

ОСОБЕННОСТИ ЗАХВАТА МАГНИТНОГО ПОТОКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫМИ СВЕРХПРОВОДНИКАМИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Е. В. Блинов, П. П. Кулешов, М. Г. Семенченко,
Ю. П. Степанов, В. Г. Флейшер

Как известно, в сверхпроводниках второго рода после выключения намагничивающего поля H может сохраняться остаточный магнитный поток, величина которого определяется дефектностью образца [1]. Ниже приводятся результаты исследования явления захвата магнитного потока в монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ после выключения слабого намагничивающего поля H (0.5—240 Э). При этом охлаждение ниже T_c осуществлялось как в нулевом поле (ОНП), так и в намагничивающем поле (ОП).

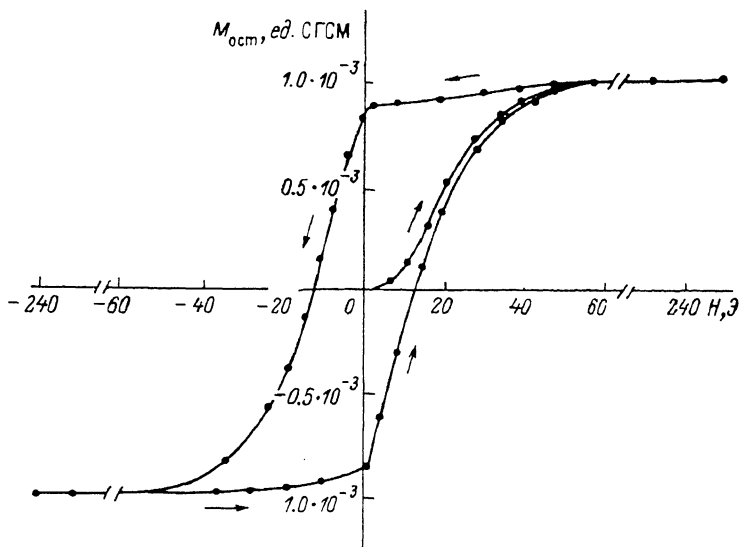


Рис. 1. Зависимость остаточного магнитного момента $M_{ост}$ от величины намагничивающего поля.

Остаточная намагниченность существенно различается при ОНП и ОП в области слабых полей, однако влияние условий охлаждения уменьшается с ростом поля H и при $H \geq 50$ Э остаточная намагниченность практически не зависит от этих условий.

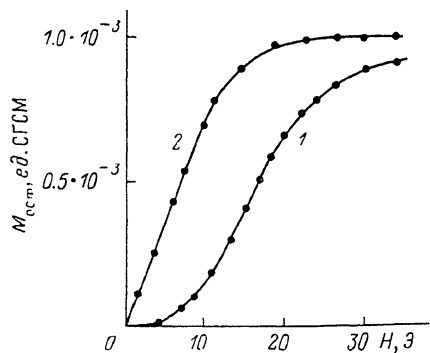
Намагниченность регистрировалась с помощью квантового магниточувствительного датчика (МЧД) с оптической ориентацией атомов, помещенного в экранированный от внешнего магнитного поля соленоид [2]. Индукция B_0 поля, создаваемого соленоидом, составляла 0.08 Гс, уровень остаточных вариаций не превышал 10^{-6} Гс.

Процедура измерений остаточной намагниченности состояла в следующем. После выключения намагничивающего поля H образец переносился в соленоид и устанавливался в дальней зоне относительно МЧД. Для отделения сигнала, связанного с остаточным потоком, от сигнала диамагнитного экранирования в измерительном поле 0.08 Гс измерения производились при двух отличающихся на 180° ориентациях образца.

