

PACS: 74.76.-w, 74.60.-Ge, 74.25.Fy

А.Н. Артемов¹, Ю.Е. Кузовлев¹, Ю.В. Медведев¹, А.Ю. Прохоров¹,
А.И. Коссе¹, В.А. Хохлов¹, Г.Г. Левченко¹, Р. Mikheenko²

СКАЧКИ ПОТОКА В YBCO-ПЛЕНКАХ ВБЛИЗИ T_c

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

²School of Physics and Astronomy, University of Birmingham
Edgbaston, Birmingham B15 2 TT, UK

Статья поступила в редакцию 26 января 2006 года

С помощью СКВИД-магнитометра исследованы температурная зависимость магнитного момента и комплексная восприимчивость χ' и χ'' при различных внешних магнитных полях H_{dc} трех пленок YBaCuO различной толщины (100–125 нм). Пленки были получены с помощью лазерной абляции на подложках SrTiO₃. Основные измерения проведены в диапазоне температур от азотной до 90 К со скоростью изменения температуры 0.05 К/мин. На кривых $m(T)$ наблюдались ступеньки, которые в полях $H_{dc} \geq 500$ Ое переходили в скачки Δm^ при приближении к T_c . На кривых $\chi''(T)$ при больших H_{dc} также наблюдались ступеньки и скачки на их высокотемпературной части, в то время как на зависимостях $\chi'(T)$ – только ступеньки. Покрытие одной из пленок слоем Au толщиной 100 нм не приводило к заметным изменениям кривых $m(T)$ при больших H_{dc} . При увеличении внешнего поля ступеньки существенно снижались. На основе простейшей модели обсуждаются возможные причины наблюдаемых явлений.*

Введение

Известно, что сверхпроводники с высокими плотностями критического тока j_c имеют тенденцию к развитию неустойчивости в виде макроскопических скачков потока [1]. Этому вопросу посвящено огромное количество работ (см. обзор [2]). Проникновение магнитного потока в сверхпроводник II рода может сопровождаться рядом быстрых неравновесных процессов, например магнитных микросрывов [3,4], приводить к возникновению таких существенно неоднородных образований, как дендритные структуры [5–7], и т.д. Неустойчивость возникает из-за того, что процесс движения магнитного потока сопровождается выделением джоулева тепла. Это приводит к локальному повышению температуры образца, в результате чего снижается величина критического тока j_c , т.е. ослабляется пиннинг вихрей, что опять

провоцирует срыв потока, и т.д. Такая положительная обратная связь может быть источником сильного перераспределения потока с образованием «палочной», или «дендритной», структуры.

Во всех экспериментальных работах неустойчивость стимулировалась либо введением магнитного поля [4], либо локальным перегревом пленки лазерным лучом [6,7]. Также отмечалось, что чем ниже температура $t = T/T_c$ (где T_c – температура перехода образца в сверхпроводящее состояние), тем выше вероятность срыва потока, содержащего большое количество вихрей. Подобные диаграммы были построены в [6,8]. Из них следует, что при $t > 0.5$ вероятность наблюдать даже малые скачки потока очень невелика.

В теории магнитный поток в сверхпроводнике трактуется либо «гидродинамически» [9,10], либо «атомистически» с точки зрения отдельных вихрей [11]. В частности, авторы [9] успешно моделируют сложные экспериментальные кривые намагничивания массивных образцов. В [10] смоделирована неустойчивость гладкого фронта магнитного потока, превращающегося в результате дробления на дефектах в дендритную структуру. Группа авторов [11] численно воспроизводит богатое разнообразие двумерных дендритов, реально наблюдаемых в сверхпроводящих пленках.

В то же время нам неизвестны работы, где бы исследовалась неустойчивость магнитного потока в сверхпроводящих пленках, когда внешнее магнитное поле включено при низкой температуре, а затем температура образца медленно поднимается до T_c . Отметим, что повышение температуры, в отличие от увеличения поля, стимулирует неустойчивость по всей площади пленки, а не только на ее краях. Впрочем, мы не нашли в литературе экспериментальных данных по наблюдению скачков потока при температурах, близких к T_c , и при обычных способах возбуждения неустойчивости. Нет и теоретического описания результатов для такого рода экспериментов. Поэтому нашей задачей в данной работе было частично восполнить указанный пробел.

