

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОДНОРОДНОСТИ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ ВТСП-КОМПОЗИТОВ

А. А. Синченко, И. А. Руднев, А. Е. Ходот

Московский государственный инженерно-физический институт
(Технический университет), Москва, Россия

И. И. Акимов

Всероссийский научно-исследовательский институт неорганических материалов
им. А. А. Бочвара, Москва, Россия

С помощью миниатюрного датчика Холла исследованы магнитные свойства композитов на основе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$, приготовленных в различных технологических циклах. Обнаружено, что критический ток сильно неоднороден по глине исследованных композитов. Области с высокой токонесущей способностью образованы колониями сильносвязанных гранул, наиболее вероятно расположенных вблизи границы $Ag-BSCCO$. Причем, образцы, подвергавшиеся дополнительному осаждению высоким давлением между циклами отжига, имеют более высокие значения критического тока и в меньшей степени неоднородны по сравнению с образцами, подвергнутыми промежуточной прокатке. Результаты магнитных измерений полностью коррелируют с данными резистивных измерений критического тока. Локальные измерения гистерезисных потерь показали, что уровень гистерезисных потерь в различных точках исследованных образцов отличается более чем на 30 %.

Одним из ключевых вопросов, возникающих при исследовании свойств композитов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), и, в частности, на основе соединений $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_x$ и $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ (BSCCO), является выяснение механизмов, ограничивающих токонесущую способность данных материалов. Будучи чрезвычайно важной для широкомасштабного промышленного применения ВТСП, проблема достижения высоких значений критической плотности

тока J_c является комплексной. Действительно, с одной стороны, токонесущую способность ВТСП ограничивают такие специфические свойства оксидных сверхпроводников, как чрезвычайно малая длина когерентности, сильная анизотропия кристаллической решетки и значительный термоактивируемый крип магнитного потока. С другой стороны, на токонесущую способность оказывают влияние особенности микроструктуры материала, в числе которых многофазность керамической сердцевины композитов, влияние кислородной стехиометрии, размер гранул и их ориентация, тип межгранульной связи и целый ряд других внешних причин. Не удивительно, что при этом разброс в значениях J_c , по литературным данным, является значительным [1—8], а воспроизводимость результатов низка. В этих условиях становится актуальной задача определения локальной однородности J_c на макроскопическом уровне. Как показано в работах [9, 10], распределение критической плотности тока по сечению Ag-BSCCO композитов (ВТСП в серебряной матрице) сильно неоднородно, и значение J_c возрастает более чем в 3 раза от центра образца к границе Ag-BSCCO. Можно ожидать, что имеется также неоднородность и по уровню потерь. Хорошо известно, что основными составляющими полных потерь в ВТСП-композитах, работающих в переменных полях или токах, являются гистерезисные потери, обусловленные перемагничиванием сверхпроводящих волокон, и коллективные потери, определяемые условиями перетекания электрических токов между волокнами через серебряную оболочку композита. Для случаев медленного изменения магнитного поля или тока, а также для одножильных композитов гистерезисные потери преобладают.

Целью настоящей работы является исследование однородности критического тока и гистерезисных потерь по длине BSCCO лент в серебряной матрице для различных технологий их приготовления. Данная задача представляет интерес с точки зрения бесконтактного экспресс-анализа качества ВТСП-композита вдоль его длины, оптимизации свойств ВТСП-композитов, а также с точки зрения выяснения, в какой степени значения критического тока, определенные резистивным методом, могут являться характеристикой того или иного композита.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Приготовление образцов

Исследуемые ленты на основе $\text{Bi(Pb)}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ в серебряной оболочке (Bi(Pb)-2223/Ag) изготавливались методом "порошок в трубе" [11]. Для приготовления порошка-полуфабриката номинального состава: Bi:Pb:Sr:Ca:Cu:O = 1,8:0,4: 2:2:3:x использовался криохимический синтез, заключающийся в распылении смеси нитратных растворов компонентов (Bi, Pb и др.) на поверхность жидкого азота с последующим термическим разложением гранул. Полученный порошок засыпался в трубку из серебра, герметизировался и подвергался волочению и плоской прокатке. Размеры поперечного сечения полученной таким образом ленты перед отжигом составляли $0,2 \times 6,0 \text{ мм}^2$ при отношении ВТСП к серебру 20 : 80. Из ленты вырезались образцы длиной 30—100 мм и подвергались термомеханической обработке при 840°C на воздухе в течение 200 ч. При этом через 50 ч отжига образцы подвергались промежуточному холодному осаживанию удельным усилием 2,0 ГПа для образцов первого типа (серия R) либо промежуточной прокатке — для образцов второго типа (серия P).

