

## Пиннинг и динамика вихрей в кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при ориентации магнитного поля в окрестности $ab$ -плоскости: влияние точечных дефектов

Ю.Т. Петрусенко

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»  
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина  
E-mail: petrusenko@kipt.kharkov.ua

А.В. Бондаренко

Украинская государственная академия железнодорожного транспорта, пл. Фейербаха 7, г. Харьков, 61050, Украина

Статья поступила в редакцию 16 июля 2008 г., после переработки 8 октября 2008 г.

Исследовано изменение силы пиннинга  $F_p$  при увеличении угла  $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$  ( $\alpha < 10^\circ$ ) в кристаллах с разной концентрацией точечных дефектов  $n_{pd}$ . При малых значениях концентрации  $n_{pd}$  сила  $F_p$  монотонно уменьшается с увеличением угла  $\alpha$ . Однако зависимости  $F_p(\alpha)$  становятся немонотонными при больших концентрациях  $n_{pd}$ . При этом величина угла  $\alpha_{\min}$ , которой соответствует положение минимума на зависимостях  $F_p(\alpha)$ , уменьшается с увеличением концентрации  $n_{pd}$ . Показано, что сила пиннинга «ransake» вихрей существенно увеличивается, а сила пиннинга струн незначительно увеличивается с ростом концентрации  $n_{pd}$ .

Досліджено зміну сили пінінгу  $F_p$  при збільшенні кута  $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$  ( $\alpha < 10^\circ$ ) у кристалах з різною концентрацією точкових дефектів  $n_{pd}$ . При малих значеннях концентрації  $n_{pd}$  сила  $F_p$  монотонно зменшується при збільшенні кута  $\alpha$ . Але залежності стають немонотонними при великих концентраціях  $n_{pd}$ . При цьому величина кута  $\alpha_{\min}$ , якій відповідає положення мінімуму на залежностях  $F_p(\alpha)$ , зменшується при зростанні концентрації  $n_{pd}$ . Показано, що сила пінінгу «ransake» вихорів істотно збільшується, а сила пінінгу струн незначно збільшується при зростанні концентрації  $n_{pd}$ .

PACS: 74.72.Bk Купраты на основе Y;  
74.25.Na Магнитные свойства;  
74.25.Qt Вихревые решетки, пиннинг потока, ползучесть потока.

Ключевые слова: сила пиннинга, точечные дефекты, магнитное поле.

Собственный пиннинг, который является одним из главных проявлений слоистой структуры ВТСП материалов, был предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. Обзор теоретических исследований сложных вихревых структур, обусловленных собственным пиннингом, а также пиннинг и динамика этих структур при приведенной температуре  $t = T/T_c$  дается в работе [1]. Вихревая структура зависит от параметра анизотропии  $\epsilon$ , от угла  $\alpha \equiv \angle \mathbf{V}, ab$  и от отношения  $d/\xi_c(t)$ , где  $\xi_c(t) = \xi_c(0)(1 - t)^{-1/2}$ ,  $\xi_c(0) \cong 3 \text{ \AA}$  — длина когерентности вдоль оси  $c$ , и  $d \cong 12 \text{ \AA}$  — межслоевое расстояние. В магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel ab$  и при углах  $\alpha > \alpha_1 \approx \arctg(d/\xi)$  реализуется

структура прямолинейных вихрей. Однако при углах  $\alpha < \alpha_1 \approx \arctg(d/\xi)$  прямолинейные вихри преобразуются в зигзагообразные нити, которые окончательно формируются при углах  $\alpha < \alpha_2 \approx \arctg \epsilon$ . Зигзагообразная структура состоит из вихревых струн, ориентированных вдоль  $ab$ -плоскости, которые соединены «ransake» вихрями, т.е. вихревыми фрагментами, пронизывающими  $ab$ -плоскости. Пиннинг «ransake» вихрей определяется их взаимодействием с дефектами структуры. Природа пиннинга «струн» зависит от ориентации силы Лоренца  $\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{V}$ . При ориентации силы  $\mathbf{F}_L$  вдоль  $ab$ -плоскости она определяется взаимодействием с дефектами структуры. Однако когда сила

