

# Вихревая структура и магнитосопротивление гранулярных ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

© Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 17 июля 2009 г.)

Во внешних магнитных полях напряженностью до  $H_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 500$  Ое в широком диапазоне значений силы транспортного тока ( $\sim 10 \leq I \leq \sim 1000$  мА) при  $T = 77.3$  К проведены измерения поперечного магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  нескольких серий образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ . Обнаружено наличие трех различных типов поведения полевых зависимостей магнитосопротивления при  $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{I}$ , характерными чертами которых являются: 1) низкие значения критических полей джозефсоновских „слабых связей“  $H_{c2J}$ , высокий уровень магнитосопротивления, появление остаточного магнитосопротивления  $\Delta\rho_{\text{rem}}/\rho$  при понижении  $H_{\text{ext}}$  до нуля; 2) высокие значения полей  $H_{c2J}$ , низкий уровень магнитосопротивления,  $\Delta\rho_{\text{rem}}/\rho \equiv 0$ ; 3) относительно высокие значения полей  $H_{c2J}$ , наличие „скачков“ на зависимостях  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ . На основании сравнительного анализа зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  установлена природа обнаруженных различий: первому типу поведения соответствует существование относительно упорядоченной вихревой структуры типа „брэгтовское стекло“ во всем диапазоне  $H_{\text{ext}}$ , второму — существование разупорядоченной вихревой структуры типа „вихревое стекло“ во всем диапазоне  $H_{\text{ext}}$ , третьему — протекание фазового перехода первого рода брэгтовское стекло–вихревое стекло по магнитному полю при  $0 < H_{\text{BG-VG}} < H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ .

## 1. Введение

Исследование гальваномагнитных свойств гранулярных (керамических) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) началось сразу после открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости [1]. Эти исследования играют важную роль в развитии электродинамики ВТСП и имеют серьезное прикладное значение. Гальваномагнитные свойства гранулярных ВТСП, в частности магнитосопротивление  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ , т.е. свойство материала изменять электросопротивление под действием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ , могут быть описаны в рамках двухуровневой модели критического состояния [2], рассматривающей керамический сверхпроводник как совокупность гранул с сильной сверхпроводимостью и межзеренных (межгранулярных) границ, формирующих джозефсоновские „слабые связи“.

Изучению магнитосопротивления керамических образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в зависимости от температуры  $T$ , а также величины и ориентации внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  посвящено огромное число работ (см., например, некоторые публикации последних лет [3–22]). При этом, однако, результаты этих исследований довольно противоречивы, причем не только в отношении количественных различий в ходе полевых зависимостей магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  при  $T = \text{const}$ , но и качественных различий в ходе зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ , полученных на различных образцах ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

Практически во всех исследованиях магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  наблюдались некоторые общие черты.

1) Наличие участка с нулевым сопротивлением на кривых  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  в области слабых магнитных полей

при повышении напряженности внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}[\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}}^+) = 0]$ , в ряде случаев — и при понижении  $H_{\text{ext}}[\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}}^+) = 0]$ . Исключением, естественно, являются результаты измерений  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}}^-)$  в случае, когда транспортный ток  $I > I_c(0)$ , где  $I_c(0)$  — критический ток при  $H_{\text{ext}}^+ = 0$  [11,12].

2) Особенности в ходе кривых полевой зависимости магнитосопротивления (изменение кривизны зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ ), связанные с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы.

Качественные различия в поведении магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в основном сводятся к следующему: 1) наличие или отсутствие эффектов появления остаточного магнитосопротивления при понижении напряженности внешнего магнитного поля  $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho}(H_{\text{ext}}^- = 0)$ ; 2) наличие или отсутствие „скачков“ магнитосопротивления  $\frac{\delta\rho_{\text{BG-VG}}}{\rho}$  на кривых  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}}^+)$  и/или  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}}^-)$ .

Очевидно, что все эти различия могут быть обусловлены как особенностями вихревой структуры гранул и межгранулярных границ исследуемых керамических образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в исходном состоянии ( $H_{\text{ext}}^+ = 0, I \rightarrow 0$ ), так и различиями в характере эволюции вихревой структуры под действием магнитного и/или электрического полей.

