

ВИХРЕВАЯ СТРУКТУРА В МОНОКРИСТАЛЛАХ BSCCO (2212) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА

*Л.Я.Винников, М.В.Дугаев, Й.Маркл**

*Институт физики твердого тела РАН
1424342 Черногловка, Московской обл., Россия*

**Physical Institute III of the University Erlangen - Nuerenberg
D-91058 Erlangen, Germany*

Поступила в редакцию 22 декабря 1995 г.

После переработки 1 февраля 1996 г.

Развит метод наблюдения вихревой структуры, формирующейся при разных температурах с помощью техники декорирования. Обнаружены особенности, обусловленные влиянием объемного пиннинга и геометрического барьера в тонких монокристаллах BSCCO (2212).

PACS: 74.60.Ec, 74.60.Ge, 74.72.Hs

1. Открытие высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) пробудило интерес к исследованию вихревой структуры. Декорирование поверхности сверхпроводника II рода дисперсными ферромагнитными частицами является эффективным способом изучения смешанного состояния. В частности, методом декорирования были измерены такие фундаментальные величины, как квант магнитного потока, который оказался равным $\Phi_0 = hc/2e$ [1,2], и анизотропия эффективных масс носителей в YBCO [3,4]. Однако особенности вихревой структуры, обусловленные собственно широким температурным интервалом существования смешанного состояния в ВТСП, не могли быть исследованы, поскольку температура, при которой формировалась вихревая структура, оставалась неизвестной. Дело в том, что подавляющее большинство экспериментов, выполненных техникой декорирования, оказывалось успешным только в режиме замороженного потока – охлаждения образца в магнитном поле из нормального состояния "field cooling", а температура декорирования T ограничивалась областью гелиевых температур. Предполагается, что наблюдаемая в результате декорирования вихревая структура соответствует температуре, близкой к T_{irr} – температуры начала необратимого поведения кривой намагниченности [5]. Основным препятствием для декорирования при повышенных температурах является необходимость выполнения следующего условия: энергия магнитного взаимодействия должна превосходить тепловую энергию частиц, $(p, \text{grad})H > 3kT$ [6], где p – магнитный момент частицы, H – магнитное поле, k – константа Больцмана. Грубые оценки показывают, что порог лежит в области нескольких десятков градусов К. Тем не менее, представляется весьма блазнительным использовать технику декорирования для прямого изучения вихревых структур при повышенных температурах, поскольку большинство экспериментальной информации о фазовой (H, T) -диаграмме вихревого состояния является косвенным. В то же время, теория предполагает большое разнообразие как термодинамически равновесных, так и неравновесных состояний вихревых структур в ВТСП [7]. Описанная ниже методика может конкурировать с развитыми в последнее время методами прямого наблюдения

вихревых структур, такими как лорентцовая микроскопия [8] или сканирующая туннельная микроскопия [9].

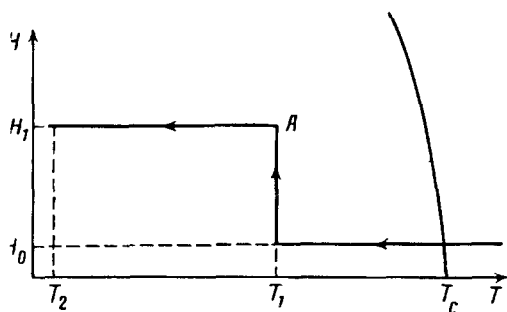


Рис.1. Схема охлаждения образцов перед декорированием

2. В настоящей работе предлагается для изучения вихревых структур, формирующихся при разных температурах, использовать метод закалки. Процедура заключается в охлаждении образца из нормального состояния в небольшом (пробном) магнитном поле H_0 до температуры T_1 , при которой вводится поле H_1 , а затем, после некоторой выдержки при T_1 , образец быстро охлаждается до гелиевой температуры T_2 – температуры декорирования (рис.1). Если магнитное поле H_1 не проникает в образец, после декорирования должен наблюдаться только замороженный поток с индукцией $B = \mu H_0$. В противоположном случае в результате перестройки вихревой структуры должна наблюдаться фаза с индукцией $B_1 < \mu H_1$. Таким образом, смысл этой процедуры в том, что она позволяет по меньшей мере получить верхнюю оценку температуры, при которой сформировался вихревой массив. Поскольку с понижением температуры подвижность вихрей должна падать, а сила пиннинга увеличиваться, можно надеяться, что наблюдаемая в результате декорирования вихревая структура будет соответствовать точке А (рис.!). Естественно, равновесность вихревой фазы будет зависеть от совершенства и геометрии образца, от кинетических факторов, но, в принципе, предложенная методика открывает возможность прямого изучения некоторого участка фазовой (H, T) -диаграммы, доступного для метода декорирования. Если время выдержки в точке $A(H_1, T_1)$ достаточно для установления стационарного состояния, то при закалке (быстром охлаждении) можно надеяться, что наблюдаемая при температуре декорирования T_2 вихревая структура близка к термодинамически равновесному состоянию для совершенного образца. В то же время, этот способ позволяет изучать метастабильные стационарные состояния (проникновение потока в образцах с пиннингом, крипп потока и тому подобное).