Лоренца направлена вдоль оси  $\mathbf{c}$ , сила пиннинга конечно даже в отсутствие каких-либо дефектов структуры благодаря наличию собственных барьеров пиннинга  $U_{\text{int}}$  [2], обусловленных модуляцией сверхпроводящего параметра порядка вдоль  $c$ -оси.

Экспериментальные исследования собственного пиннинга в монокристаллических образцах сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  проводили при токе  $\mathbf{j} \parallel ab$  и в поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$  [3–6]. При такой геометрии измерений сила Лоренца воздействует на струны вдоль  $c$ -оси, а «рапсак» вихри, которые несут компоненту магнитного поля вдоль этой оси, могут двигаться вдоль  $ab$ -плоскости. Было обнаружено, что при углах  $\alpha < 15^\circ$  ток срыва  $J_E$ , определяемый по уровню электрического поля  $E = \text{const}$ , уменьшается при увеличении  $\alpha$ . Такое поведение интерпретировали сильным собственным пиннингом струн и слабым пиннингом «рапсак» вихрей, ток депиннинга которых увеличивается с уменьшением  $\alpha$  как  $J_{pc}(\alpha) \propto 1/\alpha$  [1].

Наши исследования мотивируются следующими наблюдениями. В работах [3–5] наблюдали уменьшение тока  $J_E$  при увеличении угла  $\alpha$  как в слабых, так и в сильных магнитных полях. Однако в некоторых монокристаллических образцах уменьшение тока  $J_E$  при увеличении угла  $\alpha$  наблюдается только в слабых магнитных полях, а в сильных полях ток  $J_E$  увеличивается с углом  $\alpha$  [6]. Это отличие может быть вызвано разной концентрацией структурных дефектов в исследованных кристаллах. Цель настоящей работы — выяснение влияния концентрации точечных дефектов  $n_{pd}$  на эволюцию силы пиннинга в магнитных полях, наклонных к  $ab$ -плоскости под углом  $\alpha \leq 10^\circ$ .

Измерения проводили на монокристалле  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с критической температурой  $T_c = 93,3$  К и  $\Delta T_c = 0,3$  К. Транспортный ток был параллелен  $ab$ -плоскости. Вольт-амперные характеристики  $E(J)$  измеряли в магнитном поле  $\mathbf{H} \perp \mathbf{j}$  при разных углах  $\alpha$  с разрешением  $\Delta\alpha \cong 0,05^\circ$ . Стабильность температуры была лучше 5 мК, а измерения в нормальном состоянии показали, что перегрев образцов при наивысшем уровне диссипации 50 мкВт не превышал 10 мК. Дополнительные дефекты типа «вакансия–междоузлие» вводили путем облучения электронами энергией 2,5 МэВ при  $T < 10$  К. После облучения дозами  $\Phi = 10^{18}$ ,  $2 \cdot 10^{18}$  и  $3 \cdot 10^{18}$   $1/\text{см}^2$  зависимости  $E(J)$  измеряли без отогрева образцов выше 110 К, что исключало аннигиляцию или кластеризацию дефектов. Дозе облучения  $10^{18}$   $1/\text{см}^2$  соответствует усредненная по всем подрешеткам концентрация дефектов  $10^{-4}$  смещений/атом [7].

