

Статический и динамический переход порядок–беспорядок вихревой решетки в кристаллах YBaCuO: влияние точечных дефектов, анизотропии, температуры и магнитного поля

Ю.Т. Петрусенко

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

Статья поступила в редакцию 10 августа 2009 г., после переработки 22 сентября 2009 г.

Представлены результаты измерений полевой $F_p(H)$ и угловой $F_p(\alpha)$ зависимостей силы пиннинга в кристалле YBa₂Cu₃O_{7- δ} , содержащем разную концентрацию точечных дефектов. Сопоставление зависимостей $F_p(H)$ и $F_p(\alpha)$ дает веские основания считать, что при малых скоростях движения вихрей v минимум на зависимости $F_p(\alpha)$ соответствует переходу порядок–беспорядок в вихревой решетке (ВР). Показано, что при больших скоростях v минимум на зависимости $F_p(\alpha)$ смещается в сторону больших значений угла α , что вызвано частичным динамическим упорядочением неупорядоченной ВР.

Наведено результати вимірювань польової $F_p(H)$ та кутової $F_p(\alpha)$ залежностей сили пінінгу у кристалі YBa₂Cu₃O_{7- δ} , який містить різну концентрацію точкових дефектів. Порівняння залежностей $F_p(H)$ та $F_p(\alpha)$ дають вагомі аргументи вважати, що при малих швидкостях руху вихорів v мінімум на залежності $F_p(\alpha)$ відповідає переходу впорядкованість–невпорядкованість у вихровій ґратці (ВГ). Показано, що при великих швидкостях v мінімум на залежності $F_p(\alpha)$ зсувається до більших значень кута α , що викликано динамічним впорядкуванням невпорядкованої ВГ.

PACS: 74.25.Uv Вихревые фазы (включая вихревые решетки, вихревые жидкости, вихревые стекла);
74.25.Wx Пиннинг вихрей (включая механизмы и крип патока);
74.72.-h Купратные сверхпроводники.

Ключевые слова: сверхпроводимость, вихри, фазовые переходы, динамика, монокристаллы.

Фазовое состояние и пиннинг статической и динамической вихревой решетки (ВР) в сверхпроводниках второго рода, содержащих дефекты кристаллической структуры, являются предметом долговременных экспериментальных и теоретических исследований. Взаимосвязь между фазовым состоянием и силой пиннинга F_p квазистатической ВР при изменении магнитного поля H экспериментально установлена в монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников BiCaSrCuO и YBa₂Cu₃O_{7- δ} . Структурные исследования ВР в кристаллах BiCaSrCuO [1] и YBa₂Cu₃O_{7- δ} [2] показали, что низкополевое упорядоченное состояние ВР сменяется неупорядоченным состоянием при увеличении H . Сопоставление полевой зависимости силы пиннинга в кристаллах BiCaSrCuO [3] и YBa₂Cu₃O_{7- δ} [2] и структурных изменений ВР в этих кристаллах [1,2] показало, что низкополевому упорядоченному состоянию ВР соответ-

ствует уменьшение величины силы F_p с ростом H , а при реализации неупорядоченного состояния в больших полях сила F_p растет с магнитным полем. Предполагается, что сила пиннинга упорядоченной ВР уменьшается с ростом поля благодаря увеличению межвихревого взаимодействия, что ухудшает приспособление вихрей к ландшафту центров пиннинга. При реализации неупорядоченного состояния определяющую роль, по-видимому, играют дислокации ВР. Во-первых, винтовые компоненты дислокаций инициируют переплетение вихревых нитей и, соответственно, приводят к размерному кроссоверу силы пиннинга (переходу от 1D пиннинга упорядоченной ВР к 3D пиннингу неупорядоченной ВР) [4,5]. Во-вторых, дислокации ВР приводят к появлению дополнительных степеней свободы для поперечных деформаций вихревых нитей, что улучшает приспособление ВР к ландшафту центров пиннинга [6].

