

АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ С ПОНИЖЕННЫМ СОДЕРЖАНИЕМ КИСЛОРОДА

В.Н.Зверев¹⁾, Д.В.Шовкун, И.Г.Науменко

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 8 июля 1998 г.

После переработки 14 июля 1998 г.

При исследовании анизотропии электросопротивления монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с пониженным по отношению к оптимальному содержанием кислорода обнаружено, что сверхпроводящий переход для компоненты тензора электросопротивления ρ_c смещен в область более низких температур по отношению к переходу для компоненты ρ_{ab} . Аналогичное смещение наблюдается и для перехода, имеющего место в температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости.

PACS: 74.25.Fy, 74.72.Bk

Купратные высокотемпературные сверхпроводники являются высоко анизотропными слоистыми соединениями, характеризующимися наличием CuO_2 плоскостей, которые, как считается, ответственны за сверхпроводимость.

В работе [1] при изучении температурных зависимостей сопротивления и магнитной восприимчивости монокристаллов $Bi_2Sr_3Ca_xCu_2O_{8+y}$ было обнаружено, что температура сверхпроводящего перехода была выше примерно на 40 К в случае, когда ток протекал вдоль CuO_2 слоев ($\mathbf{j} \perp \mathbf{c}$, здесь \mathbf{c} - направление кристаллографической оси, перпендикулярное слоям), чем в случае, когда ток был перпендикулярен слоям ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{c}$).

Аналогичное поведение слоистых сверхпроводников теоретически предсказывал Фридель [2], который предложил специфический механизм "разрастания" кольцевых джозефсоновских вихрей в некотором диапазоне температур $T_f < T < T_c$ ниже T_c , который должен подавить в этом диапазоне сверхпроводимость поперек CuO_2 слоев. По предположению Фриделя, такой интервал температур должен существовать в любом слоистом сверхпроводнике, который описывается моделью стопки сверхпроводящих плоскостей, между которыми имеются джозефсоновские связи. Температура T_f , выше которой эти связи разрываются, является температурой перехода Фриделя.

Позднее Коршунов и Родригез [3] указали на ошибку в расчетах Фриделя и показали, что в идеальном кристалле такой механизм не реализуется. Однако недавно в работе [4] теоретически было показано, что переход Фриделя может происходить, если отказаться от предположения об идеальности слоев и считать, что имеется некоторое случайное распределение по сверхпроводящим свойствам слоев. Конкретнее, предполагалось, что в кристалле имеются слои двух типов с разными параметрами $J_{||}$, характеризующими константу связи внутри слоя в анизотропной 3D XY-модели. Переход Фриделя получался только в случае, когда распределение таких слоев в кристалле было не периодическим, а случайным.

¹⁾ e-mail: zverev@issp.ac.ru

Причина обнаруженного в работе [1] смещения сверхпроводящего перехода установлена не была. В принципе, к смещению перехода может привести какая-либо макроскопическая неоднородность образца, но, возможно, наблюдаемое явление было обусловлено переходом Фриделя. В любом случае такое поведение является следствием слоистой структуры исследованных монокристаллов. В связи с этим представляет интерес наблюдение смещения перехода в других слоистых сверхпроводниках.

В настоящей работе для исследования мы выбрали монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO). Исходно, при оптимальном допировании $x \approx 0.05$, этот сверхпроводник обладает гораздо меньшей анизотропией, чем висмутовые или таллиевые купратные сверхпроводники, но при уменьшении содержания кислорода степень анизотропии резко возрастает. Поведение YBCO при изменении содержания кислорода обратимо и неплохо изучено. Поэтому мы попытались обнаружить смещение сверхпроводящего перехода при разной ориентации тока относительно CuO_2 слоев при уменьшении содержания кислорода в высококачественном (в исходном состоянии) монокристалле.

В эксперименте измерялась анизотропия электрического сопротивления и динамической магнитной восприимчивости монокристаллов YBCO, имеющих форму пластин размером примерно $2 \times 1 \times 0.05$ мм, для которых кристаллографическое направление c совпадало с нормалью к плоскости пластины.

Монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ были выращены в ZrO_2 тигле по методике, описанной в работе [5]. Суммарное содержание примесей в образцах, оказавшееся ниже 0.005%, было определено методом индуктивно-связанной плазмы, состоявшем в масс-спектрометрическом анализе аргоновой плазмы с испаренным образцом, зажигаемой высокочастотным индуктором.