По данным рентгеноструктурного анализа, содержание фазы 2223 в обоих типах образцов составляло 90—95 %. Степень текстуры, определенной по F_r -фактору составляла до 90 %. Микроструктура полученных образцов представляла собой плотно уложенные и текстурированные зерна фазы 2223 и ~10 % несверхпроводящих фаз купратов типа $(\text{SrCaCu})\text{O}_x$ для образцов обоих типов. Однако для образ-

цов второго типа отмечались более значительные колебания по толщине керамической сердцевины, а граница раздела Ag-ВТСП была изломана, кроме того, в середине сечения образца обнаруживались микротрещины, не исчезающие при последующем отжиге.

Критическая температура образцов, определенная из магнитных измерений, составляла 105—107 К.

Измерение магнитных свойств

Для исследования магнитных свойств полученных композитов использовалось измерение с помощью миниатюрного датчика Холла экранирования образцом внешнего постоянного магнитного поля. Применение датчика Холла для исследования свойств сверхпроводников, в том числе и ВТСП-композитов, хорошо известно [12—14]. Принципиальным отличием использованной нами методики от известных является возможность исследования достаточно длинномерных образцов в неоднородном поле.

На рис. 1 показана принципиальная схема экспериментального стенда. В качестве источника магнитного поля использовался соленоид, намотанный медным проводом диаметром 1 мм, с внутренним и внешним диаметрами 8 и 35 мм соответственно. Длина соленоида составляла 45 мм. Соленоид крепился к нижней части вставки, с другой стороны которой соосно с соленоидом закреплен датчик Холла. Внутренний объем вставки вакуумировался, после чего заполнялся газообразным гелием как теплообменной средой. Расстояние от соленоида до образца составляло 8 мм, а до датчика Холла — 8,8 мм. Вставку помещали в криостат с жидким азотом. Нагрев образца осуществлялся с помощью бифилярно намотанной на медном держателе образца печки. Контроль температуры осуществлялся термопарой медь—константан. Использовался датчик Холла типа ХИС с поперечными размерами 2,5x2,5 мм и размером рабочей области 50x100 мкм. Чувствительность датчика составляла 11 мВ/кЭ при номинальном значении тока 100 мА.

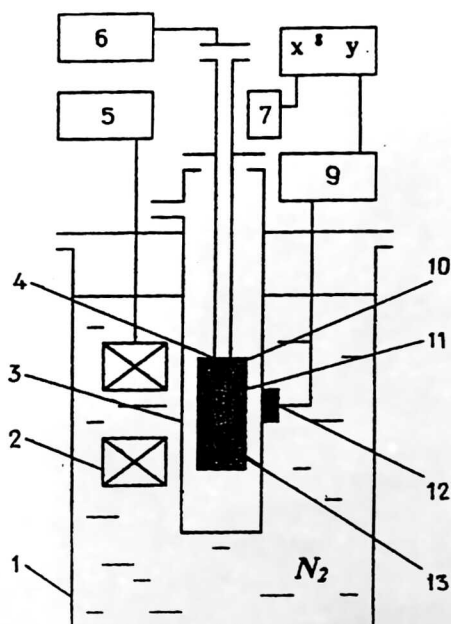


Рис. 1. Принципиальная схема установки измерения магнитных свойств образцов: 1 — криостат; 2 — соленоид; 3 — вакуумируемая вставка; 4 — держатель образца; 5 — источник тока соленоида; 6 — блок регулировки температуры; 7 — линейный винтовой привод; 8 — самопишущий потенциометр; 9 — усилитель; 10 — печь; 11 — образец; 12 — датчик Холла; 13 — датчик температуры

Измерения проводились при перемещении с помощью линейного винтового привода в неоднородном магнитном поле исследуемого образца между соосно расположенными соленоидом и датчиком Холла с постоянной скоростью ~ 1 мм/с. Плоскость образца ориентировалась перпендикулярно оси соленоида. Сигнал с датчика Холла после усиления подавался на вход "Y" самопишущего потенциометра, на вход "X" которого подавался сигнал с линейного винтового привода, пропорциональный перемещению образца.

