

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22  
05.4; 12

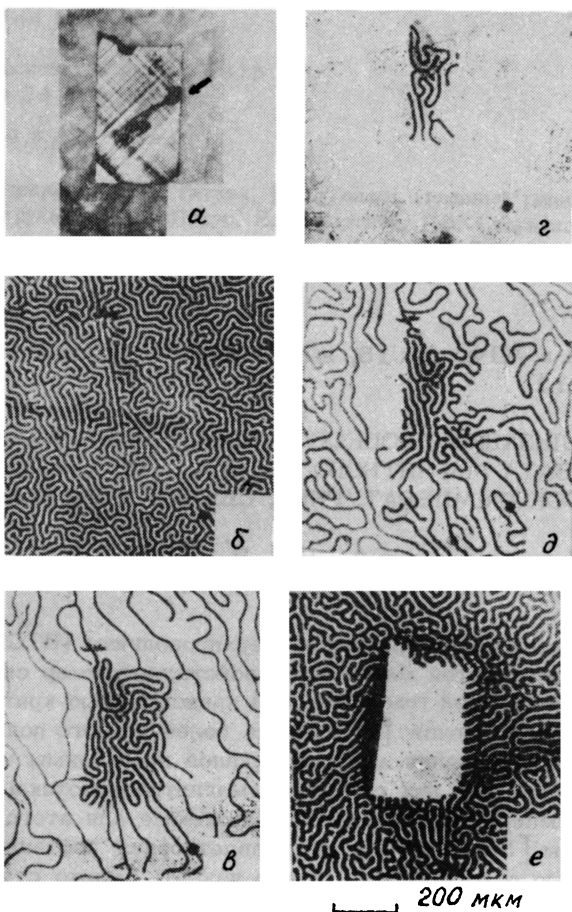
26 ноября 1989 г.

## ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОНИКНОВЕНИЯ И ЗАХВАТА МАГНИТНОГО ПОТОКА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.А. Полянск и й, В.К. В л а с к о-В л а с о в,  
М.В. И н д е н б о м, В.И. Н и к и т е н к о

Новые высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают рядом особенностей магнитных свойств, например сильной анизотропией и необычной температурной зависимостью критических полей и критических токов [1, 2]. Для более полного понимания процессов перемагничивания этих материалов необходимы непосредственные наблюдения в них структуры магнитного потока в широком диапазоне температур и полей. Используемые для этого традиционные методы [3] не полностью удовлетворяют поставленной задаче: с помощью декорирования можно изучать только статические картины [4], а метод магнитооптических покрытий применим только при низких температурах [5] (для наиболее часто применяемых пленок на основе  $FuS$  рабочая температура меньше 20 К). В данной работе продемонстрирована возможность применения для визуализации макроструктуры магнитного потока в ВТСП методики, аналогичной предложенной в [6] для наблюдения полей рассеяния от микромагнитов, которая не имеет указанных ограничений.

Использовались  $Bi$ -содержащие пленки на основе иттрий-железистого граната на  $CaGe$ -гранатовых подложках, обладающие сильным фарадеевским вращением. Непосредственно на пленку напылялся слой алюминия, затем она накладывалась на ровную поверхность образца ВТСП (ростовую грань монокристалла, поверхность сверхпроводящей пленки или шлиф керамики), который помещался на хладопровод гелиевого оптического криостата. Наблюдения про-



а) Фотография исследуемого монокристалла  $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  в отраженном поляризованном свете. Видна его двойниковая структура. б) Исходная лабиринтная доменная структура пленки, наложенной на кристалл ( $H=0$ ,  $T=300$  К). в-д) Экранировка магнитного поля кристаллом, охлажденным ниже  $T_c$  при  $H=0$  ( $T=14$  К); в – приложено поле 67 Э; г) – поле увеличено до 266 Э; д) – поле уменьшено до 56 Э. е) Захват магнитного потока кристаллом, охлажденным в магнитном поле  $H=180$  Э, после снятия поля ( $H=0$ ,  $T=14$  К).

водились в отраженном от слоя алюминия и дважды прошедшем через пленку поляризованном свете, что позволяло в отличие от [6], где использовался проходящий свет, изучать распределение магнитного поля не только вокруг образца, но и над ним. При слегка раскращенных анализаторе и поляризаторе различались лабиринтные домены с намагниченностью вверх и вниз по нормали к пленке. Приложенное перпендикулярно пленке магнитное поле сжимает

одни домены (в данном случае темные - см. рисунок) и расширяет другие (светлые).

