

Анизотропия крипа вихрей в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с однонаправленными границами двойников

А. В. Бондаренко, М. Г. Ревякина, А. А. Продан,
М. А. Оболенский, Р. В. Вовк

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

Т. Р. Ароури

Physics Department of Bir-Zeit University, P. O. Box 15, Bir-Zeit, West Bank, Israel

Статья поступила в редакцию 25 сентября 2000 г., после переработки 15 ноября 2000 г.

Крип вихрей при температурах 82–87 К в монокристалле, содержащем однонаправленные границы двойников (ГД), исследован в специальной геометрии эксперимента: $\mathbf{J} \parallel ab$, $\mathbf{J} \parallel \text{ГД}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$, $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$ – варьируемый параметр. Показано, что в слабых магнитных полях ГД изменяют конфигурационную структуру вихревых нитей при углах разориентации θ между вектором магнитного поля \mathbf{H} и плоскостями ГД вплоть до 70° : при углах $\theta < 70^\circ$ часть вихревой нити оказывается захваченной плоскостями ГД. Показано, что границы двойников являются эффективными центрами пиннинга при движении вихрей перпендикулярно плоскости ГД, поэтому в слабых магнитных полях при углах $\theta < 70^\circ$ реализуется направленное движение вихрей вдоль плоскостей ГД. Определена угловая зависимость энергии активации при пластическом механизме крипа, которая согласуется с проведенными теоретическими оценками. При ориентации вектора \mathbf{H} в окрестности ab -плоскости кристалла максимум на угловой зависимости измеряемого «критического» тока $J_{cE}(\alpha)$, наблюдаемый в слабых магнитных полях при ориентации вектора поля $\mathbf{H} \parallel ab$, сменяется минимумом при увеличении магнитного поля, который объясняется заменой крипа невзаимодействующих вихрей коллективным крипом при увеличении магнитного поля.

Крип вихорів при температурах 82–87 К в монокристалі, що містить односпрямовані межі двійників (МД), досліджено в спеціальній геометрії експерименту: $\mathbf{J} \parallel ab$, $\mathbf{J} \parallel \text{МД}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$, $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$ – варіюваний параметр. Показано, що в слабких магнітних полях МД змінюють конфігураційну структуру вихрових ниток при кутах розорієнтації θ між вектором магнітного поля \mathbf{H} і площинами МД до 70° : при кутах $\theta < 70^\circ$ частина вихрової нитки виявляється захопленою площинами МД. Показано, що межі двійників є ефективними центрами пінінгу при русі вихорів перпендикулярно площині МД, тому в слабких магнітних полях при кутах $\theta < 70^\circ$ реалізується спрямований рух вихорів вздовж площин МД. Визначено куту залежність енергії активації при пластичному механізмі крипу, котра узгоджується з проведенними теоретичними оцінками. При орієнтації вектора \mathbf{H} поблизу ab -площини кристала максимум на кутовій залежності вимірюваного «критичного» струму $J_{cE}(\alpha)$, що спостерігається в слабких магнітних полях при орієнтації вектора $\mathbf{H} \parallel ab$, змінюється мінімумом при збільшенні магнітного поля, який пояснюється переходом від крипу не-взаємодіючих вихорів до колективного крипу при збільшенні магнітного поля.

PACS: 74.72.Bk, 74.60.Jg

Введение

Высокотемпературные сверхпроводники имеют анизотропную слоистую структуру. Как следствие, характерные масштабы абрикосовских вихрей, характеризующиеся длиной когерентности ξ и

глубиной проникновения λ , и вихревая решетка, характеризующаяся межвихревым расстоянием a_0 , также анизотропны. Это приводит к анизотропии пиннинга магнитного потока, обычно характеризуемого угловой зависимостью измеряемого «кри-

тического» тока $J_m(\alpha)$, где α — угол между вектором магнитного поля \mathbf{H} и ab -плоскостью кристалла. Анализ литературных данных показывает, что угловая зависимость тока J_m зависит от направления движения магнитного потока, от дефектности исследуемых образцов и от величины внешнего магнитного поля. Например, исследования намагниченности монокристаллов YBaCuO в относительно слабом магнитном поле и при не очень малых углах α [1] показали, что при движении вихрей от ab -плоскости J_m не зависит от угла α , в то время как при их движении вдоль ab -плоскости J_m уменьшается с углом α как $J_m(\alpha) \approx J_m(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}) \sin \alpha$.

Многочисленные экспериментальные исследования высокотемпературных сверхпроводников свидетельствуют о немонотонной полевой зависимости тока J_m [2–4], которая получила название «fishtail effect». Положение минимума на зависимости $J_m(H)$, который, согласно существующим представлениям, может соответствовать фазовому переходу вихревой решетки [5] или переходу между разными режимами крипа вихревой решетки [3,6], а также положение максимума, соответствующее переходу от упругого механизма крипа к пластическому [7], зависят от ориентации вектора магнитного поля [4]. Поэтому величина магнитного поля может обуславливать появление дополнительных особенностей на угловой зависимости тока J_m вследствие перехода между различными режимами крипа или фазовыми состояниями вихревой системы.

Еще одной причиной анизотропного пиннинга является собственный пиннинг, который проявляется при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости, $\alpha \leq \epsilon$, в виде резкого увеличения J_m при уменьшении угла α [8]. Этот тип пиннинга реализуется в слоистых сверхпроводниках и возникает благодаря модуляции параметра порядка вдоль оси c . Предполагается, что при ориентации вектора \mathbf{H} параллельно ab -плоскости вихревые нити располагаются между сверхпроводящими слоями CuO благодаря минимизации кинетической энергии [9]. При этом вихревые нити находятся в поле периодического потенциала, максимумы которого соответствуют положению кривых вихревых нитей в плоскостях CuO . Считается, что в наклонном магнитном поле при углах $\alpha \leq \epsilon$ реализуется ступенчатая структура вихревых нитей. Нить частично по-прежнему заключена между плоскостями CuO , а частично ориентирована параллельно оси c . Если пиннинг вихревых сегментов, локализованных между плоскостями CuO , велик, то в наклонном поле

крипа магнитного потока будет в основном определяться термоактивируемым движением сегментов, ориентированных вдоль оси c . Экспериментальные исследования наклонных пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [10] действительно свидетельствуют в пользу движения этих сегментов вдоль ab -плоскости.

В высокотемпературном сверхпроводнике YBaCuO дополнительным источником анизотропного пиннинга являются ГД. В магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ анизотропия проявляется в виде предпочтительного движения магнитного потока вдоль плоскостей ГД, а не вдоль направления действия силы Лоренца [11]. Этот эффект свидетельствует о том, что ГД формируют каналы легкого движения магнитного потока вдоль плоскости ГД, в то время как движение потока перпендикулярно плоскости ГД подавлено. Действительно, сопоставление вольт-амперных характеристик монокристаллов YBaCuO , содержащих однонаправленные плоскости ГД, показало, что при температуре 84 К и в магнитном поле 15 кЭ, ориентированном вдоль оси c , величина тока J_m при движении вихрей перпендикулярно плоскости ГД примерно в семь раз больше, чем при их движении вдоль плоскости ГД [12].

В наклонном относительно плоскостей ГД магнитном поле анизотропия проявляется в виде немонотонной угловой зависимости тока $J_m(\theta)$, где θ — угол между вектором поля \mathbf{H} и плоскостью ГД. При ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости и при вращении вектора поля от плоскости ГД эта анизотропия проявляется в виде максимума на зависимости $J_m(\theta)$ [13]. При ориентации же магнитного поля в окрестности оси c минимум на зависимости $J_m(\theta)$, наблюдаемый при низком уровне диссипации энергии, переходит в максимум при высоком уровне диссипации энергии [14]. Влияние границ двойников на пиннинг магнитного потока в наклонных магнитных полях обусловлено тем, что при углах θ , меньших некоторого критического значения θ_{cr} , часть вихревой нити оказывается захваченной плоскостью ГД [15]. Как показали теоретические исследования [15,16], величина критического угла зависит от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей монокристалла.

Несмотря на большое количество экспериментальных работ, посвященных исследованию пиннинга и динамики магнитного потока в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, ряд вопросов в этой области остается открытым. Например, мы в литературе не нашли экспериментальных исследований анизотропии пластического крипа, обуслов-

ленного движением дислокаций вихревой решетки (ВР). Не обсуждался и вопрос о влиянии границ двойников на пиннинг и динамику магнитного потока при ориентации вектора поля в окрестности ab -плоскости. Это влияние при определенных условиях может быть довольно существенным, поскольку при реализации ступенчатой структуры вихревых нитей часть вихревых сегментов, ориентированных параллельно оси c , оказывается захваченной плоскостями ГД. Также существует разногласие в определении области углов θ , в которой границы двойников влияют на пиннинг вихрей. Так, в работе [14] сообщается о том, что при повороте вектора \mathbf{H} от оси c границы двойников влияют на пиннинг магнитного потока при $\theta \leq 15^\circ$, а в работе [17] делается вывод, что их влияние сказывается вплоть до $\theta = 50^\circ$. Эти и некоторые другие аспекты пиннинга и динамики магнитного потока в монокристаллах $YBaCuO$ будут рассмотрены в настоящей работе.

Экспериментальные результаты

Представлены результаты резистивных исследований анизотропии крипа магнитного потока в монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, содержащем однонаправленные границы двойников. Критическая температура образца $T_c = 92$ К при ширине сверхпроводящего перехода $0,3$ К. Транспортный ток пропускали вдоль ab -плоскости кристалла, и вектор плотности тока \mathbf{J} был почти параллелен плоскости ГД, $\angle \mathbf{J}, \text{ГД} < 7^\circ$. Вектор магнитного поля \mathbf{H} вращали от ab -плоскости до оси c , и вектор \mathbf{H} был всегда перпендикулярен вектору \mathbf{J} . Стабильность температуры при измерениях была порядка $0,03$ К, а стабильность магнитного поля — не хуже $0,05\%$. Измерения образца в нормальном состоянии показали, что его перегрев при наивысшем уровне диссипации энергии 10^{-4} Вт не превышал $0,05$ К. Погрешность установки угла α составляла $0,1^\circ$.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные при $T = 84$ К в магнитных полях $0,5$; 5 и 15 кЭ, представлены на рис. 1. При $0,5$ кЭ электрическое поле возрастает с увеличением угла α в области углов $\alpha < 20^\circ$, при дальнейшем увеличении α уменьшается вплоть до ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$. Отметим также, что в магнитном поле, параллельном оси c , следовательно, и плоскости ГД, электрическое поле равнялось нулю в исследованном интервале плотностей тока. При этой ориентации поля часть вихрей захвачена плоскостями ГД, а сила Лоренца ориентирована перпендикулярно плоскости ГД. Таким образом, плоскости ГД являются эффективными центрами

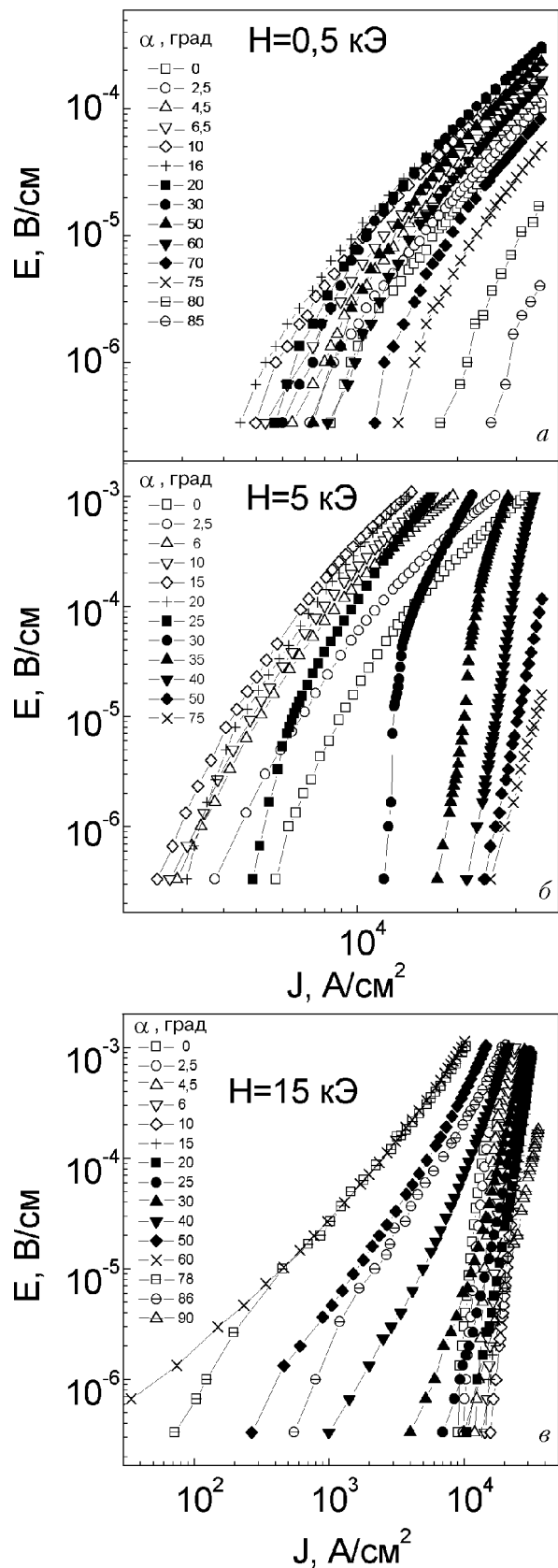


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики при $T = 84$ К в магнитных полях $0,5$ (а), 5 (б) и 15 кЭ (в) при различных углах α , указанных на рисунке.

