

02

## Особенности гальваномагнитных свойств гранулярных высокотемпературных сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в очень слабых магнитных полях

© Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

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

(Поступила в Редакцию 5 июля 2011 г.)

Для установления характера эволюции системы слабых связей в гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках под действием внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  при  $T = 77.3 \text{ К}$  получены вольт-амперные характеристики (ВАХ)  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  керамических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  ( $\delta \approx 0.05$ ) в диапазоне очень слабых полей  $0 < H_{\text{ext}} \lesssim 0.5H_{c2J}$ , где  $H_{c2J}$  — величина верхнего критического поля джозефсоновских слабых связей. На основе полученных ВАХ восстановлены полевые зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$ . Обнаружено, что полевые зависимости параметров степенного уравнения для ВАХ  $E = A(j - j_{cJ})^{\nu}$  и магнитосопротивления  $\Delta\rho$  носят немонотонный характер. Наличие экстремумов в ходе зависимостей  $A(H_{\text{ext}})$ ,  $j_{cJ}(H_{\text{ext}})$ ,  $\nu(H_{\text{ext}})$  и  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$  свидетельствует о последовательном переходе различных систем слабых связей между границами гранул, способных образовывать протяженные джозефсоновские контакты, резистивное состояние по мере роста  $H_{\text{ext}}$ .

Работа выполнена при поддержке Украинского научно-технологического центра (проект STCU № P424).

### 1. Введение

Как известно, для адекватного описания поведения электрофизических, магнитных и других свойств гранулярных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) во внешних электрических ( $\mathbf{E}_{\text{ext}}$ ) и магнитных ( $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ ) полях успешно используют развитую в конце 80-х–начале 90-х годов XX столетия двухуровневую модель критического состояния [1,2]. В рамках этой модели гранулярный ВТСП рассматривается как совокупность двух подсистем: гранул (зерен) с сильной сверхпроводимостью и межгранулярных границ со слабой сверхпроводимостью, формирующих джозефсоновские межгранулярные контакты — слабые связи (weak links).

На основании экспериментального изучения гальваномагнитных эффектов в гранулярных ВТСП — вольт-амперных характеристик (ВАХ) в относительно слабых внешних магнитных полях  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  и магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$  — установлено существование двух основных эффектов, обусловленных наличием подсистемы слабых связей в гранулярных ВТСП: 1) резкое падение плотности критического тока  $j_c$  при повышении  $H_{\text{ext}}$ ; 2) появление магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$ .

Само существование этих эффектов является следствием весьма сильных различий значений фундаментальных параметров сверхпроводимости обеих подсистем гранулярного ВТСП (сверхпроводящих гранул и слабых связей): критической температуры  $T_c$  ( $T_{cJ} \leq T_{cA}$ ; здесь и далее индекс  $A$  относится к среде, в которую проникают вихри Абрикосова, т.е. к сверхпроводящим гранулам, индекс  $J$  — к джозефсоновской среде, т.е. к границам гранул — слабым связям), нижнего и верхнего критических полей  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  ( $H_{c1J} \ll H_{c1A}$ ,  $H_{c2J} \ll H_{c2A}$ ). Кроме того, в отличие от

„классических“ моделей критического состояния для макроскопически однородного сверхпроводника второго рода [3,4], в которых критическая плотность тока  $j_c$  контролируется только величиной градиента плотности магнитных вихрей Абрикосова, для гранулярных ВТСП в рамках двухуровневой модели вводятся две критические плотности тока: высокая критическая плотность тока ( $j_{cA} \approx 10^5 - 10^7 \text{ А/см}^2$ ) в сверхпроводящих гранулах и низкая критическая плотность тока ( $j_{cJ} \leq 10^3 \text{ А/см}^2$ ) в слабых связях [5], т.е. в  $S-N-S$ -джозефсоновских контактах ( $S$  — сверхпроводник,  $N$  — материал в несверхпроводящем (нормальном) состоянии). Очевидно, что первый эффект — падение  $j_c$  (т.е. фактически —  $j_{cJ}$ ) — имеет место в диапазоне  $0 \leq H_{\text{ext}} \leq H_{c2J}$ , а второй — появление магнитосопротивления — при  $H_{\text{ext}} > H_{c2J}$ .

