

# УВЕЛИЧЕНИЕ ШИРИНЫ ПЕТЛИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . ВОЗМОЖНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ ФАЗОВОГО РАССЛОЕНИЯ

*Д. А. Балаев<sup>a</sup>, Д. М. Гохфельд<sup>a\*</sup>, С. И. Попков<sup>a</sup>, К. А. Шайхутдинов<sup>a</sup>,  
Л. А. Клинова<sup>b</sup>, Л. Н. Жерихина<sup>c</sup>, А. М. Цвохребов<sup>c</sup>*

<sup>a</sup> *Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
660036, Красноярск, Россия*

<sup>b</sup> *Институт физики твердого тела Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

<sup>c</sup> *Институт физики им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 мая 2013 г.

Исследована намагниченность образцов  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в полях до 90 кЭ в температурном диапазоне от 2 К до 30 К. Показано, что наблюдаемое увеличение ширины петли намагниченности можно объяснить уменьшением фазовой неоднородности при усилении магнитного поля. Асимметричные гистерезисные зависимости намагниченности с вторичным пиком были успешно описаны расширенной моделью критического состояния, учитывающей фазовое расслоение в сверхпроводнике.

DOI: 10.7868/S004445101401012X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Увеличение ширины петли намагниченности (пик-эффект, fishtail) проявляется в виде вторичного максимума гистерезисной петли намагничивания  $M(H)$  и нередко наблюдается в различных сверхпроводящих материалах [1]. Обычно пик-эффект связан с увеличением значения критического тока при возрастании поля. Такая нетипичная зависимость критического тока от поля может быть вызвана усилением пиннинга вихрей из-за изменения структуры решетки магнитных вихрей [2, 3] в сверхпроводниках с сильной анизотропией [4]. К пик-эффекту также может приводить увеличение числа центров пиннинга из-за образования зародышей несверхпроводящей фазы в материале [5–7].

Кубический сверхпроводник  $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$  (далее ВКВО) с температурой перехода  $T_c \approx 30$  К обладает слабой анизотропией магнитных свойств [8], тем не менее его петли намагничивания демонстри-

руют пик-эффект. ВКВО обладает рядом типичных для высокотемпературных сверхпроводников свойств [9], таких как уширение резистивного перехода в магнитном поле [10], наличие фазы вихревого стекла [11]. Однако ВКВО также демонстрирует аномальные особенности магнитных и транспортных характеристик. По данным работ [12, 13], как поликристаллические, так и монокристаллические образцы ВКВО имеют немонотонные зависимости сопротивления  $R$  от внешнего поля  $H$ , температуры  $T$  и транспортного тока, также наблюдается восстановление резистивного состояния из сверхпроводящего при понижении температуры (рейтрант). Кроме того, в поликристаллах ВКВО были обнаружены  $S$ -образные вольт-амперные характеристики (ВАХ) с большим гистерезисом. Подобные эффекты частично наблюдались при исследовании транспортных свойств (ВАХ,  $R(H)$ ,  $R(T)$ ) систем  $\text{Sr}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  и  $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$  (для различных  $x$ ) [14–16] и родственного соединения  $\text{Ba}_{0.25}\text{Pb}_{0.75}\text{BiO}_3$  ( $T_c \approx 12$  К) [17–19]. Указанные особенности удается интерпретировать на основе модели пространственно-неоднородного состояния

\*E-mail: gokhfeld@iph.krasn.ru

сверхпроводник–диэлектрик [20] применительно к данным системам. Такой подход к описанию аномальных транспортных свойств ВКВО был впервые предложен в работе [12]. Согласно работе [20], если в сильно вырожденном полупроводнике уровень Ферми расположен вблизи края запрещенной зоны, то при появлении сверхпроводимости в химически однородном материале возможно фазовое расслоение на диэлектрические и сверхпроводящие области. Система  $\text{Ba}_x\text{K}_{1-x}\text{BiO}_3$  является полупроводником лишь при  $x < 0.37$  [21]. В то же время, ВКВО — плохой металл для  $x > 0.37$  и его электронная структура близка к сильно вырожденному полупроводнику, плотность состояний у поверхности Ферми мала [22], несмотря на достаточно высокую  $T_c$ . В работе [23] для ВКВО предложена модель фазового расслоения на ферми- и бозе-подсистемы, описывающая переход металл–диэлектрик при  $x = 0.37$ .

Система с пространственными фазовыми неоднородностями [20, 23] будет реагировать на внешнее магнитное поле, поскольку при подавлении сверхпроводящей щели фазовое расслоение должно меняться, подстраиваясь под новые условия самосогласованным образом [13]. Остается открытым вопрос, может ли фазовое расслоение проявляться на кривых намагничивания сверхпроводника.