Измеряемое датчиком Холла магнитное поле при наличии образца определяется двумя вкладками $H = H_e + H_i$, где H_e и H_i — соответственно внешнее поле и поле, создаваемое экранирующими токами в образце. Для определения критического тока будем рассматривать состояние образца, сначала помещенного в магнитное поле, большее поля насыщения H^* , когда магнитное поле уже проникло в весь объем образца, и он полностью находится в критическом состоянии, т. е. во всех точках образца, где существует отличный от нуля ток, он равен критическому [15]. После снятия поля в образце остается захваченный магнитный поток, причем остаточное поле H_{rem} образовано линиями тока с плотностью, также равной критической. А так как образец перемещался, то все части образца прошли точку максимального поля, расположенную по оси соленоида. В этом случае можно считать, что полученное состояние образца эквивалентно остаточной намагниченности после наложения и снятия однородного магнитного поля с напряженностью, соответствующей его значению по оси соленоида. Мы пренебрегаем влиянием процессов релаксации, так как измерения проводились не позже, чем через 5 с после вывода поля. Так как для наших образцов в виде тонких лент отношение толщины образца к расстоянию до точки измерения много меньше единицы, то вклад в измеряемую датчиком Холла нормальную компоненту поля будут давать линии тока, образованные от воздействия только нормальной компоненты внешнего поля. Эффективная область измерения образца, определяемая размером датчика и расстоянием от него до образца, много меньше, чем длина исследуемых композитов. Поэтому для упрощения будем рассматривать образец в виде бесконечной полоски толщиной d и шириной $2a$ (рис. 2). Начало координат возьмем в середине сечения образца. Линии тока будут направлены вдоль оси Y. Воспользуемся уравнением Био-Савара-Лапласа:

$$H(X, Z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \frac{-(Z-z)e_x + (X-x)e_z}{(Z-z)^2 + (X-x)^2} J_c(x) dx dz,$$

где $J_c(x) = J_2 \text{sign}(x)$. Нас будет интересовать компонента $H_z(X, Z)$ в точке $X = 0$ и $Z = b$, где b — расстояние от датчика Холла до центра образца. С учетом того, что $d \ll b$, в результате интегрирования приведенного уравнения имеем:

$$H_z(0, b) = \frac{J_c d}{2\pi} \left\{ \frac{b}{a} \arctg\left(\frac{a}{b}\right) + \ln\left(\frac{b}{a} + 1\right) \right\}.$$

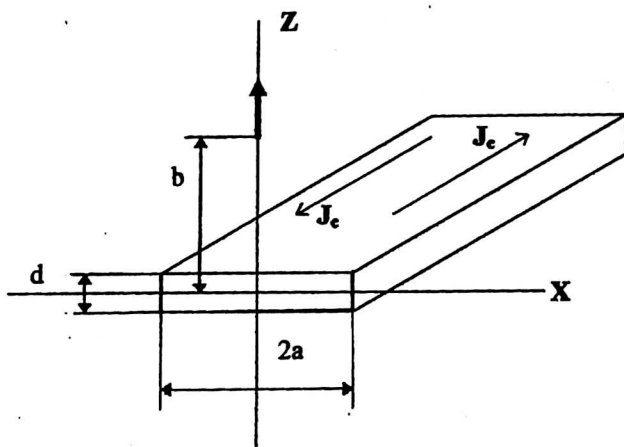


Рис. 2. Геометрия образца и система координат, принятая в расчете остаточного магнитного поля

Форма линий тока в образце в нашем случае достаточно сложная, так как неоднородность поля как по величине, так и по направлению приводит к образованию линий тока также различных направлений. Однако поскольку для тонких лент отношение толщины образца к расстоянию до точки измерения мало, а основной вклад в измеряемую датчиком нормальную компоненту поля будет давать достаточно малая область образца вблизи оси соленоида, то предположение об однородности критического тока на таком масштабе кажется разумным.

Пространственная разрешающая способность предложенного метода определяется двумя факторами. Во-первых, геометрическими размерами датчика магнитного поля, которые равны 50×100 мкм. Во-вторых, способностью разрешения датчика по магнитному полю при относительном перемещении. Эта величина составляла $0,5-1,0$ Э при линейном перемещении датчика на 100 мкм. Таким образом, как по геометрическим размерам, так и по магнитной чувствительности пространственное разрешение метода не хуже 100 мкм.

Резистивные измерения

Для резистивных измерений транспортного критического тока и критической температуры сверхпроводящего перехода использовался стандартный четырехконтактный метод.

Критический ток определялся из вольт-амперных характеристик как ток, при котором на потенциальных зондах регистрируется уровень электрического поля $0,1$ мкВ/см.

