

# ВОЛНЫ АННИГИЛЯЦИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА В НЕОДНОРОДНЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

*И. А. Руднев\**, *А. Е. Ходот*, *А. В. Еремин*

*Московский инженерно-физический институт (государственный университет)  
115409, Москва, Россия*

*Б. П. Михайлов*

*Институт металлургии и материаловедения им. А. А. Байкова Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 ноября 2003 г.

С помощью традиционной магнитооптической методики и холловской сканирующей магнитометрии исследованы процессы проникновения магнитного потока в поликристаллические образцы высокотемпературных сверхпроводящих соединений  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$ . Обнаружено, что перемагничивание образцов сопровождается возникновением и распространением в сверхпроводнике стационарной волны аннигиляции магнитного потока. Показано, что пространственная неоднородность сверхпроводников приводит к искривлению фронта волны аннигиляции магнитного потока.

PACS: 74.25.Qt, 74.25.-q, 74.25.Sv, 74.78.Bz

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования процессов проникновения и распределения магнитного потока в сверхпроводниках второго рода, к которым относятся высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), представляют собой задачу исключительной важности, так как эти процессы определяют магнитные и транспортные характеристики сверхпроводников, в частности, локальную и интегральную намагниченность  $M(H)$  сверхпроводника. В свою очередь, зная зависимость  $M(H)$ , можно определить как фундаментальные параметры сверхпроводника, например, нижнее и верхнее критические поля, так и практически важные величины — плотность критического тока  $J_c$ , значения гистерезисных потерь энергии, величины остаточного захваченного магнитного потока.

Для описания проникновения и захвата магнитного потока в так называемых жестких сверхпроводниках второго рода (т. е. сверхпроводниках, имеющих сильный пиннинг) часто используется одномерная классическая модель Бина [1]. Так, в этой

модели процесс перемагничивания сверхпроводника сопровождается движением границы раздела областей магнитной индукции противоположного знака. В рамках модели Бина эта граница представляет собой плоский фронт, параллельный поверхности сверхпроводника, перемещающийся при увеличении внешнего поля от края образца к его центру.

Однако в ряде случаев, например, для слабого пиннинга или сильно неоднородных сверхпроводников, для описания проникновения, перераспределения и захвата магнитного потока модель Бина оказывается слишком грубой и не отражает реальной картины локального распределения как магнитной индукции, так и интегральной намагниченности сверхпроводника.

Аналитическое решение задачи о поведении намагниченности высокотемпературных сверхпроводников с произвольным заранее заданным расположением центров пиннинга чрезвычайно сложное и требует учета многих параметров. Поэтому для описания намагниченности целесообразно использование численных методов. Численный расчет намагниченности и локального распределения магнитной

\*E-mail: rudnev@supercon.mephi.ru

индукции в сверхпроводнике второго рода с учетом локального, произвольно заданного распределения дефектов был проведен в [2–5] с помощью модифицированного метода Монте-Карло. Причем были не только получены зависимости намагниченности модельного сверхпроводника (с параметрами реального высокотемпературного сверхпроводника  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ), но рассчитаны и визуализированы процессы проникновения и распределения магнитного потока в сверхпроводниках с любым, в том числе неоднородным распределением дефектов. В результате компьютерного моделирования показано, что изменение знака внешнего приложенного магнитного поля вызывает появление в сверхпроводнике макроскопической зоны с нулевой магнитной индукцией. Эффект движения зоны с нулевой магнитной индукцией от края сверхпроводящей пластины к ее центру был назван авторами волной аннигиляции магнитного потока, так как на переднем фронте входящего магнитного потока происходит аннигиляция вихрей Абрикосова разных направлений. При этом было введено понятие «скорости» движения волны аннигиляции магнитного потока  $V_{flux} = dX_{flux}/dH$ , равной усредненному расстоянию  $X_{flux}$ , на которое перемещается фронт входящего магнитного потока при единичном изменении внешнего магнитного поля  $H$ . Анализ данных компьютерного моделирования распространения магнитного потока в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках с различным типом дефектной структуры [3–5] привел к предсказанию следующих особенностей движения волны аннигиляции магнитного потока.

1) «Скорость» фронта волны аннигиляции  $V_{flux}$  зависит от температуры и дефектности сверхпроводника:  $V_{flux}$  растет при увеличении температуры и уменьшении степени дефектности сверхпроводника, и наоборот,  $V_{flux}$  уменьшается при уменьшении температуры и увеличении дефектности сверхпроводника.

2) Фронт волны аннигиляции магнитного потока может быть сильно искривлен, отражая неоднородности сверхпроводника. В частности, фронт волны аннигиляции в случае сильной неоднородности может распадаться на несколько фронтов, каждый из которых движется независимо.