Эксперимент

С помощью СКВИД-магнитометра нами исследовались намагниченность и восприимчивость трех образцов (П1–П3) YBCO-пленок. Образцы были выращены на подложках SrTiO₃ размером 5 × 5 mm методом лазерной абляции. Толщина d пленки П1 составляла 125 nm. Каждая следующая по номеру пленка была тоньше предыдущей на 12.5 nm, т.е. П3 имела толщину 100 nm. Была также исследована пленка П4 толщиной 100 nm с золотым покрытием толщиной 100 nm и без него. Скорость изменения температуры образцов составляла 0.05 K/min. Измерения велись в ZFC-режиме. При $T > 90$ K соленоид размагничивали до величины ± 15 mOe. Затем образец охлаждали до исходной величины T_0 , вводили магнитное поле, некоторое время образец выдерживали при этой температуре, а затем включали протяжку температуры. Диапазон внешних магнитных полей H_{dc} достигал 0.2–20 kOe.

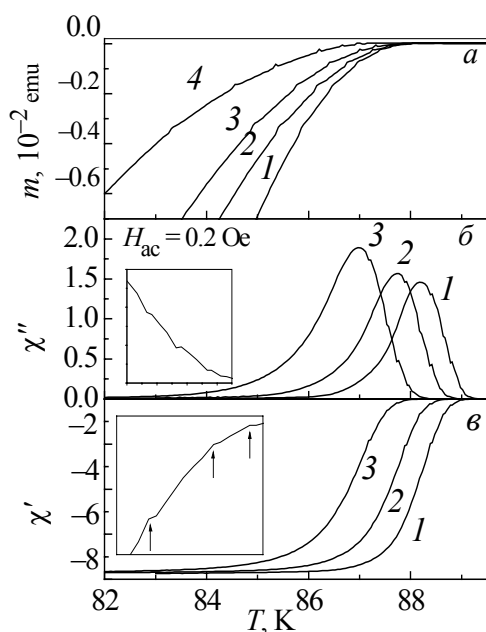


Рис. 1. Типичные кривые магнитного момента m (а), мнимой χ'' (б) и действительной χ' (в) частей восприимчивости в функции температуры для исследованных пленок. Данные представлены для пленки П2 и четырех внешних магнитных полей H_{dc} , Ое: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000

ступеньки или пики наблюдаются только на высокотемпературном склоне χ'' и соответственно высокотемпературной части χ' (диапазон температур от T_c до T_m – температуры максимума χ''). При повышении H_{ac} до 3 Ое аномалии на $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ исчезают. Отметим, что аномалии на кривых $m(T)$ для пленки П1 очень слабые.

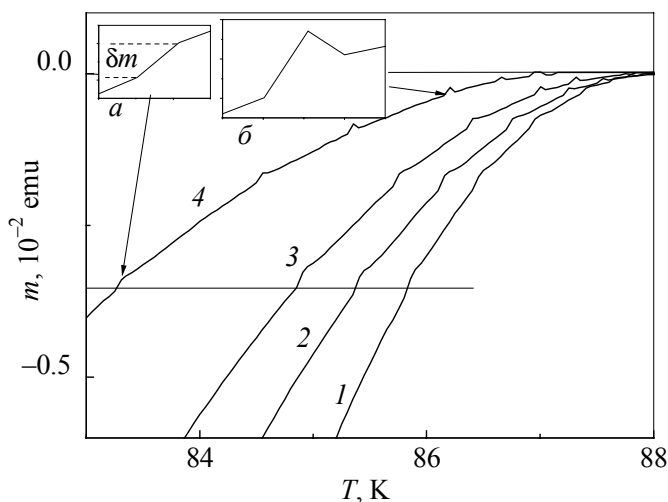


Рис. 2. Фрагмент зависимостей $m(T)$ для пленки П2, измеренных при четырех внешних магнитных полях H_{dc} , Ое: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000. На вставках в увеличенном виде показаны ступенька (а) и скачок (б) на зависимостях $m(T)$

На рис. 1,а представлен фрагмент кривой намагниченности пленки П2 (112.5 nm) при высоких температурах, полученной при указанных на рисунке полях H_{dc} . На рис. 1,б и в показаны температурные зависимости мнимой χ'' и реальной χ' частей восприимчивости для этой же пленки. Подобная картина наблюдалась для всех трех пленок П1–П3. Основными особенностями этих зависимостей являются:

