

Фазовый переход в системе вихрей в монокристалле Bi2212:Pb

Л. С. Успенская¹⁾, А. Б. Кулаков, А. Л. Рахманов⁺

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 10 июля 2002 г.

Магнитооптическим методом исследовано проникновение магнитного потока в монокристалл высокотемпературного сверхпроводника $(\text{Bi}_{0.84}\text{Pb}_{0.16})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ в скрещенных магнитных полях. Показано, что в области низких температур проникновение магнитного потока анизотропно: он движется преимущественно вдоль приложенного в плоскости образца магнитного поля и эта анизотропия растет с ростом температуры. При температуре $T_m = 54 \pm 2$ К происходит резкое изменение характера проникновения магнитного поля в сверхпроводник, при котором направление движения потока перестает зависеть от направления и величины магнитного поля, приложенного в плоскости образца. При этом температура перехода T_m не зависит от внешнего магнитного поля. Данный эффект интерпретируется в рамках представлений о фазовом переходе в системе вихрей, связанном с резким снижением корреляций в положении вихрей в различных CuO -плоскостях, то есть, с переходом от трехмерного поведения вихревой структуры к двумерному.

PACS: 74.25.Dw, 74.60.-w, 74.72.Hs

Динамика магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) с сильной анизотропией и в изотропных или слабо анизотропных сверхпроводниках может заметно отличаться [1, 2]. Весьма наглядно эти различия видны в магнитооптических (МО) наблюдениях проникновения магнитного потока в сверхпроводник в скрещенных полях [3]. Так МО изображения демонстрируют сильное влияние продольного (приложенного в плоскости \mathbf{ab}) магнитного поля $\mathbf{H}_{\mathbf{ab}}$ на вход и распределение поперечного (ориентированного вдоль оси \mathbf{c}) магнитного потока в ВТСП типа YBCO . В то же время, в слоистых системах с сильной анизотропией (например, Bi2212) вход магнитного потока, ориентированного вдоль оси \mathbf{c} , не зависит от величины и направления $\mathbf{H}_{\mathbf{ab}}$. Такое различие в проникновении магнитного потока связано с тем, что в сверхпроводники со слабой анизотропией магнитный поток входит в виде трехмерных вихревых нитей Абрикосова, а в слоистые ВТСП – в виде двумерных вихрей со слабой связью между вихрями, находящимися в разных CuO -плоскостях [3].

Вопрос о существовании перехода между двумя описанными выше типами магнитных структур и его природе обсуждается в литературе более десяти лет [1]. Для его МО наблюдения естественно использовать монокристаллы с анизотропией более высокой, чем в системах типа 1–2–3, но ниже, чем у Bi2212 . Как известно [4], допирование Bi2212 свинцом сни-

жает анизотропию сверхпроводящих свойств и монокристаллы ВТСП Bi2212:Pb являются подходящими кандидатами для подобного исследования.

В настоящей работе МО методом изучено проникновение перпендикулярного магнитного поля B_z в монокристаллические пластинки ВТСП Bi2212:Pb , находящиеся в продольном магнитном поле. Показано, что при температурах ниже $T_m = 54 \pm 2$ К поперечное поле проникает в пластинку преимущественно в направлении приложенного продольного поля $\mathbf{H}_{\mathbf{ab}}$. При температуре $T = T_m$ происходит резкое изменение характера проникновения магнитного потока: направление его движения перестает зависеть от $\mathbf{H}_{\mathbf{ab}}$. Показано также, что в области температур $T < T_m$ анизотропия проникновения поперечного потока растет с ростом температуры и поля $H_{\mathbf{ab}}$.

Монокристаллы $(\text{Bi}_{0.84}\text{Pb}_{0.16})_{2.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ были выращены из раствора в расплаве на затравке, выращенной из этого же расплава. Критическая температура образца $T_c \approx 91$ К и ширина сверхпроводящего перехода $\Delta T_c \approx 1$ К были определены индуктивным методом. Детали технологии приготовления образцов описаны в работе [5]. До проведения измерений образец был химически отполирован в этилендиаминтетрауксусной кислоте. В результате получен плоский монокристалл, по форме близкий к треугольнику с размерами 3.4 мм по длинной стороне, ориентированной по диагонали между \mathbf{ac} и \mathbf{ab} плоскостями, и 2.4 мм по стороне, совпадающей с \mathbf{ac} плоскостью. Толщина образца

¹⁾e-mail: uspenska@issp.ac.ru

была около 70 мкм. Микроструктура монокристалла исследовалась методом рентгеновского углового сканирования. Выявлены характерные для Bi2212:Pb дефекты: двойниковая структура (расположенная в \mathbf{ab} плоскости почти перпендикулярно длинной стороне монокристалла) и ламинарная (параллельная плоскости \mathbf{ac} и одной из сторон монокристалла).

