведены характерные кривые $B(x)$, иллюстрирующие процесс проникновения магнитного потока в керамические сверхпроводящие материалы. При относительно малых значениях внешнее поле затухает в узкой поверхностной области (кривые 1, 2). Дать сколько-нибудь точную оценку размеров этой области трудно вследствие наличия щели, искажающей истинное распределение магнитного поля и конечных размеров датчика Холла. При напряженности внешнего поля, превышающей некоторое пороговое значение H^* , в объеме образца появляется область с резко неоднородным распределением магнитной индукции (кривые 3, 4), свидетельствующим о существовании объемных экранирующих токов. Значение H^* может рассматриваться здесь как первое критическое поле сверхпроводящей керамики. По мере увеличения внешнего поля фронт магнитного потока быстро распространяется в глубь сверхпроводника и достигает центра образца при значениях H , на 5—10 % превышающих H^* . Это позволяет сделать вывод о сравнительно низкой величине объемных экранирующих токов, имеющих, согласно концепции критиче-

ского состояния, критическую плотность во всей области их существования.

При дальнейшем увеличении внешнего поля неоднородность распределения магнитной индукции в центральной области образца уменьшается, в то время как скачок индукции в поверхностной области возрастает. При достаточно высоких значениях внешнего поля $H > H^{**}$ распределение индукции в центральной области сверхпроводника становится практически однородным (кривая 5). Объемные критические токи в этом диапазоне магнитных полей оказываются практически полностью подавленными. Последующее уменьшение магнитного поля вновь вызывает появление объемных токов, а сле-

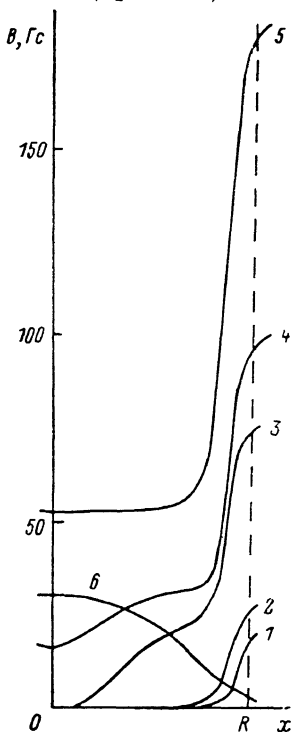


Рис. 1. Радиальное распределение магнитной индукции в цилиндрическом образце при различных значениях внешнего поля.

$H, \text{ Э: } 1 - 21, 2 - 28, 3 - 80, 4 - 105, 5 - 190, 6 - 0$. Переход образца в сверхпроводящее состояние происходил в нулевом внешнем поле. Кривые 1-5 получены при увеличении магнитного поля, кривая 6 - при его уменьшении.

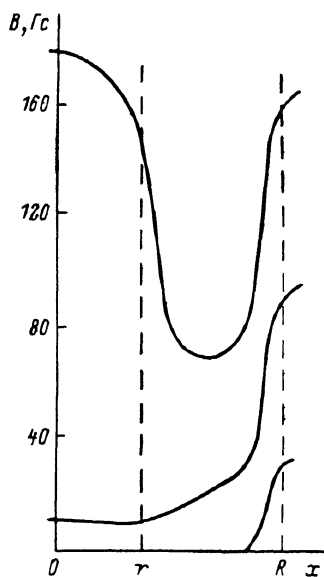


Рис. 2. Распределение магнитной индукции в цилиндрическом образце с отверстием в центре.

R - радиус цилиндра, r - радиус отверстия.

довательно, и градиентов плотности магнитного потока (кривая 6).

На рис. 2 показано распределение магнитной индукции для образца, имеющего сквозное отверстие вдоль оси и охлажденного в отсутствие магнитного поля. В области $H < H^*$ индукция магнитного поля в отверстии, как и в объеме сверхпроводника, равна нулю (кривая 1). В интервале $H^* < H < H^{**}$ индукция в отверстии близка к индукции на внутренней поверхности образца (кривая 2). При $H > H^{**}$ индукция в отверстии мало отличается от индукции внешнего поля (кривая 3). Отсюда можно сделать вывод, что заметные по величине макроскопические экранирующие токи существуют лишь в области $H < H^{**}$.

Отметим, что естественным масштабom длины в наших экспериментах является размер датчика Холла или близкое ему по величине расстояние между сверхпроводящими цилиндрами. Меньшие по размерам особенности пространственного распределения магнитной индукции не регистрируются в эксперименте и могут в наших условиях считаться микроскопическими.

