

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Н.В.Заварицкий¹⁾, В.Н.Заварицкий²⁾

¹⁾Институт физических проблем им. П.Л.Капицы АН СССР
117973, Москва

²⁾Институт общей физики АН СССР
117942, Москва

Поступила в редакцию 23 января 1991 г.

Обнаружено, что на зависимости $-M(H)$ монокристаллов слоистых сверхпроводников $123 \div YBCO$ и $2212 \div BSCCO$ помимо особенности, отвечающей критическому полю H_{c1}^{\parallel} - проникновения вихрей вдоль слоев $Cu-O$ кристалла, имеется дополнительный максимум (величина и положение которого зависят от угла наклона поля), отвечающий проникновению вихрей перпендикулярно слоям. Определена величина и температурная зависимость первого критического поля для $Bi \div 2212$.

Как известно, высокотемпературные сверхпроводники имеют слоистую структуру, а их сверхпроводящие параметры весьма анизотропны. Отношения эффективных масс теории Гинзбурга - Ландау, например, составляют ≈ 25 для $123 \div YBCO$ и достигают ≈ 4000 для $2212 \div BSCCO$. Сильная анизотропия приводит к специфическим особенностям вихревой структуры смешанного состояния этих веществ. Эти особенности в последнее время были детально рассмотрены в ряде теоретических и экспериментальных работ ¹⁻⁷. Было установлено, что вихри преимущественно располагаются вдоль слоев $Cu-O$; вследствие чего даже небольшие углы ($\approx 1^\circ$) отклонения внешнего поля \vec{H} от осей симметрии кристалла приводят к неколлинеарности усредненной по объему индукции, \vec{B} , в кристалле и его магнитного момента. До последнего времени экспериментальные работы были посвящены исследованию анизотропных сверхпроводников в сильных полях $H \geq 10^3 \text{ э} \gg H_{c1}$, в области развитого смешанного состояния. В настоящей работе представлены результаты исследования намагниченности ВТСП-монокристаллов в полях, соответствующих началу возникновения смешанного состояния и генезиса его структуры.

Монокристаллы $YBa_2Cu_3O_7$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O$ ($Bi \div 2212$), исследованные в настоящей работе, представляли собой тонкие пластинки с характерными размерами $\approx 1 \times 1 \times (0,02 \div 0,07)$ мм (с осью c вдоль меньшего размера). Монокристаллы $Bi \div 2212$ с постоянными решетки $a = 0,543$ нм и $c = 3,08$ нм, были выращены по технологии, описанной в ⁸. имели $T_c \approx 95$ К, ширину перехода $\approx 1 \div 2$ К и $M_{FC}/M_{ZFC} \approx 0,5 \div 0,6$ в слабых полях ($\leq 1 \text{ э}$) как параллельных так и перпендикулярных плоскости (ab). Измерения параллельной полю компоненты намагниченности образцов (M_{ZFC} в диапазоне температур $(4,2 \div 80)$ К производились после охлаждения образца в "нулевом" поле в Nb - СКВИД-магнитометре конструкции А.А.Юргенса; измерения в диапазоне температур от 77 К вплоть до T_c кристалла производились в ранее описанном ⁹ ВТСП-СКВИД-магнитометре. Характер изменения магнитного момента YBCO-кристалла в поле, параллельном кристаллографическим осям имеет вид, типичный для сверхпроводников второго рода. На зависимости $-M(H)$ отчетливо выражена мейсснеровская область, сменяющаяся при $H = H_{c1}$ смешанным состоянием, в котором наблюдается плавное уменьшение диамагнитного момента при дальнейшем росте поля. В то же время, на кривой намагничивания $Bi \div 2212$ в поле, параллельном плоскости ab монокристалла,

