

Изучение магнитосопротивления гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых магнитных полях: ориентационная зависимость магнитосопротивления

© В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ Национальной академии наук Украины, 61108 Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 23 января 2007 г.)

Изучена зависимость магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.5}$ при температуре $T = 77.3 \text{ К}$ в магнитных полях напряженностью до $\sim 500 \text{ Ое}$ в зависимости от взаимной ориентации векторов тока \mathbf{I} и внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . Установлено, что с учетом размагничивающего фактора D эффективная величина поля полного проникновения вихрей Джозефсона в слабые связи H_{c2J}^{eff} не зависит от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} . Величина нижнего критического магнитного поля H_{c1A}^{eff} , связанного с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы, заметно растет при увеличении угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} . Наиболее сильную зависимость от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} обнаруживают критическое поле фазового перехода первого рода брэгговское стекло–вихревое стекло $H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ и скачок магнитосопротивления при BG-VG -фазовом переходе.

PACS: 74.72.Bk, 74.25.Fy, 74.25.Na

1. Введение

Проведенное нами ранее [1] исследование поперечного (вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} (или вектор тока \mathbf{I}) перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля \mathbf{H} , $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$) и продольного ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$) магнитосопротивления ($\frac{\Delta\rho}{\rho}$) керамических (гранулярных) образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых внешних магнитных полях ($T = 77.3 \text{ К} < T_c$, $0 \leq H_{\text{ext}} \leq \sim 500 \text{ Ое}$) позволило обнаружить и точно интерпретировать ряд эффектов в поведении полевых зависимостей магнитосопротивления $[\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)]$, связанных с проникновением магнитного поля в сверхпроводящие гранулы и джозефсоновские слабые связи, с протеканием фазового перехода вихревой материи „по магнитному полю“ и с особенностями пиннинга магнитного потока. К этим эффектам относятся следующие.

1) Появление отличного от нуля магнитосопротивления в поле полного проникновения вихрей Джозефсона в слабые связи ВТСП $H \geq H_{c2J}$.

2) Появление точек перегиба на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$, связанное с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы в поле $H = H_{c1A}$.

3) Появление скачков магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho}$, обусловленных протеканием фазового перехода первого рода по магнитному полю между относительно упорядоченной фазой „брэгговское стекло“ и сильно разупорядоченной фазой „вихревое стекло“ [2] в поле $H = H_{\text{BG-VG}}$.

4) Появление максимумов на зависимостях $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$ при $H > H_{\text{BG-VG}}$, связанное с уменьшением силы пиннинга в результате образования фазы вихревого стекла.

Было обнаружено, что величина критического поля H_{c2J} очень сильно зависит от приведенной величины силы транспортного тока I/I_c , где I_c — значение транспортного тока, при котором появляется отличное от нуля сопротивление образца ВТСП при $H = 0$, и менее существенно от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H} ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ или $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$). Величины критических полей H_{c1A} и $H_{\text{BG-VG}}$ слабо зависят как от силы транспортного тока, так и от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H} . Величина же скачка магнитосопротивления $\Delta\rho_{\text{jump}}/\rho$ при $H = H_{\text{BG-VG}}$ существенно зависит от приведенной силы транспортного тока I/I_c и от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H} , а при некотором значении I/I_c этот скачок исчезает и линия фазовых переходов первого рода брэгговское стекло–вихревое стекло (BG-VG -фазовый переход), очевидно, заканчивается в критической точке на плоскости $\frac{I}{I_c} - H$.

Как в наших [1], так и практически во всех предшествующих исследованиях (см., например, [3–7]) ограничивались изучением продольного и поперечного магнитосопротивления ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. В этой связи необходимо отметить, что изучение угловых зависимостей электрофизических свойств (вольт-амперных характеристик, электросопротивления и т.п.; см., например, [8,9]) внесло существенный вклад в развитие низкополевой электродинамики ВТСП, свидетельствуя, в частности, в пользу модели самоорганизованного критического состояния в гранулярных сверхпроводниках [10].

Наблюдаемые в эксперименте заметные отличия в ходе зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$ при $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ и $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ могут быть обусловлены рядом факторов: 1) существенными различиями величин полей размагничивания при разной геометрии эксперимента (хорошо известно, что количе-

ственный учет этих полей для керамических ВТСП возможен лишь в простейших случаях; см., например, [11]); 2) наличием кристаллографической текстуры гранулярных образцов и заметными различиями в размерах гранул вдоль и поперек этих образцов; 3) различной ориентацией вектора напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} относительно межзеренных контактов — джозефсоновских слабых связей [3,12,13] — и/или различиями в критических параметрах самих слабых связей [13,14] и т.п.