В данной работе исследовались петли намагниченности монокристаллического  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . Расширенная модель критического состояния [24, 25], развитая для учета асимметрии и вторичного пика на петле намагниченности, была использована для описания и определения параметров экспериментальных зависимостей  $M(H)$ . Проведен анализ возможных причин появления вторичного пика на зависимости намагниченности. Показано, что учет фазового расслоения в расширенной модели критического состояния позволяет описать все наблюдаемые особенности на петлях намагниченности.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Монокристаллические образцы  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  были выращены с помощью методики химических транспортных реакций [26]. Измерения зависимости электросопротивления от температуры проводилось стандартным четырехзондовым методом. Размеры образца  $1 \times 1 \times 0.8 \text{ мм}^3$ , измерительный ток 1 мА. Внешнее поле прикладывалось перпендикулярно направлению транспортного тока.

Магнитные свойства исследовались с помощью

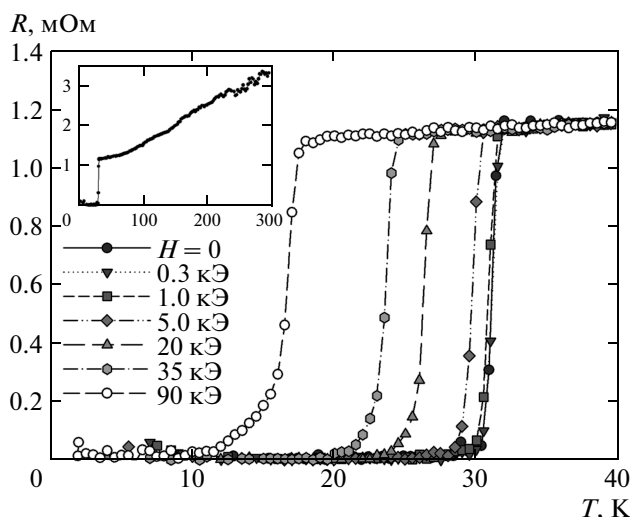


Рис. 1. Резистивный переход  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в различных магнитных полях (транспортный ток  $I = 1 \text{ мА}$ ). На вставке:  $R(T)$  до  $T = 300 \text{ К}$  в нулевом внешнем поле

вибрационного магнитометра PPMS-6000 (Quantum design). Масса образца 59.6 мг. Данные по намагниченности скорректированы на диамагнитный сигнал вставки держателя образца. Петли гистерезиса намагниченности  $M(H)$  измерялись при охлаждении образца в поле Земли.

На рис. 1 приведены зависимости сопротивления от температуры в различных внешних магнитных полях. Температура начала резистивного перехода  $T_c$  составляет примерно 31.8 К. При этой же температуре появляется диамагнитный сигнал на зависимости магнитного момента от температуры в малых (несколько Эрстед) внешних полях. Температурная зависимость второго критического поля  $H_{c2}(T)$  определялась из зависимостей  $R(T)$ , измеренных в различных магнитных полях: для каждой зависимости  $R(T)$  фиксировалась температура, при которой пересекаются экстраполяции участка с нормальным сопротивлением и участка резкого падения сопротивления, вызванного сверхпроводящим переходом. Температура появления диссипации  $T_{c0}$  определялась из зависимостей  $R(T)$  по критерию  $5 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}$ .

Рисунки 2–4 демонстрируют характерные особенности петель намагничивания при различных температурах. При низких температурах зависимости  $M(H)$  симметричны относительно оси абсцисс (рис. 2). Наличие вторичного пика на зависимостях  $M(H)$  отчетливо проявляется в области достаточ-

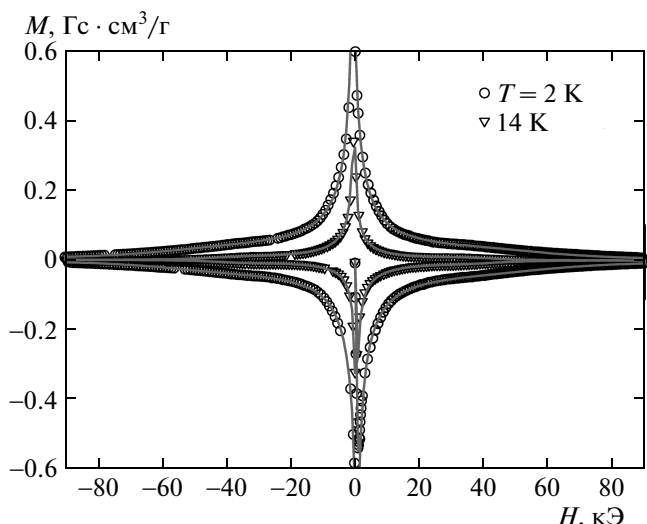


Рис. 2. Петли намагниченности  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при  $T = 2.14$  К. Точки — эксперимент, линии — расчет по ECSM с учетом фазового расслоения (4)

