

НАМАГНИЧЕННОСТЬ КЕРАМИКИ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

И.Н.Гончаров, О.Е.Омельяновский *

Проведены измерения $R(T)$, $\chi(T)$ и $M(B)$ образцов керамики $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, облученных релятивистскими ядрами фтора и углерода (максимальный флюенс $6,3 \cdot 10^{12}$ яд./см²). Кривые $R(T)$ и $\chi(T)$ облученных образцов не отличаются от кривых для исходного образца. В то же время разница между M_- и M_+ , а следовательно, и величина внутризеренной плотности тока j_c , проходят через максимум, лежащий при флюенсах, меньших $2 \cdot 10^{12}$ яд./см² (для случая, когда магнитное поле параллельно трекам).

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Magnetization of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ Ceramics after Irradiation with Carbon Relativistic Nuclei

I.N.Goncharov, O.E.Omelyanovsky

$R(T)$, $\chi(T)$ and $M(B)$ of samples of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ ceramics were measured after irradiation with relativistic nuclei of fluorine and carbon (maximum fluence of $6.3 \cdot 10^{12}$ nucl./cm²). The curves of $R(T)$ and $\chi(T)$ for irradiated samples do not differ from those for an initial sample. At the same time the difference between M_- and M_+ and, consequently, the value of intragrain current density j_c pass via maximum located at the fluences less than $2 \cdot 10^{12}$ nucl./cm² (for the case when magnetic field is parallel to tracks).

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Исследовать влияние облучения на свойства ВТСП важно как с точки зрения получения существенной, порой уникальной, информации о физике этого явления, так и с точки зрения использования этого нового класса сверхпроводящих материалов в радиационных полях (ускорители, термоядерные реакторы, космические аппараты и т.д.).

* Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

В различных лабораториях мира уже выполнены первые исследования свойств ВТСП, облученных нейтронами /1-4/ и ионами /5-9/. Прежде всего, обнаружено, что они гораздо более чувствительны к облучению, чем соединения типа A15 (Nb_3Sn , Nb_3Ge , V_3Si) — для снижения критической температуры до определенной доли от исходной требуются в 10-20 раз меньшие величины флюенсов частиц. При этом утверждается, что облучение сильнее влияет на межзеренную связь, чем на внутреннюю область зерна ВТСП-керамики. В ряде работ /2-8, 8, 9/ получены очень интересные и неоднозначные результаты о влиянии облучения нейтронами и ионами на критическую плотность тока ВТСП. Транспортный критический ток, измеренный либо пропусканием через образец тока от внешнего источника, либо путем наведения его в кольцо, неизменно снижался в результате облучения. Что же касается внутризеренной плотности тока j_c в керамике или j_c в монокристалле, вычисленных из измерений магнитного момента, то они заметно возрастали при флюенсах нейтронов, соответствующих началу падения T_c , свидетельствуя о повышении пиннинга вихревых нитей (по-видимому, на образовавшихся в результате облучения многочисленных микрообластях с ухудшенными сверхпроводящими параметрами).

В настоящей работе проведены измерения намагниченности образцов ВТСП-керамики до и после облучения релятивистскими ядрами с целью обнаружить его влияние на внутризеренную критическую плотность тока.

Образцы изготавливались по методу твердотельной диффузии /10/ с многократным перетиранием, прессованием и отжигом их. Для окончательного отжига в печь были помещены одновременно несколько спрессованных дисков одинаковой массы. В окончательном виде образцы имели вид дисков диаметром 5 мм и толщиной 1,6 мм.