Хорошо известно [16], что при измерениях критического тока сверхпроводящих композитов могут появляться искажения, связанные с протеканием части транспортного тока через шунтирующую серебряную матрицу. Влиянием матрицы можно пренебречь, если измерения производятся на участке VAX , где $dE/dI = 10^{-7} \div 10^{-8}$ В/А $\ll R$ матрицы. В нашем случае влияние оболочки несущественно из-за больших значений транспортного тока. Характерные значения $dE/dI = 10^{-7} \div 10^{-8}$ В/А $\ll R$ матрицы $= 10^{-5}$ Ом.

Отметим также, что изменение критерия до 1 мкВ/см увеличивало значение критического тока не более чем на 10% . Токвые и потенциальные зонды припа-

ивались непосредственно к серебряной матрице композита чистым индием. В ряде случаев на образец наносились несколько потенциальных зондов для определения падения напряжения в разных местах образца. Во всех случаях критический ток определялся не по абсолютному значению напряжения, а по напряженности электрического поля.

Все образцы подвергались контрольному термоциклированию (охлаждению до 77 К и отогреву до 300 К) с последующим измерением I_c . При исследованном числе циклов (до 10 раз) изменений критического тока обнаружено не было.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На приготовленных образцах в первую очередь были проведены измерения критического тока в нулевом магнитном поле как резистивным, так и магнитным методом. На рис. 3 показаны кривые остаточного магнитного поля H_{rem} , прямо пропорционального критической плотности тока при $H = 0$, после наложения внешнего магнитного поля $= 300$ Э для образцов R1 и P1. Данные кривые являются типичными для исследованных серий образцов. При примерно одинаковой геометрии остаточное поле для серии R в два-три раза превышало значения H_{rem} для серии P (образец R3 имел явный макроскопический дефект в виде механического повреждения). Для сравнения значений критического тока, полученных из магнитных измерений и рассчитанных по формуле (2) с учетом известной геометрии образцов, с данными резистивных измерений выбиралось минимальное значение H_{rem} , так как при резистивном измерении I_c фиксируется переход в нормальное состояние самого "слабого" участка образца. Полученные результаты сведены в таблицу. Видно, что данные резистивных и магнитных измерений хорошо согласуются между собой. В последнем столбце таблицы указаны значения отношения $(I_{cmax} - I_{cmin} / I_{cmax})$, характеризующие степень неоднородности исследованных образцов (I_{cmax} и I_{cmin} — максимальная и минимальная плотности критического тока). Как показано в работах [17, 18], значительное увеличение критического тока с давлением (а именно этим отличаются образцы исследованных серий) характерно для джозефсоновских сред и реализуется как в контактах S-I-S-типа, для которых $I_c \approx \exp(-d / \varphi^{1/2})$, где d — толщина изолирующего слоя, а — φ высота энергетического барьера, так и в контактах S-N-S-типа, для которых $I_c \approx \exp(-dN / \xi_N)$ в случае достаточно большой толщины слоя нормального металла. Здесь ξ_N — длина когерентности в нормальном слое, dN — его толщина.

Значения критического тока, полученные при резистивных и магнитных измерениях

Номер образца	Значения I_c		$(I_{cmax} - I_{cmin} / I_{cmax})$
	Резистивный метод	Магнитный метод	
R1	Не определялось*	20,7	0,143
R2	24,5	24,44	0,150
R3	9	9,4	Не определялось
R4	32,5	Не определялось	Не определялось
R5	24	19,1	0,258
P1	7	7,52	0,485
P2	6,6	5,64	0,397
P3	13	10,02	0,296

* После магнитных измерений образец R1 был поврежден.

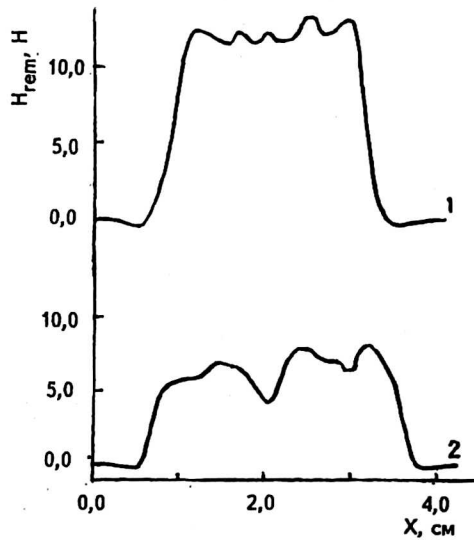


Рис. 3. Зависимости остаточного магнитного поля (пропорционального I_c при $H = 0$) после наложения и снятия внешнего поля максимальным значением $H = 300$ Э от положения образцов R1 (кривая 1) и P1 (кривая 2)