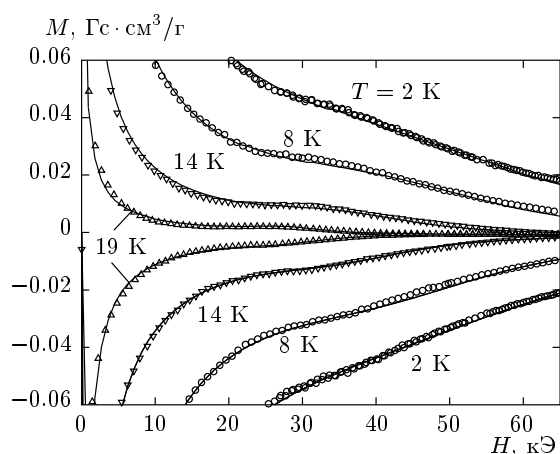


Рис. 3. Участок петель намагниченности  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  в районе вторичного пика при различных  $T$ . Точки — эксперимент, линии — расчет по ECSM с учетом фазового расслоения (4)

но больших полей ( $H = 30\text{--}40$  кЭ для температур 2–16 К) как при увеличении, так и при уменьшении внешнего поля, что проиллюстрировано на рис. 3. С ростом температуры вторичный пик смещается в меньшие поля и сужается.

При достаточно высоких температурах вторичный пик становится ярко выраженным, что продемонстрировано на рис. 4 для зависимости при  $T = 21$  К. При  $T = 25$  К вторичный максимум на зависимостях  $M(H)$  не удается выделить. Также на

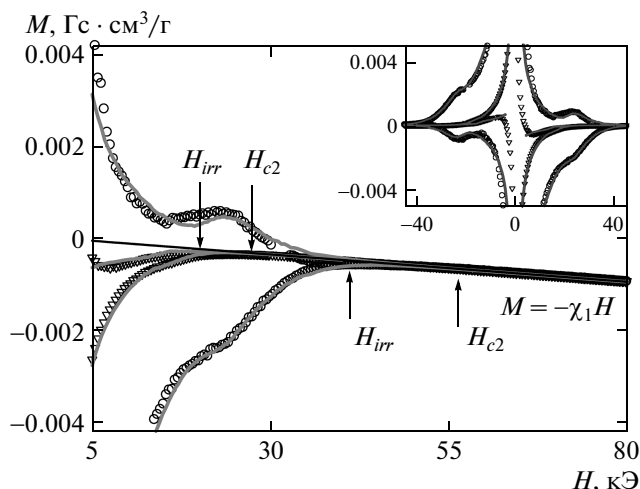


Рис. 4. Участки петель намагниченности  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при  $T = 21$  К (○),  $T = 25$  К (▽). Прямая линия — диамагнитный вклад  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . Показаны примеры определения  $H_{c2}$  и  $H_{irr}$ . Сплошные линии — расчет по ECSM с учетом фазового расслоения (4). На вставке: те же зависимости после вычета диамагнитного вклада

рис. 4 отчетливо видно, что в области высоких полей зависимость кривых намагничивания  $M(H)$  становится линейной,  $M = \chi_1 H$ , характерной для диамагнетизма. Диамагнитная восприимчивость  $\chi_1$  практически одинакова для области температур ниже  $T_c$  и равна  $7.5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>3</sup>/моль, что близко к значениям  $\chi_1$  для  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  при  $T = 30\text{--}40$  К, определенным в работе [27].

Из кривых намагничивания можно определить значения второго критического поля  $H_{c2}$ , при котором прямой и обратный ходы  $M(H)$  начинают совпадать, а также поля необратимости  $H_{irr}$ . Значения  $H_{c2}$  определялись для области температур выше 20 К, критерием служило начало совпадения экспериментальных точек зависимости  $M(H)$  с линейной зависимостью  $M = \chi_1 H$ . Пример определения  $H_{c2}$  и  $H_{irr}$  показан на рис. 4.

Вид зависимостей  $M(H)$ , полученных после вычитания диамагнитного вклада, приведен на вставке рис. 4. Видно, что эти гистерезисные зависимости, обусловленные только сверхпроводящим вкладом, асимметричны относительно оси абсцисс. При понижении температуры асимметрия петель уменьшается.