Причина перехода от упорядоченного к неупорядоченному состоянию ВР при увеличении H обсуждалась в работах [5,7] в рамках критерия Линдемана. По аналогии с переходом от жидкого состояния к кристаллическому предполагалось, что переход порядок–беспорядок (ПБ) в кристаллической ВР реализуется, если поперечные смещения вихревых нитей u_i превышают величину $c_L a_0$, где c_L — число Линдемана, $a_0 \cong \sqrt{\Phi_0/B}$ — межвихревое расстояние, Φ_0 — квант магнитного потока. В рамках модели потенциала-клетки [5,7], которая учитывает взаимодействие рассматриваемой вихревой нити с периодическим потенциалом, создаваемым окружающими вихрями, было показано, что поперечные смещения $u_i = c_L a_0$ приводят к увеличению упругой энергии ВР на величину $E_{cl} = c_L^2 \varepsilon \varepsilon_0 a_0$. Здесь ε — параметр анизотропии, $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$, λ — глубина проникновения магнитного поля. Поэтому переход ПБ реализуется, если энергия E_{cl} компенсируется энергией пиннинга E_p . При пиннинге на точечных дефектах энергия пиннинга [8] $E_p \propto H^{-0,1}$ уменьшается с ростом поля существенно медленнее, чем энергия $E_p \propto H^{-0,5}$. Следовательно, в слабых полях энергия E_{cl} превышает энергию пиннинга и реализуется упорядоченное состояние ВР, а в больших полях энергия пиннинга компенсирует энергию E_{cl} и реализуется неупорядоченное состояние ВР. Величина поля H_{OD} , которая соответствует переходу ПБ, определяется условием равенства энергий $E_{cl} = E_p$. Эта модель позволяет корректно описать экспериментальные температурные зависимости поля H_{OD} при реализации δI -пиннинга [9] и δT_c -пиннинга [10].

Известно, что в слоистых сверхпроводниках, в частности в сверхпроводнике $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [11–14], сила F_p немонотонно изменяется с изменением угла α между вектором магнитного поля \mathbf{H} и плоскостью сверхпроводящих слоев. При малых значениях α сила F_p уменьшается с ростом α , а при дальнейшем увеличении α она увеличивается. Ранее [13] немонотонная зависимость силы $F_p(\alpha)$ обсуждалась в рамках теории коллективного пиннинга [8] и интерпретировалась переходом от пиннинга одиночных вихрей при малых углах α к пиннингу вихревых связок при больших α . Недавно было предложено [15], что положение минимума α_{OD} на зависимости $F_p(\alpha)$ соответствует переходу от упорядоченного состояния ВР при $\alpha < \alpha_{OD}$ к неупорядоченному состоянию ВР при $\alpha > \alpha_{OD}$. Основанием для этого вывода послужили эволюция величины угла α_{OD} при увеличении концентрации точечных дефектов n_{pd} и теоретические расчеты угловой зависимости энергии E_{cl} . В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований эволюции угловой и полевой зависимостей силы пиннинга в кристалле $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при изменении концентрации точечных дефектов n_{pd} . Сопоставление полученных зависимостей $F_p(H)$ и $F_p(\alpha)$, их эволюция при изменении скорости v , а также характер изменения величины угла α_{OD} при уменьшении тем-

пературы дают веские основания полагать, что угол α_{OD} действительно разделяет упорядоченное состояние ВР при $\alpha < \alpha_{OD}$ и неупорядоченное состояние ВР при $\alpha > \alpha_{OD}$.

