

# Механизм релаксации остаточного электросопротивления гранулярных ВТСП после воздействия магнитного поля на примере композитов $Y-Ba-Cu-O + CuO$

© Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,  
660036 Красноярск, Россия

E-mail: smp@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 25 июня 2007 г.)

Исследованы гистерезис магнитосопротивления  $R(H)$  и временная релаксация остаточного сопротивления  $R_{rem}$  после воздействия магнитного поля в гранулярных композитах на основе ВТСП ( $Y-Ba-Cu-O$ ) и  $CuO$ . Такие композиты представляют собой сеть переходов джозефсоновского типа, в которой несверхпроводящий ингредиент ( $CuO$ ) формирует джозефсоновские барьеры между ВТСП-гранулами. На основании сопоставления зависимостей  $R_{rem}(t)$  и  $R(H)$  экспериментально показано, что релаксация остаточного сопротивления вызвана уменьшением магнитной индукции в межгранулярной среде вследствие релаксации намагниченности. Выявлена причина известных из литературы различий величин потенциала пиннинга, определенных с помощью измерений релаксации намагниченности или сопротивления, аппроксимируемых зависимостью андерсоновского типа.

Работа выполнена в рамках программы РАН „Квантовая микрофизика“, Комплексного интеграционного проекта СО РАН № 3.4 лаврентьевского конкурса молодежных проектов СО РАН (проект № 52), также частично поддержана Фондом содействия отечественной науке.

PACS: 74.25.Fy, 74.25.Qt, 74.81.-g

## 1. Введение

Релаксация остаточного электросопротивления  $R_{rem}$  в гранулярных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) после воздействия внешнего магнитного поля изучалась в ряде работ [1–7]. Известно, что  $R_{rem}$  уменьшается со временем по логарифмическому закону  $R_{rem} \sim 1 - \alpha \ln(t)$  [1–5,7], характерному для андерсоновской теории крипа потока [8,9]. Релаксация  $R_{rem}$  связана с захватом магнитного потока и известной релаксацией намагниченности [9], для которой

$$M(t)/M(t_0) = 1 - k_B T / U_p \cdot \ln(t). \quad (1)$$

$U_p$  в выражении (1) является энергией активации, т.е. величиной потенциала пиннинга вихря [9]. Тем не менее ряд вопросов остался невыясненным. В ряде работ [1–4] из измерений релаксации остаточного сопротивления определялись величины потенциала пиннинга  $U_p^*$  с помощью выражения, подобного (1),

$$R_{rem}(t)/R_{rem}(t_0) = 1 - (k_B T / U_p^*) \cdot \ln(t). \quad (2)$$

Оказалось, что значения  $U_p^*$  сильно различаются для одинаковых ВТСП-систем [1,2] и плохо коррелируют с величинами  $U_p$ , определенными из измерений релаксации намагниченности (по зависимости (1)) при прочих идентичных внешних условиях. Например, для системы  $La-Sr-Cu-O$ , как показано в работе [3], отношение энергий активации, найденных из релаксации сопротивления к энергиям активации, найденным из релаксации намагниченности при соответствующих температурах, составляет порядок величины. Не выяснено до конца, к какой подсистеме следует отнести потенциал пин-

нинга вихрей, получаемый из резистивных измерений с помощью зависимости (2): к ВТСП-гранулам либо к межгранулярной среде [1–5,7,10].

Для прояснения указанных вопросов целесообразно сопоставить измерения релаксации намагниченности и сопротивления на одних и тех же образцах при одинаковых внешних условиях, а измерения релаксации сопротивления провести в различных режимах: при плотности транспортного тока  $j$  как много меньше критической  $j_c$ , так и при  $j > j_c$ . Это достаточно трудно реализовать экспериментально в поликристаллических ВТСП ввиду малых значений падения напряжения и выделения тепла на токовых контактах при протекании по ВТСП транспортного тока высокой плотности. В гранулярных ВТСП межкристаллитные границы, являющиеся слабыми связями джозефсоновского типа, определяют резистивное состояние всего образца, поскольку критические параметры ( $j_c$ , критические поля) в межгранулярных границах гораздо меньше, чем в ВТСП-кристаллитах. Критический ток гранулярного ВТСП можно целенаправленно уменьшить, ухудшив прозрачность (для носителей тока) межгранулярных границ. В композитах на основе ВТСП [11–14] несверхпроводящий ингредиент формирует межкристаллитные границы, вследствие чего энергия джозефсоновской связи дополнительно ослабляется [14] и величина  $j_c$  уменьшается с ростом концентрации и несверхпроводящего ингредиента [11,13,14]. Если сверхпроводящие свойства ВТСП-гранул в композите остаются такими же, как и в исходном поликристалле без несверхпроводящих добавок, то такой композит можно считать „модельным“ гранулярным ВТСП с управляемыми свойствами джозефсоновских переходов.

В настоящей работе была исследована релаксация остаточного сопротивления композита из ВТСП Y–Ba–Cu–O и CuO. Как было показано ранее [13,14], в таких композитах реализуется сеть джозефсоновских переходов туннельного типа. Результаты исследования магниторезистивного эффекта в этих композитах (зависимости  $R(H, T)$  при различных ориентациях  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{j}$ ) приведены в работах [14–16]. Целью настоящей работы явилось выяснение механизма, приводящего к релаксации остаточного сопротивления указанных гранулярных ВТСП-композитов, и установление взаимосвязи между величинами потенциала пиннинга, получаемыми из измерений релаксации намагниченности и сопротивления.

## 2. Эксперимент

Композиты из ВТСП  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$  и оксида меди CuO были приготовлены методом быстрого спекания [13–15]. Температурный режим: 2 min при  $910^\circ\text{C}$ , затем 3 h при  $350^\circ\text{C}$ . Далее обозначим композиты следующим образом: YBCO +  $V$  CuO, где  $V$  — объемная доля CuO в композите, при этом доля сверхпроводника (YBCO) равна  $(100 - V)\%$ . В настоящей работе приводятся экспериментальные данные для образцов с  $V = 40$  и  $15 \text{ vol.}\%$ .

