

Температурная зависимость критического тока гетероструктур YBCO–STO–LCMO вблизи T_c

В.А. Хохлов, А.Ю. Прохоров, В.Ф. Дроботько, Г.Г. Левченко

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: ayup@ua.fm*

P.N. Mikheenko, R. Chakalov, and C. Muirhead

Department of Physics, The University of Birmingham, Birmingham B15 2TT

Статья поступила в редакцию 27 мая 2002 г., после переработки 5 сентября 2002 г.

Проведены исследования комплексной дифференциальной восприимчивости пленки YBCO и структур YBCO–STO–LCMO с различной толщиной STO (0; 2; 7 нм). Показано, что для структуры YBCO–LCMO наблюдается снижение температуры сверхпроводящего перехода T_{onset} и плотности критического тока j_c по сравнению с пленкой чистого YBCO. В структуре YBCO–STO–LCMO, напротив, T_{onset} повышается, а j_c увеличивается для структуры с STO толщиной 2 нм и снижается для 7 нм. Высказано предположение о смене механизма пиннингования вихрей при понижении температуры.

Проведено дослідження комплексної диференціальної сприйнятливості плівки YBCO та структур YBCO–STO–LCMO з різною товщиною STO (0; 2; 7 нм). Показано, що для структури YBCO–LCMO спостерігається зниження температури надпровідного переходу T_{onset} та густини критичного струму j_c в порівнянні з плівкою чистого YBCO. В структурі YBCO–STO–LCMO, навпаки, T_{onset} підвищується, а j_c збільшується для структури з STO завтовшки 2 нм та знижується для 7 нм. Висловлено припущення про зміну механізму пінінговання вихрів при зниженні температури.

PACS: 74.76.Bz, 74.60.Ge

Цель работы — экспериментальное исследование гетероструктур ферромагнетик–изолятор–сверхпроводник ($F-I-S$), в которых могут существовать несколько факторов, влияющих на сверхпроводящие свойства пленки YBCO:

1. В случае непосредственного контакта $F-S$ сильное обменное поле в ферромагнетике благодаря эффекту близости подавляет параметр порядка сверхпроводника. Притяжение между электронами создает синглетные пары в сверхпроводнике (СП), а обменное взаимодействие, приводящее к ферромагнетизму, стремится выстроить электронные спины параллельно. Поэтому, когда зеemannовская энергия электронной пары СП в обменном поле J превысит энергию связи пары, мерой которой является сверхпроводящая щель Δ , сверхпроводимость разрушается. Благодаря эффекту близости в слоистой системе $F-S$ возможно появление в F -слое сверхпроводящего

параметра порядка (СПП). Напомним, что под эффектом близости понимают частичную передачу сверхпроводящих свойств нормальному металлу F , приведенному в электрический контакт со сверхпроводником [1]. Причина этого явления кроется в большой пространственной протяженности волновой функции куперовских пар, которая проникает из S - F -слоя (или неферромагнитный металл) на некоторое расстояние в меру прозрачности границы раздела. Вследствие этого происходит «обобществление» межэлектронных взаимодействий, ответственных за СП переход в системе $F-S$. В результате в этой системе температура перехода T_c сверхпроводника становится ниже температуры T_{cs} сверхпроводника без F -слоя. Подробнее об этом изложено в обзорах [2,3].

2. В гетероструктурах $F-I-S$ отмечалась самоинжекция квазичастиц из сверхпроводника в ферромагнетик [4]. Преобладающая парная симметрия $d_{x^2-y^2}$ в YBCO [5] допускает низкоэнергетические

возбуждения, и всегда существует значительное число квазичастиц в YBCO. Благодаря большой протяженности волновой функции куперовских пар даже при наличии не очень толстого изоляционного слоя должно наблюдаться понижение T_c по сравнению с T_{cs} и уменьшение критического тока j_c . Кроме того, в таких структурах существует рассогласование импеданса на границе разнородных материалов для тепло- и электротранспорта, так что между слоями F и S существует разность химического потенциала $\delta\mu$, способствующая диффузии квазичастиц из S в F [4].

3. Тонкая ферромагнитная пленка, нанесенная на сверхпроводник, разбивается на домены. Поля рассеяния от доменной структуры в ферромагнитной пленке могут: а) разрушать сверхпроводимость в области порядка ширины доменной стенки, если намагниченность в ферромагнитной стенке велика и лежит в ее плоскости, а доменная стенка неелевская (например, железо-иттриевый гранат); б) создавать в сверхпроводящей пленке области, которые могут быть местом не только локализации уже существующих вихрей за счет электромагнитного взаимодействия с полями рассеяния, но и источниками зарождения под доменами противоположной намагниченности пар вихрь – антивихрь [6].