1. При низких температурах (для П1 минимальная температура измерений $T_0 = 70$ К, для остальных – 75 К) вплоть до некоторой температуры T_0^* , лежащей примерно на 4–7 К ниже T_c , кривые $m(T)$ и $\chi(T)$ гладкие. Выше T_0^* на кривых $m(T)$ появляются сначала ступеньки с горизонтальными полочками, а при дальнейшем повышении температуры – пики намагниченности (см. вставки а и б на рис. 2). На кривых $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ при возбуждающем поле $H_{ac} = 0.2$ Ое для всех трех пленок ступеньки или пики наблюдаются только на высокотемпературном склоне χ'' и соответственно высокотемпературной части χ' (диапазон температур от T_c до T_m – температуры максимума χ''). При повышении H_{ac} до 3 Ое аномалии на $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ исчезают. Отметим, что аномалии на кривых $m(T)$ для пленки П1 очень слабые.

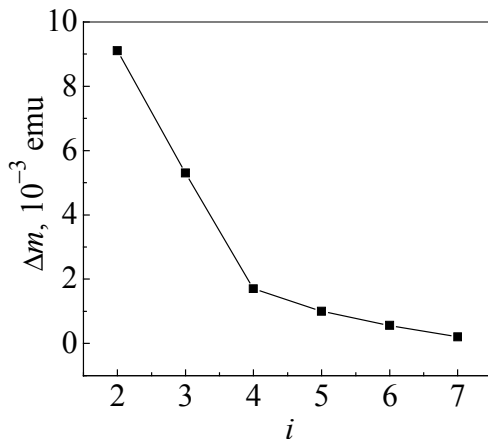


Рис. 3. Зависимость расстояния Δm между последовательностью ступенек (скачков) $N_{i+1} - N_i$ от температуры ($i = 1$ – самая низкотемпературная из наблюдаемых ступенька на кривой $m(T)$ при $H_{dc} = 1000$ Ое для пленки П2)

них магнитных полей H_{dc} . Видно, что чем больше величина H_{dc} , тем меньше δm и ее изменение с ростом температуры. Похожая картина наблюдается и для пленки П3. Величину δm мы связываем с величиной потока, скачком проникшего внутрь образца.

Появление ступенек намагниченности (восприимчивости), как указывалось во введении, обычно связывают с термомагнитной неустойчивостью. В наших экспериментах движение потока инициируется увеличением температуры намагниченного образца, приводящим к уменьшению величины критического тока j_c . Поскольку наши эксперименты отличаются от известных в

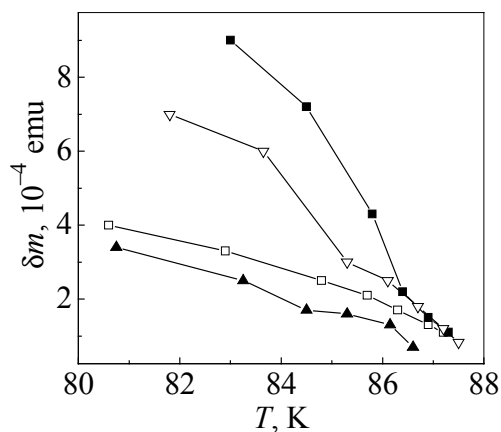


Рис. 4. Зависимости величин ступенек δm от температуры, полученные для пленки П2 при внешних магнитных полях H_{dc} , Ое: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000

литературе, необходимо было хотя бы косвенно показать, что аномалии на кривых $m(T, H)$ связаны со скачками потока в пленке. Известно, что для уменьшения влияния скачков потока в сверхпроводящих проводах используют медное покрытие, которое при гелиевых температурах имеет высокую проводимость. Когда происходит скачок потока в сверхпроводнике, проводимость его снижается за счет движения вихрей и выделения дополнительного тепла. Если наблюдаемые нами аномалии на зависимостях $m(T, H)$ действительно связаны со скачками потока

в пленке, то покрытие YBCO-пленки слоем золота, имеющего проводимость при температуре азота $\rho = 0.5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{см}$, должно приводить к шунтированию проводимости пленки и, как следствие, уменьшению аномалий на кривых $m(H, T)$. Для выяснения этого вопроса был проделан следующий эксперимент. На пленке П4 толщиной 100 нм мы провели измерения $m(T)$ при $H_{dc} = 50$ и 500 Ое, а затем нанесли на нее слой Au толщиной 100 нм и снова измерили $m(T)$ в тех же полях H_{dc} . Подобный эксперимент, проведенный авторами работы [12] на пленке MgB_2 толщиной 500 нм и слоем Au толщиной 0.15 и 2.25 $\mu\text{м}$, показал, что слой Au толщиной 2.25 $\mu\text{м}$ полностью подавляет неустойчивость.

