

05;12

ЭКСТРУЗИЯ ПРОВОДА ИЗ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $\text{Bi-2223}/\text{Ag}$

© Б.И.Перекрестов, В.Ю.Таренков, А.И.Дьяченко, В.М.Свистунов

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина
Национальной академии наук Украины
(Поступило в Редакцию 18 августа 1995 г.)

Методом гидроэкструзии из висмутовой керамики фазы 2223 в серебряной матрице изготовлены длинномерные провода, а также ленты на их основе. Исследована связь между температурой отжига T_a , критическим током и характером возникающих при термообработке межгранульных контактов. Показано, что выше и ниже оптимальной температуры термообработки T_0 свойства этих контактов существенно различны. При $T_a > T_0$ наблюдались аномальный гистерезис критического тока образца $J_c(H)$ и сильное увеличение J_c с давлением, а при температурах $T_a < T_0$ гистерезис критического тока $J_c(H)$ и его реакция на давление меняли знак. Обсуждаются вопросы влияния локализованных состояний в контактах на механизмы протекания тока. Сделан вывод, что максимальные значения критических токов контактов достигаются в окрестности андерсоновского перехода металл — диэлектрик для структуры локализованных уровней в межзеренных связях. При оптимальной температуре термообработки T_0 получены значения плотностей критического тока в нулевом поле $J_c = 2 \cdot 10^4$ и $1.7 \cdot 10^5$ А/см² при 77 и 4.2 К соответственно.

Введение

К настоящему времени наиболее отработанная технология изготовления длинномерных изделий из высокотемпературной сверхпроводящей керамики основана на методе “порошок в трубке”, когда серебряную трубку, наполненную порошком ВТСП, волочением доводят до провода требуемых размеров. Механическая обработка чередуется с термообработкой, при которой происходят спекание и текстурирование керамики. Критическая плотность тока отрезков ($L \sim 1$ м) лент, приготовленных из таких проводов, для Bi-2223 обычно составляет $J_c = 2 - 3 \cdot 10^4$ А/см² ($T = 77$ К, $H = 0$, $E = 1$ мкВ/см) [1]. Попытки значительно увеличить длину провода путем волочения приводят к появлению различных дефектов в керамическом стержне (трещины, разрывы), уменьшающих критическую плотность тока. Дефекты возникают при деформации растяжения из-за различия механических свойств керамического стержня и металлической оболочки и полностью не

устраиваются последующими прокаткой и термообработкой. Включение гидроэкструзии в технологическую цепочку получения длинномерных изделий в принципе позволяет избавиться от указанных выше дефектов, так как материалы под большим давлением становятся более пластичными и текучими, а исключение деформации растяжения способствует однородному распределению керамического кора в металлической матрице. Возможности применения этого метода для изготовления проводов из керамического сверхпроводника рассмотрены в [2].

В данной работе проведена серия экспериментов по гидроэкструзии металлокерамических композитов и исследованию токовых характеристик полученного из них провода. Для контроля технологического процесса измерялась зависимость критического тока J_c образцов от магнитного поля $H \leq 8$ Тл, а также реакция J_c на гидростатическое давление $P \leq 10$ кбар. Оба метода позволяют выявить вклад джозефсоновских контактов в транспортные характеристики композита. В больших магнитных полях $H \gg H_{c1}$, когда абрикосовские вихри заполняют гранулы керамики, ее критический ток зависит от магнитного поля слабо [3,4]. Однако джозефсоновский характер межзеренных связей приводит к сильному гистерезису характеристики $J_c(H)$, амплитуда которого связана с состоянием поверхностного слоя гранул [5,6]. Дополнительную информацию о природе межзеренных контактов дает реакция J_c на гидростатическое давление P [6,7]. При оптимально подобранном технологическом режиме величина производной $d \ln(J_c)/dP$ оказалась минимальной, соответствующей значению $d \ln(T_c)/dP$.

Эксперимент

Гидроэкструзионная обработка заготовок проводилась на прессе с усилием 140 тонн, разработанном и изготовленном в ДонФТИ. Заготовка помещалась в контейнер с маслом и экструдировалась через матрицы с диаметром выходного отверстия от 16 до 1 мм. Удлинительные насадки горизонтального типа на контейнер высокого давления позволяли работать с заготовками длиной до 2 м и получать провод длиной в несколько десятков метров. Как показали эксперименты, наиболее оптимальным является режим экструзии с относительно небольшим коэффициентом разовой деформации заготовки, составляющим 15–20%, при этом экструдат получался без обрывов и пережимов керамического стержня. Сравнение поперечных сечений, взятых на разных участках десятиметрового провода, показало их полную идентичность, что указывает на высокую однородность обработки при выбранных параметрах экструзии.