Зависимость силы пиннинга от внешнего поля определялась из магнитных измерений как  $F_P(H) = J_c(H) H$ , где усредненная по образцу плотность

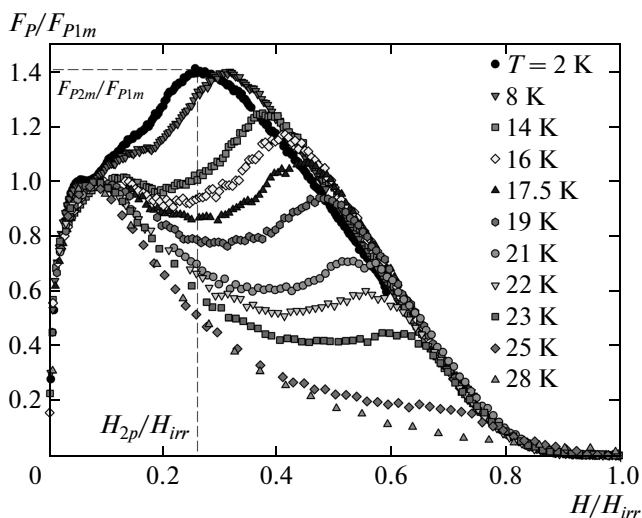


Рис. 5. Зависимости силы пиннинга от магнитного поля в координатах  $f_P = F_P / F_{P1m}$  от  $h = H / H_{irr}$ . Для зависимости  $f_P(h)$  при  $T = 2$  К отмечен второй максимум, соответствующий пик-эффекту

критического тока определяется выражением модели Бина:  $J_c = 30\Delta M/d$ , здесь  $\Delta M$  — высота петли намагниченности в единицах Гс  $\text{г}/\text{см}^3$ ,  $d$  — размер образца в см. На рис. 5 приведены зависимости силы пиннинга  $F_P$  от поля в координатах  $f_P = F_P / F_{P1m}$  от  $h = H / H_{irr}$  для разных температур, здесь  $F_{P1m}$  — высота первого максимума (в малых полях). Кривые  $f_P(h)$  совпадают в области малых полей и в области вблизи  $H_{irr}$ , но расходятся в области пик-эффекта. Значения  $H_{irr}$  были взяты непосредственно из экспериментальных кривых намагничивания  $M(H)$  (см. пример определения  $H_{irr}$  на рис. 4), а для  $T = 2$  К и  $T = 8$  К определялись из условий совпадения участков кривых  $f_P(h)$  вблизи  $H = 0$  и  $H = H_{irr}$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Скейлинг зависимостей силы пиннинга от поля

Анализ изменения высоты и положения вторичного пика от температуры на экспериментальных петлях  $M(H)$  позволяет получить информацию о механизмах возникновения вторичного пика. Первый и вторичный пики на зависимостях  $M(H)$  соответствуют первому и второму максимумам на зависимостях  $F_P(H)$ . Вторичный пик на зависимости  $F_P(H)$  ассоциируется с изменением механизма пиннинга и структуры вихревой решетки. При этом поле  $H_{2p}$ ,

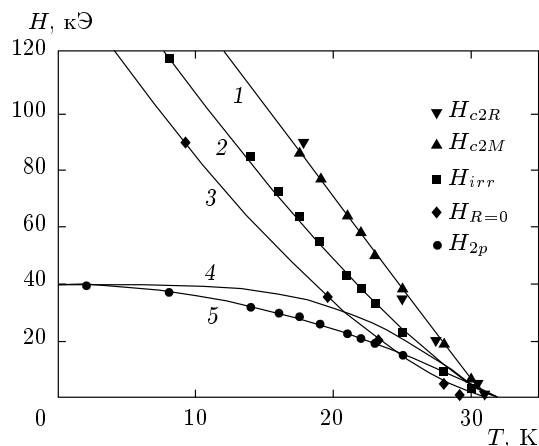


Рис. 6. Фазовая диаграмма  $\text{Bi}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ . Точки — экспериментальные значения второго критического поля из резистивных  $H_{c2R}(T)$  и магнитных  $H_{c2M}(T)$  измерений, а также поля необратимости  $H_{irr}(T)$ , поля исчезновения сопротивления  $H_{R=0}(T)$  и поля максимума вторичного пика  $H_{2p}(T)$ . Линии 1 —  $H = 198.5(1 - T/T_c)$ , 2 —  $H = 174(1 - T/T_c)^{1.3}$ , 3 —  $H = 150(1 - T/T_c)^{1.5}$ , 4 —  $H = 40(1 - (T/T_c)^4)^{1.4}$ , 5 —  $H = 40(1 - (T/T_c)^2)$

соответствующее вторичному максимуму, совпадает с линией, разграничивающей области с различными вихревыми решетками на фазовой диаграмме сверхпроводника [4]. При фазовых переходах в вихревой решетке должен выполняться скейлинг зависимостей силы пиннинга в координатах  $f_P = F_P / F_{P2m}$  и  $h = H / H_{irr}$  для разных температур [1, 28, 29], где  $F_{P2m}$  — высота второго пика на зависимости  $F_P(H)$ .