соответствующее уменьшение абсолютной величины диамагнитного момента при $H > H_{c1}$ выражено существенно слабее (рис.1а). Это отличие может быть связано с аномально большой величиной H_{c2} в этом веществе ¹⁰; однако, нельзя исключить, что оно обусловлено конечным углом φ между направлением H и плоскостью кристалла. Действительно, увеличение φ приводит к заметному возрастанию наклона $-M(H)$ при $H > H_{c1}^{\parallel}$. При этом величина первого критического поля H_{c1}^{\parallel} , определенная как точка пересечения зависимости $M = -H/4\pi$ с экстраполяцией кривой $-M(H)$ из области $H > H_{c1}^{\parallel}$, сохраняет свою величину с точностью $\approx 5\%$ при изменении φ от 0 до 11° (см. рис.1а). При $\varphi \neq 0$ абсолютная величина момента достигает максимума M^{\max} в поле $H_p \gg H_{c1}^{\parallel}$ (см. рис.1б). Величины M^{\max} и H_p зависят от угла φ и, с точностью до ошибки эксперимента, описываются соотношениями:

$$H_p(\varphi) = H_p^{\perp} \sin^{-1} \varphi; \quad M^{\max}(\varphi) = M^{\max \perp} \sin \varphi, \quad (1)$$

где H_p^{\perp} - определенное экспериментально поле проникновения вихрей в образец в геометрии $H^{\perp}(ab)$; $M^{\max \perp}$ - максимальная величина магнитного момента в этой геометрии. Справедливость соотношений (1) подтверждена измерениями на двух кристаллах $\text{Bi} \div 2212$ при $T = (4,5; 18; 24; 38; 54; 64; 72; 82)\text{K}$ для $\varphi \approx (0; 5; 10; 15; 22)^\circ$ - см. врезку к рис.2.

Полученный результат можно интерпретировать предположив, что у сильно анизотропных сверхпроводников в скошенных полях имеются два критических поля для вихревой структуры. А именно, H_{c1}^{\parallel} при котором вихри впервые проникают в образец и располагаются между сверхпроводящими слоями параллельно базисной плоскости. Эта "параллельная" вихревая структура при дальнейшем росте поля уплотняется, но по-прежнему вихри не пересекают слоев Cu-O ; пока наконец, при поле $H_p(\varphi) = H_p^{\perp} \sin^{-1} \varphi$ вихри начинают пронизывать плоскости (ab) . В соответствии с этой картиной, компонента магнитного момента кристалла вдоль внешнего поля является суперпозицией моментов, направленных параллельно и перпендикулярно плоскости (ab) ; величина каждого из которых определяется соответствующей компонентой внешнего поля. Сходное описание кривых намагничивания анизотропных сверхпроводников использовалось при интерпретации результатов измерений на ориентированных кристаллитах YBCO ¹¹.

Теоретические расчеты термодинамически равновесного проникновения потока в слоистый сверхпроводник ²⁻⁴ приводят к выводу, что в наклонном поле, несколько превышающем H_{c1}^{\parallel} , на зависимости $-M(H)$ кроме максимума, отвечающему нижнему критическому полю, имеется дополнительный максимум, положение которого определяется началом поворота вихревой структуры и проникновением вихрей через плоскости CuO . Результаты теоретических расчетов количественно согласуются с данными опыта.

Определяющая роль величины анизотропии для наблюдения кривой намагничивания с двумя критическими полями, подтверждается опытами с кристаллами YBCO , которые проведены при углах $\varphi \approx (10; 20; 30)^\circ$ в диапазоне температур $(64 \div 82)\text{K}$. В этих экспериментах на зависимости $-M(H)$ в скошенном поле наблюдалось возникновение лишь некоторого подобия второго максимума при углах $\varphi = (10 \div 20)^\circ$, положение которого также описывалось соотношением (1).

