

$$\frac{\partial D_{\gamma, \text{отн}}}{\partial \theta} \simeq \text{const}, \quad D_{\gamma} \sim E,$$

которые имеют место в характерном диапазоне изменений θ , E для конкретного ускорителя (рис. 2, 3), данный метод позволяет надежно определять наиболее вероятные значения θ_0 , E_0 с погрешностью, указанной выше.

3. Описанный метод может приводить к значительным погрешностям, если полный ток определяется не только быстрыми электронами, но также ионами плазмы мишени и замедлившимися электронами, не дающими вклада в ТИ. Такая ситуация характерна для сильноточных ускорителей с диодом прямого действия. В этом случае возможен другой метод определения $E_{\text{эфф}}$ — без использования информации о токе пучка. Суть в том, что поле ТИ в области $z \ll z_0$ (рис. 1) формируется за счет фотонов, вылетающих под большими углами к направлению движения электрона. Ясно, что с уменьшением E относительный выход фотонов в диапазоне углов $\theta_{\gamma} > 50^\circ$ должен возрастать, что обусловлено уширением угловых распределений в сечениях многократного рассеяния электронов и генерации ТИ. С другой стороны, с уменьшением E возрастает роль самопоглощения фотонов в мишени. В итоге зависимость интенсивности ТИ вблизи мишени от энергии электронов определяется конкуренцией этих двух эффектов, однако для ограниченного диапазона E , что на практике, как правило, имеет место для конкретного ускорителя, наблюдается заметная зависимость относительного изменения дозы ТИ вблизи мишени от E , что может быть использовано для определения энергии ускоренных электронов. Для иллюстрации сказанного на рис. 4 приводятся некоторые результаты расчетов.

Таким образом, зная дозовые характеристики поля ТИ в определенных точках переднего полупространства (минимум в трех), можно достаточно корректно определять эффективные параметры электронного пучка, падающего на облучаемый объект.

Список литературы

- [1] Дергобузов К. А. ПТЭ. 1975. № 1. С. 29—30.
- [2] Аржанников А. В. Препринт ИЯФ. № 77-102. Новосибирск, 1977.
- [3] Shiff L. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 252.
- [4] Lanzi L., Hanson A. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 959.
- [5] Павловский А. И., Босамыкин В. С., Савченко В. А. и др. // ДАН СССР. 1980. № 250. С. 1118—1122.

Поступило в Редакцию
24 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
28 апреля 1990 г.

ГРАНУЛИРОВАННАЯ СТРУКТУРА И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА Bi(Pb)—Sr—Ca—Cu—O КЕРАМИКИ

А. К. Асадов, П. Н. Михеенко, А. С. Стоян

Одним из наиболее перспективных высокотемпературных сверхпроводников на данном этапе является висмутовая металлооксидная керамика. Она не содержит ядовитых соединений, ее компоненты дешевы и самое главное имеет высокотемпературную фазу $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_{1-x}$ (фаза 2223 с размером ячейки вдоль оси C 37 Å) с $T_c=110-120$ К. Хотя наиболее термодинамически устойчивой является ее низкотемпературная фаза 2212 (размер ячейки вдоль оси C 31 Å) с $T_c=80$ К, однако, как показали исследования [1], замещение части висмута свинцом (20—30 %) позволяет стабильно получать однофазные образцы с максимальными критическими температурами. Несмотря на столь высокие значения T_c , плотности критических токов продолжают оставаться крайне низкими даже в сравнении с иттриевой керамикой. Например, наибольшее значение j_c , полученное в [2] на Bi(Pb)—Sr—Ca—Cu—O сверхпро-

воднике, составило 360 A/cm^2 (для керамических нитей это значение выше на порядок). Так как увеличение давления прессовки синтезируемого порошка до значений 5.4 ГПа (54 кбар) не приводит к существенному увеличению плотности критического тока (508 A/cm^2) [8], то можно предположить, что причиной малых i_c является не только пористая структура образцов, но и слабая степень связи между гранулами. Например, известно [4], что поверхностные слои гранул могут быть и сверхпроводящими, и нормальными, так что контакт между ними становится соответственно $S-I-S$ - или $S-N-S$ -типа.