На рис. 5 показаны результаты второго эксперимента. Видно, что ступеньки на зависимости $m(T)$ при $H_{dc} = 500$ Ое присутствуют как в свободной от Au пленке, так и в пленке YBCO, покрытой слоем Au, причем величина δm для обоих случаев одного порядка. В то же время при $H_{dc} = 50$ Ое нанесение слоя Au приводит к сглаживанию ступенек на кривой $m(T)$ (вставка на рис. 5). На зависимости $m(T)$ для чистого Au небольшие отклонения от гладкой кривой наблюдаются только вблизи нуля при смене знака m (рис. 5). Сдвиг кривой $m(T)$ в область низких температур связан со вкладом в диамагнетизм сверхпроводника диамагнетизма Au.

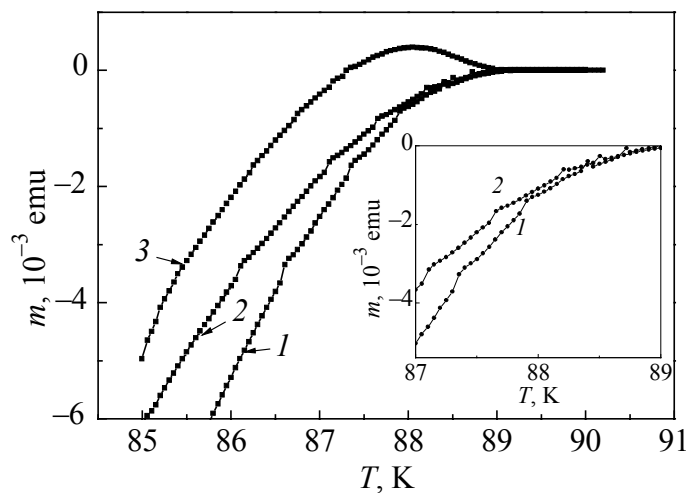


Рис. 5. Зависимости $m(T)$, полученные для пленки ПЗ в поле $H_{dc} = 500$ Ое без покрытия золотом (1), с покрытием пленкой Au толщиной 100 нм (2) и для чистой пленки Au (3). На вставке показаны кривые 1 и 2 в поле $H_{dc} = 50$ Ое

Слабое влияние пленки Au на скачки потока может быть связано со следующими факторами:

а) наши эксперименты велись при азотных, а не при гелиевых температурах, как в [12], где проводимость золота почти на порядок выше;

б) соотношение толщин Au и YBCO у нас составляло 1:1, а у авторов [12] – от 3:1 до 4.5:1, т.е. сопротивление шунта из Au было примерно в 40 раз меньше, чем у нас. Однако влияние пленки Au на величину скачков (ступенек) при $H_{dc} = 50$ Ое, где скачки больше по величине, а следовательно, и ρ_{YBCO} становится меньше, шунтирование пленкой Au заметно, что подтверждает тот факт, что наблюдаемые нами аномалии на кривых $m(T, H)$ связаны со скачками потока.

Модель терромагнитной неустойчивости

Для того чтобы лучше понять физику появления и развития терромагнитной неустойчивости, мы провели численное моделирование электромагнитных и тепловых процессов, сопровождающих вхождение магнитного потока в образец в условиях, близких к экспериментальным.

