

Критические токи в тонких $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ВТСП пленках, облученных электронами с энергией 4 МэВ

Ю. В. Федотов, С. М. Рябченко, А. П. Шахов

Институт физики НАН Украины, Украина, 03650, г. Киев, пр. Науки, 46
E-mail: fedotov@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 1 декабря 1999 г.

Обнаружено уменьшение плотности критического тока J_c тонкой пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ после ее облучения электронами с энергией 4 МэВ. Показано, что температурная зависимость J_c согласуется с представлением о гранулярной структуре пленки с межгранулярными контактами типа сверхпроводник – металл – диэлектрик – сверхпроводник.

Виявлено зменшення щільності критичного струму J_c тонкої плівки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ після її опромінювання електронами з енергією 4 МеВ. Показано, що температурна залежність J_c погоджується з уявленням про гранулярну структуру плівки з міжгранулярними контактами типу надпровідник – метал – діелектрик – надпровідник.

PACS: 74.72.Bk, 74.76.Bz, 74.25.Na

Исследования радиационно стимулированных изменений магнитных и транспортных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) позволяют получать информацию о механизме высокотемпературной сверхпроводимости и о возможности повышения токонесущей способности ВТСП. К настоящему времени в этом направлении выполнено большое количество работ. Так, в [1–3] исследовано влияние нейтронного облучения на критическую температуру T_c и плотность критического тока J_c ВТСП монокристаллов и керамик. В [4–6] изучено изменение параметров ВТСП при облучении ионами тяжелых металлов и протонами. В работах [7–10] рассмотрено действие электронного облучения на величину T_c и транспортные свойства ВТСП. Максимальная энергия электронов в этих экспериментах не превосходила 350 кэВ. Поэтому возникающие дефекты были связаны только со смещениями атомов кислорода. В [10] было показано, что при облучении тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) низкоэнергетическими ($E < 40$ кэВ) электронами кислородные дефекты образуются преимущественно в области CuO-цепей.

В данной работе исследовано влияние облучения электронами с существенно более высокой (4 МэВ) энергией на свойства тонких (500 Å) ВТСП пленок YBCO с $T_c = 89,6$ К. Эпитаксиаль-

ные YBCO пленки с осью c , перпендикулярной их плоскости, наносили на подложку LaAlO_3 методом совместного электронно-лучевого испарения Y, BaF_2 и Cu с последующим отжигом. Облучение электронами проводили на линейном ускорителе ЭЛУ-4 при комнатной температуре. Плотность электронного пучка выбирали такой, чтобы в процессе облучения температура образца не превышала 70–80°C.

Параметры ВТСП пленок измеряли методом низкочастотной магнитной восприимчивости на частоте 937 Гц в диапазоне температур 77–100 К в магнитном поле Земли. Амплитуда переменного магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, изменялась в пределах 0,001–5 мТл. Регистрирующая система включала в себя lock-in усилитель SR-830, связанный с компьютером посредством интерфейса RS-232, что позволяло проводить накопление и дополнительное усреднение полученных данных.

Использованная методика бесконтактных измерений плотности критического тока основана на анализе зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости χ'' тонкой пленки от амплитуды переменного магнитного поля h . Согласно [11], χ'' тонкой пленки в перпендикулярной переменному магнитному полю ориентации дается выражением

$$\chi'' = \frac{4}{\pi} \left[S(x) - \int_0^{\pi} \sin \alpha \sin^2 \frac{\alpha}{2} S(x \sin^2 \frac{\alpha}{2}) d\alpha \right], \quad (1)$$

где

$$S(x) = \frac{1}{2x} \left[\arccos \left(\frac{1}{\operatorname{ch} x} \right) + \frac{\operatorname{sh} x}{\operatorname{ch}^2 x} \right]. \quad (2)$$

Величина x связана с амплитудой переменного магнитного поля h и плотностью критического тока J_c соотношением

$$x = 2h/dJ_c$$

(d — толщина пленки), которое обуславливает зависимость между плотностью критического тока и компонентами комплексной магнитной восприимчивости ВТСП пленки. При изменении амплитуды переменного поля выражение (1) достигает максимума при $h = h_m$. При этом для пленки, имеющей форму диска, связь между J_c и h_m определяется соотношением $J_c = 1,013h_m/d$. В [12] показано, что это выражение справедливо и для пленок других изометрических форм, в том числе квадратных, как в нашем случае.

Исследования, проведенные нами на ВТСП пленках, подвергнутых воздействию пучка электронов с энергией 4 МэВ при дозе облучения $3 \cdot 10^{16}$ электронов/см², показали, что указанная доза облучения не изменяет температуру сверхпроводящего перехода образца (рис. 1). В то же время в результате облучения плотность критического тока существенно уменьшается во всем диапазоне использованных температур (рис. 2).