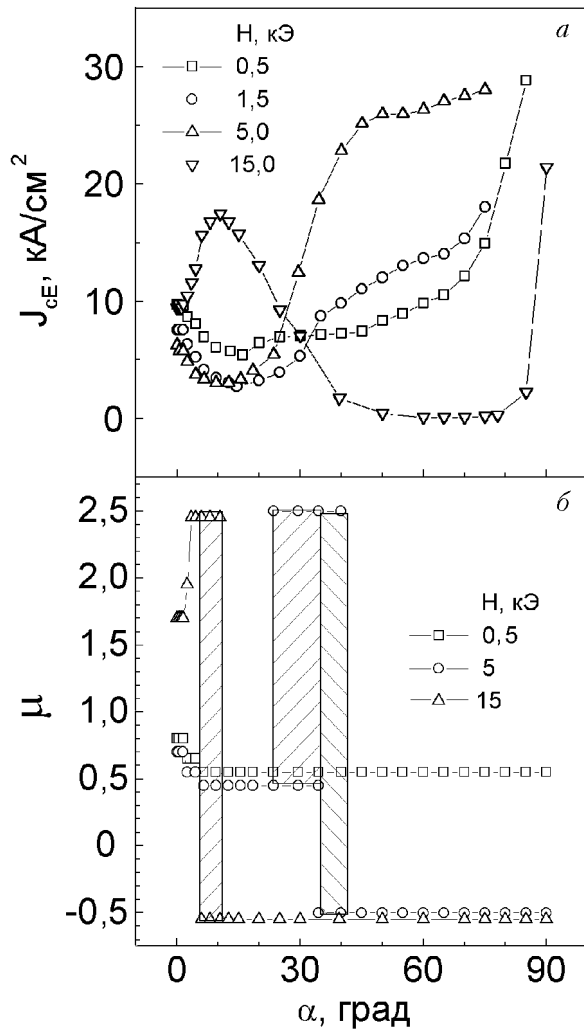


Рис. 2. Угловые зависимости «критического» тока J_{cE} , определяемого по уровню падения напряжения на образце $E = 10^{-6}$ В/см (а), и показателя степени μ , полученного при описании ВАХ экспоненциальной зависимостью вида $E \propto \exp[-(U/kT)(J_c/J)^\mu]$.

пиннинга при движении вихрей в перпендикулярном им направлении, что согласуется с предыдущими исследованиями анизотропии пиннинга плоскостями ГД при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ [11,12]. Аналогичное поведение зависимостей $E(J)$ наблюдается и при $H = 5$ кЭ. Кривые $E(J)$ смещаются в область меньших токов с увеличением угла α при $\alpha < 20^\circ$, а затем — в область больших токов с ростом угла α вплоть до ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

Совершенно иное поведение зависимостей $E(J)$ наблюдается при $H = 15$ кЭ. При увеличении угла α зависимости $E(J)$ смещаются в область больших токов в области углов $\alpha < 20^\circ$, в интервале углов $20^\circ < \alpha < 70^\circ$ они сдвигаются в область меньших токов, а при углах $\alpha > 75^\circ$ — в область больших транспортных токов. Наиболее наглядно изменение силы пиннинга с углом α

видно на рис. 2,а, где представлены зависимости измеряемого «критического» тока $J_{cE}(\alpha)$, определяемого по уровню электрического поля на образце $E = 10^{-6}$ В/см.

Отличие между ВАХ на рис. 1 состоит также в том, что при $H = 0,5$ кЭ зависимости $E(J)$, построенные в двойном логарифмическом масштабе, имеют отрицательную кривизну во всем интервале углов α . В магнитных же полях 5 и 15 кЭ отрицательная кривизна, наблюдаемая при ориентации вектора поля \mathbf{H} в окрестности ab -плоскости, изменяется на положительную при ориентации вектора \mathbf{H} вблизи оси \mathbf{c} . Отрицательная кривизна указывает на то, что при описании ВАХ экспоненциальной зависимостью вида $E \propto \exp[-(U/k_B T)(J_c/J)^\mu]$ показатель степени $\mu > 0$. Положительная же кривизна соответствует $\mu < 0$. Угловая зависимость μ , полученная при описании ВАХ экспоненциальной зависимостью, изображена на рис. 2,б. Заштрихованные участки соответствуют области углов, в которой экспериментальные зависимости $E(J)$ невозможно описать экспонентой с постоянным значением показателя μ . В этом интервале углов, как это видно на рис. 1,б, отрицательная кривизна ВАХ, которая наблюдается при больших плотностях транспортного тока, становится положительной при малых плотностях тока.

Как видно на рис. 2,б, изменение μ с углом α определяется величиной магнитного поля. В магнитном поле 0,5 кЭ показатель степени в широкой области углов ($2,5^\circ \leq \alpha \leq 75^\circ$) не зависит от α ($\mu = 1/2$), и только при $\alpha < 2^\circ$ наблюдается небольшое его увеличение ($\mu = 0,8$). При $H = 5$ кЭ показатель степени μ по мере увеличения α принимает значения $3/4$; $1/2$; $5/2$ и $-1/2$, а при $H = 15$ кЭ — значения $7/4$; $5/2$ и $-1/2$. Сопоставление зависимостей $\mu(\alpha)$ и $J_{cE}(\alpha)$ показывает, что только в некоторых случаях имеется корреляция между величиной μ и угловой зависимостью тока J_{cE} . Например, показателю степени $\mu = 5/2$ всегда соответствует быстрое увеличение тока J_{cE} . Однако одному и тому же значению $\mu = 1/2$ в области углов $\alpha \leq 20^\circ$ соответствует уменьшение J_{cE} с ростом α , а при $\alpha > 20^\circ$ ток J_{cE} увеличивается с ростом α . Также одному и тому же значению $\mu = -1/2$ в магнитном поле 5 кЭ соответствует увеличение тока J_{cE} с ростом α , а при 15 кЭ эта зависимость немонотонна. Величина показателя степени μ характеризует токовую зависимость энергии активации крипа, и ее увеличение либо уменьшение может свидетельствовать об изменении режима крипа магнитного потока. Таким образом, угловая зависимость тока J_{cE} при одном и

том же режиме крипа магнитного потока зависит как от рассматриваемой области углов α , так и от величины внешнего магнитного поля. Для выяснения причины такого поведения необходим более подробный анализ экспериментальных данных.

Крип при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости

Слабые магнитные поля

Рассмотрим результаты измерений, полученные в магнитных полях $H \leq 5$ кЭ при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости, а именно при углах $\alpha \leq 15^\circ$.

Как видно на рис. 2,а, в этом интервале и при $H \leq 5$ кЭ ток J_{cE} растет с уменьшением α , что согласуется с многочисленными экспериментальными данными [8,14,17]. Измеренные в этой области углов при температуре 82 К ВАХ, представлены в координатах $\log E - J^{1/2}$ на рис. 3. При углах α , меньших некоторого критического значения α_L , электрическое поле не зависит от α . Величина угла α_L уменьшается с ростом магнитного поля, $\alpha_L \approx 1,5^\circ$ в магнитном поле 0,5 кЭ и $0,5^\circ$ в магнитных полях 1,5 и 5 кЭ. Такое поведение можно объяснить в рамках существующих представлений о собственном пиннинге. Считается, что при α , меньших угла захвата α_L , вихревые линии локализованы между сверхпроводящими плоскостями CuO благодаря минимизации кóровой энергии. Поэтому пиннинг магнитного потока в области углов $\alpha < \alpha_L$ не зависит от ориентации вектора поля \mathbf{H} .

Угол захвата дается соотношением $\alpha_L \cong 2\nu H_{c1}^c / H$ [18], где $\nu \cong l_c / l_{ab}$ — фактор размагничивания; H_{c1}^c — нижнее критическое поле; l_c и l_{ab} — размеры образца соответственно вдоль оси c и в ab -плоскости. Размагничивающий фактор исследуемого образца примерно равен 0,05, величина H_{c1}^c при $82 \text{ К} \leq T \leq 85 \text{ К}$ находится в интервале значений 100–200 Э, следовательно, в магнитном поле 500 Э оценка угла захвата дает $1\text{--}2^\circ$. Полученная из эксперимента величина $\alpha_L(500 \text{ Э}) \cong 1,5^\circ$ согласуется с теоретической, как и наблюдаемое в эксперименте уменьшение α_L при увеличении магнитного поля.

Как видно на вставке рис. 3,в, при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel ab$ зависимости $E(J)$, представленные в координатах $\log E - J^{-0,8}$, близки к прямым линиям. Это означает, что экспериментальные данные можно описать экспоненциальной зависимостью

$$E = E_0 \exp \{ -(U_0 / k_B T) [(J_c / J)^\mu - 1] \}, \quad (1)$$

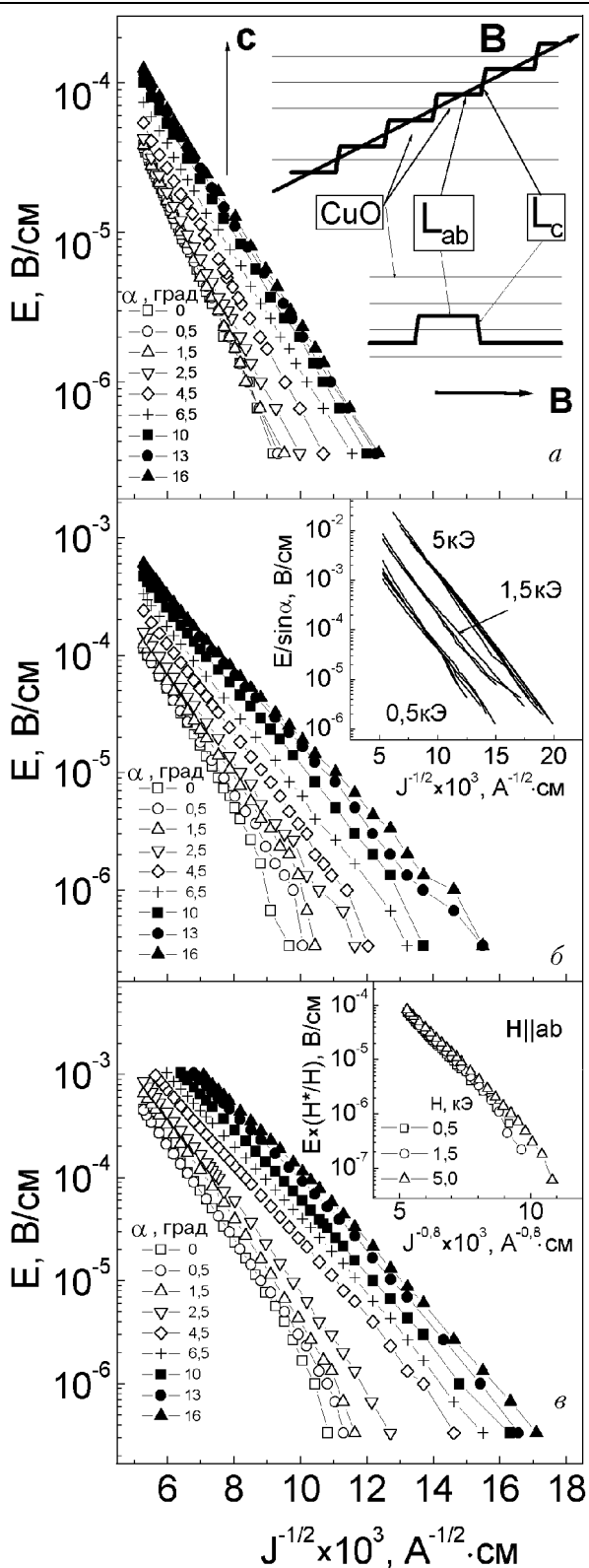


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики при $T = 84$ К и $H = 0,5$ (а), 1,5 (б) и 5 кЭ (в) в интервале углов $0^\circ \leq \alpha \leq 16^\circ$. На верхней вставке к рис. 3,а показана ступенчатая структура вихревой нити, которая реализуется при $\alpha < \epsilon$, а на нижней вставке — полупетля, которая образуется при крипе ВР при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel ab$ [6]. На вставке к рис. 3,б изображен угловой скейлинг ВАХ, измеренных при $T = 82$ К в различных магнитных полях. На вставке к рис. 3,в показаны ВАХ при $T = 82$ К и $\alpha = 0^\circ$, нормированные на величину магнитного поля ($E \times (H^*/H)$), где $H^* = 1$ кЭ).