На рис. 1 показана токовая зависимость электрического поля  $E$  и динамического сопротивления  $\rho_d \equiv dE/dJ$ , нормированного на сопротивление вязкого течения  $\rho_{ff}(\alpha) = \rho_N B/B_{c2}(\alpha)$ , где  $\rho_N$  — сопротивление

в нормальном состоянии,  $B_{c2}(\alpha) = B_{c2}^c / \epsilon_\alpha$  — второе критическое поле,  $\epsilon_\alpha = (\epsilon^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)^{1/2}$  — функция анизотропии,  $\epsilon \approx 1/6$  — параметр анизотропии, и  $B_{c2}^c = 2,5(T_c - T)$  Тл [8] — второе критическое поле при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ . При  $\alpha \neq 0$  поле  $E$  быстро (экспоненциально) увеличивается с током при малых величинах  $J$ , в то время как при больших токах поле  $E$  увеличивается с ростом  $J$  по степенному закону. Это отражается в наличии двух ветвей на зависимостях  $\rho_d(J)$ . Пересечение этих ветвей, которое показано пунктирными линиями на рис. 1, б, в, определяет ток кроссовера  $J_{cr}$ . Для углов  $\alpha \geq 6,4^\circ$  ток  $J_{cr}$  соответствует переходу от термически активируемого крипа при малых токах, который характеризуется величиной отношения  $\rho_d/\rho_{ff} < 1$ , к режиму вязкого течения при больших токах, при этом  $\rho_d/\rho_{ff} \approx 1$ . При углах  $\alpha \leq 4^\circ$  величина отношения  $\rho_d/\rho_{ff}$  в точке кроссовера меньше единицы и она уменьшается с углом  $\alpha$ , а величина тока  $J_{cr}$  увеличивается с уменьшением  $\alpha$ . Такое поведение можно объяснить тем, что при углах  $\alpha \leq 4^\circ$  формируется зигзагообразная структура вихрей, которая показана на вставке рис. 1. Обсудим эту возможность более подробно.

Первоначально предполагалось [9], что ступенчатая структура вихревых нитей формируется при температурах  $t < t_{cr}$ , где температура кроссовера  $t_{cr}$  определяется из условия равенства  $d/\xi_c(t_{cr}) = \sqrt{2}$ , а при температурах  $t > t_{cr}$  вихревые нити остаются прямыми для всех углов  $\alpha$ . Для сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  величина  $t_{cr}$  оценивается равной 0,9. Однако экспериментальные исследования показали, что вихри «чувствуют» слоистую структуру даже при температуре  $t = 0,99$ , которой соответствует величина отношения  $d/\xi_c(t) \cong 1/3$ , хотя ступенчатая структура формируется в узком интервале углов  $\alpha \leq 0,5^\circ$  [10]. В наших измерениях  $t \cong 0,92$ , величина отношения  $d/\xi_c(t) \cong 1$ , и поэтому формирование ступенчатой структуры в более широкой области углов,  $\alpha \leq 4^\circ$ , представляется вполне правдоподобным.

В исследуемой геометрии эксперимента сила Лоренца, действующая на «рапсак» вихри, ориентирована вдоль струн. Поэтому они могут двигаться вдоль  $ab$ -плоскости, как это показано на вставке рис. 1, а, независимо от струн [1]. Теоретические исследования [1] предсказывают рост тока депиннинга «рапсак» вихрей с уменьшением угла  $\alpha$ ,  $J_{pc} \propto 1/\alpha$ . На вставке рис. 1, б показана угловая зависимость тока  $J_{cr}$  при углах  $\alpha < 4^\circ$ , которая согласуется с зависимостью, предсказываемой теорией. Уменьшение величины отношения  $\rho_d/\rho_{ff}$  в точке кроссовера, которое наблюдается при уменьшении угла  $\alpha$ , отражает уменьшение компоненты магнитного поля, ориентированной вдоль оси  $\mathbf{c}$ . Действительно, «рапсак» вихри несут компоненту поля  $B_{pc} \approx B \sin \alpha$ , и сопротивление вязкому течению вихрей дается соотношением  $\rho_{pc} \approx$

