

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПЛОТНОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В YBCO ПЛЕНКАХ В СЛАБЫХ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
ул. Р. Люксембург, 72, Донецк, 83114, Украина, vesta-news@yandex.ru,
ayup@levch.fti.ac.donetsk.ua

Известно, что для эпитаксиальных пленок высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (далее YBCO), ориентированных осью c перпендикулярно подложке, характерны высокие ($\sim (1-4) \cdot 10^6$ А/см² при температуре $T = 77$ К) значения критической плотности тока j_c [1], которые на два-три порядка превосходят соответствующие значения j_c в наиболее совершенных монокристаллах [2]. Очевидно, это связано с более эффективными механизмами пиннинга вихревой решетки, однако до настоящего времени отсутствует единое мнение по поводу этого механизма. Среди возможных вариантов предлагаются пиннинг на точечных включениях инородной несверхпроводящей фазы (например, Y_2O_3) [3], поверхностный пиннинг на неоднородностях плёнки по толщине [4] и пиннинг на квазиодномерных дефектах – несверхпроводящих ядрах краевых и винтовых дислокаций, возникающих в YBCO пленке в процессе роста и пронизывающих её по всей толщине [5–10]. Хотя для выращенных в различных условиях пленок свой вклад в процесс пиннинга вихрей дают все упомянутые механизмы, для определения доминирующего механизма необходимо проводить дополнительные исследования, как, например, в работе [11], но с учетом предложенной поправки.

В работе использовались YBCO пленки, ось c которых была ориентирована нормально к плоскости, выращенные на монокристаллических $SrTiO_3$ (001) подложках (5x5x0,5 мм) импульсно-лазерной абляцией керамической стехиометрической мишени K_vF лазером с длиной волны $\lambda = 248$ нм. Измерения проводились на двух пленках: П1 – толщиной $D = 125$ нм, П2 – 112 нм. Зависимости критической плотности сверхпроводящего тока $j_c(H, T)$ от температуры T и нормального к плоскости пленки постоянного магнитного поля H определялись с помощью измерения температурных зависимостей магнитного момента $m(H, T)$ на СКВИД-магнитометре в диапазоне внешних полей от 5 мТл до 2 Тл. Для круглой сверхпроводящей пленки радиусом r и толщиной D первичная намагниченность $M(H, j_c)$ была найдена в [12]. Учитывая, что $m = M V$, где $V = \pi r^2 D$ – объем плёнки, для магнитного момента имеем:

$$m(H, j_c(T)) = j_c(H, T) \cdot D \cdot r^3 \cdot \frac{2}{3} \left[\arccos\left(\frac{1}{\cosh x}\right) + \frac{\sinh x}{(\cosh x)^2} \right] \equiv j_c(H, T) \cdot D \cdot r^3 \cdot \frac{\pi}{3} \cdot F(x), \quad (1)$$

где $x(H, T) = H/H_c(T)$, $H_c = j_c(T) D/2$ – характерное поле проникновения магнитного потока в образец (поле насыщения намагниченности), $F(x)$ – функция насыщения намагниченности для тонкого ($r \gg D$) диска. Поскольку в отличие от толщины радиус диска не входит в аргумент функции $F(x)$, последняя должна слабо зависеть от формы пленки. В дальнейшем предполагается, что формула (1) применима и для плёнок другой формы (в частности, квадратной), если вместо радиуса в неё подставлять некоторый характерный (для данной формы) размер r_{eff} .

В состоянии насыщения намагниченности, когда $x \gg 1$, $F(x) \approx 1$ и критическая плотность тока просто пропорциональна магнитному моменту:

$$j_c(H, T) = \frac{3 \cdot m(H, T)}{\pi \cdot D \cdot r_{eff}^3}. \quad (2)$$

Из сравнения (2) с выражением для магнитного момента прямоугольной пленки в насыщенном критическом состоянии [13] нетрудно убедиться, что для квадратной пленки $r_{eff} = (a/2) \cdot (4/\pi)^{1/3} \approx (a/2) \cdot 1,08$, где a – сторона квадрата. Следует отметить, что абсолютное зна-

чение j_c , определенное по данной методике, зависит как от толщины образца D , так и от его латерального размера и формы (через r_{eff}^{-3}).