Согласно данным рентгеноструктурного анализа, композиты состоят только из двух исходных компонентов:  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$  и CuO. Средний размер гранул YBCO по данным электронной микроскопии составляет  $\sim 1.5 \mu\text{m}$ . Магнитные измерения композитов показали, что все образцы имеют одинаковую температуру перехода  $T_c = 93.5 \text{ K}$ , что совпадает с критической температурой исходного ВТСП. При этой же температуре наблюдается резкий скачок электросопротивления, который связан с переходом ВТСП-гранул в сверхпроводящее состояние. При понижении температуры зависимости  $R(T)$  характеризуются плавным переходом в состояние с „ $R = 0$ “, что связано с переходом в сверхпроводящее состояние сети джозефсоновских контактов. С увеличением объемной концентрации несверхпроводящего ингредиента температура, при которой „ $R = 0$ “, понижается. Данные по  $R(T)$  для композитов YBCO + CuO с различным содержанием CuO приведены в работах [13,14]. При малой плотности измерительного тока температура, при которой „ $R = 0$ “, составила  $\sim 80 \text{ K}$  для образца YBCO + 15 CuO и  $\sim 20 \text{ K}$  для композита YBCO + 40 CuO. Плотность критического тока этих композитов  $j_c$  при  $4.2 \text{ K} \sim 5.3 \text{ A/cm}^2$  (YBCO + 15 CuO) и  $\sim 0.1 \text{ A/cm}^2$  (YBCO + 40 CuO). При размере образцов  $9 \times 1.5 \times 1 \text{ mm}$  аппаратный критический ток  $I_c$  составил соответственно  $\approx 80$  и  $\approx 1.5 \text{ mA}$  (по стандартному критерию  $1 \mu\text{V/cm}$ ). Удельное сопротивление композитов в „нормальном состоянии“ (при  $T = 95 \text{ K}$ ) составило  $\approx 22 \text{ m}\Omega\text{-cm}$  (образца  $\approx 0.75 \Omega$ ) и  $\approx 0.52 \Omega\text{-cm}$  (образца  $\approx 17.3 \Omega$ ) для YBCO + 15 CuO и YBCO + 40 CuO соответственно.

Зависимости магнитосопротивления  $R(H) = U(H)/I$  ( $U$  — падение напряжения) измерялись стандартным

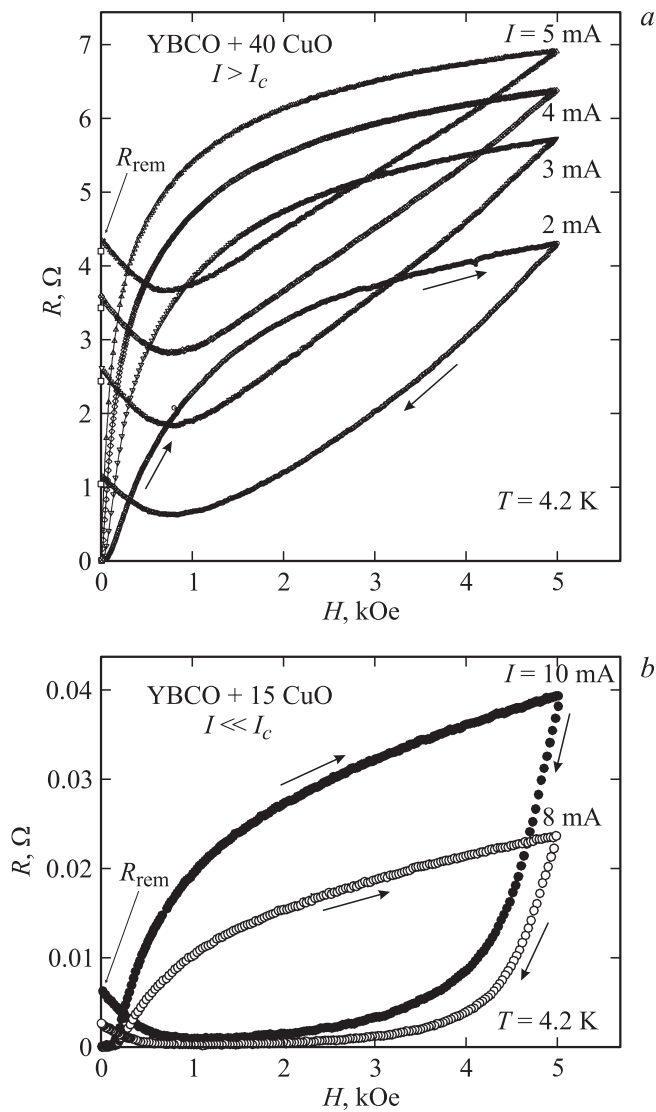
четырёхзондовым методом при постоянном токе  $I$ . Магнитное поле  $H$  прикладывалось перпендикулярно направлению тока. Скорость развертки по магнитному полю составляла  $\approx 300 \text{ Oe/min}$ . Авторы не обнаружили влияния скорости развертки по полю в пределах  $50\text{--}800 \text{ Oe/min}$  на зависимости  $R(H)$ . После изменения поля от  $H = 0$  до фиксированного значения  $H_{\text{max}}$  внешнее поле с той же скоростью уменьшалось до нуля. Обозначим внешнее магнитное поле как  $H_{\uparrow}$ , если поле увеличивается ( $dH/dt > 0$ ), и  $H_{\downarrow}$ , если поле уменьшается ( $dH/dt < 0$ ). После ввода/вывода внешнего магнитного поля (до  $5 \text{ kOe}$ ) фиксировалась эволюция остаточного напряжения  $U_{\text{rem}}(t)$  при заданном токе. После каждого измерения  $R(H)$  и  $U_{\text{rem}}(t)$  образец отогревался выше  $T_c$  и охлаждался в нулевом внешнем магнитном поле (специальных мер по экранированию поля Земли не предпринималось).

Измерения кривых намагничивания  $M(H)$  и релаксации остаточной намагниченности  $M_{\text{rem}}(t)$  проводились на автоматизированном вибрационном магнитометре [17]. Скорость развертки по полю была той же, что и в измерениях  $R(H)$ .

