

Транспортные свойства композитов ВТСП + полупроводник с различной концентрацией носителей

© М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, Б.П. Хрусталеv, К.С. Александров

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

(Поступила в Редакцию 10 декабря 1996 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования температурных зависимостей удельного электросопротивления $\rho(T)$, плотности критического тока $J_c(T)$, вольт-амперных характеристик поликристаллических композитов на основе высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и оксида меди с различной степенью легирования литием. Экспериментальные температурные зависимости критического тока композитов с различным объемным содержанием полупроводникового ингредиента и различной концентрацией носителей заряда находятся в качественном согласии с теорией, рассматривающей андреевское отражение носителей на S-Sm- и Sm-S-поверхностях джозефсоновского S-Sm-S-перехода (где S — сверхпроводник, Sm — полупроводник).

Сверхпроводники, слабо связанные полупроводником, формируют S-Sm-S-переход джозефсоновского типа. Такой переход интенсивно исследовался достаточно детально как теоретически [1–5], так и экспериментально [3,4,6], поскольку его характерные свойства обусловлены промежуточным положением между S-I-S- (где I — изолятор) и S-N-S- (N — нормальный металл) переходами. Достаточно очевидно, что в S-Sm-S-переходе можно осуществить трансформацию от случая, близкого S-I-S, к S-N-S, увеличивая концентрацию носителей заряда в полупроводнике Sm, например увеличивая в нем число носителей за счет легирования или освещения [3]. Применительно к температурной зависимости плотности критического тока S-Sm-S-перехода Асламазов и Фистуль теоретически решили такую задачу [1,2] и объяснили экспериментальные результаты на низкотемпературных сверхпроводниках. Однако для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) необходимо учитывать малость длины когерентности в ВТСП. Например, в случае S-I-S-перехода с ВТСП-электродами теоретически [7] и экспериментально [8] было показано, что $J_c(T)$ вблизи T_c становится пропорциональной $(T_c - T)^2$, а не $(T_c - T)^1$, как это следует из зависимости Амбегаокара-Баратова для туннельного перехода [9,10]. Дополнительная сложность объяснения транспортных свойств S-Sm-S-переходов на основе ВТСП связана с "long range proximity effect" (см. [11] и ссылки в ней), т. е. с аномально малым ослаблением сверхтока в прослойке из полупроводникового оксида.

В появившейся недавно теоретической работе [5] произведен расчет критического тока S-Sm-S-перехода с учетом только андреевского отражения носителей на S-Sm- и Sm-S-поверхностях раздела. Важный вывод этой работы — появление плато на температурной зависимости критического тока S-Sm-S-перехода в области низких температур по мере увеличения концентрации носителей в полупроводнике. На наш взгляд, удобно проверить эту теорию на двухкомпонентных композитных сверхпроводниках, состоящих из хорошо изученного

ВТСП и полупроводника с различной концентрацией носителей. В [12–17] показано, что двухкомпонентные композиты на основе ВТСП адекватны сети слабых связей между сверхпроводящими гранулами. В качестве полупроводника для композитов нами был выбран легированный CuO. Такой выбор основан на наших наблюдениях об отсутствии химического взаимодействия ВТСП со структурой 1–2–3 с оксидом меди.

Мы считаем, что транспортный ток будет протекать в композите как по гранулам сверхпроводника, так и по гранулам полупроводника. Размер этих гранул будет связан с объемной концентрацией ингредиентов композита. Если размеры сверхпроводящей гранулы незначительны в транспортных экспериментах в силу фазовой когерентности (важно, чтобы характерный размер превышал длину когерентности), то протяженность вдоль траектории тока полупроводниковых гранул крайне важна и определяет "силу" слабой связи джозефсоновского типа. Разумеется, что размер полупроводниковых гранул в поликристаллическом композите будет описываться некой функцией распределения, максимум которой определяется объемной концентрацией полупроводниковой компоненты. Однако применимость функции распределения по протяженности слабой связи (и соответственно по ее прозрачности) и описанию транспортных свойств таких композитов сомнительна, так как транспортный ток будет выбирать из функции распределения ее лучшую в смысле прозрачности часть. Другими словами, транспортный ток протекает в сети слабых связей по наилучшим траекториям. Конечно, в этих "лучших" траекториях наличествуют и слабые связи типа сужения или микромостика, а также "естественные" границы между гранулами ВТСП [18,19]. Но в иерархии "силы" слабой связи они мощнее, чем связь через полупроводник. Экспериментальное обоснование этого положения приведено далее. Возникновение падения напряжения при некотором токе означает, что этот ток достиг критического значения для наилучших траекторий. Это дает основание надеяться, что изучение критического тока

