

# Влияние границ двойников на фазовое состояние и динамику вихрей вблизи точки плавления в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

А. В. Бондаренко, А. А. Продан, М. А. Оболенский

Харьковский национальный университет им В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина  
E-mail: Aleksandr.V.Bondarenko@univer.kharkov.ua

А. Г. Сиваков

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

Статья поступила в редакцию 15 мая 2001 г.

Обнаружено, что при температурах выше точки плавления вихревой решетки  $T_m$  и меньших температуры  $T_p$ , соответствующей началу пиннинга на границах двойников (ГД), вольт-амперные характеристики (ВАХ) линейны при малых значениях транспортного тока  $J$ , однако существенно нелинейны при больших  $J$ . Такое поведение ВАХ интерпретируется сосуществованием в области температур  $T_m < T < T_p$  запиннигованной вихревой решетки, которая образуется вблизи плоскостей ГД при  $T < T_p$ , и незапиннигованной вихревой жидкости вдали от плоскостей ГД.

Знайдено, що при температурах вище точки плавлення вихрової ґратки  $T_m$  і менших температур  $T_p$ , яка відповідає початку пінінгу на межах двійників (МД), вольт-амперні характеристики (ВАХ) лінійні при малих значеннях транспортного струму  $J$ , однак суттєво нелінійні при великих  $J$ . Така поведінка ВАХ інтерпретується співіснуванням в області температур  $T_m < T < T_p$  запінінгованої вихрової ґратки, яка утворюється поблизу площин МД при  $T < T_p$ , і незапінінгованої вихрової рідини віддалік від площин МД.

PACS: 74.72.Bk, 74.60.Jg

Влияние беспорядка на фазовое состояние и пиннинг абрикосовских вихрей в высокотемпературных сверхпроводниках является предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований. Считается, что в магнитных полях, меньших второго критического поля  $H_{c2}$ , существует вихревая жидкость, кристаллизация которой в присутствии слабого беспорядка осуществляется в виде фазового перехода первого рода при температуре  $T_m(H)$  ниже линии  $H_{c2}(T)$  [1]. В случае сильного точечного беспорядка [2] или плоских дефектов [3,4] фазовый переход первого рода подавлен, а линейное сопротивление  $\rho_l$  ( $\rho_l \equiv dE/dJ$  при  $J = 0$ ) становится меньшим сопротивления свободного течения потока  $\rho_{ff}$  при температурах  $T > T_p > T_m$ , где температура  $T_p$  соответствует началу пиннинга вихревой жидкости. Уменьшение  $\rho_l$  объясняется образованием

перепутанной вихревой жидкости, которая обладает торсионной жесткостью [3] и, как следствие, повышенной вязкостью [5], или образованием конечных пластических барьеров [4] для перепутанной жидкости, что приводит к экспоненциальному уменьшению  $\rho_l$  [6].

В настоящей работе представлены результаты исследования динамики магнитного потока вблизи температуры плавления вихревой решетки (ВР) в sdвойникованном монокристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ . Предшествующие измерения этого образца при температурах  $T < T_m$  показали [7], что критический ток монотонно уменьшается с ростом магнитного поля. Это свидетельствует о том, что содержание кислорода в образце близко к стехиометрическому,  $\delta \leq 0,03$  [8], т.е. точечный беспорядок очень мал. Границы двойников (ГД) в измеряемой части кристалла имеют одно направ-