## 3. Результаты и обсуждение

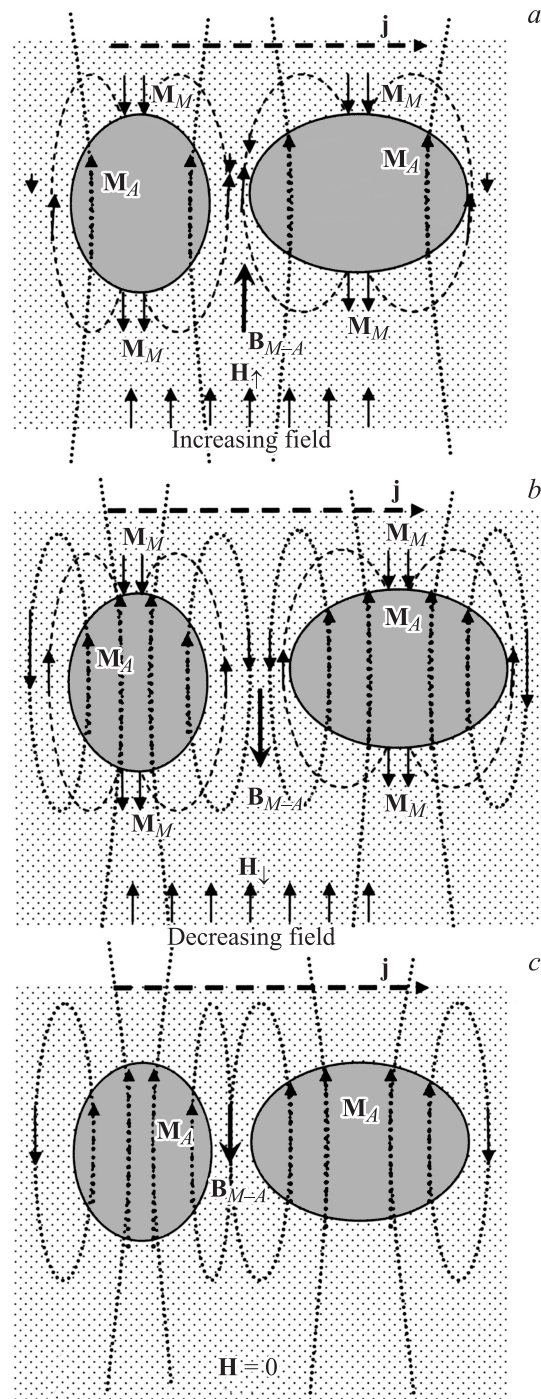
На рис. 1 приведены зависимости магнитосопротивления  $R(H)$  композитов YBCO + 40 CuO, YBCO + 15 CuO при  $4.2 \text{ K}$  при максимально введенном поле  $H_{\text{max}} = 5 \text{ kOe}$ . Эти зависимости характеризуются гистерезисом: сопротивление на ветви прямого хода больше, чем  $R$  на ветви обратного хода, когда поле убывает,  $R(H_{\uparrow}) > R(H_{\downarrow})$ , за исключением области малых полей, в которой зависимость  $R(H_{\downarrow})$ , проходя минимум, возрастает. После ввода/вывода внешнего магнитного поля образец обладает остаточным сопротивлением  $R_{\text{rem}}$ . Величина остаточного сопротивления уменьшается со временем.

Остановимся вначале на гистерезисном поведении  $R(H)$  в квазистатическом режиме. Внешнее магнитное поле проникает в гранулярный ВТСП в первую очередь по межгранулярным границам (джозефсоновским переходам), причем величина первого критического поля для джозефсоновской среды  $H_{c1J}$  очень мала (доли эрстед) [10,18–20]. Суммарная магнитная индукция в межгранулярной среде  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  есть суперпозиция внешнего поля  $\mathbf{H}$  и поля  $\mathbf{V}_{M-A}$ , наведенного дипольными моментами сверхпроводящих гранул [21,22]. Диамагнитным откликом от джозефсоновской среды можно пренебречь при внешних полях, много больших  $H_{c1J}$ . Также для начала будем считать, что и пиннинг вихрей в межгранулярной среде (джозефсоновских вихрей) несуществен. На рис. 2 схематично показано расположение векторов внешнего поля  $\mathbf{H}$ , а также линий магнитной индукции от мейснеровских токов, текущих по поверхности гранул, и от запиннигованных в гранулах абрикосовских вихрей. Поле первого проникновения абрикосовских вихрей в гранулы  $H_{c1G}$  составляет  $100\text{--}200 \text{ Oe}$

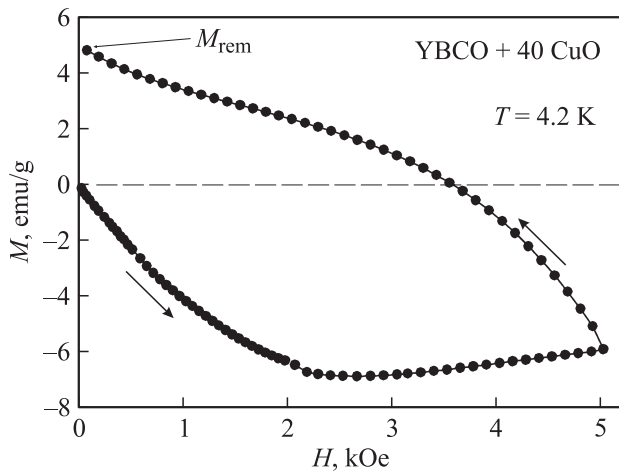


**Рис. 1.** Гистерезисные зависимости магнитосопротивления композитов YBCO + 40 CuO (a) и YBCO + 15 CuO (b), измеренные при различных величинах транспортного тока ( $T = 4.2$  K). Стрелки показывают направление изменения внешнего магнитного поля  $H$ .  $R_{\text{rem}}$  — остаточное сопротивление образцов после воздействия магнитным полем.

