

Гистерезис магнитосопротивления гранулярного высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых магнитных полях

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

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“ НАН Украины,
61108 Харьков, Украина
e-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступило в Редакцию 28 мая 2007 г.)

Изучено поперечное магнитосопротивление керамических образцов высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при температуре $T = 77.3$ К при повышении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} от нуля до ~ 500 Ое ($\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}}$) и последующим понижении H_{ext} от ~ 500 Ое до нуля ($\frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}$) при различных значениях плотности транспортного тока: от $j/j_c \sim 0.01$ до $j/j_c \sim 0.99$, где j_c — критическая плотность тока в нулевом магнитном поле. Установлено, что полевая зависимость магнитосопротивления ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ носит явно выраженный гистерезисный характер, причем значение $\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}$ растет при увеличении j/j_c . С ростом j/j_c понижаются значения эффективных критических полей Джозефсоновских „слабых связей“ (weak links) H_{c2J} и нижних критических полей сверхпроводящих гранул H_{c1A} , при росте H_{ext} критические поля ниже, чем при понижении H_{ext} : $H_{c2J}^+ < H_{c2J}^-$ и $H_{c1A}^+ < H_{c1A}^-$.

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

Введение

Изучение явления магнитосопротивления высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), т.е. зависимости относительного электросопротивления, $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ (ρ — сопротивление в нормальном состоянии), от величины приложенного магнитного поля, H_{ext} , началось после открытия явления высокотемпературной сверхпроводимости [1]. При этом в широком диапазоне магнитных полей неоднократно наблюдался эффект гистерезиса магнитосопротивления, т.е. необратимости зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ для монокристаллических, пленочных и гранулярных (керамических) образцов различных ВТСП при повышении и понижении внешнего магнитного поля H_{ext} (см., например, [2–14]). Изучение гистерезиса магнитосопротивления ВТСП представляет большой научный и практический интерес в силу двух обстоятельств:

1) на основе данных о гистерезисе магнитосопротивления ВТСП возможно развитие представлений о динамике проникновения магнитного поля в джозефсоновские „слабые связи“ (weak links) и сверхпроводящие гранулы, о захвате магнитного потока, о критических магнитных полях и токах „слабых связей“ и сверхпроводящих гранул и т.п.;

2) разработка получивших в последнее время широкое распространение сенсоров слабых магнитных полей, действие которых основано на измерениях величины эффекта магнитосопротивления ВТСП (см., например, [11,15–20]), требует получения достоверной информации как о характере зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$, так и о границах областей применения подобных сенсоров.

Проведенное нами ранее [21] исследование поперечного (вектор напряженности электрического поля \mathbf{E} (или вектор тока \mathbf{I}) перпендикулярен вектору напряженности внешнего магнитного поля \mathbf{H}_{ext} ($\mathbf{I} \perp \mathbf{H}_{\text{ext}}$)) и продольного ($\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$) магнитосопротивления керамических образцов высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в слабых внешних магнитных полях ($T = 77.3\text{ К} < T_c$, $0 \leq H_{\text{ext}} \leq \sim 500$ Ое) позволило обнаружить и надежно интерпретировать ряд эффектов в поведении полевых зависимостей магнитосопротивления, связанных с проникновением магнитного поля в сверхпроводящие гранулы и джозефсоновские „слабые связи“:

1) появление отличного от нуля магнитосопротивления в поле полного проникновения вихрей Джозефсона в „слабые связи“ ВТСП $H_{\text{ext}} \geq H_{c2J}$;

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

3) наличие сильной зависимости эффективных значений критических полей¹ „слабых связей“ H_{c2J} от силы транспортного тока и менее существенной — от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} ;

4) наличие относительно слабой зависимости эффективных значений критических полей сверхпроводящих гранул H_{c1A} как от силы транспортного тока, так и от взаимной ориентации векторов \mathbf{I} и \mathbf{H}_{ext} .

¹ Очевидно, что речь может идти не об изменении истинных значений критических „слабых связей“ и сверхпроводящих гранул под действием транспортного тока, а лишь об изменении значений напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} , при которых наблюдаются особенности зависимостей $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$.

Целью настоящей работы является изучение гистерезиса поперечного магнитосопротивления ($I \perp H_{\text{ext}}$) керамических образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при постоянной температуре $T = 77.3$ К. Суть проводимых экспериментов заключалась в измерении магнитосопротивления образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при повышении напряженности внешнего магнитного поля от нуля до $H_{\text{ext}} = H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 500$ Ое и при последующем понижении H_{ext} до нулевого значения в широком диапазоне значений плотности транспортного тока $\sim 0.01 < j/j_c < 0.99$.

1. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$, синтезированные по „стандартной“ керамической технологии (см., например, [22]). Размеры исследуемых образцов составляли $\sim 3 \times 2 \times 20$ мм. Токовые и потенциальные серебряные контакты наносились при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов использовались методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c , измерений критических токов I_c .

Исследуемые образцы были практически однофазными. На рентгенограммах наблюдалась слабая кристаллографическая текстура, близкая к текстуре базисной плоскости (001) орторомбической решетки ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, формирующаяся, как известно [23], 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 К [24], ширина перехода $\Delta T_c = 0.4$ К, удельное электросопротивление $\rho_{273\text{ К}} \sim 4000 \mu\Omega \text{ cm}$, значение критической плотности тока $j_c \sim 40 \text{ A/cm}^2$ ($T = 77.3$ К, $H_{\text{ext}} = 0$).

Для снятия $V-H$ -характеристик при $I = \text{const}$ на базе ЭВМ была разработана специальная установка [25], состоящая из блока управления током источника магнитного поля (соленоид) I_{sol} и блока управления измерительным (транспортным) током I_{meas} , протекающим через образец. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара помещался в соленоид.

Все измерения производились в автоматическом режиме [21, 24–27]: при постоянной величине транспортного тока $I = I_{\text{meas}}$ ток через соленоид I_{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 значению максимальной напряженности магнитного поля $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 500$ Ое, а затем уменьшался до нуля приблизительно с той же скоростью. Полученная информация в виде зависимостей $\rho(H_{\text{ext}})$ при $I = \text{const}$ записывалась в память ЭВМ. Погрешность в измерениях относительного магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H_{\text{ext}})$ не превышала

$10^{-2}\%$. Затем образец нагревался до $T > T_c$, задавалось следующее значение I_{meas} , и цикл измерений повторялся.

Каждая серия измерений включала около 1000 экспериментальных точек в цикле „ $0 \rightarrow H_{\text{ext}}^{\text{max}} \rightarrow 0$ “.

2. Результаты исследования

Некоторые результаты измерений полевых зависимостей магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho}{\rho_{273\text{ К}}}(H_{\text{ext}})$ при $T = 77.3$ К для типичного образца керамического ВТСП состава $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ при повышении и понижении значения H_{ext} представлены на рис. 1.

Более подробно результаты измерений магнитосопротивления при достаточно низких значениях транспортных токов ($I = 200 \text{ mA}$, $j/j_c \sim 0.2$) и высоких ($I = 800 \text{ mA}$, $j/j_c \sim 0.8$) показаны на рис. 2, а. На рис. 2, б представлены полевые зависимости производной $\frac{dR}{dH_{\text{ext}}}$. Полевые зависимости величин $\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}}$ от напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} представлены на рис. 2, с (здесь и далее индексы „+“ и „-“ означают соответственно повышение и понижение поля H_{ext}).

Как видно из рис. 1 и 2, независимо от величины j/j_c все кривые $R(H_{\text{ext}})$, $\frac{dR}{dH_{\text{ext}}}(H_{\text{ext}})$ и $(\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ К}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ К}}})(H_{\text{ext}})$ имеют следующие характерные особенности:

1) значения магнитосопротивления при повышении магнитного поля существенно превышают значения R при понижении H_{ext} ;

2) появление магнитосопротивления при повышении напряженности магнитного поля происходит в критических полях „слабых связей“ H_{c2J}^+ , значительно меньших полей, при которых магнитосопротивление исчезает при понижении H_{ext} (H_{c2J}^-);

3) на кривых $\frac{dR}{dH_{\text{ext}}}(H_{\text{ext}})$, полученных при повышении напряженности магнитного поля, наблюдаются харак-