В рамках двухуровневой модели критического состояния гранулярных ВТСП переход каждой слабой связи в резистивное состояние контролируется температурой  $T$  и двумя локальными параметрами [6]: локальной плотностью тока  $j_L$ , протекающего через  $S-N-S$ -джозефсоновский контакт, и локальным магнитным полем  $H_L$ , воздействующим на этот контакт. Ввиду возможности существования нескольких типов границ между гранулами высокотемпературного сверхпроводника (см., например, [7,8]) условия туннелирования куперовских пар через  $S-N-S$ -джозефсоновские контакты, соответствующие различным типам границ гранул, и условия перехода слабых связей в резистивное состояние могут различаться достаточно сильно (см., например, [8–12]). Все это указывает на возможность существования не одного ( $T_{cJ}$ ,  $H_{c1J}$ ,  $H_{c2J}$ ,  $j_{cJ}$ ), а нескольких наборов значений критических параметров сверхпроводимости слабых связей ( $T_{cJ}^i$ ,  $H_{c1J}^i$ ,  $H_{c2J}^i$ ,  $j_{cJ}^i$ ) в гранулярных ВТСП.

Казалось бы, от ориентации границ между гранулами относительно приложенных электрического  $\mathbf{E}_{\text{ext}}$  и внешнего магнитного  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  полей в первую очередь должны зависеть локальные значения тока и магнитного поля ( $j_L$  и  $H_L$ ). Однако результаты изучения ориентационной зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$  гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при  $T = 77.3 \text{ K}$  в слабых магнитных полях [13] указывают на отсутствие заметной зависимости величины верхних критических полей слабых связей  $H_{c2J}$  от взаимной ориентации векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ : при постоянной плотности транспортного тока ( $j = \text{const}$ ) с учетом размагничивающего фактора эффективная величина критического поля

$$H_{c2J}^{\text{eff}} = \frac{H_{c2J}}{1 - D_i} = \text{const},$$

где  $D_i$  — компоненты тензора размагничивающих коэффициентов.

Экспериментально был также обнаружен эффект пространственной изотропности ВАХ  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в слабых магнитных полях [14], т.е., по мнению авторов указанной работы, — эффект независимости ВАХ от величины силы Лоренца  $F_L$ .

Подобное поведение гальваномагнитных свойств гранулярных ВТСП в слабых магнитных полях может означать следующее.

1. Из нескольких возможных типов слабых связей в гранулярном ВТСП лишь один определенный тип связи (к примеру, тип 1) с критическими параметрами сверхпроводимости  $T_{cJ}^1, H_{c1J}^1, H_{c2J}^1, j_{cJ}^1$  образует протяженные  $S-N-S$ -джозефсоновские контакты, которые и оказывают определяющее влияние на протекание электрического тока в гранулярной сверхпроводящей среде. В этом случае во всем диапазоне значений  $H_{\text{ext}}$  должен наблюдаться лишь один вид ВАХ, соответствующий единственному типу  $S-N-S$ -связи. При этом, как известно (см., например, [9,15–18]), в относительно слабых магнитных полях ВАХ гранулярного ВТСП со случайным распределением джозефсоновских критических токов  $j_{cJ}$  адекватно описывается степенной функцией типа

$$E(j) = A(j - j_{cJ})^{\nu}. \quad (1)$$

Известно (см., например, [19–23]), что параметр  $A$  пропорционален числу слабых связей, перешедших в резистивное состояние, а параметр  $\nu$  описывает степень нелинейности ВАХ.

2. Для одного из нескольких возможных типов слабых связей (например, для типа 1) в гранулярном ВТСП с критическими параметрами  $T_{cJ}^1, H_{c1J}^1, H_{c2J}^1, j_{cJ}^1$ , образующими протяженные джозефсоновские контакты, характер зависимостей параметров  $A^1, j_{cJ}^1$  и  $\nu^1$  уравнения (1) от напряженности поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  заметно отличается от зависимостей  $A^i(H_{\text{ext}}), j_{cJ}^i(H_{\text{ext}})$  и  $\nu^i(H_{\text{ext}})$  для остальных типов слабых связей с иными значениями критических параметров  $T_{cJ}^i, H_{c1J}^i, H_{c2J}^i, j_{cJ}^i$ . При этом, очевидно, должна наблюдаться суперпозиция нескольких

ВАХ, описываемых степенной функцией (1) с различающимися полевыми зависимостями параметров  $A^i, j_{cJ}^i$  и  $\nu^i$ , соответствующими разным типам  $S-N-S$ -связей, способных образовывать протяженные контакты Джозефсона. В этом случае сценарий проникновения магнитного поля в подсистему слабых связей гранулярного ВТСП сводится к последовательному (по мере роста  $H_{\text{ext}}$ ) переходу  $S-N-S$ -связей различного типа в резистивное состояние.