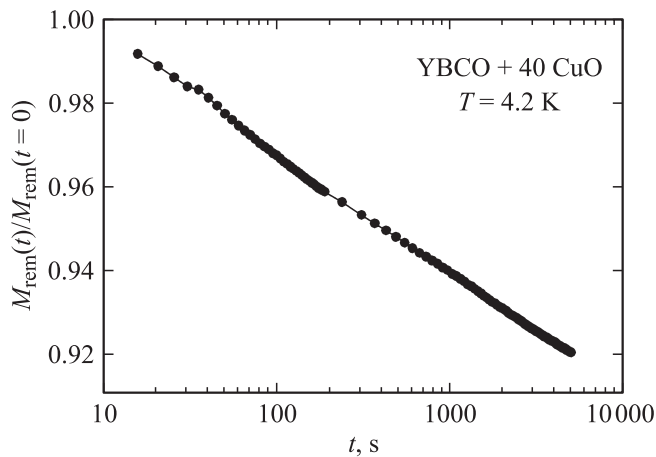
при 4.2 K [23], что меньше величин  $H_{\text{max}}$  в нашем эксперименте (рис. 1). На рис. 2, a схематично показана ситуация, соответствующая ветви прямого хода зависимости  $R(H)$  при некотором внешнем поле  $H$ , большем  $H_{c1G}$ . На рис. 2, b изображена ситуация, соответствующая случаю, когда внешнее поле убывает. После приложения внешнего поля до величины  $H_{\text{max}}$  в гранулы проникло уже достаточно много вихрей Абрикосова, вследствие чего при уменьшении внешнего поля магнитный момент становится положительным (см. рис. 3, на котором приведена часть петли гистерезиса намагниченности образца YBCO + 40 CuO). Из сравнения рис. 2, a и b видно, что индуцированное поле  $\mathbf{V}_{M-A}$  сонаправлено внешнему полю, когда  $H$  возрастает, и антипараллельно  $H$ , если



**Рис. 2.** Схематичное представление линий магнитной индукции в межгранулярной среде гранулярного ВТСП. ВТСП-гранулы показаны серым цветом. Фон — джозефсоновская среда (межгранулярная граница).  $\mathbf{M}_M$  — дипольный момент от мейснеровских токов в гранулах; штриховые линии — линии магнитной индукции, вызванные мейснеровскими токами;  $M_A$  — абрикосовские вихри. Показаны случаи: a — внешнее поле возрастает ( $H = H_1$ ), b — внешнее поле убывает ( $H = H_1$ ), c — внешнее поле равно нулю после приложения величины  $H_{\text{max}}$ . Жирные стрелки показывают преимущественное направление поля в межгранулярной границе  $\mathbf{V}_{M-A}$ , индуцированного мейснеровскими токами и вихрями в соседних гранулах. Суммарная индукция в межгранулярной среде  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  — векторная сумма  $\mathbf{V}_{M-A}$  и  $H$ .



**Рис. 3.** Часть петли гистерезиса намагниченности образца YBCO + 40 CuO при  $T = 4.2$  К ( $H_{\max} = 5$  kOe).  $M_{\text{rem}}$  — остаточная намагниченность после воздействия магнитным полем.



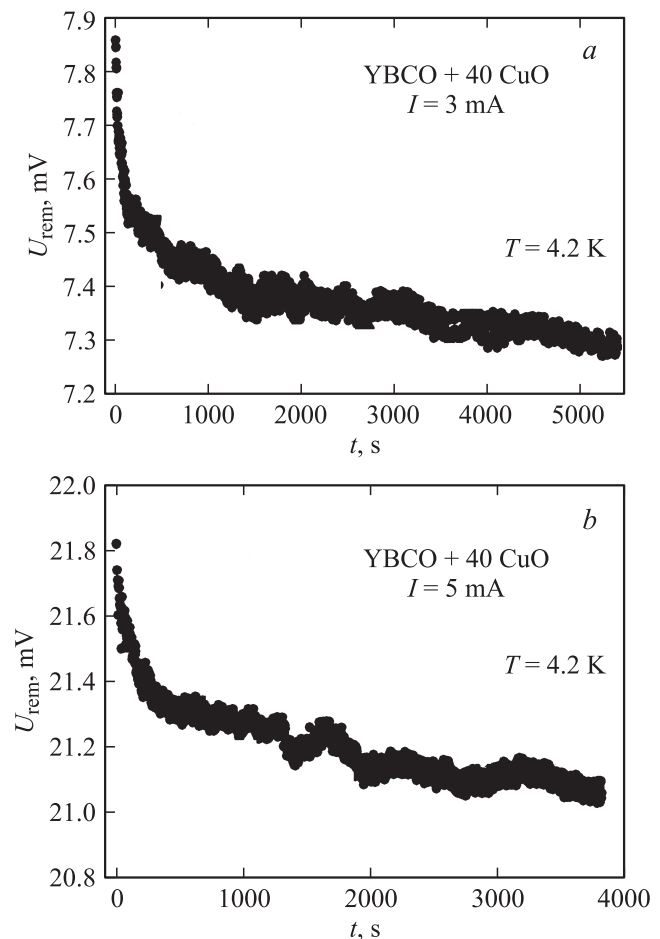
**Рис. 4.** Зависимость остаточной намагниченности  $M_{\text{rem}}/M_{\text{rem}}(t = 0)$  образца YBCO + 40 CuO после приложения поля  $H_{\max} = 5$  kOe при  $T = 4.2$  К от времени в полулогарифмических координатах.

поле убывает. При  $H_{\uparrow} = H_{\downarrow}$  суммарная магнитная индукция в межгранулярной среде  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  ( $\mathbf{V}_{\text{ind}} = \mathbf{H} + \mathbf{V}_{M-A}$ ) больше для случая, когда поле возрастает. А поскольку резистивное состояние гранулярных ВТСП определяется в первую очередь межгранулярными границами, сопротивление которых тем больше, чем больше  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$ , справедливо неравенство  $R(H_{\uparrow}) > R(H_{\downarrow})$ . С уменьшением внешнего поля вклад от запиннигованных вихрей в  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  становится доминирующим. Минимум на зависимости  $R(H_{\downarrow})$  имеет место, когда внешнее поле в наибольшей степени компенсируется индуцированным гранулами полем. На рис. 2, с изображен случай, соответствующий нулевому внешнему магнитному полю после приложения поля до некоторой величины  $H_{\max}$  ( $H_{\max} > H_{c1G}$ ). В этом случае  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$  является просто полем, наведенным в межгранулярную среду запиннигованными в сверхпроводящих гранулах вихрями Абри-

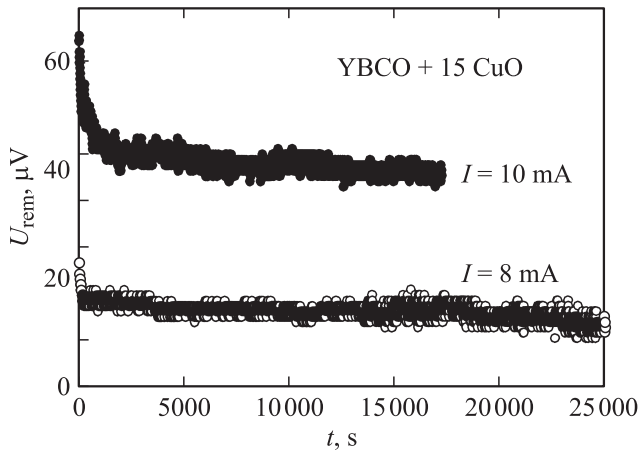
косова ( $\mathbf{V}_{\text{ind}} = \mathbf{V}_{M-A}$ ). Очевидно, что резистивный отклик гранулярного ВТСП определяется величиной  $\mathbf{V}_{\text{ind}}$ , усредненной по всем межгранулярным границам на пути протекания тока в образце, —  $\langle \mathbf{V}_{\text{ind}} \rangle$ . Таким образом, в данном случае при  $H_{\downarrow} = 0$  в межгранулярной среде остается ненулевая магнитная индукция, что приводит к появлению остаточного электросопротивления  $R_{\text{rem}}$ .

