

05

Угловая зависимость (магнитное поле—ток) магниторезистивного эффекта в композитах $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$ при 77 К

© Д.А. Балаев, А.Г. Прус, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск
E-mail: smp@iph.krasn.ru

В окончательной редакции 13 февраля 2006 г.

Приведены результаты экспериментального исследования угловой зависимости магнитосопротивления поликристаллического композита из $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и CuO . Эти композиты представляют собой сеть переходов джозефсоновского типа и обладают гигантским магниторезистивным эффектом при 77 К. Наряду с изотропной частью магнитосопротивления обнаружено, что зависящее от угла θ между направлением транспортного тока и магнитного поля магнитосопротивление ведет себя пропорционально $\sin^2 \theta$. Такое поведение однозначно указывает на процессы течения вихрей (flux flow) в джозефсоновской среде, реализующейся в композитах.

PACS: 74.50.+r, 74.60., 74.80.Vj.

Ранее в работах [1,2] были приведены результаты исследования магниторезистивного (МР) эффекта в композитах на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Благодаря методике быстрого спекания [3], использованной для приготовления композитов, эти материалы демонстрируют значительный эффект магнитосопротивления при температуре кипения жидкого азота. Величины отклика удельного электросопротивления на магнитное поле $\Delta\rho(H) = \rho(H) - \rho(H = 0)$ и чувствительности $d\rho/dH$ удельного электросопротивления к магнитному полю оказались для композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$ на несколько порядков больше ($\Delta\rho(37 \text{ Oe}) \approx 0.08 \div 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$, $d\rho/dH \approx 2 \div 20 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm/Oe}$), чем для чистых ВТСП иттриевой системы [2,3]. Значения относительного магнитосопротивления $\rho_0(H) = [\rho(H) - \rho(H = 0)]/\rho(H = 0)$ могут достигать

тысяч процентов, в полях десятки Эрстед [1–3], что сопоставимо с МР эффектом манганатов лантана, но в существенно больших полях. Перечисленные факты говорят о перспективности использования композитов в качестве криогенных высокочувствительных датчиков слабых магнитных полей. Поэтому необходимы дальнейшие экспериментальные исследования композитов, выявляющие физические механизмы МР эффекта в них.

В данной работе были измерены угловые зависимости магнитосопротивления, которые позволяют судить о силе Лоренца, действующей на вихри магнитного потока. Магниторезистивные, как и резистивные, свойства поликристаллических ВТСП и композитов на основе ВТСП во многом определяются разветвленной сетью джозефсоновских переходов. Переходы образуются на границах между кристаллитами ВТСП, через которые с неизбежностью пролегают траектории транспортного тока. В композитах роль межгранульных прослоек выполняет несверхпроводящий ингредиент [1–3]. К такой сети контактов применим термин джозефсоновская среда [4].

Образец для измерений — композит, состоящий из 70 vol.% $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ и 30 vol.% CuO , был приготовлен по методике быстрого спекания [3]. Температурный режим отжига: 2 min при $910^\circ C$, затем 3 h при $350^\circ C$. Охлаждение от температуры $350^\circ C$ — вместе с печью. Будем в работе обозначать композитный образец как $YBCO + CuO$.

Для электрических измерений использовался стандартный четырехзондовый метод. Размеры образца $1 \times 1 \times 9$ mm. Расстояние между потенциальными контактами ~ 5 mm. Магнитное поле генерировалось с помощью колец Гельмгольца. Измерялось падение напряжения в отсутствие магнитного поля, а также в постоянном поле при изменении угла θ между направлением тока (вдоль образца) и магнитным полем. Вся система была погружена в жидкий азот. Специальных мер по экранированию магнитного поля Земли не предпринималось.

В работе [1] было показано, что температурная зависимость электросопротивления композитов при $H = 0$ представляет собой двухступенчатую структуру: резкий скачок при $T_C = 93.5$ K, соответствующий переходу ВТСП-гранул в сверхпроводящее состояние, и плавный затянутый переход в сверхпроводящее состояние слабых связей, который происходит при температуре T_{C0} (при $\rho < 10^{-6} \Omega \cdot cm$, $T_{C0} < T_C$). Для измерения угловой зависимости магнитосопротивления