Металлокерамическая заготовка состояла из керамического стержня диаметром 5 мм и длиной 60 мм, плотно вставленного в серебряную трубочку такой же длины с толщиной стенки 1 мм, а затем в медную трубку с наружным диаметром 16 мм, один конец которой имел утолщенный хвостовик, а другой герметично закупоривался медной пробкой. Медная трубка служила защитной технологической оболочкой и после изготовления провода химически разрушалась травителем, не взаимодействующим с серебром. Выбирая необходимую толщину стенок медной рубашки, мы могли регулировать сечение готового провода при заданном наборе матриц.

Для изготовления керамического стержня использовалась висмутовая керамика состава $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sb}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x$, полученная из химически чистых оксидов металлов методом твердофазного синтеза. По данным рентгенофазового анализа она содержала 90% фазы 2223. Известно, что критические параметры керамики в большой степени определяются значением кислородного индекса, связанного с условиями термообработки. Результаты рентгеновского и термогравиметрического анализа показывают [8,9], что при температурах выше 810°C в Bi-2223 купратах наблюдается потеря кислорода, достигающая 1% веса керамики. Поэтому перед закладкой стержня в серебряную трубочку керамика обогащалась кислородом путем продувки отжигаемых образцов. При этом предполагалось, что на последующих этапах будет сказываться воздействие серебряной оболочки. С одной стороны, она блокирует доступ атмосферного кислорода и мешает получить оптимальный кислородный индекс при термической обработке готового провода, изготовленного из керамики с дефицитом кислорода. С другой стороны, при избытке кислорода в керамике термическая обработка приведет к увеличению его давления под оболочкой, и этот фактор следует учитывать при выборе температуры и времени термообработки, так как процесс образования фазы Bi-2223 весьма чувствителен к парциальному давлению кислорода [10].

В данной работе использовались два способа насыщения керамики кислородом перед закладкой ее в серебряную оболочку. При первом способе керамический вкладыш насыщался кислородом при температуре 780°C в течение 12 ч. При втором способе в порошок готовой керамики добавляли окислитель (CuO) в количестве 4% от ее веса. В этом случае для выравнивания стехиометрического состава используемая керамика синтезировалась с соответствующим дефицитом меди.

Сильная корреляция между степенью текстурирования и критической плотностью тока керамических образцов хорошо известна [1,11]. Пластинчатая форма и резкая анизотропия свойств гранул висмутитового металлооксида способствуют образованию текстуры и структур типа “кирпичной кладки”, “плетеного каната” или “пересечения железнодорожных путей” [1,12,13]. Связь между гранулами в подобных структурах обеспечивается протеканием тока через перекрытие относительно широких ab поверхностей гранул, причем контакты в самих плоскостях ab имеют вспомогательный характер ввиду их малой площади. Поэтому все существующие технологии изготовления токопроводящего изделия ориентированы на получение развитой текстуры керамики в направлении ab с помощью прокатки изделия на конечном этапе процесса. Однако, как показано в [14], даже для прокатанных лент предпочтительная ориентация зерен в образце не возникает под действием только одной прокатки. Взаимное упорядочение кристаллографических направлений становится возможным в тонких слоях, полученных механическим путем, в результате термической обработки лент “с подплавлением” керамики. Этот прием создания текстуры удобен для фазы Bi-2212 и неприемлем для фазы Bi-2223, которая при температуре “подплавления” существенно деградирует.

Поэтому при изготовлении керамической вставки были приняты меры по формированию текстуры на начальном этапе механической обработки. С этой целью одноосным прессованием изготовлены тонкие

(0,7 мм) пластины из керамики длиной 60 и шириной 1–5 мм, прошедшие полный цикл термообработки с промежуточной перепрессовкой. Плотность критического тока таких пластин составляла $5-8 \cdot 10^3$ А/см² при $T = 77$ К. Стопка пластин дополнительно одноосно обжималась и после придания заготовке цилиндрической формы вставлялась в серебряную трубочку. Многократное экструдирование через фильеры, обладающие аксиальной симметрией, могло несколько уменьшить степень текстурирования керамики, однако полностью текстуру не устранило. Как показывают результаты измерений, критическая плотность тока проводов, изготовленных из пакстированных “текстурированных” стержней, была всегда выше, чем в “нетекстурированных” гидропресованных сплошных вставках.