Облучение образцов проводилось при комнатных температурах на выведенном пучке синхрофазотрона ОИЯИ (падавшем перпендикулярно плоскости дисков) при энергии 3,65 ГэВ/нукл. Образец II.1 облучен ядрами $^{19}F^{9+}$ с флюенсом $0,002 \cdot 10^{12}$ яд./см², а образцы II.2, II.3, II.4 и II.5 облучены ядрами углерода $^{12}C^{6+}$ с флюенсами соответственно 3,4; 2,9; 2,0; $6,3 \cdot 10^{12}$ яд./см². Флюенсы определялись по изменению плотности цветного пятна пленочных радиохромных детекторов, которые были прокалиброваны гамма-излучением во ВНИИФТРИ, с использованием расчетных данных по ионизационным потерям

ядер углерода в пленке данного состава*. Эпизодический дополнительный контроль за параметрами пучка осуществлялся путем измерений с ионизационными камерами (многопроволочными — для определения профиля пучка и с двумя большими электродами для определения полного потока ядер). Точность в определении соотношения флюенсов не хуже 10%, а точность в определении абсолютной величины не хуже 35%.

Для всех образцов проводились измерения кривых перехода по сопротивлению и по магнитной восприимчивости. Результаты представлены на рис. 1. Облучение не привело к изменению кривых перехода (в пределах 1%).

Намагниченность измерялась с помощью чувствительного вибрационного магнитометра^{/10/} при температуре 4,2 К путем медленного увеличения и последующего уменьшения магнитного поля $B \leq 8$ Тл. Эпизодически развертка магнитного поля останавливалась и определялось равновесное значение $|M(B)|$, которое было на 8-9% ниже, чем в случае ненулевой развертки. Кривые

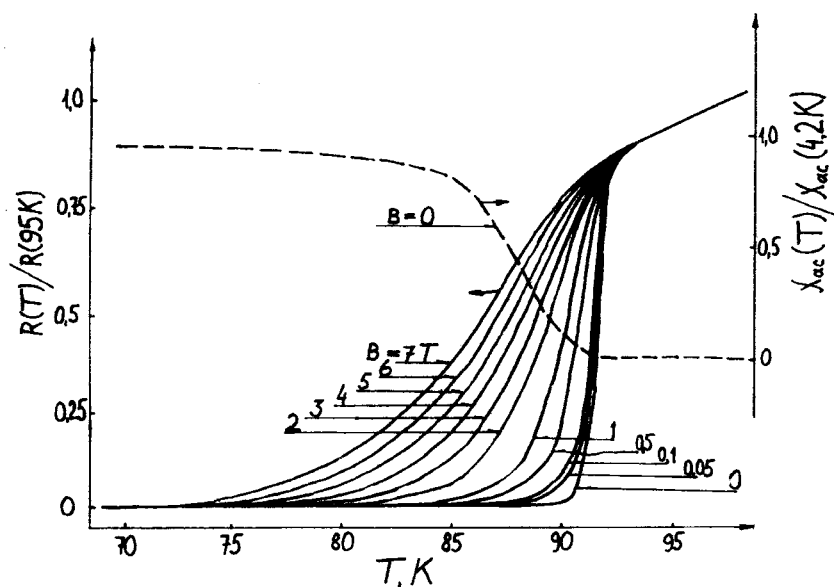


Рис. 1. Температурные кривые перехода необлученного образца из нормального в сверхпроводящее состояние по сопротивлению и восприимчивости.

* Авторы выражают признательность В.В. Генераловой, А.А. Громову и М.Н. Гурскому за помощь при калибровке детекторов, а также А.П. Черва-тенко, выполнившего расчеты ионизационных потерь.

$-M(B)$ имели характерный вид с максимумом и очень малым изменением при $B > 4$ Тл (см., например, ^{/10/}). Критическая плотность тока пропорциональна $\Delta M = M_- - M_+$, где M_+ и M_- — равновесные значения магнитных моментов образца соответственно при вводе и выводе поля. Так как геометрические размеры зерен в образцах (а также и самих образцов) не меняются при облучении, то изменение ΔM отражает изменение внутризеренной критической плотности тока ^{/11/}. Величины $\Delta M^i/m^i$, нормированные к этим же величинам для необлученного образца*, представлены на рис. 2 (здесь m^i — масса соответствующего образца). Измерения проводились в условиях, когда поле параллельно трекам (т.е. параллельно оси дисков) и перпендикулярно им. Соответствующие поля обозначим как $B_{||}$ и B_{\perp} .