где $\mu = 0,8$; E_0 — постоянная; U_0 — энергия активации, не зависящая от J ; k_B — постоянная Больцмана и J_c — критический ток депиннинга. Также понятно, что угол наклона кривых $E(J)$ не зависит от магнитного поля, а электрическое поле линейно возрастает с увеличением H . Эти две закономерности свидетельствуют о том, что произведение $U_0 J_c^{0,8}$ и скорость движения магнитного потока $v = E/B$, где B — индукция магнитного поля, не зависят от магнитного поля, и, с точки зрения теории коллективного пиннинга (ТКП) [6], предполагают реализацию крипа невзаимодействующих вихрей. Действительно, в ТКП предсказывается, что для этого режима крипа как критический ток, так и потенциал пиннинга, соответственно, и скорость движения вихрей не зависят от величины магнитного поля. Значение показателя степени 0,8 близко к значению $\mu = 1$, предсказываемому для крипа невзаимодействующих вихрей в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel ab$ при движении вихрей вдоль оси c . Таким образом, полученные результаты являются экспериментальным свидетельством того, что в слабых магнитных полях реализуется крип невзаимодействующих вихрей.

В области углов $\alpha_L < \alpha \leq 15^\circ$ зависимости $E(J)$, представленные в координатах $\log E - J^{-1/2}$, близки к прямым линиям. Следовательно, при описании ВАХ соотношением (1) показатель степени $\mu = 1/2$. На вставке рис. 3,б видно, что угол наклона кривых $E(J)$ почти не зависит от α и от магнитного поля. Последнее означает, что произведение $U_0 J_c^{1/2}$ не связано с величиной магнитного поля и, как уже отмечалось, свидетельствует в пользу реализации крипа невзаимодействующих вихрей. Данные, представленные на вставке рис. 3,б, также показывают, что в интервале углов $2,5^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$ электрическое поле возрастает как $\sin \alpha$. Такая угловая зависимость является закономерной при реализации ступенчатой структуры вихревых нитей (см. рис. 3,а, вставка), если предположить, что пиннинг вихревых сегментов l_{ab} , локализованных между плоскостями CuO, велик, а электрическое поле на образце возникает вследствие движения вихревых сегментов l_c , ориентированных вдоль оси c . Действительно, электрическое поле при таком крипе дается выражением $E = B_c v_{ab} \propto \sin \alpha$, где компонента индукции магнитного поля вдоль c -оси $B_c = B \sin \alpha$, а v_{ab} — скорость движения сегментов вдоль ab -плоскости, которая при крипе невзаимодействующих вихрей не зависит от величины магнитного поля.

Прежде всего отметим, что в магнитном поле 15 кЭ и при $\alpha \leq 15^\circ$ ток J_{cE} увеличивается с ростом угла α , в отличие от его монотонного уменьшения в магнитных полях $H \leq 5$ кЭ (см. рис. 2). Показатель степени μ в поле 15 кЭ принимает значения 1,75–2,5, т.е. существенно больше значений μ , полученных в магнитных полях $H \leq 5$ кЭ (0,5–0,8). Кроме того, крутизна зависимостей $E(J)$ непрерывно увеличивается с ростом α (рис. 4,а). Это означает, что при описании

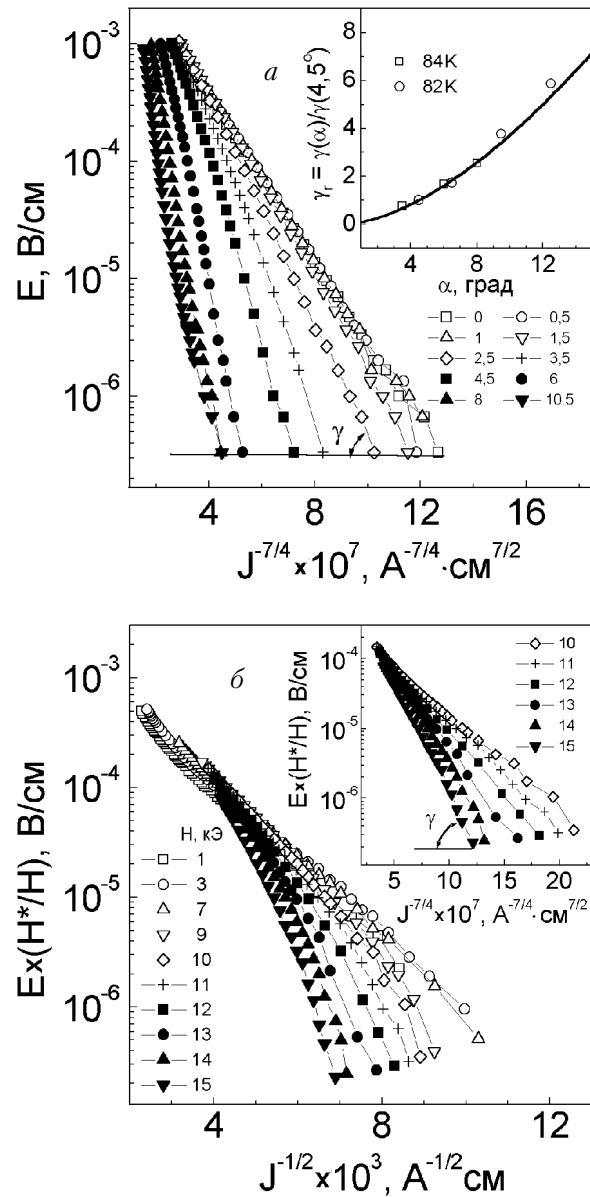


Рис. 4. ВАХ при $H = 15$ кЭ и $T = 84$ К в области углов $0^\circ \leq \alpha \leq 10,5^\circ$ в координатах $E - J^{-7/4}$. Вставка — зависимости $\gamma_r(\alpha) \equiv \gamma(\alpha)/\gamma(4,5^\circ)$ при $T = 84$ и 82 К (а) и ВАХ, нормированные на величину магнитного поля ($E \times H^*/H$, где $H^* = 1$ кЭ), при $T = 84$ К и $\alpha = 0^\circ$ в различных магнитных полях. Вставка — изменение угла наклона γ на ВАХ, представленных в координатах $E - J^{-7/4}$, с изменением магнитного поля (б).

ВАХ соотношением (1) произведение $U_0 J_c^\mu$ увеличивается с углом α . С точки зрения ТКП величина показателя степени $\mu = 1,75-2,5$, а также увеличением $U_0 J_c^\mu$ и тока J_{cE} с углом α могут свидетельствовать о реализации крипа вихревых связок. Проанализируем эту возможность. Вначале рассмотрим эволюцию ВАХ с ростом магнитного поля.

На рис. 4,б представлены ВАХ, измеренные в магнитных полях до 15 кЭ при $T = 85$ К и $\alpha = 0$. Видно, что до 7 кЭ ВАХ удовлетворительно описываются соотношением (1) при $\mu = 0,8$ и электрическое поле почти линейно увеличивается с ростом магнитного поля, т.е. наблюдаются закономерности, характерные для крипа невзаимодействующих вихрей. При дальнейшем увеличении магнитного поля в области малых транспортных токов, $J < J_b$, электрическое поле быстро уменьшается. При этом ток кроссовера J_b и крутизна ВАХ при $J < J_b$ возрастают с увеличением магнитного поля (см. рис. 4,б). Угол наклона γ зависимостей $E(J)$, представленных в координатах $\log E - J^{-7/4}$, непрерывно увеличивается с ростом магнитного поля и удовлетворительно описывается степенной зависимостью $\gamma \propto H^{1,9}$.

Рост тока J_b и угла наклона γ с увеличением магнитного поля характерны при переходе от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок. Действительно, согласно ТКП, длина корреляций вдоль направления индукции магнитного поля L_c увеличивается с уменьшением тока как $L_c = \xi(\epsilon/\epsilon_\alpha)(J_0/J_c)^{1/2}(J_c/J)^{5/7}$, где $\epsilon_\alpha = (\epsilon^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)^{1/2}$, $J_0 = (4/3\sqrt{3})(c\epsilon_0/\xi\Phi_0)$ — ток распаривания; J_c — критический ток в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ при реализации крипа невзаимодействующих вихрей (он не зависит от величины магнитного поля и угла α) и ϵ — параметр анизотропии, который для сверхпроводника YBaCuO изменяется от $1/8$ до $1/6$. При этом, если плотность тока становится меньше некоторого характерного значения J_b , при котором длина корреляций становится больше чем $\epsilon a_0 \epsilon_\alpha^{-1/2}$, то вихревая решетка разбивается на домены. В пределах этих доменов вихревые нити пиннингуются коллективно, а сами домены двигаются независимо друг от друга. Согласно ТКП, вольт-амперные характеристики при токах $J < J_b$ также описываются экспоненциальной зависимостью (1), однако критический ток J_c в этом соотношении необходимо заменить на ток кроссовера J_b . Величина показателя степени μ , а также полевые зависимос-

ти тока кроссовера $J_b(B)$ и энергии активации $U_0(B)$ определяются направлением вектора индукции магнитного поля. При ориентации поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ и при ориентации силы Лоренца $\mathbf{F}_L \parallel \mathbf{c}$ показатель степени $\mu = 2$, а ток кроссовера и энергия активации имеют вид [6]

$$J_b(B) \cong (3\sqrt{3}\pi/4)(\xi/c_0)(c_0/a_0)^2 J_0 \propto B \quad (2a)$$

и

$$U_0(B) \cong \epsilon_0 c_0, \quad (26)$$

где c_0 — период кристаллической решетки вдоль оси \mathbf{c} ; $\epsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda_c)^2$, λ_c — глубина проникновения при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$; Φ_0 — квант магнитного потока. При углах $\alpha > \epsilon$ показатель степени $\mu = 2,5$, а ток кроссовера и энергия активации даются соотношениями [6]

$$J_b(\alpha, B) \cong J_c(\sqrt{\epsilon_\alpha} L_c^c / \epsilon a_0)^{7/5} \propto (\epsilon_\alpha B)^{0,7} \quad (2b)$$

и

$$U_0(\alpha, B) \cong U_{sv}^c (\epsilon a_0 / \sqrt{\epsilon_\alpha} L_c^c)^{1/5} \propto (\epsilon_\alpha B)^{-0,1}, \quad (2\gamma)$$

где U_{sv}^c — энергия активации, соответствующая крипу невзаимодействующих вихрей в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, которая не зависит от величины и ориентации магнитного поля.

В магнитном поле $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ и при ориентации силы Лоренца перпендикулярно ab -плоскости крип магнитного потока происходит вследствие образования прямоугольных полупетель [6], показанных на нижней вставке рис. 3,а. Поскольку вихревые сегменты l_{ab} и l_c взаимно ортогональны, предполагается, что они не взаимодействуют между собой, следовательно, двигаются независимо друг от друга [19]. Электрическое поле, возникающее при термически активируемом крипе, можно записать в виде

$$E = E_1 \exp(-U_1/k_B T) + E_{12} \exp(-U_1/k_B T) \exp(-U_2/k_B T), \quad (3a)$$

где первое слагаемое соответствует движению вихревых сегментов l_{ab} вдоль оси \mathbf{c} , а второе слагаемое — движению вихревых сегментов l_c вдоль ab -плоскости. В этом соотношении U_1 — энергия активации полупетли, которая определяется выражением (26); U_2 — энергия активации вихревых сегментов l_c при их движении вдоль

ab -плоскости; E_1 и E_{12} — постоянные, величины которых зависят от конкретной микроскопической модели, а множитель $\exp(-U_1/kT)$ во втором слагаемом определяет плотность вихревых сегментов l_c .

Поскольку электрическое поле при $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ дается соотношением (3а), возникает вопрос: какая подсистема вихревых сегментов (ориентированных вдоль ab -плоскости или вдоль оси \mathbf{c}) испытывает кроссовер от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок? Из (2а) и (2г) следует, что для вихревой подсистемы, ориентированной параллельно ab -плоскости, ток кроссовера $J_b \propto B$ и угол наклона ВАХ $\gamma \propto U_0 J_b^2 \propto B^2$, а для вихревой подсистемы, ориентированной вдоль c -оси, $J_b \propto B^{0.7}$ и $\gamma \propto U_0 J_b^{2.5} \propto B^{1.65}$. Таким образом, ТКП предсказывает примерно одинаковые полевые зависимости тока кроссовера и угла наклона γ для обеих вихревых подсистем. Поэтому нельзя ответить на поставленный вопрос на основании измерений ВАХ в различных магнитных полях, хотя такая возможность имеется при измерении ВАХ при различных углах α .