Как видно из рис. 3, остаточное поле, а следовательно, и критический ток, неоднородны по длине образцов, причем степень неоднородности для образцов серии P больше, чем для серии R . Специальные резистивные измерения локальных значений критического тока на выделенных участках образцов подтвердили данные магнитных измерений о существовании сильной неоднородности критического тока по длине исследованных композитов. Очевидно, что в такой ситуации резистивные значения транспортного тока не в полной мере характеризуют ВТСП-композит. Возможно с этим же связан и существующий большой разброс в публикациях экспериментальных значений I_c .

В этой связи очень важно выяснить природу наблюдаемой неоднородности.

На рис. 4 и рис. 5 показаны кривые экранирования внешнего магнитного поля различной напряженности образцами $R5$ и $P3$, соответственно. Видно, что в малых полях, когда образцы находятся полностью в мейснеровском состоянии, т. е. отсутствует проникновение магнитного поля, пространственная неоднородность экранирующего поля отсутствует. Это говорит об отсутствии нарушения сплошности исследованных композитов. Неоднородности начинают проявляться при значениях магнитного поля, когда магнитный поток начинает проникать в образец. Вследствие гранулярной структуры композитов очевидно, что это проникновение имеет место прежде всего в области между гранулами. Следует отметить, что значения поля проникновения для образцов серии P значительно меньше, чем для серии R , что свидетельствует о реализации в них более слабой межгранулярной связи.

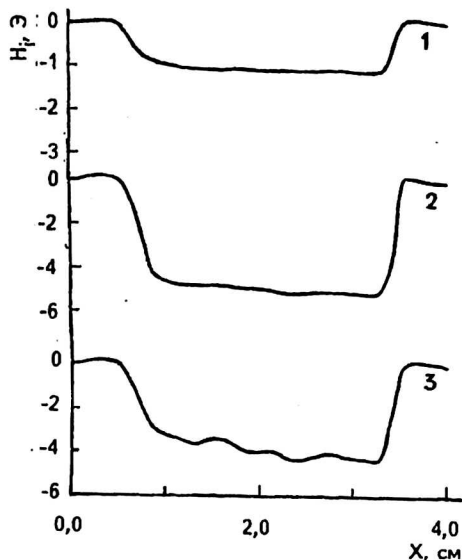
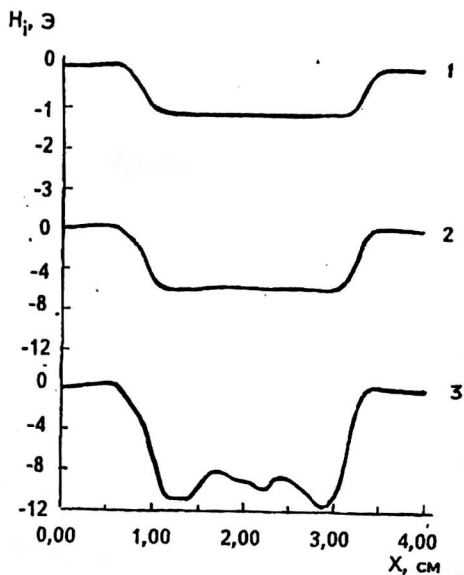


Рис. 4. Зависимости экранированного поля от положения образца R5 при максимальных значениях внешнего магнитного поля $H=2$ Э (1); $H=11$ Э (2); $H=64$ Э (3)

Рис. 5. Зависимости экранированного поля от положения образца P3 при максимальных значениях внешнего магнитного поля $H=2$ Э (1); $H=11$ Э (2); $H=64$ Э (3)

Возможной причиной пространственной неоднородности могут являться выделения нестехиометрических фаз, обладающих более низкими значениями критической температуры. Для проверки данного предположения проводились детальные измерения температурных зависимостей поля экранировки в режиме охлаждения образца в нулевом магнитном поле. Примеры таких зависимостей, измеренных на образце R2 в поле $H = 24$ Э, показаны на рис. 6 для областей с максимальным значением J_c (открытые кружки) и с минимальным значением J_c (закрытые кружки). Видно, что данные области обладают одним и тем же значением $T = 106,1$ К. Аналогичное поведение наблюдалось для всех исследованных образцов. Следует отметить, что температурные зависимости поля экранировки качественно одинаковы для “хороших” и “плохих” областей и отличаются только количественно. Данный факт может свидетельствовать о том, что пространственные вариации критического тока обусловлены изменениями свойств именно джозефсоновской среды.