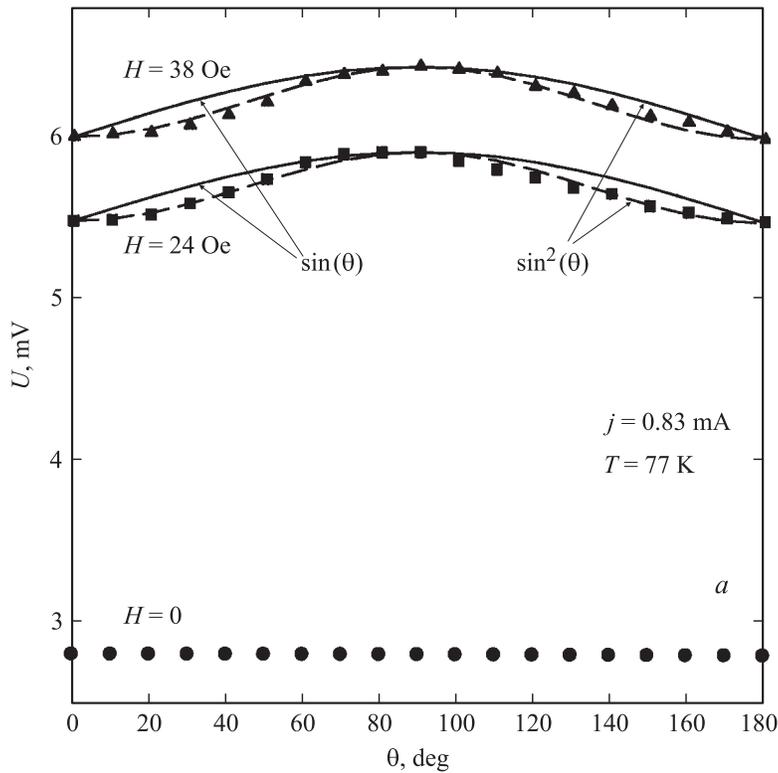
мы выбрали композит из партии образцов, изучавшихся в [1,2], у которого $T_{C0} < 77$ К и соответственно при 77 К $\rho(H = 0) > 10^{-5} \Omega \cdot \text{см}$ (вольт-амперная характеристика при этой температуре — нелинейная функция [2]). Кроме того, как показано ранее [2], при 77 К зависимости $\rho(H)$ композитов обратимы в диапазоне $0 \div 38$ Ое, а в полях, больших 38 Ое, наблюдается гистерезис магнитосопротивления, который связан с гистерезисным поведением кривой намагничивания. Поэтому мы ограничились измерениями в слабых полях (где влияние поля на МР эффект максимально [1,2]) до 38 Ое, для того чтобы гистерезис зависимости $\rho(H)$ не влиял на зависимость $\rho(H, \theta)$.

На рисунке приведены зависимости падения напряжения на образце от угла θ между полем и током в полях 24 и 38 Ое и без поля при двух различных значениях транспортного тока j . Отметим две основные особенности экспериментальных результатов, приведенных на рисунке. Во-первых, есть большая часть магнитосопротивления, не зависящая от направления магнитного поля. Во-вторых, зависящее от угла θ магнитосопротивление хорошо описывается соотношением

$$U(\theta) = U_{is} + (U_{\max} - U_{is}) \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где U_{is} — изотропная часть магнитосопротивления, или $U(H)$ при $H \parallel j$, U_{\max} — падение напряжения при $j \perp H$. Подобная функциональная зависимость $U(\theta)$ наблюдалась и для других значений транспортного тока (в пределах 1–10 мА) и магнитного поля (12 и 18 Ое).