Следует полагать, что построение полной картины угловой зависимости магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ позволит внести вклад в установление природы как самого эффекта появления магнитосопротивления ВТСП в слабых магнитных полях, так и природы фазовых переходов в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ по магнитному полю. Экспериментальное изучение зависимости магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H} , т.е. эволюции кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$ и угловых зависимостей значений критических полей H_{c2J} , H_{c1A} и H_{BG-VG} , а также скачка магнитосопротивления при $BG-VG$ -фазовом переходе $\left(\frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho}\right)$ при изменении угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H} и является целью настоящей работы.

Программа исследований, реализованная в настоящей работе, включала измерение магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при постоянной температуре $T = 77.3\text{ K}$ во внешних магнитных полях напряженностью до $H_{\text{ext}} \sim 500\text{ Oe}$ при различных углах φ между направлениями протекания электрического тока \mathbf{I} и внешним магнитным полем \mathbf{H}_{ext} .

2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$, синтезированные по стандартной керамической технологии (см., например, [15]). Размеры исследуемых образцов составляли $\sim 3 \times 2 \times 20\text{ mm}$. Низкоомные токовые и потенциальные серебряные контакты наносили при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c , измерений критических токов I_c ($T = 77.3\text{ K}$, $H = 0$).

Исследуемые образцы были практически однофазными. Рентгенографически наблюдалась слабая кристаллографическая текстура, близкая к текстуре базисной плоскости (001) орторомбической решетки, формирующаяся, как известно [16], на стадии одноосного прессования порошков, предшествующей заключительной операции синтеза — спеканию в окислительной атмосфере. Для всех образцов температура середины сверхпроводящего перехода $T_c^{\frac{1}{2}}$ составляла 92.6 K [1,17], ширина перехода $\Delta T_c = 0.4\text{ K}$, удельное электросопротивление

$\rho_{273\text{ K}} \sim 4000\ \mu\Omega \cdot \text{cm}$, величина критической плотности тока $j_c \sim 40\text{ A/cm}^2$ ($H = 0$).

Все измерения в настоящей работе проводились при постоянном значении плотности тока $\frac{j}{j_c} \sim 0.1$ ¹.

Суть экспериментов заключалась в проведении прецизионных измерений магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ в зависимости от величины и направления внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} относительно осей образца (ток \mathbf{I} пропускания вдоль „длинной“ Z -оси). Исследуемые образцы ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ поворачивали относительно оси Y от оси Z к оси X лабораторной системы координат на угол φ ($0 \leq \varphi \leq 90\text{ deg}$, шаг изменения угла $\varphi \Delta\varphi = 10\text{ deg}$). С помощью поворотного устройства [18–20] угол φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} можно было задавать с точностью $\delta\varphi \sim 2\text{ deg}$.

Для снятия $V-H$ -характеристик при $I = \text{const}$ на базе ЭВМ типа IBM PC/AT 386 была разработана специальная установка [18], состоящая из блока управления током источника магнитного поля (соленоида) I_{sol} и блока управления измерительным (транспортным) током I_{meas} , протекающим через образец. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара с расположенным в нем поворотным устройством — держателем образца — помещался в соленоид.

Все измерения производились в автоматическом режиме [1,17–20]: при постоянных значениях величин транспортного тока I_{meas} и угла φ ток через соленоид I_{sol} плавно увеличивался до определенной величины, соответствующей заданному значению максимальной напряженности магнитного поля H_{max} . Полученная информация в виде зависимостей $\rho(H)$ при $I, \varphi = \text{const}$ записывалась в память ЭВМ. Погрешность в измерениях относительного магнитосопротивления $\frac{\delta\rho}{\rho}(H)$ не превышала $10^{-2}\%$. Затем ток I_{meas} выключался, образец отогревался до $T > T_c$, задавалось следующее значение угла φ и цикл измерений повторялся.