После отжига при 500°C в кислороде образцы имели узкий сверхпроводящий переход с $T_c \approx 92$ К и шириной перехода менее 0.5 К. Необходимое пониженное содержание кислорода достигалось выбором температуры отжига образца (до 820°C) на воздухе при атмосферном давлении и последующей закалкой в жидком азоте в соответствии с данными работ [6–8]. Образцы отжигались в кварцевой ампуле и засыпались порошком YBCO для сохранения высокого качества поверхности. Мы не принимали специальных мер для раздвоения образцов.

Для измерения вещественной части динамической магнитной восприимчивости χ образец помещался внутрь пары коаксиальных катушек диаметром 6 мм, одна из которых служила для возбуждения переменного магнитного поля, а другая была измерительной. Рядом располагалась идентичная пара катушек, которая использовалась для компенсации сигнала в отсутствие образца. С помощью стандартной схемы синхронного детектирования измерялась составляющая сигнал разбаланса, пропорциональная вещественной части наведенного магнитного момента M образца в переменном магнитном поле частоты 10^5 Гц: $M = \chi hV$. Здесь h – амплитуда магнитного поля в катушке, V – объем образца. Амплитуда поля h выбиралась малой, такой, чтобы сигнал был линеен по h , и составляла 0.1 Э. Образец в катушке располагался либо перпендикулярно магнитному полю ($c \parallel h$), либо параллельно ($c \perp h$). Для этого он приклеивался на разные грани сапфирового стержня, имевшего форму прямоугольного параллелепипеда. Компоненту восприимчивости, измеряемую в первом случае, мы обозначим χ_{ab} , поскольку кольцевые токи при этом текут только в плоскости CuO_2 слоев, во втором – χ_c , так как в этом случае токи обязаны замыкаться, проходя часть пути перпендикулярно слоям.

Образец и размещенные рядом термометр и нагреватель помещались внутри стеклянного дьюара, который погружался в жидкий гелий вверх дном. Измерительные катушки наматывались на внешней поверхности дьюара и во время измерений всегда находились при температуре жидкого гелия. Для предотвращения температурного градиента образец помещался в сапфировый контейнер.

Для исследования электрического сопротивления анизотропных монокристаллов использовалась четырехконтактная методика [9], при которой две пары контактов помещались друг против друга на противоположных сторонах образца (см. вставку на рис.1). Контакты изготавливались нанесением капель серебряной пасты на поверхность образца, которые затем "вжигались" путем нагрева образца на воздухе при температуре 400°C . Последующие манипуляции с образцом (отжиг, перемонтаж образца) не изменяли свойств контактов. Характерный размер контактов не превышал 0.3 мм, точность совмещения контактов друг против друга на противоположных сторонах образца была не хуже 0.05 мм.

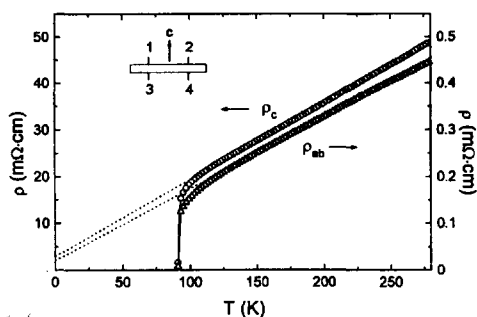


Рис.1. Температурная зависимость компонент ρ_{ab} и ρ_c удельного сопротивления исходного монокристалла YBCO. Пунктир – экстраполяция линейной части температурных зависимостей удельного сопротивления к нулевой температуре. На вставке показана геометрия контактов

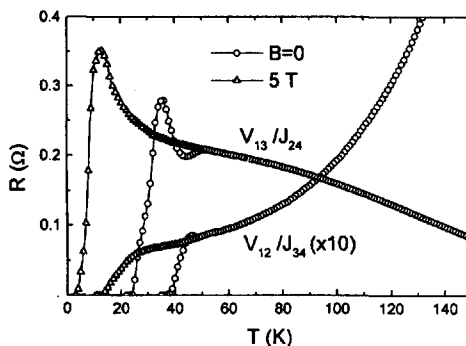


Рис.2. Температурная зависимость $R_{ab}(T)$ ($j \perp c$) и $R_c(T)$ ($j \parallel c$) в отсутствие магнитного поля (\circ) и в магнитном поле 5 Тл (Δ)