На рис. 3 показана кривая намагничивания исследуемого образца. Цифрами на кривой отмечены состояния, распределения магнитной индукции для которых приведены на рис. 1. Особенности представленной кривой хорошо коррелируют с особенностями распределения магнитной индукции в образце. Значению H^* здесь соответствует граница начального линейного участка кривой, характерного для идеального диамагнетизма. При $H \geq H^*$ наблюдается уменьшение магнитного момента, обусловленное отмечавшимся выше быстрым проникновением магнитного потока в образце. В области $H \sim H^{**}$ кривая намагничивания выходит на второй линейный участок.

Кривые $B(x)$ (рис. 1) позволяют оценить плотность и распределение макроскопических экранирующих токов в исследуемом керамическом образце. В слабых полях экранирующие токи сконцентрированы в тонком поверхностном слое образца. Их плотность, по грубым оценкам, превосходит 10^3 А/см².

В области $H^* < H < H^{**}$ критические токи заполняют сечение сверхпроводника. Их плотность также можно оценить по кривым рис. 1, а.

Возникающие при этом трудности связаны с тем, что уравнение $j = (c/4\pi) \text{rot } B$, которое может быть использовано в данном случае, оп-

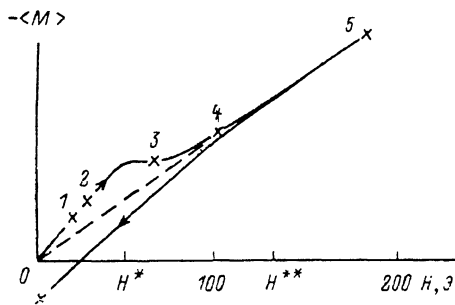


Рис. 3. Кривая намагничивания исследуемого цилиндрического образца.

Цифрами на кривой отмечены состояния, распределение индукции для которых показано на рис. 1.

ределяет полную плотность тока, включающую, помимо интересующей нас плотности токов проводимости $j_{\text{вп}}$, плотность токов намагничивания (микроскопических токов) $j_m = c \text{rot } M$ [3]. Поэтому для решения поставленной задачи необходима дополнительная информация, позволяющая определить намагниченность M в каждой точке образца. Такую информацию дают приведенные выше экспериментальные кривые. В области $H > H^{**}$ наблюдается линейная зависимость $\langle M \rangle = -\alpha H$ (рис. 3). Величина $4\pi\alpha$ в нашем случае может рассматриваться как относительное содержание сверхпроводящей фазы в образце. Макроскопические экранирующие токи в этой области магнитных полей отсутствуют ($j_{\text{вп}} = 0$); см. выше. Магнитный момент образца связан здесь с наличием микроскопических токов, которые, согласно существующим представлениям, можно отождествить с экранирующими токами отдельных сверхпроводящих гранул. Отсюда $\langle M \rangle = M$ и $M = -\alpha B / (1 - 4\pi\alpha)$. Примем, что эта зависимость распространяется и на область более слабых полей $H^* < H < H^{**}$, отличающуюся лишь наличием объемных макроскопических токов, связанных с появлением слабых связей между отдельными сверхпроводящими гранулами. В результате получаем простое соотношение $j_{\text{вп}} = c [4\pi(1 - 4\pi\alpha)]^{-1} \text{rot } B$, использование которого дает оценку максимальной плотности объемных макроскопических токов $j_{\text{вп}} \leq 10^2$ А/см². Полученное соотношение показывает также, что, несмотря на значительный скачок индукции на поверхности образца, плотность поверхностных токов в области $H^* < H < H^{**}$ оказывается значительно ниже, чем в области $H < H^*$.

В области $H > H^{**}$ использованный метод не выявляет существенных флуктуаций магнитной индукции в центральных участках образца. В этих условиях керамический образец представляет систему сверхпроводящих гранул, связи между которыми подавлены магнитным полем. Общий объем сверхпроводящих гранул составляет приблизительно 70 % объема образца, а их характерный размер оказывается существенно меньше размеров датчика Холла и ширины щели между исследуемыми цилиндрами.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты подтверждают справедливость предложенной ранее в ряде работ модели сверхпроводящей керамики (см., например, [4]), основные положения которой были сформулированы выше. Из полученных данных следует, что пространственное распределение критической плотности тока существенно неоднородно. Поверхностные токи могут вносить существенный вклад в токонесущую способность сверхпроводящей керамики. Отсюда следует, что определение $j_{кр}$ как усредненного по сечению образца критического тока является некорректным.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Де Жен П.* Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. 279 с.
- [2] *Sava R. J., van Dover R. B., Batlog B., Rietman E. A.* Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 408—410.
- [3] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 622 с.
- [4] *Пан В. М., Прохоров В. Г., Каминский Г. Г.* и др. ФНТ, 1987, т. 13, № 8, с. 861.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию
22 февраля 1988 г.