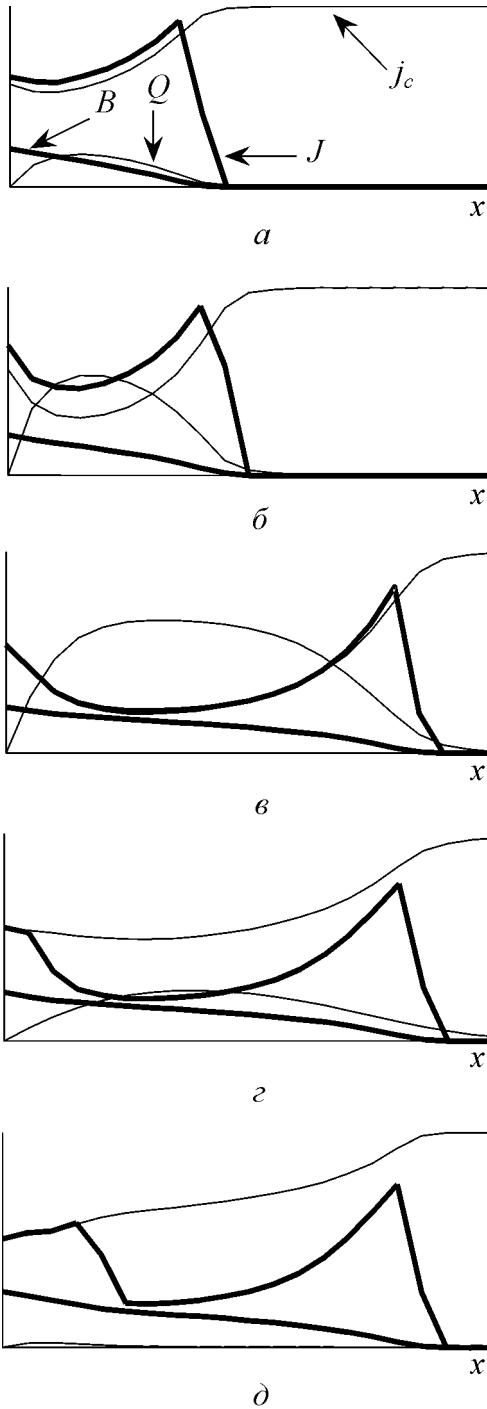


Рис. 6. Пять избранных мгновений процесса намагничивания образца

Эволюция магнитного потока описывается феноменологическими уравнениями «макроскопической электродинамики сверхпроводников» [1,13]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T), \quad \mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B},$$

где \mathbf{B} – магнитная индукция, \mathbf{J} – плотность тока, $\mathbf{E}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T)$ – материальные соотношения, связывающие электрическое поле с плотностью тока, магнитной индукцией и температурой. Для описания терромагнитных процессов они дополнены уравнением для температуры, описывающим процессы производства и отвода тепла:

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = k \Delta T + \dot{G}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T) - W(T).$$

Здесь C и k – теплоемкость и теплопроводность образца; $\dot{G}(\mathbf{J}, \mathbf{B}, T)$ – удельная мощность теплопроизводства; $W(T) = h(T - T_0)$ – функция теплоотвода, где h – эффективный коэффициент теплоотдачи, T_0 – температура термостата. Более подробно с постановкой задачи и результатами моделирования можно познакомиться в работе [14]. Здесь же мы рассмотрим только процесс возникновения, развития и завершения терромагнитной неустойчивости в случае линейно-нарастающего внешнего магнитного поля при постоянной температуре.

На рис. 6 представлены распределения \mathbf{B} , \mathbf{J} (жирные линии), а также приведенной температуры $Q = (T - T_0)/(T - T_c)$ и критического тока j_c

(тонкие линии) на разных стадиях развития термомагнитной неустойчивости. Рис. 6,*a* показывает распределение величин на момент, когда период медленного продвижения потока посредством очень мелких лавин практически завершился и начинается развитие неустойчивости. Видно, что у края образца ток J уже заметно больше критического и локальный нагрев у края образца довольно сильный. Из-за повышения температуры критический ток уменьшается (рис. 6,*b*), что ведет к росту нормальной составляющей тока $J - j_c$ и усилению джоулевого нагрева. В результате нарастания этого процесса происходит быстрый скачок потока в глубь образца (рис. 6,*в*). При этом распределение $V(x)$ становится значительно положе, т.е. плотность тока резко падает. Лавина останавливается, когда локально J снижается до уровня j_c . Джоулев разогрев образца нормальным током прекращается, и в результате отвода тепла в термостат температура образца снижается. Величина критического тока возрастает и становится больше J , а сложившееся распределение потока замораживается (рис. 6,*г*). Однако внешнее поле растет и, поэтому на краю образца J со временем подрастает до уровня j_c . Снова начинается медленная фаза продвижения потока (рис. 6,*д*), которая подготавливает условия для зарождения новой лавины.

