

# ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНО-ПОЛЕВОЙ ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ НА ПОДЛОЖКАХ $SrTiO_3$

А.И.Коссе<sup>1</sup>, А.Ю.Прохоров<sup>1</sup>, В.А.Хохлов<sup>1</sup>, Г.Е.Шаталова<sup>1</sup>, Г.Е.Письменова<sup>1</sup>, А.В.Семенов<sup>2</sup>,  
М.Черноморец<sup>2</sup>, Д.Ковальчук<sup>2</sup>, Г.Г.Левченко<sup>1</sup>

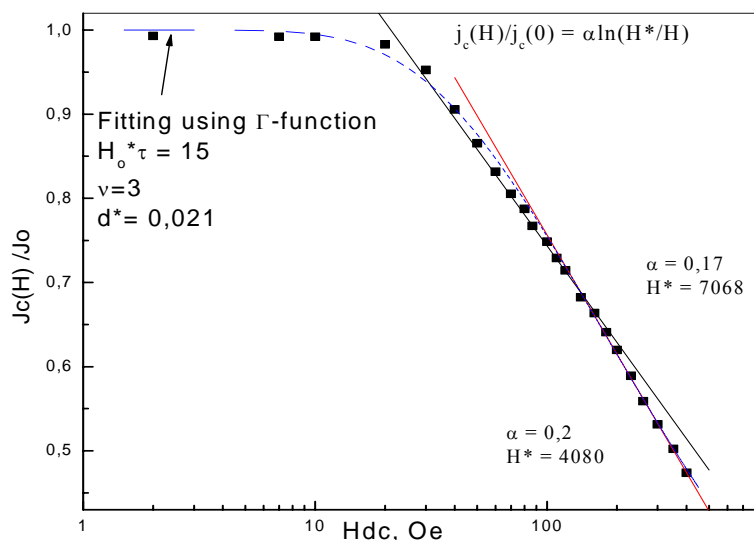
<sup>1</sup> Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины, 83114, Донецк,  
ул. Р.Люксембург, 72, e-mail: [remark@levch.fti.ac.donetsk.ua](mailto:remark@levch.fti.ac.donetsk.ua)

<sup>2</sup> Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г.Киев, 03028, Украина

Считается, что большое количество краевых и винтовых дислокаций ( $\sim 10^{11} \text{ см}^{-1}$ ), возникающих в YBCO пленках в процессе роста, является причиной значительных ( $\sim 2 \div 10^7 \text{ А/см}^2$  при 77 К) плотностей критического тока  $j_c$ , наблюдаемых в таких образцах [1-2]. Эпитаксиальные пленки YBCO растут в виде кристаллитов величиной  $\sim 20 \div 200 \text{ нм}$ , разделенных между собой малоугловыми границами (МУГ) с углами разориентации порядка  $1-3^\circ$ . Дислокации имеют несверхпроводящее ядро радиусом  $r_c \sim 1 \text{ нм}$ , окруженное областью с подавленным параметром порядка, которое и является сильным центром пиннинга для вихрей. Расстояния между дислокациями внутри МУГ являются «прозрачными» для супертока, равного току распаривания, если этот ток течет поперек МУГ [3].

Магнитно-полевые зависимости плотности критического тока  $j_c$  в эпитаксиальных пленках YBCO, выращенных различными методиками и на различных подложках, исследовались в ряде работ [3-6]. В них изучались зависимости  $j_c$  от величины внешнего магнитного поля, приложенного перпендикулярно пленке ( $H \parallel C$ ). Во всех работах отмечалась независимость  $j_c(H)/j_c(0)$  от поля в области малых полей (так называемая «полочка»), заканчивающаяся при некотором поле  $H = H_m^*$ . Величина  $H_m^*$  при  $T = 4,2 \text{ К}$  составляет около  $500 \text{ Э}$  и убывает с ростом температуры приблизительно как  $n\Phi_0/\xi(T)$ , где  $n$  – число дислокаций,  $\Phi_0$  – квант потока,  $\xi$  – длина когерентности.

Существует два основных механизма, ограничивающих  $j_c$  – это механизмы депиннинга



*Рис.1 Зависимость  $j_c(H)/j_c(0)$  от  $H$ . Сплошными линиями показаны результаты фитирования экспериментальной кривой. Пунктирная линия – фитинг по формуле (3).*

вихрей и распаривания (прозрачности) МУГ. В работе [7] теоретически и экспериментально показано, что при малых полях должна существовать область с  $J_c = \text{const}$ , которая при увеличении  $H$  выше  $H_m^*$  переходит в зависимость  $j_c(H, \tau)/j_c(0, \tau) \sim \ln(H^*/H)$ , где  $H^*$  – характеристическое поле, а  $\tau = (1-T/T_c)$ .

