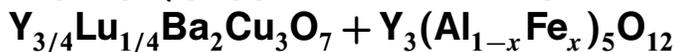


Исследование джозефсоновской связи через магнитоактивный барьер (ферримагнетик, парамагнетик) в композитах



© Д.А. Балаев, 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 3 ноября 2005 г.

В окончательной редакции 16 марта 2006 г.)

Проведен анализ транспортных свойств двухфазных композитов, состоящих из ВТСП и несверхпроводящего ингредиента, обладающего магнитным упорядочением. Такие композиты представляют собой сеть слабых связей джозефсоновского типа сверхпроводник—магнитоактивный диэлектрик—сверхпроводник. В качестве магнитоактивного ингредиента были использованы замещенные гранаты $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ ($x = 0.0 \dots 1.0$). Исследованы композиты 92.5 vol.% ВТСП $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + 7.5 \text{ vol.}\% Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ ($x = 0.0 \dots 1.0$). Показано, что с ростом концентрации атомов Fe в $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ сила джозефсоновской связи в композитах редуцируется: уменьшается температурный интервал, в котором электросопротивление композитов равно нулю, экспоненциально падает плотность критического тока при $T = 4.2 \text{ K}$. Для композитов с содержанием атомов Fe в $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$, большим 0.1, на температурной зависимости электросопротивления $R(T)$ ниже температуры перехода ВТСП кристаллитов T_C появляется участок $T_m - T_C$, на котором $R(T)$ не зависит от транспортного тока и магнитного поля. Ниже T_m зависимости $R(T)$ композитов — нелинейные функции тока, обладающие значительным магнитосопротивлением, что характерно для сети джозефсоновских переходов. Температура T_m понижается с ростом концентрации железа в $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$. Появление на зависимостях $R(T)$ указанной особенности интерпретировано как полное разрушение джозефсоновской связи в температурном интервале выше T_m вследствие взаимодействия пар носителей сверхтока с магнитными моментами Fe в диэлектрических барьерах, разделяющих ВТСП-гранулы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16710а) и Президентской программы поддержки молодых кандидатов наук и ведущих научных школ МК-3781.2004.2.

PACS: 74.72.Bk, 72.80.Tm, 77.84.Bw

Структуры с магнитоактивными барьерами, разделяющими сверхпроводники (S), в настоящее время интенсивно изучаются как теоретически [1–5] так и экспериментально [6–16]. Начиная с пионерских работ [17,18], в которых были предсказаны интересные эффекты, сопутствующие возникновению „ π -связи“ между сверхпроводниками, особое внимание уделяется джозефсоновским переходам типа $S-F-S$, где F — материал, обладающий магнитным упорядочением (ферроили ферримагнетик). Интересным является также исследование характера редуцирования сверхпроводящих свойств таких джозефсоновских контактов вследствие рассеяния куперовских пар на магнитных моментах в барьере [19–21]. Это может приводить к полному разрушению джозефсоновской связи [19,20]. Кроме этого, в структурах сверхпроводник—диэлектрик наблюдается эффект гигантского магнитосопротивления [22], который может иметь практическое применение.

Большинство экспериментов на $S-F-S$ -структурах выполнено на низкотемпературных сверхпроводниках. В качестве F -прослойки используются разбавленные ферромагнитные металлы и сплавы [6–12]. Что касается структур на основе ВТСП, то ввиду высокой химической активности ВТСП и необходимости получения очень тонких (единицы-десятки ангстрем) барьеров между

сверхпроводниками их изготовление представляет сложную технологическую задачу. Ясно, что в этом случае для формирования джозефсоновского барьера предпочтительнее использовать оксидные материалы [15,16,22].

Двухфазные композитные материалы на основе ВТСП можно рассматривать как сеть слабых связей джозефсоновского типа [23–26]. Если в поликристаллических ВТСП межкристаллитные границы формируют джозефсоновскую связь [27], то в композитах их роль выполняет несверхпроводящий компонент [23–26]. Ранее было показано [24–26], что транспортные свойства (температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ и критического тока $j_C(T)$, вольт-амперные характеристики — ВАХ) ВТСП-композитов отражают основные особенности протекания носителей сверхтока по одиночному джозефсоновскому контакту с некоторой эффективной протяженностью. Поэтому исследование транспортных свойств композитов с различным типом несверхпроводящих ингредиентов представляет научный интерес для изучения характера протекания тока через джозефсоновские структуры на основе ВТСП. Было исследовано влияние магнитных центров рассеяния в несверхпроводящем компоненте (т.е. в барьерах, разделяющих ВТСП-кристаллиты) на транспортные

свойства композитов ВТСП + CuNiO [28]. В ходе исследования ВТСП-композитов с парамагнитным соединением NiTiO₃ [29] и ферримагнетиком Y₃Fe₅O₁₂ [26] было обнаружено, что в некотором температурном интервале $T_m - T_C$ ($T_m < T_C$, где T_C — критическая температура ВТСП-кристаллитов) электросопротивление не зависит от транспортного тока и магнитного поля, т. е. джозефсоновская связь полностью разрушается вследствие взаимодействия (рассеяния) куперовских пар и магнитных моментов в барьерах. В области температур $T < T_m$, напротив, ВАХ — нелинейные функции (в области низких температур есть критический ток) и наблюдается большое магнитосопротивление [26,29]. Исследование влияния трансформации ферримагнетик–парамагнетик–диамагнетик в материале диэлектрического барьера, разделяющего ВТСП-кристаллиты, на транспортные свойства композитов является логическим продолжением цитированных публикаций [26,28,29] по композитам. В настоящей работе приготовлены композиты из ВТСП (YBCO) и замещенных гранатов (Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba₂Cu₃O₇ + Y₃(Al_{1-x}Fe_x)₅O₁₂) и исследованы их транспортные свойства. Концентрация железа, замещающего алюминий в решетке граната, выбиралась такой, чтобы среднее расстояние (а точнее максимум функции распределения расстояния между ионами железа) было кратным постоянной решетки граната. Основное внимание уделялось изменению силы джозефсоновской связи и, как следствие, модификации характера зависимостей $R(T)$, величины плотности критического тока и значения температуры T_m при замещении алюминия железом в алюминиевом гранате.