На рис. 1 представлены температурные зависимости магнитного момента для пленки П1, полученные при различных магнитных полях. Качественно подобные результаты наблюдались также для пленки П2. Из рис.1 видно, что подавляющая часть измеряемой области температур и полей приходится на режим насыщения намагниченности (монотонное убывание магнитного момента с ростом поля при фиксированной температуре). В этой области для перевода магнитного момента m в j_c можно пользоваться формулой (2). В то же время для полей $H < 10$ мТл в области низких температур (ниже 80 К) наблюдается отклонение от монотонности, проявляющееся в пересечении кривых $m(H = \text{const}, T)$ при разных H (для 5 мТл и 15 мТл при 74 К на рис.1). Чтобы восстановить истинное значение j_c по измеренным m в этой области температур и полей, необходимо учесть поправку на неполное насыщение намагниченности, определяемую функцией $F(x)$ (1). Для этого удобно произвести обращение функции $S(x) = F(x)/x$, ввиду монотонности которой $j_c(m)$ определяется однозначно из (1) и равно:

$$j_c(H, T) = \frac{2H}{D} \cdot \frac{1}{S^{-1} \left[\frac{3 \cdot m(H, T)}{2\pi \cdot D \cdot r_{\text{eff}}^3} \right]} \equiv \frac{2H}{D} \cdot \frac{1}{S^{-1} \left[\frac{3 \cdot m(H, T)}{D \cdot a^3} \right]}, \quad (3)$$

где $S^1(x)$ обозначает функцию, обратную $S(x)$. Зависимости, пересчитанные по (3) $j_c(H = \text{const}, T)$, вместе с соответствующими экспериментальными для $m(H = \text{const}, T)$, в полях 5 мТл и 15 мТл приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что для данных, полученных в поле 15 мТл (а в ещё больших полях и тем более), во всем температурном диапазоне формула (3) сводится к (2), тогда как для данных в поле 5 мТл и температуре меньше 80 К необходимо пользоваться формулой (3).

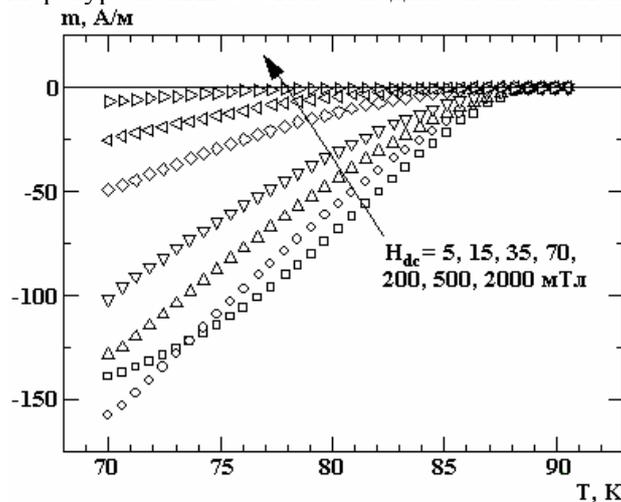


Рис. 1. Зависимости магнитного момента m от температуры для пленки П1, измеренные при внешних магнитных полях 5 (), 15 (O), 35 (Δ), 70 (∇), 200 (◇), 500 (◁) и 2000 (▷) мТл

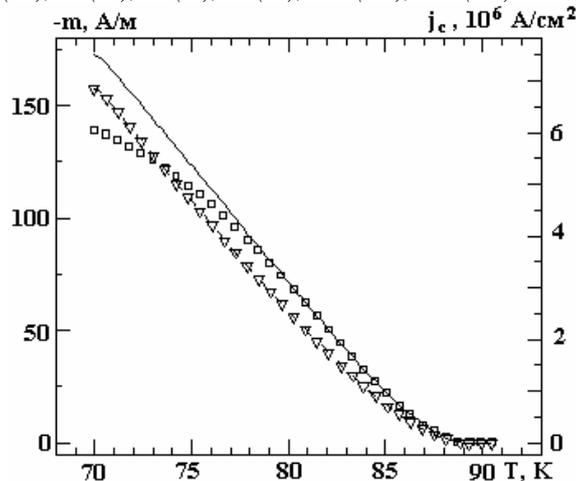


Рис. 2. Температурные зависимости магнитного момента m (символы) и рассчитанных из них согласно формуле (3) критических плотностей тока (линии) для образца П1 в полях 5 мТл (,

сплошная линия) и 15 мТл (∇ , пунктир)