Основным технологическим этапом изготовления провода из металлооксидов является поиск оптимального режима термообработки. Однако температурно-временные параметры двухступенчатого режима термообработки, подобранные для получения максимума J_c , еще не позволяют однозначно судить о характере установившихся межзеренных контактов. Известно [15], что на первой ступени отжига при температурах 850–860°C обеспечивается спекание зерен керамики друг с другом, но при этом происходит частичная деградация фазы и аморфизация поверхностного слоя зерен. Для упорядочения этого слоя вторую ступень термообработки проводят при более низких температурах 810–840°C. Надежный критерий для выбора температурно-временных параметров до сих пор не найден, так как обычно измеряемая величина критического тока J_c сама по себе не говорит об оптимальности режима термообработки, потому что J_c может искажаться наличием трещин и локальных суждений в исследуемом образце.

Для установления связи между термообработкой и образованием того или иного типа межзеренных контактов в настоящей работе исследовалась реакция критического тока образцов на гидростатическое сжатие. От провода, полученного методом гидроэкструзии, с диаметром керамической сердцевинки 0,18 мм и толщиной стенки серебряной оболочки 0,12 мм, отрезались образцы длиной $L = 20$ мм. Их отжигали на воздухе при температурах 830–865°C в течение $\tau = 20$ ч. Заданная температура печи поддерживалась с точностью $\pm 1^\circ\text{C}$, а возможные градиенты температуры по длине образца выравнивались за счет отрезка толстостенной серебряной трубки, в которую и помещались провода для отжига. Измерения критического тока выполнялись при напряженности электрического поля на образце 1 мкВ/см стандартным четырехзондовым методом записи вольт-амперной характеристики. Для создания высоких давлений использовалась камера типа поршень-цилиндр. Кроме исследуемого образца в камеру помещались манганиновый датчик давления и термометр из медного микропровода. Точность определения давления составляла 100 бар.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена плотность критического тока J_c образцов гидроэкструдированного провода, прошедших двухступенчатый режим термообработки при разных температурах первичного отжига. Первичный отжиг проводился в интервале температур $T = 850-865^\circ\text{C}$, а вторая ступень отжига — при 835°C: 20 и 48 ч соответственно. Как и

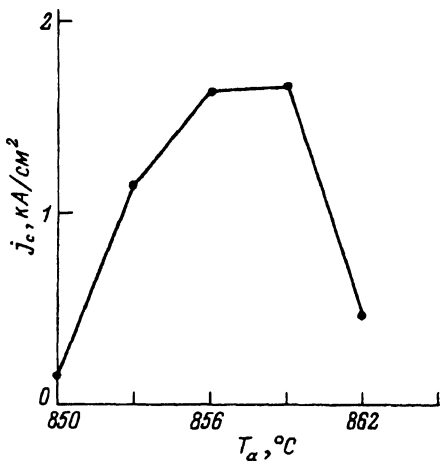


Рис. 1. Зависимость плотности критического тока образца провода от температуры первичного отжига T_a .

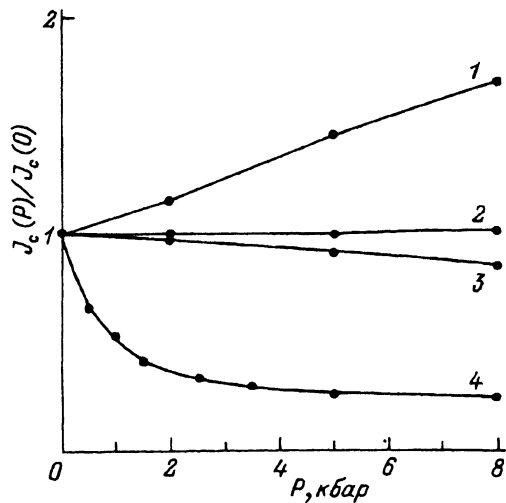


Рис. 2. Относительные изменения критического тока под действием гидростатического давления для отрезков провода, отожженных при разных температурах T_a . 1 — $T = 865$, 2 — 86, 3 — 856, 4 — 850°C .

для керамических образцов без оболочек, плотность критического тока отрезков провода как функция температуры первичного отжига T_a проходит через максимум при $T_a \approx T_0$. В отличие от керамических образцов [16], этот максимум сдвинут на несколько градусов в сторону более низких температур. Сузился также и интервал оптимальных значений температур отжига, когда критический ток образца достигает максимальных значений. По-видимому, это указывает на существенную роль в формировании токового кластера процессов, связанных с диффузией и обменом кислорода, затрудненных серебряным покрытием.