Температурная зависимость полей проникновения H_p^{\perp} , определенные в прямых опытах и рассчитанные по величинам $H_p(\varphi)$ для одного из кристаллов $\text{Bi} \div 2212$ представлены на рис.2. Полученные величины, после коррекции на

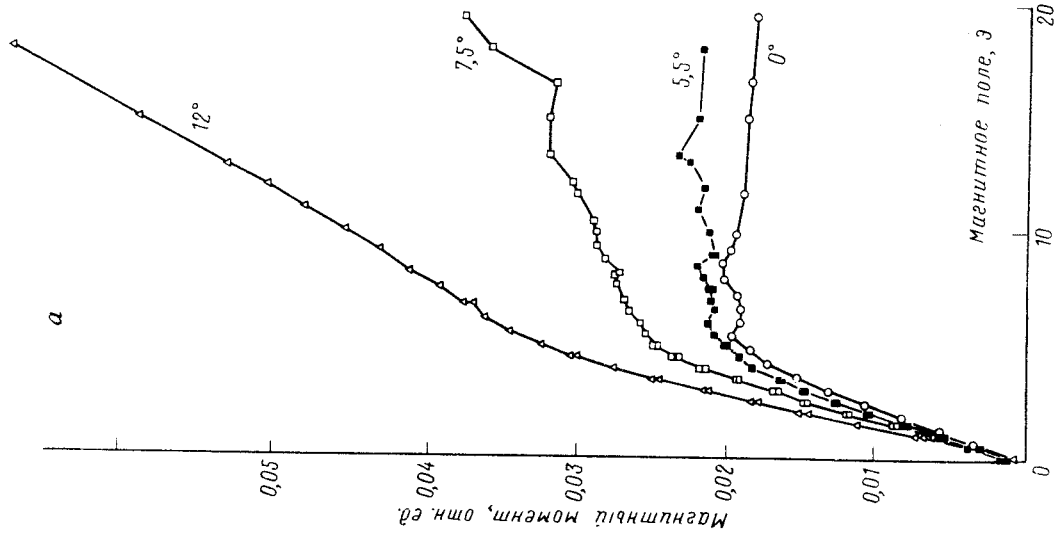
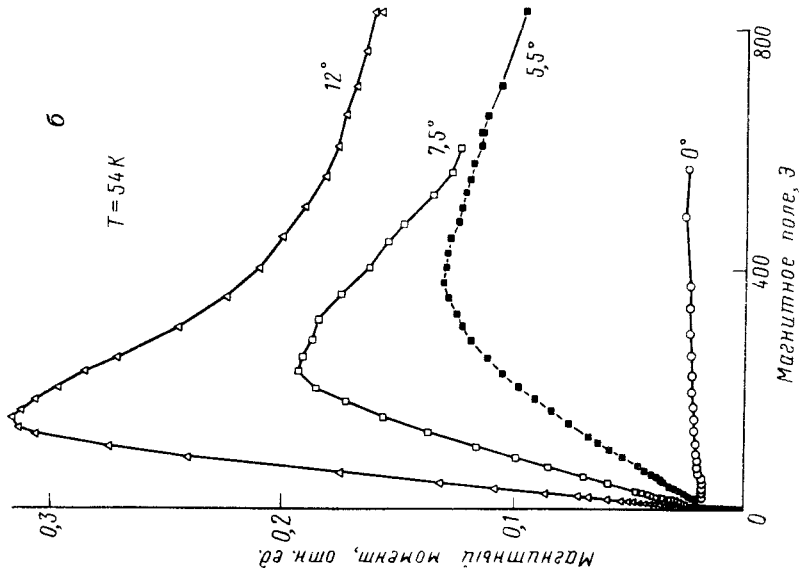


Рис. 1. Кривые намагничивания $M_{zfc} = -M(H)$ монокристалла $\text{Bi} \div 2212$ для внешнего поля, направленного под углом φ к плоскости (ab) при $T \cong 54\text{K}$; it a. - начальный участок; б $-M(H)$ - кривые в расширенной шкале полей



значение размагничивающего фактора $N \approx 0,92$, дают оценку величины H_{c1}^{\perp} , близкую к приведенной в работах ¹²⁻¹⁵. Существенное возрастание величин

