

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЕ ГРАНУЛЯРНЫХ ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ В СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Т. В. Сухарева, В. А. Финкель**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
Национальной академии наук Украины
61108, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 3 марта 2008 г.

Целью работы является установление взаимосвязи токнесущей способности и особенностей магнитосопротивления гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($T_c = 92.5$ К). В магнитных полях \mathbf{H}_{ext} напряженностью до $H_{ext}^{max} \approx 500$ Э в широком диапазоне значений силы транспортного тока ($5 \text{ mA} \leq I \leq 1600 \text{ mA}$) при $T = 77.4$ К проведены измерения поперечного магнитосопротивления нескольких серий образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, существенно различающихся по величине критической плотности сверхпроводящего тока j_c . Для образцов с относительно высокими значениями $j_c(H_{ext} = 0) \geq 100 \text{ A/cm}^2$ аномалии на полевых зависимостях сопротивления отсутствуют. Для образцов с низкими значениями $j_c \leq 20 \text{ A/cm}^2$ обнаружены скачки магнитосопротивления $\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273}$ к в полях $H_{BG-VG} \approx 200\text{--}260$ Э. Ширина области аномалии сопротивления ΔH_{BG-VG} увеличивается с ростом I . При повышении $H_{ext}(0 \rightarrow H_{ext}^{max})$ скачки магнитосопротивления уменьшаются с ростом I ; при понижении $H_{ext}(H_{ext}^{max} \rightarrow 0)$ — увеличиваются. Установлено, что обнаруженные особенности полевых зависимостей магнитосопротивления обусловлены протеканием фазового перехода первого рода по магнитному полю в вихревой структуре ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ по типу «брэггское стекло–вихревое стекло».

PACS: 74.81.Fa, 74.72.Bk, 74.25.Fy, 74.25.Na

1. ВВЕДЕНИЕ

Ранее при изучении изменения сопротивления гранулярных (керамических) образцов высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \approx 0.05$) при температуре кипения жидкого азота (77.4 К) во внешних магнитных полях \mathbf{H}_{ext} , $\Delta\rho/\rho_{273}$ к(H_{ext}), был обнаружен эффект сильного скачкообразного увеличения магнитосопротивления (фактически речь идет о довольно резком изменении величины $\Delta\rho/\rho_{273}$ к(H_{ext}) в диапазоне $\Delta H_{ext} \approx 2\text{--}5$ Э, см. ниже) [1]. Величины скачков магнитосопротивления $\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273}$ к зависели от плотности j транспортного тока \mathbf{I} , взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} и направления изменения напряженности внешнего магнитного поля (повышение или понижение H_{ext}).

Необходимо сразу же отметить, что при постоянной величине критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c исследуемых образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ и прочих равных условиях (плотность транспортного тока, взаимная ориентация векторов \mathbf{I} и \mathbf{H} , направление изменения напряженности магнитного поля) значения величины скачка сопротивления и напряженности поля H_{BG-VG} , при котором этот скачок наблюдался, для различных образцов заметно различались ($H_{BG-VG} \approx 200\text{--}400$ Э [1–4]). Для некоторых образцов скачки на кривых $\Delta\rho/\rho_{273}$ к(H) обнаружены не были [5]¹⁾.

Было высказано предположение о том, что по-

¹⁾ Монотонный ход зависимостей $\Delta\rho/\rho_{273}$ к(H_{ext}) керамических ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ наблюдался в большинстве исследований сопротивления в слабых магнитных полях (см., например, [6–10]). В работе [11] на кривых $\Delta\rho/\rho_{273}$ к(H_{ext}) в полях $H_{ext} \approx 25$ Э обнаружен скачок магнитосопротивления при понижении напряженности внешнего магнитного поля.

*E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

явление скачков магнитосопротивления в гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в слабых магнитных полях связано с эволюцией вихревой структуры гранул под действием внешнего магнитного поля и/или транспортного тока, т. е. с протеканием фазового перехода в системе вихрей, вероятнее всего, с превращением относительно упорядоченной низкополевой фазы «брэгговское стекло» в сильно разупорядоченную высокополевую фазу «вихревое стекло» (Bragg glass — vortex glass transition) [1].