Для полученных данных в указанных координатах  $f_P = F_P / F_{P2m}$  и  $h$  зависимости для разных температур не ложатся на одну кривую, таким образом, скейлинг отсутствует, причем как по положению, так и по амплитуде вторичного пика. На рис. 5 видно, что положение вторичного максимума  $H_{2p} / H_{irr}$  меняется от  $h = 0.33$  при  $T = 8$  К до  $h = 0.6$  при  $T = 23$  К, в то время как при ожидаемой картине пик-эффекта из-за фазового перехода решетки положение пика в координатах приведенного поля  $h$  оставалось бы неизменным. Отметим, что поле первого максимума силы пиннинга в приведенных координатах не меняется,  $H_{1p} / H_{irr} = 0.09$ .

#### 3.2. Температурные зависимости характерных полей

На рис. 6 приведены значения  $H_{2p}$  при разных температурах. Температурная зависимость положения вторичного пика  $H_{2p}$  позволяет идентифици-

ровать тип фазового перехода. При фазовых переходах в вихревой решетке, характерных для слоистых сверхпроводников [4], температурная зависимость поля  $H_{2p}$  имеет положительную кривизну. Такой сценарий маловероятен для ВКВО, обладающего малой анизотропией. В сценарии пластичного пиннинга [3] значение  $H_{2p}$  изменяется с температурой как  $H_{2p} \propto (1 - (T/T_c)^4)^{1.4}$ . Данная функция совпадает по знаку кривизны с наблюдаемой зависимостью, однако количественное совпадение неудовлетворительное, что проиллюстрировано на рис. 6. Наблюдаемое положение вторичного пика силы пиннинга хорошо описывается зависимостью  $H_{2p} = H_{2p0}(1 - (T/T_c)^2)$  при  $H_{2p0} = 40$  кЭ. Такая зависимость  $H_{2p}(T)$  может быть связана с существованием в образце областей с пониженным значением  $H_{c2}$  [30]. Известно, что участки с пониженным значением  $H_{c2}$  могут возникать в том случае, когда в основной сверхпроводящей матрице образуются пространственно-разделенные области, различающиеся химическим составом, либо стехиометрией по кислороду [7]. При увеличении внешнего поля сверхпроводимость в таких областях подавляется раньше. При значении внешнего поля близком к  $H_{2p}$  перешедшие в нормальное состояние области могут выступать как эффективные центры пиннинга, что, в конечном счете, приводит к пик-эффекту.

Подавление сверхпроводимости и возможный рост несверхпроводящих областей при увеличении внешнего поля влияют на прекращение перколяции сверхтока (при значении внешнего поля  $H = H_{R=0}$ ) и на начало течения вихрей через образец (при  $H = H_{irr}$ ). При  $H = H_{c2}$  образец полностью переходит в нормальное состояние. Температурные зависимости  $H_{2p}$ ,  $H_{irr}$ ,  $H_{R=0}$  и  $H_{c2}$  приведены совместно на рис. 6. В диапазоне температур выше 18 К зависимость  $H_{c2}(T)$  аппроксимируется линейной функцией с наклоном  $dH_{c2}/dT \approx 6.4$  кЭ/К, в согласии с данными работ [29, 31], в то же время в работе [29] показано, что зависимость  $H_{c2}(T)$  для ВКВО может иметь положительную кривизну в более широком температурном диапазоне. Зависимости  $H_{irr}(T)$  и  $H_{R=0}(T)$  хорошо описываются соответственно функциями  $H = 174$  кЭ  $(1 - T/T_c)^{1.3}$  и  $H = 150$  кЭ  $(1 - T/T_c)^{1.5}$ . В диапазоне  $T > 25$  К линия  $H_{R=0}(T)$  расположена ниже зависимости  $H = 40$  кЭ  $(1 - (T/T_c)^2)$ . Отметим, что отчетливый пик-эффект на зависимостях  $M(H)$  наблюдается лишь в температурном диапазоне ниже 25 К. Возможно, что одним из условий наблюдения пик-эффекта является выполнение неравенства  $H_{R=0} > H_{2p}$  при  $T = \text{const}$ .

### 3.3. Расширенная модель критического состояния

Асимметрия зависимостей  $M(H)$  относительно оси  $M = 0$ , типичная для многих сверхпроводников при высоких температурах, вызвана особенностями пиннинга вихрей у поверхности образца. В расширенной модели критического состояния (ECSM) [24, 32, 33], описывающей асимметричные петли намагниченности, степень асимметрии определяется отношением глубины поверхностного слоя  $L_s$  с равновесной намагниченностью к характерному размеру образца  $d$  (или среднему размеру гранулы в случае поликристалла). Величина  $L_s$  примерно равна глубине проникновения магнитного поля  $\lambda_L$  [24, 33].

