

ОСЦИЛЛЯЦИИ СОИЗМЕРИМОСТИ И НОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_y$

А.А.Жуков¹⁾, К.И.Кугель⁺, А.Л.Рахманов⁺, М.Г.Михеев²⁾, В.И.Воронкова,
Х.Кюпфер^{*3)}, Г.К.Перкинс^{□3)}, А.Д.Каплин^{□3)}, Т.Вольф^{*3)}

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

⁺ НИЦ прикладных проблем электродинамики РАН
127412 Москва, Россия

[□] Centre for HTS, Blackett Lab., Imperial College
London SW7 2BZ, United Kingdom

^{*} Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Technische Physik
D-76021 Karlsruhe, Germany

Поступила в редакцию 6 мая 1999 г.

С помощью магнитометра с высоким угловым разрешением исследованы осцилляции намагниченности, обусловленные эффектом соизмеримости периодов вихревой и кристаллической решеток в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_y$ ($y = 6.97 \pm 0.02$). При $T_f \sim 60$ К обнаружен острый максимум на температурной зависимости амплитуды осцилляций, а также другие особенности в поведении амплитуды осцилляций и необратимого намагничивания. Предполагается, что T_f является температурой перехода твердого вихревого состояния в смектическую фазу.

PACS: 74.60Ge, 74.60Jg, 74.72Bk

Слоистость кристаллической структуры высокотемпературных сверхпроводников является причиной большой анизотропии этих материалов и приводит к ряду специфических особенностей в их поведении. В сочетании с малой длиной когерентности слоистая структура вызывает собственный пиннинг вихрей между плоскостями CuO [1]. Энергия вихревой решетки достигает минимума, когда межвихревое расстояние соизмеримо с расстоянием между слоями. Теория соизмеримых вихревых структур была разработана в статьях [2, 3]. Осцилляции магнитного момента, вызванные эффектом соизмеримости, наблюдались в эксперименте [4–6]. Эти осцилляции весьма чувствительны к совершенству вихревой решетки и могут служить эффективным инструментом для изучения характера ее упорядочения.

Недавно была предложена теория [7], описывающая возможные структуры для системы вихрей, параллельных сверхпроводящим слоям. В этом случае было предсказано существование трех различных вихревых фаз. В дополнение к жидкой и твердой фазам в промежуточном температурном диапазоне ожидается существование вихревой смектической фазы [8], для которой были бы характерны свойства жидкости в направлении плоскостей CuO и кристаллического порядка в направлении оси c (как в обычных смектических жидких кристаллах). В этой статье были исследованы осцилляции соизмеримости в совершенных монокристаллах $YBa_2Cu_3O_y$

¹⁾ e-mail: zhukov@lt.phys.msu.su

²⁾ e-mail: mikh@lt.phys.msu.su

³⁾ H.Küpfér, G.K.Perkins, A.D.Caplin, T.Wolf

с целью выявления особенностей, связанных с возможным существованием смектичского упорядочения вихрей.

Были исследованы пять монокристаллов $YBa_2Cu_3O_y$ [9], выращенных из расплава и подвергнутых длительному отжигу (300 – 700 ч) в атмосфере кислорода при давлении 1 бар. В результате у всех образцов диамагнитный сигнал появлялся при $T_c \approx 91$ К, а содержание кислорода составляло $y = 6.97 \pm 0.02$. Вместе с тем образцы значительно отличались содержанием примесей так, что их экранирующие токи варьировались по величине более чем на два порядка (от 80 А/см² у образца CD до $4 \cdot 10^4$ А/см² у МК) при $T = 77$ К и магнитном поле $B(\parallel c) = 1$ Тл. Три образца VG, AZ и CD были практически в монодоменном состоянии сразу после синтеза. Два других, WZ и МК, были раздвойникованы с помощью одноосного раздвойнивания [10]. Рентгенографический анализ, проведенный на четырех образцах, показал, что разупорядочение оси c не превышало 0.02° .

Для магнитных измерений использовался вибрационный магнитометр (Oxford Instruments model 5^H) с системой взаимно перпендикулярных приемных катушек, позволяющих одновременно измерять две компоненты магнитного момента, параллельную и перпендикулярную приложенному магнитному полю. При малых углах ($< 0.3^\circ$) между плоскостью ab и магнитным полем компонента m_{std} , параллельная к приложенному магнитному полю, дает намагниченность, параллельную плоскостям CuO, $M_{\parallel} \approx m_{std}/V$, а поперечная компонента m_{ort} соответствует намагниченности вдоль оси c $M_c \approx m_{ort}/V$ (V – объем образца). Образцы вращались вокруг вертикальной оси (перпендикулярной магнитному полю) с угловым разрешением 0.01° .