поликристаллического композита адекватно изучению сети слабых связей джозефсоновского типа с барьером из несверхпроводящего ингредиента композита.

В [17] мы опубликовали первые результаты исследования критического тока в композитах ВТСП + полупроводник с большой и малой концентрацией носителей. В данной работе приведены более подробные экспериментальные результаты исследования транспортных свойств композитов на основе $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и CuO с различной степенью легирования литием и различным содержанием полупроводникового ингредиента.

1. Эксперимент

Композитные образцы ВТСП + полупроводник с различной концентрацией носителей, на которых были проведены измерения, приготавливались следующим образом. Вначале синтезировались исходные компоненты композитов — $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и $Cu_{1-x}Li_xO$ при $x = 0.003$ и 0.06 . Технология синтеза $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ была стандартной. $Cu_{1-x}Li_xO$ синтезирован по следующей схеме. Первичный отжиг тщательно перемешанных и спрессованных CuO и Li_2CO_3 был проведен при температуре $700^\circ C$ в течение 10 ч. Полученный промежуточный продукт перемалывался в агатовой ступке, прессовался в таблетки и отжигался в течение часа при температуре $800^\circ C$.

Смесь порошкообразных компонентов будущего композита, взятых в нужной пропорции, тщательно перемешивалась и перетиралась в агатовой ступке, а затем прессовалась в таблетки. Эти таблетки помещались на предварительно нагретые лодочки и вносились в рабочую зону печи, разогретую до $900^\circ C$. Таблетки выдерживались при этой температуре 2 min и помещались в другую печь с температурой $350^\circ C$, где выдерживались в течение 2.5 h, а затем охлаждались вместе с печью. Все образцы, изучаемые в данной работе, были изготовлены из одной партии исходных ингредиентов во избежание случайного отклонения их физических свойств, связанных со стехиометрией и технологией приготовления. Далее для композитов будем использовать маркировку $S+XYSm0.3$ и $S+XYSm6$, где XY — объемные проценты полупроводникового компонента $Cu_{0.997}Li_{0.003}O$ (обозначим $Sm0.3$) и $Cu_{0.94}Li_{0.06}O$ (обозначим $Sm6$).

Измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) и электросопротивления $\rho(T)$ проводились по стандартной четырехзондовой методике. Критический ток образца при данной температуре определялся из начального участка ВАХ по критерию $1 \mu V/cm$ [3]. Во время измерения образец находился в теплообменной гелиевой атмосфере. Достаточно низкие плотности критического тока в композитах позволили избежать саморазогрева образца во время измерения без принятия дополнительных мер. Для измерения ВАХ при плотностях транспортного тока, много больших критической плотности, образец помещался непосредственно в гелиевую ванну,

при этом достаточно эффективно осуществлялся отвод выделяющегося тепла.

Магнитные измерения в постоянном поле проводились на автоматизированном вибрационном магнетометре [20].

2. Результаты и обсуждение

На образцах $S + 22.5Sm6$ и $S + 22.5Sm0.3$ были проведены рентгеноструктурные измерения. Дебаграммы композитов содержат только рефлексы от ВТСП со структурой 1–2–3 и от CuO . Дополнительных рефлексов не наблюдалось. Межплоскостные расстояния CuO , легированного литием, не изменились в пределах точности рентгеноструктурного анализа.