Представления об эволюции системы вихрей (вихревой материи) в высокотемпературных сверхпроводниках путем протекания фазового перехода первого рода по магнитному полю развиваются в ряде теоретических работ (см., например, [12–16]). Предсказывалось [14], в частности, появление эффекта скачкообразного изменения критического тока при переходе брэгговское стекло–вихревое стекло (BG–VG-переход). С фазовым BG–VG-переходом ассоциировалось также наличие так называемого второго пика намагниченности ВТСП (fishtail) [17], появление которого было обнаружено при изучении монокристаллов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в достаточно сильных магнитных полях $H_{ext} > 10$ кЭ [18–20]. Наряду с этим указывалось [21, 22] и на возможность реализации фазового BG–VG-перехода в тонких пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $H_{ext} = 0$, протекающего, по мнению авторов цитируемых работ, под действием электрического поля²⁾. Сведения о характере эволюции вихревой структуры гранулярных (керамических) ВТСП под действием внешнего магнитного поля крайне ограничены (см., например, [23]).

Как известно, электромагнитные свойства керамических ВТСП, в частности, изменение магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H_{ext})$ и критический ток I_c , могут быть описаны в рамках двухуровневой модели критического состояния [24, 25], рассматривающей гранулы с сильной сверхпроводимостью и границы зерен (гранул), формирующие джозефсоновские слабые связи. Это означает, что электромагнитные свойства керамических ВТСП в значительной степени зависят от их гранулярной структуры (см., например, [26]).

Очевидно, что выяснение возможности реализации и условий протекания фазовых переходов вихревой материи в керамических образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под действием магнитного поля и/или транспорт-

ного тока представляет значительный интерес для развития электродинамики гранулярных высокотемпературных сверхпроводников. В этой связи целью настоящей работы является установление взаимосвязи токонесущей способности и особенностей магнитосопротивления нескольких достаточно представительных серий керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, существенно различающихся по величине критической плотности сверхпроводящего тока, в магнитных полях напряженностью до $H_{ext}^{max} \approx 500$ Э в широком диапазоне значений силы транспортного тока $5\text{ мА} \leq I \leq 1600\text{ мА}$ при температуре кипения жидкого азота $T = 77.4\text{ К}$.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Объектами исследования служили образцы ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{6.95}$, синтезированные по «стандартной» керамической технологии (см., например, [27]). Для реализации программы исследований были получены несколько партий образцов, немного различающиеся по технологии получения (по режимам охлаждения от температуры синтеза до комнатной температуры). Размеры исследуемых образцов составляли около $3 \times 2 \times 20\text{ мм}^3$. Токовые и потенциальные серебряные контакты наносились при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ использовали методы рентгеноструктурного анализа, измерений критической температуры T_c , измерений критических токов I_c .

Изучение кристаллической структуры (фазовый состав, параметры кристаллической решетки, ширина и относительная интенсивность дифракционных линий) не позволило обнаружить различий, выходящих за пределы точности измерений. Все исследуемые образцы были практически однофазными. Для всех образцов температура середины сверхпроводящего перехода $T_c^{1/2}$ по результатам резистивных и магнитных измерений составляла $92.5 \pm 0.1\text{ К}$, ширина перехода $\Delta T_c \approx 0.4\text{ К}$.

Единственный параметр, по которому свойства образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ существенно различались, — это критический ток I_c . Для исследования особенностей магнитосопротивления были отобраны образцы, заметно различающиеся по величине критической плотности тока $j_c(H_{ext} = 0)$ примерно от 20 А/см^2 до 300 А/см^2 .

²⁾ Очевидно, что в работах [21, 22] неявно предполагается возможность существования VG-фазы в нулевом магнитном поле.

Для снятия V - H -характеристик при $I = \text{const}$ использовалась специальная установка на базе ЭВМ типа IBM PC/AT 386 [28], состоящая из блока управления током источника магнитного поля (соленоида) I_{sol} и блока управления измерительным (транспортным) током I_{meas} , протекающим через образец ВТСП. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара с держателем образца помещался в соленоид.

Все измерения проводились в автоматическом режиме: при постоянной величине транспортного тока $I = I_{meas}$ ток через соленоид I_{sol} плавно увеличивался со скоростью, соответствующей скорости изменения напряженности магнитного поля $dH_{ext}/d\tau \approx 1-2$ Э/с, до определенной величины, соответствующей заданному значению максимальной напряженности магнитного поля $H_{ext}^{max} \approx 500$ Э, а затем уменьшался до нуля приблизительно с той же скоростью. Полученная информация в виде зависимостей $R(H_{ext})$ при $I = \text{const}$ записывалась в память ЭВМ (погрешность в измерениях магнитосопротивления $\Delta R/R_{273\text{ К}}(H_{ext})$ не превышала 10^{-2} %). Затем образец отогревался до $T > T_c$, задавалось следующее значение I_{meas} и цикл измерений повторялся.