Проведенные ранее исследования гальваномагнитных свойств гранулярных ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [14–19,23] позволили установить природу некоторых особенностей поведения магнитосопротивления под действием магнитного поля и/или транспортного тока.

а) Наличие участка с  $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0$  на зависимостях  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  указывает на то, что при данной величине транспортного тока  $I$  выполняется условие  $H_{c2J} \geq H_{\text{ext}}$ , где  $H_{c2J}$  — верхнее критическое поле межгранулярных границ (джозефсоновских „слабых связей“).

б) Появление остаточного магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho}(H_{\text{ext}}^- = 0)$  свидетельствует о наличии эффекта захвата магнитного потока сверхпроводящими гранулами при данных значениях максимальной напряженности приложенного внешнего магнитного  $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$  и силы транспортного тока  $I$ .

в) Наличие „скачков“ на зависимостях  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  свидетельствует от протекания фазового перехода в вихревой структуре ВТСП (превращение относительно упорядоченной низкополевой фазы типа „брэгговское стекло“ в сильно разупорядоченную высокополевую фазу типа „вихревое стекло“) в магнитном поле  $H_{\text{BG-VG}}$ .

При рассмотрении результатов изучения магнитосопротивления монокристаллов, тонких пленок и керамических образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  необходимо отметить следующее обстоятельство. Современные представления о характере фазовых  $H-T$ -диаграмм высокотемпературных сверхпроводников основываются на предположении о том, что „основное состояние“ вихревой структуры при  $H_{\text{ext}} = 0$  (во всяком случае для монокристаллов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ) — относительно упорядоченная фаза типа „брэгговское стекло“ [24–28]. Однако, судя, например, по некоторым данным, относящимся к поликристаллическим тонким пленкам  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [29,30], даже в отсутствии внешнего магнитного поля может реализовываться также сильно разупорядоченная вихревая фаза типа „вихревое стекло“.

Таким образом, вопрос об „основном состоянии“ и характере эволюции вихревой структуры гранулярных ВТСП под действием магнитного и/или электрического полей фактически остается открытым. Очевидно, что прямое изучение вихревой структуры гранулярных ВТСП могло бы служить оптимальным путем решения данного вопроса, и для построения общей картины эволюции гальваномангнитных свойств гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  под действием магнитного поля и/или транспортного тока необходимо исследование магнитосопротивления на образцах, заведомо различающихся исходным характером вихревой структуры. К сожалению, методы диагностики вихревой структуры керамических высокотемпературных сверхпроводников развиты явно недостаточно, и в настоящее время судить о характере вихревой структуры гранулярных ВТСП можно лишь на основании косвенных данных.

По нашему мнению, единственным реальным путем установления природы качественных и количественных отличий в характере зависимостей магнитосопротивления гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  от величин внешнего магнитного поля и транспортного тока является

рассмотрение зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  для ряда достаточно представительных серий образцов. Следует полагать, что объекты исследования должны обладать практически совпадающими значениями критической температуры  $T_c$  и удельного электросопротивления при комнатной температуре  $\rho_{273\text{K}}$ , но существенно различаться по характеру полевых зависимостей магнитосопротивления.

Реализации подобной программы исследований, т.е. построению общей картины эволюции магнитосопротивления гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  под действием магнитного поля и/или транспортного тока, и посвящена настоящая работа. По замыслу авторов, реализация данной программы исследований позволит установить характер взаимосвязи вихревой структуры и гальваномангнитных свойств гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ .

Экспериментальная часть исследования заключалась в измерениях поперечного магнитосопротивления ( $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{I}$ ) различных образцов керамических ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при температуре кипения жидкого азота  $T = 77.3\text{ K}$  в строго идентичных условиях: максимальное значение напряженности внешнего магнитного поля  $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 500\text{ Oe}$ , диапазон изменения силы транспортного тока  $\sim 10 \leq I \leq \sim 1000\text{ mA}$ . Для проведения исследования были отобраны образцы, качественно различающиеся по характеру полевых зависимостей магнитосопротивления.