Действительно, если в наклонном магнитном поле при углах $\alpha_L < \alpha < \epsilon$ реализуется ступенчатая структура вихревых нитей, показанная на верхней вставке рис. 3,а, то при крипе такой вихревой нити электрическое поле можно представить в следующем виде:

$$E = E_1 \exp(-U_1/k_B T) + E_{12} \exp(-U_1/k_B T) \times \\ \times \exp(-U_2/kT) + E_2 \exp(-U_2/k_B T), \quad (3б)$$

где третье слагаемое соответствует движению ступенек вдоль ab -плоскости. В этом выражении вклад первого слагаемого не зависит от α , так как индукция поля вдоль ab -плоскости при реализации ступенчатой структуры вихревых нитей не изменяется. Вклады же второго и третьего слагаемых очень чувствительны к изменению угла α , так как составляющая индукции магнитного поля вдоль оси \mathbf{c} , B_c , растет как $\sin \alpha$. Поэтому, согласно ТКП, ток кроссовера вихревой подсистемы, ориентированной вдоль оси \mathbf{c} , должен возрастать как $(\sin \alpha)^{0.7}$, а угол наклона зависимостей $E(J)$ при токах $J < J_b$ — как $\gamma(\alpha) \propto U_0 J_b^{5/2} \propto (\sin \alpha)^{1.65}$. На вставке рис. 4,а показана угловая зависимость приведенного угла наклона $\gamma_r(\alpha) \equiv \gamma(\alpha)/\gamma(4,5^\circ)$, где γ — угол наклона зависимостей $E(J)$, представленных на рис. 4,а, а также функция $F(\alpha) = (\sin \alpha / \sin 4,5^\circ)^{1.65}$. Видно, что экспериментальные данные согласуются с теоретической зависимостью, что свиде-

тельствует в пользу осуществления перехода от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок в вихревой подсистеме, ориентированной вдоль оси \mathbf{c} . Соответствие между $\gamma_r(\alpha)$ и $F(\alpha)$ также предполагает, что вклад первого слагаемого в (2а) и (2б) мал по сравнению с вкладом других слагаемых.

Крип при углах $\alpha > \epsilon$

Слабые магнитные поля

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных, полученных при углах $\alpha > \epsilon$, когда собственный пиннинг не влияет на конфигурационную структуру вихревых нитей и, соответственно, на динамику магнитного потока. В этой области углов вихревая система может быть описана в рамках модели анизотропного сверхпроводника, и мы используем этот подход при интерпретации экспериментальных результатов. Как видно на рис. 1,а, в этой области углов и в слабых магнитных полях зависимости $E(J)$ непрерывно смещаются в область больших транспортных токов с увеличением α . Такое поведение существенно отличается от поведения ВАХ, измеренных при движении вихрей вдоль плоскостей ГД (при геометрии эксперимента $\mathbf{J} \parallel ab$, $\mathbf{J} \perp \text{ГД}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$ и варьируемом параметре α), т.е. в направлении легкого движения магнитного потока. В последнем случае электрическое поле при $\alpha > \epsilon$ возрастает с углом α как ϵ_α [20]. При протекании транспортного тока в ab -плоскости электрическое поле в анизотропном сверхпроводнике, создаваемое при движении вихрей со скоростью v , дается соотношением $E = \epsilon_\alpha v B$, в котором множитель $\epsilon_\alpha = \eta(\alpha)/\eta_c$ появляется из-за анизотропии коэффициента вязкого трения $\eta(\alpha) = \eta_c \epsilon_\alpha$, где η_c — коэффициент трения при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Таким образом, при движении вихрей вдоль плоскостей двойников скорость вихрей не зависит от направления магнитного поля. Наблюдаемое же в исследуемой геометрии эксперимента уменьшение электрического поля свидетельствует о существенном уменьшении скорости вихрей с ростом α . Это уменьшение может быть вызвано влиянием ГД, которые, как уже отмечалось ранее, являются эффективными центрами пиннинга при движении вихрей перпендикулярно плоскости ГД. Проанализируем эту возможность более подробно.

Предполагается, что в наклонном магнитном поле при углах $\theta \equiv \angle \mathbf{H}, \text{ГД}$, меньших критического значения θ_{cr} , вихревые нити имеют конфигурационную структуру, представленную на вставке рис. 5,а [16,21]. Видно, что часть вихревой нити

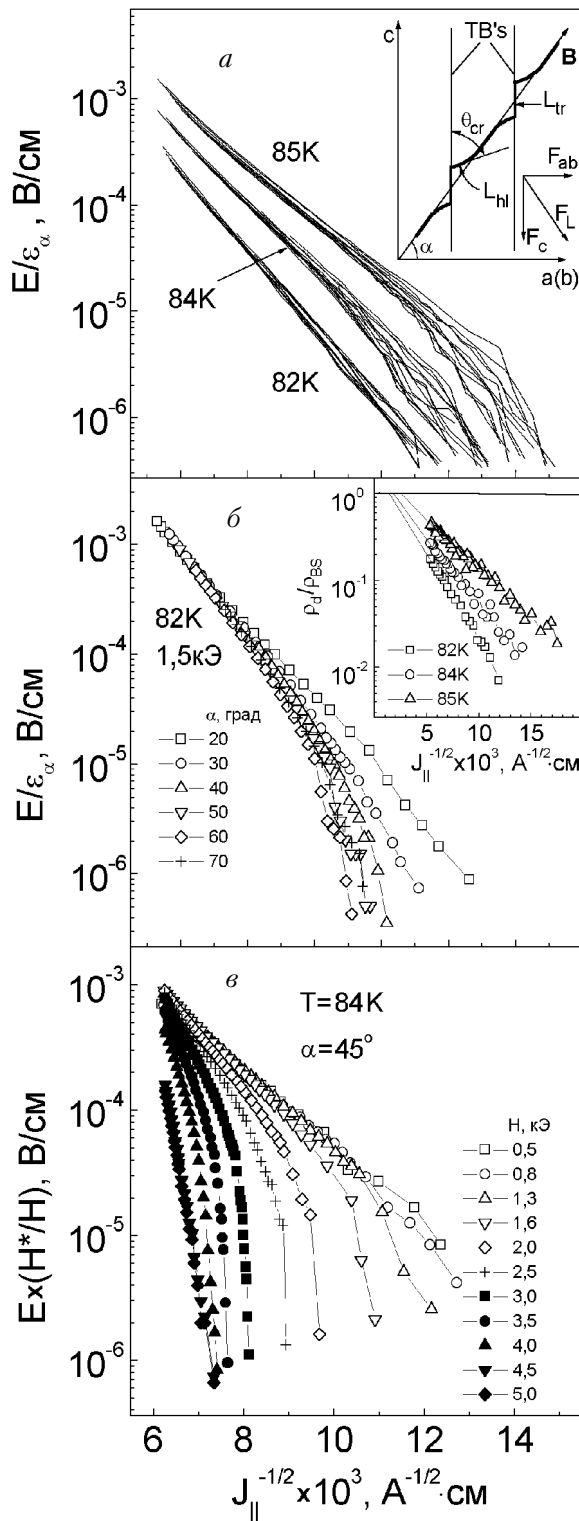


Рис. 5. Угловой скейлинг ВАХ в поле 0,5 кЭ в области углов $20^\circ \leq \alpha \leq 85^\circ$. Вставка — конфигурационная структура вихревой нити в магнитном поле, наклонном относительно плоскостей ГД (а). Угловой скейлинг ВАХ в поле 1,5 кЭ в области углов $20^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$. Вставка — токовые зависимости дифференциального электросопротивления, нормированные на величину сопротивления вязкого течения потока в модели Бардина—Стефена (б). ВАХ, нормированные на величину магнитного поля ($E \times (H^*/H)$, где $H^* = 1$ кЭ), при $T = 84$ К и $\alpha = 45^\circ$ в различных магнитных полях (в).

L_{tr} захвачена плоскостью ГД, вблизи ГД вихревой сегмент L_h ориентирован под углом θ_{cr} по отношению к плоскости ГД, а вдали от ГД вихревая нить ориентирована вдоль вектора индукции магнитного поля \mathbf{B} . Если сила пиннинга вихревых сегментов L_{tr} при их движении от плоскости ГД велика, а отсутствие крипа при ориентации вектора магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ свидетельствует в пользу такого предположения, то движение вихревых нитей вдоль ab -плоскости будет подавлено. Однако вихри могут перемещаться вдоль оси \mathbf{c} под действием составляющей силы Лоренца $F_c = F_L \cos \alpha$. Действительно, сила пиннинга вихревых сегментов L_{tr} при их движении вдоль оси \mathbf{c} , т.е. параллельно самим себе, равна нулю. В этом случае пиннинг магнитного потока определяется взаимодействием с точечными дефектами вихревых сегментов, расположенных вне плоскости ГД. При движении вихрей вдоль оси \mathbf{c} отношение J_c/J в уравнении (1) необходимо заменить на J_c/J_{\parallel} , где $J_{\parallel} \equiv J[\gamma \sin \theta_{cr} + (1 - \gamma) \cos \alpha]$, $\gamma \equiv 2L_h/(d - 2L_h)$ — коэффициент, определяющий долю вихревых сегментов L_h ($L_h \equiv (\epsilon a_0/2\sqrt{\pi}) \times \ln(a_0/\xi)$ [16]), и d — расстояние между плоскостями ГД. В магнитном поле 500 Э межвихревое расстояние $a_0 \approx 200$ нм, длина когерентности $\xi(82 \text{ К}) \approx 5$ нм, $L_h \approx 20$ нм, среднее расстояние между ГД в исследованном кристалле приблизительно равно 500 нм, получаем $\gamma \approx 0,1$. Таким образом, если $\gamma = 0,1$, $\theta_{cr} = 70^\circ$ и реализуется крип невзаимодействующих вихрей, то зависимости $E(J)$, измеренные при различных углах α и построенные в координатах $E(J)/\epsilon_\alpha$ как функция J_{\parallel} , должны представлять собой универсальную кривую. Это подтверждается на рис. 5, а где показаны кривые $E(J)$, измеренные в области углов $20^\circ \leq \alpha < 90^\circ$. Полученный скейлинг вольт-амперных характеристик позволяет сделать три вывода. Во-первых, в слабых магнитных полях границы двойников деформируют вихревые нити при $\alpha \geq 20^\circ$, т.е. $\theta_{cr} = 70^\circ$. Во-вторых, при $\theta < \theta_{cr}$ реализуется конфигурационная структура вихревых нитей, предложенная в работах [16,21]. И в-третьих, поскольку пиннинг вихревых сегментов L_{tr} , захваченных границами двойников, велик при их движении от плоскости ГД и равен нулю при движении вдоль плоскостей ГД, то в наклонных магнитных полях при $\theta < \theta_{cr}$ реализуется направленное движение вихрей вдоль плоскостей ГД под действием составляющей силы Лоренца \mathbf{F}_c , ориентированной вдоль оси \mathbf{c} .

Угол наклона зависимостей $E(J)$ увеличивается с уменьшением температуры (см. рис. 5,а). Это свидетельствует о том, что при описании экспери-

ментальных данных экспоненциальной зависимостью (1) произведение $U_0 J_c^{1/2}$ увеличивается с понижением температуры. Величину J_c можно определить в рамках модели Бардина–Стефена, как это было предложено в работах [22]. Полагая, что дифференциальное электросопротивление $\rho_d \equiv dE/dJ$ при $J = J_c$ равно сопротивлению вязкому течению магнитного потока в модели Бардина–Стефена, $\rho_{BS} = \rho_N B/B_{c2}(\alpha)$ [23], величину J_c определяем экстраполяцией отношения ρ_d/ρ_{BS} к единице. Здесь ρ_N – сопротивление образца в нормальном состоянии и $B_{c2}(\alpha) = \Phi_0/(4\pi\xi^2\varepsilon_\alpha)$ – индукция второго критического поля. Зависимости $\rho_d(J_{||})/\rho_{BS}$ представлены на вставке рис. 5, б, а их экстраполяция к единице дает $J_c = 4,5 \cdot 10^4$, $3 \cdot 10^4$ и $2 \cdot 10^4$ А/см² соответственно для $T = 82$, 84 и 85 К. Если интерполировать экспериментальные данные по уравнению (1) и подставить в (1) эти значения критического тока, то получим $U_0/k_B T = 1,3$, $1,2$ и $1,1$ соответственно для $T = 82$, 84 и 85 К. Эти величины согласуются с $U_0/k_B = 140$ – 160 К [24], полученными в рамках ТКП из измерений релаксации намагниченности в широком интервале температур ($3 \text{ К} < T < 80 \text{ К}$).

При увеличении магнитного поля и угла α , как это видно на рис. 5, б и в, в области малых транспортных токов наблюдается отклонение от универсальной зависимости. При токах $J < J_b$ электрическое поле быстро уменьшается с уменьшением J , а ток кроссовера J_b и крутизна зависимостей $E(J)$ возрастают с ростом магнитного поля и угла α . Эти закономерности согласуются с предсказаниями ТКП для перехода от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок. Действительно, согласно соотношениям (3а) и (3б) ток кроссовера достаточно быстро растет, а энергия активации медленно уменьшается с увеличением магнитного поля и угла α . Переход от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок при увеличении магнитного поля детально обсуждался в работах [22]. Представленные же в настоящей работе экспериментальные данные свидетельствуют о том, что этот переход происходит и при увеличении угла α при неизменной величине магнитного поля.