В работе [25] показано, что пик-эффект может быть описан в рамках ECSM. В области пик-эффекта  $L_s$  уменьшается так же, как плотность критического тока возрастает при  $H_{2p}$ . Функцию, описывающую пик плотности критического тока и соответствующее подавление  $L_s$ , можно задать следующим образом:

$$P(B) = 1 + A \exp \left( \left( \ln \frac{B}{B_{2p}} \right)^2 / \left( 2 \frac{B_w}{B_{2p}} \right)^2 \right). \quad (1)$$

Здесь пик характеризуется положением центра  $B_{2p}$ , высотой  $A$  относительно начального уровня и шириной  $B_w$ . Выражение (1) позволяет корректно задать пик в любом диапазоне полей, в частности, выполняется условие  $P(B) = 1$  при  $B = 0$ . Зависимость  $L_s$  от поля с учетом пик-эффекта можно записать в виде

$$L_s(H) = \frac{L_{s0}}{\sqrt{1 - H/H_{c2}}} \frac{1}{P(\mu_0 H)}. \quad (2)$$

Здесь  $L_{s0}$  — значение  $L_s$  при  $H = 0$ . Первый множитель в выражении (2) совпадает с выражением для полевой зависимости лондонской глубины проникновения [34]. Зависимость локальной плотности критического тока от поля, описывающая пик-эффект, дается следующим выражением:

$$j_c(B) = \frac{j_{c0}}{B/B_0 + \exp(B/B_1)} P(B). \quad (3)$$

Здесь  $j_{c0}$  — значение  $j_c$  при  $B = 0$ , первый множитель произведения — монотонная зависимость, определяющая поведение  $j_c(B)$  на различных масштабах магнитного поля [35]. В малых полях эта функция ведет себя подобно зависимости модели Кима [36], а в больших полях проявляет экспоненциальный спад. Коэффициенты  $B_0$  и  $B_1$  определяют скорость изменения плотности тока на данных масштабах.

**Таблица.** Параметризация петель намагниченности. Поле полного проникновения  $H_p$ , поле вторичного пика зависимостей  $M(H)$ , ширина пика  $B_w$  и параметр асимметрии  $2L_{s0}/d$

$T$ , К	$H_p$ , кЭ	$B_{2p}$ , кГс	$B_w$ , кГс	$2L_{s0}/d$
2	1.9	40	13	0.03
8	1.6	39	9	0.045
14	1	35	6	0.06
19	0.6	26	2.5	0.1
25	0.2	15	1	0.24

Расширенная модель критического состояния [24, 25] успешно описала экспериментальные петли намагниченности ВКВО, что позволило провести их параметризацию и оценить поле полного проникновения (см. таблицу). Высота пика  $A$  относительно «невозмущенной» зависимости намагниченности от поля слабо зависела от температуры. Параметр  $A$  был равен 0.5 для температур ниже 20 К, т. е. плотность критического тока в поле  $H_{2p}(T) = B_{2p}(T)/\mu_0$  была примерно в 1.5 раза больше «невозмущенного» значения. При больших температурах величина  $A$  того же порядка, но точность оценки этого параметра меньше из-за малых значений намагниченности.

Анализ асимметрии петель намагниченности позволил оценить размер областей циркуляции экранирующего сверхтока в образце. Используя известное из литературы значение  $\lambda_L = 300$  нм для ВКВО [8], получаем размер сверхпроводящих областей  $d = 20$  мкм при  $T = 2$  К. Это значение намного меньше размера исследуемого монокристалла ( $10^{-3}$  м).

### 3.4. Фазовое расслоение

Рассмотренный в разд. 3.3 пик-эффект из-за усиления пиннинга не связан с фазовым расслоением. Однако фазовое расслоение на диэлектрические и сверхпроводящие области реализуется в ВКВО в перекрывающемся с пик-эффектом диапазоне полей и температур [12, 13, 37, 38]. Картина фазового расслоения зависит от внешних параметров (температура, транспортный ток, магнитное поле). Размеры сверхпроводящих и диэлектрических областей изменяются при частичном подавлении сверхпроводимости, что должно отражаться на зависимостях  $M(H)$ .

Для того чтобы учесть фазовое расслоение в

ЕССМ, введем зависящую от магнитного поля величину  $x_I$ , определяющую долю диэлектрической фазы в образце. При фазовом расслоении можно представить образец состоящим из сверхпроводящих «капель», заключенных в диэлектрическую матрицу. При этом объем, занятый сверхпроводящими каплями, равен  $(1 - x_I)V$ , а их средний размер  $d = (1 - x_I)V^{1/3}/N$ , где  $V$  — объем образца,  $N$  — число сверхпроводящих капель. Магнитное поле свободно проникает в диэлектрическую матрицу и лишь частично в сверхпроводящие капли, что описывается ЕССМ. Если  $x_I$  уменьшится с ростом поля, то увеличится  $d$  и, соответственно, общий диамагнитный отклик образца. Пик на петлях намагниченности будет наблюдаться, если  $x_I$  резко уменьшится при увеличении поля. Определение зависимости  $x_I$  от поля и температуры при фазовом расслоении требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. В данной работе функциональная зависимость  $x_I(H)$  подбиралась из условия наилучшего описания экспериментальных петель намагниченности. Было найдено следующее феноменологическое выражение:

$$x_I(H) = (x_{max} - x_{min}) \left[ 1 + \exp\left(\frac{\ln(H/H_{2p})}{H_w/H_{2p}}\right) \right]^{-1} + x_{min}, \quad (4)$$