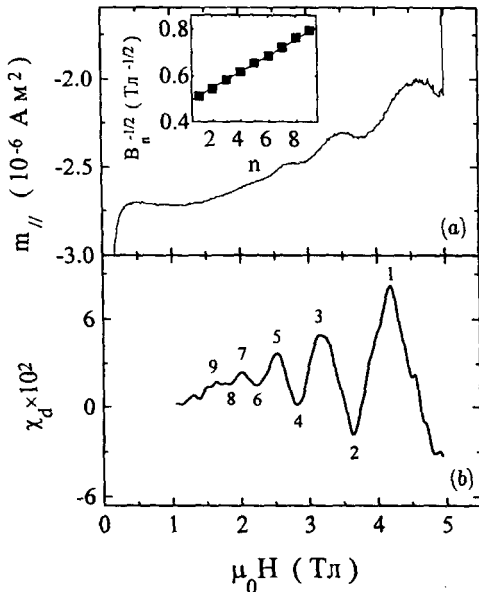


Рис.1.(а) Полевая зависимость магнитного момента монокристалла МК при температуре 60 К и направлении магнитного поля H параллельном плоскостям CuO. (б) Дифференциальная восприимчивость. На вставке сверху показано положение экстремумов в масштабе $B_n^{-1/2}$, Тл^(-1/2) в зависимости от номера экстремума n

В качестве примера на рис.1 показаны осцилляции соизмеримости для образца МК. Количественный анализ непосредственно зависимости магнитного момента $M(H)$ оказался затруднительным из-за малой амплитуды осцилляций и наличия монотонной составляющей и поэтому использовалась дифференциальная восприимчивость $\chi_d = dM/dH$. Для χ_d осциллирующая часть доминирует и количественный анализ становится надежным. В результате такого подхода было обнаружено, что

осцилляции дифференциальной восприимчивости χ_d имеют явно выраженную треугольную форму (рис.1б); это свидетельствует о существовании резкого перехода между различными соизмеримыми вихревыми состояниями.

Условие соизмеримости подразумевает, что целое число k межвихревых расстояний a_c в направлении нормали к слоям равно целому числу l межслоевых периодов d . Энергия вихря минимальна для $k = 1$. Таким образом, соответствующее условие соизмеримости

$$a_c = (\sqrt{3}\Phi_0/2\Gamma B)^{1/2} = ld,$$

где $\Gamma^2 = M_c/M_{ab}$ – анизотропия эффективных масс. Здесь и далее мы игнорируем малую анизотропию между направлениями a и b .

В зависимости от магнитного поля точки соизмеримости должны быть периодичными в масштабе $B^{-1/2}$ с периодом $\Delta B^{-1/2} = d(2\Gamma/\sqrt{3}\Phi_0)^{1/2}$. Эксперимент действительно показал периодичность в масштабе $B^{-1/2}(n)$ (вставка на рис.1а). Для всех кристаллов с высоким содержанием кислорода, исследованных в данной работе, а также для анализируемых в [4–6], период осцилляций находится в пределах узкого диапазона $\Delta B^{-1/2} = (6.6 \pm 0.3) \cdot 10^{-2} \text{ Тл}^{-1/2}$. Как и ожидалось, $\Delta B^{-1/2}$ практически не зависит от направления магнитного поля и температуры.

Используя выражение, следующее из условия соизмеримости

$$\Gamma = \frac{\sqrt{3}}{2} \Phi_0 \left(\frac{\Delta B^{-1/2}}{d} \right)^2,$$

и значение периода кристаллической решетки $d = 11.7 \text{ \AA}$ [11], можно найти анизотропию эффективных масс $\Gamma^2 = (30 \pm 5)$. Это значение хорошо согласуется с другими результатами [12].

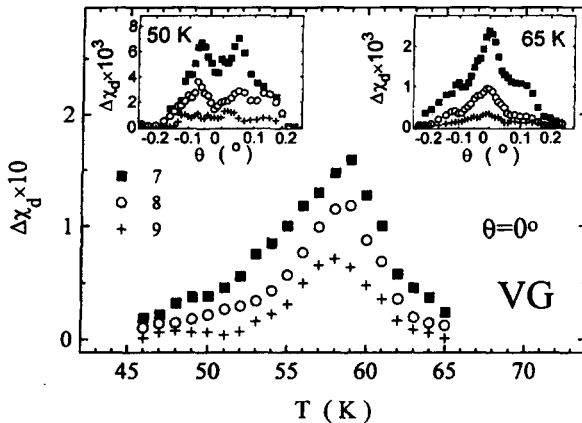


Рис.2. Температурная зависимость амплитуды осцилляций дифференциальной восприимчивости монокристалла VG. Приложенное магнитное поле параллельно плоскостям CuO. Параметр соизмеримости $l = 7, 8$ и 9 соответствует магнитным полям $\mu_0 H = 3.8, 3.0$ и 2.4 Тл , соответственно. На вставках: угловые зависимости амплитуды осцилляций выше и ниже температуры T_f