Исследовались монокристаллы BSCCO, поверхность которых очищалась перед декорированием скальванием поверхностного слоя. Декорирование [2] осуществлялось в основном при гелиевой температуре T_2 , но в отдельных экспериментах удавалось наблюдать вихревую структуру при температуре $T_2 = 25\text{K}$. Эксперимент проводился в криостате с внешним нормальным соленоидом во вставке с медным держателем образца и теплопроводом на сапфировой трубке, что позволяло регулировать температуру образца в интервале 4–80 К и охлаждать образец со скоростью не менее 50 К/мин. Декорирование проводилось после различной магнитной предыстории, варьировались температуры T_1 от 4 до 80 К и магнитное поле H_1 от 40 до 80 Э, а пробное поле было неизменным – $H_0 = 10\text{Э}$. Также варьировалось время выдержки при темпера-

туре T_1 (0.5–7 мин) (в точке А на рис.1). Визуализация вихревой структуры осуществлялась в оптическом или сканирующем электронном микроскопах. Использование оптического микроскопа (Olimpus МН-3) с разрешением лучше 0.5 мкм позволяло изучать вихревые структуры в полях до 100 Э.

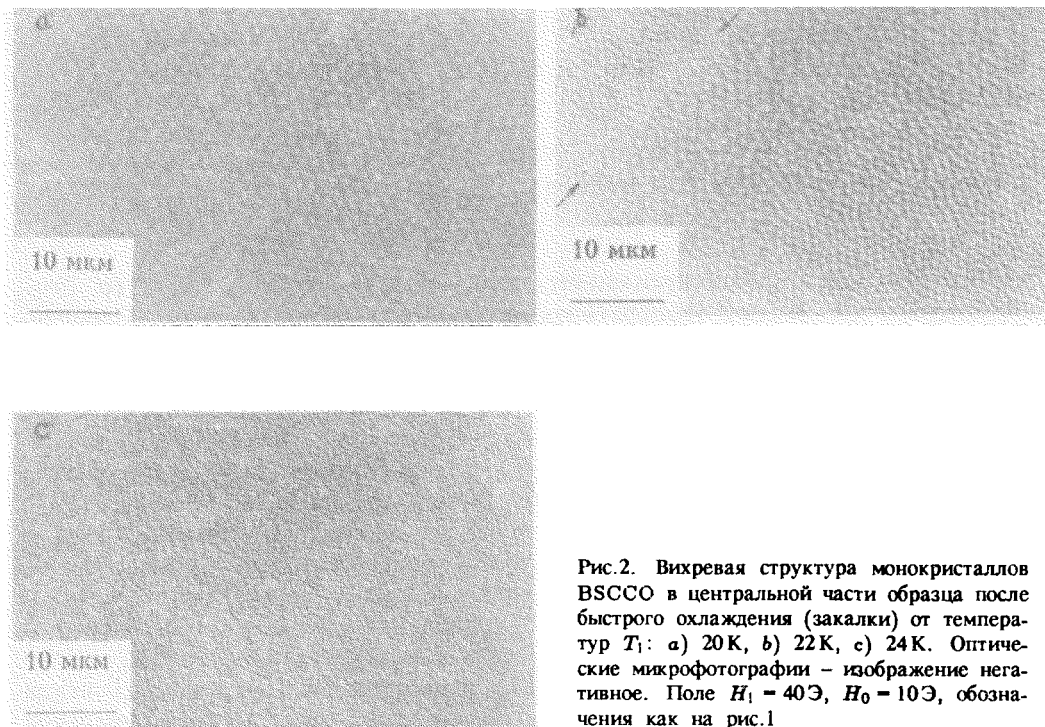


Рис.2. Вихревая структура монокристаллов BSCCO в центральной части образца после быстрого охлаждения (закалки) от температур T_1 : а) 20 К, б) 22 К, в) 24 К. Оптические микрофотографии – изображение негативное. Поле $H_1 = 40$ Э, $H_0 = 10$ Э, обозначения как на рис.1

3. Результаты эксперимента сводятся к следующему. При охлаждении (закалке) по режиму: $T_1 < 20$ К, $H_0 = 10$ Э, $H_1 = 40$ Э (рис.1) наблюдается по всей поверхности образца вихревая решетка с индукцией $B_0 = 10$ Гс (рис.2а). Это означает, что ниже 20 К внешнее магнитное поле $H_1 = 40$ Э не проникает в образец, а наблюдаемый замороженный поток B_0 был захвачен при более высоких температурах.