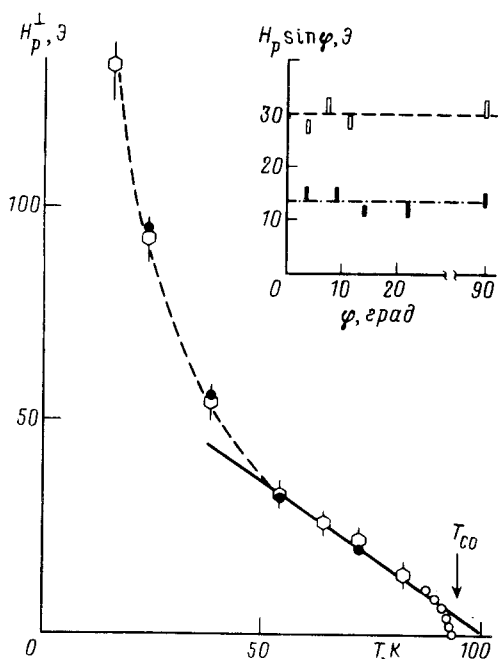


Рис. 2. Температурная зависимость перпендикулярного поля проникновения вихрей $H_p^{\perp}(T)$ для одного из кристаллов $\text{Bi} \div 2212$ (размагничивающий фактор $N \approx 0,92$). \bullet, \circ - прямые измерения при $\varphi = 90^\circ$ в низко- и высокотемпературном СКВИД-магнитометре соответственно; \diamond - усредненная величина данных для $\varphi \neq 0$, скорректированных по соотношению (1). T_{co} - температура, при которой начинается переход в сверхпроводящее состояние (по измерениям магнитного момента при $H \leq 10^{-2}$ Э). На врезке: величины $H_p \sin \varphi = f(\varphi)$ для двух кристаллов $\text{Bi} \div 2212$ при $T \approx 54\text{K}$; H_p -поле, соответствующее второму максимуму на кривой $-M(H)$

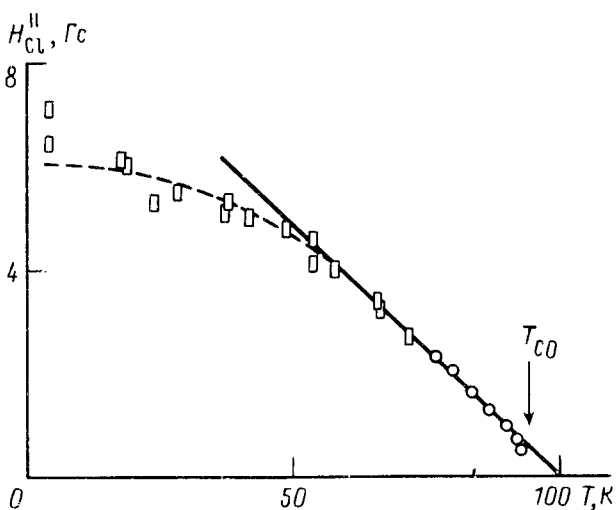


Рис. 3. Температурная зависимость первого критического поля, параллельного плоскости ab кристалла $\text{Bi} \div 2212$, $H_{c1}^{\parallel}(T)$. \square, \circ - результаты измерений в низко- и высокотемпературном СКВИД-магнитометрах соответственно

H_p^{\perp} при $T < 50\text{K}$ может быть связано с значительным ростом эффектов долговременной релаксации момента, который наблюдался в этой области температур, вследствие чего полученные величины могут отличаться от равновесных. Эта интерпретация подтверждается данными работы ¹⁶, согласно которым ниже $40 \div 50\text{K}$ в $\text{Bi} \div 2212$ наблюдается резкое уменьшение подвижности вихрей. Аналогичный эффект наблюдался ранее в ¹⁵ и связывался с возрастанием роли барьера Бина - Ливингстона при низких температурах. Зависимость $H_{c1}^{\parallel}(T)$ для $\text{Bi} \div 2212$, определенная по результатам измерений при $\varphi = 0$ представлена на рисунке 3. Величина H_{c1}^{\parallel} крайне мала. Известные из литературы данные по H_{c1}^{\parallel} для $\text{Bi} \div 2212$ противоречивы; близкие к полученным нами значения H_{c1}^{\parallel} для $T \cong 4,2\text{ K}$ приводились ранее в работах ¹²⁻¹⁴.