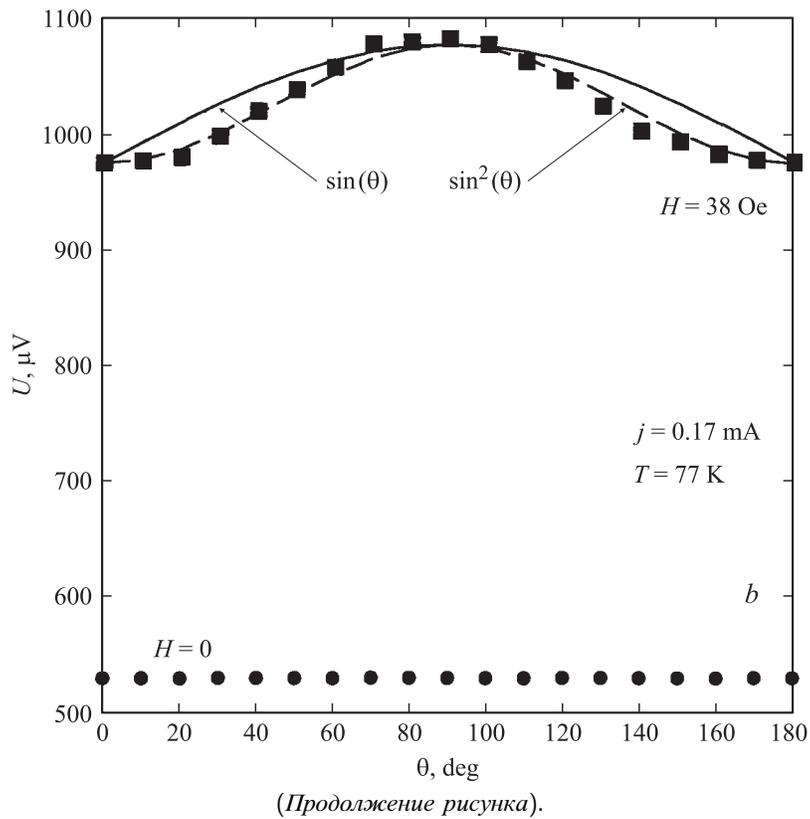
Сначала сделаем несколько замечаний по поводу изотропной части магнитосопротивления. Она наблюдается во многих случаях на монокристаллах ВТСП (см., например, [5,6]) и практически во всех случаях на поликристаллических ВТСП [7–11]. Одним из объяснений этого факта во втором случае является хаотическая ориентация джозефсоновских переходов в поликристалле. Даже в случае $j \parallel H$ большая часть переходов, в которых направление микроскопического тока не параллельно полю. Более того, как было показано в недавней работе [12], в результате совместного действия внешнего магнитного поля и поля, созданного экранирующими токами в гранулах, в каждой точке джозефсоновской среды действует локальное магнитное поле, направление которого в общем случае не совпадает с направлением внешнего поля. Параметр анизотропии U_{is}/U_{\max} , вычисляемый в теории [12], растёт с увеличением магнитного поля. Этот же факт



Угловые зависимости падения напряжения на образце YBCO+CuO в различных магнитных полях H и $H = 0$ при 77 К (символы). θ — угол между направлением транспортного тока j и вектором внешнего магнитного поля. Значения H и j указаны на рисунке. Сплошные линии — результаты наилучшей подгонки с помощью функции $U(\theta) = U_{is} + (U_{\max} - U_{is}) \sin^2 \theta$ и $U(\theta) = U_{is} + (U_{\max} - U_{is}) \sin \theta$.

следует и из наших измерений. В следующей работе будет проведено количественное сравнение экспериментальных данных с теорией [12].

Теперь перейдем ко второму, основному результату данной работы. Зависимость $R \sim \sin^2 \theta$ была впервые предсказана в теории Бардина–Стефена (Bardeen–Stephen) для сверхпроводников II рода (к которым относится и ВТСП) [13]. Скорость диссипации энергии на длину вихря зависит от произведения силы Лоренца на скорость



вихря [13,5] $F_L \cdot v_L$, где F_L — сила Лоренца, а v_L — скорость вихря. Поскольку движение вихря возникает вследствие силы Лоренца, то величина v_L пропорциональна $\sin \theta$. Следовательно, скорость диссипации, а вместе с ней и R пропорциональны $\sin^2 \theta$. С другой стороны, как было отмечено в работах [8,10,14], если сила пиннинга вихрей сравнима с силой Лоренца, то появляется дополнительный член $\sin \theta$ в угловой зависимости магнитосопротивления:

$$U = A_1 \sin^2 \theta + A_2 \sin \theta. \quad (2)$$

Отношение величин A_1 и A_2 — A_1/A_2 пропорционально отношению силы Лоренца к силе пиннинга [8,10,14]. Как видно из рисунка, зави-