## 2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы ВТСП состава  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ , синтезированные по „стандартной“ керамической технологии (см., например, [31]). Было получено несколько партий образцов, незначительно различающихся по технологии изготовления (конкретно — по режимам охлаждения от температуры синтеза до комнатной температуры). Размер образцов составлял  $\sim 3 \times 2 \times 20\text{ mm}$ . Токовые и потенциальные серебряные контакты наносили при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры  $T_c$ , измерений критических токов  $I_c$ .

Исследуемые образцы были практически однофазными, значения параметров кристаллической решетки в пределах точности измерений совпадали. Для всех образцов температура середины сверхпроводящего перехода  $T_c^{1/2}$  составляла  $92.5 \pm 0.1\text{ K}$ , ширина перехода  $\Delta T_c \sim 0.4\text{ K}$ , удельное электросопротивление при комнатной температуре  $\rho_{273\text{K}} \sim 4000\text{ }\mu\Omega$ . Для исследования были отобраны образцы, заметно различающиеся по величине критической плотности тока в нулевом магнитном поле ( $\sim 25 \leq j_c(H_{\text{ext}} = 0) \leq \sim 300\text{ A/cm}^2$ ) и, как уже отмечалось во Введении, качественно различающиеся по характеру полевых зависимостей магнитосопротивления.

Для измерения поперечного магнитосопротивления, т.е. регистрации  $V-H$ -характеристик при  $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{I}$  и  $I = \text{const}$ , использовали специальную установку на базе ЭВМ типа IBM PC/AT 386 [32], состоящую из блока управления током источника магнитного поля (соленоида)  $I_{\text{sol}}$  и блока управления измерительным (транспортным) током  $I_{\text{meas}}$ , протекающим через образец ВТСП. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара с держателем образца помещался в соленоид.

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

Критерии для определения критических полей керамических ВТСП, а именно верхнего критического поля джозефсоновских „слабых связей“  $H_{c2J}$ , поля начала проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы  $H_{c1A}$  и поля  $BG-VG$ -фазового перехода в вихревой структуре  $H_{BG-VG}$ , на основании кривых полевых зависимостей магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}})$  были выбраны ранее [14–19].

### 3. Результаты исследования

На рис. 1–3 представлены три серии зависимостей  $H_{\text{ext}}-I - \frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}$ , характеризующие полученные в настоящей работе основные типы поведения магнитосопротивления гранулярных образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ .

Прежде всего отметим две общие черты приведенных на рис. 1–3 плоских кривых  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}})$ : 1) наличие участка с нулевым магнитосопротивлением на восходящих ветвях всех кривых полевой зависимости магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}}^+)$ , на нисходящих ветвях подобный участок присутствовал на всех кривых  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}}^-)$  только для образца № 2; 2) наличие точек перегиба на восходящих ветвях всех кривых полевой зависимости магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}}^+)$ .

Как уже отмечалось, наличие участков кривых полевых зависимостей магнитосопротивления, для которых  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273 \text{ K}}}(H_{\text{ext}}^+) = 0$ , означает, что на этих участках кривых выполняется условие  $H_{c2J} \geq H_{\text{ext}}^+$  [14]. На основании полученных данных построены зависимости верхнего критического поля джозефсоновских „слабых связей“

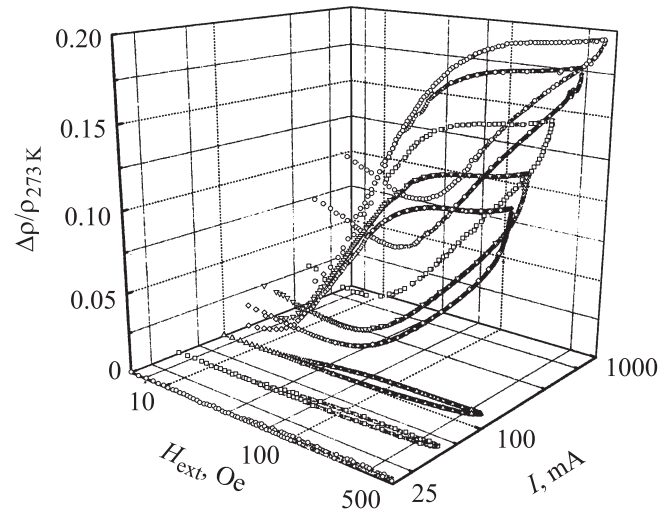


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления керамического образца № 1 ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3 \text{ K}$ .