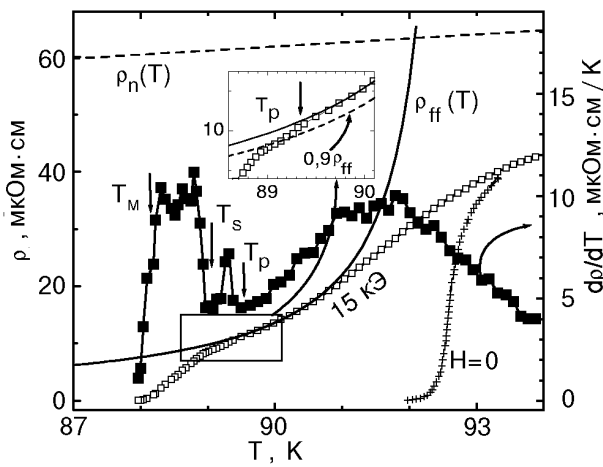


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления  $\rho$  при  $H = 0$  и  $15 \text{ кЭ}$  и  $d\rho/dT$  кривой  $\rho(T)$ , измеренной в поле  $15 \text{ кЭ}$ . Пунктиром показана экстраполяция линейного по температуре сопротивления в нормальном состоянии  $\rho_n(T)$ . Сплошная кривая представляет температурную зависимость сопротивления вязкого течения магнитного потока  $\rho_{ff}$  в модели Бардина-Стефена;  $T_p$  соответствует началу пиннинга вихрей на ГД.

ление, вектор тока  $\mathbf{J}$  лежит в  $ab$ -плоскости и ориентирован перпендикулярно плоскости ГД. Измерения проводили в магнитном поле  $H = 15 \text{ кЭ}$  при ориентации поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c} \parallel \text{ГД}$ . При таких условиях сила Лоренца  $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{V}$  параллельна плоскостям ГД.

Как видно на рис. 1, при температурах  $T > 89,3 \text{ К}$  сопротивление  $\rho_l$  равно сопротивлению вязкого течения потока в модели Бардина-Стефена [9]  $\rho_{ff}(T) = \rho_n(T)B/B_{c2}(T)$ , которое получено, следуя процедуре, предложенной в работе [3], в предположении, что  $B_{c2}(T) = (dB_{c2}/dT)(T - T_c)$ , где  $dB_{c2}/dT = -2,5 \text{ Т/К}$ , а величину  $\rho_n(T)$  определяли путем экстраполяции линейного по температуре сопротивления в нормальном состоянии. Как видно на рис. 2,а, ВАХ, измеренные при  $T > T_p$ , линейны, что свидетельствует о незапиннигованном состоянии вихревой жидкости (ВЖ). При температурах  $T \leq 87,9 \text{ К}$  сопротивление равно нулю, ВАХ нелинейны и зависимости  $E(J)$ , построенные в двойном логарифмическом масштабе, имеют отрицательную кривизну. Для экспоненциальной зависимости вида  $E(J) \propto \exp[-(J_T/J)^\mu]$  положительная кривизна свидетельствует о положительном значении показателя степени  $\mu$ , что является характерной чертой крипа ВР [10]. Кроме того, температура  $87,9 \text{ К}$  с точностью до  $0,3 \text{ К}$  совпадает с температурой плавления ВР в несдвойникованных кристаллах [1]. Поэтому  $T_m \approx 87,9 \text{ К}$  мы связываем с температурой плавления ВР.