Фазовые состояния статической и динамической ВР отличаются друг от друга. В пионерской работе [16] предполагалось, что при увеличении скорости движения вихрей v выше некоторого критического значения v_c реализуется динамический фазовый переход от неупорядоченного состояния ВР в состояние вихревого кристалла. Позже было показано [17], что увеличение скорости v приводит к подавлению эффекта пиннинга только в продольном (по отношению к вектору v) направлении, а в поперечном направлении барьеры пиннинга остаются конечными. Это приводит к формированию статических продольных каналов движения вихрей, которые экспериментально наблюдали в кристаллах $NbSe_2$ [18] и в работах по моделированию движущихся ВР [19]. Численное моделирование динамических ВР [20] позволило также установить корреляцию между силой пиннинга на индивидуальных дефектах f_d , скоростью v и упорядочением ВР, которое характеризуется долей вихрей с шестикординатным окружением соседними вихрями n_{66} . В частности, при больших значениях силы f_d неупорядоченное состояние ВР сохраняется и при надбарьерном движении вихрей, т.е. при токах J , превышающих ток депиннинга вихрей, величина n_{66} остается меньшей единицы [20]. Экспериментальные исследования влияния динамического упорядочения ВР на полевую зависимость силы пиннинга проводили на кристаллах $NbSe_2$ [21], V_3Si [22] и $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [23]. Было показано, что зависимости $F_p(H)$, измеренные при малых и больших скоростях v , отличаются друг от друга. В частности, в кристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ минимум на зависимости смещается в область более высоких полей с увеличением скорости v , что интерпретируется частичным динамическим упорядочением ВР. В настоящей работе показано, что динамическое упорядочение ВР смещает минимум на зависимости $F_p(\alpha)$ в область больших значений α .

Измерения проводили на монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с критической температурой $T_c \approx 93$ К и шириной перехода $\Delta T_c \approx 0,3$ К. Образец представлял собой прямоугольный параллелепипед с гладкими гранями размерами $5 \times 0,5 \times 0,007$ мм, где наименьший размер соответствовал оси c . Транспортный ток пропускали вдоль наибольшего размера образца, расстояние между потенциальными контактами составляло 0,5 мм, а расстояние между парами потенциальный–токовый контакт — около 1 мм. Концентрацию точечных дефектов изменяли низкотемпературным облучением ($T \leq 10$ К) электронами с энергией 2,5 МэВ. Дозе облучения 10^{18} соответствовала усредненная по всем подрешеткам концентрация дефектов $n_{pd} = 10^{-4}$ смещений на атом. Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) после облучения об-

разцов электронами проводили без отогрева образца выше 100 К. Это исключало диффузию дефектов на большие расстояния, т.е. их кластеризацию, и, соответственно, позволило выяснить роль точечных дефектов в формировании силы пиннинга.

На рис. 1 представлена характерная эволюция ВАХ с углом α , которая была получена после облучения образца дозой $\varphi = 10^{18}$. Как видно, сила пиннинга вначале уменьшается, а затем растет при увеличении α . Одной из причин немонотонной угловой зависимости силы пиннинга может быть переход от упорядоченного состояния ВР при малых углах α к неупорядоченному состоянию ВР при больших углах α [15]. Обычно силу пиннинга характеризуют величиной тока J_E , определяемого при постоянном электрическом поле E (или электрическом напряжении V). В наших измерениях величина угла α , которая соответствует переходу от нисходящей к восходящей ветви на зависимости $J_E(\alpha)$, не зависит от величины критерия E в интервале значений $E = 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-5}$ В/см, но увеличивается при дальнейшем увеличении E . Последнее наглядно демонстрирует рис. 2, где представлены угловые зависимости токов J_{E1} и J_{E2} , определяемых по критериям $E_1 = 10^{-6}$ и $E_2 = 4 \cdot 10^{-4}$ В/см соответственно. Видно, что минимум на зависимости $J_{E1}(\alpha)$ наблюдается при $\alpha = 1,5^\circ$, а на зависимости $J_{E2}(\alpha)$ — при $\alpha = 7^\circ$. Прежде чем анализировать особенности возможного перехода ПБ при изменении угла α и возможные при-

