

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ВИХРЕВОЙ РЕШЕТКИ В МОНОДОМЕННОМ МОНОКРИСТАЛЛЕ $TmBa_2Cu_3O_{7-x}$ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ЕГО ОРИЕНТАЦИИ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О.В.Петренко, А.Д.Каплин^{*1)}, В.И.Воронкова, Д.Лэси^{*1)}

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
117234 Москва, Россия*

** Centre for HTS, Blackett Laboratory, Imperial College
London SW7 2BZ, UK*

Поступила в редакцию 11 апреля 1995 г.

Исследована угловая зависимость магнитного момента монодоменного монокристалла $TmBa_2Cu_3O_{7-x}$ в магнитном поле. Обнаружен резкий фазовый переход вихревой решетки из практически безпиннингового состояния, содержащего вихревые "цепочки" при малых углах θ между внешним магнитным полем и аб-плоскостью кристалла, в смешанное состояние, содержащее как вихревые цепочки, так и обычные вихри Абрикосова и характеризующееся сильным пиннингом вихрей при $\theta > \theta_{cr} = (2^\circ \div 9^\circ)$. Полевая зависимость $\theta_{cr}(H)$ существенно немонотонна.

В обычных сверхпроводниках II рода длины когерентности и глубины проникновения магнитного поля намного превышают характерные размеры кристаллической структуры. Вихревая решетка хорошо описывается 3D-анизотропными моделями Гинзбурга-Ландау и Лондона.

Иная ситуация реализуется в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), которые характеризуются много меньшей длиной когерентности (для $YBa_2Cu_3O_7$ $\xi_c \approx 4 \text{ \AA}$ при $T = 0 \text{ K}$). Это приводит к очень слабому взаимодействию сверхпроводящих слоев CuO_2 , так что структура вихревой решетки приобретает квазидвумерный характер, который лучше описывается моделью Лоуренса-Дониаха [1,2]. Однако, согласно экспериментальным данным, эта модель более подходит для описания сверхпроводящих свойств сильно анизотропных ВТСП на основе Bi и Tl , чем 123-типа. Последние принято относить к случаю, описываемому приближением 3D-анизотропного тензора эффективных масс. Тем не менее, некоторые эффекты, связанные со слоистостью структуры, могут проявляться и в них при параллельной ориентации внешнего магнитного поля плоскостям CuO_2 .

В квазидвумерном режиме при $T < T^*$, где T^* - температура размерного перехода $3D \rightarrow 2D$ [3] (для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ $T^* \approx 80 \text{ K}$ [4]), с увеличением угла θ от нулевого значения вихревая решетка ВТСП должна последовательно испытывать два фазовых перехода [5]. Сначала, при определенном значении угла $\theta = \theta_L$, она скачком отклоняется от строгой параллельности плоскостям CuO_2 из так называемого "lock-in" состояния и переходит в иной фазовый режим, называемый "staircase". В lock-in состоянии вихри обладают джозефсоновскими корами и могут свободно (без пиннинга) перемещаться вдоль сверхпроводящих плоскостей [2]. В режиме staircase вихри состоят из двумерных дисков с нормальными корами, которые лежат в плоскостях и соединены друг с дру-

¹⁾A.D.Caplin, D.Lacey

гом безкорковыми вихревыми сегментами. Эти сегменты по-прежнему остаются параллельными плоскостям [5].

При дальнейшем увеличении угла θ должен произойти еще один фазовый переход в состояние, характеризующееся обычной наклонной решеткой абрикосовских вихрей [2]. Согласно работе [6], такой переход должен происходить при величине проекции магнитного поля на ось c кристалла:

$$H_c = H \sin \theta \geq H_{ab}/\epsilon, \quad (1)$$

где ϵ – фактор анизотропии.

Если первый фазовый переход (из режима lock-in) был ранее обнаружен в ряде экспериментов, то о второй фазовой перестройке вихрей экспериментальных данных пока нет.

Существует также альтернативное описание структуры вихревой решетки, полученное в рамках 3D анизотропного лондоновского приближения при учете граничных условий для реальных плоских образцов конечных размеров, используемых обычно в эксперименте [7]. Согласно ему, в наклонном магнитном поле термодинамический потенциал Гиббса имеет минимальное значение при одновременном сосуществовании в сверхпроводнике двух различных видов вихрей. Одни из них лежат параллельно оси c кристалла и образуют обычную треугольную абрикосовскую решетку, в то время как другие параллельны внешнему магнитному полю, то есть лежат под углом к оси c , формируя так называемые "цепочки".