Для выяснения влияния перечисленных выше факторов на сверхпроводящие свойства пленок YBCO были проведены измерения диамагнитного отклика. Исследования гетероструктур обычно проводятся в области температур $T/T_c < 0,95$ с помощью измерений намагниченности или вольт-амперных характеристик (ВАХ). Мы же исследовали гетероструктуры вблизи T_c ($T/T_c \geq 0,98$) с помощью измерения комплексной восприимчивости. Здесь $T_c = T_{\text{onset}}$ – температура появления диамагнитного отклика, равная температуре, при которой сопротивление сверхпроводника становится практически равным нулю (критерий $I = 1$ мА, $U = 1$ мкВ). В этом диапазоне температур потенциал пиннинга, обусловленный дислокационной структурой образца, мал, и влияние ферромагнитного слоя над пленкой на j_c должно быть значительным.

Четыре пленки YBCO одновременно напыляли методом лазерной абляции на подложки SrTiO₃ (STO). Один образец YBCO оставался контрольным, а на другие наносили слои La_{0,7}Ca_{0,3}MnO₃ (LCMO) и STO: пленка №1 – YBCO (100 нм); № 2 – YBCO (100 нм)–LCMO (100 нм); № 3 – YBCO (100 нм)–STO (2 нм)–LCMO (100 нм); № 4 – YBCO (100 нм)–STO (7 нм)–LCMO (100 нм).

Только квазичастицы, имеющие спин, параллельный большинству спинов в ферромагнетике, могут туннелировать из S в F через барьер, оставляя

за собой спин-поляризованные квазичастицы. Такое туннелирование дает возможность дальнейшего распаривания куперовских пар и снижения j_c . Поэтому в качестве ферромагнетика был выбран манганит La_{0,7}Ca_{0,3}MnO₃, имеющий почти 100-процентную поляризацию спинов по сравнению с другими ферромагнетиками. Например, Fe, Co, Ni и пермаллой имеют поляризацию спинов 44, 43, 11 и 40 % соответственно [7,8].

В настоящей работе проведены измерения дифференциальной комплексной магнитной восприимчивости $\chi = \chi' + i\chi''$ в поле Земли при возбуждающих полях $H_{ac} = 5 \cdot 10^{-3} - 0,8$ Э.

Зависимости $T_m(H_{ac}^{2/3})$ (T_m – температура максимума на кривой $\chi''(T)$) для всех четырех образцов приведены на рис. 1. При фиксированном значении амплитуды возбуждающего поля H_{ac} при температуре T_m максимума на кривой $\chi''(T)$, используя теорию критического состояния, можно определить значение плотности критического тока по формуле [9]

$$j_c(T_m) = \frac{6,4 H_{ac}}{\pi 2,474 d}. \quad (1)$$

Здесь H_{ac} – в эрстедах, d – толщина пленки в см, j_c – в А/см². Поскольку зависимость T_m от H_{ac} в координатах $T_m(H_{ac}^{2/3})$ линейна, температурная зависимость $j_c(T)$ должна иметь вид

$$j_c(T) = j_c(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{3/2}, \quad (2)$$

где T_c – температура, к которой стремится зависимость $T_m(H_{ac}^{2/3})$ при $H_{ac} = 0$. В рассматриваемом диапазоне температур значителен крип потока. К сожалению, формул, связывающих зависимость $j_c(T)$ с T_m и H_{ac} при учете крипа потока, нет, поэтому мы воспользовались приведенными выше формулами. Вследствие этого абсолютные величины $j_c(0)$, $j_c(77$ К), полученные динамическим методом исследования комплексной восприимчивости, будут

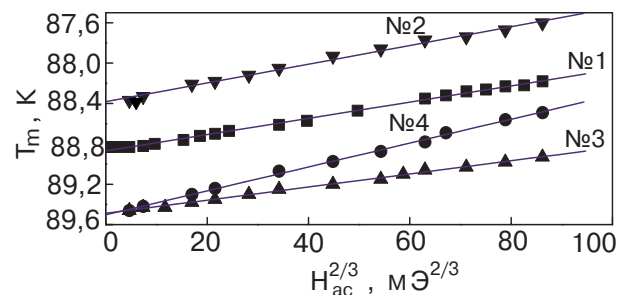


Рис. 1. Зависимости температуры максимума диамагнитной восприимчивости от возбуждающего поля для четырех исследованных структур.