Таким образом, в данной работе приведены результаты экспериментальных исследований температурных зависимостей плотности критического тока $j_c(H, T)$ в тонких эпитаксиальных плёнках YBCO, полученных лазерной абляцией на монокристаллическую подложку STO. Также предложен метод пересчета экспериментальной температурной зависимости намагниченности в зависимость плотности критического тока от температуры с учетом поправки на неполное насыщение намагниченности, что позволяет расширить область применимости данной методики на более низкие значения поля и температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gerber Ch., Anselmetti D., Bednorz J.G., Mannhart J., Schlomm D.J. Growth spirals in YBa₂Cu₃O_{7-x} thin films // Nature, 1991, v. 350, p.279–280.
2. Solovjov V.F., Pan V.M., Freihardt H.C. Anisotropic flux dynamics in single-crystalline and melt-textured YBa₂Cu₃O_{7- δ} // Phys. Rev. B, 1994, v.50, 13724–13734.
3. C.J. van der Beek, Konczykowski M., Abal'oshev A., Abal'osheva I., Gierlowski P., Lewandowski S.J., Indenbom M.V., Barbanera S. Strong pinning in high temperature superconducting films // Phys. Rev. B, 2002, v.66, 024523.
4. Коссе А.И., Кузовлев Ю.Е., Левченко Г.Г., Медведев Ю.В., Прохоров А.Ю., Хохлов В.А., Михеенко П.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 832–836.
5. Пан В.М. Пиннинг и динамика вихрей Абрикосова в YBa₂Cu₃O_{7- δ} // УФМ. 2000. Т.1. № 1. С. 49–152.
6. Федотов Ю.В., Рябченко С.М., Пашицкий Э.А., Семенов А.В., Вакарюк В.И., Пан В.М., Флис В.С. Магнитно-полевые и температурные зависимости плотности критического тока в тонких ВТСП пленках YBa₂Cu₃O_{7- δ} // ФНТ. 2002. Т. 28. С. 245–261.
7. Pan V.M., Pashitskii E.A., Ryabchenko S.M., Komashko V.A., Pan A.V., Dou S.X., Semenov A.V., Tretiachenko K.G., Fedotov Yu.V. Mechanisms of limitation and nature of field dependency of critical current in HTS epitaxial YBaCuO films // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2003. V. 13. P. 3714–3717.
8. Pan V.M., Cherpak Yu.V., Komashko V.A., Pozigun S.A., Tretiatchenko C.G., Semenov A.V., Pashitskii E.A., Pan A.V. Supercurrent transport in YBa₂Cu₃O_{7- δ} epitaxial thin films in a dc magnetic field // Phys. Rev. B, 2006, v.73, 054508.
9. Dam B., Huijbregtse J.M., Klaassen F.C., R. C. F. van der Geest, Doornbos G., Rector J. H., Testa A. M., Freisem S., Martinez J. C., Stäuble-Pümpin B., Griessen R. The origin of high critical currents in YBa₂Cu₃O_{7- δ} thin films // Nature. 1999. V. 339. P. 439–441.
10. Huijbregtse J.M., Dam B., R.C.F.van der Geest, Klaassen F.C., Elberse R., Rector J.H., Griessen R. Natural strong pinning sites in laser-ablated YBa₂Cu₃O_{7- δ} thin films // Phys. Rev. B, 2000. V.62. P. 1338–1349.
11. Коссе А.И., Прохоров А.Ю., Левченко Г.Г., Шаталова Г.Е., Письменова Н.Е., Семенов А.В., Черноморец М.П., Ковальчук Д.Г., Левченко Г.Г. Особенности магнитно-полевой зависимости критического тока сверхпроводящих пленок YBa₂Cu₃O_{7- δ} , полученных методом лазерной абляции на подложках SrTiO₃ // ФТВД. 2005. Т.15. С. 131–137.
12. Brandt E.H. Susceptibility of superconductor disks and rings with and without flux creep // Phys. Rev. B, 1997. V. 55. P. 14513–14526.
13. Chen D.X., Goldfarb R.B. Kim model for magnetization of type-II superconductors // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. P. 2489–2491.

Поступила 15.08.08

Summary

We report the results of experimental study of temperature dependencies of critical current density $j_c(H, T)$ for thin epitaxial YBCO films prepared by laser ablation on single crystal substrate SrTiO₃. A method for conversion of experimental temperature dependence of magnetization to the temperature dependence of critical current density taking into account for incomplete saturation of magnetization is presented. It allows expanding the application field of this method for lower magnetic fields and temperatures.