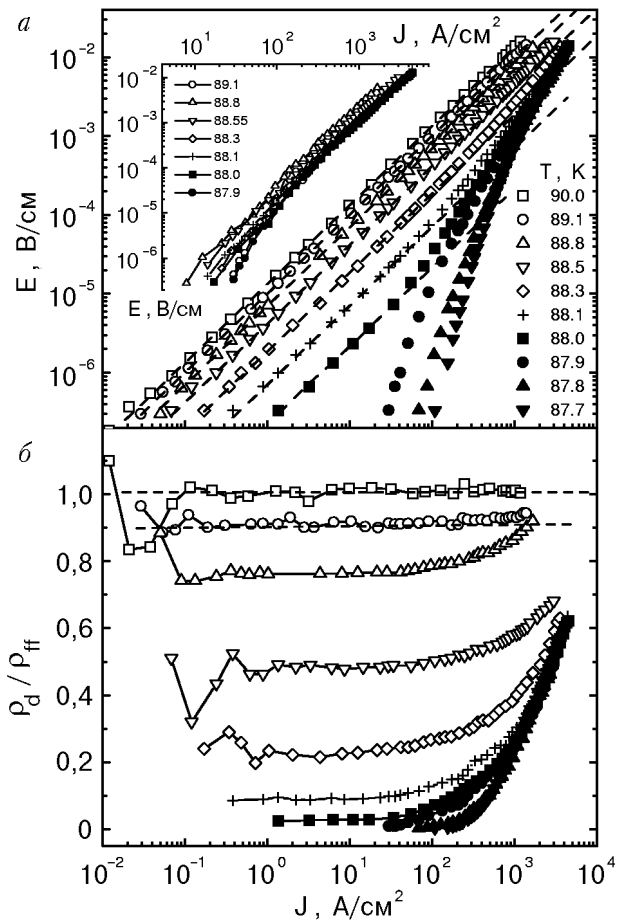


Рис. 2. ВАХ, измеренные в магнитном поле  $15 \text{ кЭ}$ , (а) и токовые зависимости дифференциального сопротивления  $\rho_d = dE/dJ$ , нормированные на  $\rho_{ff}$ , (б) (зависимости  $E(J)$  представлены на рис. 2,а).

Таким образом, при  $T > T_p$  существует незапиннигованная ВЖ, которая характеризуется линейным сопротивлением  $\rho_l = \rho_{ff}$ , а при  $T < T_m$  существует запиннигованная ВР, крип которой определяется показателем степени  $\mu > 0$ . В интервале же температур  $T_m < T < T_p$ , как видно на рис. 2, ВАХ линейны при малых транспортных токах, но существенно нелинейны при больших. При этом линейное сопротивление меньше  $\rho_{ff}$  (см. рис. 2,б). Такое поведение ВАХ можно объяснить одновременным существованием запиннигованной ВР и незапиннигованной ВЖ. Обсудим эту возможность более подробно.

В несдвойникованных кристаллах амплитуда тепловых флуктуаций вихрей  $u$  однородна по объему кристалла, что в сочетании со слабым точечным пиннингом приводит к фазовому переходу первого рода при  $T = T_m$  [1]. В сдвойникованных же кристаллах в области температур  $T_m < T < T_p$  часть вихревых нитей  $n_p \approx a_0/d$  (где  $a_0$  — межвихревое, а  $d$  — междвойниковое расстояния) оказывается захваченной плоскостями

ГД, поскольку сверхпроводящий параметр порядка на ГД подавлен [11]. Амплитуда этих вихрей меньше, чем вихрей, погруженных в объем кристалла, из-за их двумерной природы [12]. Поскольку межвихревое взаимодействие эффективно на расстоянии глубины проникновения магнитного поля  $\lambda$ , то амплитуда  $u$  модулируется на расстоянии  $x \approx \lambda$  от плоскости ГД. В рассматриваемой области температур величина  $\lambda = 30-40$  нм сопоставима с  $d \approx 50$  нм в исследуемом образце, так что можно ожидать модуляцию амплитуды на всех расстояниях  $x$  от плоскостей ГД: величина  $u$  непрерывно растет с увеличением  $x$ . Если при температурах  $T < T_p$  среднеквадратичная амплитуда  $\langle u \rangle$  вихрей, расположенных вблизи плоскости ГД, будет больше величины  $c_L a_0$ , где  $c_L$  — число Линдемана, то незапиннигованная ВЖ будет сосуществовать с запиннигованными вихрями, локализованными на плоскостях ГД. В этом случае должно наблюдаться линейное сопротивление  $\rho_l \approx (1 - n_p)\rho_{ff}$ . В магнитном поле 15 кЭ величина  $a_0 \approx 38$  нм,  $n_p \approx 0,08$  и, следовательно, линейное сопротивление  $\rho_l \approx 0,92\rho_{ff}$ , что, как видно на рис. 1 и 2, б, согласуется с экспериментальными данными, полученными в области температур  $88,9 \text{ К} < T < 89,3 \text{ К}$ .