Отметим, что в системе $\text{Bi} \div 2212$ вблизи T_c наблюдаются существенные отклонения температурных зависимостей первых критических полей от линейной $H_{c1} \cong T_c - T$, которая следует из модели Гинзбурга - Ландау; при этом линейная экстраполяция к $H_{c1} = 0$ оказывается на $\Delta T \cong 3 \div 5$ градусов выше температуры T_{c0} , при которой начинается переход в сверхпроводящее состояние (по измерениям магнитного момента в слабых полях $H \leq 10^{-2}$ Э). Отклонение зависимостей $H_{c1}(T)$ от линейной вблизи T_c наблюдалось ранее при исследовании монокристаллов $123 \div \text{YBCO}$ ¹⁷. Экспериментальные данные аппроксимировались законом $H_{c1}(T) \cong (T_c - T)^\alpha$ с $\alpha \cong (0,6 \text{ и } 0,8)$ для поля, параллельного и перпендикулярного плоскости (ab) соответственно и интерпретировалось как проявления флуктуационных эффектов. Близкие значения ΔT , наблюдаемые для двух классов сверхпроводников, существенно отличающихся по степени анизотропии, свидетельствуют в пользу этого предположения. Напомним, что флуктуационные эффекты развиваются в области температур, пропорциональной ξ_{av}^{-6} , где $\xi_{av} = (\xi_a \xi_b \xi_c)^{1/3}$ - усредненная длина когерентности - для систем 123-YBCO и $\text{Bi} \div 2212$ существенно не отличаются ^{10,18} ($\cong 10$ и $\cong 11\text{\AA}$ соответственно).

Авторы признательны А.А.Юргенсу за предоставление низкотемпературного СКВИД-магнитометра; В.Л. Покровскому и А.А.Симонову за плодотворные дискуссии.

Литература

1. Минц Р.Г. ФТТ, 1988, 30, 2512.
2. Feinberg D., Villard C. Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 919.
3. Буздин А.И., Симонов А.Ю. ЖЭТФ, 1990, 6, 2074.
4. Ivlev B.I., Ovchinnikov Yu.N., Pokrovsky V.L. Europhys Lett., 1991, 13, 187.
5. Fruchter L., Aguillon C., Senoussi S., Campbell I.A. Physica C, 1989, 160, 185.
6. Tuominen M., Goldman A.M., Chang Y.Z., Jiang P.Z. Phys. Rev. B, 1990, 42, 412.
7. Farrell D.E., Bonham S. et al. Phys. Rev. B, 1989, 63, 782.
8. Zavaritsky N.V., Samoilov A.V., Yurgens A.A. Physica C, 1990, 169, 174.
9. Zavaritsky N.V., Zavaritsky V.N. Physica C, 1989, 162-164, 423.
10. Palstra T.T.M. et al. Phys. Rev. B, 1988, 38, 5102.
11. Senoussi S., Aguillon C. Europhys. Lett., 1990, 12, 273.
12. Lin J.J., Benitez E.L., Poon S.J. et al. Phys. Rev. B, 1988, 38, 5095.
13. Gygax S. et al. Physica C, 1989, 162-164, 1551.
14. Biggs B.D. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 7309.
15. Kopylov V.N., Koshelev A.E., Schegolev I.F., Togonidze T.G. Physica C, 1991, 170, 291.
16. Sternlieb B.J., Le L.P., Luke G.M. et al. Physica C, 1989, 162-164, 679.
17. Zavaritsky V.N., Zavaritsky N.V. Physica B, 1990, 165-166, 1447.
18. Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л., Собянин А.А. ЖЭТФ, 1988, 94, 355.