Из результатов двух измерений $R_{ab} = V_{12}/J_{34}$ и $R_c = V_{13}/J_{24}$ численным счетом по формулам работы [9] можно было вычислить компоненты тензора электросопротивления в плоскости слоев ρ_{ab} и по нормали к ним ρ_c в предположении бесконечного размера образца. Это условие ограничивало применимость данного метода при большой величине анизотропии $\eta = \rho_c/\rho_{ab}$. В наших экспериментах вычисления ρ_{ab} и ρ_c производились лишь для исходного образца с оптимальным содержанием кислорода, когда величина η была порядка 10^2 . На образцах с пониженным содержанием кислорода, в которых анизотропия была значительно выше, мы приводим лишь значения R_{ab} и R_c .

В настоящей работе мы подробно исследовали два образца. В целом поведение их было сходным, хотя и отличалось в деталях. Образец, данные для которого приводятся в настоящей работе, при температуре $T = 300\text{ K}$ в состоянии с оптимальной концентрацией кислорода имел значения ρ_{ab} и ρ_c , равные соответственно 460 мкОм-см и 48 мОм-см, которые линейно (но не слишком близко к $T_c \approx 92\text{ K}$) падали при понижении температуры (рис.1).

Далее образец подвергался отжигу при заданной температуре, приводящему к понижению концентрации кислорода, после чего измерялись температурные зависимости сопротивления R_{ab} , R_c и восприимчивости χ_{ab} , χ_c . Затем процедура повторялась при более высокой температуре отжига вплоть до температуры $\sim 820^\circ\text{C}$, при которой образец переставал быть сверхпроводником [8].

На рис.2 представлены температурные зависимости $R_{ab}(T)$ и $R_c(T)$ для образца, отожженного при 790°C в течении 35 ч. Как видно из рисунка, сопротивления $R_{ab}(T)$ и $R_c(T)$ при понижении температуры обращаются в нуль не одновременно: вначале при $T_1 \simeq 40$ К обращается в нуль R_{ab} , при этом $R_c(T)$ возрастает, достигая максимума примерно в той точке, где обращается в нуль величина $R_{ab}(T)$, а затем начинает падать и становится равной нулю при $T_2 \simeq 30$ К, то есть при температуре примерно на 10 К ниже. Такое неодновременное обращение в нуль R_{ab} и R_c начиналось только тогда, когда T_c образца падала ниже $\approx 60^\circ\text{C}$, и наблюдалось для обоих исследованных образцов, хотя величина температурного интервала ΔT , где $R_{ab} = 0$, а $R_c > 0$, была разной.

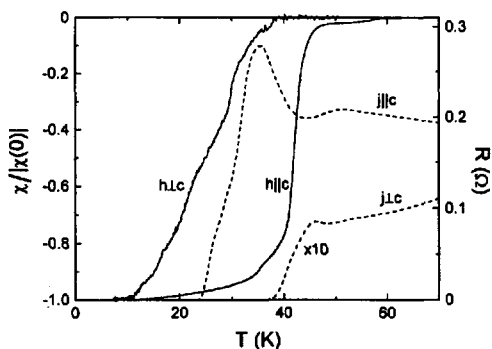


Рис.3. Сравнение температурной зависимости нормированной динамической восприимчивости (сплошные кривые) и сопротивления (штриховые кривые) в области сверхпроводящего перехода

Этот же эффект наблюдался и на температурных зависимостях динамической магнитной восприимчивости, измеренных при двух различных ориентациях переменного магнитного поля h вдоль (χ_{ab}) и поперек (χ_c) оси c (рис.3). Отметим, что на рис.3 представлены температурные зависимости, нормированные на восприимчивость при нулевой температуре. В эксперименте отношение $\chi_{ab}(0)/\chi_c(0) = 29$, что отражает анизотропию размагничивающего фактора образца.

Как видно из рис.2, приложение магнитного поля $B \parallel c$ приводит к понижению значений характерных температур, при которых обращается в нуль каждая из измеряемых величин $R_{ab}(T)$ и $R_c(T)$, однако различие между ними остается примерно таким же, как и при $B = 0$.