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ полупроводниковых компонент композитов. При $270 K$ образец $Sm6$ имеет значительно меньшее значение ρ ($0.44 \Omega \cdot cm$), чем $Sm0.3$ ($6.2 \Omega \cdot cm$). К тому же при повышении степени допирования литием изменился и характер $\rho(T)$. Для $Sm0.3$ эта зависимость линейна в осях $\lg \rho, T^{-1}$, что указывает на обычный термоактивационный механизм проводимости в этих образцах. Зависимость $\rho(T)$ образца $Sm6$ линейна в осях $\lg \rho, T^{-1/4}$, что указывает на доминирующую роль прыжкового механизма проводимости в $Cu_{0.94}Li_{0.06}O$. Это находится в согласии с опубликованными экспериментальными результатами для $Cu_{1-x}Li_xO$ [21]. Если считать, что каждый ион лития индуцирует появление одного дырочного носителя в CuO , то можно оценить концентрацию носителей величинами $1.5 \cdot 10^{20} cm^{-3}$ для $Sm0.3$ и $3 \cdot 10^{21} cm^{-3}$ для $Sm6$.

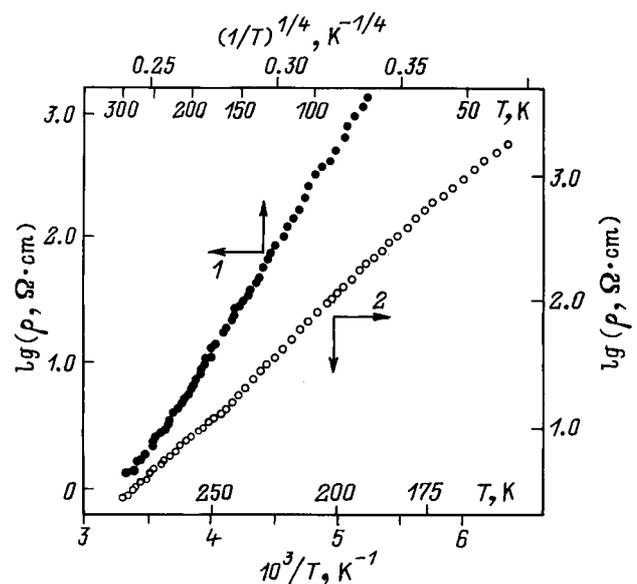


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления $\rho(T)$ полупроводниковых компонент композитов. 1 — $Cu_{0.94}Li_{0.06}O$, 2 — $Cu_{0.997}Li_{0.003}O$.

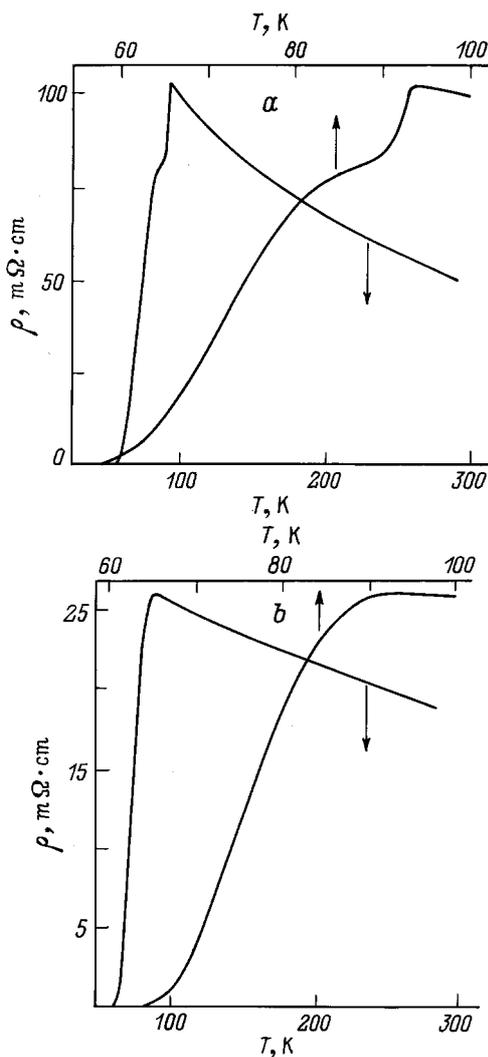


Рис. 2. Температурные зависимости $\rho(T)$ композитов $S + 7.5Sm0.3$ (a) и $S + 7.5Sm6$ (b).