Отметим также, что скейлинг ВАХ в координатах $E/(H\varepsilon_\alpha) - J^{-1/2}$, наблюдаемый при больших плотностях транспортного тока и в магнитных полях по крайней мере до $2,5$ кЭ, свидетельствует о том, что при $T = 84$ К движение магнитного потока вдоль ab -плоскости подавлено и реализуется направленное движение магнитного потока вдоль плоскостей ГД. Однако при увеличении

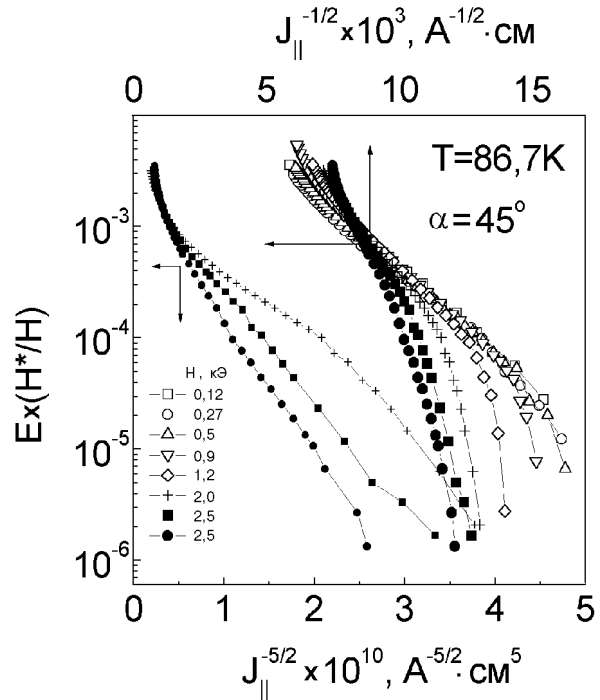


Рис. 6. ВАХ, нормированные на величину магнитного поля, при $T = 86,7$ К и $\alpha = 45^\circ$ в различных магнитных полях в координатах $E - J^{-5/2}$ и $E - J^{-1/2}$.

температуры ($T = 86,7$ К) отношение E/H при больших транспортных токах увеличивается с ростом магнитного поля при $H \geq 0,9$ кЭ (рис. 6). Наиболее вероятной причиной нарушения полевого скейлинга ВАХ при больших плотностях тока является уменьшение силы пиннинга вихревых сегментов L_{tr} при высоких температурах. Это приводит к тому, что в относительно слабых полях длина захваченных сегментов L_{tr} и, соответственно, их вклад в силу пиннинга достаточно велики, так что крип вдоль ab -плоскости подавлен и реализуется направленное движение магнитного потока вдоль плоскостей ГД. При увеличении же магнитного поля длина захваченных сегментов уменьшается, $L_{tr} \propto a_0 \propto H^{-1/2}$, [16] и их вклад в силу пиннинга также уменьшается. Это приводит к депиннингу вихревых сегментов с плоскостей ГД, следовательно, к дополнительному крипу магнитного потока вдоль ab -плоскости, что и увеличивает электрическое поле.

Сильные магнитные поля

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных, полученных в магнитных полях 5 и 15 кЭ. При $H = 5$ кЭ и $\alpha > 15^\circ$ зависимости $E(J)$ смещаются в область больших транспортных токов с увеличением α . Также в области углов $20^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$ крутизна ВАХ быстро возрастает. Рост крутизны и смещение зависимостей в об-

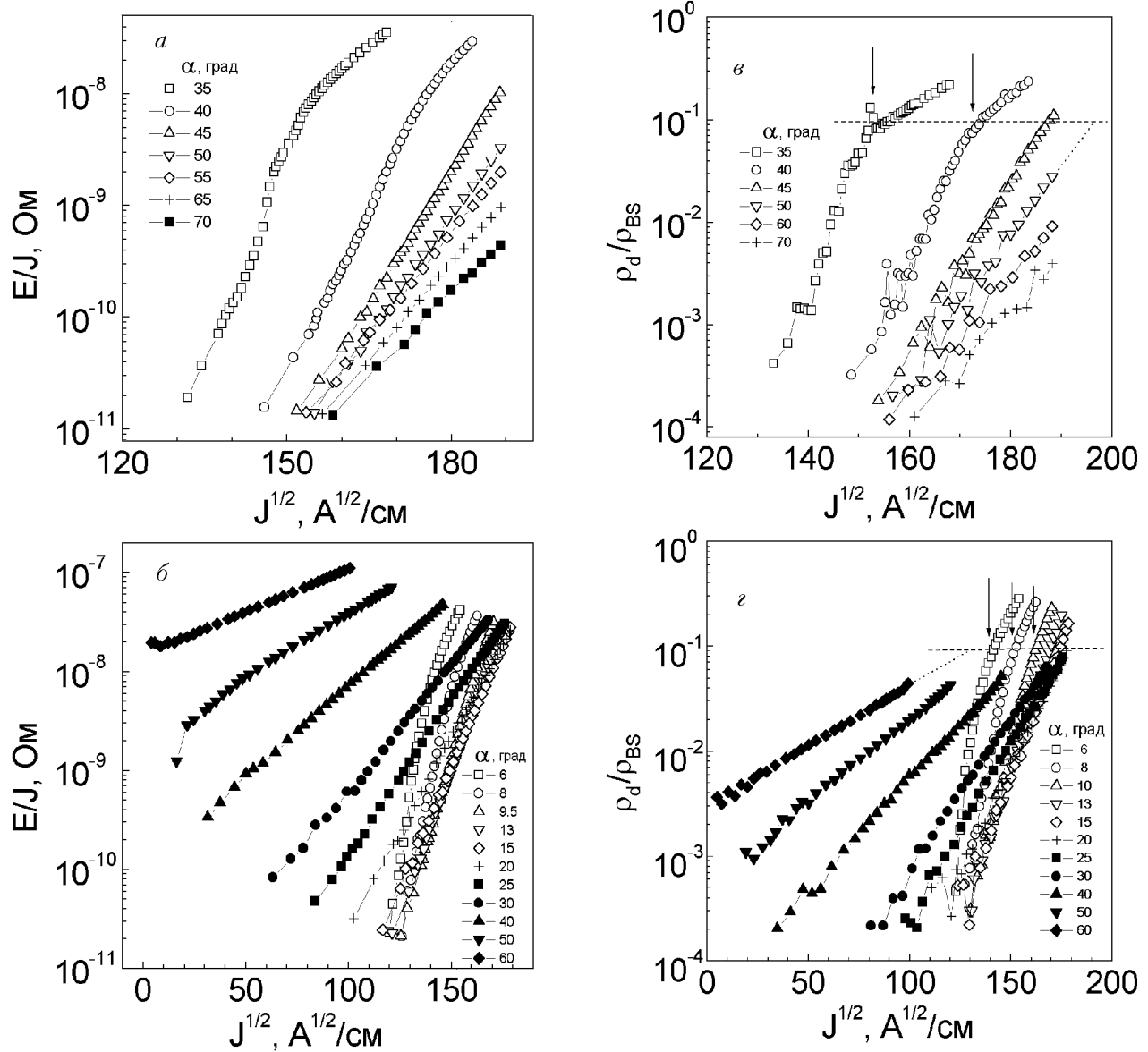


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики (в координатах $\log E/J - J^{1/2}$) при $T = 84$ К, различных углах α и $H = 5$ (а) и 15 кЭ (б). Токвые зависимости дифференциального электросопротивления этих ВАХ, нормированных на величину сопротивления вязкого течения потока в модели Бардина – Стефена, при различных α (в, г).

ласть больших транспортных токов можно объяснить в рамках ТКП переходом от крипа не взаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок. Действительно, согласно соотношениям (2в) и (2г), ток кроссовера, $J_b \propto \epsilon_\alpha^{0,7}$, и крутизна ВАХ при токах $J < J_b$, $\gamma \propto J_b^{2,5} U_0 \propto \epsilon_\alpha^{1,65}$, увеличиваются с ростом α . Однако проведенные количественные оценки показали, что они возрастают быстрее, чем согласно соотношениям (2в) и (2г). По-видимому, это связано с тем обстоятельством, что именно в данной области углов начинает сказываться пиннинг вихрей на границах двойников, а уравнения (3а) и (3б) получены в предположении пиннинга на точечных дефектах. Вклад пиннинга на двойниках приводит к дополнительному

росту критического тока J_c и, соответственно, тока кроссовера J_b и крутизны ВАХ. Отметим также, что в пользу реализации крипа вихревых связок в области углов $25^\circ \leq \alpha \leq 40^\circ$ свидетельствует и полученная величина показателя степени $\mu \cong 5/2$, предсказываемая для крипа малых вихревых связок.

В магнитном поле 5 кЭ при углах $\alpha \geq \alpha_{cr} (5 \text{ кЭ}) \cong 30^\circ$ положительная кривизна ВАХ, наблюдаемая при больших значениях транспортного тока в координатах $\log E - \log J$, заменяется отрицательной кривизной при малых значениях транспортного тока (см. рис. 1, б). При дальнейшем увеличении угла α ($\alpha > 40^\circ$) отрицательная кривизна наблюдается во всем исследо-

ванном интервале транспортных токов, а крутизна ВАХ уменьшается с ростом угла α . В магнитном поле 15 кЭ переход от отрицательной кривизны к положительной происходит при меньших углах (при $\alpha \geq \alpha_{cr}$ (15 кЭ) $\cong 10^\circ$), и крутизна ВАХ при $\alpha > \alpha_{cr}$ также уменьшается с ростом α . В области отрицательной кривизны зависимости $E(J)$, крипа вихревой решетки. Этот сценарий согласуется с теоретическими исследованиями депиннинга анизотропной волны зарядовой плотности [29], который являлся прототипом депиннинга ВР в поле случайного потенциала. Было показано, что при увеличении транспортного тока некогерентный крип ($2D$ крип) предшествует когерентному ($3D$ крипу). Экстраполируя отношение ρ_d / ρ_{BS} к 0,1, как это показано на рис. 7, *в, з*, мы получаем зависимость $J_{pl}(\alpha)$, представленную на рис. 8, *а*. Подставляя полученные значения J_{pl} в уравнение (4) и интерполируя экспериментальные зависимости $E(J)$ этим уравнением, мы приходим к $U_0(\alpha)$, показанной на рис. 8, *б*. Видно, что энергия активации U_0 уменьшается с ростом угла α .

$$E(J) = \rho_0 J \exp \{(-U_0/k_B T) [1 - (J/J_{pl})^{1/2}]\}, \quad (4)$$

где ρ_0 — постоянная, а J_{pl} — критический ток, соответствующие движению дислокаций вихревой решетки. Для этого механизма крипа энергия активации в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ дается соотношением $U_0 \approx \epsilon \epsilon_0 a_0 \propto H^{-1/2}$ [26], где $\epsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$, λ — глубина проникновения при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Предыдущие измерения в этом же монокристалле при $\alpha = 45^\circ$ [27,28] показали, что энергия U_{pl} , определяемая в области температур и магнитных полей, в которых ВАХ описываются уравнением (3), действительно уменьшается с ростом магнитного поля, что также свидетельствует в пользу реализации крипа дислокаций ВР. Таким образом, полученные результаты показывают, что коллективный (упругий) крип, который реализуется при малых углах α , становится пластическим при больших углах α .

Угловую зависимость энергии U_0 при описании ВАХ соотношением (4) можно найти из имеющихся экспериментальных зависимостей $E(J)$, если известен критический ток J_{pl} . При упругом механизме крипа вихревая решетка движется когерентно, т.е. все вихри вносят примерно одинаковый вклад в диссипацию энергии. В этом случае, как уже отмечалось ранее, величину критического тока можно определить путем экстраполяции отношения ρ_d / ρ_{BS} к единице. При пластическом же механизме крипа, обусловленном движением дислокаций ВР, основной вклад в диссипацию энергии дает только часть вихревых нитей, доля которых зависит от плотности дислокаций ВР. Например, если дислокации внедрены в каждый десятый вихревой ряд, то вклад в диссипацию энергии при пластическом крипе дает только десятая часть вихревых нитей. Именно при значениях дифференциального электросопротивления $\rho_d \approx 0,1\rho_{BS}$ наблюдается резкое уменьшение угла наклона зависимостей $\rho_d(J)$ (рис. 7, *в, з*). Поэтому мы считаем, что значение транспортного

тока, при котором отношение $\rho_d / \rho_{BS} \cong 0,1$, соответствует критическому току J_{pl} при пластическом механизме крипа. Наблюдаемый же относительно слабый рост дифференциального сопротивления при транспортных токах $J > J_{pl}$, вероятно, обусловлен началом когерентного тока, при котором отношение $\rho_d / \rho_{BS} \cong 0,1$, соответствует критическому току J_{pl} при пластическом механизме крипа. Наблюдаемый же относительно слабый рост дифференциального сопротивления при транспортных токах $J > J_{pl}$, вероятно, обусловлен началом когерентного