Во всяком случае структура межгранульных контактов сильно зависит от температуры отжига при сохранении неизменной критической температуры T_c сверхпроводящего перехода зерен Bi-2223 керамики. Об этом свидетельствуют приведенные на рис. 2 результаты измерения влияния гидростатических давлений на критический ток J_c образцов, прошедших различную термообработку. Как видно из представленных зависимостей, реакция критического тока образцов на давление неоднозначна. Для образцов, отожженных при $T_a \approx T_0$, производная dJ_c/dP близка к нулю, а для температур $T_a > T_0$ наблюдается значительный рост критического тока с давлением.

Подобное поведение керамики висмутового и других металлооксидов отмечалось ранее в [6,7,17], где показано, что по реакции транспортного критического тока образца J_c на гидростатическое сжатие можно судить о характере межзеренных связей. Так, экспоненциально быстрый рост критического тока I_c слабых связей с давлением может наблюдаться в структурах туннельных джозефсоновских SIS-контактов, когда $I_c \sim \exp(-d\varphi^{1/2})$ (здесь d — толщина барьера в ангстремах, φ — его высота в эВ). В слабосвязанных контактах SNS-типа, образованных проводящей N-прослойкой, сильная зависимость тока от да-

вления, $I_c \sim \exp(-2d/\xi_N)$ возможна в случае большой толщины d нормального слоя, когда показатель экспоненты достаточно велик. Если же длина когерентности в нормальном слое ξ_N порядка его толщины ($d \sim \xi_N$), то давление не может менять I_c существенно быстрее изменения T_c и параметров решетки, поэтому отклик на давление будет относительно слабым. В таком случае сравнительно малые значения $d \ln(I_c)/dP$, обусловленные в основном зависимостью $T_c(P)$, отражают реализацию металлизированных межзеренных контактов и могут указывать на оптимальный режим термообработки [16].

В области температур отжига $T_a < T_0$ (рис. 2) давление приводит к существенному уменьшению критического тока образца при уменьшении его нормального сопротивления R_N . Такое поведение $J_c(P)$, когда $\delta J_c < 0$, но $\delta T_c > 0$ и $\delta R_N < 0$, противоречит известному для джозефсоновских контактов соотношению $I_c \sim \Delta/R_N^n$ (показатель $n \geq 1$) и существенно отличается от наблюдавшегося ранее [18] в керамиках BaPbBiO_3 падения J_c при росте R_N . Здесь Δ — параметр порядка сверхпроводника, $\Delta \sim T_c$, производная $dT_c/dP = 0.25 \text{ K/кбар}$. Наблюдаемое уменьшение $J_c(P)$ нельзя связать с необратимыми механическими дефектами в образце, так как при наборе и сбросе давления данные полностью воспроизводились. С другой стороны, в рамках моделей межзеренных границ, не имеющих внутренней структуры, правая часть соотношения $I_c \sim \Delta/R_N$ должна расти, тогда как эксперимент показывает убывание критического тока. Это противоречие указывает на более сложное строение межгранульных контактов Bi-2223 и более сложные процессы токопереноса в них.

Как отмечалось в [16], наблюдаемое убывание $J_c(P)$ может быть обусловлено возрастанием распаривающего фактора на поверхности зерен под действием давления, когда параметр порядка Δ на границе убывает даже при росте критической температуры T_c гранул. Роль такого распаривающего фактора могут играть локализованные состояния [19], плотность которых зависит от режима термообработки, наличия примесей, приложенного давления и т. д. В зависимости от концентрации дефектов в диэлектрическом слое в процессы токопереноса включаются локализованные состояния, образованные этими дефектами. При этом сопротивление контактов падает, а плотность джозефсоновского тока возрастает. Однако параметр порядка Δ на поверхности гранул Δ_{sf} может подавляться из-за эффектов гибридизации примесных электронных состояний с состояниями в берегах контакта [16,19]. В принципе этот эффект может привести к аномальной реакции критического тока I_c на давление [16]. Ослабление I_c возможно вследствие кулоновского отталкивания электронов на локализованных уровнях. Допустимы также и другие причины появления распаривающего фактора, который сказывается на параметре порядка в гранулах, но не влияет заметно на величину критической температуры металлокерамики T_c .