МО измерения проводились в диапазоне температур от 12 К до T_c . Магнитное поле H_z , параллельное оси \mathbf{c} , создавалось соленоидальной катушкой и могло изменяться от 0 до ± 1200 Э. Постоянное поле \mathbf{H}_{ab} создавалось катушками Гельмгольца со специальным сердечником, обеспечивающим однородность поля порядка 1% в месте крепления образца. Поле \mathbf{H}_{ab} варьировалось от 0 до 1800 Э и вращалось в любом направлении. В эксперименте использовалось как охлаждение образца в поле \mathbf{H}_{ab} от температуры выше критической (режим FC), так и намагничивание образца в поле \mathbf{H}_{ab} при температуре наблюдения (режим ZFC).

Распределения поперечной компоненты магнитного поля B_z изучались с помощью стандартного МО метода, описанного в [6]. В качестве индикатора магнитного поля использовалась гранатовая пленка с плоскостной анизотропией 2000 Э, что позволяло проводить наблюдения в достаточно высоких магнитных полях. С МО изображений, полученных с помощью цифровой камеры с фиксированной чувствительностью, снимались профили распределений магнитного потока по различным направлениям. Калибровка яркости изображения, соответствующая заданным величинам магнитного поля, проводилась для той же чувствительности камеры при $T > T_c$ (в диапазоне температур от 12 до 150 К чувствительность индикаторной пленки неизменна).

На рис.1а показана типичная картина проникновения поперечного магнитного потока при $H_{ab} = 0$. Такое поведение магнитного потока наблюдалось во всем диапазоне температур от 12 до 54 К. Обратим внимание, что магнитное поле начинает проникать в образец в местах выхода двойников на край монокристалла. Этот эффект повторяется при всех $T < 54$ К и воспроизводится при повторных измерениях. Распределение магнитного потока при $T < 54$ К устанавливалось за времена от 1 с до 3 мин, а затем практически не менялось. При температурах выше 54 ± 2 К картина проникновения поля резко изменяется. Поток начинает проникать через слабое место и за время меньше секунды заполняет весь образец, как это обычно и наблюдается в монокристаллах Bi2212 , не допированных свинцом [3]. При $T < 54$ К были сняты профили магнитной индукции $B_z(r)$ око-

Рис.1. Картина проникновения перпендикулярного магнитного потока в образец: (а) $H_{ab} = 0$, $H_z = 60$ Э и $T = 30$ К; (б) $H_{ab} = 1800$ Э, $H_z = 60$ Э и $T = 30$ К; (с) $H_{ab} = 1800$ Э, $H_z = 60$ Э и $T = 56$ К, стрелками показаны направления приложенного поля и движения магнитного потока

ло слабой точки в различных направлениях к грани кристалла. Профиль состоит из двух характерных областей. Вблизи середины объема, занятого магнитным потоком, распределение поля слабо меняется в пространстве. На периферии же пятна существует область, в которой происходит резкое и почти линейное уменьшение $B_z(r)$. Профили магнитного потока зависят от угла, и пятно вошедшего потока имеет

максимальный размер примерно вдоль ламинарной структуры. При этом отношение k_J максимальной величины $\partial B_z/\partial r$ к минимальной не превышает 2.

На рис.1b показана типичная картина проникновения магнитного потока в образец после его охлаждения в магнитном поле H_{ab} (ФС режим) при $T < 54$ К. Из рисунка видно, что магнитный поток преимущественно распространяется вдоль направления \mathbf{H}_{ab} , которое показано стрелкой. Подобная картина проникновения магнитного поля наблюдается в интервале температур от 12 до 54 К. Отметим, что такой режим входа магнитного поля аналогичен наблюдаемому для монокристаллов YBCO [3]. Анизотропия проникновения магнитного потока тем выше, чем больше величина H_{ab} .