отличаться от данных статических измерений вольт-амперных характеристик или магнитного момента \mathbf{m} на некоторый коэффициент, пропорциональный частоте возбуждающего поля. Однако эти отличия не отражаются на тенденциях, отмечаемых в эксперименте.

Значения $j_c(0)$, $j_c(77\text{ К})$ и T_{onset} представлены в таблице.

Таблица

Значения критического тока и температуры начала диамагнитного отклика для четырех гетероструктур

№ пленки	$J_c(0)$, 10^7 А/см^2	$J_c(77\text{ К})$, 10^6 А/см^2	T_{onset} , К
1	9,7	4,7	89,20
2	8,1	3,7	88,75
3	15,8	8,2	89,62
4	5,6	2,8	89,70

Отметим следующие тенденции:

1. T_{onset} для пленки № 2 (YBCO–LSMO) почти на 0,5 К ниже, чем чистой пленки YBCO, а для пленок №№ 3 и 4 примерно на такую же величину выше.

2. $j_c(0)$ и $j_c(77\text{ К})$ для пленок №№ 2 и 4 меньше, чем для чистой пленки YBCO, а для пленки № 3 с 2 нм прослойкой STO между YBCO и LSMO значительно выше. Эти данные противоречат результатам работы [4], в которой при толщине слоя STO 2 нм наблюдалось снижение j_c по сравнению с пленкой чистого YBCO.

Прежде чем приступить к обсуждению значений $j_c(0)$ и $j_c(77\text{ К})$, оценим величины размера вихрей и потенциальных ям, являющихся центрами пиннинга вихрей в изученном диапазоне температур. Принято считать, что большие значения $j_c(77\text{ К})$ ($\sim 10^6\text{ А/см}^2$) в пленках YBCO, полученных методом лазерной абляции, обусловлены высокой плотностью существующих в них краевых и винтовых дислокаций, являющихся центрами пиннинга вихрей. Согласно [10], упругие деформации анизотропного кристалла, созданные краевой дислокацией или дислокационным ансамблем (например, стенкой дислокаций), распространяются на некоторое температурно-зависящее расстояние r от ядра дислокации размером около 2 нм [11]. Такое деформационное поле вокруг дислокации приводит к понижению параметра порядка в этой области и является потенциальной ямой для вихря. Оценка размера L потенциальной ямы, проведенная по формулам из работы [10], дает в исследуемом нами диапазоне

температур величину $\sim 40\text{ нм}$, причем крутизна потенциальной ямы гораздо меньше, чем при низких температурах [12]. Размер же вихря $d = 2\xi = 2\xi_0/(1 - T/T_c)^{1/2}$ ($\xi_0 \approx 1,2\text{ нм}$) $\approx 20\text{ нм}$. Потенциальная яма может хорошо пиннинговать вихри в случае, когда ее размер сравним с размерами вихря. Из приведенных выше оценок L и d можно увидеть, что потенциальные ямы, созданные дислокациями, при высоких температурах уже не могут служить эффективными центрами пиннинга вихрей. При плотности дислокаций в пленках YBCO порядка $10^{11}\text{ линий/см}^2$ [13] поверхность пленки, вероятно, представляет собой деформационное поле, испещренное «интерферирующими» между собой некрутыми краями потенциальных ям. Такое поле не может эффективно пиннинговать вихри. Должны быть другие причины существования более высоких критических токов при высоких температурах для пленки № 3 и незначительного падения j_c в образце № 2 по сравнению с чистой пленкой YBCO.

Одна из причин существенного пиннингования вихрей, особенно при высоких температурах, — шероховатость поверхности пленки. Сверхпроводником во всех четырех образцах являлась тонкая (100 нм) пленка YBCO. Как известно [14], пиннинг вихрей в сверхпроводящих пленках складывается из поверхностного, интерфейсного и объемного пиннинга. Чем тоньше пленка, тем больше роль поверхностного пиннинга. Как показали предварительные исследования на большом количестве пленок YBCO, существует корреляция между плотностью критического тока и шероховатостью поверхности пленки. На рис. 2 показан снимок чистой пленки YBCO, полученный методом атомной силовой микроскопии (AFM). Видно, что высота островков составляет около 20 нм, т.е. $\sim 20\%$ толщины пленки. Расстояние между островками такого же порядка. Поскольку энергия вихря пропорциональна его длине, вихрю выгоднее находиться в «долине», тем более что дислокации возникают на границах спиралевидного роста островков [15]. Размеры «долин» близки к размерам вихрей при высоких

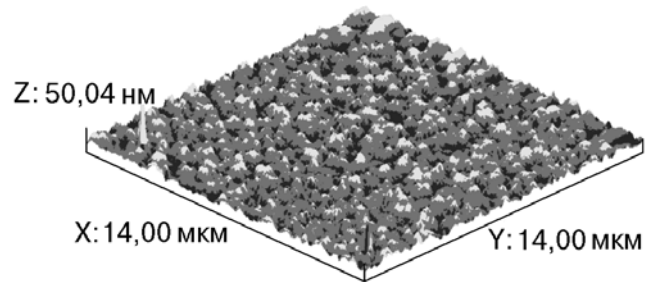


Рис. 2. AFM-снимок чистой пленки YBCO (образец № 1).