Со временем запиннигованные вихри срываются с центров закрепления и исчезают на поверхности гранул. Это проявляется в известной релаксации остаточной намагниченности  $M_{\text{rem}}$  от времени. На рис. 4 приведена нормированная зависимость  $M_{\text{rem}}$  от логарифма времени для образца YBCO + 40 CuO, для которого были проведены измерения  $R(H)$  и  $R_{\text{rem}}(t)$  после приложения магнитного поля  $H_{\max} = 5$  kOe (рис. 3, зависимость  $M(H)$ ). Экспериментальные данные хорошо укладываются на прямую. Обработка результатов по зависимости (1) дает значение потенциала пиннинга  $U_p \approx 28$  meV, что коррелирует с подобными измерениями на гранулярных ВТСП иттриевой системы [24].

Релаксация намагниченности приводит к уменьшению магнитной индукции, наведенной в межгранулярном пространстве. А поскольку вся диссипация происхо-



**Рис. 5.** Зависимости остаточного напряжения от времени для образца YBCO + 40 CuO при транспортном токе  $I = 3$  (a) и 5 mA (b) после приложения поля  $H_{\max} = 5$  kOe ( $T = 4.2$  К).

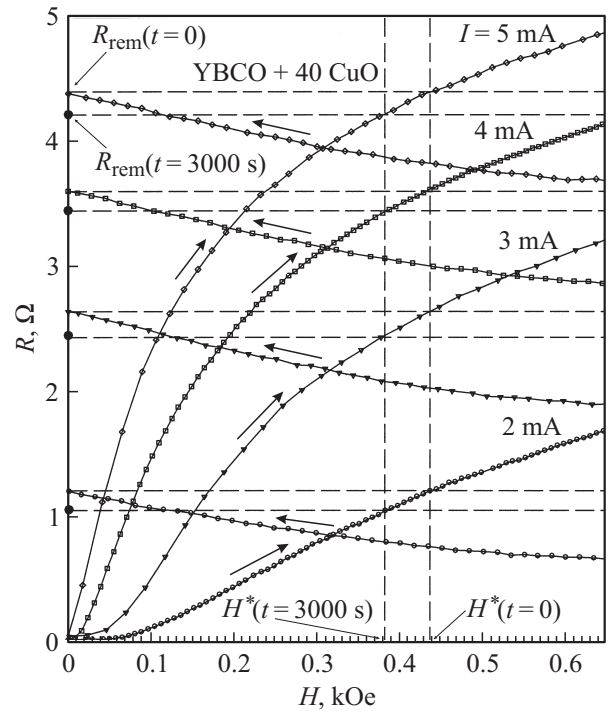


**Рис. 6.** Зависимости остаточного напряжения от времени для образца YBCO + 15 CuO при транспортном токе  $I = 8, 10$  mA после приложения поля  $H_{\max} = 5$  kOe ( $T = 4.2$  K).

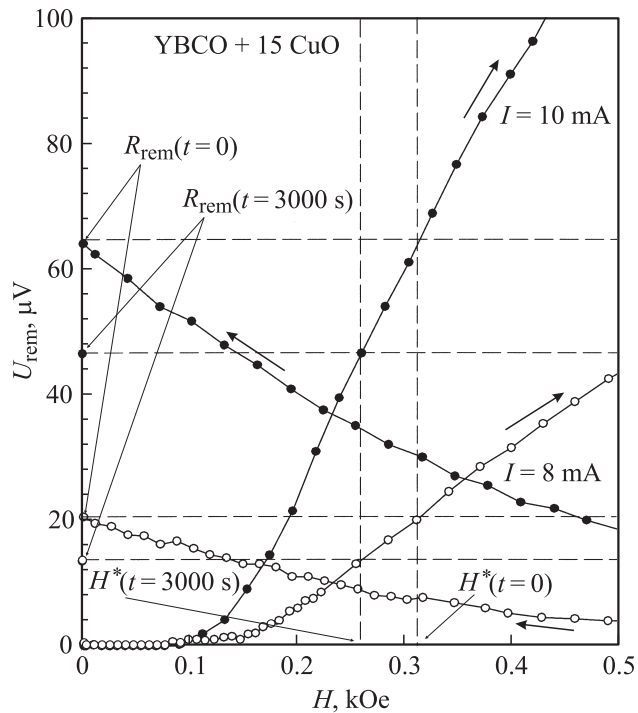
дит в межгранульных границах, эти границы (переходы джозефсоновского типа) реагируют на уменьшение наведенной магнитной индукции и остаточное сопротивление также релаксирует со временем. На рис. 5 приведены зависимости  $U_{\text{rem}}$  (остаточного напряжения при заданном токе,  $R_{\text{rem}} = U_{\text{rem}}/I$ ) от времени для образца YBCO + 40 CuO после ввода/вывода внешнего поля до величины  $H_{\max} = 5$  kOe. Зависимости  $R(H)$  этого образца, измеренные во время ввода/вывода поля, показаны на рис. 1, a. Зависимости  $U_{\text{rem}}(t)$  для образца YBCO + 15 CuO приведены на рис. 6 (соответствующие зависимости  $R(H)$  показаны на рис. 1, b). Для образца YBCO + 40 CuO, обладающего большим сопротивлением в „нормальном“ состоянии ( $17.3 \Omega$ , см. раздел 2), уменьшение остаточного напряжения за  $t = 3600$  s составляет  $\approx 530 \mu\text{V}$  при токе  $I = 3$  mA и  $\approx 750 \mu\text{V}$  при токе  $I = 5$  mA (рис. 5). Для композита, в котором джозефсоновские связи ослаблены в меньшей степени — YBCO + 15 CuO ( $0.75 \Omega$  в „нормальном“ состоянии), уменьшение  $U_{\text{rem}}$  в течение часа составляет всего  $\approx 8 \mu\text{V}$  при  $I = 8$  mA и  $\approx 22 \mu\text{V}$  при  $I = 10$  mA (рис. 6). В „чистых“ (некомпозитных) гранулярных ВТСП уменьшение напряжения за это время также составляет единицы-десятки  $\mu\text{V}$ , но при гораздо больших величинах транспортного тока [1,2,4] и температуре 77.4 K. В композите джозефсоновские переходы ослаблены, и это приводит к большей чувствительности электросопротивления и остаточного сопротивления к магнитному полю (рис. 1). Таким образом, композитный ВТСП представляет собой более удобный объект для исследования магнитосопротивления и релаксации  $R_{\text{rem}}$ , чем „чистые“ поликристаллы ВТСП.