Измерялось поперечное магнитосопротивление ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{I}$). Каждая серия измерений включала до 1000 экспериментальных точек в цикле $0 \rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$.

Для определения величин критического тока I_c в настоящей работе применялся достаточно жесткий критерий — появление отличного от нуля магнитосопротивления на кривых

$$\frac{\Delta R}{R_{273\text{ К}}}(H_{ext}) \equiv \frac{\Delta \rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{ext})$$

на полуцикле возрастания напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} ($0 \rightarrow H_{ext}^{max} \approx 500$ Э) [29].

Для получения параметров скачков магнитосопротивления — критического поля фазового перехода H_{BG-VG} , ширины перехода ΔH_{BG-VG} , величины скачка $\delta\rho_{jump}/\rho_{273\text{ К}}$ — поведение магнитосопротивления вблизи H_{BG-VG} аппроксимировалось известной сигма-функцией Больцмана, широко применяемой для описания резкого изменения термодинамических, кинетических и других свойств в различных системах при размытых по внешнему параметру фазовых переходах (см., например, [30–32]):

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{ext}) = & \frac{\Delta \rho^{upper}}{\rho_{273\text{ К}}} + \\ & + \frac{\Delta \rho^{lower}/\rho_{273\text{ К}} - \Delta \rho^{upper}/\rho_{273\text{ К}}}{1 + \exp\left(\frac{H_{ext} - H_{BG-VG}}{\Delta H_{BG-VG}}\right)} = \Delta \rho^{upper}/\rho_{273\text{ К}} - \\ & - \frac{\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273\text{ К}}}{1 + \exp\left(\frac{H_{ext} - H_{BG-VG}}{\Delta H_{BG-VG}}\right)}, \quad (1) \end{aligned}$$

где $\Delta \rho^{upper}/\rho_{273\text{ К}}$ и $\Delta \rho^{lower}/\rho_{273\text{ К}}$ — магнитосопротивление в конце и начале скачка.

Сразу же отметим, что все кривые $\Delta \rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$, на которых наблюдаются скачки магнитосопротивления (см. ниже), в окрестности поля H_{BG-VG} адекватно описываются уравнением (1) с высокой степенью достоверности (коэффициент корреляции $R^2 \approx 0.99$).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Как уже отмечалось во Введении, в соответствии с целью настоящей работы предметом исследования служило измерение магнитосопротивления керамических образцов ВТСП состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$, существенно различающихся по токонесущей способности.

Были сняты петли гистерезиса магнитосопротивления $\Delta \rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ трех серий образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при различных значениях силы транспортного тока I в достаточно широком диапазоне: примерно от 5 мА до 1600 мА при $T = 77.4$ К. Для иллюстрации на рис. 1 представлены типичные результаты измерения магнитосопротивления, полученные при трех различных значениях величины транспортного тока (соответственно 25, 100, 500 мА). Как видно, ход кривых $\Delta \rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ для образцов трех исследуемых серий ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\approx 6.95}$ заметно различается как в диапазоне $0 \rightarrow H_{ext}^{max}$, так и в диапазоне $H_{ext}^{max} \rightarrow 0$.

Очевидно, что единственной общей чертой зависимостей $\Delta \rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ для образцов всех трех серий является наличие участков с нулевым сопротивлением в диапазоне $0 \rightarrow H_{ext}^{max}$ при малых значениях напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} . Определение границ участков с нулевым сопротивлением на кривых $\Delta \rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ позволяет установить характер полевых зависимостей критических токов $I_c(H_{ext})$.

Действительно, согласно существующим представлениям (см., например, [8, 33, 34]), магнитное по-