В отличие от периода осцилляций, который не зависит от температуры, амплитуда изменяется быстро и имеет резкий максимум (рис.2). Такое поведение, характерное для всех исследованных образцов, будет главной темой дальнейших обсуждений и интерпретаций. Положение максимума T_f (которое далее мы будем называть температурой плавления) медленно сдвигается к более высоким температурам с уменьшением порядка соизмеримости l , или соответственно с увеличением магнитного поля. Для фиксированного l значения T_f близки в различных образцах. Например,

для $l = 7$ (при соответствующем магнитном поле (4.0 ± 0.4) Тл, зависящем от внутренних параметров различных образцов) T_f равно 59 К, 66 К, 58 К, 63 К и 59 К для образцов VG, AZ, WM, CD и МК, соответственно. Несмотря на малые различия в T_f (которые можно связать с разницей во внутренних параметрах и величине пиннинга), близость полученных значений указывает на термодинамический характер аномалии, которая слабо чувствительна к большой разнице в пиннирующих свойствах образцов.

Угловые зависимости амплитуды осцилляций для температур, выше и ниже T_f , различны. При высоких температурах (правая вставка на рис.2) амплитуда осцилляций непрерывно уменьшается, ниже T_f наблюдаются два острых максимума при отклонении магнитного поля в обе стороны от направления плоскостей CuO (левая вставка на рис.2). В обоих случаях при отклонении на $\sim 0.2^\circ$ осцилляции исчезают.

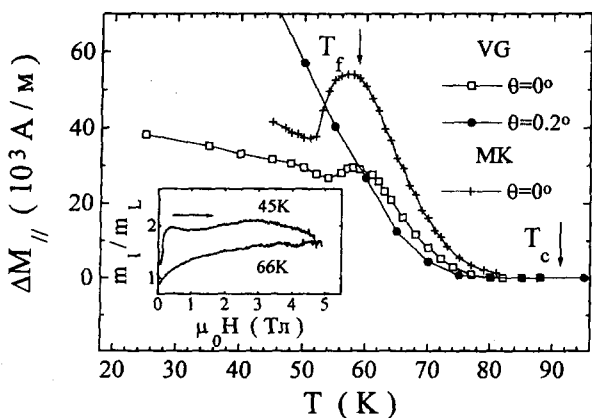


Рис.3. Температурная зависимость необратимой намагниченности $\Delta M_{||}$ монокристаллов VG и МК. На вставке: полевая зависимость отношения необратимых магнитных моментов для магнитного поля H , параллельного длинной (m_L) и короткой (m_t) поперечной сторонам образца VG. Стрелка указывает величину отношения между поперечными размерами образца L/l

Еще одним подтверждением наличия фазового перехода при температуре T_f стали температурные зависимости гистерезиса намагниченности $M_{||}$, которые, кроме того, дали свидетельство о его природе. Неосциллирующая часть является доминирующей в необратимом магнитном моменте. Следовательно, он определяется физическими процессами, не связанными с осцилляциями. Как будет показано ниже, $M_{||}$ связана с током j_c^c вдоль оси c , который вызывает движение вихрей параллельно плоскостям CuO. На зависимости $M_{||}(T)$ также присутствует максимум при температуре T_f (рис.3), что дает еще одно свидетельство изменений в природе вихревой системы в этой точке. Вне очень узкой области углов (примерно $\pm 0.2^\circ$) максимум на зависимости $M_{||}(T)$, так же как и осцилляции, исчезает. При низких температурах ток $j_c^c \sim \Delta M_{||}$ имеет довольно слабую зависимость от температуры. Однако выше T_f он уменьшается очень быстро и обращается в нуль при значительно более низкой температуре, чем T_c или ожидаемая температура трехмерного плавления вихревой решетки $T_m \approx 90$ К (T_m была рассчитана на основе значений при $H \parallel c$ с помощью анизотропной модели Гинзбурга – Ландау). Наблюдаемое поведение согласуется с плавлением твердой вихревой решетки в смектическую структуру. На самом деле, работы [8, 13] описали смектическую фазу как комбинацию твердой фазы в направлении оси c и жидкой в направлении плоскостей CuO. Принимая во внимание наличие флуктуаций и пиннинга, мы можем связать быстрое уменьшение $\Delta M_{||}(T)$ с плавлением второго рода [7], которое приводит к свободному перемещению вихрей параллельно плоскостям CuO. Присутствие же осцилляций свидетельствует о нали-

чи хорошего порядка в системе вихрей в направлении оси c при температуре выше T_f .