В экспериментах по биттеровскому декорированию в ВТСП 123-типа наблюдались как смешанная вихревая решетка [8], так и решетка, состоящая исключительно из вихревых цепочек [9]. Однако последнее фазовое состояние удалось обнаружить только в бездвойниковом монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ при небольших значениях магнитного поля [9].

В качестве объекта для детального исследования возможных фазовых состояний вихревой решетки при различных углах наклона внешнего магнитного поля к сверхпроводящим плоскостям был выбран монокристалл $\text{TmBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, полученный методом кристаллизации из раствора в расплаве при специально выбранном режиме охлаждения, с $T_c \approx 85\text{K}$ и размерами $0,75\text{мм} \cdot 0,75\text{мм} \cdot 39\text{мкм}$. Исследование угловой зависимости магнитного момента в различных постоянных магнитных полях $M(\theta, H)$ проводилось на вибрационном магнитометре (VSM^{5H} , Oxford Instruments). Прибор имел две независимые пары приемных катушек, которые могли одновременно измерять как параллельную $M_{\parallel}(\theta, H)$, так и перпендикулярную $M_{\perp}(\theta, H)$ магнитному полю компоненты магнитного момента.

В экспериментах образец охлаждался в нулевом магнитном поле при заранее выставленном при температуре $T > T_c$ угле наклона $\theta \approx 0^\circ$ (с точностью до $0,01^\circ$).

При исследовании зависимости $M(\theta, H = \text{const})$ при низких температурах ($T \ll T^*$) было обнаружено резкое возрастание крутизны кривой, начиная с определенного критического угла θ_{cr} (рис.1, кривая a , показан способ определения угла θ_{cr}). При ожидании длительного времени после ввода поля перед началом регистрации угловой зависимости $M(\theta, H = \text{const})$ ступенька на кривой проявляется еще более отчетливее (рис.1, кривая b). Эффект заметен как при измерении сигнала $M_{\perp}(\theta, H = \text{const})$, так и $M_{\parallel}(\theta, H = \text{const})$ (вставка

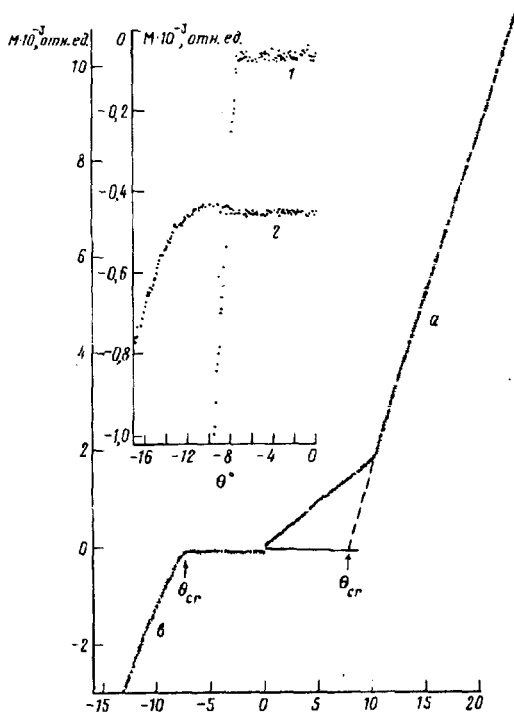


Рис.1

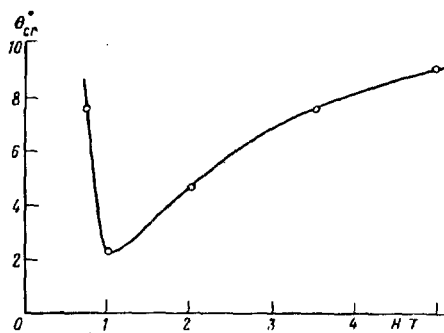


Рис.2

Рис.1. Угловая зависимость магнитного момента $M_{\perp}(\theta)$ при $T = 15\text{ K}$ и $H = 0,75\text{ Тл}$: a – время ожидания после ввода магнитного поля 5 мин. $b = 60$ мин. На вставке в увеличенном масштабе представлены компоненты $M_{\perp}(\theta)$ – (1) и $M_{\parallel}(\theta)$ – (2)

Рис.2. Полевая зависимость критического угла $\theta_{cr}(H)$ фазового перехода вихревой решетки при $T = 15\text{ K}$. Для наглядности экспериментальные точки соединены линией