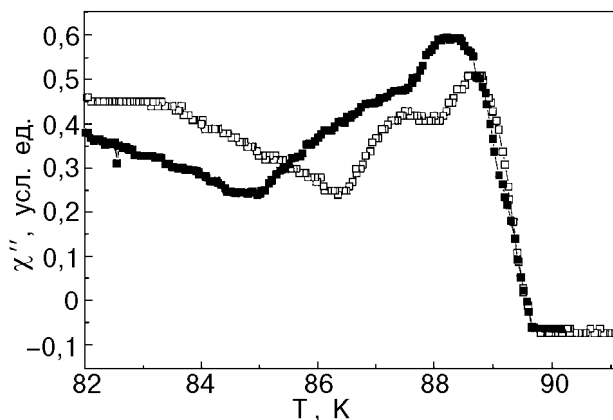


Рис. 1. Температурная зависимость мнимой составляющей комплексной восприимчивости пленки YBCO до (□) и после (■) ее облучения электронами с энергией 4 МэВ (доза облучения $3 \cdot 10^{16}$ электронов/см²). Амплитуда переменного магнитного поля $h = 0,003$ мТл.

Сопоставим найденную температурную зависимость плотности критического тока с результатами, полученными в модели коллективного пиннинга невзаимодействующих вихрей. В этой модели характер зависимости $J_c(T)$ существенно связан с типом разупорядочения, ответственного за пиннинг, и определяется температурной зависимостью соответствующего параметра δ , характеризующего разупорядоченность. Для пиннинга, связанного с пространственными вариациями T_c (δT_c -пиннинг), температурная зависимость соответствующего параметра разупорядочения δ_T имеет вид $\delta_T \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$, тогда как температурная зависимость параметра δ_l , характеризующего вариацию средних путей свободного пробега (δl -пиннинг), дается выражением $\delta_l \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ [13]. Для обоих типов разупорядочения в модели коллективного пиннинга одиночных вихрей плотность критического тока определяется выражением [13]

$$J_c = J_0 (\delta/\varepsilon)^{2/3}, \quad (3)$$

где $J_0 = c\Phi_0/(12\sqrt{3}\pi^2\lambda^2\xi)$ — плотность тока распаривания, Φ_0 — квант потока, λ — лондоновская глубина, ξ — длина когерентности, ε^2 — отношение продольной и поперечной эффективных масс. Как следует из (3), температурная зависимость плотности критического тока определяется температурными зависимостями тока распаривания J_0 и параметра разупорядочения δ . Для температур достаточно близких к T_c , как в нашем случае, температурную зависимость тока распаривания

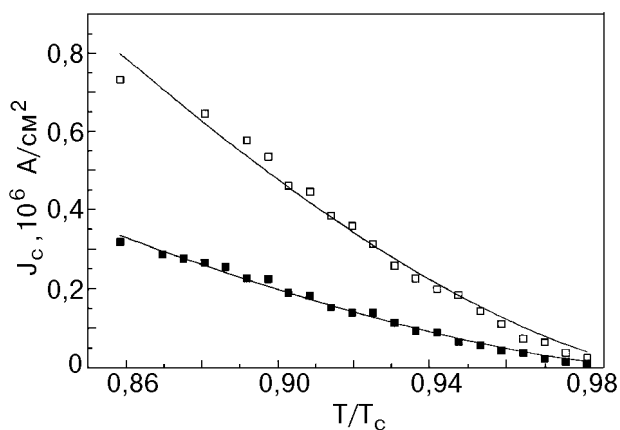


Рис. 2. Температурная зависимость плотности критического тока пленки YBCO до (□) и после (■) ее облучения электронами с энергией 4 МэВ (доза облучения $3 \cdot 10^{16}$ электронов/см²). Точки — значения J_c , полученные при обработке результатов эксперимента; сплошные кривые — аппроксимация зависимости $J_c(T) = J_n(1 - T/T_c)^s$. Значения параметров J_n и s приведены в тексте.

ривания J_0 можно получить, используя оценки для величин ξ и λ , даваемые теорией БКШ при $T \rightarrow T_c$, а именно $\xi \propto \lambda \propto (1 - T/T_c)^{-1/2}$, что дает $J_0 \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$. Подставив в (3) выражения для температурных зависимостей величин J_0 , δ_T и δ_I , можно, используя модель коллективного пиннинга одиночных вихрей, получить температурные зависимости плотности критического тока для различных механизмов пиннинга. Для случая δ_I -пиннинга это дает $J_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{7/6}$, тогда как для δ_T -пиннинга $J_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{5/2}$.

При сопоставлении с выводами теории коллективного пиннинга экспериментальные данные (рис. 1) аппроксимировались выражением $J_c(T) = J_n(1 - T/T_c)^s$, где J_n и s — параметры аппроксимации, оптимизированные по минимальному среднеквадратичному отклонению. Для исходной пленки эта процедура дала $J_n = (1,44 \pm 0,19) \cdot 10^7$ А/см², $s = 1,48 \pm 0,06$. Для облученной пленки $J_n = (6,35 \pm 0,62) \cdot 10^6$ А/см², $s = 1,51 \pm 0,04$. Таким образом, значения показателей s , аппроксимирующие результаты наших экспериментов, не согласуются ни с одним из рассмотренных выше вариантов модели коллективного пиннинга одиночных вихрей.