Надо полагать, что возможность непосредственно дифференцировать эти два типа поведения ВАХ в магнитном поле весьма проблематична, и только наличие или отсутствие качественных отличий в характере полевых зависимостей параметров  $A, j_{cJ}$  и  $\nu$  уравнения (1) для ВАХ может свидетельствовать в пользу того или иного сценария проникновения магнитного поля в подсистему слабых связей гранулярного ВТСП:

- при существовании одного типа  $S-N-S$ -слабых связей, образующих протяженные джозефсоновские контакты, очевидно, что зависимости  $A(H_{\text{ext}}), j_{cJ}(H_{\text{ext}})$  и  $\nu(H_{\text{ext}})$  должны носить монотонный характер;

- суперпозиция двух или более ВАХ, характерная для наличия нескольких видов  $S-N-S$ -связей, способных образовывать протяженные контакты с заметно различающимися значениями критических полей  $H_{c1J}$  и  $H_{c2J}$  и токов  $j_{cJ}$ , очевидно, должна сопровождаться появлением особенностей (аномалий) в поведении зависимостей  $A(H_{\text{ext}}), j_{cJ}(H_{\text{ext}})$  и  $\nu(H_{\text{ext}})$ .

Целью настоящей работы является установление на примере гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  характера эволюции подсистемы слабых связей двухуровневой системы под действием внешнего поперечного магнитного поля ( $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$ ) на основании результатов изучения гальваномагнитных свойств в диапазоне значений величин напряженности магнитного поля  $0 < H_{\text{ext}} < H_{c2J}$  (точнее,  $0 < H_{\text{ext}} < H_{c2J}(0)$ , где  $H_{c2J}(0)$  — максимальное значение верхнего критического поля слабых связей в нулевом магнитном поле при плотности тока  $j \equiv 0$ ), в котором плотность джозефсоновских критических токов  $j_{cJ}$  достаточно высока. Конкретно речь идет об измерениях ВАХ  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  при  $0 < H_{\text{ext}} \lesssim 0.5H_{c2J}$ .

Объектами исследования служили образцы керамического (гранулярного) ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , для которого, как известно (см., например, [13,24–35]), характерна сильная зависимость плотности джозефсоновского критического тока  $j_{cJ}$  от напряженности внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ . Изучалась динамика изменения ВАХ гранулярных образцов в „очень слабых“ (по терминологии работы [36]) внешних магнитных полях  $\mathbf{H}_{\text{ext}}$  — от 0 до  $\sim 18 \text{ Oe}$ , при температуре кипения жидкого азота (77.3 K).

## 2. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы ВТСП состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ , синтезированные по „стандартной“ керамической технологии (см., например, [37]). Размеры исследуемых образцов составляли  $\sim 3 \times 2 \times 20 \text{ mm}$ .

Токовые и потенциальные контакты наносились при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  использовались методы рентгеноструктурного анализа, измерения критической температуры  $T_c$  и критических токов  $I_c$ . Все исследуемые образцы были практически однофазными. Температура середины сверхпроводящего перехода  $T_c^{1/2}$  составляла  $92.5 \pm 0.1$  К, ширина перехода  $\Delta T_c \approx 0.4$  К.

Для измерения ВАХ  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  использовалась специальная установка [38], состоящая 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 Дьюра с держателем образца помещался в соленоид из медной проволоки. Все ВАХ образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К получались, как отмечено выше, в поперечном магнитном поле при  $0 \leq H_{\text{ext}} \lesssim 18$  Ое.

Все измерения проводились в автоматическом режиме: при постоянной величине тока через соленоид  $I_{\text{sol}}$  (соответствующей заданной величине  $H_{\text{ext}}$ ), транспортный ток  $I = I_{\text{meas}}$  плавно увеличивали до появления на образце ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  напряжения  $U$ , соответствующего напряженности электрического поля  $E \approx 5 \mu\text{V}/\text{cm}$ , затем массив данных  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  записывался в память ЭВМ, измерительный ток  $I_{\text{meas}}$  сбрасывался, задавалось следующее значение  $I_{\text{sol}}$ , и цикл изменений повторялся.

Полученные ВАХ обрабатывались по последующей схеме.

1. Из  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ -характеристик по достаточно жесткому критерию  $E = 0$  находились приближенные значения критической плотности тока  $j_{cJ}$ .

2. Для всего массива данных  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  рассчитывались значения параметров экспоненциального уравнения (1)  $A$ ,  $j_{cJ}$  и  $\nu$  при  $j \geq j_{cJ}$ .

3. Уточнялись величины параметров  $A$ ,  $j_{cJ}$  и  $\nu$  по методу минимизации функционала (как правило, до достижения значения коэффициента корреляции  $r^2 \geq 0.95$ ) и восстанавливались полевые зависимости  $A(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ ,  $j_{cJ}(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  и  $\nu(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ .