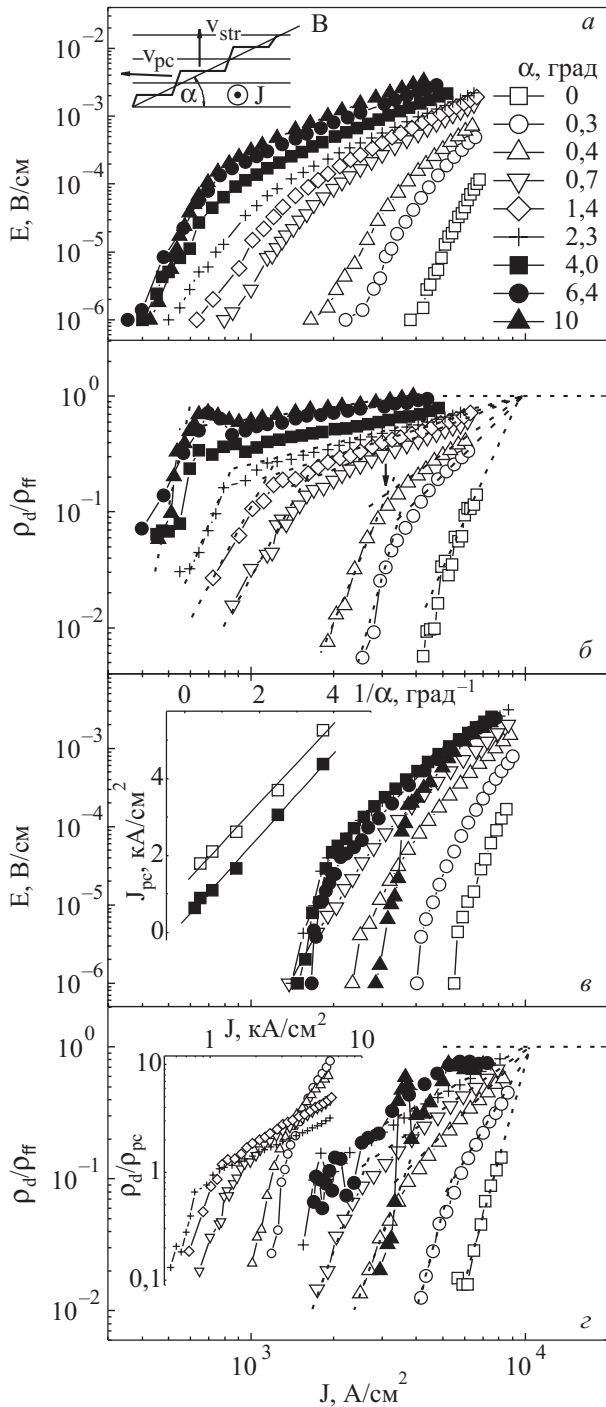


Рис. 1. Токовая зависимость электрического поля  $E$  и нормированного динамического сопротивления  $\rho_d \equiv (dE/dJ)/\rho_{ff}(\alpha)$  до (а), (б) и после (в), (г) облучения электронами дозой  $10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Измерения проводили при углах  $\alpha$ , которые указаны на рис. 1,а. На вставках к рисункам показаны: ступенчатая структура вихревой нити в наклонном поле; стрелками показано направление движения «рапсак» вихрей и струн (а); угловая зависимость тока депиннинга «рапсак» вихрей до (темные символы) и после (светлые символы) облучения электронами дозой  $10^{18} \text{ см}^{-2}$  (в); токовая зависимость динамического сопротивления, нормированного на сопротивление вязкого течения «рапсак» вихрей, в необлученном кристалле (г).

$\approx \rho_N(B/B_{c2}) \sin \alpha$ . Как видно на вставке рис. 1,з, в точке кроссовера величина отношения  $\rho_d/\rho_{pc}$  приблизительно равна 1. Поэтому мы считаем, что при углах  $\alpha < 4^\circ$  ток  $J_{cr}$  соответствует току депиннинга «рапсак» вихрей. Такая интерпретация предполагает, что при токах  $J < J_{cr}$  реализуется термический крип «рапсак» вихрей, а при токах  $J > J_{cr}$  реализуется их вязкое течение.