Если температура превышает T_m , то, как и при $H_{ab} = 0$, картина проникновения потока резко меняется (рис.1c). Магнитное поле входит через слабые места и быстро заполняет весь образец. При этом направление движения потока не зависит от направления магнитного поля \mathbf{H}_{ab} (см. стрелки на рис.1c). Отметим, что в исследованном интервале полей $H_{ab} = 0 \div 1800$ Э и $H_z = 0 \div 300$ Э температура кроссовера $T_m = 54 \pm 2$ К остается постоянной.

На рис.2 приведены три профиля магнитного по-

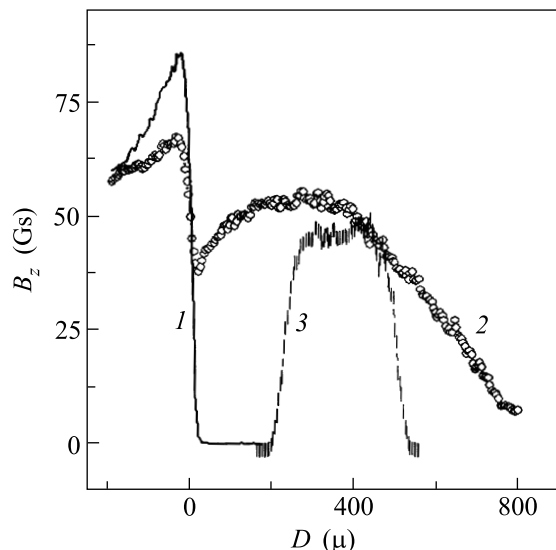


Рис.2. Профили перпендикулярного магнитного поля в образце при $H_{ab} = 650$ Э, $H_z = 60$ Э и $T = 36$ К. Профиль 1 снят в направлении \mathbf{H}_{ab} между слабыми точками. Профиль 2 снят в том же направлении в полосе проникновения магнитного потока. Профиль 3 снят в той же полосе в направлении поперек \mathbf{H}_{ab} вблизи максимума B_z

ля. Профиль 1 снят в направлении поля \mathbf{H}_{ab} (ось x) между слабыми точками, где проникновение маг-

нитного потока экранировано мейсснеровским током. Профиль 2 снят в том же направлении, но в полосе проникновения магнитного потока вблизи слабой точки. Здесь также виден небольшой провал, обусловленный мейсснеровским током. В объеме образца профиль проникшего магнитного поля имеет переменный наклон, подобный тому, что наблюдался при $H_{ab} = 0$. Профиль 3 снят в той же полосе проникновения магнитного потока, но в направлении поперек приложенного поля (ось y) вблизи максимума B_z . Этот профиль также состоит из пологой части посредине и двух периферийных участков с резким (почти линейным) наклоном. Периферийный наклон $\partial B_z/\partial y$ значительно больше, чем $\partial B_z/\partial x$. Зависимости производных $\partial B_z/\partial x$ и $\partial B_z/\partial y$ от H_{ab} показаны на рис.3. Из рисунка следует, что экранирующие токи вдоль оси x растут с магнитным полем, в

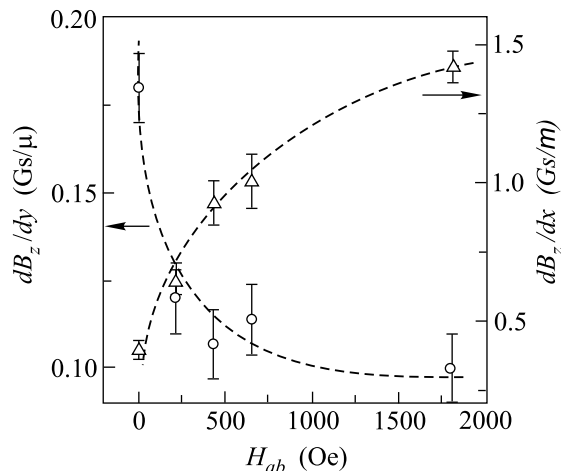
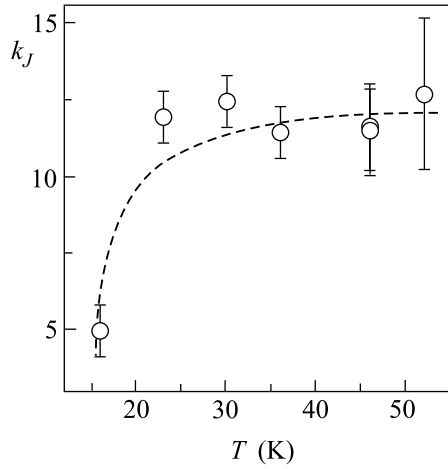