1. Эксперимент

Был синтезирован ряд соединений Y₃(Al_{1-x}Fe_x)₅O₁₂ с $x = 0.0, 0.003, 0.025, 0.05, 0.1, 0.15, 0.3, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$. Исходными материалами служили Y₂O₃, Fe₃O₄ и Al(OH)₃. Синтез проводился при температурах 1000–1450 °C в течение 320 h с семи промежуточными помолками. Рентгеноструктурный анализ для композитов с промежуточными значениями x ($x = 0.6, x = 0.3$) показал рефлексы только от структуры граната. Значение постоянной решетки линейно возрастает при замещении алюминия железом от 11.9 для $x = 0$ до 12.3 Å для 1.0.

Поликристаллический ВТСП состава Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba₂Cu₃O₇ готовился по стандартной керамической технологии. Для приготовления композитов была использована методика быстрого спекания, описанная ранее [24–26]; температурный режим аналогичен работе [26]; 2 min при 910 °C, 3 h при 350 °C. Эта методика позволяет получать двухфазные композиты и сводит к минимуму возможное химическое взаимодействие иттриевого ВТСП и граната, что подтверждается рентгеноструктурными и магнитными измерениями. Были приготовлены композитные образцы с объемным содержанием ВТСП — 92.5 и 7.5 vol.% Y₃(Al_{1-x}Fe_x)₅O₁₂. Все композиты были приготовлены за

один технологический цикл, чтобы исключить влияние случайных факторов на их физические свойства. Будем обозначать композитные материалы как: $S + GR(Fe, x)$, где x — содержание железа в Y₃(Al_{1-x}Fe_x)₅O₁₂.

Магнитные измерения ингредиентов проводились на автоматизированном вибрационном магнетометре [30]. Измерения $R(T)$ и ВАХ-композитов проводились стандартным четырехзондовым методом. Образцы вырезались из синтезированных таблеток в форме параллелепипеда размером 1.5 × 1.5 × 8 mm. Разброс удельного электросопротивления и плотности критического тока от образца к образцу, вырезанных из одной таблетки, не превышал 2%, т. е. определялся точностью измерения геометрических размеров образца. Площадь поперечного сечения и расстояние между потенциальными контактами одинаковы для всех образцов. Поэтому данные по электросопротивлению приведены в Ω , а величина транспортного тока указана в mA. Значение j_C определялось из начального участка ВАХ по стандартному критерию 1 μ V/cm [31]. Магнитное поле H прикладывалось перпендикулярно транспортному току j через образец.

2. Магнитные свойства Y₃(Al_{1-x}Fe_x)₅O₁₂

Для того чтобы характеризовать полученные соединения ряда Y₃(Al_{1-x}Fe_x)₅O₁₂ были проведены магнитные измерения. На рис. 1 приведены полевые зависимости намагниченности $M(H)$ некоторых гранатов. Зависимости $M(H)$ для образцов с $x = 1.0, 0.8$ характерны для ферримагнетика (рис. 1, *a*); величины намагниченности насыщения и магнитного момента на атом Fe совпадают с данными работ [32–35]. При дальнейшем замещении железа на алюминий $0.1 < x < 0.8$ зависимости $M(H)$ демонстрируют суперпозицию ферримагнитной и парамагнитной составляющих, причем, поскольку, по данным рентгеноструктурного анализа, образцы однофазны, указанные магнитные фазы сосуществуют в гранатах. Типичные зависимости $M(H)$ для этой области концентраций приведены на рис. 1, *b, c*. Они характеризуются резким увеличением намагниченности в малых полях и плавным ходом $M(H)$ к насыщению в полях 10–60 kOe. При $H = 0$ наблюдается остаточная намагниченность, значение которой падает с уменьшением x . Для образцов с $x = 0.6, 0.4$ имеет место достаточно широкая петля гистерезиса, что наблюдалось другими авторами [34]. С уменьшением x вклад от парамагнитной фазы увеличивается, а от ферримагнитной соответственно становится меньше. Для гранатов с $x = 0.3, 0.15$ остается небольшой по величине вклад ферримагнитной фазы в кривую $M(H)$, что отчетливо видно на рис. 1, *c*, где приведена зависимость $M(H)$ для образцов с $x = 0.3$ при $T = 77$ K (при этой температуре в полях до ~ 10 kOe парамагнитный вклад линеен по полю). Известно, что при замещении железа алюминием атомы Al³⁺ предпочитают тетраэдрические позиции,