Для интерпретации данных по релаксации остаточного электросопротивления мы предлагаем сопоставлять величину  $R_{\text{rem}}$  с равным ей значением сопротивления на зависимости  $R(H)$  (прямой ход зависимости  $R(H)$ ). Действительно, равенство электросопротивления  $R_{\text{rem}}$  и  $R(H_{\uparrow} = H^*)$  означает, что величина магнитной ин-

дукции, усредненной по всем межгранульным границам ( $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$ ), одинакова в точках  $H_{\downarrow} = 0$  (после приложения  $H_{\max}$ ) и  $H_{\uparrow} = H^*$ . В точке  $H_{\downarrow} = 0$  значение  $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$  определяется только влиянием потока, захваченного сверхпроводящими гранулами (рис. 2, c), а в точке  $H_{\uparrow} = H^*$  — суперпозицией внешнего и индуцированного поля (рис. 2, b). Поле  $H^*$  определяется как абсцисса пересечения линии  $R(H) = R_{\text{rem}}$  и ветви прямого хода зависимости  $R(H)$ . На рис. 7 подробно показаны начальные участки прямого хода  $R(H)$  композита YBCO + 40 CuO и точки пересечения этих зависимостей с прямыми  $R(H) = R_{\text{rem}}$ , соответствующими данному транспортному току. Оказалось, что величина  $H^*$  одинакова для всех значений транспортного тока и равна  $\approx 440$  Oe (при  $H_{\max} = 5$  kOe). Также на рис. 7 приведены значения  $R_{\text{rem}}(t = 3000$  s), т. е. сопротивления, измеренного через 3000 s после вывода поля. Мы сопоставили величину  $R_{\text{rem}}(t = 3000$  s) с равным ей значением сопротивления на зависимости  $R(H_{\uparrow})$  подобно тому, как это сделано для значений  $R_{\text{rem}}(t = 0)$ . Из рис. 7 видно, что поле  $H^*(t = 3000$  s), т. е. абсцисса пересечения линии  $R(H) = R_{\text{rem}}(t = 3000$  s) с зависимостью  $R(H_{\uparrow})$ , также одинаково для всех значений



**Рис. 7.** Гистерезисные зависимости магнитосопротивления образца YBCO + 40 CuO при  $T = 4.2$  K в области полей до 0.65 kOe. Стрелки показывают направление изменения внешнего магнитного поля  $H$ . Показаны остаточное сопротивление  $R_{\text{rem}}(t = 0)$  и величины  $R_{\text{rem}}$  через  $t = 3000$  s (темные кружки ниже соответствующих данному транспортному току значений  $R_{\text{rem}}(t = 0)$ ) после воздействия магнитным полем  $H_{\max} = 5$  kOe и снижения внешнего поля до нуля. Штриховые линии поясняют определение величин поля  $H^*(t = 0)$  и  $H^*(t = 3000$  s), в которых  $R_{\text{rem}} = R(H_{\uparrow})$  при данном токе (см. текст).



**Рис. 8.** Гистерезисные зависимости падения напряжения на образце YBCO + 15 CuO при значениях транспортного тока  $I = 8, 10$  mA ( $T = 4.2$  K) от внешнего поля  $H$  в области полей до 0.5 kOe. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля  $H$ . Показаны остаточное сопротивление  $R_{rem}$  и величины  $R_{rem}$  через  $t = 3000$  s после воздействия магнитным полем  $H_{max} = 5$  kOe и снижения внешнего поля до нуля. Штриховые линии поясняют определение величин поля  $H^*(t = 0)$  и  $H^*(t = 3000$  s), в которых  $R_{rem} = R(H_{\uparrow})$  при данном токе (см. текст).

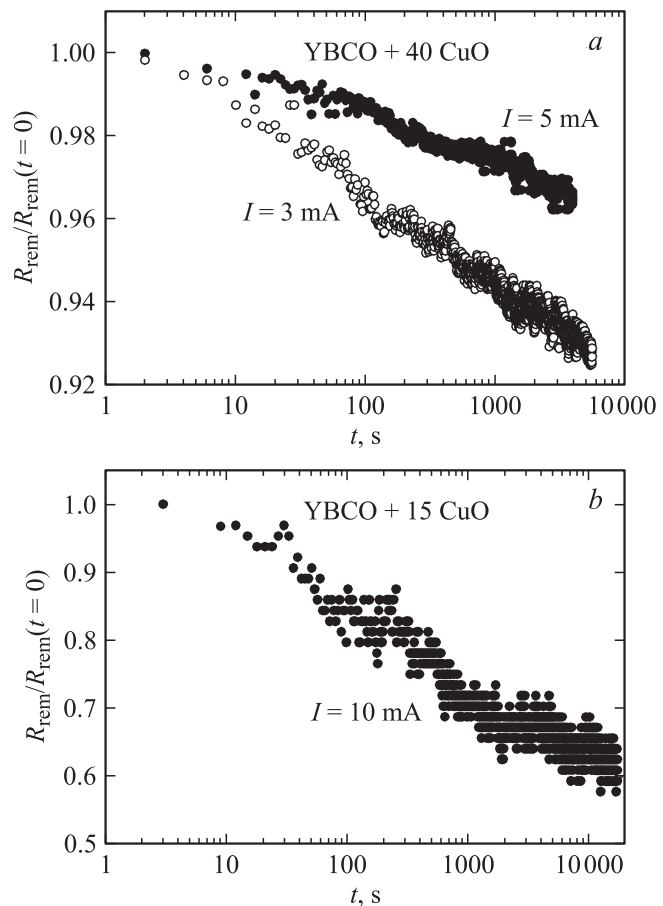
транспортного тока и составляет величину  $\approx 385$  Oe. Для других значений  $t$  ситуация аналогична. Низкие величины транспортного тока не могут индуцировать в образце поле, сравнимое с внешним полем. Поэтому величина  $\langle \mathbf{B}_{ind} \rangle$  при одинаковой магнитной предыстории одна и та же при разных токах.