При дальнейшем понижении температуры до  $T_s$ , при которой амплитуда  $\langle u(T_s) \rangle$  вихрей, расположенных вблизи плоскостей ГД, становится меньше величины  $c_L a_0$ , вихревая жидкость вблизи ГД будет кристаллизоваться. В этом случае линейное сопротивление должно уменьшаться с понижением температуры в меру уменьшения объемной доли ВЖ  $n_l$ , определяемой отношением  $n_l = \rho_l / \rho_{ff}$ . Полная кристаллизация должна происходить при температуре  $T_m$ , близкой к точке плавления ВР в несдвойникованных монокристаллах, поскольку амплитуда  $u$  вихрей, расположенных вдали от плоскостей ГД, слабо отличается от ее величины в раздвойникованных кристаллах. Этот сценарий согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 1. Сопротивление  $\rho_l$  почти линейно уменьшается от значения  $0,9 \rho_{ff}$  до нуля с уменьшением температуры от  $88,9$  до  $87,9 \text{ К}$ , которая с точностью до  $0,3 \text{ К}$  совпадает с температурой плавления ВР в несдвойникованных кристаллах [1]. Поэтому температуру  $T_s = 88,9 \text{ К}$  мы интерпретируем как начало, а температуру  $T_m = 87,9 \text{ К}$  как конец кристаллизации вихревой жидкости.

Перейдем к рассмотрению нелинейных составляющих ВАХ, измеренных в области температур  $T_m < T < T_p$ . Вычитая из измеренных ВАХ линейные составляющие  $E_l(J)$ , показанные на

рис. 2, а пунктирными линиями, и нормируя разность на объемную долю запиннигованной ВР,  $n_p = (1 - \rho_l / \rho_{ff})$ , мы получили зависимости  $E_p = (E - E_l) / (1 - \rho_l / \rho_{ff})$  (см. вставку на рис. 2, а), которые соответствуют движению запиннигованной ВР. Видно, что зависимости  $E_p(J)$ , представленные в двойном логарифмическом масштабе, имеют отрицательную кривизну, т.е. динамика запиннигованной части магнитного потока аналогична динамике ВР при температурах  $T < T_m$ . Кроме того, зависимости  $E_p(J)$  смещаются в область больших транспортных токов при уменьшении температуры, что коррелирует с поведением зависимостей  $E(J)$  при температурах  $T < T_m$ . Эти закономерности являются экспериментальным подтверждением того, что нелинейные составляющие ВАХ, измеренных в области температур  $T_m < T < T_p$ , соответствуют движению запиннигованной ВР.

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные отличаются от ранее представленных в литературе: сопротивление  $\rho_l$  почти линейно уменьшается с температурой в интервале  $T_m < T < T_p$ , в то время как в работе [7] при аналогичных условиях эксперимента ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{J} \parallel ab$ ,  $\mathbf{J} \perp$  ГД) сопротивление  $\rho_l$  уменьшалось экспоненциально. Это различие, вероятно, обусловлено разной концентрацией точечных дефектов в исследованных монокристаллах. Действительно, в присутствии слабого точечного пиннинга сопротивление  $\rho_l$  резко уменьшается от  $\rho_{ff}$  до нуля вблизи  $T_m$ , в то время как введение точечных дефектов приводит к пиннингу ВЖ и сопротивление  $\rho_l$  экспоненциально уменьшается с температурой,  $\rho_l \propto \exp(-U_{pl}/T)$ , в интервале  $T_m < T < T_p$  [2]. При этом энергия активации  $U_{pl}$  уменьшается с ростом магнитного поля,  $U_{pl} \propto H^{0,7}$ , что является характерной чертой пластического движения перепутанной ВЖ [6]. Таким образом, переплетение вихревых нитей при температурах  $T > T_m$  реализуется при наличии достаточно сильного хаотичного пиннинга, а характерной чертой этой вихревой фазы является экспоненциальное уменьшение  $\rho_l$ . Поэтому экспоненциальное уменьшение  $\rho_l$ , наблюдавшееся в работе [7], вероятно, вызвано достаточно большой концентрацией кислородных вакансий, которые считаются основным источником точечных центров пиннинга в монокристаллах YBCO. В исследованном же нами образце концентрация кислородных вакансий мала,  $\delta \leq 0,03$ . Поэтому формирование «перепутанной» вихревой жидкости представляется маловероятным, что подтверж-