температурах и могут быть хорошими центрами пиннинга.

Другой причиной локализации и зарождения новых пар вихрь – антивихрь, как указывалось во введении, могут быть поля рассеяния доменной структуры LCMO. Однако доменная структура LCMO, наблюдаемая авторами [16], представляет собой большие (несколько мкм) домены, магнитный момент которых нормален или наклонен вдоль нормали к пленке, доменные стенки между доменами такого же порядка величины. В этом случае поля рассеяния доменов слишком малы, чтобы быть эффективными центрами пиннинга.

Обсудим полученные результаты.

1. Если понижение T_{onset} в структуре № 2 по сравнению с пленкой чистого YBCO (см. таблицу) можно объяснить разрушением обменным полем LCMO сверхпроводящих корреляций, наведенных пленкой YBCO, то повышение T_{onset} для гетероструктур №№ 3 и 4 по сравнению с пленкой чистого YBCO (№ 1) не совсем понятно. Возможно, этот факт можно объяснить следующим образом. Пленка YBCO после напыления при контакте с воздухом частично теряет кислород. Если же на пленку нанести изолятор STO, то такие потери отсутствуют (или резко уменьшаются), и T_c соответствует тому значению, которое получается в камере напыления.

2. Понижение j_c при высоких температурах в структуре № 2 по сравнению с пленкой чистого YBCO не очень значительно. Причина этого, может быть, заключается в том, что при напылении пленок температура подложки составляет 760–780 °С, т.е. диффузионная длина пробега достаточно велика. Из-за этого часть молекул LCMO проникает глубже в пленку YBCO, создавая дополнительные центры пиннинга. В тонких пленках YBCO критический ток определяется пиннингом вихревой структуры. Частичное разрушение обменным полем LCMO сверхпроводящих корреляций, наведенных пленкой YBCO, приводит к понижению j_c . В то же время появление новых сильных центров пиннинга за счет продифундировавших в пленку YBCO ферромагнитных включений должно приводить к увеличению j_c . Вероятно, конкуренция этих двух явлений и приводит к незначительному уменьшению j_c в пленке № 2 по сравнению с чистой пленкой YBCO.

3. Повышение критического тока при высоких температурах в гетероструктуре № 3 по сравнению с пленкой чистого YBCO, вероятно, можно объяснить тем, что изолирующий слой в этой структуре составляет всего 2 нм и не сплошной, а сетчатый. Уровень сплошности покрытия зависит как от шероховатости пленки, так и от условий роста. В этом случае диффузия LCMO в пленку YBCO много меньше, чем

в случае непосредственного контакта LCMO–YBCO (пленка № 2), и понижение j_c определяется мерой прозрачности границы раздела между LCMO и YBCO. Проникший же через поры STO ферромагнетик LCMO может создавать поля рассеяния достаточно малых размеров, способные пиннинговать вихри. Заметим, что такие проникающие «иглы» могут иметь намагниченность «вверх» или «вниз» из-за доменной структуры размагниченного слоя LCMO. Взаимодействие разнонамагниченных «игл» с вихрями, имеющих одинаковую полярность, приводит к концентрации вихрей вблизи «игл» с намагниченностью, антипараллельной намагниченности вихрей. Похожая картина наблюдалась в [15] при напылении на пленку Pb ферромагнитных капель диаметром 0,4 мкм. Вероятно, сказанное выше является причиной значительного повышения $j_c(0)$ и $j_c(77\text{ K})$, полученных путем экстраполяции. При низких температурах, когда потенциальные ямы краевых и винтовых дислокаций становятся глубокими и узкими, именно они начинают вносить основной вклад в величину j_c , а влияние намагниченных «игл», количество которых значительно меньше дислокаций, резко уменьшается.