Теоретически угловую зависимость энергии активации при пластическом крипе можно получить следующим образом. Предположим, что дислокация ориентирована вдоль одного из основных векторов вихревой решетки \mathbf{b}_1 или \mathbf{b}_2 (нижняя вставка на рис. 8, *в*). В этом случае энергия активации минимальна при движении дислокации вдоль \mathbf{b}_1 или \mathbf{b}_2 , поскольку движение в других направлениях приводит к появлению дополнительных структурных дефектов ВР и поэтому требует больших энергий [30]. Рассмотрим перемещение вихревого сегмента L_0 на минимальное межвихревое расстояние b_1 или b_2 , (см. вставку на рис. 8, *б*). Энергию такой косоугольной полупетли можно записать в виде $U_0(\alpha, \beta) = 2U_{el} + A$, где $U_{el} = \epsilon_\beta \epsilon_0 L_\beta$ — упругая энергия вихревого сегмента L_β , образующего угол β с ab -плоскостью [31]; A — работа, необходимая для перемещения вихревого сегмента L_0 на межвихревое расстояние b_1 или b_2 , и $\epsilon_\beta = (\epsilon^2 \cos^2 \beta + \sin^2 \beta)^{1/2}$. Перемещение вихревого сегмента L_0 на минимальное межвихревое расстояние устойчиво, если $A \approx 2U_{el}$ и, следовательно, $U_0 \approx 4U_{el}$. Если плоскость дислокации ориентирована вдоль вектора \mathbf{b}_1 и она движется вдоль этого направления, то длина сегмента $L_\beta = a_0/[(\epsilon_\alpha)^{1/2} \sin(\alpha + \beta)]$. Минимизация упругой энергии $U_{el}(\alpha, \beta) = \epsilon_\beta \epsilon_0 a_0/[(\epsilon_\alpha)^{1/2} \sin(\alpha + \beta)]$ дает соотношение $\text{tg } \alpha \text{ tg } \beta = \epsilon^2$ между углами α и β и энергию $U_{el}(\alpha) = \epsilon \epsilon_0 a_0 \epsilon_\alpha^{-1/2}$. Таким образом, угловая зависимость энергии активации при пластическом крипе имеет вид

$$U_0(\alpha) = 4\epsilon \epsilon_0 a_0 \epsilon_\alpha^{-1/2} = U_0^c / \epsilon_\alpha^{1/2}, \quad (5)$$

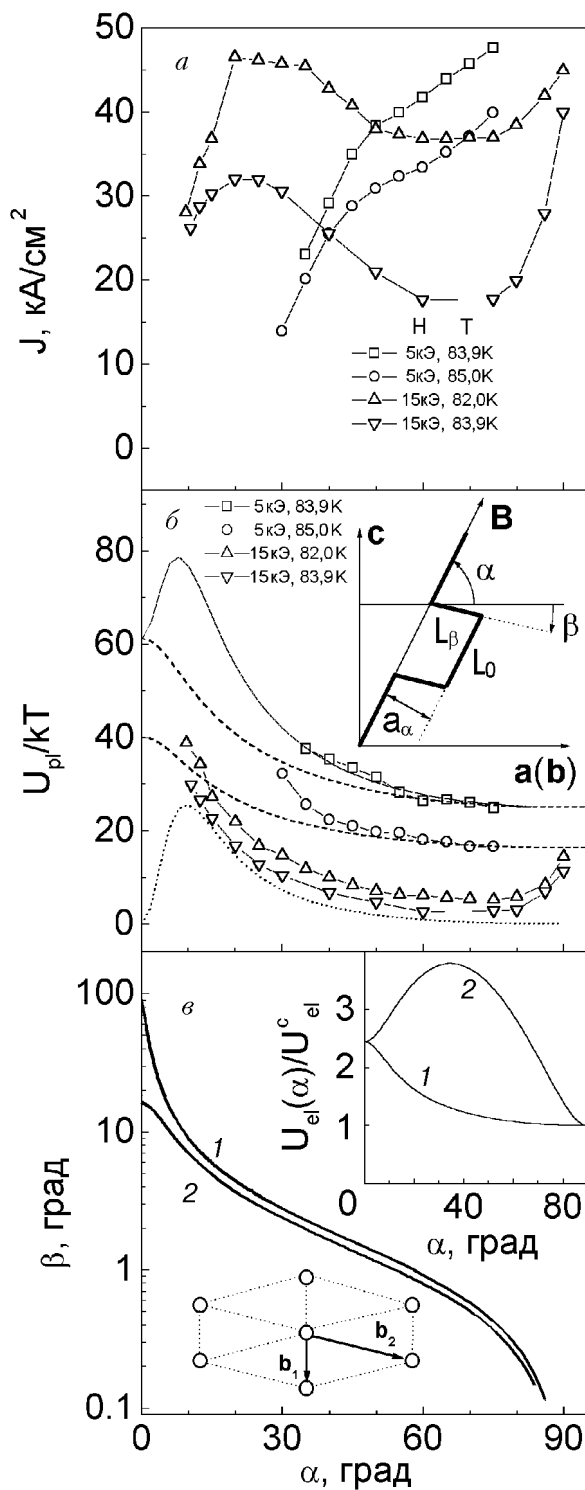


Рис. 8. Угловые зависимости критического тока, соответствующего пластическому механизму движения магнитного потока, в рамках модели Бардина—Стефена (а), и энергии активации при пластическом механизме крипа. Штрих-пунктир — U_{pl} , определяемая соотношением (5) в предположении, что $U_{pl}(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}) = U_{pl}(75^\circ)$, пунктир — U_{int} , а сплошная кривая — зависимость, определяемая соотношением (6). Вставка — полупетля в наклонном магнитном поле (б); зависимость угла β , который вихревой сегмент L_β образует с ab -плоскостью, от ориентации магнитного поля при движении вихрей вдоль вектора \mathbf{b}_1 (1) и вдоль вектора \mathbf{b}_2 (2). Вставка — зависимости $U_{pl}(\alpha)/U_{pl}(\mathbf{H} \parallel \mathbf{c})$ для прямоугольной (3) и косоугольной (4) форм полупетли (вставка на рис. 8,б) (в).

где $U_0^c = 4\epsilon\epsilon_0 a_0$ — энергия активации при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Эта энергия с точностью до множителя 4 совпадает с энергией активации при пластическом механизме крипа $\epsilon\epsilon_0 a_0$, полученной ранее в работе [26].

Если плоскость дислокации ориентирована вдоль вектора \mathbf{b}_2 и она движется вдоль этого направления, то длина сегмента $L_\beta = (a_0/2) \times \{ [3\epsilon_\alpha / \sin^2(\alpha + \beta)]^2 + 1/\epsilon_\alpha \}^{-1/2}$. В этом случае энергия $U_{el}(\alpha, \beta)$ минимальна, если сегмент L_β расположен в плоскости, образующей с ab -плоскостью кристалла угол $\phi = \arctg(\epsilon^2/\tg\alpha)$ и $\beta = \arcsin\{\sin\phi/[1 + \sin^2(\alpha + \phi)/3\epsilon_\alpha^2]^{1/2}\}$. При этом минимальная энергия $U_{el}(\alpha)$ определяется тем же соотношением, что и при движении дислокации вдоль вектора \mathbf{b}_1 , т.е. энергия активации крипа также представлена выражением (5).

На верхней вставке рис. 8,б показана угловая зависимость приведенной энергии, нормированной на ее величину при $\alpha = \pi/2$, $U_0(\alpha)/U_0(\alpha = \pi/2) = \epsilon_\alpha^{-1/2}$. Эта энергия в области углов $0 < \alpha < \pi/2$ всегда меньше энергии $U_0^r(\alpha)/U_0^r(\alpha = \pi/2) = \epsilon_\alpha^{1/2}\epsilon_\beta/\epsilon$ [28], полученной для дислокации, движущейся вдоль вектора \mathbf{b}_1 в предположении, что полупетля на вставке рис. 5 имеет прямоугольную форму, т.е. если $\alpha + \beta = \pi/2$. Причина этого различия заключается в следующем. Энергия U_{el} определяется произведением $\epsilon_\beta L_\beta$, в котором длина сегмента L_β минимальна при прямоугольной форме полупетли, когда угол β линейно увеличивается с уменьшением угла α . С другой стороны, линейное натяжение вихревой нити минимально, если она ориентирована параллельно ab -плоскости (при $\beta = 0$) и увеличивается с ростом угла β , как ϵ_β . Конкуренция этих двух факторов приводит к изменению β с α , показанному на рис. 9,в. Видно, что при $\alpha > 30^\circ$ угол β не превышает 3° , т.е. сегмент L_β почти параллелен ab -плоскости, и что при движении дислокации вдоль вектора \mathbf{b}_2 угол β всегда меньше 16° .

При $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ по соотношению (5) получаем энергию $4\epsilon\epsilon_0 a_0$. Полагая $\lambda(0) \cong 140$ нм, $\lambda(T) = \lambda(0)/[1 - (T/T_c)^2]^{1/2}$ и $\epsilon = 1/6$, мы находим значения энергии активации при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (левая колонка таблицы). В правой колонке приведены экспериментальные значения энергии активации, которые были получены при ориентации магнитного поля в окрестности оси \mathbf{c} , $\alpha = 75^\circ$. Видно, что при $H = 5$ кЭ и $T = 84$ К экспериментальное значение энергии активации примерно в два раза меньше теоретического. При увеличении магнитного поля и температуры это различие становится еще бóльшим. Существует по крайней мере три причины уменьшения энергии активации при

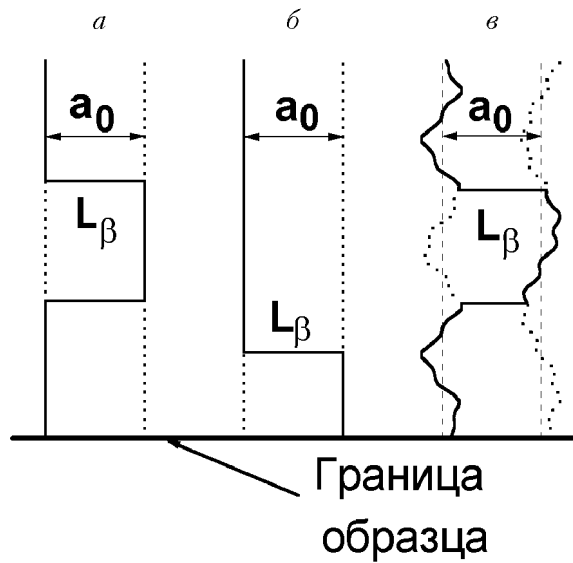


Рис. 9. Схематическое изображение полупетли, которая образуется в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ при пластическом механизме крипа в объеме кристалла (а) и у его поверхности (б) в отсутствие хаотично распределенных центров пиннинга, и полупетли, образующейся в объеме кристалла в их присутствии (в).

пластическом механизме крипа, которые не учитывались при выводе уравнения (5). Одной из них является наличие границ образца в исследуемых объектах. При пластическом механизме крипа упругая энергия, необходимая для образования ступеньки вблизи поверхности образца, в два раза меньше упругой энергии, необходимой для образования полупетли в объеме кристалла. Это связано с тем, что, как видно на рис. 9, а и б, при формировании ступеньки вблизи границы образца возникает только один вихревой сегмент L_β , в то время как для формирования полупетли в объеме образца требуются два вихревых сегмента L_β . Поэтому энергия активации пластического крипа у поверхности образца в два раза меньше ее значения в объеме образца. Второй причиной уменьшения энергии активации является присутствие точечных центров пиннинга, флуктуация плотности которых приводит к искривлению вихревых нитей. Поэтому вдоль вихревой нити могут появляться участки, для которых длина вихревых сегментов L_β меньше, чем их длина при отсутствии точечных центров пиннинга. Схематически эта ситуация изображена на рис. 9, в. Экспериментальные исследования монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, действительно, свидетельствует о том, что введение дополнительных центров пиннинга приводит к уменьшению энергии активации при пластическом механизме крипа [32]. Третьей причиной уменьшения энергии активации является тепловое

движение вихрей. В работах [7,28] показано, что с увеличением магнитного поля и температуры, по мере приближения к температуре плавления вихревой решетки, энергия активации уменьшается существенно быстрее по сравнению с зависимостью, определяемой выражением (5). С учетом трех перечисленных механизмов, которые приводят к такому уменьшению энергии активации, различие между экспериментальными и теоретическими оценками представляется вполне закономерным.