В отсутствие термически активируемого крипа струн динамическое сопротивление при токах  $J > J_{cr}$  должно быть постоянно и равно сопротивлению вязкого течения «рапсак» вихрей. Однако, как видно на рис. 1,б,г, динамическое сопротивление увеличивается с ростом тока при  $J > J_{cr}$ , что отражает реализацию термически активируемого крипа струн. Ток депиннинга вихревых струн  $J_{str}$  можно определить путем экстраполяции верхней ветви нормированного динамического сопротивления в значение, равное 1, как это показано пунктирными линиями на рис. 1,б,г. Видно, что при неизменной концентрации точечных дефектов и при углах  $\alpha \leq 2,3^\circ$  величина тока  $J_{str}$  не зависит от угла  $\alpha$ . Значения тока  $J_{str}$  в необлученном и облученном образцах составляют 9,7 и 10,2  $\text{кА/см}^2$  соответственно, т.е. ток депиннинга вихревых струн после облучения увеличивается незначительно (в 1,05 раза). В противоположность этому величина тока  $J_{cr}$  увеличивается существенно (приблизительно в 1,8 раза). Это отличие оправдано, поскольку пиннинг «рапсак» вихрей определяется взаимодействием со структурными дефектами. В исследуемой геометрии измерений сила Лоренца, воздействующая на вихревые струны, ориентирована вдоль оси с. Поэтому пиннинг струн определяется как взаимодействием со структурными дефектами, так и наличием собственных барьеров пиннинга, которые обусловлены модуляцией сверхпроводящего параметра порядка вдоль оси с [2]. Незначительное увеличение тока  $J_{str}$  после облучения свидетельствует о том, что собственный пиннинг существенно превышает силу пиннинга, обусловленную взаимодействием струн с точечными дефектами.

На рис. 2 показана угловая зависимость тока срыва  $J_E$ , который определяли по уровню напряжения  $E = 10^{-5} \text{ В/см}$ . До облучения ток  $J_E$  уменьшается с ростом угла  $\alpha$ . После облучения электронами зависимость  $J_E(\alpha)$  становится немонотонной, а увеличение дозы облучения приводит к смещению положения минимума  $\alpha_{min}$  на зависимости  $J_E(\alpha)$  в область меньших углов  $\alpha$ . Ранее [6] увеличение тока  $J_E$  с углом  $\alpha$  интерпретировали в рамках теории коллективного пиннинга [1]. Эта теория предсказывает увеличение тока перехода  $J_b$  от крипа одиночных вихрей к крипу вихревых связок с ростом угла  $\alpha$ , что и приводит к увеличению измеряемого тока  $J_E$ . В рамках этой те-

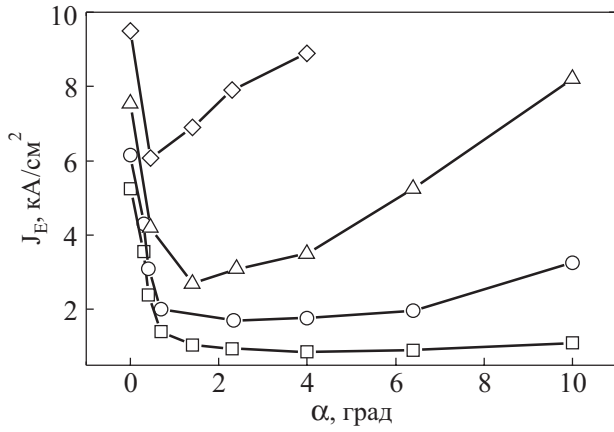


Рис. 2. Угловая зависимость тока срыва  $J_E$ , определяемого в режиме термического крипа по напряжению  $10^{-5}$  В/см, до облучения ( $\square$ ) и после облучения кристалла дозами,  $\times 10^{18}$  см $^{-2}$ : 1 ( $\circ$ ), 2 ( $\triangle$ ) и 3 ( $\diamond$ ).