3) Величина  $V_{flux}$  немонотонным образом зависит от величины внешнего магнитного поля.

4) Циклическое изменение знака внешнего магнитного поля приводит к периодическому движению фронта волны аннигиляции от края к центру сверхпроводящего образца.

Несмотря на большое число работ, посвященных

визуализации распределения магнитной индукции магнитооптическим методом (см. обзор [6] и ссылки к нему) и методом сканирующей холловской магнитометрии [7–10], прямые наблюдения искривленной волны аннигиляции магнитного потока в реальных поликристаллических образцах ВТСП отсутствуют.

В настоящей статье мы приводим экспериментальные данные, свидетельствующие о появлении и распространении волны аннигиляции магнитного потока в неоднородных высокотемпературных сверхпроводниках.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОЦЕДУРЫ

Наблюдение волны аннигиляции магнитного потока проводилось с помощью магнитооптики и методики сканирующей холловской магнитометрии.

Основой экспериментального стенда (рис. 1), на котором проводились исследования с помощью сканирующей холловской магнитометрии, является полупроводниковый преобразователь Холла, расположенный на трехкоординатном механическом манипуляторе. В работе применялся преобразователь Холла с размерами рабочей зоны  $450 \times 150$  мкм<sup>2</sup> и магнитной чувствительностью несколько десятков мкВ/мТл. Преобразователь Холла фиксировал нормальную компоненту локальной магнитной индукции  $B_z$  непосредственно вблизи поверхности ВТСП-образца. С помощью перемещения преобразователя Холла по вертикали осуществлялся подвод преобразователя Холла к образцу на расстояние 0.1–0.2 мм, а с помощью перемещения преобразователя Холла в двух плоскостных направлениях проводилось сканирование и измерение значений локальной магнитной индукции по всей исследуемой

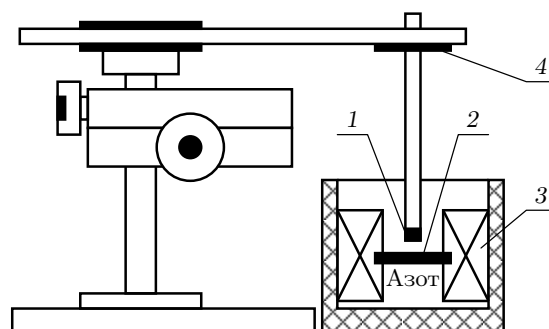


Рис. 1. Схема установки сканирующей холловской магнитометрии: 1 — преобразователь Холла, 2 — исследуемый образец, 3 — резистивный соленоид, 4 — механический манипулятор

поверхности. Внешнее магнитное поле задавалось с помощью резистивного соленоида. Площадь сканирования в применяемом двухкоординатном манипуляторе составляла  $8 \times 8$  мм<sup>2</sup>. Сканирование проводилось построчно с разрешением  $24 \times 24$  точки. Увеличение разрешения не приводило к изменению получаемого изображения. Напряжение с преобразователя Холла усиливалось и через аналогово-цифровой преобразователь поступало в персональный компьютер в виде последовательного набора значений. Затем они преобразовывались в двумерный массив, и строилось изображение распределения локальной магнитной индукции  $B_z(x, y)$  на поверхности образцов. Измерения проводились при температуре 77 К.

Для визуализации пространственного распределения магнитного потока при гелиевых температурах использовалась магнитооптическая техника [6], основанная на эффекте Фарадея в феррит-гранатовый индикаторной пленке. Подробное описание установки приведено в работе [11]. При проведении магнитооптических экспериментов образец с помещенной на него индикаторной пленкой приклеивался с помощью вакуумного клея на охлаждаемый держатель оптического гелиевого криостата проточного типа. Образец сначала охлаждался до температуры жидкого гелия в нулевом магнитном поле, затем прикладывалось поле, перпендикулярное поверхности образца.

В качестве исследуемых образцов применялись поликристаллические высокотемпературные сверхпроводники  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (Y123) и  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$  (Bi2223) в форме таблеток диаметром 8 мм и высотой 2 мм. Температура начала сверхпроводящего перехода  $T_c$ , определяемая из измерений магнитной восприимчивости, составляла  $T_c = 92$  К для Y123 и  $T_c = 108$  К для  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-x}$ . Ширины сверхпроводящих переходов  $\Delta T_c$  у выбранных для исследования образцов лежали в диапазоне  $\Delta T_c \approx 5\text{--}15$  К. Сверхпроводники с такими большими ширинами сверхпроводящих переходов выбирались намеренно, так как это обеспечивало требуемую для проведения экспериментов неоднородность образцов.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Для наблюдения волн аннигиляции магнитного потока был выбран образец ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , имеющий сильную пространственную неоднородность. Образец Y123 охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры кипения жидкого азо-