Целью данной работы являются исследование особенностей перколяционной структуры, изучение процессов, происходящих на поверхности гранул в процессе термообработки, с целью повышения значения плотности критического тока.

Синтез образцов происходил по технологии, описанной в работе [1], с соотношением компонент согласно формуле $\text{Bi}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_{1-x}\text{CaCu}_{1.4}$ и давлением прессовки $p=3.7 \text{ кбар}$. Одновременно приготавливалось несколько таблеток керамики. Последующий отжиг происходил

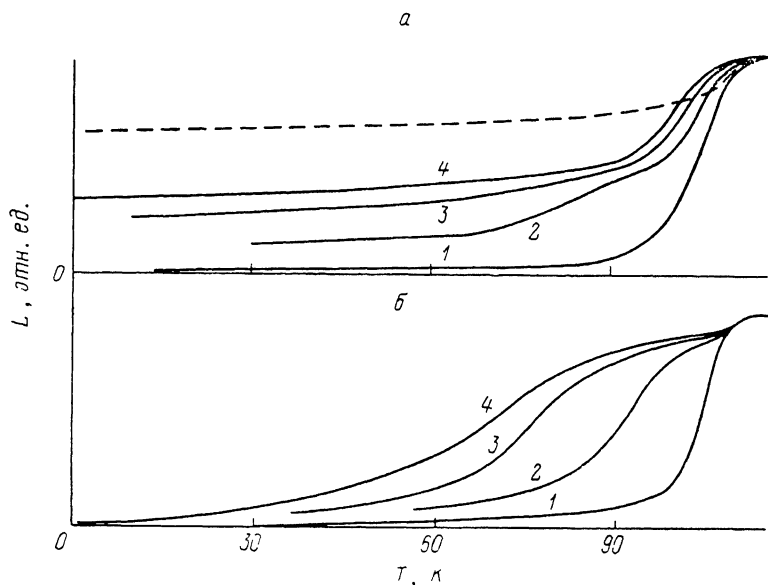


Рис. 1. Зависимости диамагнитного отклика L от температуры образцов 1 (а) и 1П (б), полученные при разных полях модуляции h .

$h, \text{ Э: } 1 - 0.5, 2 - 2.5, 3 - 7.5, 4 - 13$. Штриховая линия — зависимость размолотой керамики.

в различной газовой среде — воздухе и смеси $92.5\% \text{ Ag} + 7.5\% \text{ O}_2$ [1]. Образец 1 был выдержан 12 ч при 850°C на воздухе, затем 13 ч при 840°C и 3 ч при 832°C в атмосфере $\text{Ag} + \text{O}_2$. Остальные таблетки керамики после этой процедуры обрабатывались разными способами. Часть этих таблеток (образец 2) была выдержана на воздухе при 842°C в течение 11 ч, затем 2 ч при 832°C , 16 ч при 810°C и далее охлаждалась со скоростью 6 град/ч до уровня 780°C . Другая часть также на воздухе обрабатывалась в течение 62 ч при 852°C (образец 3). Окончательное охлаждение всех образцов проходило с $v=150 \text{ град/ч}$. По данным рентгеновской дифрактометрии все полученные образцы имели $95 \pm 5\%$ фазы 2223.

На рис. 1, а приведены зависимости диамагнитного отклика от температуры $L(T)$ [6] образца 1, полученные при разных полях модуляции h . Видно, что они имеют типичный ступенчатый вид, характерный для всех хорошо изученных керамических сверхпроводников (см., например, [6, 7]). Обычно появление верхней ступеньки с серединой перехода при $T=T_c^{m1}$ связывают с откликом от гранул, а нижней при $T=T_c^{m2}$ — с откликом от всего образца при образовании между гранулами экранирующих его полный объем слабых связей. В пользу этого предположения для исследуемых висмутовых образцов свидетельствует также факт сильной зависимости T_c^{m2} от слабого магнитного поля (единицы эрстед) и существования в этой точке значительного пика потерь энергии χ'' [6-8].