Обращает на себя внимание масштаб неоднородностей, имеющий порядок нескольких миллиметров. Учитывая реальный субмиллиметровый размер зерен, можно сделать вывод, что области с высокой токонесущей способностью представляют собой “колонии” или кластеры сверхпроводящих кристаллитов с хорошей межгранульной связью. Этот вывод согласуется с данными работ [9, 10] по магнитооптическому исследованию Ag/BSCCO-композитов, авторы которых показали, что “хорошие” области композитов преимущественно расположены вблизи границы Ag-BSCCO.

Природа образования “слабых” областей остается неясной, однако тот факт, что для образцов серии R, которые подвергались промежуточному осаиванию высоким давлением между циклами отжига, неоднородности критического тока меньше, чем для образцов серии P, может свидетельствовать о существенной роли данной технологической процедуры. В этой связи представляется перспективным увеличение давления при осаивании, как фактора сглаживания неоднородностей, либо проведение нескольких таких процедур в ходе отжига.

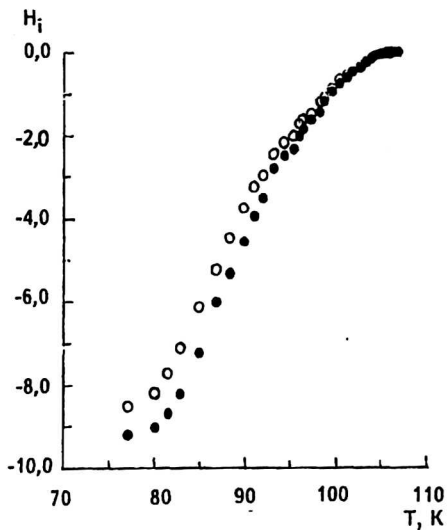


Рис. 6. Температурные зависимости экранированного поля для образца R2 при значении приложенного поля $H = 24$ Э:
 ○ — для "хорошей" области;
 ● — для "плохой" области

Макроскопические пространственные неоднородности магнитных свойств, наблюдаемые в настоящей работе, ставят под сомнение возможность корректного описания необратимой намагниченности BSCCO-композиата как целого в рамках стандартной модели Бина. Однако достаточно большой размер неоднородностей (~ нескольких миллиметров) позволяет сделать это на локальном уровне данного масштаба. На рис. 7 показаны зависимости экранированного поля от приложенного внешнего поля для образцов R5 и P3 в точках с максимальными значениями экранировки. В силу того, что перемещение образца происходит в неоднородном поле, для получения из данных кривых истинных кривых намагниченности требуется специальная коррекция. Однако в силу опять-таки локальности измерения, основные тенденции изменения критического тока должны сохраняться. Влиянием процессов релаксации магнитного момента мы пренебрегали, так как измерения проводились при достаточно быстром перемещении образцов. Видно, что показанные кривые сильно отличаются друг от друга, и в образцах серии R реализуется более сильное закрепление магнитного потока. Такие петли были построены для шести точек, взятых на длине образца серии R, что позволило провести анализ распределения гистерезисных потерь вдоль образца. Удельные (в единице объема композиата) гистерезисные потери Q за цикл равны площади петли гистерезиса:

$$Q = \int_{-B_m}^{B_m} \Delta M(H) dH = \frac{1}{\mu_0} \int_{-B_m}^{B_m} \Delta M(B) dB,$$

где ΔM — ширина петли гистерезиса; B — индукция внешнего магнитного поля; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Распределение гистерезисных потерь по длине образца R5 приведено на рис. 8.

На рис. 9 показаны нормированные полевые зависимости критического тока, рассчитанные по ширине петель гистерезиса, для данных образцов. Для обоих типов образцов быстрое падение значения J_c в малых полях в дальнейшем стабилизируется, и далее критический ток меняется слабо. Существуют две интерпретации данного эффекта. Согласно первой предполагается, что вклад в сверхток дает сетка перколяционных путей, не содержащая контактов джозефсоновского

типа [19, 20]. Второе объяснение заключается в том, что в гранулах токи вихрей Абрикосова направлены противоположно мейснеровскому току. Поэтому поверхностный ток в области слабых связей компенсируется, и реакция критического тока связей на внешнее магнитное поле ослабляется [17, 18]. Тот факт, что величина J_c в области магнитных полей, где изменение критического тока слабое, для образцов серии R значительно больше, чем для серии P, свидетельствует в пользу реализации второго механизма. Действительно, образцы данных серий технологически отличаются применением различного давления. Объяснить же увеличение J_c в достаточно больших полях с увеличением давления в рамках первого механизма весьма проблематично.