дается линейным, а не экспоненциальным уменьшением  $\rho_l(T)$  в наших измерениях.

В заключение отметим, что полученные в настоящей работе экспериментальные результаты свидетельствуют о сосуществовании запиннированной и незапиннированной вихревых фаз в области температур  $T_m < T < T_p$ . Показано, что динамика запиннированной фазы аналогична динамике вихревой решетки при температурах меньших  $T_m$ . Поэтому сделан вывод о начале формирования фазы вихревой решетки при температурах меньших температуры начала пиннинга на плоскостях ГД, которая заполняет весь объем кристалла по мере понижения температуры до  $T_m$ .

1. H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginzberg, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 824 (1992); W. K. Kwok, S. Flesher, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Grabtree, and M. M. Miller, *ibid.* **69**, 3370 (1992); M. Charalambous, J. Chaussi, P. Lijay, and V. M. Vinokur, *ibid.* **71**, 436 (1993); W. K. Kwok, J. Fendrich, S. Flesher, U. Welp, J. Downey, and G. W. Grabtree, *ibid.* **72**, 1092 (1994).
2. J. A. Fendrich, W. K. Kwok, J. Giapintzakis, C. J. van der Beek, V. M. Vinokur, S. Flesher, U. Welp, H. K. Viswanathan, and G. M. Grabtree, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1210 (1995).
3. S. Flesher, W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, M. K. Smith, J. Downey, and G. M. Grabtree, *Phys. Rev.* **B47**, 14488 (1993).
4. T. K. Worthington, F. H. Holtzberg, and C. A. Feild, *Cryogenics* **30**, 417 (1990).
5. M. C. Marchetti and D. R. Nelson, *Phys. Rev.* **B42**, 9938 (1990).
6. V. M. Vinokur, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 259 (1990).

7. A. В. Бондаренко, А. А. Продан, М. А. Оболенский, Р. В. Вовк, Т. Р. Ароури, *ФНТ* **27**, 463 (2001).
8. A. A. Zhukov, H. Kupfer, G. Perkins, L. F. Kohen, A. D. Caplin, S. A. Klestov, H. Klaus, V. I. Voronkova, T. Wolf, and H. Wuhl, *Phys. Rev.* **B51**, 12704 (1995).
9. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **A140**, 1197 (1965).
10. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev.* **B43**, 130 (1991); K. H. Fischer and T. Nattermann, *ibid.* **43**, 130 (1991); T. Giamarchi and P. Le Doussal, *ibid.* **55**, 6577 (1997); G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
11. G. J. Dolan, G. V. Chandrasekhar, T. R. Dinger, C. Feild, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 827 (1989).
12. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B43**, 7826 (1991).

### The influence of twin boundaries on phase state and vortex dynamics in the vicinity of melting point in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals

A. V. Bondarenko, A. A. Prodan,  
M. A. Obolenskii, and A. G. Sivakov

It is found that at temperatures above the melting point of the vortex lattice,  $T_m$ , and below the temperature  $T_p$ , which corresponds to the onset of pinning by twin boundaries (TB), the current-voltage characteristics (CVC) are linear at low transport currents  $J$ , but they are strongly nonlinear for high values of  $J$ . Such a behavior of the CVC data is explained by the coexistence of a pinned vortex lattice, which is formed near the planes of TB, and of a non-pinned vortex liquid far away from the planes of TB in the temperature range  $T_m < T < T_p$ .