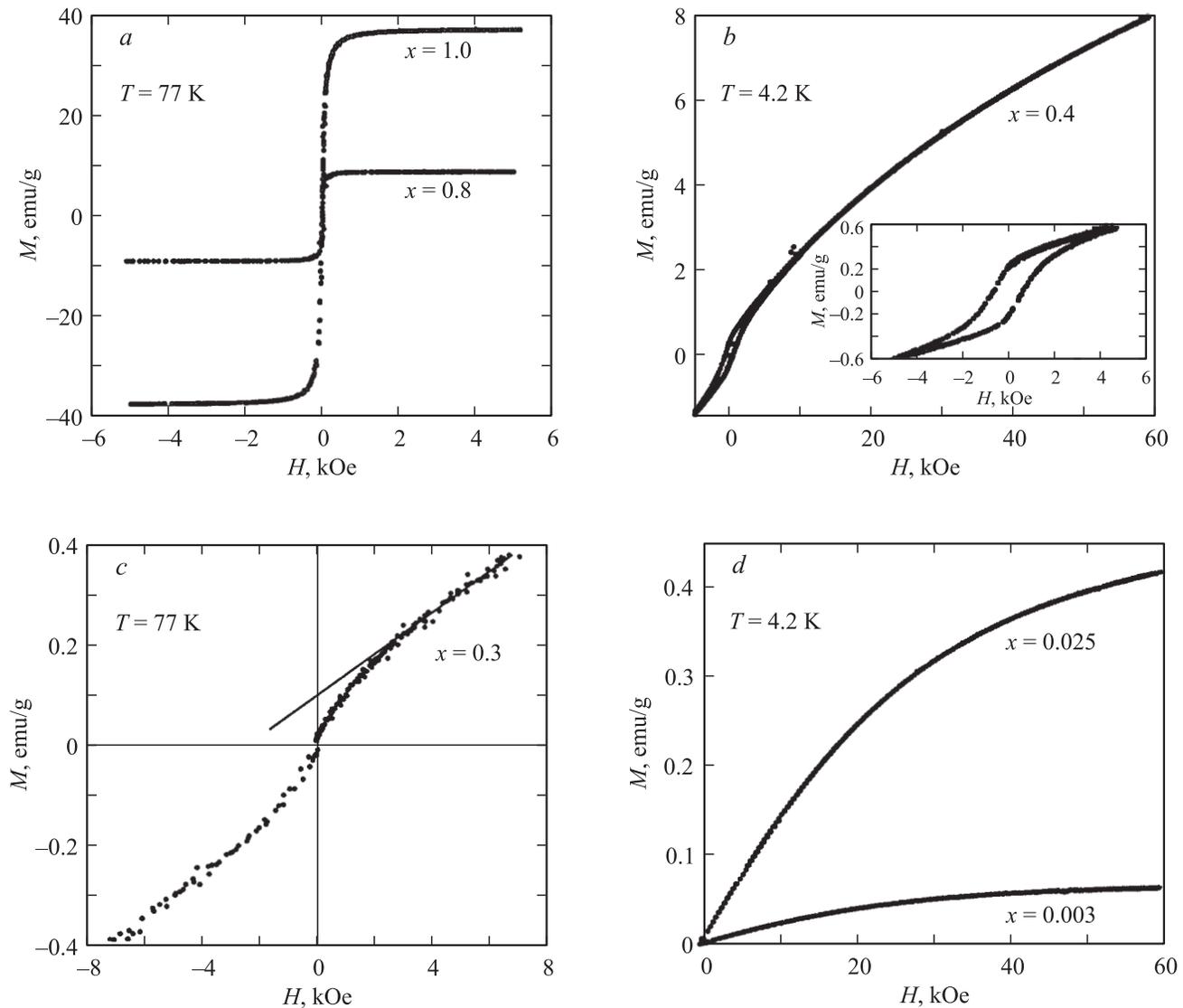


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ гранатов $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ с содержанием железа: 1, 0,8 (а); 0,4 (b); 0,3 (с); 0,003, 0,025 (d).

значительно меньшая часть атомов Al^{3+} занимает октаэдрические позиции [32,35,36]. Это приводит к более быстрому уменьшению намагниченности насыщения в гранатах, чем в случае, когда окта- и тетраэдрические позиции заселены пропорционально их количеству в решетке граната [32,36].

Когда концентрация атомов железа мала, $x \ll 1$, и нет антиферромагнитного упорядочения, гранаты становятся парамагнетиками, что было показано ранее с помощью электронного парамагнитного резонанса [37,38]. Для наших образцов с $x \leq 0.1$ зависимости $M(H)$ типичны для парамагнетика (рис. 1, d) и хорошо описываются функцией Бриллюэна. Для образца с $x = 0.003$ величина намагниченности насыщения на атом Fe составляет $\approx 52 \mu_B$ (где μ_B — магнетон Бора), что близко значению для свободного атома железа $\sim 4.9-5.4 \mu_B$ [39].

Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ синтезированных гранатов подтвердили выводы, сделанные выше. Для образцов с $x \leq 0.1$ температурная зависимость обратной намагниченности хорошо ложится на прямую линию (рис. 2). Хотя экстраполяция зависимостей $M^{-1}(T)$ к $M^{-1} = 0$ дает значение температуры антиферромагнитного упорядочения ≈ -30 K, это неудивительно, поскольку исходное вещество $Y_3Fe_5O_{12}$ — ферримагнетик. С другой стороны, из зависимости $M(T)$ образца с $x = 0.6$ температура Кюри составляет ≈ 213 K, что близко значениям, полученным в работах [32,34]. Для образца с $x = 0.8$ температура Кюри составляет 430 K [32].

Таким образом, исходя из анализа магнитных измерений несверхпроводящих ингредиентов будущих композитов, можно заключить, что синтезированы твердые растворы со структурой граната $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$.

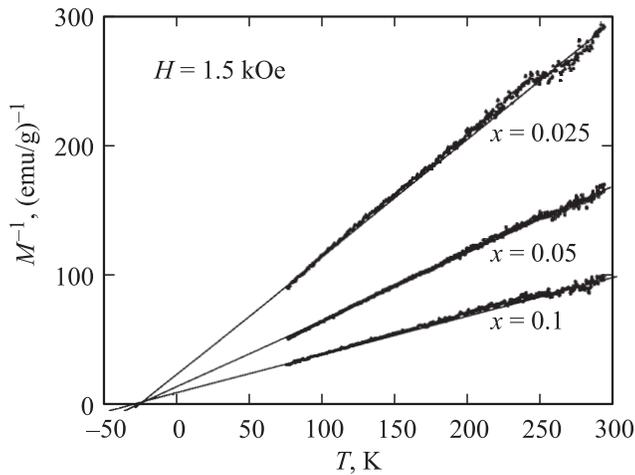


Рис. 2. Температурная зависимость обратной намагниченности $M^{-1}(T)$ образцов $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ при $x = 0.025, 0.05, 0.1$.

Составы с $x = 1.0$ и 0.8 ферромагнитны. В области $0.1 < x < 0.8$ имеет место сосуществование ферромагнетизма и парамагнетизма, образцы с $x \leq 0.1$ парамагнитны.

3. Транспортные свойства композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$

В работе [26] показано, что выше T_C температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ композитов как с $Y_3Al_5O_{12}$, так и с $Y_3Fe_5O_{12}$ носят квазиполупроводниковый характер. Данное обстоятельство является следствием того, что несверхпроводящий ингредиент — диэлектрик, и транспортный ток течет по проводящему ингредиенту и туннелирует через непроводящий. Все композиты новой серии также обладают указанными свойствами и характеризуются отношением $(R(100\text{ K})/R(300\text{ K})) \sim 1.5$.

