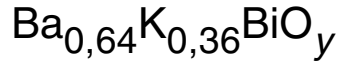


Пиннинг вихревой решетки в толстой пленке



С. Н. Барило, В. И. Гатальская, С. В. Ширяев,
Д. И. Жигунов, Л. А. Курочкин

*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси,
Беларусь, 220072, г. Минск, ул. П. Бровки, 17
E-mail: bars@ifftp.bas-net.minsk.by*

Г. Шимчак, Р. Шимчак, М. Баран

*Институт физики ПАН, Польша, 02-688, г. Варшава, Ал. Лотников, 32/46
E-mail: baran@ifpan.edu.pl*

Статья поступила в редакцию 4 августа 1998 г.

Изучены магнитные свойства пленки $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_y$ ($x = 0,36$) толщиной 18 мкм. Показано, что полевые зависимости критических токов $J_c(B)$ в области температур 5–20 К и полей выше поля пик-эффекта H_p хорошо описываются в рамках теории коллективного пиннинга вихревой решетки в режиме связок вихрей малого размера.

Вивчено магнітні властивості плівки $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_y$ завтовшки 18 мкм. Показано, що польові залежності критичних струмів $J_c(B)$ в області температур 5–20 К та полів вищих ніж поле пік-ефекту H_p добре описуються в рамках теорії колективного пінінгу вихрової ґратки у режимі зв'язок вихорів малого розміру.

PACS: 74.60.Ge, 74.76.Db

Введение

В недавней работе [1] методом жидкофазной эпитаксии в электрохимической ячейке получены эпитаксиальные сверхпроводящие монокристаллические пленки $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_y$ с различным содержанием калия. В качестве подложек были выбраны монокристаллы BaBiO_3 (100) и $\text{Ba}_{0,8}\text{K}_{0,2}\text{BiO}_3$, что обеспечивало хорошее совпадение параметров решетки пленки и подложки. Высокое качество пленок, выращенных на обоих типах подложек, подтверждено детальным рентгеноструктурным анализом. Некоторые критические параметры сверхпроводящих пленок были приведены ранее в [1]. В то же время возможность применения пленок ВКВО в микроэлектронных устройствах, основанных на таких, например, свойствах, как идеальный гистерезис джозефсоновского туннелирования в SIS-контактах [2], хорошо согласующиеся с моделью БКШ туннельные характеристики SIS-переходов [3–5] в сочетании с изотропной структурой и большой (по сравнению с постоянной решетки) длиной

когерентности, безусловно, требует тщательного и систематического изучения сверхпроводящих пленок ВКВО.

Ранее [6] нами впервые был обнаружен и систематически исследован пик-эффект в изотропной системе — безмедных монокристаллах $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_y$ ($x > 0,33$) в широком интервале температур ($4,2 \text{ К} - T_c$) в полях до 6 Тл. Был сделан вывод о причине возникновения пик-эффекта, связанной с присутствием в кристалле, выращенном методом электрохимического осаждения, областей со сверхстехиометрическим кислородом. Измерение линии необратимости $H_{\text{irr}}(T)$ вблизи T_c показало, что для монокристалла с $x = 0,34$ зависимость $H_{\text{irr}}(T)$ подчиняется закону $H_{\text{irr}}(T) \sim H_{\text{irr}}(0)(1 - T/T_c)^{1,45}$. Такое значение показателя степени, близкое к $3/2$, предполагает модель крипа потока [7] для объяснения поведения $H_{\text{irr}}(T)$. Показатель степени в зависимости $H_p(T) \sim (1 - T/T_c)^{0,59}$ резко отличается от значения 1,45 для $H_{\text{irr}}(T)$. Явление пик-эффекта характерно для сверхпроводников II рода и наблюдалось в медьсодержащих ВТСП

системах [8–12]. Все указанные сверхпроводники обладают анизотропной, слоистой структурой, содержащей CuO_2 -плоскости. Механизм, лежащий в основе пик-эффекта, широко обсуждается в литературе. Предложены статистические модели пик-эффекта, связанные с 1) наличием в кристалле областей с нестехиометрическим содержанием кислорода [8,13]; 2) анизотропией электронных свойств [14]; 3) фазовым переходом $3D-2D$ в вихревой решетке [15]; 4) соизмеримостью периодов вихревой решетки и решетки дефектов вблизи пикового поля [9]; 5) образованием в кристаллах областей с обратимой намагниченностью [16]. Кроме того, предложенная в работе [17] модель динамического характера пик-эффекта объясняет появление дополнительного максимума на кривых $M(H)$ уменьшением скорости релаксации намагниченности вследствие изменения характера крипа потока. И все-таки на данный момент нет исчерпывающего объяснения этому явлению. В настоящей работе приводятся результаты измерений магнитных характеристик эпитаксиальной монокристаллической толстой пленки $\text{Ba}_{0,64}\text{K}_{0,36}\text{BiO}_y$ с $T_c = 30$ К и толщиной ~ 18 мкм, которые позволили изучить механизм пиннинга вихревой решетки в широком интервале магнитных полей и температур.