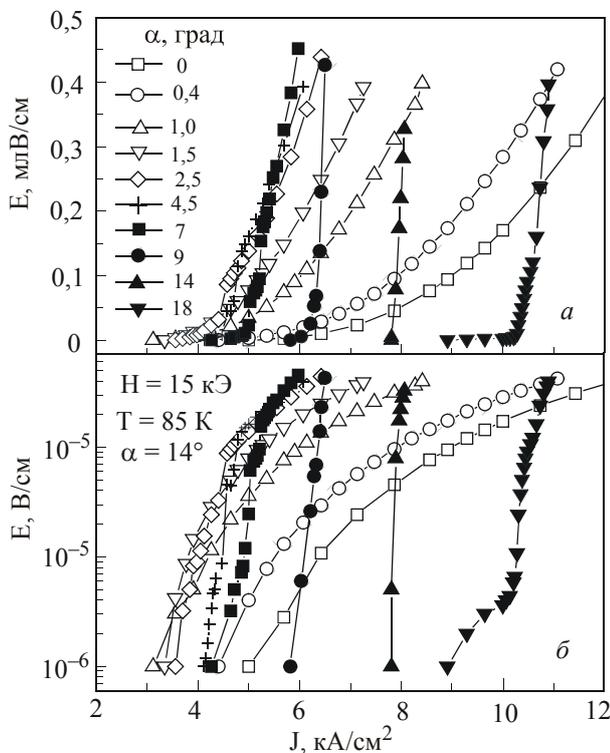


Рис. 1. Эволюция зависимостей $E(J)$ с углом α в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах после облучения кристалла дозой $\varphi = 10^{18}$.

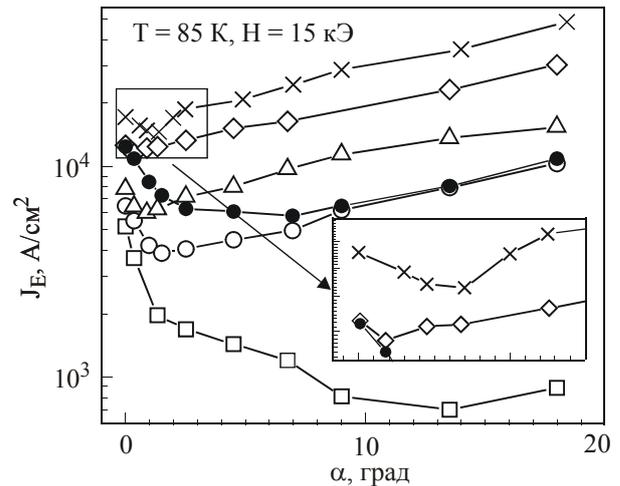


Рис. 2. Угловая зависимость токов J_{E1} (светлые символы) и J_{E2} (темные символы) до облучения (квадратики) и после облучения кристалла дозами 10^{18} (кружочки), $2 \cdot 10^{18}$ (треугольники) и $3 \cdot 10^{18}$ (ромбики). Крестиками показана угловая зависимость тока J_{E1} при $T = 81$ К после облучения дозой $3 \cdot 10^{18}$.

чины отличия положения минимума на зависимостях J_{E1} и J_{E2} , рассмотрим эволюцию силы пиннинга с магнитным полем.

На рис. 3 приведены полевые зависимости тока J_{E1} , которые получены при углах $\alpha = 14^\circ$ и 0° до облучения и после облучения дозами $\varphi = 10^{18}$, $2 \cdot 10^{18}$ и $3 \cdot 10^{18}$. Видно, что токи J_{E1} немонотонно изменяются с магнитным полем, а положение минимума на $J_{E1}(H)$ зависит от дозы φ и угла α . Как уже отмечалось, положение минимума на полевых зависимостях силы пиннинга [2,3] соответствует полю H_{OD} , которое разделяет низкополевое упорядоченное и высокополевое неупорядоченное состояния ВР [1,2]. Как видно на рисунке, при увеличении концентрации n_{pd} величина поля H_{OD} уменьшается, что согласуется с результатами предшествующих экспериментальных исследований [9]. Такое поведение закономерно, учитывая, что энергия пиннинга растет с концентрацией дефектов [8], $E_p \propto n_{pd}^{1/3}$, а энергия $E_{cl} = c_L^2 \epsilon \epsilon_0 a_0$ остается неизменной. Большая энергия пиннинга может компенсировать больший проигрыш в упругой энергии ВР и поэтому при увеличении концентрации точечных дефектов ПБ переход смещается в область меньших полей. На рис. 3 также видно, что при одинаковой концентрации n_{pd} величина поля H_{OD} для угла $\alpha = 14^\circ$ всегда меньше, чем для $\alpha = 0^\circ$. Учитывая, что при пиннинге на точечных дефектах энергия пиннинга не зависит от α [9], такая закономерность позволяет заключить, что энергия E_{cl} увеличивается при уменьшении угла α . Этот вывод согласуется с результатами теоретических расчетов [15], выполненных в рамках модели потенциала-клетки [5,7].