Зависимости $R(T)$ некоторых композитов в диапазоне $4.2\text{--}100\text{ K}$ приведены на рис. 3. Для композитов с „немагнитным“ диэлектриком CuO [24], $MgTiO_3$ [29], $Y_3Al_5O_{12}$ [26] зависимость $R(T)$ ниже T_C описывается моделью Амбегаокара–Гальперина (Ambegaokar–Galperin) [40], рассматривающей тепловые флуктуации в джозефсоновском переходе. Проанализируем данные зависимости. Для всех композитов наблюдается резкий скачок R при $T_C = 93.5\text{ K}$, ширина скачка по температуре $\approx 2\text{ K}$, что соответствует переходу ВТСП-кристаллитов в сверхпроводящее состояние. Следующая часть зависимости $R(T)$ ниже температуры $T_{C1} = 91.5\text{ K}$ является переходом сети джозефсоновских контактов в состояние с нулевым сопротивлением. Ранее было показано, что эта часть резистивного перехода композитов определяется материалом (металл, диэлектрик), формирующим джозефсоновскую связь [24–26, 28, 29]. На рис. 4 сверхпроводящий переход подробно показан на

примере композитов $S + GR(Fe0)$ и $S + GR(Fe0.4)$. Для образца $S + GR(Fe0)$ (рис. 3, h и 4, a) область ниже T_C можно разделить на 2 части: $T_{C0}\text{--}T_{C1}$ ($T_{C1} \approx 91.5\text{ K}$), где T_{C0} — температура, выше которой появляется электросопротивление и исчезает критический ток, и $T < T_{C0}$. В диапазоне $T < T_{C0}$ композиты обладают критическим током (см. далее), а увеличение транспортного тока и приложенное магнитное поле сдвигают температуру исчезновения сопротивления в область более низких температур. В области $T_{C0}\text{--}T_{C1}$ ВАХ выходят из начала координат ($j_C = 0$) и остаются нелинейными функциями тока. Это можно видеть из данных рис. 3, h, а также на вставке к рис. 4, a, на которых приведены зависимости $R(T)$ при различных значениях измерительного тока (на вставке к рис. 4, a зависимости $R(T)$ приведены непосредственно вблизи температуры T_{C1} в увеличенном масштабе). Из рис. 4, a также видно, что магнитное поле приводит к увеличению сопротивления композита в обоих указанных температурных диапазонах: $T_{C0}\text{--}T_{C1}$ и $T < T_{C0}$. Сильное магнитное поле (10, 60 kOe) приводит к размытию сверхпроводящего перехода ВТСП-кристаллитов, и этот эффект сопоставим с наблюдаемым на монокристаллических образцах. Такое поведение $R(T, j, H)$ характерно и для композитов с малой концентрацией Fe: $S + GR(Fe0.03)$, $S + GR(Fe0.025)$ — рис. 3, g, $S + GR(Fe0.05)$, $S + GR(Fe0.1)$ — рис. 3, f.

Иная картина наблюдается в случае композитов, для которых концентрация Fe в гранате $x = 0.15$ и больше. Как видно из рис. 3, a–e и 4, b, на зависимостях $R(T)$ можно выделить не два, а три участка: $T_m\text{--}T_{C1}$, $T_{C0}\text{--}T_m$, и $T < T_{C0}$ (эти характерные температуры показаны на рис. 4, b). В диапазоне от T_{C1} до некоторой температуры T_m не наблюдается зависимости электросопротивления от транспортного тока. Приложенное магнитное поле, до нескольких килоэрсед, также не влияет на зависимость $R(T)$ в указанном температурном интервале. Только ниже характерной для данного композитного образца температуры T_m зависимости $R(T)$ становятся функциями тока (рис. 3, a–e) и магнитного поля (рис. 4, b). Для всех композитов с „магнитоактивными“ ингредиентами, кроме крайнего — $S + GR(Fe1.0)$, можно выделить и третий участок по температуре: $T < T_{C0}$. Транспортные свойства композитов в данном температурном диапазоне в целом аналогичны таковым для образца с чистым алюминиевым гранатом $S + GR(Fe0.0)$.

Поскольку нелинейность ВАХ (даже в случае $j_C = 0$) и магнитосопротивление являются характерными особенностями и неотъемлемыми характеристиками эффекта Джозефсона как для одиночного перехода, так и для сети контактов, появление на температурной зависимости электросопротивления композитов участка, на котором R не зависит ни от транспортного тока, ни от магнитного поля, авторы интерпретируют как полное разрушение джозефсоновской связи в данном температурном диапазоне. При туннелирова-