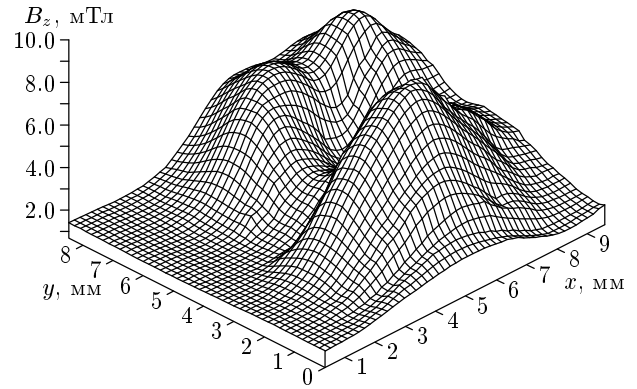


Рис. 2. Распределение остаточной локальной магнитной индукции  $B_z(x, y)$  на поверхности образца Y123, полученное с помощью сканирующей холловской магнитометрии,  $T = 77$  К

та. Затем прикладывалось положительное магнитное поле величиной  $H = 50$  мТл. После снятия поля в сверхпроводнике оставался захваченный магнитный поток, изображение которого, полученное с помощью сканирующей холловской магнитометрии, показано на рис. 2. Отчетливо видны три макроскопических сверхпроводящих зерна, имеющих остаточную магнитную индукцию, и область между этими зернами, обладающая худшими критическими характеристиками.

При увеличении противоположно направленного внешнего поля в исследуемом образце появляется область с противоположно направленной индукцией (обозначим ее как  $B_-$ , в отличие от прямого поля  $B_+$ ) и возникает волна аннигиляции магнитного потока — движение зоны нулевой магнитной индукции на переднем фронте входящего магнитного потока. Поскольку материал сильно неоднороден, магнитное поле обратного знака быстро проникает в глубь образца при сравнительно небольшом приложенном магнитном поле, заполняя межзеренную область. При некотором значении отрицательного поля фронт разрывается на две части, которые окружают области захваченного магнитного поля положительного знака (рис. 3).

Возникновение искривленной волны аннигиляции магнитного потока было также зарегистрировано на поликристаллических образцах Bi2223 с помощью магнитооптической методики. Следует отметить, что сканирование захваченного магнитного потока с помощью датчика Холла не выявило заметной неоднородности образца. Вместе с тем магнитооптические исследования с повышенным про-

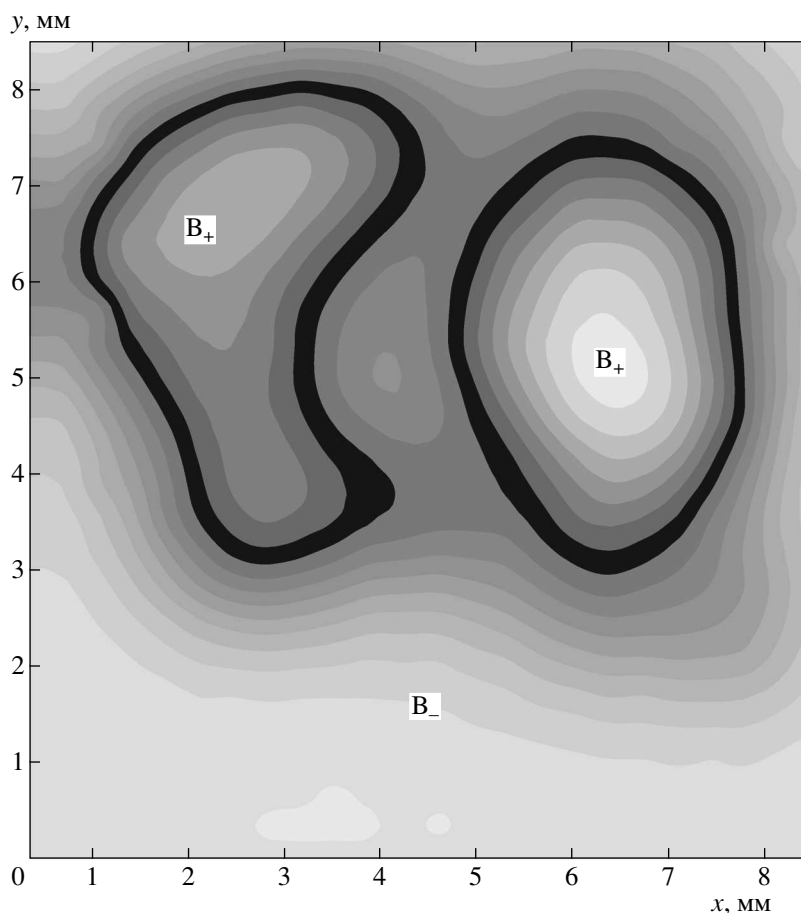


Рис. 3. Волны аннигиляции магнитного потока (черный цвет), окружающие области с сильным пиннингом, образец  $\Upsilon 123$ ,  $T = 77$  К

странственным разрешением указывают на наличие неоднородностей размером от нескольких микрон до нескольких десятков микрон, которые явились причиной искривления фронта магнитного потока.