Обсуждение результатов эксперимента

В результате проведенных экспериментов на трех пленках при температурах, близких к T_c , мы наблюдали термомагнитную неустойчивость образцов, проявляющуюся на кривых как намагниченности, так и восприимчивости. В наших экспериментах неустойчивость возникает при изменении температуры термостата, а следовательно, и образца, помещенного в постоянное магнитное поле, а не величины внешнего магнитного поля, как в других работах. Термомагнитная неустойчивость, наблюдавшаяся в наших экспериментах, имеет ту же природу, но из-за различия в постановке эксперимента мы видим особенности в поведении намагниченности, которые ранее не отмечались. Это ступеньки с горизонтальными полочками и пики на кривых намагничивания. В известных нам работах, в которых изучались скачки потока с помощью исследований намагниченности [4,8,11,16], такие особенности не наблюдались. Однако они могут быть объяснены на основе развитых в предыдущем разделе представлений о причинах появления и характере развития термомагнитной неустойчивости магнитного потока в сверхпроводниках II рода (см., напр., [13,15]).

Причину появления полочек в температурной зависимости намагниченности и отсутствие их в зависимости от величины внешнего поля можно понять на основании следующих рассуждений. В намагниченность образца дают вклад два слагаемых

$$4\pi\mathbf{M} = S^{-1} \int d\mathbf{r} \mathbf{B}(\mathbf{r}) - \mathbf{H} .$$

Первое слагаемое есть плотность магнитного потока через образец, второе – внешнее магнитное поле. Во время появления и развития неустойчивости первое слагаемое быстро меняется, что приводит к возникновению скачка на кривой

намагниченности. После завершения развития неустойчивости магнитный поток, вошедший в образец, в течение некоторого времени (пока изменение внешних условий не спровоцирует новую неустойчивость) остается, как это показано в предыдущем разделе, постоянным. Но в экспериментах с нарастающим внешним полем намагниченность образца будет продолжать меняться за счет второго слагаемого. В наших же экспериментах второе слагаемое является постоянным, поэтому постоянным будет и магнитный момент образца. На температурной зависимости намагниченности это отразится в виде горизонтальной полочки.

Те же особенности постановки эксперимента, по-видимому, могут объяснить отсутствие скачков потока на кривых намагничивания в нарастающем магнитном поле при высоких температурах и присутствие их в наших результатах. В этих условиях критический ток мал и большая часть потока уже вошла в образец. Поэтому скачки потока будут небольшими и изменение магнитного момента, к которому они приводят, в экспериментах с возрастающим внешним полем будет скрадываться за счет изменения вклада второго слагаемого в намагниченность. В наших же экспериментах, когда образец, помещенный во внешнее магнитное поле, нагревается, зависимости $m(T)$ в области высоких температур становятся все более пологими, в то время как второе слагаемое остается постоянным. В этом случае намагниченность меняется только за счет первого слагаемого, скачков потока, и его вклад в виде ступенек и пиков становится все более выразительным на фоне выполаживающейся с ростом температуры кривой $m(T)$.

Появление пиков на кривых $m(H, T)$ из вышеизложенной теории не следует. В настоящее время мы не можем их объяснить. Один из возможных механизмов, приводящих к этим особенностям, рассмотрен в работе [14]. В ней появление описанного эффекта связывается с несимметричным распределением тока в образце и несовпадением центров образца и датчика.

1. *R.G. Mintz, A.L. Rakhmanov*, Rev. Mod. Phys. **53**, 551 (1981).
2. *E. Altshuler*, Rev. Mod. Phys. **76**, 471 (2004).
3. *S. Field, J. Witt, F. Nori*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1206 (1995).
4. *Z.N. Zhao, S.L. Li, U.M. Ni, H.P. Yang, Z.Y. Liu, H.H. Wen*, Phys. Rev. **B65**, 064512-1 (2002).
5. *D.V. Shantsev, P.E. Goa, E.L. Barkov, T.H. Johansen, W.N. Kang, S.I. Lee*, Supercond. Sci. Technol. **16**, 566 (2003).
6. *U. Bolz, D. Schmidt, B. Biehler, B.U. Runge, G. Mints, K. Numssen, H. Kinder, P. Leiderer*, Physica **C388–389**, 715 (2003).
7. *P. Leiderer, J. Boneberg, P. Brüll, V. Bujok, S. Herminghaus*, Phys. Rev. Lett. **71**, 2646 (1993).
8. *E.R. Nowak, O.W. Taylor, L. Liu, H.M. Jaeger, T.J. Selinder*, Phys. Rev. **B55**, 11702 (1997).
9. *V.V. Chabanenko, A.I. Dyachenko, M.V. Zalutskii*, J. Appl. Phys. **88**, 5875 (2000).
10. *I.S. Aranson, A. Gurevich, M.S. Welling, R.J. Wijngaarden, V.K. Vlasko-Vlasov, V.M. Vinokur, U. Weep*, Phys. Rev. Lett. **94**, 037002 (2005).