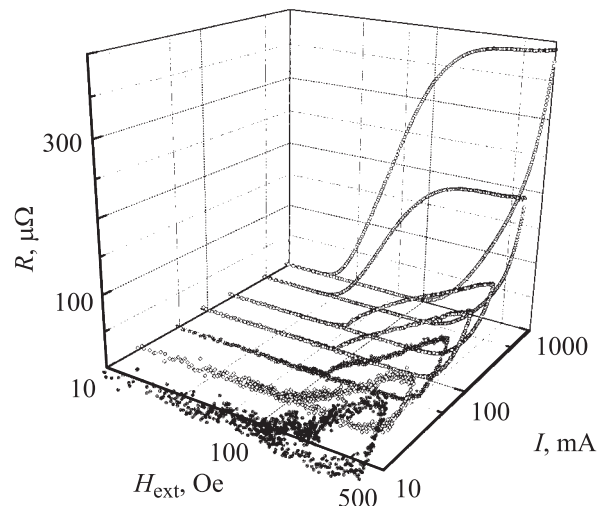


Рис. 1. Зависимости $R(H_{\text{ext}})$ для керамического образца ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ при $T = 77.3$ К при различных значениях транспортных токов I .

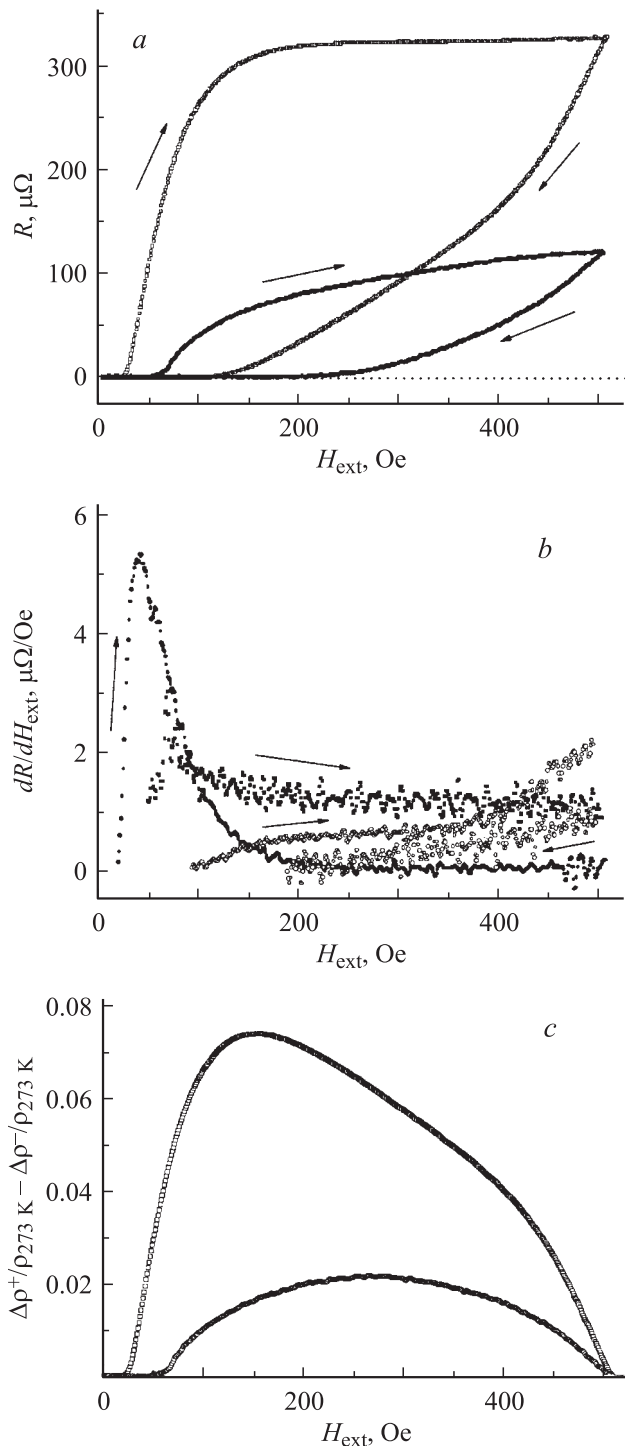


Рис. 2. Зависимости $R(H_{\text{ext}})$ (a), $\frac{dR}{dH_{\text{ext}}}(H_{\text{ext}})$ (b) и $\left(\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ K}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ K}}}\right)(H_{\text{ext}})$ (c) для керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6,95}$ при $T = 77,3\text{ K}$. $j/j_c \sim 0,2$ (темные маркеры) и $j/j_c \sim 0,8$ (светлые маркеры). Стрелками указано направление изменения величины магнитного поля H_{ext} .

терные максимумы, соответствующие полю проникновения в сверхпроводящие гранулы H_{c1A}^+ ; при понижении H_{ext} подобные максимумы выражены довольно слабо; при этом $H_{c1A}^+ < H_{c1A}^-$;

4) на всех кривых $\left(\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ K}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ K}}}\right)(H_{\text{ext}})$ наблюдается характерный максимум.