Исследуемый образец  $\text{Bi}2223$ , помещенный в магнитооптическую установку, охлаждался в нулевом магнитном поле до температуры  $T = 4.0$  К, затем прикладывалось положительное магнитное поле. Как результат, при небольшом значении поля на индикаторной пленке появляется магнитооптический отклик в виде яркого абриса вдоль кромки таблетки (рис. 4а). Абрис соответствует эффекту Мейсснера, усиление яркости у кромки таблетки — наличию размагничивающих эффектов, а быстрое убывание яркости по мере продвижения в глубь образца — эффектам экранирования магнитного поля. Увеличение внешнего поля приводит к постепенному проникновению магнитного поля в глубь образца (рис. 4б, в). На рисунке хорошо видны неоднородно-

сти структуры, представляющие собой области с пониженными сверхпроводящими характеристиками. После снятия максимального положительного поля  $H = +50$  мТл в образце остается захваченный поток положительного знака (рис. 4г). Отметим, что яркость изображения уменьшается по мере приближения к краю образца, что соответствует уменьшению магнитной индукции и обращению ее в нуль. Вместе с тем, вблизи образца снова виден магнитооптический отклик, причиной которого является магнитный поток обратного знака вдоль кромки образца. Здесь следует обратить внимание на то, что интенсивность магнитооптического отклика (яркость изображения) в данных экспериментах зависит только от абсолютной величины магнитной индукции и не зависит от направления. Поэтому положительная и отрицательная магнитная индукция с одинаковой амплитудой приводит к одинаковой яркости на магнитооптическом изображении (заметим, что при ска-

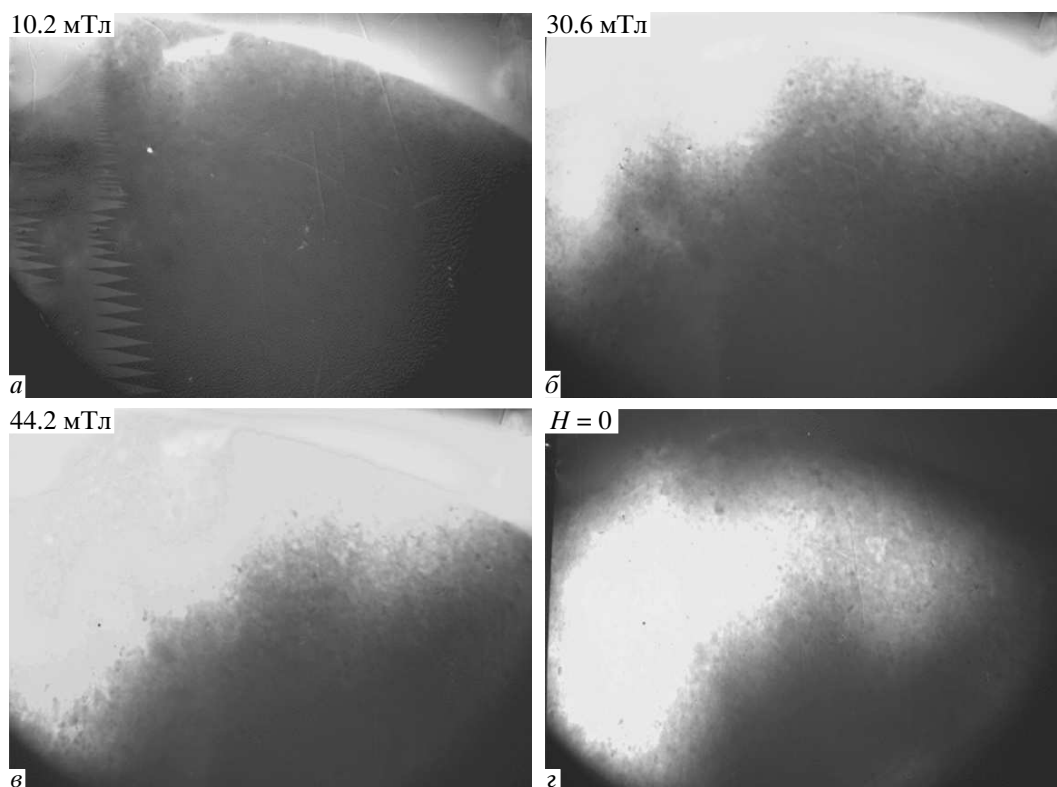


Рис. 4. Магнитооптические изображения поликристаллического образца Bi2223 при различных значениях приложенного поля:  $\varphi$  — захваченный магнитный поток после приложения максимального поля  $H = 50$  мТл,  $T = 4.0$  К