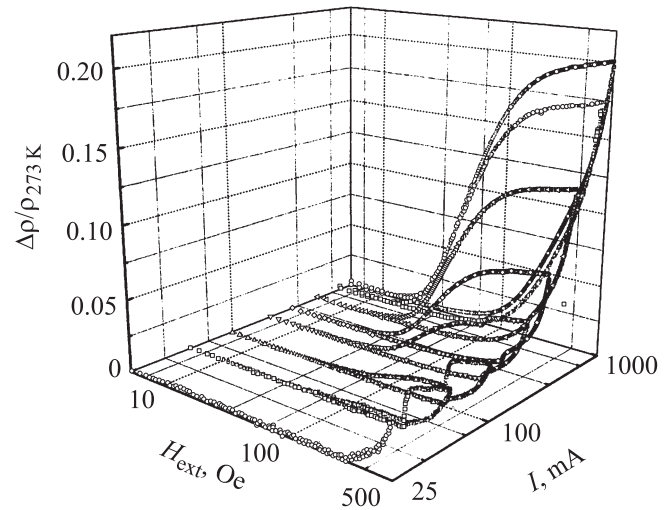


Рис. 2. Полевые зависимости магнитосопротивления керамического образца № 2 ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3 \text{ K}$ .

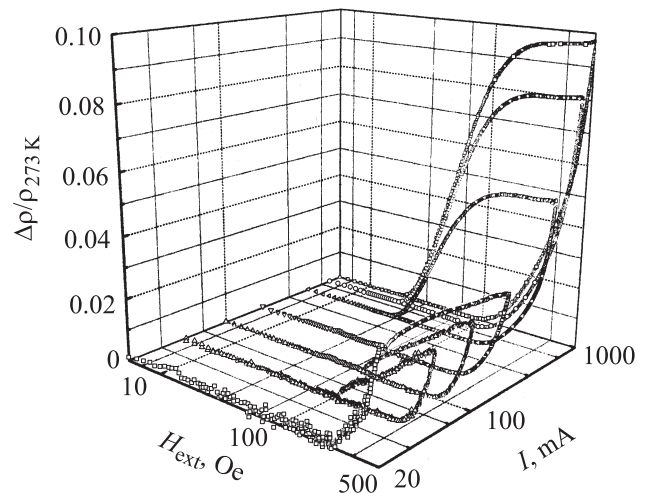
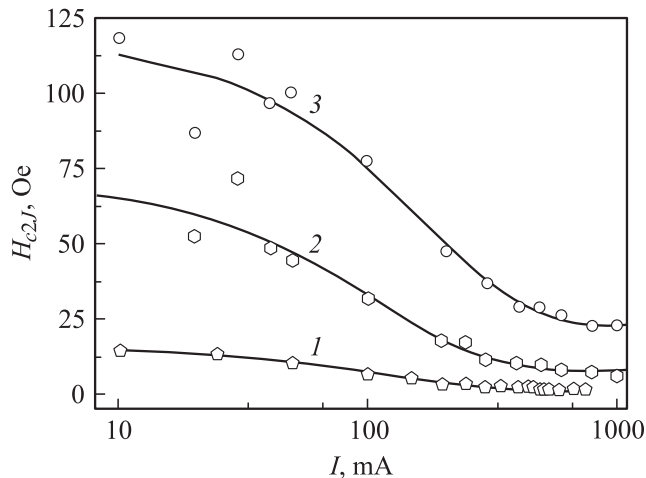
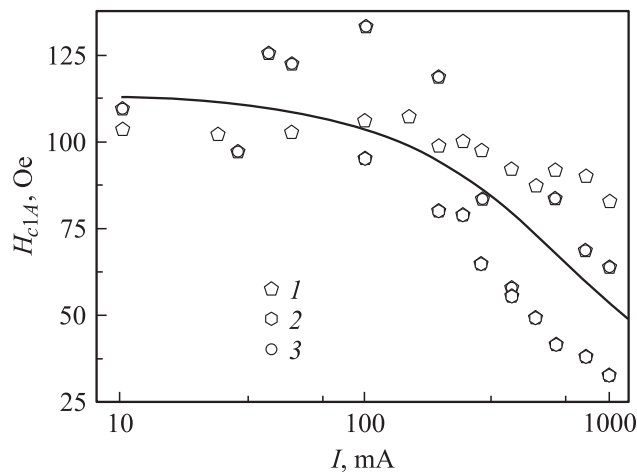