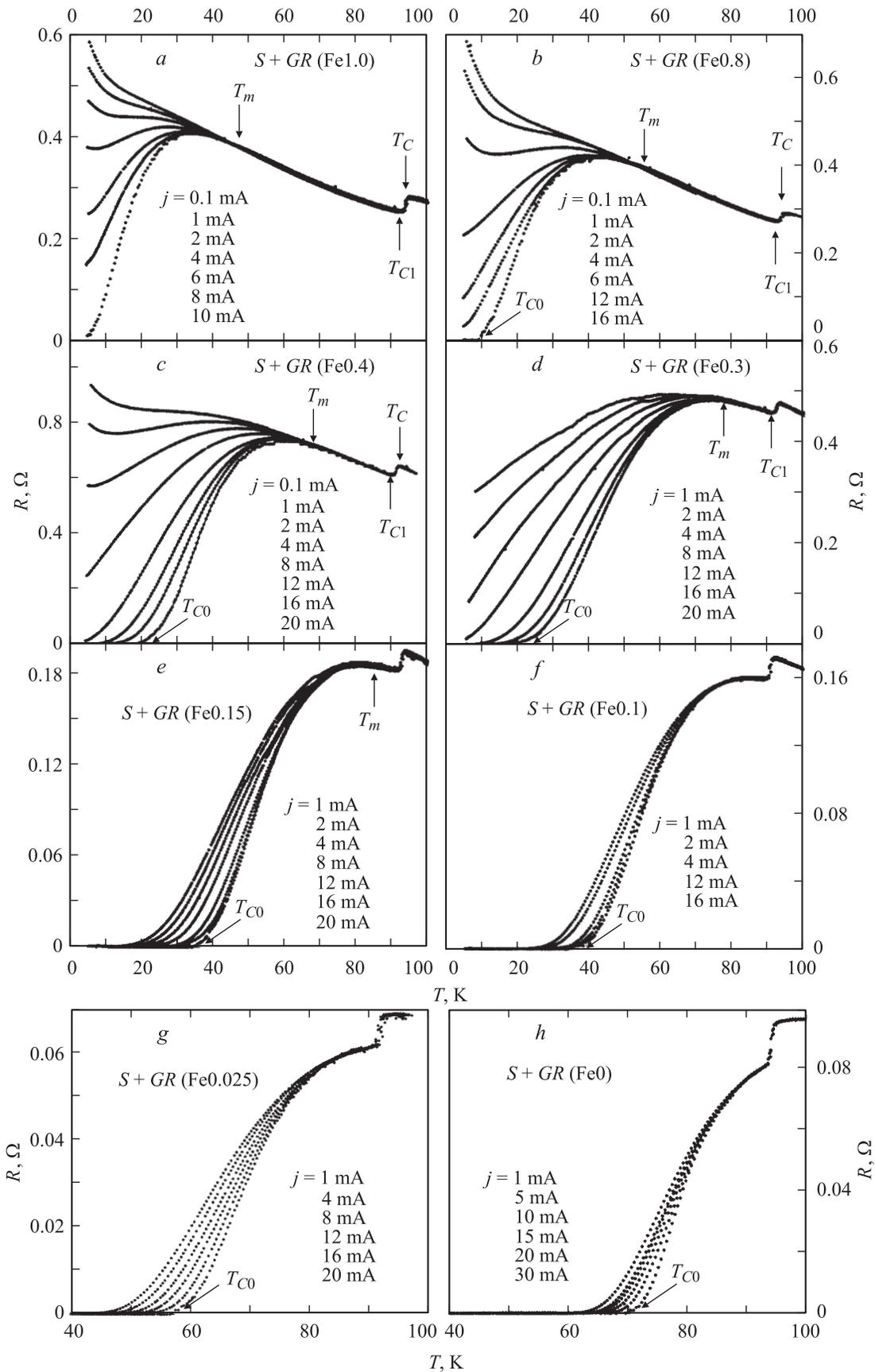


Рис. 3. Температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ композитов $92.5 \text{ vol.}\% \text{ Y}_{3/4}\text{Lu}_{1/4}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7 + 7.5 \text{ vol.}\% \text{ Y}_3(\text{Al}_{1-x}\text{Fe}_x)_5\text{O}_{12} (S + \text{GR}(\text{Fe}_x))$ при $x = 1, 0.8, 0.4, 0.3, 0.15, 0.1, 0.025, 0$ в диапазоне $T = 4.2\text{--}100 \text{ K}$ при различных значениях транспортного тока j (указаны на рисунках). Значения $T_{C0} = 93.5 \text{ K}$, $T_{C1} = 91.5 \text{ K}$ для всех образцов.

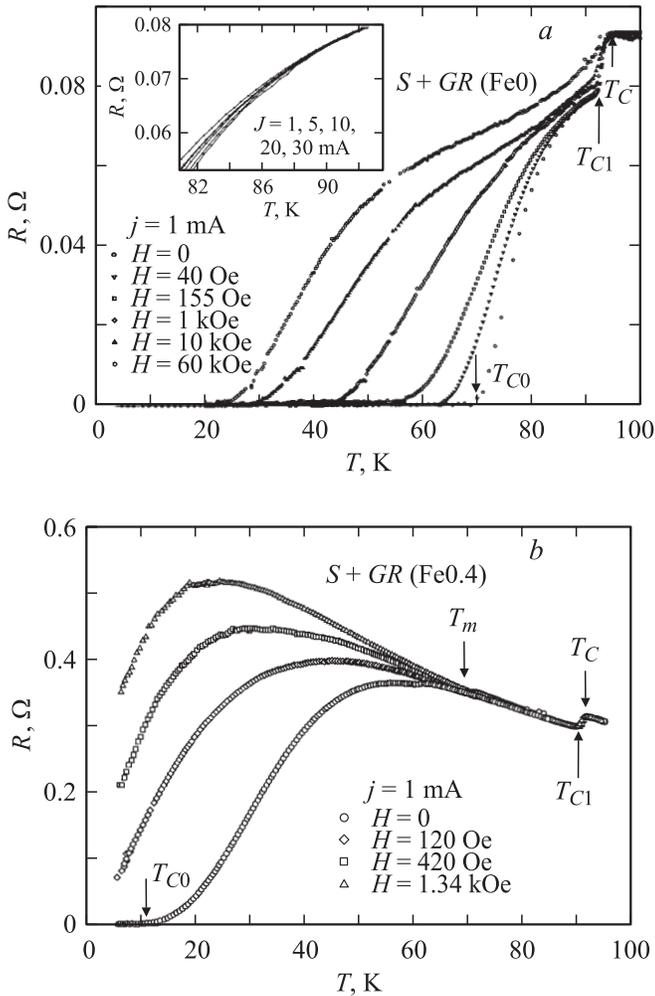


Рис. 4. Температурные зависимости электросопротивления $R(T)$ композитов 92.5 vol.% $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ + 7.5 vol.% $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$, $x = 0$ (a), $x = 0.4$ (b) в диапазоне $T = 4.2$ –100 К при различных значениях приложенного магнитного поля H .