При увеличении транспортного тока имеет место заметное увеличение общего уровня магнитосопротивления $R(H_{\text{ext}})$, появляется тенденция к насыщению на кривых $R(H_{\text{ext}})$ и происходит сдвиг максимума H_{peak} на зависимостях $\left(\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ K}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ K}}}\right)(H_{\text{ext}})$ в сторону низких магнитных полей (см. рис. 2, c). Заметим, что ход зависимости $H_{\text{peak}}(H_{\text{ext}})$ подобен ходу зависимостей $H_{c2J}^-(H_{\text{ext}})$ и $H_{c1A}^-(H_{\text{ext}})$ (см. ниже).

На основании измерений магнитосопротивления при повышении и понижении внешнего магнитного поля H_{ext} получены зависимости эффективных значений критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ и H_{c1A}^- от приведенных значений транспортных токов j/j_c (рис. 3), а

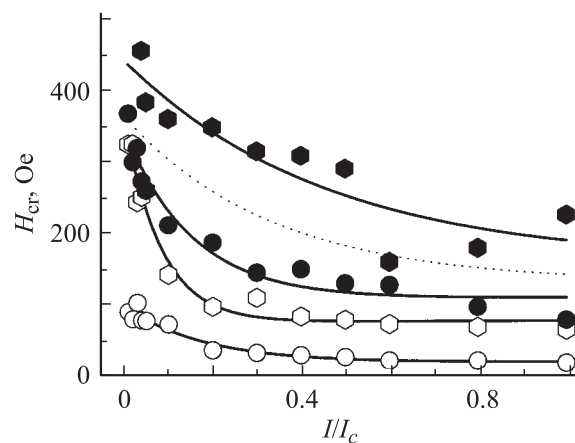


Рис. 3. Зависимость эффективных значений критических полей, H_{cr} , керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6,95}$ при $T = 77,3\text{ K}$ от приведенного транспортного тока I/I_c . H_{c2J} (\circ) и H_{c1A} (\circ). Светлые маркеры — повышение H_{ext} , темные маркеры — понижение H_{ext} . Пунктир — зависимость положения максимума H_{peak} на зависимостях $\left(\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{ K}}} - \frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273\text{ K}}}\right)(H_{\text{ext}})$.

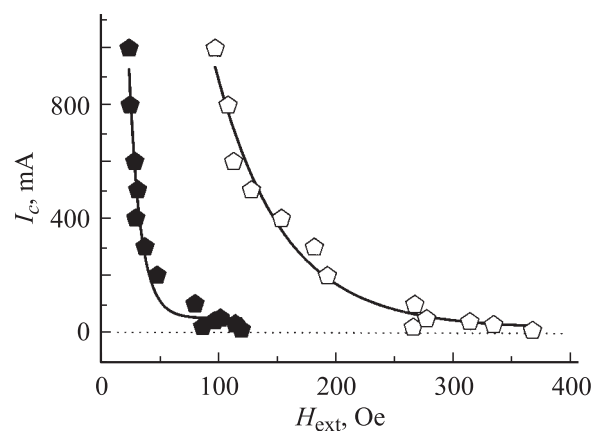


Рис. 4. Полевые зависимости критических токов, I_c , керамического образца ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6,95}$ при $T = 77,3\text{ K}$. Светлые маркеры — повышение H_{ext} , темные маркеры — понижение H_{ext} .

Параметры уравнения $H_{cr} = A + Be^{-\frac{H_{ext}}{C}}$

H_{cr}	A, Oe	B, Oe	C, Oe	$H_{cr}(0)$, Oe	Коэффициент корреляции, R^2
H_{c2J}^+	18.0 ± 4.8	79.1 ± 5.7	0.182 ± 0.045	97.1 ± 10.5	0.95
H_{c1A}^+	74 ± 8.2	288.5 ± 20.0	0.0803 ± 0.0143	362.9 ± 28.2	0.97
H_{c2J}^-	106.6 ± 12.9	238.3 ± 17.7	0.149 ± 0.038	344.9 ± 30.6	0.95
H_{c1A}^-	152.7 ± 86.3	288.5 ± 74.4	0.454 ± 0.185	441.3 ± 160.7	0.83

также непосредственно вытекающие из зависимостей $H_{c2J}^+(H_{ext})$ и $H_{c2J}^-(H_{ext})$ зависимости критических токов от напряженности внешнего магнитного поля при росте и уменьшении внешнего магнитного поля H_{ext} (рис. 4). Как видно из рис. 4, критические токи при уменьшении H_{ext} существенно ниже, чем при увеличении напряженности внешнего магнитного поля: $I_c^+ \gg I_c^-$.