Рис. 3. Полевые зависимости магнитосопротивления керамического образца № 3 ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3 \text{ K}$ .



**Рис. 4.** Зависимость от транспортного тока критических полей джозефсоновских „слабых связей“  $H_{c2J}$  при повышении напряженности внешнего магнитного поля. 1 — образец № 1, 2 — № 2, 3 — № 3.



**Рис. 5.** Зависимость от транспортного тока нижних критических полей сверхпроводящих гранул  $H_{c1A}$  при повышении напряженности внешнего магнитного поля. Обозначения те же, что на рис. 4.

$H_{c2J}$  от силы транспортного тока для всех типов исследуемых образцов (рис. 4). Как видно, имеют место очень большие количественные различия в величинах критических полей  $H_{c2J}$ .

Как известно [14], наличие точек перегиба на кривых  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ K}}}(H_{\text{ext}}^+)$  указывает на включение нового механизма диссипации, связанного с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы. Зависимости критических полей  $H_{c1A}$  от силы транспортного тока  $I$  представлены на рис. 5. В пределах точности определения величин нижних критических полей  $H_{c1A}$  следует полагать, что эти поля для всех исследуемых образцов практически совпадают.

## 4. Обсуждение результатов

Полученные в настоящей работе данные о характере зависимостей магнитосопротивления различных гранулярных образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  от напряженности внешнего магнитного поля и транспортного тока, представленные на рис. 1–3, фактически содержат все известные из литературы [3–22] типы зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ K}}}(H_{\text{ext}})$  при повышении и понижении величины напряженности внешнего магнитного поля  $H_{\text{ext}}$ . На основании этих данных можно, по нашему мнению, достаточно надежно судить как о характере исходной вихревой структуры, так и об ее эволюции под действием внешнего магнитного поля и транспортного тока.

В этой связи необходимо проанализировать основные приведенные выше результаты исследования (см. раздел 3).

1) Появление магнитосопротивления при  $H_{\text{ext}}^+ \geq H_{c2J}$  — характерный признак поведения магнитосопротивления всех исследованных гранулярных образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ . В настоящей работе обнаружено сильнейшее (в десятки раз!) различие величин критических полей джозефсоновских „слабых связей“  $H_{c2J}$  разных образцов. Отметим, что максимальные значения полей  $H_{c2J}$  наблюдаются для образца № 2, для которого характерно полное отсутствие остаточного магнитосопротивления при  $H_{\text{exp}}^- = 0$  (рис. 2), а минимальное — для образца № 1, для которого остаточное магнитосопротивление очень велико (рис. 1). Величина полей  $H_{c2J}$  для образца № 3 занимает промежуточное положение между полями  $H_{c2J}$  для образцов № 1 и 2 (рис. 4).

Таким образом, в работе впервые установлено, что характерные структурно-чувствительные свойства обоих „уровней“ двухуровневой модели критического состояния [2] — „слабых связей“ (критическое поле  $H_{c2J}$ ) и сверхпроводящих гранул (остаточное магнитосопротивление  $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ K}}}$ ) — оказываются хорошо коррелированными между собой.