3. Результаты исследования

Некоторые результаты измерений зависимости магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_{273\text{ K}}$ типичного образца керамического ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ при различных значениях угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} от величины приложенного магнитного поля H_{ext} представлены на рис. 1, а.² На рисунке представлены только данные, полученные при повышении напряженности магнитного поля в диапазоне $0 \leq H_{\text{ext}} \leq H_{\text{ext}}^{\text{max}}$. Гистерезисные эффекты в

¹ При таком значении $\frac{j}{j_c}$ реализуются все фазовые переходы в H_{c2J} , H_{c1A} и H_{BG-VG} и обнаруживаются максимумы на зависимостях $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$ [1].

² На рис. 1 представлена лишь часть полученных кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ K}}}(H_{\text{ext}})$, каждая серия измерений включает получение десяти подобных кривых.

магнитосопротивления $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$, наблюдающиеся нами при понижении напряженности магнитного поля, требуют отдельного рассмотрения.

Как видно, независимо от величины угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} все кривые $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ носят сходный характер.

1) При низких значениях напряженности приложенного магнитного поля ($H_{\text{ext}} < H_{c2J}$) магнитосопротивление отсутствует.

2) В диапазоне $H_{c2J} > H_{\text{ext}} > H_{\text{BG-VG}}$ на всех кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ наблюдаются слабо выраженные точки перегиба.

3) При $H_{\text{ext}} = H_{\text{BG-VG}} \sim 200$ Ое имеют место скачки магнитосопротивления.

4) При $H_{\text{ext}} > H_{\text{BG-VG}}$ Ое на всех кривых наблюдаются максимумы магнитосопротивления, положение которых на оси H_{ext} незначительно смещается в область низких магнитных полей при увеличении угла φ .

Очевидно, что для сравнительного анализа зависимостей магнитосопротивления от магнитного поля, полученных при различных значениях угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} , необходимо произвести учет размагничивающего фактора D , т.е. рассматривать напряженности не только приложенных (внешних) магнитных полей \mathbf{H}_{ext} (H_{ext}), но и эффективных полей H_{eff} , действующих на образец ВТСП. Как известно [8,21], для сверхпроводника, находящегося в меиснеровском состоянии,

$$H_{\text{eff}} = \frac{H_{\text{ext}}}{1 - D_i}, \quad (1)$$

где D_i — компоненты тензора размагничивающих коэффициентов.

Для трехосного эллипсоида с „длинной“ осью Z — тела, близкого по форме к используемым образцам (прямоугольным параллелепипедам размерами $x \times y \times z$, см. выше), — значения компонент тензора размагничивающих коэффициентов могут быть представлены в виде [22]

$$\begin{aligned} D_x &= \frac{y}{x+y} - \frac{1}{2} \frac{xy}{z^2} \ln \left(\frac{4z}{x+y} \right) + \frac{xy(3x+y)}{4z^2(x+y)}, \\ D_y &= \frac{x}{x+y} - \frac{1}{2} \frac{xy}{z^2} \ln \left(\frac{4z}{x+y} \right) + \frac{xy(x+3y)}{4z^2(x+y)}, \\ D_z &= \frac{xy}{z^2} \left[\ln \left(\frac{4z}{x+y} \right) - 1 \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Для образца, повернутого относительно оси Y от оси Z к оси X лабораторной системы координат на угол φ (см. выше), величина D_φ составляет [23]

$$D_\varphi = D_x \cos^2 \varphi + D_z \sin^2 \varphi. \quad (3)$$

На рис. 1, *b* полевые зависимости магнитосопротивления образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при различных значениях угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H} представ-

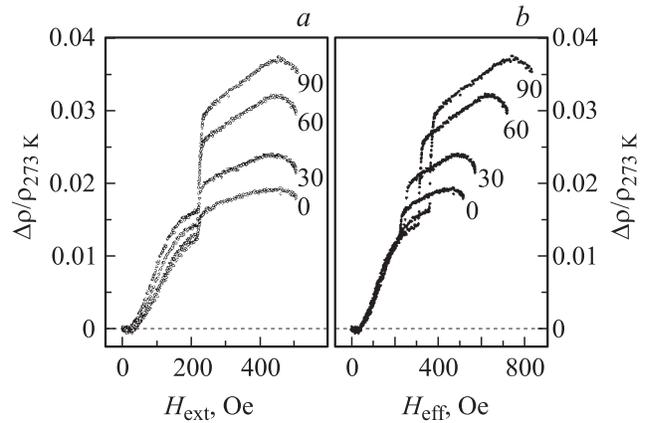


Рис. 1. Зависимости $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{ext}})$ (*a*) и $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{eff}})$ (*b*) для образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при различных значениях угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} . Числа около кривых соответствуют значениям угла φ .