Так же как и в случае иттриевой керамики, это можно объяснить только «слабостью» межзеренных контактов и легкостью проникновения магнитного поля в поры образца. Однако в этом случае становится непонятным наблюдаемое изменение T_c^{m1} , так как для столь заметного уменьшения критической температуры необходимы поля не в единицы, а в сотни Э.

Природа сдвига T_c^{m1} исследована в работе [9]. Исходя из того что отклик верхней ступени $L(T)$ зависимости металлооксида выше отклика от размолотой в порошок керамики (штриховая линия на рис. 1, а), был сделан вывод о существовании в материале пустот, окруженных слоем сильно сцепленных гранул. Было выдвинуто предположение о том, что формирование таких пор в висмутовых образцах происходит вследствие близости температуры термообработки керамики к температуре ее плавления. Возникающие при этом пузырьки газов могут в сочетании с большой подвижностью гранул оставлять подобные следы. Близкое к этому предположение высказывалось в работе [10]. Было показано, что процесс наиболее интенсивного «разбухания» керамики связан с испарением свинца.

Заметим, что поскольку в иттриевых металлооксидах температура плавления отличается от температуры термообработки почти на 100° , то процесс формирования пустот в них должен быть значительно более слабым. Его можно усилить, используя высокие температуры отжига. Для проверки этого керамика $YBa_2Cu_3O_x$ подвергалась кратковременной выдержке при 960 и 1000°C . В обоих случаях зависимости $L(T)$ становились подобны тем, которые приведены на рис. 1, хотя изначально эффект сдвига $T_c^{m1}(h)$ в ней отсутствовал.

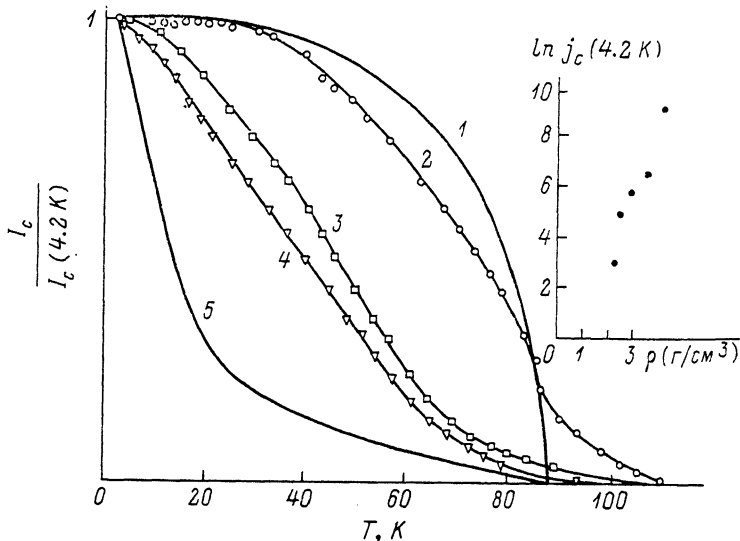


Рис. 2. Зависимости нормированного критического тока от температуры образцов 1 (2), 2 (3), 3 (4).

1 — теоретическая зависимость Амбегаокара—Баратова [11], 5 — Куприянова—Лукичева с параметром $\gamma=1$ [12]. На вставке приведена зависимость плотности критического тока (в логарифмическом масштабе) от удельной плотности исследованных образцов.

Кроме пористости величина j_c зависит от состава межзеренных участков. Известно, что поверхностные слои гранул наиболее легко теряют кислород либо насыщаются им. Непроореагировавшие компоненты, фрагменты структуры, примеси также имеют тенденцию к выталкиванию из кристаллической решетки на границу гранул. Все это приводит к появлению несверхпроводящих межзеренных прослоек.

Рассмотрим вид зависимостей $I_c(T)$ висмутовых образцов. При температурах, меньших 80 K , когда все фазы керамики перешли в сверхпроводящее состояние, зависимость $I_c(T)$ должна описываться соотношением Амбегаокара—Баратова [11] (рис. 2). Действительно, такое поведение наблюдается для образца 1. По мере увеличения времени отжига кривая $I_c(T)$ отклоняется в сторону зависимости $S-N-S$ -типа [12]. Исходя из этого, а также учитывая тот факт, что скорость охлаждения v выдерживалась одинаковой для всех образцов, можно предположить, что на формирование межзеренных контактов в висмутовой керамике основное влияние оказывают процессы накопления на поверхности гранул областей с нарушенной стехиометрией структуры [8].