Алгоритм восстановления полевых зависимостей магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$  на основании полученных из ВАХ  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  кривых зависимости удельного сопротивления  $\rho$  от плотности тока  $j$  ( $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ ) описан ранее [24,25]. Процедура получения зависимостей  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$  по существу сводится к отысканию точек пересечения семейства кривых  $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  прямыми  $j = \text{const}$ , наборы точек пересечения и образуют массивы данных  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})_{j=\text{const}}$ . В работе рассматривались полевые зависимости магнитосопротивления при „приведенных“ значениях плотности тока  $j/j_c$  (см. далее), т.е.  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})_{\frac{j}{j_c}=\text{const}}$ .

### 3. Результаты исследования

Основной экспериментальный материал настоящей работы — типичные ВАХ для одного из исследованных

образцов гранулярного ВТСП состава  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К — представлен на рис. 1. В первом приближении приведенные на рисунке данные свидетельствуют лишь о систематическом сдвиге кривых  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$ , так же как и кривых  $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  (см. далее), в сторону меньших значений плотности тока  $j$  при росте напряженности внешнего магнитного поля  $H_{\text{ext}}$ . Такое поведение зависимостей  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  и  $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  указывает на понижение верхнего критического поля слабыми связями  $H_{c2J}$ .

Во всем диапазоне значений  $H_{\text{ext}}$  полученные ВАХ носят внешне сходный характер: наблюдается явно выраженный нелинейный ход кривых  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  при значениях плотности тока  $j$ , несколько превышающих критическое значение  $j = j_{cJ}$ ; при больших значениях  $j$  ВАХ носят практически линейный характер. Все

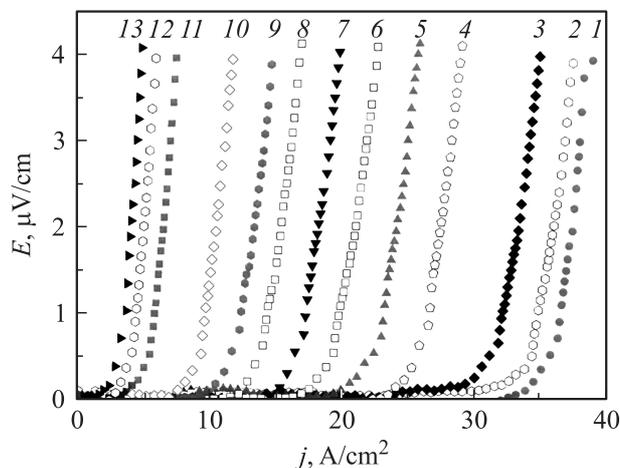


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  образца гранулярного ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К.  $H_{\text{ext}}$ , Ое: 1 — 0.89, 2 — 1.49, 3 — 2.18, 4 — 3.45, 5 — 4.08, 6 — 4.71, 7 — 5.32, 8 — 6.1, 9 — 7.96, 10 — 8.55, 11 — 10.41, 12 — 13.6, 13 — 16.23.

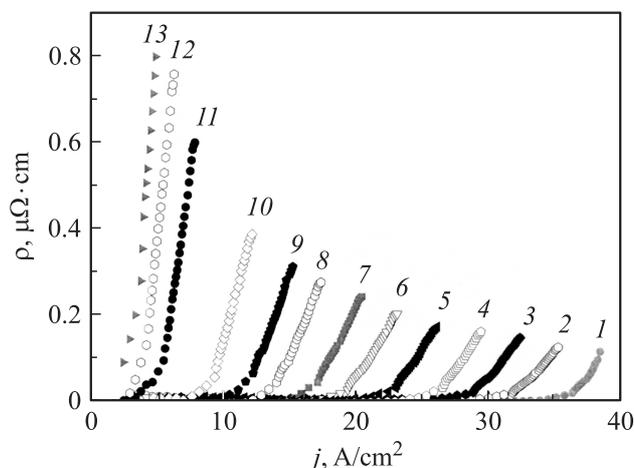
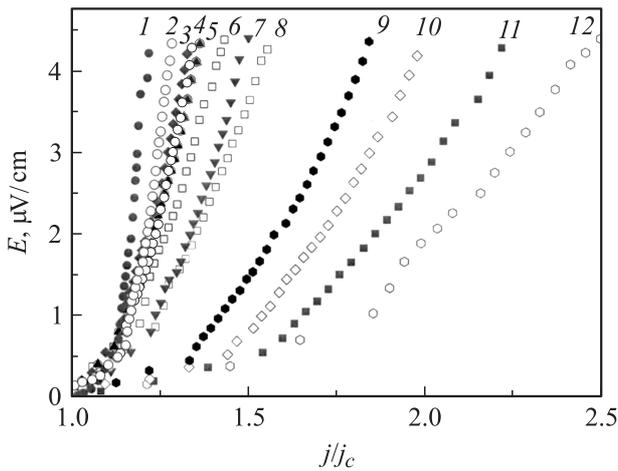


Рис. 2. Зависимости удельного сопротивления от плотности тока  $\rho(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  образца  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К и различных значениях  $H_{\text{ext}}$ . Обозначение кривых то же, что на рис. 1.