Магнитные измерения образцов композитов, проведенные в поле 33 Oe, привели к следующим результатам. Образцы, содержащие Sm6, имеют абсолютные значения намагниченности, меньшие, чем композиты с Sm0.3. Температура перехода T_c композитов практически совпадает с T_c исходного ВТСП (93.5 K). Так, например, для образцов $S + 7.5Sm0.3$ и $S + 7.5Sm6$ она составляет 92.8 и 91.7 K соответственно. Такое незначительное редуцирование сверхпроводящих свойств гранул ВТСП в композите по мере увеличения степени легирования литием компонента CuO, видимо, связано с диффузией лития в сверхпроводник даже за столь короткое время спекания композитов (2 min при 900°C) и отражает известный факт понижения T_c при допировании ВТСП литием [22]. Но, несмотря на редуцирование сверхпроводящих свойств ВТСП-гранул, композиты с полупроводником Sm6 имеют почти на порядок большие значения плотности критического тока при 4.2 K J_c (4.2 K), чем композиты с полупроводником Sm0.3 (хотя можно было

ожидать обратного поведения из-за ослабления сверхпроводящих свойств гранул). Например, для образца $S + 7.5Sm6 J_c$ (4.2 K) $\approx 17 A/cm^2$, в то время как для образца $S + 7.5Sm0.3 J_c$ (4.2 K) $\approx 2 A/cm^2$.

На рис. 2 приведены типичные зависимости $\rho(T)$ композитов ($S + 7.5Sm0.3$ и $S + 7.5Sm6$). Отметим характерные особенности поведения $d\rho(T)$: полупроводниковый характер $\rho(T)$ выше T_c ВТСП и затянутый переход к нулевому значению электросопротивления ниже этой температуры. Полупроводниковая зависимость $\rho(T)$ выше T_c ВТСП-гранул нетривиальна и требует анализа на основе теории перколяции сети контактов металл-полупроводник, размеры которых отвечают некоторой функции распределения. Этот анализ выходит за рамки данной работы. Экспериментально наблюдается увеличение относительного сопротивления композитов $\rho(93.5 K)/\rho(300 K)$ как при уменьшении концентрации носителей, так и при увеличении содержания полупроводникового компонента в композитах. Резкий скачок ρ при $T \approx 92.8 K$ для образца $S + 7.5Sm0.3$ соответ-