нии носителей сверхпроводящего тока через магнитоактивные прослойки, разделяющие гранулы ВТСП в композите, происходит взаимодействие куперовских пар с магнитными моментами, локализованными в барьере. Это взаимодействие пытается разрушить куперовскую пару (выстроить спины носителей параллельно). Происходит конкуренция джозефсоновской энергии связи и обменной энергии указанного взаимодействия. В работе [19] теоретически показано, что при некоторой критической толщине диэлектрического барьера d_c (и, естественно, при $d > d_c$) джозефсоновская связь между двумя сверхпроводниками исчезает, т.е. величина энергетической щели в области барьера становится равной нулю из-за рассеяния куперовских пар на магнитных моментах в барьере. Если учесть, что энергия джозефсоновской связи пропорциональна величине энергетической щели, то при уменьшении температуры, из-за того что большее количество но-

сителей перешло в сверхпроводящий конденсат, при некоторой температуре джозефсоновская связь начинает преобладать над механизмом разрушения куперовских пар при взаимодействии с магнитными моментами. По нашему мнению, наблюдаемая в экспериментах температура T_m , характерная для большинства композитов, содержащих железо в гранате, и является той критической температурой, ниже которой энергия джозефсоновской связи преобладает над энергией взаимодействия магнитных моментов железа с куперовскими парами.

Величина эффективной геометрической протяженности барьеров d в композитах зависит от объемной концентрации несверхпроводящего ингредиента [23,25]. В предыдущей работе [26] было показано, что величина T_m зависит от объемной концентрации $Y_3Fe_5O_{12}$ (т.е. d) в композитах, она понижается с ростом d . Из рис. 3 видно, как температура T_m смещается в область высоких температур по мере замещения железа алюминием в $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$. Таким образом, степень замещения атомов алюминия на магнитоактивные атомы железа в $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ влияет на специфическую температуру T_m . Величина T_m уменьшается с ростом x , т.е. с ростом концентрации атомов железа. Ширина температурного диапазона $\Delta T_d = T_{C1} - T_m$ в зависимости от концентрации x железа в материале барьеров между ВТСП– $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ приведена на рис. 5, a. При $x = 0.15$ величина температурного диапазона составляет ~ 2 градуса, а для композитов с содержанием железа в ингредиенте $x = 0.1$ и меньше поведение зависимостей $R(T)$ аналогично поведению $R(T)$ для композита с „немагнитным“ ингредиентом $Y_3Al_5O_{12}$.

По мнению авторов, подобный эффект наблюдался на одиночных джозефсоновских контактах с барьерами из ферромагнетика. В пионерской работе [41] было показано что величина энергетической щели в барьере (Fe)-структуры Pb/Fe/Pb равна нулю при температуре $T \approx 0.7$ К. Одиночные переходы Nb/Al/Gd/Al/Nb, изучавшиеся в [6,7], также имеют три различных участка на зависимости $R(T)$ ниже температуры перехода сверхпроводящих берегов (T_C для Nb ≈ 7.6 К). Следуя обозначениям, введенным в настоящей работе, при $d_{Gd} = 4$ нм $T_m \approx 5.2$ К, $T_{C0} \approx 3.2$ К; при $d_{Gd} = 8$ нм $T_m \approx 4.0$ К, $T_{C0} \approx 1.1$ [6].

Количество магнитоактивных атомов в несверхпроводящем ингредиенте влияет также на специфические величины, характеризующие силу джозефсоновской связи в композитах $S + GR(Fe_x)$. Прежде всего, отметим зависимость температуры T_{C0} от x при фиксированной объемной концентрации граната в композите (рис. 5, b). Эта зависимость монотонна и характеризует температурную область $(T_{C0} - T_C)$, в которой критический ток композита равен нулю. Ранее было исследовано влияние объемной концентрации несверхпроводящего ингредиента на указанную характеристику композитов [26]. Остановимся подробнее на зависимостях $R(T, j)$. Для композитов с достаточно сильной джозефсоновской связью (малое содержание Fe в гранате — $x = 0$ –0.15) при

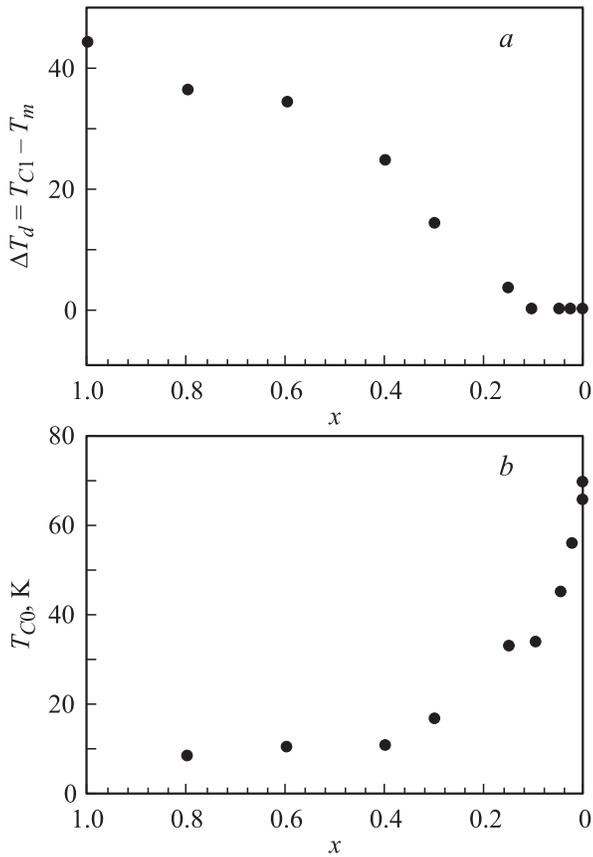


Рис. 5. Зависимость ширины температурного диапазона $\Delta T_d = T_{C1} - T_m$ ($T_{C1} = 91.5$ К, см. текст и рис. 4, *a*) и температуры T_{C0} (*b*) от содержания железа x в композитах 92.5 vol.% $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + 7.5$ vol.% $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$.

увеличении транспортного тока от 1 до 20–30 мА температура T_{C0} сдвигается в область низких температур на 10–15 К (рис. 3, *e–h*). Для композитов с большим содержанием Fe в гранате сдвиг T_{C0} на ту же величину достигается при меньшем изменении j (от 1 до 8 мА для образца $S + GR(Fe 0.3)$ — рис. 3, *d*, от 0.1 до 4 мА для образца $S + GR(Fe 0.4)$ — рис. 3, *c*). Зависимости $R(T)$ композитов с содержанием $x = 0.3$ и выше, измеренные при больших плотностях транспортного тока, вообще не обращаются в нуль.