нирующих холловских измерениях знак магнитного поля определяется однозначно по знаку холловского напряжения).

Увеличение отрицательного магнитного поля (рис. 5) постепенно усиливает отклик вблизи образца. Наблюдается сначала небольшое ( $H = 10.2$  мТл), затем уже сильное проникновение отрицательного потока в образец. Угадывается формирование искривленной волны аннигиляции магнитного потока ( $H = 13.6$  мТл), которая затем отходит от края образца ( $H = 23.8$  мТл) и движется в глубь области захваченного магнитного поля положительного знака. Фронт аннигиляции показан на рис. 5 белыми стрелками. Постепенно весь сверхпроводник захватывается полем отрицательного знака, и волна аннигиляции пропадает.

На рис. 6 показаны линейные профили модуля магнитной индукции, полученные в результате цифровой обработки магнитооптических изображений. В диапазоне внешних полей  $H = 13.6$ – $34.6$  мТл на профилях отчетливо виден локальный минимум, соответствующий волне аннигиляции. На рис. 7 представлена зависимость положения переднего фронта

волны аннигиляции  $X_{flux}$ , а также «скорость» движения переднего фронта  $V_{flux}$  от величины внешнего магнитного поля. Зависимость  $X_{flux}(H)$  имеет два излома, что соответствует резкому понижению величины  $V_{flux}$  в области  $H = 20$ – $27$  мТл. Такое уменьшение «скорости» движения волны аннигиляции было предсказано [3–5] и связано с перемагничиванием области сверхпроводника, в которой захвачен магнитный поток обратного знака.

Для того чтобы понять природу волны аннигиляции магнитного потока, обратимся к результатам численного моделирования процессов проникновения магнитного поля в ВТСП. В [4] методом Монте-Карло исследовались процессы перемагничивания ВТСП-пластин с различными дефектными состояниями, которые задавались путем варьирования концентрации и величины потенциала центров пиннинга. Основным результатом проведенных расчетов является равновесная конфигурация плотности вероятности нахождения вихрей Абрикосова в рассматриваемой пластине при заданной температуре, внешнем приложенном поле и выбранной конфигурации дефектов. Общая картина распределения