Альтернативное описание полученной температурной зависимости плотности критического тока, на наш взгляд, может быть связано с учетом возможной гранулярной структуры использованных пленок. На реальность такой возможности указывают сравнительно малая величина плотности критического тока пленок и достаточно широкая область перехода в сверхпроводящее состояние, причем зависимость $\chi''(T)$, как можно видеть на рис. 1, содержит несколько компонент. В рамках такого рассмотрения зависимость $J_c(T)$ должна определяться температурной зависимостью критического тока межгранулярных контактов J_m .

Зависимость $J_m(T)$ рассматривалась в ряде работ для различных моделей межгранулярных контактов. Например, в [14–16] в рамках теории Гинзбурга — Ландау изучена температурная зависимость максимального тока через контакты типа сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник (SNS) и сверхпроводник — диэлектрик — сверхпроводник (SIS). Для SNS и SIS контактов были получены зависимости $J_m \propto (T_c - T)^2$ и $J_m \propto (T_c - T)$ соответственно, а для контакта типа SNIS [16] $J_m \propto (T_c - T)^{3/2}$, совпадающая с полученной нами температурной зависимостью $J_c \propto (T_c - T)^{3/2}$. Однако такое совпадение не по-

зволяет однозначно отнести межгранулярные контакты в наших пленках к SNIS типу, поскольку альтернативой является возможное существование параллельных каналов SNS и SIS типов вследствие неоднородности пленки.

Следует отметить, что значения показателей s для необлученной и облученной пленок весьма близки (их отличия находятся в пределах погрешности аппроксимации). Таким образом, в рамках нашего рассмотрения, различия между критическими токами облученных и необлученных образцов должны быть связаны с различием величин J_m . Как видно из сопоставления величин J_c для облученных и необлученных пленок, а также на рис. 2, в нашем случае облучение быстрыми электронами приводит к уменьшению плотности критического тока. Подобное поведение может быть следствием достаточно высокой (превышающей оптимальную по отношению к J_c) концентрации центров пиннинга в исходной пленке. На высокую степень дефектности наших пленок указывают также существенное уширение и многокомпонентность вида температурной зависимости χ'' (см. рис. 1).

Уменьшение плотности критического тока в облученных пленках YBCO с высокой начальной концентрацией кислородных дефектов наблюдалось в [6], тогда как облучение в сходных условиях менее дефектных монокристаллов YBCO приводило к повышению J_c [17].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что плотность критического тока в наших ВТСП пленках YBCO и, в частности, ее температурная зависимость в значительной мере определяются их гранулярной структурой и типом межгранулярных связей. Поскольку, как установлено, облучение быстрыми электронами не изменяет степенной показатель в температурной зависимости критического тока, а значит, не влияет на тип межгранулярных связей, следует полагать, что существенное уменьшение плотности критического тока наших пленок в результате электронного облучения связано с высокой исходной концентрацией дефектов, которая превышает оптимальную по отношению к J_c .

Работа выполнена в рамках проекта UP1-306 фонда CRDF, при совместной поддержке США и Украины.

1. K. E. Sikafus, J. O. Willis, P. J. Kung, W. B. Wilson, D. M. Parkin, M. P. Maley, F. W. Clinard, Jr., C. J. Salgado, R. P. Dye, and K. M. Hubbard, *Phys. Rev.* **B46**, 11862 (1992).
2. R. Szymczak, A. E. Karkin, M. Baran, and H. Szymczak, *Phys. Rev.* **B50**, 9463 (1994).

3. V. Sandu, S. Popa, J. Jaklovszky, and E. Cimpoiasu, *J. Supercond.* **11**, 245 (1998).
4. T. K. Worthington, M. P. Fisher, D. A. Huse, *Phys. Rev.* **B46**, 11854 (1992).
5. L. Civale, I. Krusin-Elbaum, J. R. Thompson, R. Wheeler, A. D. Marwick, M. A. Kirk, Y. R. Sun, F. Holtzberg, and C. Feid, *Phys. Rev.* **B50**, 4102 (1994).
6. M. E. Reeves, B. D. Weaver, D. A. Krieger, *Phys. Rev.* **B45**, 2585 (1992).
7. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, M. Gurvich, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, *Phys. Rev.* **B53**, 12454 (1996).
8. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, M. Gurvich, *Phys. Rev.* **B53**, 12462 (1996).
9. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, M. Gurvich, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, *Physica* **C269**, 207 (1996).
10. E. M. Jackson, B. D. Weaver, G. P. Summers, P. Shapiro, and E. A. Burke, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3033 (1995).
11. J. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
12. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
13. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. G. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125(1994).
14. P. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Benjamin, New York (1966).
15. P. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
16. N. L. Rowell and H. J. Smith, *Can. J. Phys.* **54**, 223 (1976).
17. R. B. van Dover, *Nature* **342**, 85 (1989).

Critical currents in thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ HTSC
films irradiated by 4-MeV electrons

Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko,
and A. P. Shakhov

The critical current density J_c of thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films is found decrease after irradiation of the films by 4 MeV electrons. It is shown that the temperature dependence of the critical current density J_c correlates with the model of granular structure of films with intergranular contacts of a superconductor-metal-isolator-superconductor type.