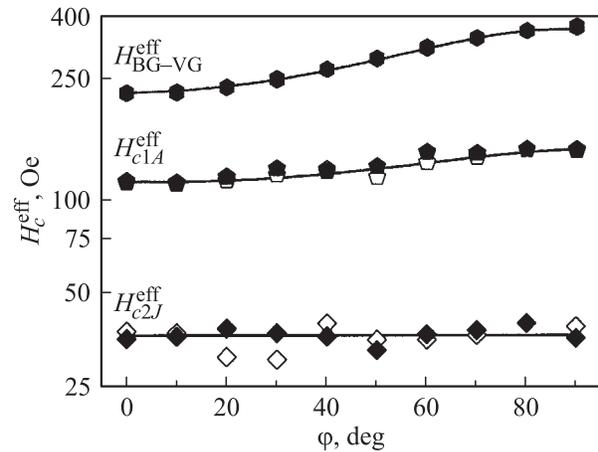


Рис. 2. Угловая зависимость эффективных критических полей H_{c2J}^{eff} , H_{c1A}^{eff} и $H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$. Светлыми и темными символами показаны данные для двух различных образцов.

лены в координатах $H_{\text{eff}} - \frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}$. Наблюдаемая картина качественно отличается от полученной в „стандартных“ координатах $H_{\text{ext}} - \frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}$.

Прежде всего обращает на себя внимание следующее немаловажное обстоятельство: при $H_{\text{eff}} < H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ полевые зависимости магнитосопротивления очень близки (независимо от величины угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext}).³ Наблюдается существенная зависимость эффективных значений критических полей BG-VG -фазового перехода ($H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$) и скачков магнитосопротивления $\Delta\rho_{\text{jump}}/\rho_{273\text{K}}$ при $H_{\text{eff}} = H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$, а также положения точек перегиба при $H_{c2J}^{\text{eff}} > H_{\text{eff}} > H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{K}}}(H_{\text{eff}})$, связанных с началом проникновения вихрей

³ В известной степени это обстоятельство, очевидно, свидетельствует в пользу корректности учета размагничивающего фактора.

Абрикосова в сверхпроводящие гранулы [1] в поле H_{c1A} , от угла φ .

На основании данных, приведенных на рис. 1, *b*, могут быть восстановлены угловые зависимости эффективных значений критических полей H_{c2J} , H_{c1A} и H_{BG-VG} (рис. 2), т.е. по существу построена фазовая $\varphi-H_{\text{eff}}$ -диаграмма ВТСП-керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при $T = 77.3$ К.

4. Обсуждение результатов

Из приведенных выше данных следует, что для керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ в ходе зависимостей величин эффективных критических полей H_{c2J}^{eff} , H_{c1A}^{eff} и H_{BG-VG}^{eff} , а также в положении максимумов на кривых зависимости $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$ при $H > H_{BG-VG}$ от угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} [1] наблюдаются следующие закономерности.

1) В пределах точности измерений эффективная величина поля полного проникновения вихрей Джозефсона в слабые связи ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ не зависит от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} ($H_{c2J}^{\text{eff}} = 36.6 \pm 0.6$ Ое).

2) Эффективная величина нижнего критического поля H_{c1A}^{eff} , связанного с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы, заметно растет при увеличении угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} , хотя диапазон изменений значений полей H_{c1A}^{eff} довольно узок. Обнаруженная в работе угловая зависимость $H_{c1A}^{\text{eff}}(\varphi)$ качественно близка к зависимости $H_{c1A}^{\text{eff}}(\varphi)$, полученной на подобных керамических образцах ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ на основании экспериментов по измерениям критических токов [20].

3) Наиболее сильный рост при увеличении угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} обнаруживает эффективное критическое магнитное поле фазового перехода первого рода брэгговское стекло–вихревое стекло H_{BG-VG}^{eff} .

4) Положение максимума на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$ заметно сдвигается в область высоких значений полей H_{eff} при увеличении угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} (обратим внимание на то, что без учета размагничивающего фактора этот максимум смещается в область низких полей при увеличении угла φ ; см. выше).