Для увеличения значения j_c была проведена перепрессовка керамики. Образцы обозначены соответственно: первый образец — 1П, третий — 3П. Их отжиг проводился на воздухе при температуре 830°C в течение 11 ч. Данные рентгеновской дифрактометрии свидетельствуют об однофазности полученных образцов. Из таблицы видно, что плотность керамики возросла неоднозначно, однако зависимость между $j_c(4.2\text{ K})$ и ρ (или толщиной межзеренной прослойки) близка к теоретической экспоненциальной [11] (см. вставку на рис. 2). Изменение

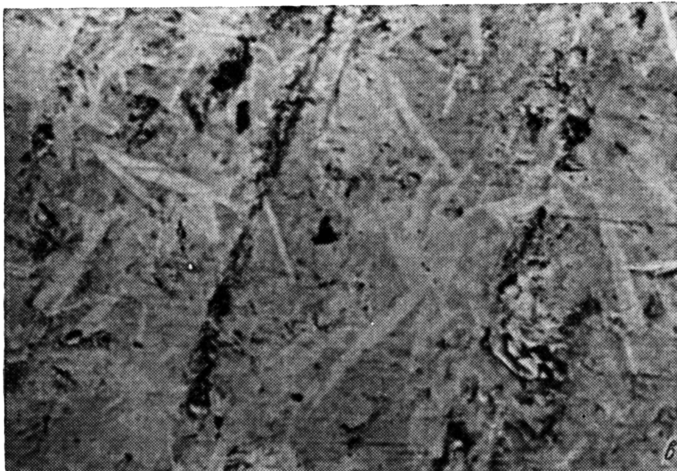
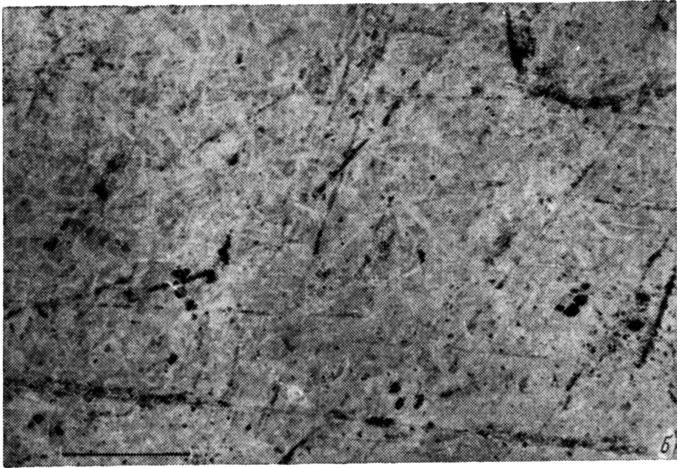
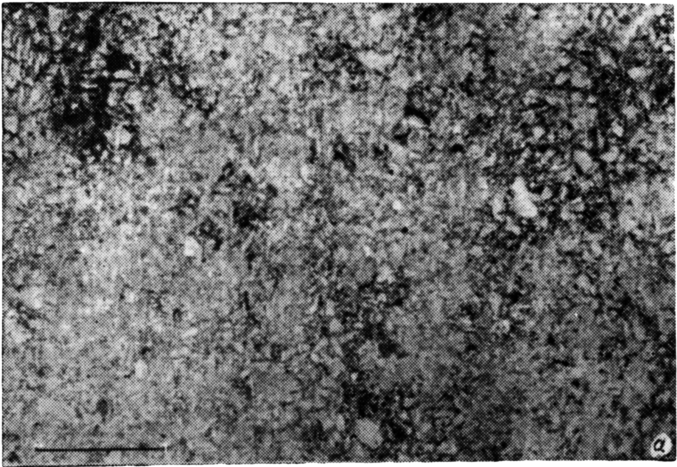


Рис. 3. Микроструктуры образцов 3 (а) и ЗП (б, в), полученные с помощью растрового электронного микроскопа.