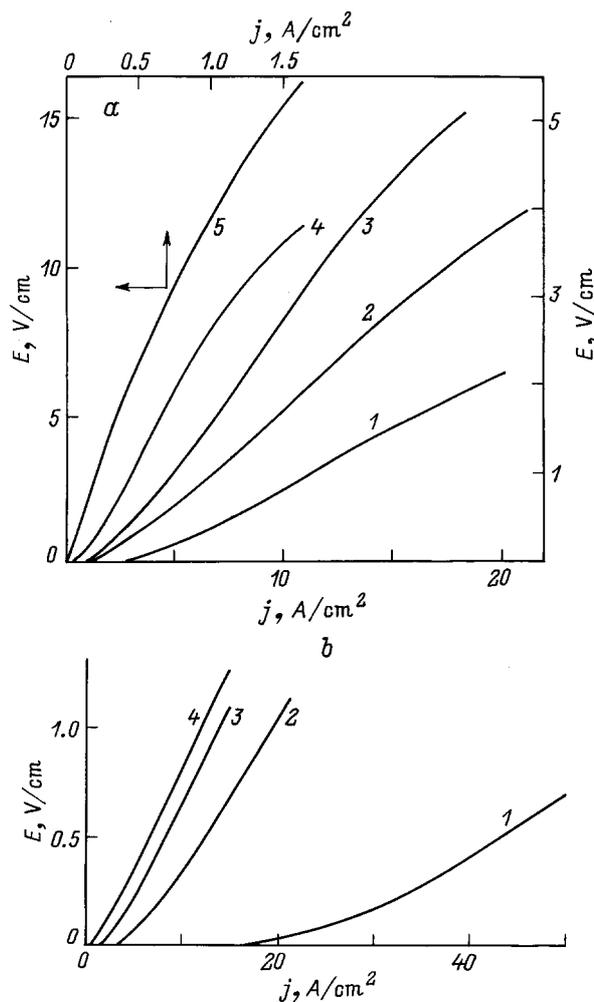


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики композитов при $T = 4.2 K$. a — для образцов $S + XYSm0.3$ (XY: 1 — 7.5, 2 — 15, 3 — 22.5, 4 — 30, 5 — 45), b — для образцов $S + XYSm6$ (XY: 1 — 7.5, 2 — 15, 3 — 22.5, 4 — 30).

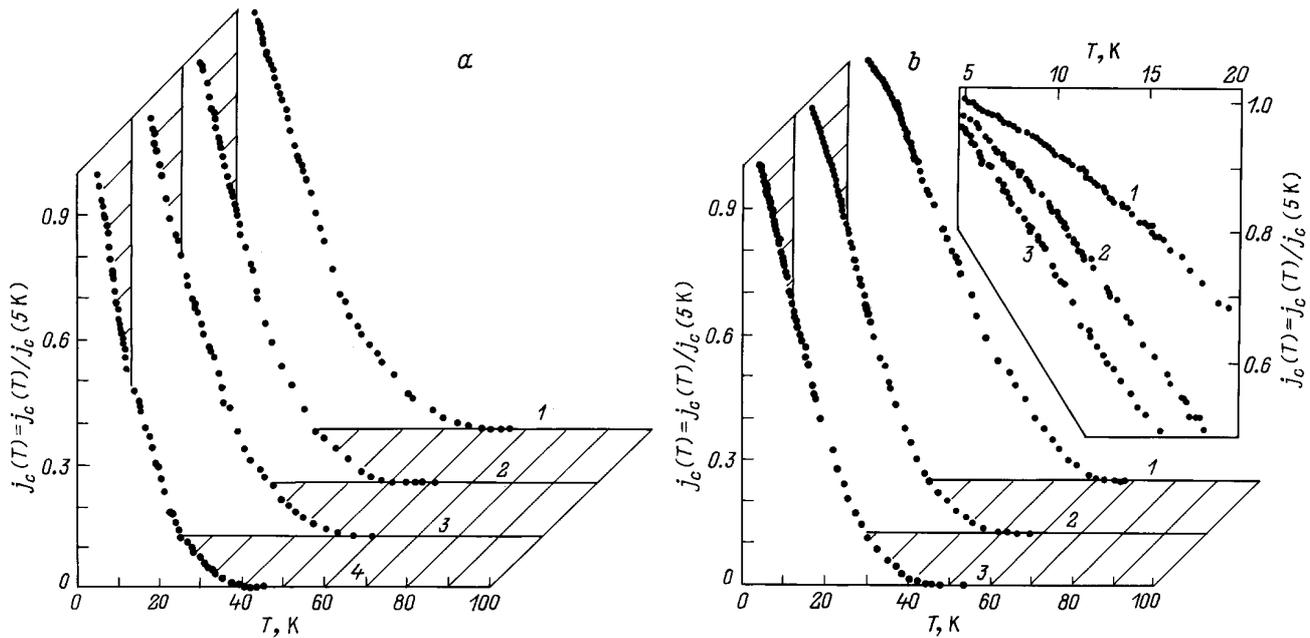


Рис. 4. Температурные зависимости критического тока $j_c(T)$, нормированные к значению $J_c(5\text{ K})$, для композитов $S + XY\text{Sm}0.3$ (XY : 1 — 7.5, 2 — 15, 3 — 22.5, 4 — 30) (a) и $S + XY\text{Sm}6$ (XY : 1 — 7.5, 2 — 15, 3 — 22.5) (b). На вставке (b) — $j_c(T)$ композитов в области низких температур: 1 — $S + 7.5\text{Sm}6$, 2 — $S + 15\text{Sm}6$ (сдвинуто на $0.025j_c(T)$), 3 — $S + 22.5\text{Sm}6$ (сдвинуто на $0.05j_c(T)$). Абсолютные значения $J_c(5\text{ K})$ (A/cm^2) образцов составляют: 1.95 для $S + 7.5\text{Sm}0.3$, 0.51 для $S + 15\text{Sm}0.3$, 0.45 для $S + 22.5\text{Sm}0.3$, 0.27 для $S + 30\text{Sm}0.3$, 17.05 для $S + 7.5\text{Sm}6$, 2.2 для $S + 15\text{Sm}6$, 1.73 для $S + 22.5\text{Sm}6$.