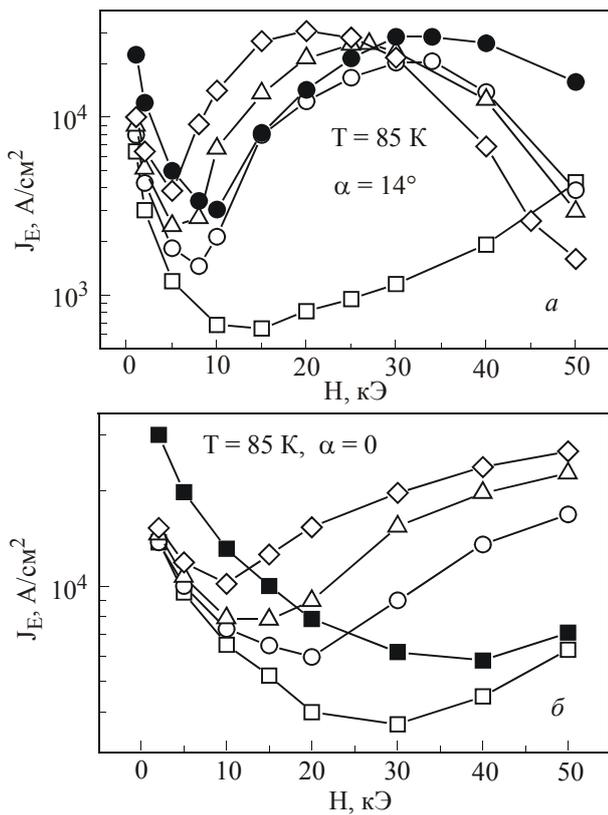


Рис. 3. Полевая зависимость токов J_{E1} (светлые символы) и J_{E2} (темные символы) до облучения (квадратики) и после облучения кристалла дозами 10^{18} (кружочки), $2 \cdot 10^{18}$ (треугольники) и $3 \cdot 10^{18}$ (ромбики).

Как видно на рис. 3, в необлученном образце минимум на зависимости $J_{E1}(H)$ при $\alpha = 14^\circ$ реализуется в поле 15 кЭ, т.е. именно при этих значениях параметров $E_p = E_{cl}$. Поскольку упругая энергия увеличивается с уменьшением α , а энергия пиннинга не зависит от угла, в необлученном образце в поле 15 кЭ упорядоченная ВР должна формироваться при углах $\alpha < 14^\circ$, а при $\alpha > 14^\circ$ — неупорядоченная ВР. Как видно на рис. 2, упорядоченному состоянию соответствует уменьшение силы пиннинга, а неупорядоченному — увеличение силы пиннинга с ростом угла α . Увеличение силы пиннинга с ростом α при реализации неупорядоченного состояния ВР подтверждается результатами измерений после облучения образца дозой $3 \cdot 10^{18}$. Как видно на рис. 3, в поле 15 кЭ неупорядоченное состояние ВР реализуется как при $\alpha = 14^\circ$, так и при $\alpha = 0^\circ$. Поэтому при углах $\alpha < 14^\circ$ следует ожидать формирования неупорядоченной ВР. Этому состоянию (см. рис. 2) соответствует увеличение силы пиннинга с увеличением α . Исключение составляет узкий интервал углов $\alpha < 0,4^\circ$, где наблюдается небольшое уменьшение силы пиннинга с ростом α . Это, по-видимому, вызвано захватом вихревых нитей между сверхпроводящими плоскостями при ориентации поля вблизи ab -плоскости. Специфику этого явления обсудим в одной из последующих публикаций. При