11. T.H. Johansen, M. Baziljevich, D.V. Shantsev, P.E. Goa, Y.M. Galperin, W.N. Kang, E.M. Choi, M.-S. Kim, S.I. Lee, Europhys. Lett. **59**, 599 (2002).
12. Eun-Mi Choi, Hyun-Sook Lee, Hyun Jung Kim, Byeongwon Kung, Sung-Ek Lee, A.A.F. Olsen, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, Appl. Phys. Lett. **87**, 152501 (2005).
13. M.R. Beasley, R. Labusch, W.W. Webb, Phys. Rev. **181**, 682 (1969).
14. Yu.E. Kuzovlev, cond-mat/0504320.
15. J.R. Clem, R.P. Huebener, D.E. Gallus, J. Low. Temp. Phys. **12**, 449 (1973).
16. F.L. Barkov, D.V. Shantsev, T.H. Johansen, P.E. Goa, W.N. Kang, H.J. Kim, E.M. Choi, S.I. Lee, Phys. Rev. **B67**, 064513 (2003).

A.N. Artemov, Yu.E. Kuzovlev, Yu.V. Medvedev, A.Yu. Prokhorov, A.I. Kosse, V.A. Khokhlov, G.G. Levchenko, P. Mikheenko

FLUX JUMPS IN YBCO FILMS NEAR T_c

Temperature dependence of magnetic moment and complex susceptibility χ' and χ'' in different external magnetic fields H_{dc} has been investigated by SQUID-magnetometer for three YBaCuO films of different thickness (100–125 nm). The films were prepared by laser ablation on substrates of SrTiO₃. The measurements have been performed in the range from the nitrogen temperature to 90 K at a rate of temperature change making 0.05 K/min. On the $m(T)$ curves there were steps which for $H_{dc} \geq 500$ Oe converted to Δm jumps when T_c was approached. On the $\chi''(T)$ curves in high H_{dc} there were steps and jumps in the high-temperature part of the curves, whereas on the $\chi'(T)$ dependences there were only steps. The coating of one of the films with a 100 nm-thick Au layer did not result in noticeable changes of the $m(T)$ curves in the case of high H_{dc} . The steps became much lower with the increase of the external field. Within the framework of simple model the causes of the observed phenomena are discussed.

Fig. 1. Typical curves of the magnetic moment m (a), imaginary χ'' (б) and real χ' (в) parts of the susceptibility as functions of temperature for the investigated films. The data are for film П2 and four external magnetic fields H_{dc} , Oe: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000

Fig. 2. A fragment of $m(T)$ dependences for film П2 and four external magnetic fields H_{dc} , Oe: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000. Inserts show enlarged step (a) and jump (б) on the $m(T)$ dependences

Fig. 3. Temperature dependence of distance Δm between sequence of steps (jumps) $N_i + 1 - N_i$ ($i = 1$ – the most low-temperature step observed on curve $m(T)$ for $H_{dc} = 1000$ Oe for film П2)

Fig. 4. Dependences of step heights δm on temperature obtained for film П2 with external magnetic fields H_{dc} , Oe: 1 – 100, 2 – 500, 3 – 1000, 4 – 2000

Fig. 5. $m(T)$ dependences obtained for film П3, having no aurum coating (1), with a 100 nm-thick aurum coating (2) and pure Au film (3) in the field $H_{dc} = 500$ Oe.. Insert shows curves 1 and 2 in the field $H_{dc} = 50$ Oe

Fig. 6. Five selected moments of the process of sample magnetization