рии наблюдаемое уменьшение величины  $\alpha_{\min}$  при увеличении дозы облучения свидетельствует о том, что переход от крипа одиночных вихрей, который реализуется при углах  $\alpha < \alpha_{\min}$ , к крипу вихревых связок при углах  $\alpha > \alpha_{\min}$  смещается в область меньших углов при увеличении концентрации дефектов.

Альтернативным объяснением увеличения тока  $J_E$  с углом  $\alpha$  может быть переход от упорядоченного состояния вихревой решетки (ВР), которое реализуется при углах  $\alpha < \alpha_{\min}$ , к неупорядоченному состоянию при углах  $\alpha > \alpha_{\min}$ . Предполагается [11], что переход порядок–беспорядок (ПБ) реализуется, если поперечные деформации вихревых нитей  $u$  удовлетворяют критерию Линдемана,  $u = c_L a_0$ , где  $c_L$  — число Линдемана,  $a_0 \cong \sqrt{\Phi_0} / B$  — межвихревое расстояние, и  $\Phi_0$  — квант магнитного потока. Эти деформации приводят к увеличению упругой энергии ВР. Поэтому ПБ переход реализуется в том случае, если увеличение упругой энергии  $E_{el}$  компенсируется энергией пиннинга  $E_p$ . При пиннинге на точечных дефектах энергия  $E_p$  не зависит от угла  $\alpha$  [1]. Однако упругая энергия уменьшается с ростом угла  $\alpha$ . Действительно, в рамках модели потенциала–клетки увеличение упругой энергии ВР определяется уравнением [12]

$$E_{el} = \epsilon_l (u^2 / L) + c_{66} u^2 L, \quad (1)$$

где  $c_{66}$  — модуль сдвига,  $\epsilon_l$  — линейное натяжение вихревой нити, и  $L$  — продольная длина деформированной вихревой нити. В выражении (1) первое слагаемое учитывает энергию изгиба рассматриваемого вихря, а второе — его взаимодействие с периодическим потенциалом, создаваемым остальными вихрями. Минимизация упругой энергии по  $L$  определяет характерный размер продольных искажений вихревой нити  $L_0 = \sqrt{\epsilon_l / c_{66}}$ , который рассматривается как про-

дольный размер упругой клетки [12]. Подстановка  $L_0$  в уравнение (1) дает величину энергии