Зависимости эффективных значений критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ и H_{c1A}^- от приведенных значений транспортных токов j/j_c удовлетворительно описываются экспоненциальной функцией $H_{cr} = A + Be^{-\frac{H_{ext}}{C}}$ (см. таблицу).

3. Обсуждение результатов

Прежде всего отметим, что качественно результаты изучения гистерезиса магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ в слабых магнитных полях ($H_{ext} \ll H_{c2A}$, где H_{c2A} — верхнее критическое поле сверхпроводящих гранул) принципиально не отличаются от ранее полученных данных, относящихся к различным ВТСП [2–14]. Гистерезисный характер зависимостей $I_c(H_{ext})$ в цикле „0 $\rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “ для различных гранулярных (керамических) ВТСП наблюдался и ранее (см., например, [14,28,29]). В основном предметом обсуждения может служить природа влияния силы транспортного тока I на гистерезис магнитосопротивления, т. е. на эволюцию зависимостей $\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273K}}(H_{ext})$ и $\frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273K}}(H_{ext})$ и эффективные значения критических полей H_{c2J}^+ , H_{c2J}^- , H_{c1A}^+ и H_{c1A}^- , при изменении значения j/j_c в широком диапазоне ($\sim 0.01 < j/j_c < \sim 0.99$).

Очевидно, что величина магнитосопротивления образца ВТСП фактически зависит не от приложенного к образцу внешнего магнитного поля H_{ext} , а от внутреннего магнитного поля H_{int} — суммы поля H_{ext} , полей размагничивания H_{demagn} , возникающих в образце под действием внешнего магнитного поля и полей H_{trap} , захваченных образцом в результате обработки магнитным полем. Таким образом, в каждом цикле измерений по схеме „0 $\rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “ участвует два типа образцов ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$:

1) керамические образцы, охлажденные в отсутствие магнитного поля (ZFC-режим), которые при повышении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} ($H_{ext}^+ > H_{c1A}$) могут захватывать магнитный поток;

2) образцы, которые при понижении напряженности внешнего магнитного поля H_{ext} (H_{ext}^-) несут магнитное

поле H_{trap} , захваченное сверхпроводящими гранулами и, возможно, „слабыми связями“ ВТСП (FC-режим).

Это означает, что внутреннее магнитное поле образца H_{int} в случае приложения в измерительном цикле „0 $\rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “ внешних полей H_{ext}^+ и H_{ext}^- должно быть различным. Другими словами, в цикле „0 $\rightarrow H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “ происходит изменение плотности и геометрии распределения джозефсоновских и абрикосовских вихрей в образце ВТСП (см., например, [30–32]).

Как известно [28], достаточно корректный расчет напряженности внутренних магнитных полей сверхпроводника H_{int} возможен лишь в двух простейших случаях:

1) при $H_{ext} < H_{c1A}$ (а в случае ВТСП при $H_{ext} < H_{c1J}$ [11]²) материал находится в диамагнитном состоянии, магнитная восприимчивость сверхпроводника $\chi = const = -\frac{1}{4\pi}$, и поле H_{int} составляет

$$H_{int} = \frac{H_{ext}^+}{1 - D^+}, \quad (1)$$

где D^+ — эффективный размагничивающий фактор для поля H_{ext}^+ ;

2) при высоких значениях H_{ext}^{max} гранулы керамического образца ВТСП полностью пронизаны магнитными вихрями Абрикосова, и определение намагниченности сверхпроводника M возможно в рамках модели критического состояния (см., например, [36–38]); в таком случае поле H_{int} составляет

$$H_{int} = H_{ext}^- - D^- 4\pi M, \quad (2)$$

где D^- — эффективный размагничивающий фактор для поля H_{ext}^- (как правило, $D^+ \neq D^-$).