4. В случае, когда изолирующая прослойка между LCMO и YBCO составляет 7 нм (образец № 4), слой STO уже сплошной и диффузии LCMO в пленку YBCO нет, как нет и проникающих ферромагнитных «игл» в пленку YBCO. Уменьшение j_c в этом случае можно опять объяснить разрушением обменным полем LCMO сверхпроводящих корреляций, наведенных пленкой YBCO в меру прозрачности границы раздела. В то же время значения критического тока в этой пленке меньше, чем в № 2, имеющей непосредственный контакт LCMO–YBCO, где прозрачность границы раздела должна быть выше, а следовательно, j_c меньше (см. таблицу). Вероятно, объяснить это различие можно только диффузией частиц LCMO в пленку YBCO, создающей дополнительные сильные центры пиннинга. В таком случае для пленки № 4 наблюдается непосредственное влияние обменного поля LCMO на сверхпроводящие свойства пленки YBCO.

Таким образом, в результате проведенных исследований мы пришли к выводу, что магнитное поведение гетероструктур $F-I-S$ обусловлено конкуренцией между подавлением сверхпроводимости в пленках YBCO из-за разрушения обменным полем LCMO сверхпроводящих корреляций, наведенных пленкой YBCO, и увеличением j_c вследствие образования потенциальных ям, близких к размерам вихрей при высоких температурах, за счет ферромагнитных включений. Эти ферромагнитные включения, так же как и «иглы» из LCMO, прони-

кающие в пленку YBCO в случае «сетчатого» изолирующего слоя STO, являются сильными центрами пиннинга вихрей в результате их чисто магнитного взаимодействия с вихрями. Роль ферромагнитных включений и «игл» (в случае «сетчатого» изоляционного слоя) в пиннинговании вихрей, имеющих большой размер при $T \rightarrow T_{\text{onset}}$, уменьшается с понижением температуры, в то время как роль дислокаций в пиннинговании вихрей, наоборот, возрастает. Таким образом, с понижением температуры происходит смена доминирующих механизмов пиннинга вихрей.

1. P.G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
2. B.Y. Jin and J.B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
3. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусейнов, *УФН* **172**, 113 (2002).
4. N.C. Yen, R.P. Vasquez, C.C. Fu, A.V. Samoilov, Y. Li, and K. Vakili, *Phys. Rev.* **B60**, 10522 (1999).
5. M. Johnson and R.H. Silbce, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1970 (1985); *Phys. Rev.* **B35**, 4957 (1987).
6. Ю.И. Безпятных, В. Василевский, А.И. Будин, Л.Н. Булаевский, *Adv. Phys.* **34**, 176 (1985); *ЖЭТФ* **94**, вып. 3, 256 (1988).
7. M.M. Goldman, V.A. Vas'ko, P.A. Kraus, K.R. Nikolaev, and V.A. Larkin, *J. Magn. Met.* **200**, 69 (1999).
8. R.M. Stroud, J. Kim, C.R. Eddy, D.B. Chrisley, J.S. Horwitz, D. Koller, M.S. Osofsky, R.J. Soulen, and R.C.Y. Auyeung, *J. Appl. Phys.* **83**, 7189 (1988).
9. E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B55**, 14513 (1997).
10. A. Gurevich and E.A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B56**, 6213 (1997).
11. Y. Gao, K.L. Merkle, G. Bai, H.L.M. Chang, and D.J. Lam, *Phys.* **C174**, 1 (1991).
12. В.М. Пан, *УФМ* **1**, 3 (2000).
13. V. Svetchnikov, V. Pan, Ch. Traeholt, and H.W. Zandbergen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 1396 (1997); S.-W. Chan, *J. Phys. Chem. Solids* **55**, 1415 (1999).
14. R. Prozorov and E.B. Sonin, *Phys. Rev.* **B57**, 13845 (1999).
15. B. Dam, J.M. Huijbregtse, F.C. Klaassen, and R.C.F. van der Geest, *Nature* **339**, 439 (1999).
16. Q. Lu, C.C. Chen, and A. Lozanne, *Science* **276**, 2006 (1997).

Temperature dependence of critical current of heterostructures YBCO–STO–LCMO nearly T_c

V.A. Khokhlov, A.Yu. Prokhorov, V.F. Drobotko,
G.G. Levchenko, P.N. Mikheenko,
R. Chakalov, and C. Muirhead

The complex differential susceptibility a pure YBCO film and YBCO–STO–LCMO structures of different STO width (0; 2; 7 nm) is studied. It is shown, that a decrease of superconducting transition temperature T_{onset} and critical current density j_c is observed, as expected for the structure YBCO–LCMO in comparison with the pure YBCO film. Conversely, the YBCO–STO–LCMO structures display an increase in T_{onset} ; as for j_c , it increases in the structure with 2 nm STO and decreases in that with 7 nm STO. It is suggested the pinning mechanism of vortices undergoes a change with decreasing temperature.