промежуточных дозах облучения (10^{18} и $2 \cdot 10^{18}$), как это видно на рис. 3, в поле 15 кЭ при $\alpha = 0^\circ$ формируется упорядоченное состояние ВР, а при $\alpha = 14^\circ$ — неупорядоченное. Поскольку упорядоченному состоянию ВР соответствует уменьшение, а неупорядоченному — увеличение силы пиннинга с ростом α , вполне логично предположить, что минимум на зависимостях $J_{E1}(\alpha)$ при промежуточных дозах облучения действительно соответствует ПБ переходу.

Как видно на рис. 2, при уменьшении температуры ($T = 81$ К) минимум на зависимости $J_{E1}(\alpha)$, соответствующий дозе $\phi = 3 \cdot 10^{18}$, наблюдается при $\alpha = 1,4^\circ$. Это свидетельствует о том, что при углах $\alpha < 1,4^\circ$ реализуется упорядоченное состояние ВР, в то время как в этой же области углов при $T = 81$ К реализуется неупорядоченное состояние ВР. Это отличие, вероятно, вызвано тем, что упругая энергия растет с понижением температуры быстрее, чем энергия пиннинга [5]. Поэтому при уменьшении температуры (и неизменных значениях поля и угла α) реализуется переход от неупорядоченного состояния к упорядоченному.

Минимум на зависимостях $J_{E2}(H)$ на рис. 3 смещен относительно минимума на зависимости $J_{E1}(H)$ в сторону больших магнитных полей. Поскольку большему значению электрического поля соответствует большая скорость движения вихрей, $v = cE/B$, это отличие может быть вызвано динамическим упорядочением ВР. Действительно, как показано в работе [23], при увеличении скорости v происходит постепенное упорядочение ВР. Однако при любых конечных скоростях решетка остается неупорядоченной, а степень неупорядоченности при фиксированной скорости v увеличивается с ростом поля. Поэтому частичное упорядочение динамической ВР, которое уменьшает силу пиннинга, приводит к смещению положения минимума на полевой зависимости силы пиннинга в сторону более высоких полей. Динамическое упорядочение на угловых зависимостях силы пиннинга (см. рис. 2) проявляется в смещении положения минимума в область больших углов α .

Важно также отметить эволюцию формы и характера вольт-амперных характеристик в окрестности ПБ перехода. При углах $\alpha < \alpha_{OD}$ электрическое поле плавно увеличивается с ростом тока, в то время как при углах $\alpha > \alpha_{OD}$ зависимости $E(J)$ приобретают S-образную форму. Кроме того, при реализации упорядоченного состояния ВР зависимости $E(J)$, измеренные при увеличении и уменьшении тока, совпадают, в то время как для неупорядоченного состояния ВР они проявляют гистерезис. Это демонстрирует рис. 4, где представлены результаты измерений при $\alpha = 1^\circ$ ($\alpha < \alpha_{OD} \cong 1,4^\circ$) и $\alpha = 2,5^\circ$ ($\alpha > \alpha_{OD}$) после облучения кристалла дозой 10^{18} . Видно, что плавным зависимостям $E(J)$, которые наблюдаются для $\alpha = 1^\circ$, соответствует плавное увеличение динамического сопротивления $\rho_d = dE/dJ$ с увеличением тока, а также отсутствие гистерезиса на зависимостях $E(J)$, изме-