В интервале температур T_1 от T_c до примерно 40 К наблюдается вихревая решетка только с индукцией $B_1 = 40$ Гс, из чего следует, что происходит перестройка вихревой структуры при температурах не выше, чем соответствующая T_1 . При выдержке до 7 мин при T_1 (время охлаждения до температуры T_2 на порядок меньше) наблюдается достаточно совершенная треугольная решетка.

В интервале температур $T_1 = 20 - 40$ К обнаруживается более сложная неоднородная вихревая структура. Наблюдалось сосуществование участков вихревой структуры с индукцией $B_0 \approx 10$ Гс и $B_1 \leq 40$ Гс, связанных плавными градиентами B (рис.2б) или разделенных мейсснеровскими областями. Причем, при температурах, близких к $T_1 = 20$ К, вихревая решетка с индукцией $B_1 = 40$ Гс сильно разупорядочена (рис.2с). Также наблюдался необычный (противоположный предполагаемому в модели Бина) градиент плотности вихрей у края образца (рис.3). Помимо отмеченных особенностей вихревой решетки, во всем исследованном интервале температур на многих образцах наблюдалась

повышенная плотность вихрей (полосы) вдоль направления $\langle 100 \rangle$, аналогичная отмеченной стрелками на рис.2б. По-видимому, эти неоднородности связаны с пиннингом на плоских дефектах типа обнаруженных ранее [10].

4. Прежде всего заметим, что внешний магнитный поток не проникает в образец ниже $T_1 = 20$ К не вследствие геометрических причин. Оцененное из размагничивающего фактора и нижнего критического поля $H_{c1}(T)$ поле проникновения H_p [11] во всем исследованном интервале температур меньше $H = 40$ Э и, в частности, при $T = 20$ К составляет $H_p = 13$ Э. Наиболее вероятной причиной может служить резкое возрастание объемного пиннинга при низких температурах [12].

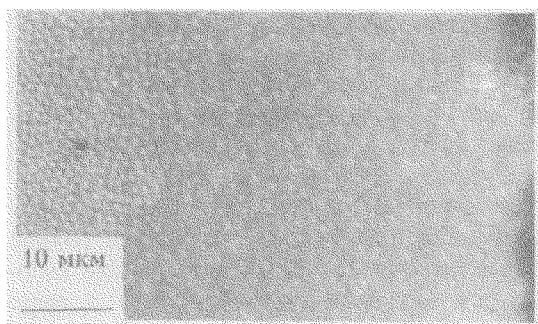


Рис.3. Вихревая структура у края образца ($T_1 = 22$ К, $H_1 = 40$ Э, $H_0 = 10$ Э). Оптическая микрофотография – изображение негативное. Край образца – справа

В интервале температур T_1 от T_c до приблизительно 40 К обусловленная слабым объемным пиннингом подвижность вихрей настолько высока, что за время выдержки несколько минут при T_1 успевает произойти полная перестройка вихревой структуры. Принимая во внимание, что с понижением температуры подвижность вихрей падает, можно полагать, что наблюдаемая после быстрого охлаждения (закалки) вихревая решетка соответствует температуре T_1 . Это утверждение справедливо, если T_1 ниже или равна температуре плавления $T_{пл}$ вихревой решетки. При T_1 выше, чем $T_{пл}$ вихревой решетки, наблюдаемая закаленная структура магнитного потока, по-видимому, соответствует "кристаллизации" вихревой решетки вблизи $T_{пл}$, которую часто отождествляют с точкой на кривой необратимого поведения намагниченности от температуры (irreversibility line). В настоящее время трудно оценить возможность наблюдения закаленной "вихревой жидкости". Во всяком случае, при максимально достижимой в нашем эксперименте скорости охлаждения ≈ 120 К/мин всегда наблюдалась вихревая решетка. Попытки наблюдения вихревой структуры, когда декорирование осуществлялось при той же температуре, при которой вводилось магнитное поле $T_1 = T_2$, показали, что вихревую решетку можно наблюдать по крайней мере до $T_2 = 25$ К ($H_1 = 40$ Э). Это существенно более высокая температура наблюдения вихревой решетки для монокристаллов BSCCO, чем сообщалось ранее [13]. Нам представляется, что перестройка вихрей в исследованном интервале температур и полей происходит в "твердой" фазе, то есть ниже $T_{пл}$, что не противоречит другим экспериментальным данным о фазовой (H, T)-диаграмме BSCCO [8,11].