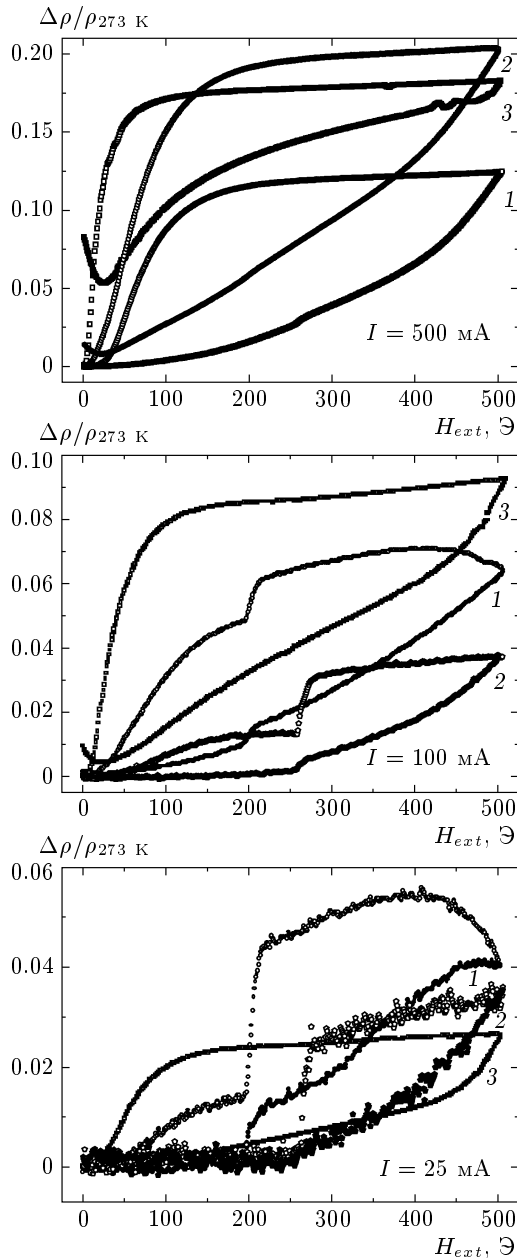


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления керамических образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $T = 77.4$ К при различной величине транспортного тока. Символами «○», «△» и «□» обозначены соответственно образцы серий 1, 2 и 3. Светлые символы — повышение H_{ext} , темные символы — понижение H_{ext}

ле H_{ext} , при приложении которого появляется сопротивление гранулярных (керамических) образцов ВТСП ($\Delta\rho/\rho_{273\text{ К}} \neq 0$), является верхним критическим полем (H_{c2J}) межгранулярных контактов — джозефсоновских слабых связей. Полученные дан-

ные по полевым зависимостям магнитосопротивления при разной величине плотности транспортного тока I позволяют восстановить зависимость $H_{c2J}(I)$ (рис. 2а). Как видно, все кривые $H_{c2J}(I)$ носят сходный характер — по мере роста транспортного тока критические поля H_{c2J} уменьшаются.

Из полученных кривых $H_{c2J}(I)$ непосредственно вытекают зависимости критического тока I_c от напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} (рис. 2б). Данные, приведенные на рисунке (в частности, на вставке к нему, на которой зависимость $I_c(H_{ext})$ при $H_{ext} \leq 50$ Э представлена в полулогарифмическом масштабе), позволяют достаточно четко дифференцировать объекты исследования по их токонесущей способности: образцы серий 1 и 2 при всех значениях H_{ext} характеризуются существенно более низкими значениями I_c , чем образцы серии 3. При этом токонесущая способность образцов серии 1 несколько выше, чем образцов серии 2.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основные особенности характера поведения полевых зависимостей магнитосопротивления исследуемых гранулярных (керамических) образцов ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ с разной токонесущей способностью сводятся к следующему.

1. Для образцов с относительно высокими значениями I_c ($j_c \geq 100$ А/см²) скачки на зависимостях $\Delta\rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ отсутствуют как при повышении, так и при понижении H_{ext} в диапазоне $5\text{ мА} \leq I \leq \approx 1600\text{ мА}$. Для подобных образцов характерно появление остаточного сопротивления уже при низких значениях силы транспортного тока I (см. рис. 1).

2. Для образцов с низкими значениями I_c ($j_c \leq 20$ А/см²) величина магнитного поля, в котором имеют место аномалии (положительные скачки) магнитосопротивления H_{BG-VG} , не зависит от плотности транспортного поля I и направления изменения H_{ext} (рис. 3). В зависимости от величины I_c скачки на кривых $\Delta\rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ на полуцикле $0 \rightarrow H_{ext}^{max}$ наблюдаются при $I \approx 200$ мА или $I \approx 260$ мА; на полуцикле $H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ аномалии удается обнаружить и при более высоких значениях I .