$$E_{el} = 2u^2 \sqrt{\epsilon_l c_{66}}. \quad (2)$$

Изменение этой энергии с углом  $\alpha$  зависит от ориентации смещений  $\mathbf{u}$ . Если смещения ориентированы вдоль  $ab$ -плоскости, то угловая зависимость линейного натяжения вихревой нити и модуля сдвига ВР даются выражениями [1]  $\epsilon_l^{\parallel} = \epsilon^2 \epsilon_0 / \epsilon_\alpha$  и  $c_{66}^{\parallel} = c_{66} \epsilon_\alpha^3$ , где  $\epsilon_0 = (\Phi_0 / 4\pi\lambda)^2$ ,  $c_{66} = \Phi_0 B / (8\pi\lambda)^2 = \epsilon_0 / 4a_0^2$ , и  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля. Межвихревое расстояние вдоль  $ab$ -плоскости равно  $a_0^{\parallel} = a_0 / \sqrt{\epsilon_\alpha}$ , а критерию Линдемана удовлетворяют смещения  $u^{\parallel} = c_L a_0^{\parallel} = c_L a_0 / \sqrt{\epsilon_\alpha}$ . Подстановка параметров  $\epsilon_l^{\parallel}$ ,  $c_{66}^{\parallel}$  и  $u^{\parallel}$  в уравнение (2) дает энергию  $E_{el}^{\parallel} = c_L^2 \epsilon \epsilon_0 a_0$ , которая не зависит от угла  $\alpha$ . При ориентации смещений  $\mathbf{u}$  от  $ab$ -плоскости, т.е. вдоль направления вектора  $\mathbf{B} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{c})$ , линейное натяжение вихревой нити и модуль сдвига даются соотношениями [1]  $\epsilon_l^{\perp} = \epsilon^2 \epsilon_0 / \epsilon_\alpha^3$  и  $c_{66}^{\perp} = c_{66} / \epsilon_\alpha$ . Межвихревое расстояние в этом направлении равно  $a_0^{\perp} = a_0 \sqrt{\epsilon_\alpha}$ , а критерию Линдемана удовлетворяют смещения  $u^{\perp} = c_L a_0^{\perp} = c_L a_0 \sqrt{\epsilon_\alpha}$ . Подстановка параметров  $\epsilon_l^{\perp}$ ,  $c_{66}^{\perp}$  и  $u^{\perp}$  в уравнение (2) дает энергию  $E_{el}^{\perp} = c_L^2 \epsilon a_0 \epsilon_0 / \epsilon_\alpha$ , которая уменьшается с увеличением угла  $\alpha$ . При хаотичном распределении центров пиннинга смещения  $\mathbf{u}$  содержат как параллельную, так и перпендикулярную компоненту. Поэтому следует ожидать, что упругая энергия таких смещений будет уменьшаться при увеличении  $\alpha$  благодаря уменьшению упругой энергии, необходимой для формирования перпендикулярной компоненты поперечных смещений. Это значит, что при малых углах  $\alpha$  увеличение упругой энергии может превышать величину энергии пиннинга и будет формироваться упорядоченное состояние ВР, а при больших углах  $\alpha$  может выполняться противоположное соотношение,  $E_{el} < E_p$ , и будет формироваться неупорядоченное состояние ВР. В этом случае при некотором значении угла  $\alpha_{OD}$  будет реализован ПБ переход, а величина угла  $\alpha_{OD}$  будет определяться равенством энергий  $E_{el}(\alpha_{OD}) = E_p(\alpha_{OD})$ .

Известно, что при переходе от упорядоченного состояния ВР к неупорядоченному состоянию сила пиннинга увеличивается, что вызвано размерным кроссовером (переходом от 1D-пиннинга упорядоченной ВР к 3D-пиннингу неупорядоченной ВР) [13], а также лучшей адаптацией неупорядоченных ВР к ландшафту центров пиннинга [14,15]. В высокотемпературных сверхпроводниках увеличение силы пиннинга при ПБ переходе наблюдали в монокристаллах BiSrCaCuO [16] и YBa $_2$ Cu $_3$ O $_{7-\delta}$  [17] при увеличении магнитного поля, которое приводит к уменьшению упругой энергии,  $E_{el} \propto 1/\sqrt{B}$ . В наших измерениях уменьшение упругой энергии инициируется увеличением угла  $\alpha$ ,

которое, по-видимому, приводит к реализации ПБ перехода и, соответственно, к увеличению силы пиннинга. В этом случае положение минимума на зависимости  $J_E(\alpha)$  соответствует углу  $\alpha_{OD}$ . В пользу такой интерпретации свидетельствует уменьшение величины угла  $\alpha_{\min}$  при увеличении концентрации точечных дефектов. Действительно, увеличение  $n_{pd}$  приводит к росту энергии пиннинга,  $E_p \propto n_{pd}^{1/3}$ , которая может компенсировать больший проигрыш упругой энергии ВР и, следовательно, приводит к реализации ПБ перехода при меньших значениях угла  $\alpha$ .