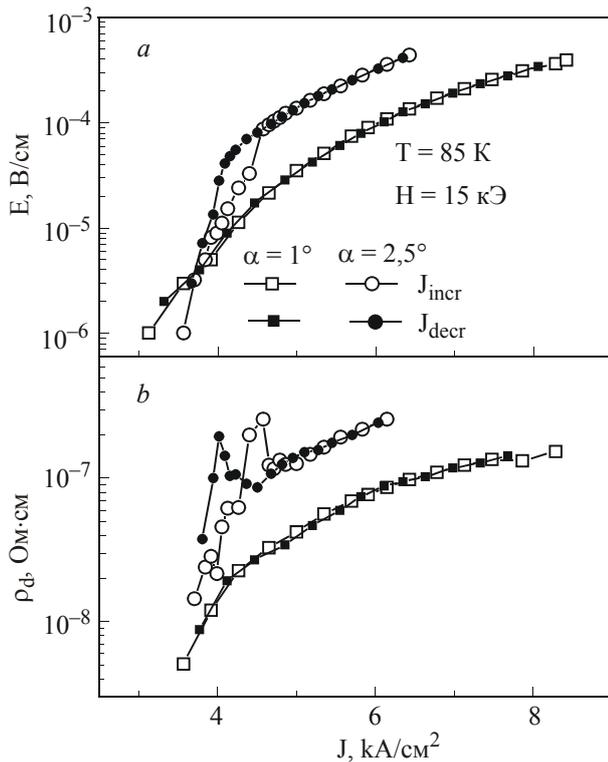


Рис. 4. Зависимости $E(J)$ и $\rho_d(J)$, измеренные вблизи ПБ перехода, при увеличении (светлые символы) и уменьшении (темные символы) транспортного тока.

ренных при увеличении и уменьшении тока. S -образным зависимостям $E(J)$, которые наблюдаются для угла $\alpha = 2,5^\circ$, соответствует немонотонное изменение динамического сопротивления с током и наличие гистерезиса на зависимостях $E(J)$, измеренных при увеличении и уменьшении тока. Согласно результатам численного моделирования динамических вихревых структур [24], положения локального пика и локального минимума на зависимостях $E(J)$ соответствуют началу и окончанию динамического упорядочения ВР соответственно. Наблюдаемое смещение положения пика и минимума на зависимостях $\rho_d(J)$, измеренных при увеличении и уменьшении тока, является характерной чертой динамического упорядочения. Переход от неупорядоченного к более упорядоченному состоянию ВР при увеличении тока и переход от более упорядоченного к менее упорядоченному состоянию ВР при уменьшении тока реализуются в разных интервалах токов. Такое поведение согласуется с теоретическими предсказаниями и отражает «перегретое» состояние динамической ВР [Ksh94], которое переходит в менее упорядоченное состояние при меньших значениях тока. Отметим также, что аналогичная эволюция ВАХ наблюдалась нами в окрестности ПБ перехода, вызванного увеличением магнитного поля, что согласуется с результатами работы [23].

Таким образом, нами исследовано влияние точечных дефектов, магнитного поля, анизотропии ВР и

температуры на реализацию перехода порядок–беспорядок в вихревой решетке. Проведенное сопоставление полевых и угловых зависимостей силы пиннинга позволяет сделать вывод, что при малых скоростях движения вихрей v минимум на зависимости $F_p(\alpha)$ соответствует переходу порядок–беспорядок в вихревой решетке. Этот переход приводит к изменению, а также гистерезису ВАХ при реализации неупорядоченного состояния ВР, который отражает специфику изменения упорядоченности ВР при изменении скорости движения вихрей. Обнаружено, что при динамическом упорядочении ВР минимум на зависимости $F_p(\alpha)$ смещается в сторону больших значений угла α .

Считаю приятным долгом выразить благодарность своим коллегам В.Н. Борисенко за помощь при проведении экспериментов и А.В. Бондаренко за обсуждение результатов исследований и критические замечания при написании рукописи.