Установлено также, что величина скачка магнитосопротивления при $BG-VG$ -фазовом переходе заметно растет как при увеличении угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} , так и при росте H_{eff} (рис. 3). Из проекций пространственной кривой $\frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho_{273\text{К}}}(\varphi, H_{BG-VG}^{\text{eff}})$ на плоскости $\varphi - \frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho_{273\text{К}}}$ и $H_{BG-VG}^{\text{eff}} - \frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho_{273\text{К}}}$ видно, что зависимость скачка магнитосопротивления от эффективного поля $BG-VG$ -фазового перехода носит монотонный характер, а на кривой $\frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho_{273\text{К}}}(\varphi)$ явно наблюдается точка перегиба.

Довольно неожиданным результатом настоящей работы оказалось отсутствие в пределах точности измерений

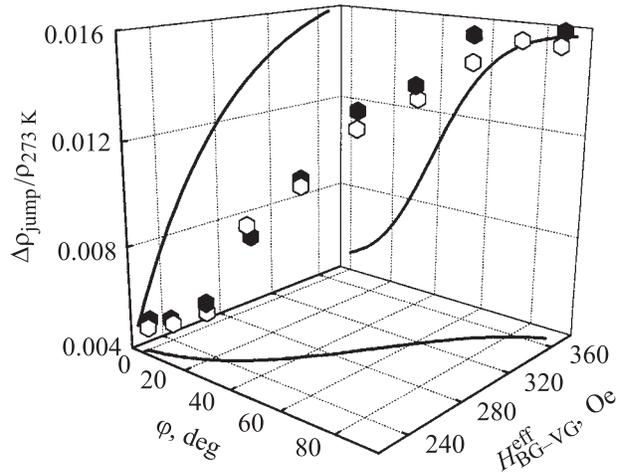


Рис. 3. Зависимость скачка магнитосопротивления $\Delta\rho_{\text{jump}}/\rho_{273\text{К}}$ образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ в критическом поле H_{BG-VG}^{eff} от угла φ между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} и эффективной величины поля H_{BG-VG}^{eff} . Светлыми и темными символами показаны данные для двух различных образцов.

($\delta H_{c2J}^{\text{eff}} \sim 1-2$ Ое) сколько-нибудь заметной зависимости величины поля полного проникновения вихрей Джозефсона в слабые связи H_{c2J}^{eff} от ориентации внешнего магнитного поля, т.е. от угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} . То обстоятельство, что величина $H_{c2J}^{\text{eff}} = \text{const}$, казалось бы, может быть обусловлено отсутствием сильной текстуры в исследуемых образцах, что, однако, не согласуется с появлением ряда упомянутых выше достаточно сильных ориентационных эффектов.

Есть все основания полагать, что, несмотря на разнообразие типов слабых связей в ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (см., например, [13,24,25]), лишь один из них образует протяженные джозефсоновские контакты [26], которые и оказывают определяющее влияние на процесс протекания электрического тока в сверхпроводящей среде. Такое предположение, очевидно, согласуется с основными представлениями низкополевой электродинамики гранулярных ВТСП [8,10] и означает, что безразмерный параметр

$$V = \frac{8\pi^2 j_c a^3}{\Phi_0}, \quad (4)$$

где j_c — плотность критического тока, a — расстояние между джозефсоновскими контактами (т.е. характерный размер сверхпроводящих гранул в ВТСП), Φ_0 — квант потока магнитного поля ($\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ Г} \cdot \text{см}^2 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$), принимает значение $V \ll 1$,⁴ которому и соответствует случай большого джозефсоновского контакта без пиннинга. Заметим сразу же, что отсутствие пиннинга на слабых связях в случае керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ было установлено нами экспериментально [17].

⁴ Низкие значения j_c и характерные значения размеров гранул ($\sim 1-5 \mu\text{м}$) обеспечивают выполнение неравенства $V \ll 1$.

Полученная в настоящей работе угловая зависимость критических полей H_{c1A}^{eff} (рис. 2) удовлетворительно описывается уравнением теории Гинзбурга–Ландау для первого (нижнего) критического поля слоистых сверхпроводников [27]

$$H_{c1A}(\gamma) = \frac{H_{c1A}^c}{\sqrt{\cos^2(\gamma) + \frac{m_c}{m_{ab}} \sin^2(\gamma)}}, \quad (5)$$

где γ — угол между вектором \mathbf{I} и главной осью (\mathbf{c}) орторомбической кристаллической решетки сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ (имеется в виду эффективное [20] (усредненное) значение этого угла — $\bar{\gamma}$), H_{c1A}^c — величина нижнего критического поля сверхпроводящих гранул вдоль главной оси c , m_c и m_{ab} — компоненты тензора эффективных масс электрона в анизотропной теории Гинзбурга–Ландау вдоль главной оси (\mathbf{c}) и в перпендикулярном ей направлении (в плоскости \mathbf{ab}).