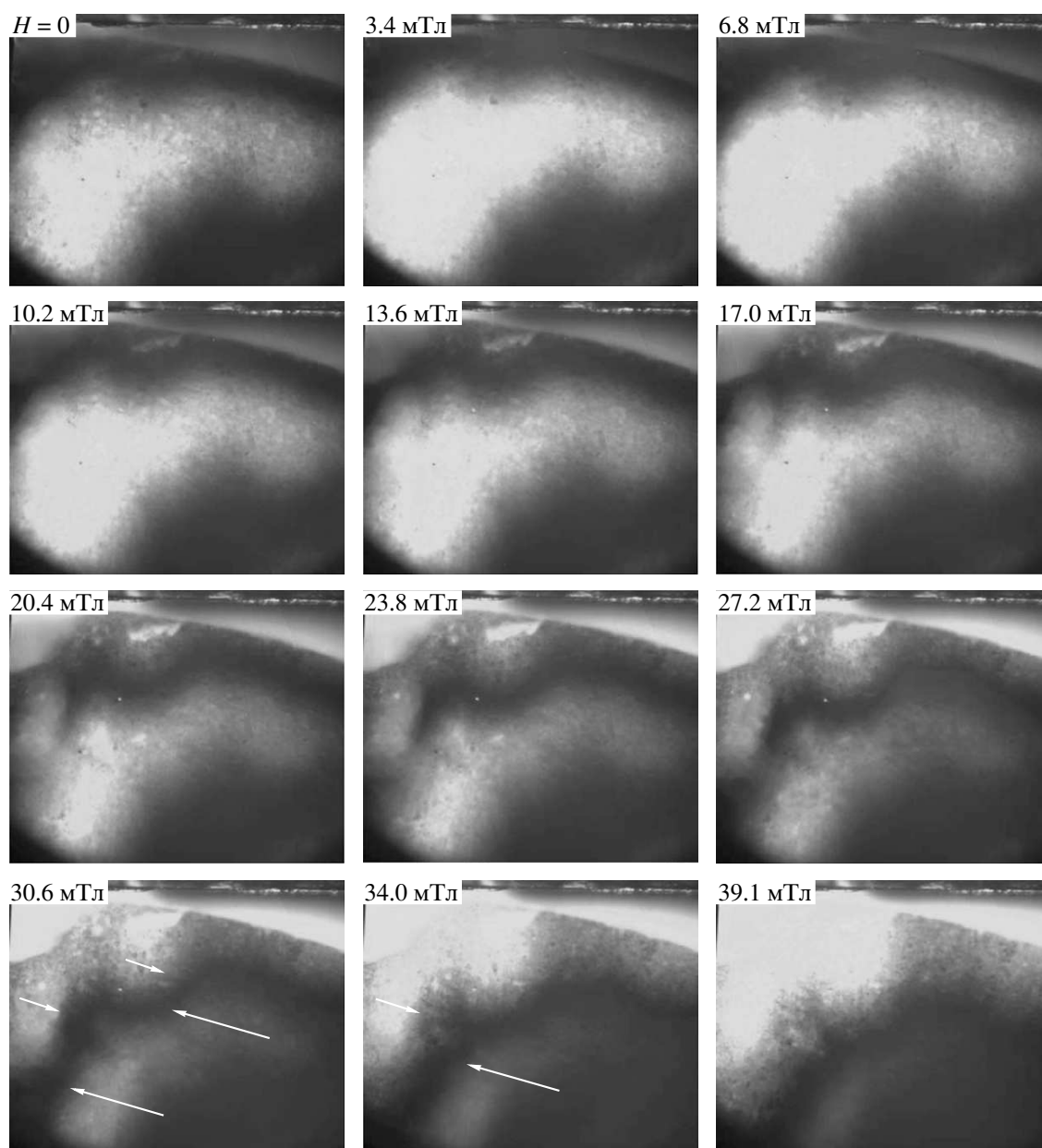
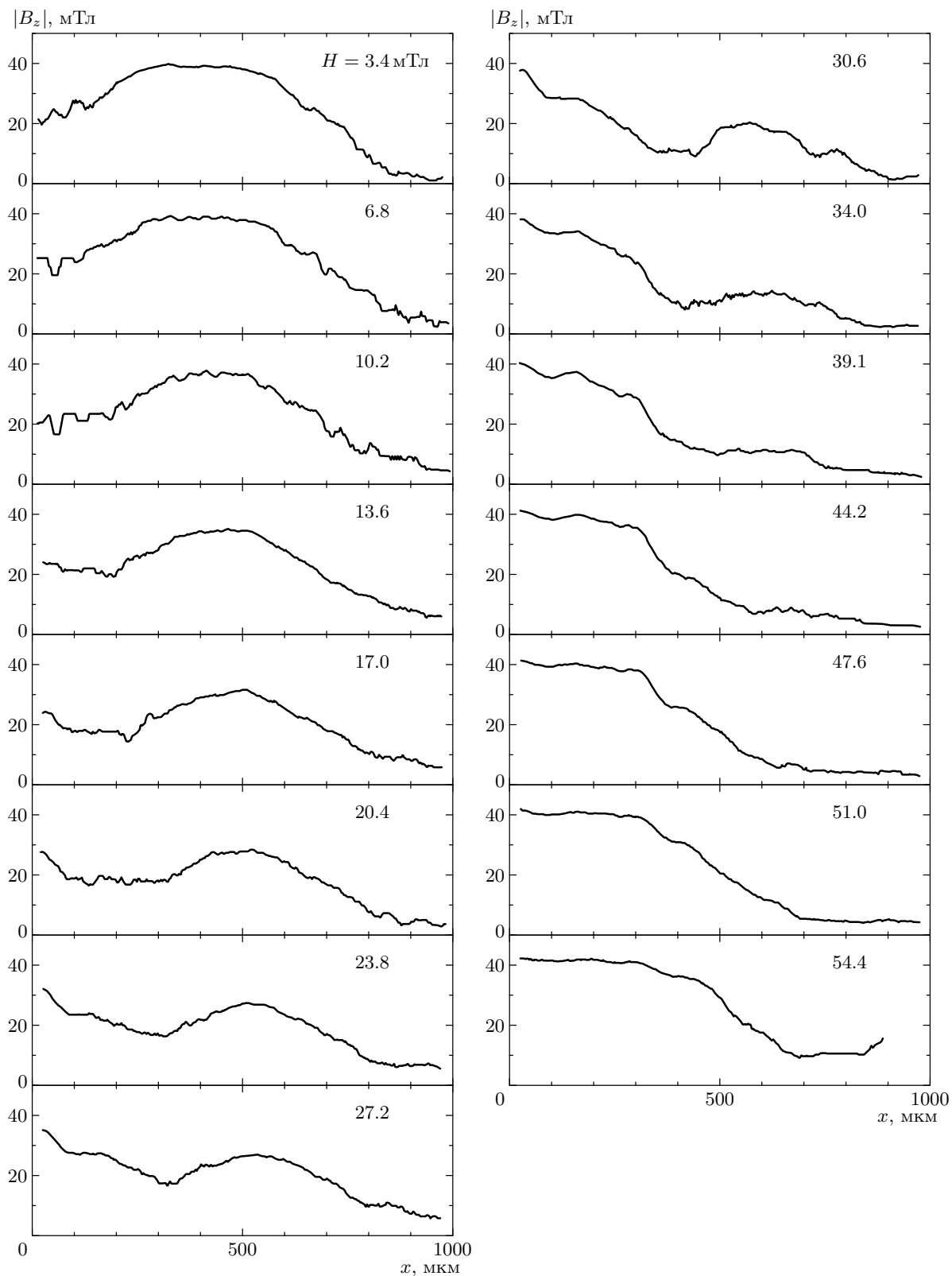