ствует переходу ВТСП-кристаллитов в композите. На зависимости $\rho(T)$ образцов $S + XY\text{Sm}6$ переход зерен сверхпроводника несколько затянут (рис. 2, b), что можно объяснить редуцированием сверхпроводящих свойств ВТСП-гранул в этих композитах, о чем говорилось выше. Таким образом, приготовленные композиты можно рассматривать как "гранулярный сплав" с практически неизменным по сравнению с исходными компонентами свойствами ингредиентов композита.

На рис. 3 приведены экспериментальные ВАХ композитных образцов при 4.2 К. ВАХ композитов ($S + XY\text{Sm}0.3$ при увеличении содержания в них компонента $\text{Sm}0.3$ становятся близкими к туннельным (рис. 3, a), в то время как ВАХ композитов $S + XY\text{Sm}6$ характеризуются избыточным током (рис. 3, b). Такой переход от квазитуннельной к непосредственной проводимости в слабой связи при увеличении концентрации носителей в материале слабой связи согласуется с теоретическим рассмотрением такой трансформации [23]. Подобная модификация вида ВАХ при изменении числа носителей в Sm -прослойке $S\text{--Sm}\text{--}S$ -контакта наблюдалась ранее экспериментально на джозефсоновских структурах на основе низкотемпературных сверхпроводников [3]. Увеличение дифференциального сопротивления при увеличении объемного содержания полупроводникового компонента (как $\text{Sm}0.3$, так и $\text{Sm}6$) можно считать следствием увеличения толщины Sm -прослойки между ВТСП-гранулами в сети слабых связей композитов. ВАХ, показанные на рис. 3, а также характер $\rho(T)$ композитов выше T_c (рис. 2), на наш взгляд, можно считать убедительными

доказательствами того, что транспортный ток в данных композитах протекает как по сверхпроводящим гранулам, так и по полупроводнику, хотя авторы не исключают возникновения слабых связей типа сужения или микромостика или естественной границы между ВТСП-кристаллитами. Для оценки "силы" этих слабых связей был изготовлен образец без полупроводниковой компоненты, но прошедший тот же технологический режим "быстрого спекания". Плотность критического тока этого образца при 4.2 К оказалась равной $1000\text{ A}/\text{cm}^2$, что много больше, чем у композитов с полупроводником ($\approx 20\text{ A}/\text{cm}^2$) и даже с металлооксидом BaPbO_3 ($\approx 100\text{ A}/\text{cm}^2$) [16].

На рис. 4 приведены экспериментальные зависимости критической плотности тока $j_c(T) = J_c(T)/J_c(5\text{ K})$ композитов. Оси x на рис. 4 можно с некой долей условности считать осями протяженности межгранулярных границ в композитах. Абсолютные значения $J_c(5\text{ K})$ композитов (см. подпись к рис. 4) уменьшаются как при увеличении толщины межгранулярной границы, так и при уменьшении концентрации носителей в материале этой границы. Отметим некоторые особенности $j_c(T)$ композитов. Как видно из рис. 4, критическая температура сети слабых связей в композитах по сравнению с T_c "берегов" — сверхпроводящих кристаллитов — заметно понижается. Зависимости $j_c(T)$ образцов $S + XY\text{Sm}0.3$ имеют отрицательную кривизну и не меняют знака кривизны при низких (вплоть до 4.2 К) температурах. На экспериментальной зависимости $j_c(T)$ композита $S + 7.5\text{Sm}6$ в области низких температур наблюдается

особенность — смена знака кривизны (рис. 4, *b*). В образце $S+15Sm6$ эта особенность выражена слабее (см. вставку на рис. 4, *b*), а экспериментальная зависимость $j_c(T)$ образца $S+22.5Sm6$, как можно видеть, не изменяет знака кривизны вплоть до гелиевых температур.