Качественно соображения о поверхностной деградации зерен при $T_a < T_0$ подтверждаются экспериментами по влиянию магнитного поля H на гистерезис критического тока образцов. Зависимости $J_c(H)$, полученные для образцов, обработанных при $T_a \geq T_0$, показали характерный для слабосвязанных структур аномальный гистерезис, природа которого анализировалась в работах [5-7]. Согласно [5,6], в больших

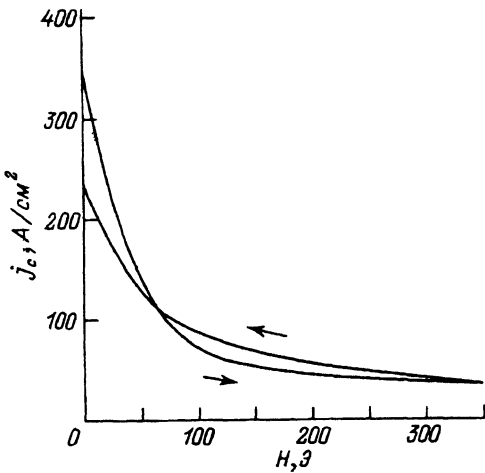


Рис. 3. Зависимость, демонстрирующая аномальный гистерезис $j_c(H)$ для образца с $T_a = 865^\circ\text{C}$. $T_e = 77\text{ K}$.

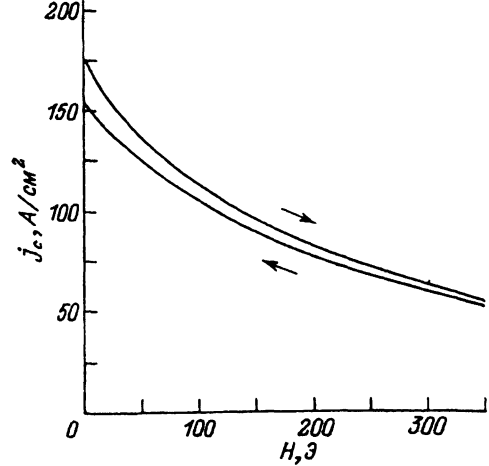


Рис. 4. Зависимость $j_c(H)$ для образца с $T_a = 850^\circ\text{C}$, $T_e = 77\text{ K}$.

При уменьшении магнитного поля значение критического тока меньше, чем при его росте. Такое поведение $j_c(H)$ нехарактерно для ВТСП керамик.

полях $H > H_{c1}$ (гранул) гистерезис критического тока джозефсоновских контактов связан с неоднозначной зависимостью поверхностного тока гранул j_{sf} от магнитной предыстории. В нарастающем магнитном поле ($H \uparrow$) $j_{sf}^\uparrow = j_{eq} + j_{cg}$, где j_{eq} — равновесная, мейсснеровская составляющая поверхностного тока, $j_{eq} \approx H_{c1}/\lambda$, а j_{cg} — критический ток в гранулах, λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в зерна керамики. В убывающем поле $H \downarrow$ $j_{sf}^\downarrow = j_{eq} - j_{cg}$. В самом общем случае магнитолевая зависимость критического тока I_c джозефсоновских контактов определяется величиной $\lambda \cdot j_{sf}$

$$J_c(H) = I_c(\lambda j_{sf}(H)).$$

Поэтому отличие j_{sf} в нарастающем и убывающем полях приводит к сильному гистерезису критического тока J_c металлокерамики

$$J_c(H) \sim I_c(H) = I_c(\lambda(j_{eq} \pm j_{cg})). \quad (1)$$

Появление в формуле (1) суммы (и разности) токов $j_{eq} \pm j_{cg}$ не противоречит модели критического состояния, так как на абрикосовские вихри действует только компонента j_{cg} , которая протекает через сердцевину флюксоидов, где действующее значение равновесной составляющей тока равно нулю. В то же время на поверхности гранул, где в равновесии нет вихрей Абрикосова, j_{eq} достигает оптимальной величины (здесь речь идет о поверхностном слое толщиной $\delta l \sim \xi$). Если эта поверхность несовершенна и абрикосовские вихри начинают просачиваться в гранулы, начиная с полей $H > H_{c1}$, то величина j_{eq} фиксируется на уровне $j_{eq} \approx H_{c1}/\lambda$, который практически не зависит от внешнего поля H . Это приводит к появлению "плато" на $J_c(H)$ -характеристиках [3,4].

Несмотря на то, что в убывающем магнитном поле H^{\downarrow} среднее эффективное поле в керамике больше, чем в нарастающем H^{\uparrow} [20], в эксперименте наблюдается неравенство $J_c(H^{\uparrow}) < J_c(H^{\downarrow})$ (рис. 3), поскольку при выполнении условия $j_{eq} \sim j_{cg}$ гистерезис критического тока керамики определяется не величиной внутренних магнитных полей, а гистерезисом поверхностных токов в гранулах. В таком случае амплитуда гистерезиса $J_c(H)$ характеризует пиннинг потока в гранулах композита (величину j_{cg} (1)). При повышении температуры измерений и улучшении поверхности гранул гистерезис $J_c(H)$ -зависимости должен поэтому усиливаться, что и наблюдается экспериментально.