Рис. 5. Динамика образования и движения волны аннигиляции магнитного потока. Белые стрелки указывают на передний и задний фронты волны аннигиляции

магнитного потока в сверхпроводнике получалась после сложения магнитных полей от каждого вихря.

Так, при увеличении внешнего магнитного поля сначала наблюдается эффект Мейсснера. Затем, при превышении первого критического поля  $H_{c1}$ , происходит вход вихрей в пластину и постепенное продвижение фронта магнитного потока в глубь сверхпроводника. В случаях сильного и среднего пиннинга фронт магнитного потока постепенно дви-

жется от краев в центр пластины. Линия переднего фронта магнитного потока может быть изогнута, что отражает локальную неоднородность в распределении центров пиннинга. В случае слабого пиннинга магнитный поток заполняет сверхпроводник практически сразу. При достижении так называемого поля полного проникновения (которое зависит от дефектного состояния сверхпроводника) магнитный поток занимает всю пластину. Дальнейшее увели-



**Рис. 6.** Линейные профили распределения модуля локальной магнитной индукции при различных значениях приложенного магнитного поля. В диапазоне  $H = 13.6\text{--}34.6$  мТл на профилях отчетливо виден локальный минимум, соответствующий волне аннигиляции

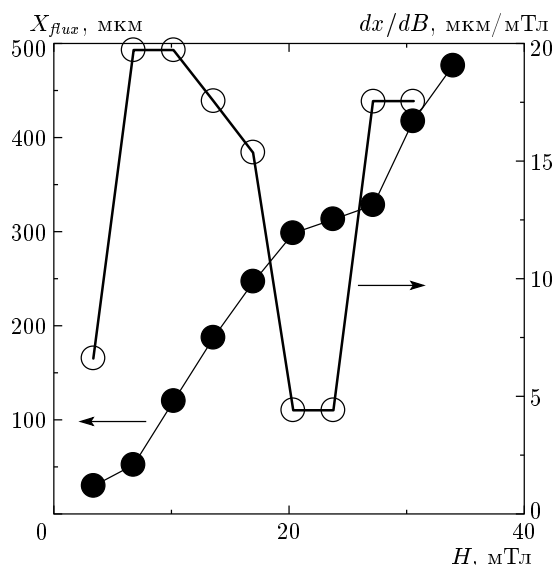


Рис. 7. Зависимость положения переднего фронта волны аннигиляции  $X_{flux}$  и «скорость» движения переднего фронта  $V_{flux}$  от величины внешнего магнитного поля  $H$

чение внешнего магнитного поля приводит к росту магнитной индукции в пластине, что выражается в увеличении плотности вихрей с тенденцией образования треугольной решетки.

После уменьшения внешнего поля до нуля в сверхпроводнике остается захваченный магнитный поток, формирующийся за счет пиннинга вихрей Абрикосова на дефектах. При изменении знака внешнего магнитного поля в пластину начинают входить вихри противоположного знака — антивихри. В результате аннигиляции вихрей и антивихрей на фронте входящего потока образуется четкая область с нулевой магнитной индукцией, которая движется в глубь сверхпроводника по мере увеличения амплитуды внешнего магнитного поля — возникает волна аннигиляции магнитного потока. «Скорость» движения волны аннигиляции тем больше, чем слабее пиннинг. В случае слабого пиннинга аннигиляция почти мгновенна. Движение волны аннигиляции исчезает, когда внешнее магнитное поле превысит поле полного проникновения. Следующая волна аннигиляции появляется после очередного изменения знака внешнего магнитного поля. «Скорость» движения волны аннигиляции также зависит от температуры. При повышении температуры «скорость» движения фронта аннигиляции выше.