Рис.3. Зависимости $\partial B_z/\partial x$ и $\partial B_z/\partial y$ от H_{ab} при $T = 36$ К

то время как токи вдоль оси y падают. Оба эти тока убывают с температурой. Однако их отношение $k_J = (\partial B_z/\partial y)/(\partial B_z/\partial x)$ растет с температурой, выходя на насыщение при $T = 25 - 30$ К. Кривая $k_J(T)$ представлена на рис.4. Картина проникновения магнитного потока практически одинакова в ФС и ZFC режимах.

Анизотропия проникновения магнитного потока в сверхпроводники в скрещенных полях хорошо изучена [3, 7, 8]. При движении вихрей поперек поля \mathbf{H}_{ab} экранирующие токи направлены вдоль \mathbf{H}_{ab} (бессиловая конфигурация). При движении вихрей вдоль \mathbf{H}_{ab} экранирующие токи текут перпендикулярно \mathbf{H}_{ab} (силовая конфигурация). Плотность экранирующих токов для бессиловой конфигурации больше, что и приводит к преимущественному распространению магнитного потока вдоль приложенного поля. Более то-

Рис.4. Зависимость $k_J(T)$ при $H_{ab} = 1800 \text{ \AA}$

го, если при движении поперечные вихри пересекают вихри, лежащие в плоскости \mathbf{ab} , то сердцевинки последних являются дополнительными центрами пиннинга, препятствующими поперечному движению и мало влияющими на продольное. С увеличением температуры плотность экранирующих токов падает, как это наблюдается и в наших экспериментах, но анизотропия проникновения растет для YBCO из-за роста длины когерентности ξ_c и соответствующего увеличения межплоскостной корреляции параметра порядка. Такой рост обнаруживается и в наших экспериментах (рис.4). В бессиловой конфигурации экранирующие токи растут с увеличением магнитного поля и, кроме того, с увеличением H_{ab} растет и эффективный пиннинг. Соответственно $\partial B_z / \partial y$ увеличивается с H_{ab} . Таким образом, результаты наших наблюдений при $T < T_m$ качественно схожи с аналогичными результатами для ВТСП типа YBCO и находят естественное объяснение в рамках представлений о вихрях с сильной межплоскостной корреляцией (вихревая структура типа 3D).

Исчезновение связи между продольным и поперечным намагничиванием в ВТСП с сильной анизотропией связывается с исчезновением корреляции между двумерными (2D) вихрями, находящимися в разных CuO-плоскостях [3, 8]. Магнитный поток, создаваемый полем H_{ab} , сосредоточен между этими плоскостями, а токи, экранирующие поперечный поток, текут в слоях CuO. Очевидно, что при этом отсутствует эффективное взаимодействие между продольным и поперечным магнитными потоками. Естественно, что при переходе в фазу некоррелированных 2D вихрей растет крип потока, падает эффективность пиннинга на дефектах и, соответственно, снижается плотность экранирующих токов [2]. Таким

образом, наблюдаемый нами переход при $T = T_m$ естественно связать с переходом в фазу некоррелированных 2D вихрей. Параметр, характеризующий анизотропию проникновения магнитного потока, k_J растет с температурой, выходит на насыщение, а затем проникновение магнитного потока меняет свой характер скачком. Такой тип поведения свидетельствует в пользу фазового перехода типа плавления, который неоднократно обсуждался для ВТСП с сильной анизотропией [1, 2]. Действительно, с ростом температуры межплоскостная корреляция параметра порядка сначала растет из-за роста $\xi_c(T)$, затем в конкуренцию вступают тепловые флуктуации, $k_J(T)$ насыщается, а потом происходит фазовый переход.