где  $x_{max}$  — максимальная, а  $x_{min}$  — минимальная доли диэлектрической фазы при заданной температуре, параметр  $H_w$  определяет ширину перехода  $x_I$  от  $x_{max}$  до  $x_{min}$ . Сплошные линии на рис. 3 и 4 показывают результат описания экспериментальных петель намагниченности по ЕССМ с учетом фазового расслоения. На рис. 7 показано изменение  $x_I$  относительно  $x_{min}$  от поля, полученное при описании петель намагниченности в различных температурах. Доля диэлектрической фазы составляла не менее 54% при  $T = 2$  К и  $H = 0$ . Наблюдаемое изменение намагниченности при пик-эффекте соответствует увеличению доли сверхпроводящей фазы в 1.85 раз.

С учетом расслоения пик-эффект воспроизводится при  $A = 0$  в выражении (1) и  $P(B) = 1$  в выражениях (2) и (3). Следовательно, увеличение размеров сверхпроводящих областей может приводить ко второму пику на зависимостях  $f_P(h)$  (рис. 5) и при отсутствии пика на зависимости  $j_c(B)$ .

Таким образом, экспериментальные петли намагниченности были успешно описаны ЕССМ с учетом изменения размера диэлектрических и сверхпроводящих областей при изменении поля и темпе-

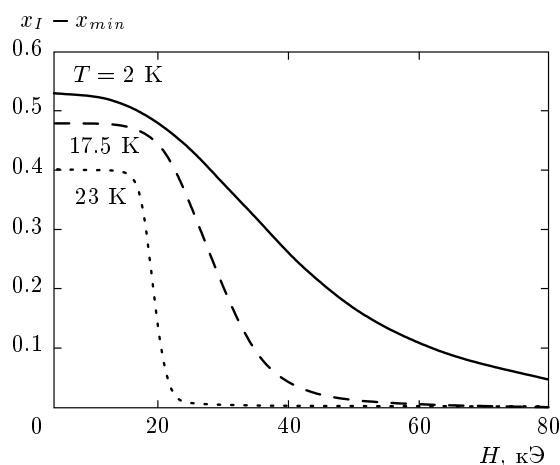


Рис. 7. Изменение доли диэлектрической фазы в  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , полученное из описания петель намагниченности по ECSM с учетом фазового расслоения (4)

ратуры. Средний размер сверхпроводящих областей  $d = (1 - x_{max})D \approx 20$  нм в малом поле при  $T = 2$  К (уже оцененный в разд. 3.3) согласуется с результатами магнитооптических исследований фазового расслоения в ВКВО [37].

#### 4. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В данной работе исследованы полевые зависимости намагниченности  $M(H)$  монокристаллического  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ , демонстрирующие пик-эффект. Проведенный анализ зависимостей  $M(H)$ ,  $H_{2p}(T)$  и  $F_p(H)$  указывает на то, что пик-эффект в  $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$  связан с фазовым расслоением [20, 23]. Гистерезисные зависимости  $M(H)$  вместе с вторичным пиком были описаны с помощью расширенной модели критического состояния [24, 25]. Хорошее согласие в описании петель намагниченности достигается как при учете пика на зависимости  $j_c(B)$ , так и при использовании зависимости доли диэлектрической фазы  $x_I$  от поля. Возможно, что при значениях магнитного поля около  $H_{2p}$  диэлектрические области уменьшаются до размеров, благоприятствующих пиннингу вихрей на них. В этом случае пик-эффект определяется как избыточным вкладом в намагниченность из-за увеличения доли сверхпроводящих областей, так и пиком на зависимости  $j_c(B)$ , вызванным увеличением пиннинга.

В недавней работе Когана [39] показано, что магнитоэластический эффект может приводить к