Таблица

Энергии активации пластического крипа при различных T и H

H , кЭ	T , К	$4\varepsilon\varepsilon_0 a_0 / k_B T$	$U_0(75^\circ) / k_B T$
		$\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$	\mathbf{H} в окрестности оси \mathbf{c}
5	83,9	63	25
5	85	42	16
15	82	32	6
15	83,9	27	3,3

Полагая U_0^c равной значениям в правой колонке таблицы, по соотношению (5) получаем угловые зависимости энергии активации, показанные на рис. 8, б штрих-пунктирными линиями. Видно, что энергия активации $U_0(\alpha)$ (по экспериментальным данным) возрастает с уменьшением угла α несколько быстрее, чем энергия, рассчитанная по (5). Одной из причин такого различия может служить то, что при выводе соотношения (5) мы не учли взаимодействия вихревых сегментов L_β с соседними вихрями. При ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ вихревые сегменты L_β ортогональны соседним вихрям, поэтому они не взаимодействуют с вихревой решеткой [19]. Однако при любой другой ориентации магнитного поля проекция вихревого сегмента L_β на вектор магнитной индукции, $L_\beta^B = a_0 \varepsilon_\alpha^{1/2} / \text{tg}(\alpha + \beta)$, отлична от нуля, поэтому он взаимодействует с соседними вихрями. Энергия этого взаимодействия дается соотношением $U_{\text{int}} \approx \varepsilon\varepsilon_0 (u/a_0)^2 L$ [6], где L — эффективная длина деформируемых сегментов. В линейном приближении величина деформации u пропорциональна L_β^B . Поэтому величину деформации можно записать в виде $u = k a_0 \varepsilon_\alpha^{1/2} / \text{tg}(\alpha + \beta)$, где коэффициент k может зависеть от магнитного поля, а в анизотропном сверхпроводнике и от его ориентации. Полагая, однако, что $k = 1/5$ и $L = \lambda$, а угловая зависимость энергии U_{int} в основном определяется величиной проекции L_β^B , мы получаем зависимость $U_{\text{int}}(\alpha) = \varepsilon\varepsilon_0 \lambda [\varepsilon_\alpha^{1/2} / 2 \text{tg}(\alpha + \beta)]^2$, пред-

ставленную на рис. 8,б пунктирной линией. Угловые зависимости

$$U_{pl}(\alpha) = 4U_{el}(\alpha) + U_{int}(\alpha) = 4\epsilon\epsilon_0[a_0\epsilon_\alpha^{-1/2} + k^2\lambda\epsilon_\alpha/4 \operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)] \quad (6)$$

показаны на рис. 8,б сплошными линиями. Видно, что экспериментальные зависимости хорошо описываются соотношением (6).

Обсуждение результатов

В магнитном поле 500 Э при $\alpha \cong 20^\circ$ ток J_{cE} увеличивается. ВАХ представляют собой универсальную кривую в координатах $E(J)/\epsilon_\alpha - J_{||}$ в предположении, что при $\theta < 70^\circ$ границы двойников изменяют конфигурационную структуру вихревых нитей (см. вставку на рис. 5,а), а вихревые сегменты L_h ориентированы под углом $\theta \cong 70^\circ$ к плоскостям ГД. Эти особенности свидетельствуют о том, что $\theta = 70^\circ$ соответствует критическому значению. Величина критического угла приведена в [16]:

$$\theta_{cr} \cong [2\alpha_p/\epsilon^2 \ln(a_0/\xi)]^{1/2}, \quad (7)$$

где безразмерный параметр $\alpha_p = U_p/\epsilon_0$, U_p — потенциал пиннинга на ГД и $\epsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda_{ab})^2$. Исходя из значения $\theta_{cr} \cong 1,22$ рад и полагая $\xi(84 \text{ К}) = 5$ нм, получаем $\alpha_p = 0,055$. Эта величина примерно в 2–3 раза превышает значения $\alpha_p \cong 0,026$ и $\alpha \cong 0,017$, полученные соответственно при низких температурах в экспериментах по декорированию вихревой структуры [33] и при магнитооптических исследованиях [34], а также $\alpha_p \cong 0,023$, полученную при резистивных исследованиях анизотропии крипа магнитного потока вблизи температуры плавления ВР [16]. Это превышение, возможно, связано с разными условиями термической обработки монокристаллов в потоке кислорода и, соответственно, с разным содержанием кислорода в объеме кристаллов и на границах двойников. Однако такое предположение требует дополнительных экспериментальных исследований.

При углах $\theta \leq 70^\circ$ в магнитных полях 1,5 и 5 кЭ наблюдается быстрый рост тока J_{cE} (см. рис. 2,а), который, по-видимому, также обусловлен началом пиннинга на границах двойников. Это предположение представляется правдоподобным, поскольку, согласно (7), критический угол слабо (логарифмически) зависит от магнитного поля. При $H = 15$ кЭ ток J_{cE} увеличивается с углом α только при $\alpha \geq 75^\circ$, т.е. $\theta_{cr} \cong 15^\circ$. Таким

образом, соотношение (7) не описывает резкого уменьшения критического угла при $H = 15$ кЭ. Причиной же такого уменьшения θ_{cr} , вероятно, является влияние тепловых флуктуаций. Они существенно уменьшают величину критического угла вблизи температуры плавления T_M , которая в магнитном поле 15 кЭ при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ примерно равна 86 К. Величина критического угла с учетом термического депиннинга определяется выражением $\theta_{cr}(T \cong T_M) \approx \alpha_p^{3/2}\epsilon_0 a_0/(2k_B T)$ [16]. При использовании значения $\alpha_p = 0,055$ это соотношение дает величину $\theta_{cr}(T \cong T_M) \cong 26^\circ$, удовлетворительно согласующуюся с $\theta_{cr}(15 \text{ кЭ}) \cong 15^\circ$, полученным из представленных экспериментальных данных, а также со значениями $\theta_{cr} \cong 15\text{--}20^\circ$, наблюдавшимися ранее при резистивных измерениях и $H = 15$ кЭ при температурах выше [35] и ниже [14] температуры плавления вихревой решетки.

Скейлинг вольт-амперных характеристик в координатах $E(J)/\epsilon_\alpha - J_{||}$ при $H = 0,5$ кЭ является экспериментальным свидетельством направленного движения вихрей параллельно плоскости ГД в магнитных полях, наклонных по отношению к плоскости ГД. Такое направление предполагает, что пиннинг вихревых сегментов, L_{tr} при их движении перпендикулярно плоскости ГД больше силы пиннинга вихревых сегментов, локализованных вне плоскости ГД, что является оправданным. Действительно, величина J_{cE} исследованного кристалла при $T = 82$ и $83,9$ К и $H = 0,5$ кЭ и ориентации вектора поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ превышает 34 кА/см^2 . При движении же вихрей вдоль плоскостей ГД при $T = 83$ К, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ и в интервале $0,1 \text{ кЭ} \leq H \leq 15 \text{ кЭ}$ $J_{cE} \approx 2,7 \text{ кА/см}^2$ [20]. Необходимо отметить, что при $H = 0,1$ кЭ межвихревое расстояние равно среднему расстоянию между двойниками в исследованных кристаллах, каждая вихревая нить локализована на границе двойника и J_{cE} определяется пиннингом этих вихрей. В магнитном поле 15 кЭ межвихревое расстояние примерно в 12 раз превышает расстояние между двойниками, так что подавляющая часть вихревых нитей локализована вне плоскостей ГД. Поэтому J_{cE} в больших магнитных полях в основном определяется пиннингом на точечных дефектах вихрей, расположенных вне плоскостей ГД. Таким образом, сила пиннинга вихрей, локализованных на границах двойников, при их движении перпендикулярно плоскости ГД более чем в 12 раз превышает как силу пиннинга вихрей, расположенных в объеме кристалла, так и силу пиннинга вихрей, захваченных двойниками при их движении параллельно плоскости ГД. Отметим

также, что вывод о направленном движении магнитного потока вдоль плоскостей ГД и, соответственно, вдоль оси \mathbf{c} кристалла согласуется с экспериментальными наблюдениями направленного движения магнитного потока в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ [11], когда вихри, вероятно, движутся вдоль плоскостей ГД параллельно ab -плоскости кристалла, а не вдоль направления действия силы Лоренца.

Сильная анизотропия пиннинга вихрей, локализованных на границах двойников, при их движении перпендикулярно и параллельно плоскости ГД обусловлена различными физическими механизмами формирования силы пиннинга в этих двух случаях. Пиннинг идеальной (бездефектной) плоскости ГД при параллельном движении вихрей равен нулю, и он в основном зависит от взаимодействия вихрей с точечными дефектами. При движении же вихрей перпендикулярно плоскости ГД сила пиннинга в основном определяется подавлением параметра порядка на ГД и дается соотношением [36]

$$J_c^{TB} \approx \alpha_p J_0. \quad (8)$$

При $T = 84$ К ток распаривания $J_0 \approx 2 \cdot 10^7$ А/см² и, согласно соотношению (8), $J_c^{TB} = 10^6$ А/см². Поэтому то, что критический ток в магнитных полях $H \leq 5$ кЭ превышает $3,4 \cdot 10^4$ А/см², является вполне закономерным. Отметим также, что в магнитном поле 15 кЭ при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ критический ток депиннинга примерно равен 40 кА/см² и в три раза превышает величину $J_c = 13$ кА/см² при углах $\theta < \theta_{cr}$, когда величина J_c определяется взаимодействием с точечными дефектами. Поэтому, предполагая аддитивность силы пиннинга и учитывая тот факт, что в магнитном поле 15 кЭ только каждая двенадцатая вихревая нить локализована на границах двойников, получаем критический ток вихрей, захваченных плоскостями ГД, $J_c = 5 \cdot 10^5$ А/см². Эта величина удовлетворительно согласуется с расчетным значением 10^6 А/см², определяемым по соотношению (8).

В магнитном поле 15 кЭ при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ энергия активации существенно увеличивается, $U_0/k_B T \cong 14$, по сравнению с ее величиной $U_0/k_B T \cong 3,4$, полученной для угла $\alpha = 75^\circ$ (см. рис. 8,б). Это увеличение, возможно, обусловлено влиянием двойников. Действительно, тепловое движение вихрей захваченных плоскостями ГД, подавлено благодаря двумерной природе этих вихрей [15], поэтому энергия активации крипа захваченных вихрей должна быть больше энергии активации вихрей, локализованных вне плоскостей

ГД. Поскольку в исследуемой геометрии эксперимента крип в основном определяется депиннингом с плоскостей ГД, последнее должно приводить к увеличению энергии активации, определяемой из экспериментальных данных.

В исследованной геометрии эксперимента двойники должны оказывать существенное влияние на пиннинг и динамику магнитного потока и при ориентации вектора магнитного поля в окрестности ab -плоскости. Это связано с тем, что в области углов $\alpha < \epsilon$ реализуется ступенчатая структура вихревых нитей, так что часть вихревой нити ориентирована параллельно оси \mathbf{c} и, соответственно, параллельно плоскостям ГД. Как уже отмечалось ранее, эволюция вольт-амперных характеристик в этой области углов с изменением магнитного поля и угла α свидетельствует о том, что крип магнитного потока в основном связан с вихревыми сегментами, ориентированными вдоль оси \mathbf{c} , которые двигаются перпендикулярно плоскостям ГД. Теория коллективного пиннинга предсказывает, что если реализуется крип невзаимодействующих вихрей, то критический ток и энергия активации этой вихревой подсистемы совпадают с критическим током J_c^c и энергией активации U_c^c , измеряемыми при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Поэтому ВАХ в области углов $\alpha < \epsilon$, представленные в координатах $E(J) - \sin \alpha$, должны совпадать с зависимостью $E(J)$, полученной при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Такой угловой скейлинг, действительно, наблюдается при геометрии эксперимента $\mathbf{J} \parallel ab$, $\mathbf{J} \perp \mathbf{J}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$ и α — варьируемый параметр [20], в которой вихри двигаются вдоль плоскостей ГД, т.е. когда пиннинг определяется только взаимодействием с точечными дефектами. В исследованной же геометрии эксперимента вихри и вихревые сегменты, ориентированные вдоль оси \mathbf{c} , двигаются перпендикулярно плоскости ГД и, как уже отмечалось ранее, критический ток в этом случае в основном определяется подавлением параметра порядка на границах двойников. Полученные в настоящей работе экспериментальные данные показывают, что критический ток при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ существенно больше, чем при ориентации вихревой подсистемы вдоль оси \mathbf{c} . Это может быть обусловлено тем, что длина корреляций L_c^c вдоль направления магнитного поля при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ существенно больше длины корреляции $L_c \cong c_0$ вихревой подсистемы, ориентированной вдоль оси \mathbf{c} , где c_0 — параметр кристаллической решетки вдоль оси \mathbf{c} .

Различие угловых зависимостей токов J_{cE} , измеренных в различных магнитных полях (см. рис. 2), можно объяснить следующим образом. При ориентации вектора магнитного поля в ок-

рестности ab -плоскости, $\alpha < \varepsilon$, вихревые нити имеют ступенчатую структуру (см. верхнюю вставку на рис. 3,а). Анализ ВАХ, представленных на рис. 3 и 4, свидетельствует о том, что вихревые сегменты L_{ab} запиннигованы благодаря сильному собственному пиннингу, обусловленному слоистой структурой сверхпроводника, и диссипация энергии происходит благодаря термоактивируемому движению вихревых сегментов L_c , ориентированных вдоль оси c кристалла. При увеличении α и H количество вихревых сегментов L_c и, соответственно, индукция магнитного поля B_c вдоль оси c увеличиваются. Поэтому при крипе невзаимодействующих вихревых сегментов L_c (который, как это видно на рис. 4,б, реализуется при $H \leq 7$ кЭ), когда скорость движения вихрей v не зависит от B_c и α , электрическое поле увеличивается с ростом H и α , $E = B_c v = B v \sin \alpha$. Это приводит к уменьшению тока J_{cE} при увеличении α и напряженности магнитного поля. При дальнейшем увеличении магнитного поля, $H > 7$ кЭ, реализуется переход от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок. Ток кроссовера J_b , соответствующий переходу к коллективному крипу, растет с увеличением B (см. рис. 4,б) и α (см. рис. 4,а), $J_b \propto B_c^{0,7} \propto (B \sin \alpha)^{0,7}$, что приводит к увеличению J_{cE} с полем H и углом α .