3. По мере повышения силы транспортного тока имеет место заметное расширение области проявления аномалий магнитосопротивления (скачков) ΔH_{BG-VG} на кривых $\Delta\rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$. Величина

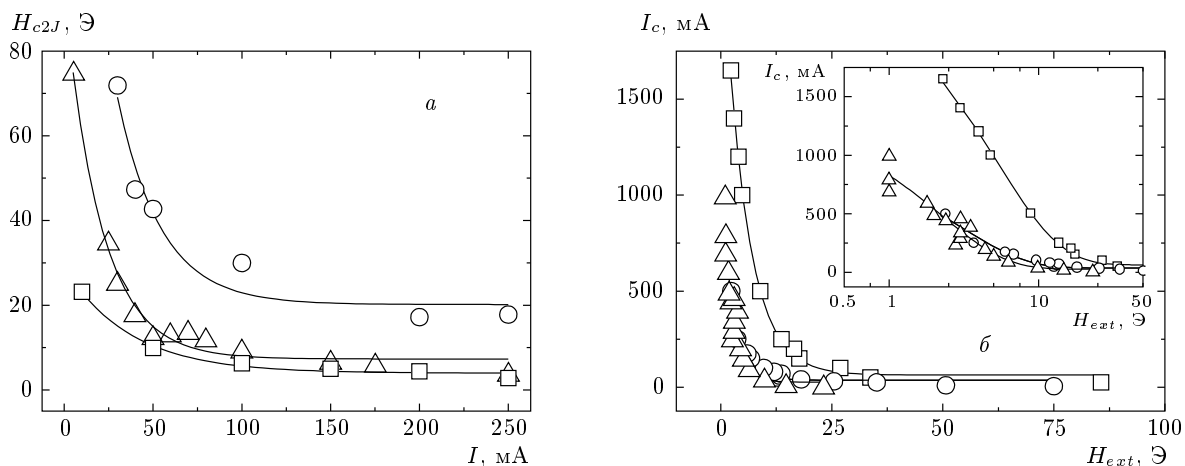


Рис. 2. Зависимость критического поля H_{c2J} от транспортного тока (а) и полевая зависимость критического тока I_c (б) керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ при $T = 77.4$ К. Символами «○», «△» и «□» обозначены соответственно образцы серий 1, 2 и 3

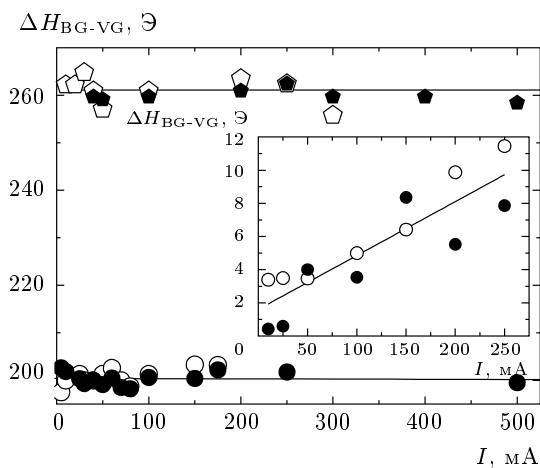


Рис. 3. Зависимость критического поля фазового перехода BG-VG от транспортного тока керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ при $T = 77.4$ К. Кружками и пятиугольниками обозначены соответственно образцы серий 1 и 2. Светлые символы — повышение H_{ext} , темные символы — понижение H_{ext} . На вставке: зависимость ширины фазового перехода BG-VG от силы транспортного тока образцов серии 1

ΔH_{BG-VG} не зависит от направления изменения H_{ext} (см. вставку на рис. 3).

4. На полуцикле $0 \rightarrow H_{BG-VG}$ величина скачков магнитосопротивления $\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273 K}$ уменьшается при возрастании силы транспортного тока I ; на полуцикле $H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ — увеличивается (рис. 4).

В первую очередь следует рассмотреть основной

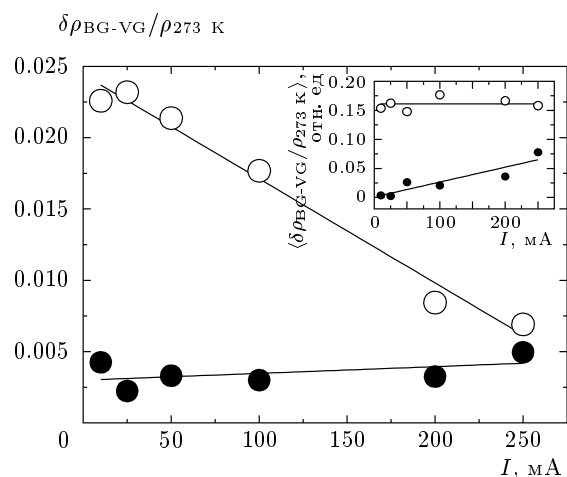


Рис. 4. Зависимость величины скачков магнитосопротивления $\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273 K}$ от силы транспортного тока образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ серии 1. Светлые символы — повышение H_{ext} , темные символы — понижение H_{ext} . На вставке: зависимость величины $\langle \delta\rho/\rho_{273 K} \rangle$ от I

результат настоящей работы: скачки магнитосопротивления наблюдаются на керамических образцах ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с низкой токнесущей способностью, в то время как на образцах с относительно высокими значениями I_c подобные скачки отсутствуют.