Наблюдаемое в эксперименте смещение сверхпроводящего перехода означает, что существует температурный интервал ниже T_c , в котором сверхпроводящий ток существует только в плоскости CuO_2 слоев и равен нулю в перпендикулярном направлении. Как уже отмечалось выше, такое поведение может быть проявлением перехода Фриделя, но может быть обусловлено и неоднородностью образца. Можно представить два типа неоднородностей, приводящих к наблюдаемому нами эффекту:

- 1) в образце имеются слои с более высокой T_c , разделенные слоями с более низкой T_c ;
- 2) в образце присутствуют плоские дефекты, играющие роль слабых связей между слоями, сверхток в которых возникает (из-за тепловых флуктуаций) при темпе-

ратурах меньших, чем T_c слоев (аналогичный механизм реализуется в гранулированных сверхпроводниках [10]).

Наблюдаемый нами эффект не может быть связан с дефектами второго типа. Это следует из эксперимента в магнитном поле. Действительно, внешнее магнитное поле должно разрушать слабые связи и поэтому сдвигать переход в $R_c(T)$ сильнее, чем в $R_{ab}(T)$.

Дополнительный аргумент в пользу того, что наблюдаемый эффект не обусловлен дефектами второго типа, следует из поведения динамической магнитной восприимчивости. Дело в том, что в геометрии, когда $\mathbf{h} \perp \mathbf{c}$, то есть поле параллельно слоям, плоские несверхпроводящие дефекты практически не вносят вклада в восприимчивость (если их суммарный объем мал по сравнению с объемом образца). Поэтому, хотя наличие дефектов может привести к наблюдаемому нами явлению в сопротивлении, оно не может объяснить поведения восприимчивости. По этой же причине первый тип неоднородностей может приводить к наблюдаемому явлению только в случае, когда доля более высокотемпературных слоев мала по сравнению с долей низкотемпературных слоев. В предельном случае в образце может существовать один узкий слой с высокой T_c . Хотя мы не можем исключить этого варианта, он представляется маловероятным. Более естественным было бы предположение о том, что распределение слоев по T_c является плавным. Однако в этом случае сверхпроводящие переходы при разной ориентации тока должны были бы начинаться при одной температуре, что противоречит эксперименту.

Величина температурного сдвига ΔT , наблюдаемая в эксперименте, зависела от стадии отжига образца и для двух разных образцов заметно отличалась при примерно равных T_c . Это свидетельствует о том, что неоднородность образца все же существенна. Но имеем ли мы дело с переходом Фриделя (с учетом неодинаковости CuO_2 слоев) или же явление обусловлено макроскопической неоднородностью образца, на данной стадии исследований однозначно выяснить не удалось.

Таким образом, в данной работе в кислорододефицитных монокристаллах YBCO обнаружено смещение сверхпроводящего перехода в область низких температур в случае, когда ток протекает перпендикулярно CuO_2 слоям. Возможно, это явление обусловлено переходом Фриделя в неоднородном слоистом сверхпроводнике.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру за интерес к работе и критические замечания, а также В.И.Карандашеву за помощь в проведении элементного анализа образцов. Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований 98-02-16636, и Государственной программы "Сверхпроводимость" 96-012 и 96-060.

-
1. В.Л.Арбузов, О.М.Бакунин, А.Э.Давлетшин и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 399 (1988).
 2. J.Fridel, J. Phys. (Paris) **49**, 1561 (1988).
 3. S.T.Korshunov, Europhys. Lett. **11**, 757 (1990); J.P.Rodriguez, Europhys. Lett. **31**, 479 (1995).
 4. M.Dzierzawa, M.Zamora, D.Baeriswyl, and X.Bagnoud, Phys. Rev. Lett. **77**, 3897 (1996).
 5. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, Г.А.Емельченко, И.Г.Науменко, Письма в ЖЭТФ **65**, 893 (1997).
 6. A.N.Lavrov and L.P.Kozeeva, Physica **C253**, 313 (1995).
 7. A.N.Lavrov and L.P.Kozeeva, Physica **C248**, 365 (1995).
 8. V.F.Gantmakher, L.P.Kozeeva, A.N.Lavrov и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 834 (1997).
 9. P.Schnabel, Z. Angew. Phys. **22**, 136 (1967).
 10. O.Entin-Wohlman, A.Kapitulnik, and Y.Shapira, Phys. Rev. **B24**, 6464 (1981).