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при θ , меньших критического значения $\theta_{cr} \cong 70^\circ$, т.е. при $\alpha \geq 20^\circ$, границы двойников изменяют конфигурационную структуру вихревых нитей, как это показано на вставке рис. 5,а. Оказывается, что сила пиннинга вихревых сегментов L_{tr} , захваченных плоскостями ГД, велика при их движении перпендикулярно плоскости ГД. Поэтому происходит направленное движение магнитного потока вдоль плоскостей ГД под действием составляющей силы Лоренца F_c , ориентированной вдоль оси c . Величина силы F_c уменьшается с ростом α , поэтому при неизменной плотности транспортного тока скорость движения магнитного потока и, соответственно, электрическое поле, $E = Bv$, уменьшаются, а ток J_{cE} увеличивается.

При увеличении H и α в области малых транспортных токов наблюдается быстрое уменьшение электрического напряжения с уменьшением транспортного тока (см. рис. 5,б и в и рис. 6). Такое поведение можно объяснить в рамках ТКП переходом от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок при транспортных токах, меньших тока кроссовера J_b . Действительно, согласно соотношению (2в), ток кроссовера

ра возрастает с увеличением магнитного поля и угла α , $J_b \propto (\varepsilon_\alpha B)^{0,7}$, а энергия активации крипа при $J < J_b$ быстро растет с уменьшением плотности тока и с увеличением тока кроссовера, $U_b(\alpha, B, J) \propto (J_b/J)^{5/2} \propto (\varepsilon_\alpha B)^{7/4} J^{-5/2}$. В результате с увеличением H и α наблюдается быстрое уменьшение электрического напряжения при неизменной плотности тока, что, в свою очередь, приводит к увеличению J_{cE} .

Анализ ВАХ исследованного кристалла [22], измеренных в различных магнитных полях при $\alpha = 45^\circ$, показал, что при $H \geq 5$ кЭ энергия активации коллективного крипа становится большей, чем пластического крипа, обусловленного движением дислокаций вихревой решетки. Это связано с различием полевых зависимостей энергии активации: с увеличением магнитного поля она растет при коллективном крипе, а при пластическом крипе уменьшается. Поэтому коллективный крип, который реализуется в слабых магнитных полях, переходят в пластический в больших. Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, показывают, что аналогичный кроссовер реализуется и при увеличении угла α . Действительно, результаты, представленные на рис. 4,а и б, свидетельствуют о том, что энергия активации коллективного крипа растет с углом α , что согласуется с ТКП. Энергия же активации пластического крипа уменьшается с ростом угла α (см. рис. 9,б), что отвечает проведенным теоретическим оценкам. Поэтому переход от коллективного крипа при малых α к пластическому при больших α представляется вполне правдоподобным.

Различие угловых зависимостей J_{cE} при пластическом крипе, которое наблюдается при измерениях в полях 5 и 15 кЭ, обусловлено наличием границ двойников. При $H = 5$ кЭ двойники влияют на конфигурационную структуру и пиннинг вихрей при $\alpha \geq 20^\circ$, что приводит к росту критического тока депиннинга с увеличением α , поскольку длина вихревых сегментов L_{tr} , захваченных плоскостями ГД, непрерывно растет с углом α . Несмотря на уменьшение энергии активации с увеличением α , доминирующим оказывается рост критического тока депиннинга, так что измеряемый ток J_{cE} увеличивается с углом α . При $H = 15$ кЭ из-за термического депиннинга влияние двойников сказывается только при $\alpha \geq 75^\circ$. Поэтому энергия активации и критический ток депиннинга, соответственно и измеряемый ток J_{cE} , уменьшаются с ростом угла α вплоть до 75° . При $\alpha \geq 75^\circ$ сказывается присутствие двойников, так что энергия активации, критический ток де-

пиннинга и измеряемый ток J_{cE} увеличиваются с углом α .

Выводы

1. Представленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что границы двойников оказывают влияние на конфигурационную структуру и пиннинг вихрей при углах разориентации θ между вектором магнитного поля и плоскостями ГД вплоть до 70° . Показано, что при углах $\theta < 70^\circ$ реализуется конфигурационная структура вихревых нитей, предложенная в работах [16, 21], так что часть каждой вихревой нити оказывается захваченной плоскостями ГД. Благодаря сильному пиннингу захваченных сегментов по отношению к их движению перпендикулярно плоскости ГД перемещение вихревых нитей вдоль ab -плоскости подавлено и осуществляется только параллельно плоскости ГД, что приводит к движению магнитного потока вдоль оси c кристалла. При увеличении магнитного поля, т.е. по мере приближения к точке плавления вихревой решетки, реализуется термический депиннинг захваченных вихревых сегментов, что резко уменьшает область углов, $\theta \leq 15^\circ$, в которой границы двойников влияют на конфигурационную структуру и пиннинг вихревых нитей.

2. Показано, что энергия активации при реализации пластического механизма крипа увеличивается при вращении вектора магнитного поля от оси c к ab -плоскости, что согласуется с проведенными теоретическим оценками; при реализации пиннинга на точечных дефектах критический ток, соответствующий движению дислокаций вихревой решетки, уменьшается по мере отклонения вектора поля от ab -плоскости. В области углов, в которой существенную роль играет пиннинг на границах двойников, критический ток растет при повороте вектора поля от ab -плоскости к оси c .

3. В области углов $\alpha < \epsilon$, в которой существенную роль играет собственный (intrinsic) пиннинг, по мере увеличения магнитного поля возникает кроссовер от крипа невзаимодействующих вихрей к крипу вихревых связок. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что этот переход реализуется в вихревой подсистеме, ориентированной вдоль оси c кристалла. Следствием кроссовера является изменение угловой зависимости критического тока J_{cE} и традиционного максимума на зависимости $J_{cE}(\alpha)$ (наблюдаемого при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel ab$ в слабых магнитных полях) на минимум в больших магнитных полях.

1. E. M. Gyorgy, R. B. van Dover, K. A. Jackson, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 283 (1989). Смотри также интерпретацию экспериментальных результатов в [6, с. 1165] из данного списка цитируемой литературы.
2. M. Daeumling, J. M. Seutjens, and D. C. Larbalestier, *Nature* **346**, 332 (1990); V. V. Moschalkov, A. A. Zhukov, I. V. Gladyshev, S. N. Gordeev, G. T. Karapetrov, V. D. Kusnetsov, V. V. Metlushko, V. A. Murashov, V. I. Voronkova, and V. K. Janovskii, *J. Magn. Mater.* **90&91**, 611 (1990).
3. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, and F. Holtzberg, *Phys. Lett.* **69**, 2280 (1992).
4. L. Klein, E. R. Yacoby, Y. Yeshurun, A. Erb, G. Muller-Vogt, V. Breit, and H. Wuhl, *Phys. Rev.* **B49**, 4403 (1994).
5. B. Khaikovich, E. Zeldov, D. Majer, T. W. Li, P. H. Kes, and M. Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996); D. Giller, A. Shaulov, R. Prozorov, Y. Abulafia, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, E. Zeldov, V. M. Vinokur, J. L. Peng, and R. L. Greene, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2542 (1997); D. Giller, A. Shaulov, Y. Yeshurun, and J. Giapintzakis, *Phys. Rev.* **B60**, 106 (1999).
6. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
7. Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, H. Wuhl, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1596 (1996).
8. Y. Iye, T. Terashima, and Y. Bando, *Physica* **C177**, 393 (1991); A. Walkenhorst, C. Tome-Rosa, C. Stolzel, G. Jakob, M. Schmitt, and H. Adrian, *Physica* **C177**, 165 (1991); Y. Iye, A. Fukushima, T. Tamegai, T. Terashima, and Y. Bando, *Physica* **C185-189**, 297 (1991).
9. M. Tachiki and S. Takahashi, *Solid State Commun.* **70**, 291 (1989).
10. P. Bergus, E. Di Bartolomeo, G. A. Wagner, and J. E. Evetts, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2332 (1997).
11. C. Duran, P. L. Gammel, R. Wolfe, V. J. Fratello, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Nature* **357**, 474 (1992); A. I. Belyaeva, S. V. Vojtsenya, V. P. Yuriyev, M. A. Obolenskii, and A. V. Bondarenko, *Solid State Commun.* **85**, 427 (1993).
12. М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, В. И. Белецкий, Р. В. Вовк, А. А. Продан, М. Эль-Сидави, Д. Ниархос, М. Писсас, Г. Каллиас, А. Г. Сиваков, *Функциональные материалы* **2**, 403 (1995).
13. М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, М. Г. Revyakina, and V. A. Shklovskij, *Superconductivity: Phys. Chem. Techn.* **7**, 43 (1994); M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, and M. G. Revyakina, *Low Temp. Phys.* **22**, (1996).
14. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994); V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Physica* **C279**, 18 (1997).
15. G. Blatter, J. Rhyner, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B43**, 7826 (1991).
16. W. K. Kwok, J. A. Frendrich, V. M. Vinokur, A. E. Koshelev, and G. W. Grabtree, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4596 (1996).
17. R. Hiergeist and R. Hergt, *Phys. Rev.* **B55**, 3258 (1997).
18. B. I. Ivlev, Yu. N. Ovchinnikov, and V. L. Pokrovsky, *Mod. Phys. Lett.* **B5**, 73 (1991); S. S. Maslov and V. L. Pokrovsky, *Europhys. Lett.* **14**, 591 (1991).

19. P. H. Kes, J. Aarts, V. M. Vinokur, and C. J. van der Beek, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1063 (1990); S. Theodorakis, *Phys. Rev.* **B42**, 10172 (1990); L. N. Bulaevskii, L. N. Ledvij, and V. G. Kogan, *Phys. Rev.* **B46**, 366 (1992).
20. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, M. A. Obolenskii (to be publ.).
21. E. B. Sonin, *Phys. Rev.* **B48**, 10287 (1993).
22. M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, A. V. Bondarenko, and A. A. Prodan, *Functional Materials* **4**, 4 (1997); A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, M. Pissas, D. Niarchos, G. Kallias, and T. R. Arouri, *Physica* **C317-318**, 655 (1999).
23. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **A140**, 1179 (1965).
24. J. R. Thompson, Y. R. Sun, L. Civale, A. P. Malozemoff, M. W. McElfresh, A. D. Marwick, and F. Holtzberg, *Phys. Rev.* **B47**, 14440 (1993).
25. J. P. Hirt and J. Lote, *Theory of Dislocations*, John Wiley & Sons, New York (1982).
26. V. Geshkenbein, A. Larkin, M. Feigel'man, and V. Vinokur, *Physica* **C162-164**, 239 (1989).
27. M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, R. V. Vovk, and A. A. Prodan, *Low Temp. Phys.* **24**, 53 (1998).
28. A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, and A. A. Prodan. M. Pissas, D. Niarchos, and G. Kallias, *Phys. Rev.* **B58**, 2445 (1998).
29. V. M. Vinokur and T. Nattermann, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3471 (1997).
30. S. Scheidl and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B56**, 8522 (1997).
31. R. A. Klemm and J. R. Clem, *Phys. Rev.* **B21**, 1868 (1980); A. V. Balatskii, L. I. Burlachkov, and L. P. Gor'kov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **90**, 1478 (1986) [*Sov. Phys. JETP* **63**, 866 (1986)].
32. A. V. Bondarenko, Yu. T. Petrusenko, F. Dworzshak, A. A. Prodan, V. Borisenko, and U. Dedek (to be publ.).
33. L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, L. A. Gurevich, and A. E. Koshelev, *Superconductivity: Phys. Chem. Techn.* **3**, 1121 (1990).
34. L. A. Dorosinskii, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, and V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica* **C246**, 283 (1995).
35. S. Flesher, W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, M. K. Smith, J. Downey, and G. W. Grabtree, *Phys. Rev.* **B47**, 14448 (1993).
36. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B48**, 13060 (1993).

Anisotropy of vortex creep in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$
single crystals with unidirectional twin
boundaries

A. V. Bondarenko, M. G. Revyakina, A. A. Prodan,
M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, and T. R. Arouri

The creep of Abrikosov's vortices in a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystal containing unidirectional twin boundaries (TB's) was investigated in a special experimental geometry: $\mathbf{J} \parallel ab$, $\mathbf{J} \parallel \text{TB}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{J}$, and $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$ was a variable parameter. It is shown that the TB's affect the configuration structure of vortex lines for disorientation angles θ between magnetic field vector and TB's planes up to 70° : at angles $\theta < 70^\circ$ some part of the vortex lines is trapped by the TB's planes. It is shown that the TB's are effective pinning centers for vortex motion perpendicular to the planes of TB's and therefore in low magnetic fields guided motion of vortices along the TB's planes is realized. The angular variation of activation energy for plastic vortex creep is determined, and it agrees with performed theoretical calculations. It is found that the maximum in the angular variation of the measured «critical» current J_{cE} , observed in low magnetic fields for $\mathbf{H} \parallel ab$, is replaced by a minimum in high magnetic fields. This behavior is explained by the change-over from the single vortex creep to a collective one with increasing magnetic field.