1. R. Cubbit, E.M. Forgan, G. Yang, S.L. Lee, D. Paul, H.A. Mook, M. Yethiraj, P.H. Kes, T.W. Li, A.A. Menovsky, Z. Tarnavski, and K. Mortensen, *Nature (London)* **365**, 407 (1993).
2. T. Nishizaki, K. Shibata, M. Maki, and N. Kobayashi, *Physica* **C437–438**, 220 (2006).
3. B. Khaikovich, E. Zeldov, D. Majer, T.W. Li, P.H. Kes, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996).
4. R. Wordenweber and P.H. Kes, *Phys. Rev.* **B34**, 494 (1986).
5. D. Ertas and D.R. Nelson, *Physica* **C272**, 79 (1997).
6. T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Phys. Rev.* **B55**, 6577 (1997).
7. V. Vinokur, B. Khaikovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, and P.H. Kes, *Physica* **C295**, 209 (1998).
8. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
9. T. Nishizaki, T. Naito, S. Okayasu, A. Iwase, and N. Kobayashi, *Phys. Rev.* **B61**, 3649 (2000).
10. M. Pissas, E. Moraitakis, G. Kallias, and A. Bondarenko, *Phys. Rev.* **B62**, 1446 (2000).
11. V.F. Solovjov, V.M. Pan, and H.C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
12. V.M. Pan, V.F. Solovjov, and H.C. Freyhardt, *Physica* **C279**, 18 (1997).
13. А.В. Бондаренко, А.А. Продан, М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, Т.Р. Ароури, *ФНТ* **27**, 463 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 339 (2001)].
14. А.В. Бондаренко, М.Г. Ревякина, А.А. Продан, М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, Т.Р. Ароури, *ФНТ* **27**, 275 (2001) [*Low Temp. Phys.* **27**, 201 (2001)].
15. Ю.Т. Петрусенко, А.В. Бондаренко, *ФНТ* **35**, 159 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 119 (2009)].
16. A. Koshelev and V. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 3580 (1994).
17. T. Giamarchi and P. Le Dossal, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3408 (1996).
18. M. Marchevsky, J. Aarts, H.P. Kes, and M.V. Idenbom, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 531 (1997); F. Pardo, F. de la Cruz, P.L. Gammel, E. Bucher, and D.J. Bishop, *Nature (London)* **396**, 348 (1998).

19. K. Moon, R.T. Scalettar, and G.T. Zimanyi, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2778 (1996); C.J. Olson and C. Reichhardt, *Phys. Rev.* **B61**, R3811 (2000).
20. M.C. Faleski, M.C. Marchetti, and A.A. Middleton, *Phys. Rev.* **B54**, 12427 (1996).
21. N. Kokubo, T. Asada, K. Kadowaki, K. Takita, T.G. Sorop, and P.H. Kes, *Phys. Rev.* **B75**, 184512 (2007).
22. A.A. Gapud, D.K. Christen, J.R. Thompson, and M. Yethiraj, *Phys. Rev.* **B67**, 104516 (2003).
23. A.V. Bondarenko, A.A. Zavgorodnij, D.A. Lotnik, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, and Y. Biletskiy, *Fiz. Nizk. Temp.* **34**, 645 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 508 (2008)].
24. A.B. Kolton and D. Dominguez, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3061 (1999).

Static and dynamic order–disorder transitions of the vortex lattice in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystals: the effect of point defects, anisotropy, temperature and magnetic field

Yu.T. Petrusenko

The experimental data on field $F_p(H)$ and angular $F_p(\alpha)$ dependences of pinning force in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystal with different concentrations of point defects are reported. Comparison of the $F_p(H)$ and $F_p(\alpha)$ dependences gives strong arguments to suggest that minimum in the $F_p(\alpha)$ dependence measured at low vortex velocity v corresponds to the order–disorder transition of the vortex lattice (VL). It is also shown that high velocities result in shifting the minimum towards higher values of angle α , due to a partial dynamic ordering of the disordered VL.

PACS: 74.25.Qt Vortex phases (includes vortex lattices, vortex liquids, and vortex glasses);
 74.25.Wx Vortex pinning (includes mechanisms and flux creep);
 74.72.–h Cuprate superconductors.

Keywords: superconductivity, vortexes, phase transitions, dynamics, single crystals.