Если предположить, что появление смены знака кривизны $j_c(T)$ у композита $S+7.5Sm6$ по сравнению с $S+7.5Sm0.3$ вызвано химическими причинами из-за диффузии лития в сверхпроводник, то можно ожидать усиления этого эффекта по мере увеличения объемного содержания полупроводникового ингредиента Sm6 в образцах. Однако экспериментально наблюдается обратная картина. Отсюда следует вывод о том, что наблюдаемое поведение обусловлено в основном не химическими изменениями (хотя они имеют место) в композитах, а физическими процессами в гетерогенных сверхпроводниках с изменяющимися параметрами сети слабых связей за счет концентрации носителей и толщины прослойки.

Как и в [17], здесь авторы ограничиваются сопоставлением эксперимента с теорией, в которой в рамках андреевского отражения носителей в S–Sm–S-переходах джозефсоновского типа вычислены температурные зависимости критического тока при различных концентрациях носителей в Sm-прослойке [5]. Из этой теории следует, что при увеличении концентрации носителей в полупроводнике, разделяющем сверхпроводники, на зависимости $j_c(T)$ в области низких температур появляется выраженное плато. Из работы [5] можно сделать также вывод о том, что при увеличении протяженности слабой связи это плато становится менее выраженным. Кроме того, в [17] было показано, что экспериментальная зависимость $j_c(T)$ композита $S+7.5Sm6$ близка к теоретической $j_c(T)$ из работы [5] для концентрации носителей 10^{17} см^{-3} и толщины Sm-прослойки $1.57\xi_0$, где ξ_0 — длина когерентности в сверхпроводящих "берегах". Если взять для ВТСП $\xi_0 \simeq 25 \text{ \AA}$ [24], то получим, что толщина межзеренной прослойки в композите $S+7.5Sm6$ оценивается величиной 40 \AA . К сожалению, отсутствие в [5] рассчитанных зависимостей $j_c(T)$ для более протяженных переходов не позволяет оценить протяженность межгранульной прослойки в композитах с большим содержанием полупроводника. Однако качественное согласие экспериментальных зависимостей $j_c(T)$ (рис. 4) и теоретических из работы [5] свидетельствует в пользу применимости данной теории к результатам, полученным на изучавшихся композитах.

Несмотря на внешнее сходство экспериментальных кривых $j_c(T)$ на рис. 4 и теоретических из работы [5], отметим несоответствие концентрации носителей, оцененной нами для компонента Sm6 ($3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$), концентрациям, для которых проведен расчет (10^{17} см^{-3}). Это может быть связано с тем, что в CuO мала подвижность носителей, в то время как расчет в [5] проведен для "чистого" полупроводника InAs.

Вероятно, учет вкладов в сверхток других механизмов помимо андреевского отражения, а именно прямого

туннелирования и эффекта близости [25], аномального эффекта близости [11], а также учет конечной протяженности сверхпроводящих электродов [26] приведут к лучшему согласию теории и эксперимента. Но несмотря на количественное расхождение, появление смены знака кривизны на экспериментальной зависимости $j_c(T)$ в области низких температур при увеличении концентрации носителей в полупроводнике, разделяющем сверхпроводники, можно считать, на наш взгляд, подтверждением основной концепции теории [5] о важности вклада андреевского отражения в джозефсоновский сверхток.

Таким образом, в работе получены следующие основные результаты.

Синтезированы композиты на основе классического ВТСП со структурой 1–2–3 и $Cu_{1-x}Li_xO$, представляющие собой сеть слабых связей S–Sm–S-типа с различной концентрацией носителей в материале Sm-прослойке между ВТСП-кристаллитами.