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики, представленные на рис. 1, в „приведенных“ координатах  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$ . Обозначение кривых то же, что на рис. 1.

$E(j)_{H_{ext}=\text{const}}$ -характеристики удовлетворительно (коэффициент корреляции  $r^2 \geq 0.95$ ) описываются степенной функцией (1).

Сходный характер носят и все полученные из ВАХ зависимости удельного сопротивления  $\rho$  от плотности тока  $j$  (рис. 2). Ход кривых  $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  указывает на сильное возрастание электросопротивления при сравнительно небольшом увеличении поля  $H_{ext}$ .

Для установления характера эволюции ВАХ  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  под действием внешнего магнитного поля  $H_{ext}$  более информативными по сравнению с кривыми  $E(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  и  $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  являются зависимости напряженности электрического поля  $E$  от „приведенной“ (относительной) плотности тока  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$  (рис. 3).

Анализ изменения хода кривых  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$  под действием  $H_{ext}$  указывает на отсутствие „эффекта подобия“ в поведении ВАХ: тенденция к совпадению хода кривых  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$  наблюдается лишь в магнитных полях  $0 < H_{ext} \lesssim 8$  Ое. При дальнейшем повышении  $H_{ext}$  начинается расхождение „приведенных“ ВАХ, и наклон кривых  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$  заметно уменьшается.

### 4. Обсуждение результатов

Результаты изучения эволюции гальваномагнитных свойств образцов гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  ( $\delta \approx 0.05$ ) при  $T = 77.3$  К  $< T_c$  под действием очень слабых поперечных внешних магнитных полей  $0 < H_{ext} \lesssim 0.5H_{c2J}(0)$  — ВАХ в магнитном поле и магнитосопротивления — сводятся к следующему.

1. ВАХ, адекватно описываемые степенной функцией (1), сдвигаются в сторону низких значений плотности тока при повышении напряженности поля  $H_{ext}$  (рис. 1).

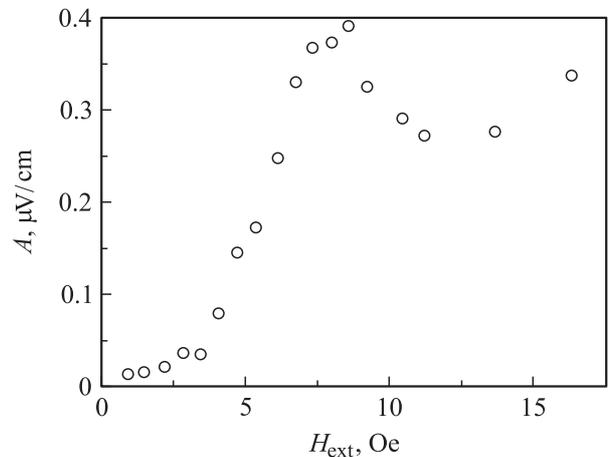
2. Полученные из ВАХ зависимости удельного сопротивления от тока  $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  указывают на сильное возрастание сопротивления при увеличении  $H_{ext}$  (рис. 2).

3. Ход кривых  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$  незначительно зависит от напряженности магнитного поля при низких значениях  $H_{ext}$ ; при  $H_{ext} \gtrsim 8$  Ое наклон кривых  $E(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$  заметно уменьшается при возрастании  $H_{ext}$  (рис. 3).

Как и предполагалось во Введении, полученные данные, принципиально не отличающиеся от результатов изучения ВАХ  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , приведенных в ряде работ (см., например, [24–35]), несмотря на наличие заметных изменений в ходе зависимостей  $E(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  и  $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  под действием очень слабых внешних магнитных полей, не дают достаточных оснований для выбора одной из двух альтернативных моделей эволюции подсистемы слабых связей гранулярного ВТСП: существует один или несколько типов слабых связей, ассоциированных с определенными типами границ гранул, способных образовывать непрерывные джозефсоновские контакты. Для выбора адекватной модели эволюции необходимо рассмотрение полевых зависимостей параметров степенного уравнения (1) для ВАХ гранулярного ВТСП, а также полевых зависимостей магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{ext})$  в виде  $\Delta\rho(H_{ext})_{\frac{j}{j_c}=\text{const}}$ .