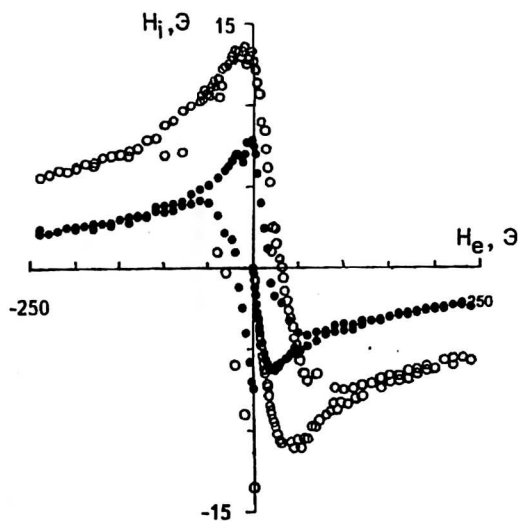


Рис. 7. Зависимости экранированного поля от величины приложенного внешнего поля:

○ — для образца R5; ● — для P3

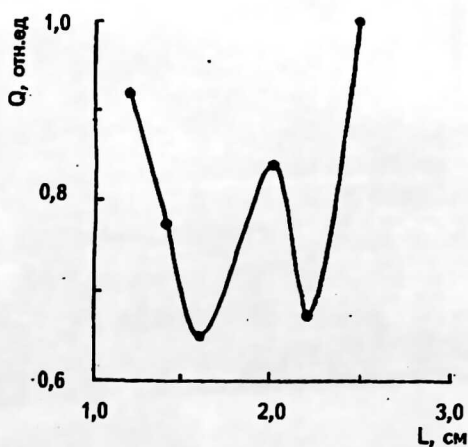


Рис. 8. Распределение гистерезисных потерь по длине образца R5

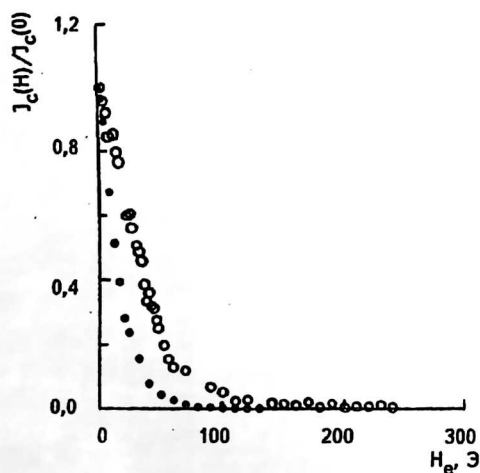


Рис. 9. Зависимости критической плотности тока от внешнего магнитного поля:

○ — для образца R5; ● — для P3.

Кривые нормированы на величину $J_c(H=0)$

Таким образом, по результатам настоящей работы можно сделать следующие выводы:

1. В ходе магнитных измерений с помощью миниатюрного датчика Холла обнаружена сильная пространственная неоднородность критического тока по длине BSCCO ленточных композитов. Области с высокой токонесящей способностью имеют масштаб ~ нескольких миллиметров и образованы клониями сильносвязанных кристаллитов, наиболее вероятно расположенных вблизи границы Ag-BSCCO. Вследствие неоднородности объектов аттестация композитов по результатам резистивных измерений не может считаться полной, а применение стандартной модели Бина для описания необратимой намагничённости образца как целого требует коррекции.

2. Сравнительный анализ технологических процессов показал, что промежуточное осаивание композитов высоким давлением между циклами отжига сглаживает пространственные неоднородности критического тока и приводит к значительному увеличению значения J_c .

3. Проведены локальные измерения гистерезисных потерь и продемонстрировано наличие существенной неоднородности в их распределении по длине ленточного ВТСП-композита.

4. Целью дальнейших исследований должны стать выяснение природы неоднородностей и разработка методов улучшения характеристик "плохих" областей и как следствие, композита в целом.