пик-эффекту на обратимой зависимости намагниченности в полях больших поля необратимости. Предложенный в работе механизм также допускает появление такого пик-эффекта на обратимой намагниченности, если фазовое расслоение подавляется в полях, больших  $H_{irr}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. H. Johansen, M. R. Koblishka, H. Bratsberg, and P. O. Hetland, Phys. Rev. B **56**, 11273 (1997).
2. G. P. Mikitik and E. H. Brandt, Phys. Rev. B **64**, 184514 (2001).
3. Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 1596 (1996).
4. B. Rosenstein, B. Ya. Shapiro, I. Shapiro et al., Phys. Rev. B **72**, 144512 (2005).
5. M. Nakamura, Y. Yamada, T. Hirayama et al., Physica C **259**, 295 (1996).
6. Y. Tanabe, T. Adachi, K. Omori et al., J. Phys. Soc. Jpn. **76**, 113706 (2007).
7. D. V. Peryshkov, E. A. Goodilin, I. A. Presnyakov et al., Mendeleev Commun. **14**, 161 (2004).
8. S. N. Barilo, S. V. Shiryayev, V. I. Gatalskaya et al., Phys. Rev. B **58**, 12355 (1998).
9. А. И. Головашкин, А. В. Гуденко, Л. Н. Жерихина, М. Л. Нортон, А. М. Цховребов, ЖЭТФ **106**, 297 (1990).
10. T. Klein, W. Harneit, L. Baril, and C. Escribe-Filippini, J. Low Temp. Phys. **105**, 1067 (1996).
11. T. Klein, L. Baril, C. Escribe-Filippini, J. Marcus, and A. G. M. Jansen, Phys. Rev. B **53**, 9337 (1996).
12. Н. В. Аншукова, В. Б. Гиодман, А. И. Головашкин и др., ЖЭТФ **97**, 1635 (1990).
13. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Г. В. Кулешова, А. М. Цховребов, М. Л. Нортон, ЖЭТФ **129**, 684 (2006).
14. D. C. Kim, J. S. Kim, S. J. Joo et al., J. Low Temp. Phys. **117**, 1205 (1999).
15. D. C. Kim, A. N. Baranov, J. S. Kim et al., Physica C **364-365**, 278 (2001).
16. D. C. Kim, J. S. Kim, H. R. Kang et al., Phys. Rev. B **64**, 064502 (2001).
17. Е. А. Протасов, С. В. Зайцев-Зотов, Ю. Н. Веневцев, В. В. Богатко, ФТТ **20**, 3503 (1978).

18. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов, ФТТ **26**, 1374 (1984).
19. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, С. И. Попков и др., ЖЭТФ **137**, 664 (2010).
20. А. А. Горбачевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токачлы, Письма в ЖЭТФ **52**, 736 (1990).
21. J. Ahmad and H. Uwe, Phys. Rev. B **72**, 125103 (2005).
22. B. A. Baumert, J. Supercond. **8**, 175 (1995).
23. A. P. Menushenkov, K. V. Klementev, A. V. Kuznetsov, and M. Yu. Kagan, ЖЭТФ **120**, 700 (2001).
24. D. M. Gokhfeld, D. A. Balaev, M. I. Petrov, S. I. Popkov, K. A. Shaykhutdinov, and V. V. Valkov, J. Appl. Phys. **109**, 033904 (2011).
25. D. M. Gokhfeld, J. Supercond. Nov. Magn. **26**, 281 (2013).
26. Л. А. Клинова, В. И. Николайчик, Н. В. Барковский, В. К. Федотов, Журн. неорг. хим. **50**, 729 (2005).
27. B. Batlogg, R. J. Cava, L. W. Rupp, Jr. et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1670 (1988).
28. D. Dew-Hughes, Phil. Mag. **30**, 293 (1974).
29. V. F. Gantmakher, L. A. Klinkova, N. V. Barkovskii, G. E. Tsydynzhapov, S. Wieggers, and A. K. Geim, Phys. Rev. B **54**, 6133 (1996).
30. H. Wen and Z. Zhao, Appl. Phys. Lett. **68**, 856 (1996).
31. J. E. Graebner, L. F. Schneemeyer, and J. K. Tomas, Phys. Rev. B **39**, 9682 (1989).
32. D. X. Chen, R. W. Cross, and A. Sanchez, Cryogenics **33**, 695 (1993).
33. E. V. Blinov, R. Laiho, E. Lahderanta, Yu. P. Stepanov, K. B. Traito, and L. S. Vlasenko, ЖЭТФ **106**, 790 (1994).
34. J. R. Clem, Low Temperature Physics — LT14, ed. by M. Krusius and M. Vuorio, North-Holland, Amsterdam, Vol. 2 (1975), p. 285.
35. В. В. Вальков, Б. П. Хрусталева, ЖЭТФ **107**, 1221 (1995).
36. Y. B. Kim, C. F. Hempstead, and A. R. Strnad, Phys. Rev. **129**, 528 (1963).
37. A. I. Golovashkin, A. M. Tskhovrebov, L. N. Zherikhina, L. S. Uspenskaya, and M. Norton, J. Phys.: Conf. Ser. **150**, 042043 (2009).
38. L. N. Zherikhina, A. M. Tskhovrebov, L. A. Klinkova, D. A. Balaev, S. I. Popkov, and K. A. Shaikhutdinov, J. Phys.: Conf. Ser. **400**, 022146 (2012).
39. V. G. Kogan, Phys. Rev. B **87**, 020503(R) (2013).