Экспериментально показано, что для композитов с полупроводниковым компонентом, обладающим прыжковой проводимостью (Sm6), на температурной зависимости критического тока в области низких температур наблюдается смена знака кривизны, предсказанная теоретически Шюсслером и Кюммелем [5]. При увеличении эффективной толщины Sm-прослойки эта особенность становится исчезающе малой.

В композитах ВТСП + полупроводник с концентрацией носителей, в двадцать раз меньшей (проводимость этого полупроводника (Sm0.3) обычная, термоактивационная), температурная зависимость критического тока не имеет особенностей ни при каких эффективных толщинах Sm-прослойки, лишь с увеличением объемной концентрации полупроводникового ингредиента уменьшается критическая температура композита.

Качественное согласие теории [5] и экспериментальных результатов, полученных для исследовавшихся композитов, свидетельствует о важности учета вклада андреевского отражения в критический ток слабой связи на основе ВТСП. Это также можно, на наш взгляд, считать косвенным подтверждением применимости теории БКШ к ВТСП, так как теория [5] построена в рамках теории БКШ.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.Д. Васильеву за рентгеноструктурные измерения и Р.Кюммелю (R. Kümmel, Universität Würzburg, Germany) за интерес к работе.

Список литературы

- [1] Л.Г. Асламазов, М.В. Фистуль. Письма в ЖЭТФ **30**, 293 (1979).
- [2] Л.Г. Асламазов, М.В. Фистуль. ЖЭТФ **81**, 382 (1981); **83**, 1170 (1982); **86**, 1516 (1984).
- [3] А. Бароне, Дж. Патерно. Физика и применение эффекта Джозефсона. Мир, М. (1984). С. 209.
- [4] A.W. Kleinsasser. IEEE Trans. Magn. **27**, 2589 (1991).
- [5] U. Schüssler, R. Kümmel. Phys. Rev. **B47**, 2754 (1993).

- [6] T. Hato, A. Akaike, A. Fujimaki et al. IEEE Trans. Magn. **27**, 2585 (1991).
- [7] G. Deutcher, K. Muller. Phys. Rev. Lett. **59**, 1745 (1987).
- [8] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos et al. Phys. Rev. Lett. **64**, 228 (1990).
- [9] K.K. Likharev. Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
- [10] М.Ю. Куприянов, К.К. Лихарев. УФН **160**, 49 (1990).
- [11] И.А. Девятков, М.Ю. Куприянов. Письма в ЖЭТФ **59**, 187 (1994).
- [12] J. Jung, M.A.-K. Mohamed, I. Isaak, L. Friedrich. Phys. Rev. **B 49**, 12188 (1994).
- [13] J. Jung, I. Isaak, M.A.-K. Mohamed. Phys. Rev. **B 49**, 7526 (1993).
- [14] В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, А.В. Василенко. ФТТ **36**, 8, 2196 (1994).
- [15] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова. ФТТ **36**, 12, 3542 (1994).
- [16] М.И. Петров, Д.А. Балаев, Б.П. Хрусталеv, К.С. Александров. СФХТ **8**, 53 (1995).
- [17] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов и др. ДАН **346**, в печати (1996).
- [18] J.W.C. de Vries, G.M. Stollman, M.A.M. Gijs. Physica **C 157**, 406 (1989).
- [19] M.I. Petrov, D.A. Balaev, B.P. Khrustalev, K.S. Aleksandrov. Physica **C 135–140**, 3043 (1994).
- [20] Д.А. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталеv. ПТЭ **3**, 167 (1985).
- [21] R. Feduzi, F. Lanza. Mod. Phys. Lett. **B 7**, 163 (1993).
- [22] M. Ausloos, Ch. Laurent, H.W. Vanderschueren et al. Solid State Commun. **68**, 6, 539 (1988).
- [23] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. **B 25**, 4515 (1982).
- [24] Л.П. Горьков, Н.Б. Копнин. УФН **156**, 117 (1988).
- [25] U. Günsenheimer, U. Schüssler, R. Kümmel. Phys. Rev. **B 49**, 6111 (1994).
- [26] H. Plehn, O.-J. Waker, R. Kümmel. Phys. Rev. **B 49**, 12140 (1994).