В рассматриваемой области магнитных полей $0 \leq H_{ext} \leq \sim 500$ Oe корректный расчет намагниченности M , а следовательно и величин внутренних магнитных полей H_{int} , практически невозможен. Надо полагать, что сравнительное изучение магнитосопротивления ВТСП $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ при „0 $\rightarrow H_{ext}^{max}$ “ и при „ $H_{ext}^{max} \rightarrow 0$ “, которому и посвящена настоящая работа, дает возможность оценить величину захваченного магнитного поля H_{trap} и на ее основе интерпретировать наблюдаемые гистерезисные эффекты.

Понижение общего уровня магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho^-}{\rho_{273K}}$ и повышение эффективных значений критических

² Фактически в случае ВТСП (ввиду крайне низких значений полей H_{c1J} [33–35]) возможно применение менее жесткого критерия $H_{ext} < H_{2cJ}$.

полей „слабых связей“ H_{c2J}^- и сверхпроводящих гранул H_{c1A}^- при понижении напряженности магнитного поля от $H_{\text{ext}}^{\text{max}} \sim 500$ Ое до нуля по сравнению с величинами $\frac{\Delta\rho^+}{\rho_{273\text{K}}}$, H_{c2J}^+ и H_{c1A}^+ (см. рис. 1–3) качественно согласуется с появлением эффекта захвата магнитного поля H_{trap} , ориентированного противоположно внешнему магнитному полю ($\mathbf{H}_{\text{trap}} \uparrow \downarrow \mathbf{H}_{\text{ext}}$) и возрастающего при увеличении транспортного тока (см., например, [14]).

Необходимо отметить, что физический смысл критических полей H_{c2J}^+ и H_{c1A}^+ с одной стороны, и H_{c2J}^- и H_{c1A}^- , с другой, принципиально различен. Дело в том, что критические поля „слабых связей“ и сверхпроводящих гранул ВТСП имеют достаточно сильную ориентационную зависимость, и в керамических (поликристаллических) образцах присутствуют гранулы и межгранульные границы, различным образом ориентированные по отношению к внешнему магнитному полю \mathbf{H}_{ext} . При повышении напряженности поля \mathbf{H}_{ext} („0 \rightarrow $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ “) исходные образцы находятся в меисснеровской фазе и процессы перехода „слабых связей“ в резистивное состояние и проникновения магнитного поля в сверхпроводящие гранулы протекают при минимально возможных значениях критических полей H_{c2J} и H_{c1A} . При понижении напряженности поля \mathbf{H}_{ext} („ $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ \rightarrow 0“) исходные образцы находятся в смешанном состоянии, и в эксперименте последовательно фиксируются процессы выхода магнитного поля из сверхпроводящих гранул в поле $H_{c1A}^- > H_{c1A}^+$ и перехода „слабых связей“ в сверхпроводящее состояние в поле $H_{c2J}^- > H_{c2J}^+$ (см. рис. 3).

Обнаруженные в работе эффекты понижения эффективных значений критических полей „слабых связей“ и сверхпроводящих гранул ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ при увеличении плотности транспортного тока обусловлены исключительно эффектами захвата магнитного поля как под действием внешнего магнитного, так и в результате протекания в гранулярном образце достаточно сильных локальных токов, плотность которых существенно превосходит плотность макроскопических транспортных токов ($j_{\text{local}} > j$), и приводящих к возникновению под действием этих токов достаточно сильных локальных магнитных полей ($H_{\text{local}} > H_{\text{ext}}$) [39]. Сами значения критических полей H_{c2J}^+ и H_{c1A}^+ для образцов, находящихся в ZFC-режиме (т.е. на полуцикле „0 \rightarrow $H_{\text{ext}}^{\text{max}}$ “), могут быть определены экстраполяцией полученных значений $H_{\text{cr}}(I/I_c)$ на нулевое значение плотности транспортного тока (см. таблицу, столбец $H_{\text{cr}}(0)$).

Отличие между значениями $H_{\text{cr}}(0)$ и $H_{\text{cr}}(H_{\text{ext}})$ позволяет определить значения полей H_{trap} , захваченных „слабыми связями“ $H_{\text{trap}}^{\text{wl}}$ и сверхпроводящими гранулами $H_{\text{trap}}^{\text{g}}$ ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$ (рис. 5). При этом величины $H_{\text{trap}}^{\text{wl}}(H_{\text{ext}})$ удается определять непосредственно как разности между $H_{c2J}^+(H_{\text{ext}})$ и $H_{c2J}^+(0)$, поскольку всегда $H_{c2J}^+(H_{\text{ext}}) < H_{c1A}^+(H_{\text{ext}})$ и захват магнитного поля связан только с взаимодействием „слабых полей“ с внешним магнитным полем и локальными магнитными полями H_{local} [39]. При $H_{\text{ext}} > H_{c2J}^+$ можно определять лишь