В промежуточной области температур 20–40 К формирующаяся вихревая структура, по-видимому, определяется совместным влиянием геометрического (краевого, поверхностного) барьера и объемного пиннинга. Вихри, движущиеся в образце в виде пластинки от края к центру, термоактивационно преодолевают центры пиннинга, которые определяют объемный критический ток. Этот

ток ответственен за биновский градиент индукции (плотности вихрей), а именно, плотность должна уменьшаться от края к центру для бесконечного параллельного полю цилиндра. Наблюдаемый на наших образцах противоположный биновскому по знаку градиент плотности вихрей означает, что объемный пиннинг в указанном интервале температур достаточно мал и основную роль в распределении вихрей играет геометрический фактор [11,12,14], то есть пространственно распределенный экранирующий мейсснеровский ток ответствен за скопление вихрей в центре образца (рис.3). Проникающий с краев магнитный поток эффективно изменяет размагничивающий фактор в каждый момент времени, что приводит к перераспределению экранирующих мейсснеровских токов. По-видимому, этой причиной можно объяснить наблюдения мейсснеровских областей (или областей минут) при температуре T_1 . Поскольку к тому же магнитный поток проникает пространственно неоднородно из-за неровностей края (рис.3) и дефектов в объеме образца, возникает сложная картина "динамического промежуточного состояния" – сосуществования мейсснеровских доменов и областей с разной плотностью вихрей. Эти структуры будут более подробно описаны позднее в другом месте.

Таким образом, с разрешением отдельных вихрей наблюдалась структура магнитного потока в тонких монокристаллах BSCCO, обусловленная разной термомагнитной предьсторией. Используемый метод позволяет оценить сверху температуру, при которой формируется вихревая структура, что в свою очередь открывает возможности исследования фазовой (H, T)-диаграммы с помощью метода декорирования. Особенности вихревой структуры, образующейся в результате проникновения магнитного потока в разных температурных интервалах, по-видимому, связаны с конкуренцией геометрического барьера, влияние которого превалирует при повышенных температурах, и объемного пиннинга, который препятствует проникновению потока при низких температурах.

Авторы выражают благодарность Л.Г.Исаевой и Н.С.Степакову за помощь в работе, Г.Заеманну-Ищенко и П.Мюллеру за поддержку и стимулирующий интерес. Настоящая работа выполнялась в рамках Российской государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость" (проект 93212) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 95-02-05881), а также поддержана грантами МНФ НКХ000 и НКХ300.

-
1. P.L.Gammel, D.J.Bishop, G.J.Dollan et al., *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2952 (1987).
 2. Л.Я.Винников, Л.А.Гуревич, Г.А.Емельченко и др., *Письма в ЖЭТФ* **47**, 109 (1988).
 3. Л.Я.Винников, Л.А.Гуревич, И.В.Григорьева и др., *Письма в ЖЭТФ* **49**, 83 (1989).
 4. G.J.Dollan, F.Holtzberg, C.Field et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2184 (1989).
 5. D.J.Bishop, P.L.Gammel, C.A.Murray, *The Vortex State, Series C: Mathematical and Physical Sciences*, **436**, Eds. N.Bontemps et al., Kluwer Academic Publishers, 99 (1994).
 6. H.Trauble and U.Essmann, *Phys. Stat. Sol.* **18**, 813 (1966).
 7. G.Blatter, M.V.Feigelman, V.B.Geshkenbein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
 8. K.Harada, T.Matsuda, H.Kasai et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3371 (1993).
 9. H.F.Hess, B.Robinson, R.C.Dynes et al., *Phys. Rev. Lett.* **69**, 214 (1989).
 10. Л.Я.Винников, Л.А.Гуревич, Ю.И.Латышев и др., *Письма в ЖЭТФ* **57**, 247 (1993).
 11. E.Zeldov, D.Majer, M.Konczykowski et al., *Europhys. Lett.* **30**, 367 (1995).
 12. M.V.Indenbom, H.Kronmuller, T.W.Li et al., *Physica C* **222**, 203 (1994).
 13. R.N.Kleinman, P.L.Gammel, L.F.Schneemeyer et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2331 (1989).
 14. E.Zeldov, A.I.Larkin, V.B.Geshkenbein et al. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).