При подобном фазовом переходе плавится вихревая решетка и пропадает столбчатая структура отдельных вихрей [1, 2]. Температура перехода может быть оценена из соотношения $k_B T_m = a_L C_{66} a_0^2 d_c$, где $a_L \ll 1$ – постоянная Линдемана, C_{66} – модуль сдвига вихревой решетки, a_0 – постоянная вихревой решетки, d_c – эффективная длина корреляции вихрей вдоль оси c . Для 3D системы $d_c \sim a_0 (C_{44}/C_{66})^{1/2}$, где C_{44} – модуль изгиба решетки вихрей. Для многослойной структуры с джозефсоновским взаимодействием между слоями d_c равно толщине соответствующего сверхпроводящего слоя. Поскольку в основном приближении $C_{66} \propto B$, $C_{44} \propto B^2$, а $a_0 \propto 1/\sqrt{B}$ [1, 2], то d_c , а следовательно, и T_m не зависят от магнитного поля ни в первом, ни во втором случаях, что согласуется с данными наших измерений. В теории дислокационного плавления $a_L = 1/4\pi$. Тогда, подставляя в выражение для T_m соответствующие значения C_{66} и a_0 , получим [1]:

$$k_B T_m = \phi_0^2 d_c / 32 \sqrt{3} \pi^2 \lambda_{ab}^2(T_m), \quad (1)$$

где ϕ_0 – квант магнитного потока, λ_{ab} – лондоновская глубина проникновения в \mathbf{ab} плоскости. Возьмем для оценок $\lambda_{ab}(0) = 300 \text{ нм}$. Тогда из (1) получим, что $T_m \sim 50 \text{ К}$, если $d_c \sim 1-1.5 \text{ нм}$, что близко к расстоянию между CuO-плоскостями в кристаллической решетке Bi2212:Pb [4, 5].

Параметр анизотропии $\Gamma = \xi_{ab}/\xi_c$ у Bi2212:Pb значительно больше, чем у YBCO [4]. Естественно предположить, что для YBCO параметр d_c , характеризующий межплоскостную корреляцию вихрей вдоль оси c , больше. Тогда, согласно (1), точка перехода T_m для YBCO соответствует более высоким, чем у Bi2212:Pb температурам, и даже возможно, что $T_m > T_c$. В то же время, анизотропия Bi2212 заметно больше, чем у Bi2212:Pb [4]. Тогда у Bi2212 размер d_c меньше, чем у Bi2212:Pb и, соответственно, точка перехода T_m сдвинута в область

более низких температур. Можно предположить, что по этим причинам МО наблюдения и не обнаруживают фазового перехода в этих системах. В ряде работ (см. [9] и приведенные там ссылки) переход типа плавления вихревой решетки связывается с особенностями изменения сопротивления и магнитного момента, которые наблюдаются, например, в монокристаллах Bi2212 в области температур от 45 до 80 К. При этом температура перехода существенно зависит от магнитного поля. Однако подобные эффекты не могут быть непосредственным свидетельством в пользу исчезновения трехмерных корреляций в системе вихрей. Возможно, они связаны с изменением режима пиннинга [10]. В то же время, МО измерения в скрещенных полях, очевидно, являются более прямым свидетельством возникновения фазового перехода типа 3D–2D в системе вихрей.

Авторы благодарны М. В. Инденбому, В. В. Рязанову, Л. М. Фишеру, И. Ф. Волошину, А. В. Калинову и И. К. Бдикину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке ИНТАС (проект # 02-2282) и Российского фонда фундаменталь-

ных исследований (проекты # 02-02-17062 и # 00-02-18032), а также Российской программы по сверхпроводимости (контракт # 40.012.1.1.11.46).

1. D. Feinberg, *J. Phys III (France)* **4**, 169 (1994).
2. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein et al., *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
3. M. V. Indenbom, A. Forkl, B. Ludescher et al., *Physica C* **209**, 259 (1993).
4. T. Motohashi, Y. Nakayama, T. Fujita et al., *Phys. Rev. B* **21**, 14080 (1999).
5. A. B. Kulakov, I. K. Bdikin, S. A. Zver'kov et al., *Physica C* **371**, 45 (2002).
6. L. A. Dorosinskii, M. V. Indenbom, V. I. Nikitenko et al., *Physica C* **203**, 149 (1992).
7. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3769 (1992).
8. P. H. Kes, J. Aarts, V. M. Vinokur et al., *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1063 (1990).
9. D. T. Fuchs, E. Zeldov, D. Majer et al., *Phys. Rev.* **B54**, R796 (1996).
10. M. Baziljevich, D. Giller, M. McElfresh et al., *Phys. Rev.* **B62**, 4058 (2000).