Качественное различие в поведении зависимостей $\Delta\rho/\rho_{273 K}(H_{ext})$ для гранулярных образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с различной токнесущей способ-

ностью может быть связано со следующими обстоятельствами. Как известно, величина критического тока гранулярных высокотемпературных сверхпроводников в значительной степени определяется свойствами границ гранул (джозефсоновских слабых связей), в основном их морфологией и химическим составом [35]. В свою очередь, состав и морфология межгранулярных границ существенно зависят от структурных особенностей сверхпроводящих гранул, т. е. от их величины, огранки, дефектности, присутствия примесей, сторонних фаз и т. п. [36]. Это означает, что токонесущая способность керамических ВТСП может служить «индикатором» кинетических свойств сверхпроводящих гранул, поскольку степень совершенства кристаллической структуры гранул в известной степени определяет и степень упорядоченности системы вихрей Абрикосова в них.

В настоящей работе обнаружена тенденция к достаточно сильному повышению критического поля H_{BG-VG} при относительно небольшом повышении критической плотности тока³⁾. В совокупности с имеющимися данными о высоких значениях критических полей H_{BG-VG} для объектов с наиболее совершенной кристаллической, а следовательно, и упорядоченной вихревой структурой — монокристаллов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [18–20] — это обстоятельство дает основание полагать, что природа аномального поведения электромагнитных свойств монокристаллов в сильных магнитных полях и гранулярных ВТСП в слабых магнитных полях полностью идентична, что обусловлено протеканием фазового перехода по типу брэгговское стекло–вихревое стекло. Можно предположить, что фазовый BG–VG-переход по магнитному полю должен происходить во всех гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, однако значения критических полей H_{BG-VG} , зависящие от степени упорядоченности вихревой структуры гранул, могут быть достаточно высокими.

Надежно установленное в настоящей работе обстоятельство, что критическое поле фазового BG–VG-перехода H_{BG-VG} , т. е. положение середины скачка магнитосопротивления $\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273\text{ К}}$ на оси H_{ext} , в пределах точности измерений не зависит от силы транспортного тока I , однозначно свидетельствует в пользу того, что фазовый переход брэгговское стекло–вихревое стекло происходит в вихревой структуре гранул ВТСП под действи-

ем внешнего магнитного, а не электрического поля, как, например, полагали в работах [21, 22]. Магнитные поля транспортных токов могут приводить к незначительным изменениям H_{BG-VG} , не выходящим за пределы точности измерений.

Кроме того, очевидно, что фазовый переход брэгговское стекло–вихревое стекло является обратимым — критическое поле H_{BG-VG} в пределах точности измерений не зависит от направления изменения напряженности магнитного поля. Не зависит от направления изменения H_{ext} и ширина фазового перехода ΔH_{BG-VG} . Надо полагать, что эффект расширения области протекания фазового перехода при увеличении I обусловлен ростом напряженности локальных магнитных полей при увеличении плотности транспортного тока [6].

Казалось бы, с отсутствием зависимости величины критического поля фазового перехода (H_{BG-VG}) от силы транспортного тока при повышении или понижении H_{ext} не согласуются наблюдаемые эффекты сильного понижения величины скачка магнитосопротивления на полуцикле $0 \rightarrow H_{ext}^{max}(\delta\rho_{BG-VG}^+/\rho_{273\text{ К}})$ и слабого увеличения скачка на полуцикле $H_{ext}^{max} \rightarrow 0(\delta\rho_{BG-VG}^-/\rho_{273\text{ К}})$ при росте I . Очевидно, что с учетом наличия сильной зависимости ширины фазового перехода ΔH_{BG-VG} от силы транспортного тока I в качестве меры изменения магнитосопротивления необходимо рассматривать не скачок величины $\delta\rho/\rho_{273\text{ К}}$ в точке фазового перехода H_{BG-VG} ($\delta\rho_{BG-VG}/\rho_{273\text{ К}}$), а суммарное изменение магнитосопротивления в области протекания фазового перехода, т. е. величину $\langle\delta\rho/\rho_{273\text{ К}}\rangle$:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}} \right\rangle &= \\ &= \int_{H_{BG-VG}-\Delta H_{BG-VG}}^{H_{BG-VG}+\Delta H_{BG-VG}} \frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{ext}) dH_{ext}. \quad (2) \end{aligned}$$

Зависимость $\delta\rho/\rho_{273\text{ К}}(H_{ext})$ вблизи H_{BG-VG} , как установлено в работе, хорошо описывается уравнением (1) (см. выше).