Совершенно иной характер имеют зависимости $J_c(H)$, полученные для образцов, отожженных при температурах $T_a < T_0$ и имеющих отрицательную производную dJ_c/dP . На рис. 4 приведена типичная характеристика для таких образцов, демонстрирующая проявление нормального гистерезиса критического тока в магнитном поле: при уменьшении магнитного поля H зависимость $J_c(H)$ опускается вниз. Такой эффект обусловлен захватом магнитного потока в гранулах керамики, когда эффективное поле в образце H_{eff} меньше в нарастающем поле, чем в убывающем. Согласно (1), подобная картина может наблюдаться, если внутригранульные критические токи j_{cg} подавлены в силу каких-то причин, т. е. неравновесная составляющая j_{cg} мала по сравнению с мейсснеровской составляющей j_{eq} . Нормальный гистерезис $J_c(H)$ характерен для сверхпроводников второго рода, когда критический ток образца определяется током пиннинга потока. Однако в нашем случае критический ток образцов ограничен слабыми связями, о чем свидетельствует сильное его изменение с давлением как для режима $T_a > T_0$, так и при $T_a < T_0$. Поэтому наблюдаемый "нормальный" гистерезис указывает, по всей видимости, на сильное подавление по-

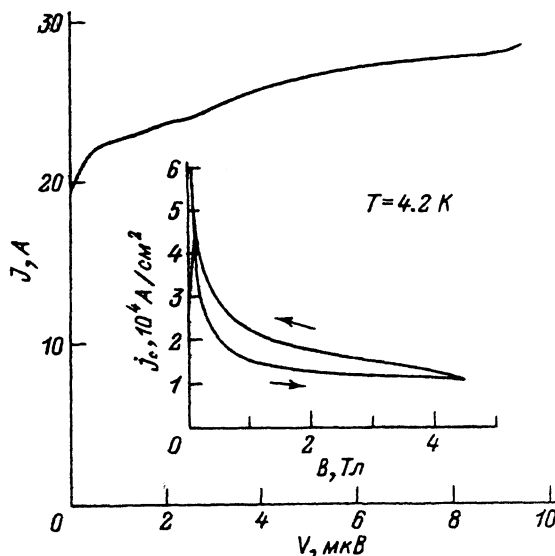


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика и зависимость j_c от магнитного поля для образца экструдированного провода с диаметром сверхпроводника $D = 0.18$ мм $j_c = 8 \cdot 10^4$ А/см² ($T = 4.2$, $H = 0$).

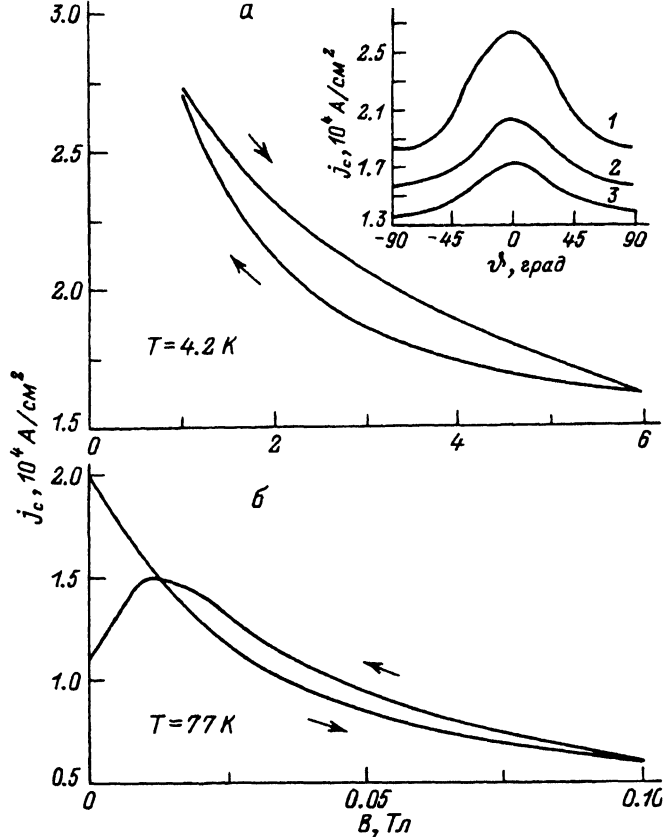


Рис. 6. Характеристики ленты, прокатанной из провода. Толщина керамического слоя $d = 30$ мкм, $j_c = 1.75 \cdot 10^5$ А/см².