Ниже T_m для композитов с содержанием Fe $x = 0.15$ и более наблюдается немонотонное поведение $R(T)$ (рис. 3, *a–e*). Зависимости $R(T)$ указанных композитов возрастают с понижением температуры до некоторого значения температуры, при которой наблюдается максимум сопротивления. Положение максимумов на зависимостях $R(T)$ сдвигается в область низких температур при увеличении измерительного тока. Такое поведение является результатом конкуренции двух механизмов: джозефсоновского туннелирования, которое вступает в силу ниже T_m (для малого тока — 0.1–1 мА) и вероятность которого уменьшается с ростом транспортного тока и магнитного поля, и обычного одночастичного

туннелирования через диэлектрические прослойки. Ясно, что увеличение транспортного тока переводит композитный образец (т.е. сеть джозефсоновских переходов в нем) в резистивное состояние, и протекание тока осуществляется за счет одночастичного туннелирования. С понижением температуры, как указывалось выше, джозефсоновское туннелирование начинает преобладать над другим механизмом и сопротивление образца начинает уменьшаться. Иными словами, композит, находясь в резистивном состоянии, когда джозефсоновская связь разрушена, демонстрирует полупроводниковое поведение, которое имеет место выше T_C .

На рис. 6 приведены ВАХ композита $S + GR(Fe 0.4)$ при различных температурах. Они иллюстрируют резистивное состояние данного композита. При температурах ниже T_{C0} на ВАХ есть участок с $U = 0$, т.е. есть критический ток. Далее при увеличении тока следует нелинейный участок; при токе 15–20 мА и более наблюдается почти линейная зависимость падения напряжения от тока, т.е. джозефсоновские связи практически переходят в нормальное состояние под действием тока. Именно при этих значениях j зависимости $R(T)$ композитов при низких температурах носят полупроводниковый характер, который наблюдается выше T_C и T_m . При повышении температуры выше T_{C0} , при $T_{C0} < T < T_m$, зависимости $U(j)$ выходят из начала координат ($j_C = 0$) и являются нелинейными функциями в начальном участке. Для температур 70 К ($T > T_m$) и 100 К ($T > T_C$) ВАХ линейны. В области больших значений j наклон $U(j)$ больше для низких температур, что подтверждает данные $R(T)$.

На рис. 7 приведены зависимости плотности критического тока композитов при 4.2 К от концентрации железа в несверхпроводящем ингредиенте. В логарифмической шкале по j_C практически все точки ложатся на прямую, что указывает на примерно экспоненциальный ход зависимости $j_C(x) \sim \exp(-x)$. Исключением является точка

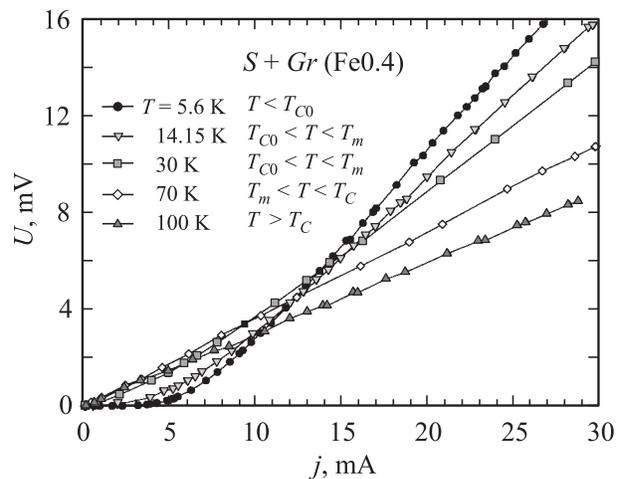


Рис. 6. ВАХ композита 92.5 vol.% $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + 7.5$ vol.% $Y_3(Al_{0.6}Fe_{0.4})_5O_{12}$ ($S + GR(Fe 0.4)$).

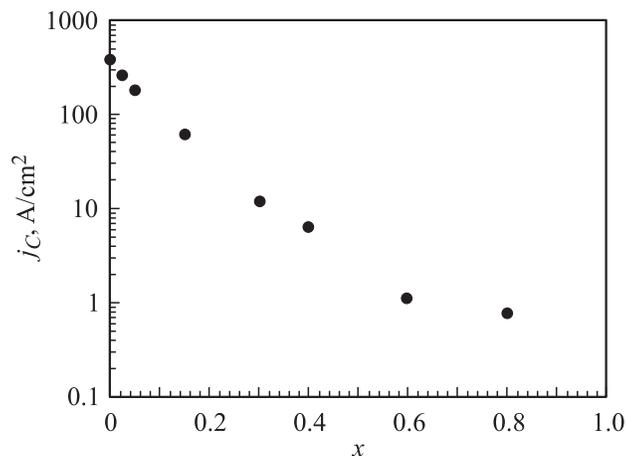


Рис. 7. Зависимость плотности критического тока композитов 92.5 vol.% $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ + 7.5 vol.% $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ при $T = 4.2$ К от концентрации железа x в несверхпроводящем ингредиенте.

при $x = 0.8$, так как при малых значениях измерительного тока погрешность определения j_C увеличивается. Поскольку эффективная протяженность межкристаллитных границ в исследованной серии композитов одинакова в силу одинаковой объемной концентрации несверхпроводящего ингредиента и идентичности технологии приготовления образцов, обнаруженные в настоящей работе зависимости T_m , T_{C0} и j_C (4.2 К), а также характер зависимости $R(T)$ композитов от транспортного тока как функции x определяются только концентрацией магнитоактивных атомов в гранате. Насколько нам известно, зависимость плотности критического тока джозефсоновского перехода от концентрации магнитоактивных атомов, внедренных в джозефсоновский переход, не была предметом теоретического исследования. Полученные экспериментальные данные могут служить первым шагом к пониманию процессов подавления слабосвязанной высокотемпературной сверхпроводимости магнитными центрами рассеяния, внедренными в материал джозефсоновского перехода на средних расстояниях ξ между ними, кратными постоянной решетки диэлектрика.