Результаты численного расчета дают значение ширины зоны с нулевой магнитной индукцией по-

рядка 1 мкм. Вместе с тем, экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, указывают на величину порядка 100 мкм. Такое большое значение ширины нулевой зоны, по-видимому, можно объяснить поликристаллическостью исследуемых образцов. Это приводит к большому числу слабых связей, которые являются каналами более быстрого проникновения магнитного поля в поликристаллический сверхпроводник. Последнее является причиной сильного уширения зоны с нулевой индукцией. Подтверждением этого является отчетливо наблюдаемая ячеистая структура магнитооптического изображения на переднем фронте входящего магнитного потока (см. рис. 4, 5).

Подчеркнем, что волна аннигиляции магнитного потока представляет собой стационарное явление и перемещается только при увеличении величины внешнего приложенного поля. Изменение знака поля каждый раз приводит к возникновению волны аннигиляции, которая всегда движется от края в глубь образца. При относительно высокой частоте изменения приложенного поля и сложном пространственно-неоднородном потенциальном рельефе центров пиннинга магнитооптические изображения волн аннигиляции магнитного потока могут представлять собой множественные движения темных пятен, как это было отмечено, например в [2].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью магнитооптической методики и сканирующей холловской магнитометрии продемонстрировано наличие волн аннигиляции магнитного потока в неоднородных высокотемпературных сверхпроводниках. Полученные экспериментальные данные находятся в качественном соответствии с результатами численного анализа исследуемых процессов [3–5]. Вместе с тем, требуется сравнительный анализ поведения волны аннигиляции магнитного потока при изменении температуры и дефектного состояния образцов ВТСП. Предполагается, что изменения дефектного состояния можно будет добиться с помощью введения в поликристаллические образцы  $Vi2223$  на этапе синтеза различных наноразмерных добавок неорганических материалов, которые будут играть роль дополнительных центров пиннинга. Изменение типа и концентрации добавок приведет к требуемому изменению дефектности образцов. На это указывают данные по измерению величины захваченного потока, полученные при введении в



образцы  $(\text{Bi,Pb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+x}$  наноразмерных добавок нитрида гафния [12].

Авторы выражают благодарность Т. Йохансену за возможность проведения магнитооптических экспериментов в Лаборатории Сверхпроводимости университета г. Осло и В. А. Кашурникову за полезные обсуждения полученных результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ в рамках программы проведения молодыми учеными научных исследований в ведущих научно-педагогических коллективах (грант РД02-1.2-152), а также частично Федеральной целевой программы «Интеграция» (грант Б-0048).

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
2. A. V. Eremin, O. S. Esikov, V. A. Kashurnikov, A. E. Khodot, Y. N. Pirogov, E. A. Protasov, I. A. Rudnev, and M. V. Zubin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 690 (2001).
3. V. A. Kashurnikov, I. A. Rudnev, and M. V. Zubin, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 695 (2001).
4. В. А. Кашурников, И. А. Руднев, М. В. Зюбин, *ЖЭТФ* **121**, 442 (2002).
5. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, *ЖЭТФ* **123**, 1212 (2003).
6. Ch. Jooss, J. Albrecht, H. Kuhn, S. Leonhardt, and H. Kronmueller, *Rep. Progr. Phys.* **65**, 651 (2002).
7. K. Kawan, J. S. Abell, A. Ohtake, and A. Oota, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 1373 (2000).
8. K. Kawano and A. Oota, *Physica C* **275**, 1 (1997).
9. A. V. Volkozub, A. D. Caplin, Y. Huang, R. Flukiger, G. Grasso, H. Eckelmann, M. Quilitz, and W. Goldacker, *Physica C* **310**, 159 (1998).
10. A. N. Grigorenko, G. D. Howells, S. J. Bending, J. Beckaert, M. J. Van Bael, L. Van Look, V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede, G. Borghs, I. I. Kaya, and R. A. Stradling, *Phys. Rev. B* **63**, 052504 (2001).
11. T. H. Johansen, M. Baziljevich, H. Bratsberg et al., *Phys. Rev. B* **54**, 16264 (1996).
12. Б. П. Михайлов, Г. С. Бурханов, П. Е. Казин, В. В. Ленников, М. В. Макарова, И. А. Руднев, А. Е. Ходот, А. В. Еремин, А. А. Титов, *Неорганические материалы* **39**, 979 (2003).