В настоящей работе исследовалась YBCO пленка толщиной  $100 \text{ нм}$ , полученная методом лазерного импульсного напыления на подложке  $SrTiO_3$ . Измерения плотности критического тока  $j_c$  и температуры сверхпроводя-

щего перехода  $T_c$  проводились методом магнитной восприимчивости на частоте 937 кГц в диапазоне возбуждающих полей  $H_{ac} 0 \div 0,06T$ . Применимость этой методики для определения  $j_c$  обоснована в [8,9] с использованием модели Бина [10]. Величина внешнего постоянного магнитного поля  $H_{dc}$  изменялась в пределах  $0 \div 400$  Э.

Зависимость критического тока, нормированного на величину  $j_c(0)$ , в функции внешнего магнитного поля  $H_{dc}$ , при температуре 77 К представлена на рис.1. Видно, что эта зависимость также имеет полочку примерно до 20 Э, а затем достаточно резко начинает убывать с ростом  $H_{dc}$  по закону  $j_c(H)/j_c(0) = \alpha \cdot \ln(H^*/H)$ . Необходимо отметить, что приведенную на рис.1 зависимость можно разделить на два участка со следующими параметрами: 1)  $\alpha = 0,17$ ;  $H^* = 7068$  Э и 2)  $\alpha = 0,2$ ;  $H^* = 4080$  Э. Величина  $\tau$  равна для этого случая 0,139. Значения  $\alpha$ , найденные нами, несколько меньше, чем в работах [3,4] при таком же  $\tau$ , а величина  $H^*$  по порядку величины совпадает с данными этих работ. Главной отличительной особенностью наших данных от известных в литературе является малое значение поля перехода  $H_m \sim 20$  Э от полочки к логарифмической зависимости по сравнению с работами [2-4], где значения  $H_m$  при  $T=77$  К лежат в интервале  $100 \div 200$  Э. Согласно теоретическому анализу работ [3,4], это означает, что размеры кристаллитов, образующих пленку, должны быть значительно больше, чем в пленках, исследованных в [2-4]. Второй особенностью наших данных является заметное изменение параметров  $\alpha$  и  $H^*$  логарифмической зависимости  $j_c(H)$  вблизи поля  $H = 200$  Э.

Теория работ [3,4] основана на двух предположениях: 1) Вихри пиннингуются на краевых дислокациях, расположенных в МУГ, окружающих кристаллиты; 2) магнитная индукция  $B$  в пленке совпадает с внешним полем  $H$ , т.к. размагничивающий фактор пленки практически равен 1. Критический ток в этой модели определяется из условия коллективного депиннинга вихрей из комплекса краевых дислокаций в МУГ.

$$\frac{n_p}{n} \cdot F_p - F_L(j_c) = 0, \quad (1)$$

где  $n_p$  – число вихрей, запиннигованных на дислокациях,  $n$  – общее число вихрей в пленке,  $F_p$  – сила пиннинга,  $F_L(j_c)$  – сила Лоренца, равная  $\Phi_0 \cdot j_c / C$ . Авторами [3,4] было получено следующее выражение для нормированной зависимости плотности критического тока в функции внешнего магнитного поля:

$$\frac{j_c(H, \tau)}{j_c(0, \tau)} = \frac{n_p(H)}{n(H)} \quad (2)$$

Таким образом, зависимость плотности критического тока от поля пропорциональна  $n_p(H)/n(H)$ . Смысл этого выражения заключается в том, что когда число вихрей в пленке достигнет определенного значения (при отсутствии центров пиннинга), они образуют гексагональную решетку с параметром  $a = (\Phi_0/H)^{1/2}$ . При наличии центров пиннинга решетка искажается таким образом, что часть вихрей размещается в центрах пиннинга при наименьшем отклонении от положений, соответствующих узлам правильной решетки, а некоторые вихри вынуждены занимать положение вне центров пиннинга. Количество незапиннигованных вихрей зависит от конфигурации распределения центров пиннинга в образце и параметра  $a$ , зависящего от поля. В результате и отношение  $n_p/n$  становится зависящим от поля. Таким образом, отношение  $n_p/n$ , а, следовательно, и  $j_c(H, \tau)/j_c(0, \tau)$  будет сильно зависеть от размеров и формы кристаллитов, образующих пленку, их взаимной ориентации и величины  $a$ , напрямую связанной с величиной внешнего поля.