Результаты определения зависимости величины $\langle\delta\rho/\rho_{273\text{ К}}\rangle$ от I представлены на вставке рис. 4.

Как видно, при повышении H_{ext} величина $\langle\delta\rho/\rho_{273\text{ К}}\rangle = \text{const}$, что, очевидно, свидетельствует о том, что вихревая фаза брэгговское стекло при повышении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} ($0 \rightarrow H_{ext}^{max}$) вне зависимости от силы транспортного тока полностью переходит в фазу вихревое стекло. Рост величины $\delta\rho/\rho_{273\text{ К}}$ при

³⁾ Имеется в виду существенное различие в значениях H_{BG-VG} (около 100 Э) образцов серий 1 и 2 при крайне незначительном различии величин критических токов.

повышении I на полуцикле $H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ указывает на то, что обратный переход вихревое стекло–брэгговское стекло реализуется лишь частично, и при $H_{ext} < H_{BG-VG}^-$ имеет место сосуществование VG- и VG-фаз вихревой материи. Очевидно, что наличие своеобразных гистерезисных эффектов в окрестности H_{BG-VG} и факт сосуществования VG- и VG-фаз при $H_{ext} < H_{BG-VG}^-$ могут служить достаточно весомыми аргументами в пользу того, что фазовый переход вихревой материи в ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ является фазовым переходом первого рода. Полнота VG–BG-перехода возрастает при увеличении I , и при достаточно больших значениях тока наблюдается появление остаточного магнитосопротивления при $H_{ext}^- = 0$ (см. рис. 1). Появление остаточного магнитосопротивления при высоких значениях I косвенным образом свидетельствует об увеличении доли VG-фазы, пиннинг магнитных вихрей в которой значительно сильнее, чем в более разупорядоченной VG-фазе [37].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главным итогом настоящей работы следует считать установление природы аномальной зависимости сопротивления гранулярных высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ от внешнего магнитного поля. Появление скачков на кривых $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H_{ext})$ обусловлено протеканием фазового перехода первого рода в системе вихрей в гранулах сверхпроводника под действием внешнего магнитного поля, причем критическое поле фазового перехода не зависит от силы транспортного тока. Впервые установлено наличие взаимосвязи появления аномалии магнитосопротивления и токонесущей способности ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Показано, что при повышении напряженности внешнего магнитного поля происходит полное превращение относительно упорядоченной низкополевой фазы в высокополевую разупорядоченную фазу; полнота обратного перехода зависит от плотности транспортного тока.

«Знак» наблюдаемого эффекта скачкообразного изменения магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при фазовом VG-переходе — положительный скачок, — казалось бы, противоречит существующим представлениям о пиннинге магнитных вихрей в фазах с различной степенью упорядоченности вихревой структуры (см. выше). Необходимо, однако, иметь в виду, что при подобном переходе происходит также скачко-

образное анизотропное изменение критического тока [37], чем, возможно, и определяется знак эффекта.

В заключение следует отметить следующее. Хотя в настоящей работе и получена внутренне непротиворечивая картина взаимосвязи критических токов и особенностей магнитосопротивления гранулярных ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, вопрос о связи наблюдаемых эффектов с особенностями структуры (в широком смысле слова — морфология, границы зерен, вихревая структура) объектов исследования остается открытым. Решение задачи о связи реальной кристаллической и магнитной структур гранулярных высокотемпературных сверхпроводников является предметом отдельного рассмотрения.

Авторы благодарят В. В. Деревянко за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **46**, 1740 (2004).
2. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **49**, 1744 (2007).
3. V. V. Derevyanko, T. V. Sukhareva, and V. A. Finkel, *Functional Mater.* **11**, 710 (2004).
4. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ФТТ **50**, 961 (2008).
5. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, ЖТФ **78**, 36 (2007).
6. D. Daghero, P. Mazzett, A. Stepanescu, and A. Masoero, *Phys. Rev. B* **66**, 184514 (2002).
7. A. Kiliç, K. Kiliç, H. Yetiş, and O. Çetin, *J. Appl. Phys.* **95**, 1924 (2004); *New J. Phys.* **7**, 212 (2005).
8. C. A. M. dos Santos, M. S. da Luz, B. Ferreira, and A. J. S. Machado, *Physica C* **391**, 345 (2003).
9. P. Muné, F. C. Fonseca, R. Mucillo, and R. F. Jardim, *Physica C* **390**, 363 (2003).
10. Д. А. Балаев, К. А. Шайхутдинов, С. И. Попков, М. И. Петров, *Письма в ЖТФ* **29**, 15 (2003); D. A. Balaev, K. A. Shaihtudinov, S. I. Popkov, D. M. Gokhfeld, and M. I. Petrov, *Supercond. Sci. Technol.* **17**, 175 (2004).
11. G. L. Olivera, C. A. M. dos Santos, C. Y. Shigue, and A. J. S. Machado, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **12**, 1272 (2002).