При температуре выше температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  намагничивания пленки внешней катушкой происходит практически одновременно по всей ее площади. Когда же образец переходит в сверхпроводящее состояние, проявляются эффекты, связанные с проникновением в него магнитного потока и его захватом. Характерные картины этих процессов на примере монокристалла  $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-x}$  представлены на рисунке.

При охлаждении образца в отсутствие внешнего поля ширина темных и светлых доменов во всем поле зрения одинакова (рисунок, б). После увеличения поля при  $T < T_c$  пленка вне образца начинает намагничиваться как обычно, а над образцом домены остаются неизменными, что говорит о экранировке им магнитного поля (рисунок, в). При этом хорошо видно, что экранирующие токи создают концентрацию магнитного потока вблизи кристалла (намагничивание пленки происходит быстрее). Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к постепенному его проникновению в кристалл с краев и сжатию мейснеровской области (рисунок, г).

Если охладить образец в магнитном поле, намагничивающем наложенную на него пленку, а затем выключить поле, то доменная структура вне образца восстанавливается, а над ним пленка по-прежнему остается намагниченной захваченным кристаллом магнитным полем (рисунок, е). Можно наблюдать, как захваченный поток выходит из кристалла при нагреве. При этом по моменту полного размагничивания пленки над кристаллом легко определить его температуру сверхпроводящего перехода, которая с точностью 2-3 К согласуется со значением, полученным по измерению магнитной восприимчивости (для образца на рисунке  $T_c = 80$  К). При температурах, меньших температуры сверхпроводящего перехода на несколько градусов, захват потока наблюдается только в некоторых участках образца, что указывает, по-видимому, на неоднородность  $T_c$  по образцу.

Отметим некоторые интересные особенности входа магнитного потока в исследуемый кристалл. В месте расположения макродфекта (показано стрелками на рисунке, а, д) магнитное поле легче проникает в образец и легче захватывается. Весьма необычным является обратимый выход потока из кристалла при уменьшении магнитного поля после полного намагничивания пленки над образцом. При этом мейснеровская фаза проявляется вновь в центре кристалла (в виде ненамагниченного участка пленки) и постепенно разрастается на весь его объем (рисунок, д). Принимая во внимание обратимость этого процесса, по моменту входа магнитного потока в образец с учетом его размагничивающего фактора  $N_c$  можно оценить критическое поле  $H_{c1}$  (для данного кристалла  $N_c$  примерно 0.87 и  $H_{c1}$  при 4.2 К около 300 Э). Захват потока кристаллом происходит, если его намагничивать более сильным полем или при температуре, более близкой к точке перехода в нормальную фазу. Это указывает на то, что при малых полях лимитирует вход

потока в кристалл не столько пиннинг, сколько его размагничивающий фактор.

В сверхпроводящих пленках последнее явление не наблюдается. В них картина захвата потока классическая [5] – поток при увеличении поля постепенно входит с края пленки, при выключении же поля лишь малая часть потока выходит из образца.

Таким образом, предлагаемый метод позволяет исследовать особенности проникновения магнитного потока в ВТСП в динамике в любом диапазоне температур вплоть до точки Кюри магнитной пленки (более 500 К), выявлять дефектные участки и неоднородность образцов, определять их сверхпроводящие параметры  $H_c$ ,  $T_c$  и т.д. За счет подбора параметров используемых пленок можно улучшить пространственное разрешение метода (пленки с субмикронными доменами) и увеличить интервал его чувствительности к магнитному полю.

В заключение авторы выражают признательность В.В. Рязанову и Л.Я. Винникову за полезное обсуждение и Г.А. Емельченко за предоставленные монокристаллы.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Карцовник М.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 595.
- [2] М о о d e r a J.S. et al. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. P. 619.
- [3] Х ю б е н е р Р.П. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. М.: Машиностроение, 1984.
- [4] В и н н и к о в Л.Я. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 109.
- [5] Р o t r a t z et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 60. P.417.
- [6] Ч е р в о н е н к и с А.Я., К у б р а к о в Н.Ф. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 696.

Институт физики  
твердого тела АН СССР,  
Черноголовка

Поступило в Редакцию  
29 мая 1989 г.  
В окончательной редакции  
19 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 22                      26 ноября 1989 г.  
05.4; 11

### ФОТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ $\gamma$ -Ba-Cu-O-КЕРАМИК

Б.А. Соркин, Х.К. Яэмбре

Известно, что появление сверхпроводимости и ее критическая температура  $T_c$  в  $\gamma$ -Ba-Cu-O-керамиках существенно зависят от их состава и условий синтеза, приводящих к изменениям их