Подобное поведение наблюдается и для образца YBCO + 15 CuO (рис. 8). Если в первом случае (YBCO + 40 CuO) транспортный ток больше критического ( $I > I_c(H_{\uparrow} = 0)$ ), то для образца YBCO + 15 CuO практически выполняется условие  $I \ll I_c(H_{\uparrow} = 0) \approx 80$  mA. Измерения, проведенные нами на композите с металлоксидом BaPbO<sub>3</sub>, также показали аналогичные результаты.

В случае учета пиннинга в межгранулярных границах картина проникновения поля в гранулярный сверхпроводник (рис. 2) усложнится и  $\langle \mathbf{B}_{ind} \rangle$  при  $H_{\downarrow} = 0$  будет определяться суперпозицией полей, наведенных абрикосовскими вихрями и джозефсоновскими вихрями в межгранулярной среде [10,12,18]. Однако транспортный ток, больший критического для джозефсоновских переходов, будет способствовать дополнительному срыву вихрей из межгранулярной среды, что должно приводить

к уменьшению величины  $\langle \mathbf{B}_{ind} \rangle$  с ростом тока и, как следствие, к зависимости  $H^*$  от  $I$ . Поскольку такой зависимости в эксперименте не наблюдается, можно заключить, что релаксация электросопротивления исследованных ВТСП-композитов вызвана только релаксацией магнитного потока, захваченного сверхпроводящими гранулами. Уменьшение поля  $H^*$  с течением времени ( $\sim 55$  Oe в течение  $\sim 3000$  s) одинаково для различных плотностей транспортного тока, и это является, на наш взгляд, убедительным доказательством того, что релаксация остаточного электросопротивления, по крайней мере в исследованных композитных образцах, вызвана уменьшением магнитной индукции  $\langle \mathbf{B}_{ind} \rangle$  в межгранулярной среде, которая в свою очередь связана с процессами выхода вихрей из ВТСП-гранул. В работе [20] на основании анализа ВАХ в гранулярном YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7</sub> в магнитных полях до  $\sim 1$  kOe при  $T = 77.4$  K был также сделан вывод о незначительности влияния захвата потока джозефсоновской средой на резистивный отклик образца при указанных внешних условиях.

В координатах  $R_{rem}/R_{rem}(t = t_0) - \ln(t)$  экспериментальные данные по релаксации сопротивления неплохо укладываются на прямые (рис. 9). Остановимся на этом



**Рис. 9.** Зависимости остаточного сопротивления от времени для образцов YBCO + 40 CuO ( $I = 3, 5$  mA) (a) и YBCO + 15 CuO ( $I = 10$  mA) (b) в полулогарифмических координатах.

факте подробнее. Остаточная намагниченность уменьшается в зависимости от времени по логарифмическому закону (рис. 4), а магнитная индукция в межгранулярной среде ( $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$ ) пропорциональна намагниченности:  $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle \sim M$ . Сопротивление образца (т.е. резистивный отклик от межгранулярных границ) реагирует на изменение  $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$  с течением времени. Действительно, есть зависимость сопротивления межгранулярных границ от  $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$ ,  $R(\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle)$ , которая скрыта в экспериментальной зависимости  $R(H)$ . Изменение  $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$  в течение нескольких часов (время проведения измерения зависимостей  $R_{\text{rem}}(t)$ ) достаточно невелико (намагниченность уменьшается на  $\approx 8\%$  за  $t = 5000$  s (рис. 3)). Видимо, на столь небольшой промежуток зависимость  $R(\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle)$  можно считать линейной функцией. Подтверждением этого является приближенно линейный вид зависимостей  $R(H_{\uparrow})$  в диапазоне  $H^*(t=0) - H^*(t=3000)$  s (рис. 7, 8). Таким образом,  $R_{\text{rem}} \sim |\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle| \sim M$ ; значит,  $R_{\text{rem}}(t) \sim M_{\text{rem}}(t)$ , а следовательно, если  $M_{\text{rem}}(t) \sim -\ln(t)$ , то и  $R_{\text{rem}}(t) \sim -\ln(t)$ . В принципе можно ожидать отклонения зависимости  $R_{\text{rem}}(t)$  от логарифмического закона при долговременных измерениях и меньших величинах  $H_{\text{max}}$  ввиду нелинейности кривой магнитосопротивления в диапазоне, большем чем  $H^*(t=0) - H^*(t=3000)$  s, однако мы не заметили таких эффектов вплоть до  $t = 25000$  s.