Масштаб указан в микронах цифрой под масштабной риской.

| Номер образца | j_c (77 К), А/см ² | T_c , К | ρ , г/см ³ | $t_{отж}$, ч |
|---------------|------------------------------------|-----------|----------------------------|---------------|
| 1 | 160 | 110 | 2.84 | 28 |
| 2 | 14 | 108 | 2.45 | 77 |
| 3 | 2 | 90 | 2.39 | 106 |
| 1П | 250 | 110 | 3.54 | |
| 3П | 1000 | 100 | 4.24 | |

критического тока с температурой осталось близким к первоначальному. Небольшое увеличение I_c (4.2 К)/ I_c (77 К) с 2.2 у образца 1 до 2.5 у 1П находится в рамках изменений, происходящих при повышении $t_{отж}$ (рис. 2).

На рис. 1, б приведена зависимость $L(T)$ образца 1П. Как и следовало ожидать, величина T_c^{m1} стала нечувствительна к малым магнитным полям. Структурные изменения, произошедшие при перепрессовке керамики, можно проследить на фотографиях, полученных с помощью растрового электронного микроскопа «GSM T300» в отраженных электронах с атомным контрастом (ВЕIcomp) (рис. 3). Полученная картина показывает распределение атомов с соответствующим данному атомному номеру уровнем яркости: например, чем меньше средний атомный номер, тем более темный отпечаток он дает. Пустоты, поры, межзеренные области наблюдаются на снимках в виде темных участков. На рис. 3, а хорошо прослеживается гранулированная структура образца 3, а на рис. 3, б и в — треки, оставленные на поверхности плотной керамики частичками шлифовочного материала.

Видно, что в перколяционной структуре Bi(Pb)—Sr—Ca—Cu—O керамики при перепрессовке происходят значительные изменения. Зернистая структура, характерная для исходного образца 3, перестает наблюдаться, структура образца 3П имеет равномерный плотный вид, объем которого пронизывает сетка игольчатых кристаллов размером 1×10 мкм. Очевидно, что ее появление является причиной резкого роста плотности критического тока.

Таким образом, проведенная перепрессовка позволяет избавиться от лимитирующего действия эффекта «разбухания» и достичь высоких для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ значений параметров j_c (77 К)=250 А/см² с T_c =110 К и j_c (77 К)=1000 А/см² с T_c =100 К.

Авторы выражают благодарность Д. Н. Афанасьеву, А. Г. Богомолу, М. П. Гажуре, А. Н. Дорошенко и Г. Е. Шаталовой за помощь в приготовлении образцов и проведении измерений.

Список литературы

- [1] Endo U., Koyama S., Kawai T. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. Vol. 27. N 8. P. L1476—L1479.
- [2] Balachandran U., Shi D., Dos Santos D. I. et al. // Phys. C. 1988. Vol. 38. N 4. P. 649—651.
- [3] Togano K., Kumakura H., Dietderich D. R. // Cryogenics. 1989. Vol. 29. N3A. P. 286—290.
- [4] Enami H., Kawahara N. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 1989. Vol. 28. N 3. P. L377—L379.
- [5] Григуть О. В., Иванченко Ю. М., Малышев Е. Н. и др. // ФНТ. 1987. Т. 13. № 10. С. 1083—1087.
- [6] Etmel J. H. P. M., De Jonge W. J. M., Shinohara T. et al. // Sol. St. Commun. 1988. Vol. 66. N 10. P. 1089—1094.
- [7] Lera F., Rillo C., Navarro R. et al. // Cryogenics. 1989. Vol. 29. N3A. P. 379—383.
- [8] Ревенко Ю. Ф., Дьяченко А. И., Григуть О. В. и др. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 24. Вып. 22. С. 2094—2096.
- [9] Агадоя А. К., Михеенко П. Н., Дорошенко Н. А. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 11. С. 1159—1166.
- [10] Kim C. J., Lee H. G., Won D. Y. et al. // Mat. Sc. and Eng. 1989. Vol. B3. N 4. P. 501—505.
- [11] Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984. 639 с.
- [12] Куприянов Ю. М., Лукичев В. Ф. // ФНТ. 1982. Т. 8. N 10. С. 1045—1052.