2) Для всех гранулярных образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  зависимости величины нижнего критического поля сверхпроводящих гранул от транспортного тока  $H_{c1A}(I)$  практически совпадают (рис. 5). Таким образом, установлено, что фундаментальная величина поля  $H_{c1A}$  не зависит от структурно-чувствительных свойств сверхпроводящих гранул и межгранулярных границ — джозефсоновских „слабых связей“.

3) Наибольший интерес представляет анализ характерных различий полевых зависимостей магнитосопротивления разных образцов гранулярных ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ . Основные различия в ходе зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ K}}}(H_{\text{ext}})$  для исследуемых образцов заключаются в следующем.

а) Появление остаточного магнитосопротивления  $\Delta\rho_{\text{rem}}/\rho_{273\text{ K}}$  в явном виде наблюдается лишь для образца № 1 (аналогичные эффекты в случае образца № 3

в десятки раз слабее). Величины  $\Delta\rho_{\text{rem}}/\rho_{273\text{ К}}$  сильно зависят от силы транспортного тока.

б) Общий уровень магнитосопротивления  $\Delta\rho_{\text{rem}}/\rho_{273\text{ К}}$  при  $I = I_{\text{max}}$  (1000 мА) максимален для образца № 1 и минимален для образца № 2.<sup>1</sup>

в) Скачки на зависимостях  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^+)$  и  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^-)$  наблюдаются только для образца № 3.

Очевидно, что кардинальные различия в полевых зависимостях магнитосопротивления образцов № 1 (высокое магнитосопротивление, появление остаточного сопротивления) и № 2 (низкое магнитосопротивление, полное отсутствие остаточного сопротивления) свидетельствуют о разном характере их исходной вихревой структуры.

Следует полагать, что в первом случае (образец № 1) во всем диапазоне значений  $H_{\text{ext}}$  реализуется относительно упорядоченная вихревая структура типа „брэгговское стекло“, характеризующаяся достаточно сильным пиннингом магнитных вихрей [24–28,33]. Сильный пиннинг вихрей приводит к развитию процессов диссипации, характерный признак которых — достаточно высокий уровень магнитосопротивления, и к появлению остаточного магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}}$  при  $H_{\text{ext}}^- = 0$ .

Во втором случае (образец № 2) уже в исходном состоянии реализуется разупорядоченная вихревая структура типа „вихревое стекло“. Из-за слабого пиннинга уровень магнитосопротивления примерно в два раза ниже, чем в случае упорядоченной вихревой структуры типа „брэгговское стекло“, по той же причине явление захвата магнитного потока полностью отсутствует, и остаточное магнитосопротивление  $\frac{\Delta\rho_{\text{rem}}}{\rho_{273\text{ К}}} \equiv 0$ .

Достаточно высокий уровень значений критических полей „слабых связей“  $H_{c2l}$  образца № 3 косвенным образом указывает на неустойчивость его вихревой структуры типа „брэгговское стекло“. Появление „скачков“ магнитосопротивления,  $\frac{\Delta\rho_{\text{BG-VG}}}{\rho_{273\text{ К}}}$ , свидетельствует о протекании фазового перехода первого рода „брэгговское стекло–вихревое стекло“ по магнитному полю (см. рис. 3). По мере повышения силы транспортного тока  $I$  имеет место тенденция к расширению области BG–VG-фазового перехода. Величина „скачков“ магнитосопротивления при понижении приложенного магнитного поля ( $H_{\text{ext}}^-$ ) значительно меньше, чем при повышении ( $H_{\text{ext}}^+$ ). Это указывает, очевидно, на сосуществование при  $H_{\text{ext}}^- < H_{\text{BG-VG}}$  двух вихревых структур: „брэгговское стекло“ (с относительно сильным пиннингом) и „вихревое стекло“ (со слабым пиннингом). Доля фазы „брэгговское стекло“ невелика, о чем свидетельствует исчезающе низкий уровень остаточного магнитосопротивления для образца № 3.

<sup>1</sup> Для образца № 3, для которого на общий ход зависимости  $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}}^+)$  накладывается „скачок“ магнитосопротивления при  $H_{\text{ext}} = H_{\text{BG-VG}}$  (рис. 3), величина  $\Delta\rho_{\text{rem}}/\rho_{273\text{ К}}$  примерно та же, что и для образца № 1.