В ряде работ [1–4] измерения релаксации  $R_{\text{rem}}$  были использованы для вычисления энергии пиннинга с помощью зависимости андерсоновского типа (2). Рассмотрим влияние транспортного тока на зависимости  $R_{\text{rem}}(t)/R_{\text{rem}}(t=0)$ . Увеличение транспортного тока ведет к росту  $R_{\text{rem}}$  (рис. 1, 7, 8) и увеличению изменения  $R_{\text{rem}}$  с течением времени (рис. 5, 6). Однако относительное изменение сопротивления  $R_{\text{rem}}(t)/R_{\text{rem}}(t=0)$  за одинаковые промежутки времени уменьшается с ростом  $I$ , что видно из рис. 9. Для данных, полученных на образце  $\text{YBCO} + 40 \text{ CuO}$ , нами обнаружено, что наклон зависимостей  $R_{\text{rem}}(t)/R_{\text{rem}}(t=0)$  от  $\ln(t)$  уменьшается в 3 раза при увеличении транспортного тока от 2 до 5 мА. Для образца  $\text{YBCO} + 15 \text{ CuO}$  наблюдается подобная картина. Это следствие того, что зависимости  $R(H_{\uparrow})$  являются функциями тока. Выше показано, что поведение  $R_{\text{rem}}(t)$  эквивалентно поведению зависимости  $R(H_{\uparrow})$  при уменьшении поля  $H_{\uparrow}$ . Если зависимости  $R(H_{\uparrow})$  нормировать на величину  $R_{\text{rem}}(t=0)$ , т.е. на значение  $R(H_{\uparrow} = H^*(t=0))$  (рис. 7, 8), то наклон нормированных зависимостей  $R(H_{\uparrow})/R(H_{\uparrow} = H^*(t=0))$  в диапазоне  $H^*(t=0) - H^*(t=3000)$  s будет уменьшаться с ростом тока. Значит, чувствительность относительного изменения сопротивления к изменению  $\langle \mathbf{B}_{\text{ind}} \rangle$  уменьшается с ростом тока. Следовательно, уменьшается и наклон зависимостей  $R_{\text{rem}}(t)/R_{\text{rem}}(t=0)$  от  $\ln(t)$ , который определяет потенциал пиннинга. Поэтому неудивительно, что величины  $U_p^*$ , определенные с помощью соотношения (2), для образца  $\text{YBCO} + 40 \text{ CuO}$  возрастают от  $\approx 19$  до  $\approx 60$  meV при увеличении тока  $I$  от 2 до 5 мА, а для образца  $\text{YBCO} + 15 \text{ CuO}$  составляют 7.5 и 8.5 meV при  $I = 8$  и 10 мА соответственно. Естественно, что такой результат не укладывается в рамки

обычных процессов крипа и течения вихрей, поскольку увеличение транспортного тока приводит к уменьшению эффективного потенциала пиннинга [9]. Это объясняет большой разброс значений „энергий активации“, полученных из измерений релаксации остаточного сопротивления [1,2,4], и несоответствие величин „потенциала пиннинга“, найденных из измерений релаксации сопротивления и намагниченности [3], что обнаружено и в настоящей работе. Таким образом, определение энергии пиннинга вихрей из измерения зависимости остаточного электросопротивления от времени с помощью формулы андерсоновского типа (2) хотя и может дать тот же порядок величины, что и при измерении релаксации намагниченности, но является некорректным ввиду зависимости  $R(I)$ , что в настоящей работе впервые продемонстрировано экспериментально.

Сформулируем выводы, полученные в ходе исследования магнитосопротивления и релаксации остаточного электросопротивления композитов  $\text{Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 + \text{CuO}$ , представляющих сеть переходов джозефсоновского типа с искусственно „редуцированной“ энергией джозефсоновской связи между ВТСП-гранулами. Экспериментально показано, что остаточное сопротивление определяется магнитной индукцией в межгранулярной среде, наведенной потоком, захваченным сверхпроводником. Межгранулярная среда является чувствительным „резистивным сенсором“, реагирующим на магнитную индукцию. Релаксация остаточного сопротивления вызвана только релаксацией магнитного потока в ВТСП-гранулах, а влияние пиннинга вихрей в межгранулярной среде на релаксацию сопротивления не существенно. Поскольку такое поведение наблюдается как для случая  $I > I_c$  ( $I_c$  в отсутствие внешнего поля), так и для случая  $I \ll I_c$ , влияние пиннинга вихрей в межгранулярной среде на релаксацию  $R_{\text{rem}}$ , видимо, незначительно и в „чистых“ (не композитных) гранулярных ВТСП, исследованных ранее при условиях  $I < I_c$  [1–5]. Транспортный ток регулирует „чувствительность“ отклика электросопротивления и остаточного сопротивления на величину магнитной индукции в межгранулярной среде. Увеличение транспортного тока приводит к росту величин  $R_{\text{rem}}$  и  $R_{\text{rem}}(t) - R_{\text{rem}}(t=0)$ , однако при этом уменьшается относительное изменение сопротивления  $R_{\text{rem}}(t)/R_{\text{rem}}(t=0)$ . Поэтому определение потенциала внутригранулярного пиннинга из измерений  $R_{\text{rem}}(t)$  по зависимости андерсоновского типа (2), как это было сделано в ранних работах [1–4], некорректно.

Авторы благодарят А.Д. Балаева, В.В. Валькова, С.В. Комогорцева, А.В. Митина, Л.П. Ичкигидзе, Н.Д. Кузьмичева за плодотворные дискуссии.

## Список литературы

- [1] D.N. Matthews, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. *Physica C* **171**, 301 (1990).
- [2] E. Altshuler, S. Garcia, J. Barroso. *Physica C* **177**, 61 (1991).
- [3] А.И. Пономарев, К.Р. Крылов, М.В. Медведев и др. *СФХТ* **4**, 2149 (1991).

- [4] M. Prester, Z. Marohnic. Phys. Rev. B **47**, 2801 (1993).
- [5] А.В. Митин. СФХТ **7**, 62 (1994).
- [6] I. Felner, E. Galstyan, B. Lorenz, D. Cao, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, C.W. Chu. Phys. Rev. B **67**, 134 506 (2003).
- [7] L. Ji, M.S. Rzchowski, N. Anand, M. Tinkham. Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).
- [8] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [9] Y. Yeshurn, A.P. Malozemoff, A. Shaulov. Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1993).
- [10] Н.Д. Кузьмичёв. ФТТ **43**, 1934 (2001).
- [11] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. Phys. Rev. B **50**, 12 950 (1994).
- [12] P. Mune, F.C. Fonesca, R. Mussillo, R.F. Jardim. Physica C **390**, 363 (2003).
- [13] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, К.С. Александров. ФТТ **41**, 969 (1999).
- [14] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **48**, 588 (2006).
- [15] D.A. Balaev, K.A. Shaihutdinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **17**, 175 (2004).
- [16] D.A. Balaev, A.G. Prus, K.A. Shaykhutdinov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **20**, 495 (2007).
- [17] Д.А. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.И. Карпенко, Б.П. Хрусталёв. ПТЭ **3**, 167 (1985).
- [18] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
- [19] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 1740 (2004).
- [20] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **48**, 1374 (2006).
- [21] J.E. Evets, V.A. Glowacki. Gryogenics **28**, 641 (1988).
- [22] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 11 478 (2002).
- [23] D.-X. Chen, R.B. Goldfarb, R.W. Gross, A. Sanchez. Phys. Rev. B **48**, 6426 (1993).
- [24] D. Shi, S. Salem-Sugui. Phys. Rev. B **44**, 7647 (1991).