Значения параметров уравнения (5) — $H_{c1A}^c = 148.5 \pm 4.3$ Ое, $\bar{\gamma} = 81.6 \pm 6.2$ deg, $m_c/m_{ab} = 1.6 \pm 0.1$ — адекватно описывают текстуру (главная ось \mathbf{c} орторомбической решетки образует конус относительно нормали к поверхности xy с углом раствора, равным $\frac{\pi}{2} - \gamma$) и электромагнитные свойства керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$, однако величины H_{c1A}^c и $\frac{m_c}{m_{ab}}$ заметно отличаются от результатов прямых измерений на монокристаллах [16] и результатов определения H_{c1A}^c и $\frac{m_c}{m_{ab}}$ на керамических образцах по угловым зависимостям критического тока j_c [20]. Очевидно, что эти расхождения могут быть обусловлены как довольно низкой точностью определения положения точек перегиба на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$, так и систематическим сдвигом этих точек в сторону минимальных значений критических полей H_{c1A}^{ab} [1].

Заметное повышение эффективного критического магнитного поля BG-VG -фазового перехода $H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ и наличие сопутствующего повышению $H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ эффекта роста скачка магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho_{273\text{К}}}$ при увеличении угла между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} отражают, очевидно, особенности поведения критического тока при переходе из фазы брэгговское стекло в фазу вихревое стекло [28]: рост критического тока в базисной плоскости \mathbf{ab} (I_c^{ab}) и скачкообразное уменьшение критического тока вдоль главной оси \mathbf{c} (I_c^c). Таким образом, наличие даже относительно слабой текстуры в керамических образцах ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ приводит к появлению достаточно сильных эффектов, связанных с различной ориентацией внешнего магнитного поля относительно кристаллических осей гранул.

Очевидно, что и заметный „дрейф“ максимума на кривых $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$ в сторону больших углов между векторами \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} , т. е. малых углов между H_{ext} и осью магнитной анизотропии \mathbf{c} , согласуется с особенностями

анизотропного поведения критического тока в фазе вихревого стекла — слабым ростом I_c^{ab} и существенным понижением I_c^c по мере роста разупорядочения под действием приложенного магнитного поля [28].

5. Заключение

В результате изучения угловой зависимости магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ удалось строго дифференцировать две группы эффектов — зависящих и не зависящих от взаимной ориентации транспортного тока \mathbf{I} и внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} .

Установлено, что как величина критического поля полного проникновения вихрей Джозефсона в слабые связи ВТСП H_{c2J}^{eff} , так и общий уровень магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$ при $H_{\text{eff}} < H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ практически не зависят от направления приложения внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} . Это указывает на правомерность применения к гранулярным ВТСП в диапазоне магнитных полей $H_{\text{eff}} < H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$ аппроксимации эффективной среды (ЕМА [29]) и использования применительно к проблеме магнитосопротивления ВТСП в слабых магнитных полях представлений теории перколяции [6,7,30–34]. Вклад изотропных эффектов в общий уровень магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ оказывается весьма значительным — более 30% даже в ситуации $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$.

Явно выраженные анизотропные эффекты наблюдаются при $H_{\text{eff}} > H_{\text{BG-VG}}^{\text{eff}}$: угловая зависимость критического поля BG-VG -фазового перехода первого рода и скачка магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho_{\text{jump}}}{\rho_{273\text{К}}}$, а также положение максимума на кривой $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$. Характер этих эффектов согласуется с современными представлениями об эволюции вихревой структуры ВТСП в магнитном поле [28].

Очень слабые угловые эффекты в значениях $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{К}}}(H_{\text{eff}})$, наблюдающиеся при $H_{\text{eff}} > H_{c1A}^{\text{eff}}$, по-видимому, обусловлены исключительно наличием кристаллографической текстуры в гранулярных образцах ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$.