на рис.1). Эта фазовая перестройка не связана с переходом из состояния lock-in, поскольку в нем должна происходить полная экранировка нормальной к сверхпроводящим слоям компоненты поля [5]. Но экспериментальные значения магнитного момента $M(\theta, H)$ при $\theta < \theta_{cr}$ на три порядка величины меньше расчетных значений для мейсснеровского экранирования. К тому же, из-за плоской формы кристалла размагничивающий фактор сильно редуцирует реальную величину θ_L [10], которая для исследуемого образца должна быть на порядок величины меньше регистрируемых значений θ_{cr} . Кроме этого, полевая зависимость θ_L должна быть пропорциональна $1/H$ [10], экспериментальные же данные свидетельствуют об увеличении θ_{cr} с ростом магнитного поля по крайней мере для $H > 1\text{ Тл}$ (рис.2). Об отсутствии мейсснеровского экранирования свидетельствует и сравнительный анализ данных, полученных при охлаждении образца в нулевом и ненулевом магнитных полях.

Модель [7] в целом качественно описывает экспериментальные данные. Быстрое увеличение угла θ_{cr} с уменьшением магнитного поля ниже 1 Тл (рис.2) свидетельствует о том, что при достаточно малых полях притяжение между вихрями, вызванное анизотропией, стремится образовать состояние с чистыми

цепочками. Такое поведение $\theta_{cr}(H)$ согласуется с предсказанным в [7] существованием некоторого минимального поля H_{cr} , ниже которого реализуется фаза, состоящая только из вихревых цепочек. Увеличение θ_{cr} с полем и тенденция его к насыщению в больших полях также согласуются с теоретическими предсказаниями об асимптотическом приближении к единице с ростом поля концентрации цепочечных вихрей при больших значениях H [7]. В последнем случае и при строгом равенстве $\theta = 0^\circ$, согласно указанной модели, концентрация абрикосовских вихрей должна равняться нулю.

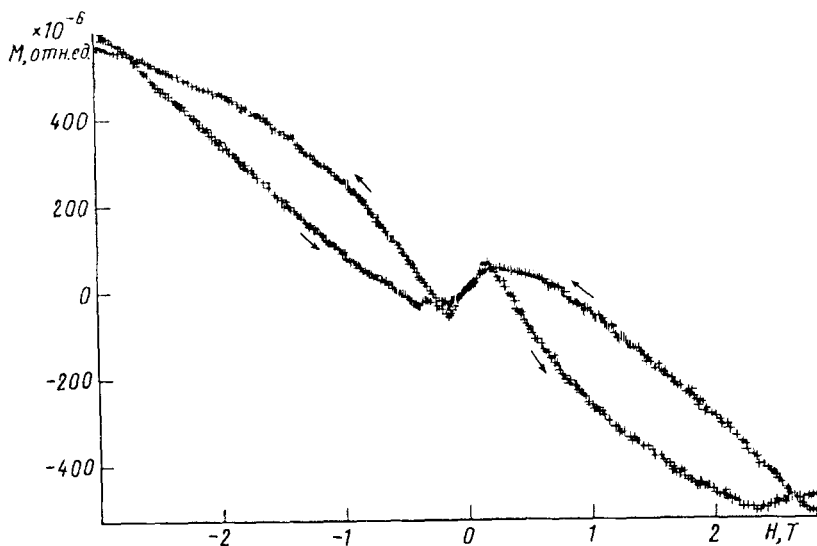


Рис.3. Вид полевой петли гистерезиса $M_{\perp}(H, \theta \approx 0, 2^\circ)$ при $T = 50$ К

Немонотонная зависимость $\theta_{cr}(H)$ качественно подтверждается видом петли гистерезиса $M_{\perp}(H, \theta)$ при малом постоянном угле наклона $\theta \approx 0, 2^\circ$ и $T = 50$ К (рис.3). Это свидетельствует о том, что эффективный пиннинг вихрей (смешанная вихревая решетка) осуществляется в определенном промежуточном диапазоне полей в полном согласии с моделью [7].

Следует отметить, что необычный вид угловой петли гистерезиса $M_{\perp}(\theta, H = \text{const})$ не связан с проекцией магнитного момента $M_c(H)$ на ортогональную ось (рис.4), вид петли гистерезиса $M_{\parallel}(H, \theta = 90^\circ)$ в магнитном поле, параллельном оси кристалла c , имеет иной характер.