Необходимо отметить, что построить зависимость  $\Delta\rho(H_{ext})$  при постоянных значениях плотности тока  $j$  не представляется возможным: из-за сильного влияния магнитного поля на ход кривых  $\rho(j)$  (рис. 2) не удастся получить достаточно представительные массивы данных  $\Delta\rho(H_{ext})_{j=\text{const}}$  путем сечения кривых  $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  прямыми, параллельными оси ординат, т.е.  $j = \text{const}$  (см. раздел 2). Для построения кривых  $\Delta\rho(H_{ext})$  зависимости  $\rho(j)_{H_{ext}=\text{const}}$  преобразовывали к виду  $\rho(\frac{j}{j_c})_{H_{ext}=\text{const}}$ , а затем получали массивы данных  $\Delta\rho(H_{ext})_{\frac{j}{j_c}=\text{const}}$  при заданных значениях „приведенной“ плотности тока  $j/j_c$ .

Полученные на основании ВАХ полевые зависимости параметров степенного уравнения (1) —  $A(H_{ext})$ ,  $j_{cJ}(H_{ext})$  и  $v(H_{ext})$  — представлены на рис. 4–6, а полевые зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{ext})_{\frac{j}{j_c}=\text{const}}$  — на рис. 7.



**Рис. 4.** Зависимость параметра  $A$  уравнения (1) для ВАХ от  $H_{ext}$  для образца  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К.

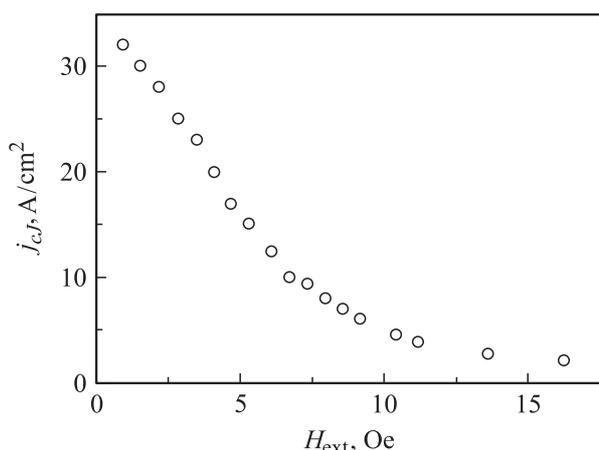


Рис. 5. Зависимость параметра  $j_{cJ}$  уравнения (1) для ВАХ от  $H_{ext}$  для образца  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К.

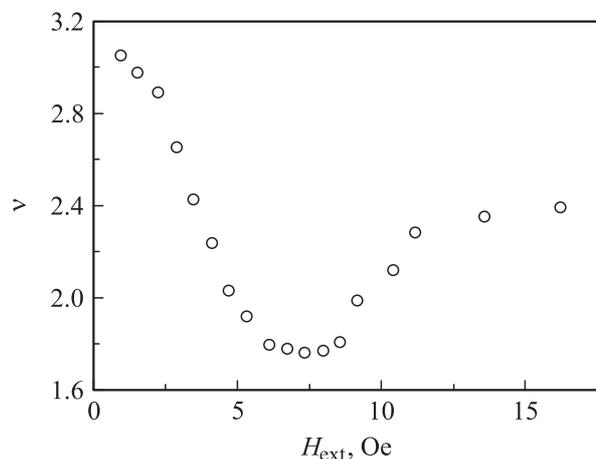


Рис. 6. Зависимость параметра  $\nu$  уравнения (1) для ВАХ от  $H_{ext}$  для образца  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К.

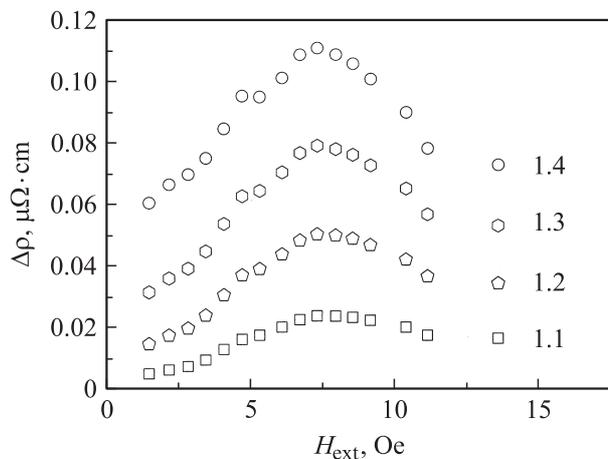


Рис. 7. Зависимость магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{ext})_{j/j_c=\text{const}}$  от  $H_{ext}$  для образца  $YBa_2Cu_3O_{6.95}$  при  $T = 77.3$  К. Числа около кривых соответствуют величине „приведенной“ плотности тока  $j/j_c$ .