Анализ результатов показывает, что в случае $B_{||}$, т.е. когда пиннинг на треках наиболее эффективен, кривые намагниченности, а следовательно, и внутризеренной плотности тока j_c в зависимости от флюенса проходят через максимум, лежащий, очевидно,

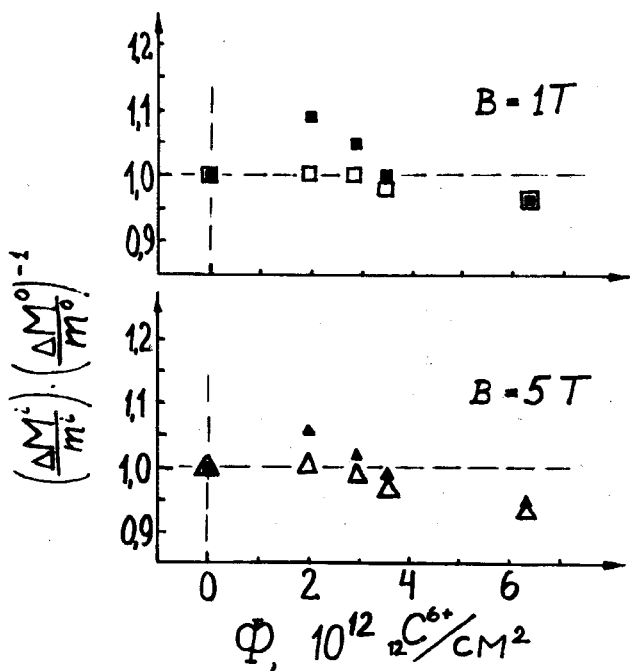


Рис.2. Зависимость внутризеренной критической плотности тока от флюенса для случаев, когда магнитное поле параллельно трекам (сплошные значки) и перпендикулярно им.

* Заметим, что после облучения ядрами фтора с малым флюенсом ($2 \cdot 10^9$ яд./см²) указанное отношение для образца П.1 и исходного образца П.0 не отличалось от единицы, свидетельствуя о надежности выбранной нормировки.

при флюенсах, меньших $2 \cdot 10^{12}$ яд./см² (когда средние расстояния между треками оказываются не менее 70 Å). И хотя величина максимума неизвестна, знаменательным является то, что впервые для образцов ВТСП наблюдается пиннинг на отдельных треках. Это подтверждается и тем, что в случае B_{\perp} никакого роста j_c не обнаружено, как и следовало ожидать. Естественно предположить, что облучение частицами с более высокими линейными передачами энергии (например, более тяжелыми или менее быстрыми ионами) при тех же флюенсах приведет к более заметному увеличению j_c таких образцов.

Что касается уменьшения j_c при флюенсах, превышающих $3 \cdot 10^{12}$ яд./см² (как для B_{\parallel} , так и для B_{\perp}), то, видимо, здесь начинают превалировать процессы, приводящие в конце концов к полному исчезновению высокотемпературной сверхпроводимости вследствие массивного облучения таких материалов^{/1-8/}.

Л и т е р а т у р а

1. Воронин В.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46 (приложение), с.165.
2. Sekula S.T. et al. — Proc. of LT 18, 1987, v.2, p.1185, Kyoto.
3. Küpfer H. et al. — Z. Phys. B — Condensed Matter, 1987, v.69, p.167.
4. Umèzawa A. et al. — Phys. Rev., 1987, B36, No.13, p.7151.
5. Geerk J. et al. — Z. Phys. B — Condensed Matter, 1987, v.67, p.507.
6. Egner B. et al. — Proc. of LT 18, 1987, v.3, p.568.
7. Антоненко С.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т.46, в.9, с.362.
8. Астапов А.А. и др. Сообщение ОИЯИ 14-88-57, Дубна, 1988.
9. Антоненко С.В. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1988, т.47, в.5, с.260.
10. Карасик В.Р. и др. Препринт ФИАН № 271, М., 1987.
11. Карасик В.Р. и др. Препринт ФИАН № 296, М., 1987.

Рукопись поступила 22 июля 1988 года.