Вероятность распределения размеров кристаллитов  $L$  в пленке получена авторами [3,4]. Окончательное выражение для отношения  $n_p/n$  имеет вид:

$$\frac{n_p}{n} = 1 - \left\{ 1 - f(d^* x^{1/2}) \cdot \left[ \frac{\Gamma(v, v \cdot x^{1/2})}{\Gamma(v)} \right]^2 - f(d^* x^{1/2}) \cdot \left[ \frac{\Gamma(v, v \cdot x^{1/2}) - v \cdot x^{1/2} \cdot \Gamma(v-1, v \cdot x^{1/2})}{\Gamma(v)} \right]^2 \right\} \quad (3)$$

Здесь  $\Gamma(v), \Gamma(v, v \cdot x^{1/2})$  – полная и неполная гамма-функции;  $d^* = d/\langle L \rangle$ , где  $d$  – расстояние между дислокациями,  $x = H/H_0 \cdot \tau$ , где  $H_0 = 8r_c^2 \cdot \Phi_0 / (\xi_0)^2 \cdot \langle L \rangle$ ,  $r_c$  – радиус кора дислокации  $\sim 1$  нм.

В результате фитирования экспериментальной кривой функцией (4) (см. пунктирную линию на рис.1) мы получили следующие значения параметров:  $H_0 = 111 \text{ Э}$ ,  $v = 3$ ;  $d^* = 2,1 \cdot 10^{-2}$ . Отсюда физические параметры:  $\langle L \rangle = 600$  нм;  $d = 13$  нм. Размер кристаллитов  $\langle L \rangle$  значительно превышает как полученное значение в [4]  $\langle L \rangle = 280$  нм, так и величину по данным рентгеновских и электронномикроскопических исследований ( $\langle L \rangle \sim 50-200$  нм).

Таким образом, в результате магнитных и рентгеноструктурных исследований мы получили различные значения для среднего размера кристаллитов пленки  $\langle L \rangle$ . Эти различия могут иметь следующее объяснение: 1) Функция распределения (3) размеров кристаллитов, выбранная для получения зависимости (4), неприменима для данной пленки. Она должна иметь второй пик (или плато) в области большого размера кристаллитов. 2) Кристаллиты больших размеров, полученных из магнитных измерений, могут, как предположили в работе [5], содержать внутри себя краевые дислокации, сила пиннинга на которых меньше силы пиннинга на краевых дислокациях в МУГах между большими кристаллитами (блоками). В этом случае магнитные измерения дают размеры блоков, а рентгеновские данные – размеры внутриблочных кристаллитов. В какой-то степени это подтверждается и изменением наклона зависимостей  $j_c(H)/j_c(0) = \alpha \cdot \ln(H^*/H)$  в районе 200 Э. Согласно выражению  $H^* = H_m e^{-1/\alpha}$  [3],  $H_m$  для  $H < 200$  составляет 19,7 Э, ( $H^* = 7068$ ,  $\alpha = 0,17$ ), а для  $H > 200$  Э ( $H^* = 4080$  Э,  $\alpha = 0,2$ )  $H_m = 27,5$  Э. Так как большее значение  $H_m$  соответствует меньшему размеру  $\langle L \rangle$ , то можно предположить, что при полях ниже 200 Э вихри в основном пиннингуются на дислокациях в МУГах между блоками, а в полях выше 200 Э часть из них пиннингуются на краевых дислокациях внутри блоков, что эффективно приводит к увеличению  $H_m$ .

#### Литература

1. Ch. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bernorz, J. Mannhart, D.J. Schlomm, D.G. Nature **350**, 279-280(1991).
2. J.M. Huijbregtse, B. Dam, R.C.F. van der Geest, F.C. Klaassen, R. Elberse, J.H. Rector, R. Griessen, Phys. Rev. B **62**, 1338(2000).
3. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, В.И. Вакарюк, В.М. Пан, В.С. Флис. ФНТ **28**, 245(2002).
4. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, K.G. Tretiachenko, Yu.V. Fedotov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 3714(2003).
5. B. Dam, J.M. Huijbregtse, F.S. Klaassen, R.C.F. van der Geest, G. Doornbos, J.H. Rector, A.M. Testa, S. Freisem, J.C. Martinez, B. Stäuble-Pümpin, R. Sriessen Nature **339**, 439(1999).
6. В.М. Пан, УФМ **1**, 49(2000).
7. E.A. Pashitskii, V.I. Vakaryuk, S.M. Ryabchenko, Yu.V. Fedotov, Low Temp. Phys. **27**, 96(2001).
8. R. Clem, D. Sanchez, Phys. Rev. B **50**, 9355(1994).
9. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, P. Esquinazi Phys. Rev. B **55**, 11816(1995).
10. C.P. Been. Rev. Mod. Phys. **36**, 31(1994).