Далее мы кратко обсудим соотношение необратимого магнитного момента и токов в образце. Согласно анизотропной модели Бина [14], Δm определяется двумя различными экранирующими токами. Один ток (j_c^c) течет в направлении оси c , а другой (j_c^{\parallel}) параллелен плоскостям CuO . Эти две компоненты могут быть извлечены из двух измерений ΔM_{\parallel} для вытянутого прямоугольного образца при направлениях магнитного поля $H \parallel ab$, параллельно длинной и короткой боковым сторонам образца, соответственно. Для доминирующего проникновения вихрей в направлении оси c значение намагниченности $\Delta M_{\parallel} \approx j_c^c t$ (t – толщина образца) должно быть равным для обоих направлений магнитного поля. При проникновении вихрей параллельно плоскости CuO ΔM_{\parallel} определяется j_c^c компонентой тока и рассчитывается, как $\Delta M_{\parallel} \approx j_c^c L/2$, где L – размер кристалла в направлении, перпендикулярном к приложенному магнитному полю [14].

Единственным из всех исследованных образцов с удлинённой формой был VG. Как видно из вставки на рис.3, отношение намагниченностей для различных направлений магнитного поля значительно превышает единицу и при больших H хорошо совпадает с отношением сторон образца. Это означает, что измеряемая величина ΔM_{\parallel} соответствует движению вихрей параллельно плоскостям CuO .

Теория предсказывает плавление смектической фазы в вихревую жидкость при высоких температурах. Исследования сопротивления [15, 7] поддерживают предположение о переходе второго рода в вихревую жидкость при $T_m \sim 90$ К, однако исчезновение пиннинга вихрей не позволяет обнаружить этот переход в наших измерениях.

Уменьшение амплитуды осцилляций в твердой вихревой фазе с уменьшением температуры может быть связано с быстрым увеличением пиннинга точечными дефектами [16], которые подавляют порядок в вихревой структуре. Согласно теории [7], смектический порядок должен быть нечувствительным к точечным дефектам, следовательно, тепловое разупорядочение и уменьшение пиннинга становятся главными факторами, приводящими к уменьшению амплитуды осцилляций с увеличением температуры.

Эта работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований – НИИО (96-02-00235G, 436Rus-113/417/O(R)), Российского фонда фундаментальных исследований – ИНТАС (IR-97-1717, IR-97-1394), Британским советом инженерно-физических исследований.

1. M.Tashiki and S.Takahashi, Solid State Commun. **70**, 291 (1989).
2. B.I.Ivlev and N.B.Kopnin, Phys. Rev. Lett. **64**, 1828 (1990).
3. L.Bulaevskii and J.R.Clem. Phys. Rev. **B44**, 10234 (1991).
4. M.Oussena, P.A.J.de Groot, R.Gagnon et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3606 (1994).
5. H.Kupfer, A.A.Zhukov, A.Will et al., Phys. Rev. **B54**, 644 (1996).
6. A.A.Zhukov, Yu.V.Bugoslavsky, G.K.Perkins et al., Physica **C282-287**, 2151 (1997).
7. L.Balents and D.R.Nelson, Phys. Rev. Lett. **73**, 2618 (1994); L.Balents and D.R.Nelson, Phys. Rev. **B52**, 12951 (1995).
8. К.В.Ефров, ЖЭТФ **76**, 1781 (1979).
9. Th.Wolf, W.Goldacker, B.Obst et al., J.Cryst. Growth **96**, 1010 (1989).
10. A.A.Zhukov, H.Küpfеr, H.Claus et al., Phys. Rev. **B52**, R9871 (1995).
11. J.D.Jorgensen, B.W.Veal, A.P.Paulikas et al., Phys. Rev. **B41**, 1863 (1990).

12. Е.З.Мейлихов, В.Г.Шапиро, СФХТ **4**, 1437 (1991).
13. В.Horovitz, Phys. Rev. Lett. **67**, 378 (1991); G.Blatter, B.I.Ivlev, J.Rhyner et al, Phys. Rev. Lett. **66**, 2392 (1991).
14. В.В.Мошалков, А.А.Жуков, В.Д.Кузнецов и др., СФХТ **2**, 84 (1989); E.M.Gyorgy, R.B. van Dever, K.A.Jackson et al., Appl. Phys. Lett. **55**, 283 (1989).
15. W.K.Kwok, J.Feindrich, U.Welp et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1088 (1994).
16. G.Blatter, J.Rhyner, and V.M.Vinokur, Phys. Rev. **B43**, 7826 (1991).