Литература

1. Lohle J., Mat tenberger K., Vogt O., Wachter P. // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. № 11. P. 7446.
2. Wesche R., Fuchs A. M., Jakob B., Pasztor G. // Cryogenics, 1994. V. 34. № 805.
3. Babic E., Kusevic I., Dou S. X., Liu H. K., Hu Q. Y. // Phys. Rev. B. 1994. V. 49. № 21. P. 15312.
4. Reissner M., Hodaier G., Steiner W., Fuchs G., Gladun A., Fisher K. // IEEE Trans. Magn. 1994. V. 30. № 2. P. 1175.
5. Cho J. H., Maley M. P., Willis J. O., Coulter J. Y., Bulaeviskii L. N., Haldar P., Motowidlo L. R. // Appl. Phys. Lett. 1994. V. 64. № 22. P. 3030.
6. Kao C. H., Tang H. Y., Shiu Y. S., Sheen R. S., Wu M. K., Tsuei C. C., Chi C. C., Shaw D. T. // Supercond. Sci. Technol. 1994. V. 7. P. 470.
7. Noji H., Oota A. // Supercond. Sci. Technol. 1992. V. 5. P. 269.
8. Bolza A., Metra P., Nassi M., Rahman M. M. // IEEE Trans. On Appl. Supercon. 1997. V. 7. № 2. P. 339.
9. Welp U., Gunter D., Crabtree G., Luo G. S., Maroni V. A. // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 66. № 10. P. 1270.
10. Larbaletier D., Cai X. Y., Fend Y., Edelman H., Umezawa A. // Physica C. 1994. V. 221. P. 299.
11. Sato K., Hikata T., Mukai H. et al // IEEE Trans. Magn. Mag-27, 1991. P. 1231.
12. Tamegia T., Krusin-Elbaum L., Santhanam P., Civale L., Brady M. J., Masselink W. T., Holtzberg F. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. № 5. P. 2589.
13. Paasi J., Lahtinen M. // Physica C. 1994. V. 216. P. 382.
14. Johnston M. D., Everett J., Dhallo M., Caplin A. D., Friend C. M., Le Lay L., Beales T. P., Grasso G., Flukiger R. // IEEE Trans. On Appl. Supercon. 1997. V. 7. № 2. P. 1339.
15. Bean C. P. // Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. № 1. P. 31.

16. Волков П. В., Именитов А. Б., Круглов В. С., Черноплеков Н. А. // СФХТ, 1994. Т. 7. № 3. С. 397.
17. Свистунов В. М., Таренков В. Ю., Дьяченко А. И., Перекрестов Б. И., Черняк О. И., Василенко А. В. // Препринт ДонФТИ-92-14. 1992.
18. Svistunov V. M., Tarenkov V. Yu., Revenko Yu. F., Chernjak O. I., Dyachenko A. I., Cizek M., Zaleski A. I. // Mod. Phys. Lett. 1990. V. 4. № 10. P. 645.
19. Ekin J. W., Larson T. M., Hermann A. M., Sheng Z. Z., Togano K., Kumakura H. // Physica C. 1989. V. 160. P. 489.
20. Watanabe K., Noto K., Morita H., Fujimori H., Muto Y., Mizuno K., Aomin T., Ni B., Matsushita T., Yamafuji K. // Cryogenics. 1989. V. 29. № 3A. P. 263.

* * *

Авторы благодарны А. В. Кузнецову за исключительно полезное обсуждение результатов работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНТП АНФКС, направление "Сверхпроводимость", проекты №95019, а также гранта 84Гр-96 Межвузовской программы по фундаментальным исследованиям в области энергетики и электротехники.

INVESTIGATION OF SPATIAL UNIFORMITY OF THE TRANSPORT PROPERTIES IN THE HTSC COMPOSITES

A.A. Sinchenko, I. A. Rudnev, A.E. Khodot

Moscow State Engineering Physics Institute (Technical University), Moscow, Russia

I.I. Akimov

A.A.Bochvar's Institute of Inorganic Materials, Moscow, Russia

Magnetic properties of Bi-Sr-Ca-Cu-O-based tapes prepared by the various technological cycles have been investigated by use of micro-Hall probe. It is found that the critical current is strongly non-uniform along the length of the investigated tapes. The regions with a high current-carrying capability are formed by strong grain boundaries, which are located near to bound Ag-BSCCO. The samples subjected to additional melted by high pressure between intermediate heat treatments have got a higher value of the critical current and a smaller degree of non-uniform in comparison with the intermediate rolling samples. Results of the magnetic measurements correlate completely with the resistive data of the critical current measurements. Local measurements of hysteretic losses have shown that the values of the losses in various points of investigated tapes are different more than 30 %.