Прежде всего заслуживает внимания то обстоятельство, что на всех зависимостях  $A(H_{ext})$ ,  $j_{cJ}(H_{ext})$ ,  $\nu(H_{ext})$  и  $\Delta\rho(H_{ext})_{j/j_c=\text{const}}$  наблюдаются достаточно явно выраженные особенности (аномалии) вблизи  $H_{ext} \approx 8$  Ое, а именно появление

- 1) максимума на кривой  $A(H_{ext})$  (рис. 4);
- 2) явно выраженного перегиба на кривой  $j_{cJ}(H_{ext})$  (рис. 5);
- 3) минимума на кривой  $\nu(H_{ext})$  (рис. 6);
- 4) максимумов на всех кривых  $\Delta\rho(H_{ext})_{j/j_c=\text{const}}$ , положение которых практически не зависит от величины  $j/j_c$  (рис. 7).

Наличие всех этих особенностей поведения гальваномагнитных свойств образцов гранулярного ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в достаточно слабом внешнем магнитном поле дает веские основания полагать, что при  $H_{ext} \gtrsim 8$  Ое  $E(j)_{H_{ext}=\text{const}}$ -характеристики представляют собой суперпозицию по меньшей мере двух ВАХ с заметно различающимися значениями параметров  $A^i$ ,  $j_{cJ}^i$  и  $\nu^i$  степенного уравнения (1). Прямым следствием изменения характера полевых зависимостей параметров ВАХ при  $H_{ext} \gtrsim 8$  Ое является появление максимумов на полевых зависимостях магнитосопротивления  $\Delta\rho(H_{ext})_{j/j_c=\text{const}}$  при различных величинах  $j/j_c$ . Все это указывает, очевидно, на изменение кинетики процесса диссипации в результате включения некоего добавочного механизма, связанного с „новой“ подсистемой протяженных  $S-N-S$ -контактов.

Таким образом, полученные в работе данные свидетельствуют в пользу сценария проникновения магнитного поля в систему слабых связей гранулярного ВТСП, обусловленного последовательным (по мере роста  $H_{ext}$ ) переходом  $S-N-S$ -связей различного типа, способных образовывать протяженные джозефсоновские контакты, в резистивное состояние.

Немонотонный ход зависимостей  $A(H_{ext})$ ,  $j_{cJ}(H_{ext})$ ,  $\nu(H_{ext})$  и  $\Delta\rho(H_{ext})_{j/j_c=\text{const}}$ , сопровождающийся появлением экстремумов (рис. 4–7), очевидно, свидетельствует о том, что процесс перестройки подсистемы слабых связей в гранулярных ВТСП под действием внешнего магнитного поля  $H_{ext}$  носит достаточно сложный характер. Действительно, если бы этот процесс перестройки заключался только в присоединении в одной системе  $S-N-S$ -связей, образующих протяженные джозефсоновские контакты, дополнительной системы (или систем), связанной с другим типом границ между гранулами, оснований для появления максимумов и минимумов этих зависимостей, по-видимому, не было бы. Надо полагать, что под действием  $H_{ext}$  протекают процессы самоорганизации подсистемы слабых связей гранулярного ВТСП [39–42], которыми и может быть обусловлен характер поведения зависимостей, приведенных на рис. 4–7.

## 5. Заключение

Полученные результаты и их обсуждение дают основание полагать, что цель настоящей работы, сформули-

рованная во Введении, достигнута. Анализ экспериментальных данных, а именно серий ВАХ, полученных в диапазоне  $0 < H_{\text{ext}} \lesssim 0.5H_{c2J}(0)$ , в котором джозефсоновские критические токи  $I_{cJ}$  сравнительно велики, с „шагом“  $\Delta H_{\text{ext}} \approx 1 \text{ Ое}$ , позволяет сделать однозначный выбор между двумя возможными моделями эволюции подсистемы слабых связей в ВТСП. В одной из моделей постулировалось существование лишь одного типа межгранульных контактов, способных образовывать протяженные  $S-N-S$ -джозефсоновские связи; влиянием поля  $H_{\text{ext}}$  на связи этого типа объяснялся характер полевых зависимостей ВАХ и магнитосопротивления гранульных ВТСП. В альтернативной модели предполагалось наличие нескольких типов потенциальных межгранульных протяженных контактов; поведение гальваномагнитных свойств определялось изменением вкладов  $S-N-S$ -связей различного типа по мере повышения  $H_{\text{ext}}$ .

Поскольку ход ВАХ  $E(j)_{H_{\text{ext}}=\text{const}}$  не дает достаточно оснований для выбора между двумя возможными моделями эволюции подсистемы слабых связей в ВТСП, в настоящей работе анализировались зависимости параметров степенного уравнения (1) для ВАХ, описывающих сопротивление слабых связей ( $A$ ), критическую плотность джозефсоновского тока ( $j_c$ ) и степень нелинейности ВАХ ( $\nu$ ), от величины приложенного  $H_{\text{ext}}$ , а также магнитосопротивление  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$ . При этом обнаружен аномальный характер поведения зависимостей  $A(H_{\text{ext}})$ ,  $j_{cJ}(H_{\text{ext}})$ ,  $\nu(H_{\text{ext}})$  и  $\Delta\rho(H_{\text{ext}})$ , указывающий на появление эффекта суперпозиции нескольких ВАХ при изменении величины внешнего магнитного поля  $H_{\text{ext}}$ .