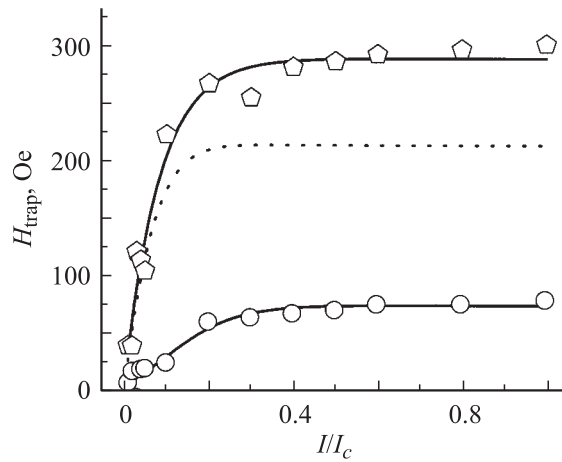


Рис. 5. Магнитные поля H_{trap} , захваченные „слабыми связями“ (○) и сверхпроводящими гранулами (пунктир) ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$; □ — суммарные значения H_{trap} .

суммарные захваченные поля

$$H_{\text{trap}}^{\Sigma}(H_{\text{ext}}) = H_{\text{trap}}^{\text{wl}}(H_{\text{ext}}) + H_{\text{trap}}^{\text{g}}(H_{\text{ext}}),$$

откуда и находится зависимость $H_{\text{trap}}^{\text{g}}(H_{\text{ext}})$.

4. Заключение

Проведенное в настоящей работе изучение гистерезиса магнитосопротивления керамических образцов высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в относительно слабых внешних магнитных полях при различных значениях плотности транспортного тока позволило надежно установить наличие следующих эффектов:

- 1) величина магнитосопротивления $\frac{\Delta\rho^+}{\rho}$ при повышении напряженности внешнего магнитного поля существенно превышает $\frac{\Delta\rho^-}{\rho}$ при понижении поля, гистерезис магнитосопротивления существенно возрастает при повышении плотности транспортного тока;
- 2) во всем диапазоне величины плотности транспортного тока эффективные значения критических магнитных полей „слабых связей“ H_{c2J} и нижних критических полей сверхпроводящих гранул H_{c1A} при понижении напряженности поля значительно выше, чем значения H_{c2J} и H_{c1A} при повышении напряженности внешнего магнитного поля;
- 3) значение захваченного магнитного поля возрастает при повышении плотности транспортного тока, но уже при относительно невысоких значениях j/j_c величина H_{trans} выходит на насыщение.

Обнаруженные в работе сильные гистерезисные эффекты в магнитосопротивлении гранулярных ВТСП ограничивают возможность их практического применения в качестве рабочего тела сенсоров магнитного поля, поскольку

- 1) из-за гистерезиса магнитосопротивления применение гранулярных ВТСП, охлажденных в ZFC-режиме,

возможно лишь в условиях повышения напряженности измеряемых магнитных полей H_{meas} ;

2) область возможного применения гранулярных ВТСП простирается от $H_{\text{meas}} = H_{c2J}^+$ до H_{meas} , соответствующего выходу зависимости $\frac{\Delta\rho^+}{\rho}(H_{\text{meas}})$ на насыщение;

3) расширение области использования в сторону достаточно высоких значений H_{meas} может быть достигнуто только путем понижения транспортных токов (и, наоборот, — для измерений слабых полей H_{meas} необходимо повышение силы транспортного тока, приводящее к снижению нижнего порога измерений — поля H_{c2J}^+).