Таким образом, в настоящей работе впервые исследованы транспортные свойства сети джозефсоновских переходов на основе ВТСП с целенаправленно внедренными магнитоактивными атомами в барьерах. В исследованных композитах $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$ увеличение концентрации Fe в материале барьеров $Y_3(Al_{1-x}Fe_x)_5O_{12}$, разделяющих ВТСП-кристаллиты, редуцирует силу джозефсоновской связи вследствие разрушения куперовских пар на магнитных моментах атомов Fe. При достижении некоторой концентрации $x \geq 0.15$ наблюдается полное разрушение джозефсоновской связи в температурном интервале $\Delta T_d = T_m - T_{C1}$, величина которого увеличивается с ростом x .

Авторы выражают благодарность А.Ф. Бовиной за рентгеноструктурный анализ образцов, А.Д. Балаеву за обсуждение результатов работы, О.А. Баюкову за месбауэровские исследования, В. Кнапфу за техническую помощь. Д.А. Балаев благодарен Ю.Н. Прошину и J. Cayssol за плодотворные дискуссии.

Список литературы

- [1] А.С. Борухович. УФН **169**, 737 (1999).
- [2] А.Ю. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов. УФН **172**, 113 (2002).
- [3] Y. Tanaka, S. Kashivaya. J. Phys. Soc. of Japan **69**, 1152 (2000).
- [4] M. Fogelstrom. Phys. Rev. B **62**, 11 812 (2000).
- [5] J. Cayssol, G. Montambaux. Phys. Rev. B **71**, 012 507 (2005).
- [6] O. Bourgeois, P. Gandit, A. Sulpice, J. Chaussy, J. Lesueur, X. Grison. Phys. Rev. B **63**, 064 517 (2002).
- [7] O. Bourgeois, P. Gandit, J. Lesueur, A. Sulpice, X. Grison, J. Chaussy. Eur. Phys. J. B **21**, 75–80 (2001).
- [8] M.D. Lawrence, N. Giordano. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 1089 (1999).
- [9] M. Schock, C. Surgers, H.V. Lohneysen. Eur. Phys. J. **14**, 1 (2000).
- [10] V.V. Ryazanov, V.A. Oboznov, A.Yu. Rusanov, A.V. Veretennikov, A.A. Golubov, A.A. Aarts. Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
- [11] S.M. Frolov, D.J. van Harlingen, V.A. Oboznov, V.V. Bolginov, V.V. Ryazanov. Phys. Rev. B **70**, 144 505 (2004).
- [12] C. Bell, R. Lotoe, G. Burnell, M.G. Blamire. Phys. Rev. B **71**, 180 501 (2005).
- [13] Ondrej Vavra, S. Gazi, I. Vavra, J. Derer, E. Kovacova. Physica C **404**, 395 (2004).
- [14] V.M. Krasnov, O. Erisson, S. Intiso, P. Delsing, V.A. Oboznov, A.S. Prokofiev, V.V. Ryazanov. Physica C **418**, 16 (2005).
- [15] H.-U. Habermeier, J. Albrecht, S. Soltan. Supercond. Sci. Technol. **17**, 140 (2004).
- [16] Kun Zhao, Y.H. Huang, J.F. Feng, Li Zhang, H.K.Wong. Physica C **418**, 138 (2005).
- [17] Л.Н. Булаевский, В.В. Кузий, А.А. Собянин. Письма в ЖЭТФ **25**, 314 (1977).
- [18] L.N. Bulaevskii, V.V. Kuzii, S.V. Panyukov. Solid State Commun. **44**, 539 (1982).
- [19] С.В. Куплевацкий, И.И. Фалько. ФНТ **10**, 691 (1984).
- [20] С.В. Куплевацкий, И.И. Фалько. ФММ **62**, 13 (1986).
- [21] J. Neimeyer, G. von Minningerode. Z. für Physik B **36**, 57 (1979).
- [22] V. Pena, Z. Sefrioui, D. Arias, C. Leon, J. Santamaria. Phys. Rev. Lett. **94**, 057 002 (2005).
- [23] C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar. Phys. Rev. B **48**, 3388 (1993).
- [24] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, К.С. Александров. ФТТ **41**, 969 (1999).
- [25] M.I. Petrov, D.A. Balaev, K.A. Shaihtudinov, K.S. Aleksandrov. Supercond. Sci. Technol. **14**, 798 (2001).
- [26] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. ФТТ **45**, 1776 (2003).

- [27] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. Phys. Rev. B **50**, 12950 (1994).
- [28] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, С.Г. Овчинников. ФТТ **40**, 1599 (1998).
- [29] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков. Письма в ЖЭТФ **75**, 166 (2002).
- [30] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталева. ПТЭ **3**, 167 (1985); Деп. в ВИНТИ, рег. № 69-85. 32 с.
- [31] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. Мир, М. (1982). 639 с.
- [32] S. Geller, H.J. Williams, G.P. Espinosa, R.C. Sherwood. The Bell System Tech. J. **XLIII**, 565 (1964).
- [33] M.A. Gilleo, S. Geller. Phys. Rev. **10**, 1 (1958).
- [34] F. Grasset, S. Mornet, A. Demourgues, J. Portier, J. Bonnet, A. Vekris, E. Duguet. J. Magn. Magn. Mater. **234**, 409 (2001).
- [35] Ch.S. Kim, B. Ki. Min, S.J. Kim, S.R. Yoon, Y.R. Uhm. J. Magn. Magn. Mater. **254-255**, 553 (2003).
- [36] S. Thongmee, P. Winotai, I.M. Tang. Solid State Commun. **109**, 471 (1999).
- [37] C.Y. Chen, G.J. Pogatshnik, Y. Chen, M.R. Kokta. Phys. Rev. B **38**, 13 (1988).
- [38] S.R. Rotman. Phys. Rev. B **41**, 791 (1990).
- [39] С. Крупичка. Физика ферритов и родственных им окислов. Мир, М. (1976). Т. 1. 353 с.
- [40] V. Ambegaokar, B.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
- [41] T. Claeson. Thin Solid Films **66**, 151 (1980).