## 5. Заключение

Во Введении было высказано предположение, что единственным реальным путем установления природы качественных и количественных различий в характере зависимостей магнитосопротивления гранулярных ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  от величин внешнего магнитного поля и транспортного тока является рассмотрение зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  для ряда серий образцов, существенно различающихся по характеру полевых зависимостей магнитосопротивления. Приведенные выше результаты исследований, очевидно, подтверждают плодотворность подобного подхода.

Основными итогами работы, очевидно, следует считать.

1) Экспериментальное обнаружение существования трех различных типов поведения зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  для гранулярных ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ .

2) Установление связи наблюдаемых особенностей поведения зависимостей  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$  с характером эволюции вихревой структуры объектов исследования.

Авторы благодарны В.В. Деревянко за помощь в проведении измерений.

## Список литературы

- [1] J.G. Bednorz, K.A. Müller. Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [2] M. Tinkham, C.J. Lobb. Solid State Phys. **42**, 91 (1989); L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).
- [3] A. Kiliç, K. Kiliç, H. Yetiş, O. Çetin. Phys. Rev. B **68**, 144 513 (2003); J. Appl. Phys. **95**, 1924 (2004).
- [4] A. Kiliç, K. Kiliç, H. Yetiş, O. Çetin. New J. Phys. **7**, 212 (2005).
- [5] L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlesinger, Y.M. Strel'niker, S. Havlin. Phys. Rev. B **67**, 104 599 (2003).
- [6] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [7] P. Muné, F.C. Fonseca, R. Mucillo, R.F. Fardim. Physica C **390**, 363 (2003).
- [8] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, Ю.С. Гохфельд, М.И. Петров. ЖЭТФ **135**, 271 (2009).
- [9] D.A. Balaev, K.A. Shaihtudinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **17**, 175 (2004).
- [10] Д.А. Балаев, С.И. Попоков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **48**, 780 (2006).
- [11] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **50**, 972 (2008).
- [12] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попоков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [13] G.L. Olivera, C.A.M. dos Santos, C.Y. Shigue, A.J.S. Machado. IEEE Trans. Appl. Supercond. **12**, 1272 (2002).
- [14] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 1740 (2004).
- [15] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 1744 (2007).

- [16] V.V. Derevyanko, T.V. Sukhareva, V.A. Finkel. *Functional Mater.* **11**, 710 (2004).
- [17] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **50**, 961 (2008).
- [18] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖТФ* **78**, 3, 36 (2007).
- [19] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ЖЭТФ* **134**, 5 (11), 922 (2008).
- [20] D. Daghero, P. Mazzett, A. Stepanescu, A. Masoero. *Phys. Rev. B* **66**, 184 514 (2002).
- [21] O.V. Gerashchenko. *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 690 (2003).
- [22] I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, C.W. Chu. *Phys. Rev. B* **67**, 134 506 (2003).
- [23] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **48**, 1374 (2006).
- [24] T. Giamarchi, P. Le Doussal. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1530 (1994); *Phys. Rev. B* **52**, 1242 (1995); *Phys. Rev. B* **55**, 6577 (1997).
- [25] T. Klein, I. Joumard, S. Blanchard, J. Marcus, R. Cubitt, T. Giamarchi, P. Le Doussal. *Nature* **413**, 404 (2001).
- [26] A.D. Hernández, D. Domínguez. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117 002 (2004); *Physica C* **408–410**, 489 (2004).
- [27] D. Li, B. Rosenstein. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167 004 (2003).
- [28] E.H. Brandt, G.P. Mikitik. *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 651 (2001).
- [29] Z.H. Wang. *Physica C* **306**, 253 (1998).
- [30] M. Acosta, V. Sosa, C. Acosta. *Superficies y Vacío* **12**, 6, 12 (2001); C.R. Acosta, M. Acosta, V. Sosa, O. Ares, E.H. Brandt. *Physica C* **396**, 152 (2003).
- [31] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
- [32] В.А. Финкель, В.В. Деревянко. *ФНТ* **26**, 128 (2000).
- [33] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).