В заключение мы исследовали пиннинг и динамику вихрей в области углов  $\alpha \equiv \angle \mathbf{B}, ab$ , в которой реализуется ступенчатая структура вихревых нитей. Обнаружено, что ток депиннинга «pancake» вихрей  $J_{pc}$  существенно увеличивается, а ток депиннинга струн  $J_{st}$  незначительно увеличивается с ростом концентрации точечных дефектов. Последнее обстоятельство объясняется доминирующим вкладом собственного пиннинга, который обусловлен слоистой структурой сверхпроводника. Мы также обнаружили, что монотонное уменьшение тока срыва  $J_E$  при увеличении угла  $\alpha$ , которое наблюдается при малой концентрации дефектов, сменяется немонотонной зависимостью  $J_E(\alpha)$  после увеличения концентрации точечных дефектов. При этом увеличение концентрации дефектов приводит к смещению положения минимума на зависимости  $J_E(\alpha)$  в область меньших значений угла  $\alpha$ . Эти особенности объясняются переходом порядок–беспорядок в ВР, который инициируется анизотропной структурой сверхпроводника.

1. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. M. Tachiki and S. Takahashi, *Solid State Commun.* **70**, 291 (1989).
3. V.F. Solovjov, V.M. Pan, and H.C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
4. V.M. Pan, V.F. Solovjov, and H.C. Freyhardt, *Physica* **C279**, 18 (1997).
5. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, and T.R. Arouri, *Fiz. Nizk. Temp.* **27**, 463 (2001).
6. A.V. Bondarenko, M.G. Revyakina, A.A. Prodan, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, and T.R. Arouri, *Fiz. Nizk. Temp.* **27**, 275 (2001).
7. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, and U. Dedek, *Phys. Rev.* **B64**, 092513 (2001).

8. D.E. Farrell, J.P. Rice, and D.M. Ginzberg, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1573 (1990).
9. T.K. Worthington, F. Holtzberg, and C.A. Field, *Cryogenics* **30**, 417 (1990).
10. W.K. Kwok, U. Welp, V.M. Vinokur, S. Flesher, J. Downey, and G.W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 390 (1991).
11. D. Ertas and D.R. Nelson, *Physica* **C272**, 79 (1996).
12. V. Vinokur, B. Khaikovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, and P.H. Kes, *Physica* **C295**, 209 (1999).
13. R. Wodenweber and P.H. Kes, *Phys. Rev.* **B34**, 494 (1986); E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B34**, 6514 (1986).
14. M. Gingras and D. Huse, *Phys. Rev.* **B53**, 15193 (1996).
15. T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Phys. Rev.* **B55**, 6577 (1997).
16. B. Khaikovich, E. Zeldov, D. Majer, T.W. Li, P.H. Kes, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996).
17. K. Shibata, T. Nishizaki, M. Maki, and N. Kobayashi, *Phys. Rev.* **B72**, 014525 (2005).

Pinning and dynamics of vortices in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  crystal in magnetic field applied in vicinity of the  $ab$  plane: the effect of point defects

Yu.T. Petrusenko and A.V. Bondarenko

Variation of the pinning force  $F_p$  with angle  $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$  ( $\alpha < 10^\circ$ ) is investigated in crystals with different concentrations of point defects  $n_{pd}$ . The force  $F_p$  monotonously decreases with increasing angle  $\alpha$  at low concentrations  $n_{pd}$ . However, the  $F_p(\alpha)$  dependences become nonmonotonic at high concentrations  $n_{pd}$ . The value of angle  $\alpha_{\min}$ , to which corresponds the minimum in the  $F_p(\alpha)$  dependence, decreases with increasing concentration  $n_{pd}$ . The pinning force of pancake vortices substantially increases, while the pinning force of strings slightly increases with concentration  $n_{pd}$ .

PACS: 74.72.Bk Y-based cuprates;  
74.25.Ha Magnetic properties;  
74.25.Qt Vortex lattices, flux pinning, flux creep.

Keywords: pinning force, point defects, magnetic field.