На рис. 1 представлена зависимость остаточного магнитного момента $M_{ост}$ от намагничивающего поля H для монокристаллического образца $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с размерами $2 \times 1 \times 0.02$ мм. Поле H ориентировалось по нормали к поверхности кристалла. Кривая начального намагничивания и

петля гистерезиса получены после однократного охлаждения образца в нулевом поле. Начиная с полей $H \geq 50$ Э величина $M_{ост}$ перестает изменяться с ростом намагничивающего поля вплоть до его максимального, использованного в эксперименте, значения $H=240$ Э. При циклических изменениях поля H величина $M_{ост}$ изменяется вдоль приведенной на рис. 1 петли гистерезиса.

Особый интерес представляет область слабых полей, где наблюдается резкое отличие начальных участков кривых $M_{ост}(H)$, соответствующих ОНП и ОП. На рис. 2 кривая 1 (ОНП) получена при однократном охлаждении образца в нулевом магнитном поле. Каждая точка на кривой 2 (ОП) получена после отогрева образца выше T_c с его последующим охлаждением



в поле H . В области полей $H \geq 50$ Э кривые 1 и 2 выходят на одно и то же плато.

Отклонение кривой 1 (ОНП) от нулевой линии, превышающее остаточные вариации прибора, наблюдается после намагничивания в поле $H \geq 7$ Э. Однако захват потока удается наблюдать уже начиная с по-

Рис. 2. Начальный участок кривых намагничивания.

лей $H=0.5$ Э, если охлаждение производится в намагничивающем поле (кривая 2).

Отметим, что характерные черты зависимостей $M_{ост}(H)$ (рис. 1 и 2) — резкое различие начальных участков при ОНП и ОП, гистерезис остаточной намагниченности, ее постоянство в больших полях — наблюдались также на керамических и тонкопленочных образцах. В случае керамических образцов удалось наблюдать захват потока после охлаждения в поле $H=0.005$ Э.

Интересная особенность монокристалла связана с сильной анизотропией захвата потока. Даже при почти параллельной ориентации поверхности кристалла полю H остаточная намагниченность оказывается направленной вдоль нормали к этой поверхности (вдоль оси C).

В отличие от керамических образцов в монокристалле наблюдается кризис потока. Величина $M_{ост}$, соответствующая области плато (рис. 1), уменьшается примерно на 10 % за первый час наблюдения. В керамическом же образце, за которым велось наблюдение в течение более двух месяцев, не было обнаружено заметного уменьшения остаточной намагниченности.

Предполагая, что наблюдаемый эффект в монокристалле связан с пиннингом вихрей магнитного потока [3], следует обратить внимание на малую величину поля H_{c1} , при котором в монокристалле становится энергетически выгодным образование вихрей. Если принять, что при ОП (кривая 2 на рис. 2) захват потока в области малых полей связан с образованием вихрей, получим оценку $H_{c1}^{ОП} \leq 0.5$ Э.

Отметим, что максимальная остаточная индукция (~ 10 Гс), которая была оценена по величине $M_{ост}(H)$, соответствует средней плотности вихрей $\sim 5 \cdot 10^7$ см $^{-2}$. Эта максимальная плотность «замороженных» вихрей характеризует некоторую «емкость» кристалла, определяющую его способность удерживать магнитный поток после выключения намагничивающего поля.

Все приведенные выше экспериментальные результаты согласуются с представлением о пиннинге вихрей вдоль осей двойникования в монокристалле.

Авторы благодарны Б. П. Захарчене за обсуждение работы и С. М. Стишову за предоставление монокристалла.

Л и т е р а т у р а

- [1] Сан Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводники второго рода. М.: Мир, 1970. 364 с.
- [2] Блинов Е. В., Дмитриев С. П., Кулешов П. П., Окуневич А. И. Тез. докл. Всес. семинара по оптической ориентации атомов и молекул. Л., 1986. 54 с.
- [3] Винников Л. Я., Гуревич Л. А., Емельченко Г. А., Осипьян Ю. А. Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, № 2, с. 109—111.

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

Поступило в Редакцию
28 марта 1988 г.