Для того чтобы при охлаждении сверхпроводника изотропная решетка абрикосовских вихрей, возникающая вблизи T_c , перестроилась в равновесное состояние, соответствующее вихревым цепочкам при низких температурах и небольших магнитных полях и углах θ , требуется высокая подвижность вихрей. Обычно такая перестройка является неполной, и это связано с пиннингом, который сильно редуцирует подвижность вихрей. Например, сильный пиннинг на двойниках в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ не позволил вообще наблюдать образование цепочек вихрей [11]. В обычных экспериментальных условиях при $\theta < \theta_{cr}$ вихревые цепочки сосуществуют с остатками абрикосовской решетки (рис.1, кривая a). Однако при достаточно длительном времени ожидания за счет эффекта релаксации магнитного момента величина остаточных биновских токов может стать меньше предела чувствительности прибора, что облегчает

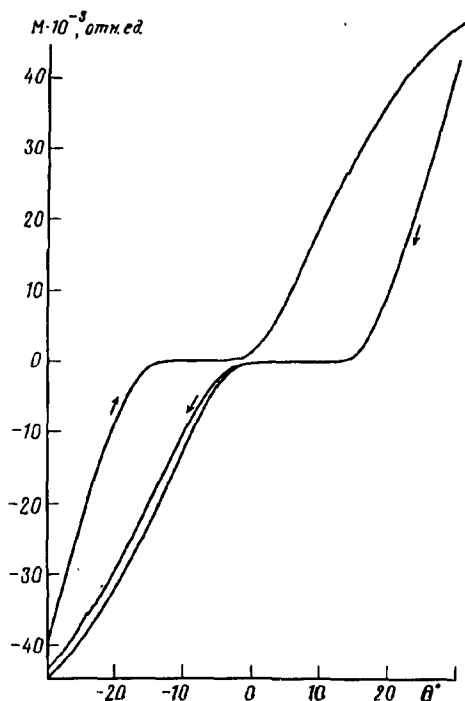


Рис.4. Вид угловой петли гистерезиса $M_{\perp}(\theta, H = 2 \text{ Тл})$ при $T = 15 \text{ К}$

наблюдение эффекта (рис.1, кривая *b*). В этом смысле выбор монокристалла в качестве объекта для исследования также имеет немаловажное значение.

Следует упомянуть и о возможности интерпретации экспериментальных данных в терминах перехода из режима *staircase* в фазовое состояние, характеризующееся обычной наклонной решеткой абрикосовских вихрей. Пиннинг абрикосовских вихрей, обладающих нормальными коронами, должен быть существенно эффективнее пиннинга составных вихрей в режиме *staircase*, что должно отражаться и на виде зависимости $M(\theta, H)$. Для величин магнитного поля $H = 0,75 \text{ Тл}$ и угла $\theta_{cr} = 7,5^\circ$ (рис.1), используя формулу (1), можно получить вполне разумный для исследуемого соединения фактор анизотропии $\epsilon = 7,6$. Однако против такой интерпретации свидетельствуют и немонотонность зависимости $\theta_{cr}(H)$, и приближенное выполнение равенства $M_{\parallel}(H, \theta) - M_{\parallel}(H, \theta = 0^\circ) \approx M_{\perp}(H, \theta) \cdot \text{tg}\theta$ для $H \geq 0,75 \text{ Тл}$.

Поэтому, исходя из уже имеющихся в литературе экспериментальных данных [8,9], интерпретация обнаруженного фазового перехода как перехода из состояния с чистыми вихревыми цепочками при малых значениях θ и H в состояние, характеризующееся смешанной фазой при больших их величинах, выглядит более достоверной.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта НАТО (NATO Linkage Grant 931241), Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-14768) и Научного Совета по ВТСП (проект 93173).

1. W.Lawrence and S.Doniach, Proc. of the 12-th Conf. on Low-Temperature Physics, Kyoto 1970, E.Kanda Ed. (Keigaku), p.361 (1970).

2. L.N.Bulaevskii, Phys. Rev. B44, 910 (1991).
3. Л.Н.Булаевский, ЖЭТФ 64, 2241 (1973).
4. D.E.Farrell, J.P.Rice, D.M.Ginsberg, and J.Z.Liu, Phys. Rev. Lett. 64, 1573 (1990).
5. D.Feinberg, J. Phys. III France 4, 169 (1994).
6. A.E.Koshchev, Phys. Rev. B48, 1180 (1993).
7. L.L.Daemen, L.J.Campbell, A.Yu.Simonov, and V.G.Kogan, Phys. Rev. Lett. 70, 2948 (1993).
8. I.V.Grigorieva, J.W.Steeds, and K.Sasaki, Phys. Rev. B48, 16865 (1993).
9. P.L.Gammel, D.J.Bishop, J.P.Rice, and D.M.Ginsberg, Phys. Rev. Lett. 68, 3343 (1992).
10. D.Feinberg and C.Villard, Phys. Rev. Lett. 65, 919 (1990).
11. I.V.Grigorieva, L.A.Gurevich, and L.Ya.Vinnikov, Physica C 195, 327 (1992).