12. T. Giamarchi and P. Le Doussal, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1530 (1994); *Phys. Rev. B* **52**, 1242 (1995); *Phys. Rev. B* **55**, 6577 (1997).
13. T. Klein, I. Joumard, S. Blanchard, J. Marcus, R. Cubitt, T. Giamarchi, and P. Le Doussal, *Nature* **413**, 404 (2001).
14. A. D. Hernández and D. Domínguez, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117002 (2004); *Physica C* **408–410**, 489 (2004).
15. D. Li and B. Rosenstein, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167004 (2003).
16. E. H. Brandt and G. P. Mikitik, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 651 (2001).
17. T. H. Johansen, M. B. Koblischka, H. Bratsberg, and P. O. Hetland, *Phys. Rev. B* **56**, 11273 (1997).
18. K. Deligiannis, P. A. L. de Groot, S. Pinfold, R. Langan, R. Gagnon, and L. Taillefer, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2121 (1997).
19. T. Nishizaki, T. Naito, and N. Kobayashi, *Phys. Rev. B* **58**, 11169 (1998).
20. D. Giller, A. Shaulov, Y. Yeshurun, and J. Giapintzakis, *Phys. Rev. B* **60**, 106 (1999); Y. Radzyner, S. B. Roy, D. Giller, Y. Wolfus, A. Shaulov, P. Chaddah, and Y. Yeshurun, *Phys. Rev. B* **61**, 14362 (2000); S. B. Roy, Y. Radzyner, D. Giller, Y. Wolfus, A. Shaulov, P. Chaddah, and Y. Yeshurun, *Physica C* **390**, 46 (2003).
21. Z. H. Wang, *Physica C* **306**, 253 (1998).
22. M. Acosta, V. Sosa, and C. Acosta, *Superficies y Vacío* **12**, 12 (2001).
23. S. I. Bondarenko, N. Nakagawa, A. A. Shablo, and P. P. Pavlov, *Physica B* **329–333**, 1512 (2003); С. И. Бондаренко, А. А. Шабло, В. П. Коверя, *ФНТ* **32**, 825 (2006).
24. L. Ji, M. S. Rzchowski, N. Anand, and M. Tinkham, *Phys. Rev. B* **47**, 470 (1993).
25. M. Tinkham and C. J. Lobb, *Sol. St. Phys.* **42**, 91 (1989).
26. J. R. Clem, *Physica C* **153–155**, 50 (1988).
27. V. A. Finkel', V. M. Arzhavitin, A. A. Blinkin, V. V. Derevyanko, and Yu. Yu. Razdovskii, *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
28. В. А. Финкель, В. В. Торяник, *ФНТ* **23**, 824 (1997); В. А. Финкель, В. В. Деревянко, *ФНТ* **26**, 128 (2000).
29. В. В. Деревянко, Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *ФТТ* **48**, 1374 (2006).
30. M. L. Steyn-Ross, D. A. Steyn-Ross, J. W. Sleight, and L. C. Wilcocks, *Phys. Rev. E* **64**, 011917 (2001); M. L. Steyn-Ross, D. A. Steyn-Ross, J. W. Sleight, M. T. Wilson, and L. C. Wilcocks, *Phys. Rev. E* **72**, 061910 (2005).
31. N. Pesheva and J. De Coninck, *Phys. Rev. E* **70**, 046102 (2004).
32. M. J. Espín, Á. V. Delgado, and F. González-Caballero, *Phys. Rev. E* **73**, 041503 (2006).
33. Н. Н. Ефимова, Ю. А. Попков, М. Б. Устименкова, В. А. Финкель, *ФНТ* **20**, 343 (1994).
34. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. Дубровский, С. И. Попков, К. А. Шайхутдинов, М. И. Петров, *ЖЭТФ* **132**, 1340 (2007).
35. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 485 (2002).
36. J. Halbritter, *Phys. Rev. B* **48**, 9735 (1993).
37. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).