Список литературы

- [1] *Bednorz J.G., Müller K.A.* // Zs. Phys. B. 1986. Vol. 64. S. 1986.
- [2] *Ekin J.W., Braginski A.I., Panson A.J., Janoko M.A.* et al. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. P. 4821.
- [3] *Chen K.Y., Qian Y.J.* // Physica C. 1989. Vol. 159. P. 131.
- [4] *Каримов Ю.С., Кикин А.Д.* // СФХТ. 1990. Т. 3. С. 631; *Karimov Yu.S., Kikin A.D.* // Physica C. 1990. Vol. 169. P. 50.
- [5] *Cai X.Y., Gurevich A., Tsu I.-F.* et al. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 57. P. 10951.
- [6] *Ovchinnikov Yu.N., Wolf S.A., Kresin V.Z.* // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63. P. 064524.
- [7] *Ji L., Rzchowski M.S., Annand N., Tinkham M.* // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 470.
- [8] *Kiliç A., Kiliç K., Yetiş H., Çetin O.* // J. Appl. Phys. 2004. Vol. 95. P. 1924.
- [9] *Kiliç A., Kiliç K., Yetiş H., Çetin O.* // New J. Phys. 2005. Vol. 7. P. 212.
- [10] *Derevyanko V.V., Sukhareva T.V., Finkel V.A.* // Func. Mater. 2004. Vol. 11. P. 710.
- [11] *Dos Santos C.A.M., Da Luz M.S., Ferreira B., Machado A.J.S.* // Physica C. 2003. Vol. 391. P. 345.
- [12] *Mogilko E., Schlesinger Y., Burlachkov L.* // Physica B. 2000. Vol. 284–288. P. 911.
- [13] *Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Петров М.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. С. 15.
- [14] *Das Vitgens, Garcia S., Ghivelder L.* // Eur. Phys. J. B. 2006. Vol. 49. P. 135.
- [15] *Natarajan A., Wang W., Ma E., Bhattacharya R.N., Blaugher R.D.* // Microsys. Technol. 1999. Vol. 6. P. 1432.
- [16] *Albiss B.A.* // Supercond. Sci. Technol. 2005. Vol. 18. P. 1222.
- [17] *Ionescu M., Winton B., Silver T., Dou S.X., Ramer R.* // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84. P. 5335.
- [18] *Pannetier M., Fermon C., Legoff G., Simola J., Kerr E.* // Science. 2004. Vol. 304. P. 1648.
- [19] *Pannetier-Lecoeur M., Fermon C.* // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 180501.
- [20] *Balaev D.A., Shaihtudinov K.A., Popkov S.I., Gokhfeld D.M., Petrov M.I.* // Supercond. Sci. Technol. 2004. Vol. 17. P. 175.
- [21] *Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ФТТ. 2004. Т. 46. С. 1740.
- [22] *Finkel V.A., Arzhavitin V.M., Blinkin A.A., Derevyanko V.V., Razdovskii Yu.Yu.* // Physica C. 1994. Vol. 235–240. P. 303.
- [23] *Капчерин А.С., Папиров И.И., Стоев П.И., Торяник В.В., Финкель В.А., Шкуропатенко В.А., Бухарова Т.И.* // СФХТ. 1992. Т. 5. С. 113.
- [24] *Деревянко В.В., Сухарева Т.В., Финкель В.А.* // ФТТ. 2006. Т. 48. С. 1374.
- [25] *Торяник В.В., Финкель В.А., Деревянко В.В.* // Физика и химия обработки материалов. 1995. Вып. 5. С. 55.
- [26] *Финкель В.А., Торяник В.В.* // ФНТ. 1997. Т. 23. С. 824.
- [27] *Финкель В.А., Деревянко В.В.* // ФТН. 2000. Т. 26. С. 128.
- [28] *Kunchur M.N., Askew T.R.* // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84. P. 6763.
- [29] *Obukhov Yu.V.* // J. Supercond. 1991. Vol. 5. P. 101.
- [30] *Müller K.H., Matthews D.N.* // IEEE Trans. Appl. Supercond. 1993. Vol. 3. P. 1229.
- [31] *Altshuler E., Garcia S., Barroso J.* // Physica C. 1991. Vol. 177. P. 61.
- [32] *Altshuler E., Mune P., Musa J., Gonzales J.L., Eres O., Hart C.* // J. Supercond. 1995. Vol. 8. P. 781.
- [33] *Senoussi S., Aguillon C., Hadjoudj S.* // Physica C. 1991. Vol. 175. P. 215.
- [34] *Ефимова Н.Н., Попков Ю.А., Устименкова М.Б., Финкель В.А.* // ФНТ. 1994. Т. 20. С. 343.
- [35] *Кузьмичев Н.Д.* // Письма в ЖЭТФ. 2001. Т. 74. С. 291.
- [36] *Bean C.P.* // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. P. 250.
- [37] *Clem J.R.* // Physica C. 1988. Vol. 153–155. P. 50.
- [38] *Stucki F., Rhyner J., Blatter G.* // Physica C. 1991. Vol. 181. P. 385.
- [39] *Daghero D., Mazzetti P., Stepanescu A., Masoero A.* // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 184514.