Результаты работы однозначно свидетельствуют в пользу сценария проникновения магнитного поля в систему слабых связей гранулярного ВТСП, обусловленного последовательным (по мере роста  $H_{\text{ext}}$ ) переходом  $S-N-S$ -связей различного типа, способных образовывать протяженные джозефсоновские контакты, в резистивное состояние.

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

## Список литературы

- [1] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).
- [2] M. Tinkham, C.J. Lobb. Solid State Phys. **42**, 91 (1989).
- [3] C.P. Bean. Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [4] P.W. Anderson, Y.B. Kim. Rev. Mod. Phys. **36**, 39 (1964).
- [5] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [6] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [7] H. Higenkamp, J. Mannhart. Rev. Mod. Phys. **74**, 485 (2002).
- [8] J. Halbritter. Phys. Rev. B **46**, 14 861 (1992); B **48**, 9735 (1993).
- [9] Е.З. Мейлихов. УФН **163**, 27 (1993).
- [10] В.В. Немошкаленко, М.А. Васильев, А.С. Филиппов. Металлофизика **13**, 3 (1991).
- [11] F. Tufuri, J.R. Kirtley. Rep. Prog. Phys. **68**, 2571 (2005).
- [12] J. Wosik, L.M. Xie, R. Chau, A. Samaan, J.C. Wolfe, V. Selvamanickam, K. Safama. Phys. Rev. B **47**, 8968 (1993).
- [13] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **49**, 1744 (2007).
- [14] O.V. Gerashchenko, S.L. Ginzburg. Supercond. Sci. Technol. **18**, 332 (2000); О.В. Геращенко. Письма в ЖЭТФ **86**, 539 (2007).
- [15] K.H. Lee, D. Stroud. Phys. Rev. B **45**, 2417 (1992).
- [16] Z.X. Cai, D.O. Weich. Phys. Rev. B **45**, 2385 (1992).
- [17] S.W. Pierson. Phys. Rev. B **55**, 14 536 (1997).
- [18] J. Fontcuberta, J. Jurado, X. Obradors, M.V. Cabañas, M. Vallet, J.M. Gonzalez-Calber. Z. Phys. B **87**, 21 (1992).
- [19] I. Stenfeld, V. Shelukhin, A. Tsulernik, M. Karpovskii, A. Gerber, A. Palevski. Phys. Rev. B **71**, 064 515 (2005).
- [20] F.J. Müller, J.C. Gallop, A.D. Caplin. Supercond. Sci. Technol. **5**, 501 (1992).
- [21] S. Doubois, F. Carmona, G. Flandrois. Physica A **207**, 265 (1994).
- [22] G. Galam, A. Mauger. Phys. Rev. E **53**, 2177 (1997); E **56**, 322 (1997).
- [23] A.D. Caplin, Y. Bugoslavsky, L.F. Cohen, G.K. Perkins. Physica C **401**, 1 (2004).
- [24] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **53**, 858 (2011).
- [25] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **52**, 1479 (2010).
- [26] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **48**, 1374 (2006).
- [27] 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).
- [28] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 1740 (2004).
- [29] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **50**, 961 (2008).
- [30] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖЭТФ **134**, 922 (2008).
- [31] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖТФ **78**, 3, 36 (2008).
- [32] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ЖТФ **80**, 1, 68 (2010).
- [33] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **52**, 425 (2010).
- [34] A. Kiliç, K. Kiliç, H. Yetiş, O. Çetin. J. Appl. Phys. **95**, 1924 (2004); New J. Phys. **7**, 212 (2005).
- [35] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [36] M.T. González, S.R. Currás, J. Maza, F. Vidal. Phys. Rev. B **63**, 224 511 (2001).
- [37] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. Physica C **235–240**, 303 (1994).
- [38] В.А. Финкель, В.В. Деревянко. ФНТ **26**, 128 (2000).
- [39] С.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **106**, 607 (1994).
- [40] S.L. Ginzburg, M.A. Pustovoi, N.E. Savitskaya. Phys. Rev. E **57**, 1319 (1998).
- [41] С.Л. Гинзбург, Н.Е. Савицкая. Письма в ЖЭТФ **68**, 688 (1998); **69**, 119 (1999); **73**, 163 (2001).
- [42] S.L. Ginzburg, N.E. Savitskaya. J. Low. Temp. Phys. **130**, 333 (2003).