Список литературы

- [1] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 1740 (2003); V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. Functional Mater. **11**, 710 (2004).
- [2] T. Giamarchi, P. Le Doussal. Phys. Rev. Lett. **72**, 1530 (1994); Phys. Rev. B **55**, 6577 (1997); T. Klein, I. Joumard, S. Blanchard, J. Marcus, R. Cibitt, T. Giamarchi, P. Le Doussal. Nature **413**, 404 (2001).
- [3] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [4] A. Kiliç, K. Kiliç, H. Yetiş, O. Çetin. J. Appl. Phys. **95**, 1924 (2004); New J. Phys. **7**, 212 (2005).

- [5] A. Kiliç, K. Kiliç, S. Senussi, K. Demir. *Physica C* **294**, 203 (1998).
- [6] E. Mogilko, L. Burlachkov, Y.M. Strel'niker, Y. Schlesinger, S. Havlin. *Physica B* **329–333**, 150 (2003).
- [7] L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlesinger, Y.M. Strel'niker, S. Havlin. *Phys. Rev. B* **67**, 104 509 (2003).
- [8] S.L. Ginzburg, O.V. Gerashchenko, A.I. Sibilev. *Supercond. Sci. Technol.* **10**, 395 (1997); O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 332 (2000); O.B. Герашченко. *Письма в ЖТФ* **25**, 8 (1999).
- [9] I. Metskhvarishvili, M. Metskhvarishvili, L. Khorbaladze, M. Elizbarashvili, Z. Miminoshvili, L. Nerkrasova. *Turkish J. Phys.*, **29**, 9 (2005).
- [10] С.Л. Гинзбург. *ЖЭТФ* **106**, 607 (1994); S.L. Ginzburg, N.E. Savitskaya. *J. Low Temp. Phys.* **130**, 333 (2003).
- [11] M.N. Kunchur, T.R. Askew. *J. Appl. Phys.* **84**, 6763 (1998).
- [12] М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев. *УФН* **160**, 49 (1990).
- [13] J. Halbritter. *Phys. Rev. B* **48**, 9735 (1993).
- [14] Н.Н. Ефимова, Ю.А. Попков, М.Б. Устименкова, В.А. Финкель. *ФНТ* **20**, 343 (1994).
- [15] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
- [16] А.С. Капчерин, И.И. Папилов, П.И. Стоев, В.В. Торяник, В.А. Финкель, В.А. Шкуропатенко, Т.И. Бухарова. *СФХТ* **5**, 113 (1992).
- [17] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФГТ* **48**, 1374 (2006).
- [18] В.В. Торяник, В.А. Финкель, В.В. Деревянко. *Физика и химия обраб. материалов* **5**, 55 (1995).
- [19] В.А. Финкель, В.В. Торяник. *ФНТ* **23**, 824 (1997).
- [20] В.А. Финкель, В.В. Деревянко. *ФНТ* **26**, 128 (2000).
- [21] Т. Ван Дузер, Ч.У. Тернер. *Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. Радио и связь, М.* (1984). 344 с.; М. Тинкхам. *Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, М.* (1980). 310 с.
- [22] J.A. Osborn. *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
- [23] U. Yaron, I. Felner, Y. Yeshurun. *Phys. Rev. B* **44**, 12 531 (1991).
- [24] Е.З. Мейлихов. *УФН* **163**, 27 (1993).
- [25] В.В. Немошкаленко, М.А. Васильев, А.С. Филиппов. *Металлофизика* **13**, 3 (1991).
- [26] М.В. Белодедов, С.В. Черных. *ЖТФ* **73**, 75 (2003).
- [27] А.В. Балацкий, Л.И. Бурлачков, Л.П. Горьков. *ЖЭТФ* **90**, 1478 (1986).
- [28] A.D. Hernández, D. Domínguez. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117 002 (2004); *Physica C* **408–410**, 489 (2004).
- [29] R. Juretschke, R. Landauer, J.A. Swanson. *J. Appl. Phys.* **27**, 838 (1956).
- [30] J.R. Clere, G. Giraud, J.M. Laugier, J.M. Luck. *Adv. Phys.* **39**, 191 (1990).
- [31] C.A.M. dos Santos, A.J.S. Machado. *Physica C* **354**, 213 (2001).
- [32] G.L. Olivera, C.A.M. dos Santos, C.Y. Shigue, A.J.S. Machado. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **12**, 1272 (2002).
- [33] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. *Physica C* **391**, 345 (2003).
- [34] Y. Schlesinger, L. Burlachkov, E. Mogilko. *Physica C* **307**, 291 (1998).