симось (1) хорошо описывает экспериментальные данные. Попытка описать эксперимент двумя слагаемыми, согласно зависимости (2), не улучшает согласия экспериментальных и подгоночных кривых, что говорит о том, что вклад в магнитосопротивление члена, пропорционального $\sin \theta$, крайне незначителен. Значит, в нашем случае при 77 К сила пиннинга несравнимо меньше силы Лоренца, т.е. имеет место надбарьерное течение вихрей потока — flux flow [13]. Эта ситуация вполне может иметь место в композитах. Внедрение несверхпроводящего ингредиента CuO в матрицу ВТСП ослабляет джозефсоновскую связь между гранулами сверхпроводника. Уже в нулевом внешнем поле образец находится в резистивном состоянии в силу того, что температура измерения 77 К выше T_{C0} данного образца ($T_{C0} \approx 70$ К). Для всех значений измерительного тока можно считать, что измерительный ток больше критического. Магнитное поле в первую очередь проникает в систему межгранульных гарниц поликристаллического образца в виде джозефсоновских вихрей, так как величина первого критического поля для джозефсоновской среды при 77 К может быть доли Эрстеда и менее [4,15]. С другой стороны, измерительный ток (~ 1 А/см²) на несколько порядков меньше критического тока сверхпроводящих гранул ($\sim 10^3 - 10^4$ А/см² [16]), а величина первого критического поля для них порядка нескольких десятков Эрстед [12]. Поэтому МР эффект в условиях данного эксперимента определяется только процессами диссипации в сети джозефсоновских переходов YBCO–CuO–YBCO, реализованных в композитах. Таким образом, во внешнем магнитном поле джозефсоновские вихри движутся по джозефсоновской среде согласно модели flux flow, не задерживаясь на центрах пиннингования, что определяет угловую зависимость магнитосопротивления.

Подобная зависимость анизотропной части магнитосопротивления ($R \sim \sin^2 \theta$) наблюдалась ранее на поликристаллических ВТСП $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ при $T = 10 \div 30$ К в полях $2 \div 15$ Ое [7–9], $\text{Bi}_{1.6}(\text{Pb}_{0.3}\text{Sb}_{0.1})\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ при $T = 77$ К в поле 250 Ое [10], $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при $T = 77$ К в поле ~ 11 Ое [11]. В настоящей работе анизотропия магнитосопротивления впервые измерена на композитах из ВТСП иттриевой системы. Для джозефсоновской среды, искусственно реализованной в композитах, механизм диссипации под действием магнитного поля, по крайней мере, не отличается от такового для чистых ВТСП, джозефсоновская среда в которых реализована на „естественных“ межкристаллических границах. Полученные результаты имеют и практическую ценность, поскольку для датчика магнитного

поля важно знать функциональную угловую зависимость МР эффекта материала активного элемента.

Авторы благодарны А.Д. Балаеву и В.В. Валькову за обсуждение результатов. Один из авторов, Д.А. Балаев, благодарен А.В. Митину и Л.П. Ичкитидзе за дискуссии по МР эффекту в поликристаллических ВТСП.

Работа выполнена в рамках проекта, выигравшего конкурс-экспертизу молодежных проектов СО РАН им. Лаврентьева, проект № 52.

Список литературы

- [1] Балаев Д.А., Гохфельд Д.М., Попков С.И. и др. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 22. С. 45–51.
- [2] Балаев Д.А., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Петров М.И. // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 14. С. 15–23.
- [3] Балаев Д.А., Петров М.И., Шайхутдинов К.А., Попков С.И., Гохфельд Д.М., Овчинников С.Г. Способ получения композитных материалов на основе высокотемпературных сверхпроводников. Патент РФ № 2228311.
- [4] Сонин Э.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 415–418.
- [5] Kwok W.K., Welp U., Crabtree G.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 8. P. 966–969.
- [6] Kim D.H., Miller D.J., Smith J.C. et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 14. P. A1197–A1207.
- [7] Lopez D., de la Cruz F. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 13. P. 11 478–11 480.
- [8] Lopez D., Decca R., de la Cruz F. // Solid State Commun. 1991. V. 79. N 11. P. 959–962.
- [9] Lopez D., Decca R., de la Cruz F. // Supercond. Sci. Technol. 1992. V. 5. N 5. P. 276–279.
- [10] Asim M.M., Hasanin S.K. // Solid State Commun. 1991. V. 80. N 9. P. 719–723.
- [11] Ginsburg S.L., Gerashenko O.V., Sibilev A.I. // Supercond. Sci. Technol. 1997. N 10. P. 395–402.
- [12] Daghero D., Mazzetti P., Stepanescu A., Tura P. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. N 13. P. 11 478–11 480.
- [13] Barden J., Stephen M.J. // Phys. Rev. 1965. V. 140. N 4 A. P. A1197–A1207.
- [14] Kilic A., Kilic K., Senoussi S., Demir K. // Physica C. 1998. V. 294. P. 203–216.
- [15] Кузьмичев Н.Д. // ФТТ. 2001. Т. 43. В. 11. С. 1934–1938.
- [16] Mannhart J., Chaudhary P., Dimos D., Tsuei C.C., McGuire T.R. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. N 21. P. 2476.