Критические токи в магнитном поле при $T = 4.2$ (а) и 77 К (б). На вставке угловая зависимость $j_c(H)$. H , Тл: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4.

верхностного критического тока j_{cg} в гранулах, что может объяснять подавлением приповерхностного параметра порядка Δ_{sf} .

В окрестности андерсоновской “металлизации” межгранульных прослоек в силу гипотезы универсальности реакция критического тока J_c контактов на давление определяется зависимостью корреляционного радиуса $L_c \sim 1/Z(x)$, $Z(x) = |x - x_c|^q$, $0.5 < q < 1$ [21]. Здесь x — любой параметр, изменение которого влияет на степень близости системы локализованных уровней к переходу Андерсона (в нашем случае это — давление P , концентрация примесей C , температура T_a и время отжига τ)

$$x - x_c = P/P_c \pm C/C_c + \delta T_a/T_{ac} + \tau/\tau_c,$$

где P_c , C_c , T_{ac} и τ_c — параметры, характеризующие степень влияния давления, концентрации C , температуры T_a и времени термообработки τ_c на корреляционную длину L_c , $\delta T_a = T_a - T_0$. В самом общем виде можно записать

$$J_c(x) \approx J_c^{\max} \exp\left(-\beta [Z(x) - Z(x_0)]^2\right). \quad (2)$$

Такая функция приводит к наблюдаемой колоколообразной зависимости критического тока контактов от различных параметров (например, давления и температуры отжига) (рис. 1,2). Параметр x_0 соответствует оптимальным технологическим условиям. Колоколообразная зависимость критического тока от времени термообработки (при фиксированной величине критической температуры T_c) наблюдалась также в работе [22]. Анализ экспериментальных кривых по формуле (2) показывает, что максимум критического тока образцов достигается при температуре T_0 , несколько превышающей температуру “андерсоновской локализации”.

Таким образом, для висмутовых образцов фазы 2223, наиболее оптимальной для получения высоких J_c , является температура отжига T_0 , вблизи которой происходит металлизация межзеренных границ. При переходе через T_0 изменяется знак $d(J_c)/dT$. В окрестности T_0 джозефсоновский характер межзеренных контактов сохраняется. Но при хорошо развитой текстуре это не мешает получать значительные транспортные токи в больших магнитных полях, если пиннинг потока в гранулах обеспечивает жесткость вихревой решетки [6,7]. Для Bi-2223 проводов и лент такое условие реализуется при достаточно низких температурах $T \leq 35$ К. На рис. 5 приведены характеристики отрезка провода, полученного методом гидроэкструзии и прошедшего двухстадийную термообработку. Более высоких значений плотностей критического тока можно достигнуть, прокатывая провод в ленту. При одноосной деформации, которая преобладает при прокатке, коэффициент текстуры в керамическом изделии после соответствующего отжига растет. На рис. 6 показана зависимость от магнитного поля плотности критического тока прокатанной ленты с толщиной керамического слоя $d = 30$ мкм, прошедшей такую же термообработку, что и провод. Критическая плотность тока для таких образцов составляла $J_c = 1.7 \cdot 10^5$ А/см² при $T = 4.2$ К и $H = 0$. На вставке приведена зависимость J_c от направления ϑ магнитного поля. Угол $\vartheta = 90^\circ$ соответствует нормальному вхождению силовых линий поля в плоскость образца. При $\vartheta = 0$ магнитные линии параллельны плоскости ленты. Значительная разница в критических токах при разных направлениях магнитного поля отражает степень текстуры образца.

Выводы

Приведенная колоколообразная зависимость величины J_c отрезков экструдированного провода от температуры отжига T_a (рис. 1) и неоднозначная реакция J_c левой и правой ветвей этой зависимости на давление (рис. 2) указывают на сложные процессы формирования межзеренных границ. Так, можно предположить, что при уменьшении температуры отжига увеличивается плотность локализованных уровней в межзеренных контактах, т. е. аморфизированные межгранульные области становятся более “металлическими”. Но при этом параметр порядка в прилегающих поверхностях гранул может несколько уменьшиться из-за эффекта близости на границе сверхпроводник — аморфный диэлектрик. При росте плотности локализованных состояний уменьшается также сопротивление межгранульных прослоек и увеличивается критический ток контактов. В пределе большей плотности уровней в межгранульных прослойках возможен андерсоновский переход ме-

тал — диэлектрик. В таком случае при сравнительно малой толщине металлизированного слоя $d \leq \xi_N$, критический ток контактов I_c теряет чувствительность к давлению и достигает максимальных значений. Однако этот процесс прерывается ростом распаривающего фактора на межзеренной границе. В принципе распаривание может объясняться кулоновским взаимодействием и гибридизацией состояний на NS-интерфейсе [16,19]. Но возможны и другие, более глубоко связанные с механизмом высокотемпературной сверхпроводимости, причины уменьшения параметра порядка (увеличения λ) в гранулах при неизменной величине $T_c \approx 110$ К. В результате как внутригранульный ток j_{sq} , так и межгранульный критический ток J_c при $T_a < T_0$ подавляются, а зависимость $J_c(T_a)$ приобретает колоколообразную форму с максимумом при $T_a = T_0$.

Работа выполнена при поддержке государственного Комитета по науке и технологии Украины (проекты “Экструзия” и “Сэндвич”), Международного фонда Сороса от Американского физического общества (индивидуальные гранты для ВЮТ, АИД, ВМС) и международной соросовской программы образования в области точных наук (ISSEP grant NSPU 042 058 для ВМС).

Список литературы

- [1] Hensel B., Grasso G., Flukiger R. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51.
- [2] Буряк В.П., Павловская Б.А. и др. // II Всесоюз. конф. по высокотемпературной сверхпроводимости. Киев 1989. Т. 3. С. 164–165.
- [3] Ekin J.W., Larson T.M., Hermann A.M. et al. // Physica C. 1989. Vol. 160. N 5/6. P. 489–496.
- [4] D'yachenko A.I. // Modern Phys. Lett. B. 1994. Vol. 8. N 24. P. 1483–1491.
- [5] D'yachenko A.I. // Physica C. 1993. Vol. 213. P. 167–178.
- [6] Svistunov V.M., D'yachenko A.I., Tarenkov V.Yu. // Physica C. 1991. Vol. 185–189. P. 2429–2430.
- [7] Svistunov V.M., D'yachenko A.I., Tarenkov V.Yu. // Intern. J. Modern Phys. B. 1991. Vol. 5. N 20. P. 3255–3265.
- [8] Guo Y.C., Liu H.K., Dou S.X. // Physica C. 1992. Vol. 200. P. 147–154.
- [9] Huang Y.-T., Wang W.-N., Wu S.-F. et al. // J. Am. Ceram. Soc. 1990. Vol. 73. N 11. P. 3507–3510.
- [10] Hsu C.H. and N.A. Gokcen. // Appl. Supercond. 1993. Vol. 1. N 1/2. P. 19–23.
- [11] D.Y. Kaufman et al. // Appl. Superconductivity. 1993. Vol. 1. N 1/2. P. 81–85.
- [12] Свиcтунoв В.М., Таренков Ю.В., Дьяченко А.И. и др. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 6. С. 1945–1950.
- [13] Malozemoff A.P. // Superconductivity and its Applications / Ed. by Y.H. Kao, A.E. Kaloyeros, H.S. Kwok. AIP Conf. Proc. N 251. New York, 1992. P. 6–10.
- [14] Aksanova T.D., Bratukhin P.V., Shavkin S.V. et al. // Physica C. 1993. Vol. 205. P. 271–279.
- [15] Кононюк И.Ф., Ломоносов В.А., Толочко С.П., Матнач Л.В. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 11. С. 2072–2077.
- [16] Тараненков Ю.В., Дьяченко А.И., Перекрестов Б.И. // СФХТ. 1994. Том 7. № 3. С. 482–490.
- [17] Svistunov V.M., Dyachenko A.I., Tarenkov V.Yu., Perekrstov B.I. // Cryogenics. 1992. Vol. 32. ICMC/ICEC Supplement. P. 252–255.
- [18] Свиcтунoв В.М., Ревенко Ю.Ф., Мусеев Д.П. и др. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 11. С. 1133–1143.
- [19] Halbritter J. // Phys. Rev. B. 1992–II. Vol. 46. N 22. P. 14861–14871.
- [20] Revikumar G., Mishra P.K. // Physica C. 1991. Vol. 182. N 4/6. P. 252–256.
- [21] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1968. 416 с.
- [22] Komatsu T., Hirose C., Ohki T., Matusita K. // J. Am. Ceram. Soc. 1990. Vol. 73. N 12. P. 3569–3574.