2. Образцы и методика эксперимента

Пленки $\text{Ba}_{0,64}\text{K}_{0,36}\text{BiO}_y$ выращены на монокристаллических подложках BaBiO_3 (100). Расхождение в параметрах кристаллической решетки пленки и подложки менее 2%. Моноклиная монокристаллическая подложка была выращена из почти стехиометрического расплава с последующим медленным охлаждением ($\sim 0,2$ °С/ч). Более детально методика получения подложки и электрохимического осаждения монокристаллической пленки приведены в [1]. Химический состав пленки и подложки определялся из соотношения содержания калия и параметров псевдокубической решетки [18].

Измерения намагниченности и восприимчивости монокристаллической пленки ВКВО в малых полях (~ 4 Э), петель гистерезиса намагниченности $M(H, T)$ в полях до 50 кЭ проводились с помощью СКВИД-магнитометра (QUANTUM Design, MPMS-5) в широком интервале температур. Восприимчивость пленки в нормальном состоянии определялась в поле 50 кЭ, затем этот вклад вычитался из зависимости $M(H, T)$, чтобы выделить отклик, связанный со сверхпроводящим состоянием кристалла. Изотермы намагниченности $M(H)$ были получены в полях 0–50 кЭ при температу-

рах 5–26 К для ориентации \mathbf{H} перпендикулярно поверхности пленки.

3. Результаты и их обсуждение

Температурные зависимости эффекта экранирования (ZFC) и эффекта Мейсснера (FC) в слабом магнитном поле для пленки ВКВО с $x = 0,36$ приведены на рис. 1 с учетом размагничивающего фактора. В магнитном поле 4 Э начало сверхпроводящего перехода $T_c^0 = 30$ К, а ширина перехода на уровне 10–90% $\Delta T < 1$ К. Как следует из рис. 1, в пленке наблюдается практически полное экранирование и только $\sim 80\%$ -й мейсснеровский сигнал. Такое явление связано с сильным пиннингом в малых полях и характерно для обычных и высокотемпературных проводников. Как и в монокристаллах ВКВО [19], в толстой пленке в малых полях (но больших H_{c1}) наблюдается максимум намагниченности при H_{p1} , положение и величина которого зависят от температуры (рис. 2). С ростом температуры положение максимума сдвигается в сторону меньших полей: при $T = 5$ К $-H_{p1} = 600$ Э, при 20 К $-H_{p1} = 180$ Э, а величина максимума для этих температур уменьшается втрое. Появление этого пика намагниченности (а значит, и максимума критического тока J_c) в малых полях связывается или с сильной полевой зависимостью J_c вследствие исчезновения отталкивания между вихрями [20], или с сильной деформацией вихревой решетки центрами пиннинга [21]. Величина критического тока, рассчитанная по формуле Бина, $J_c = 30\Delta M/l$ (l — средний размер двух широких

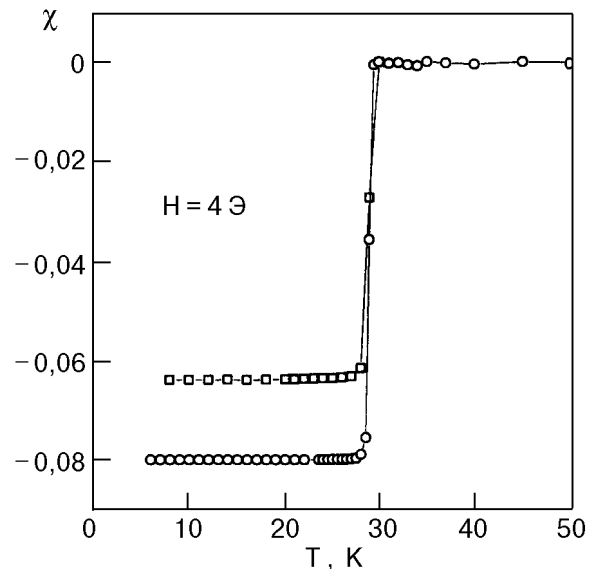


Рис. 1. Температурные зависимости ZFC (○) и FC (□) сигналов для толстой пленки $\text{Ba}_{0,64}\text{K}_{0,36}\text{BiO}_y$ на BaBiO_3 (100) подложке ($d = 18$ мкм, $T_c = 30$ К).

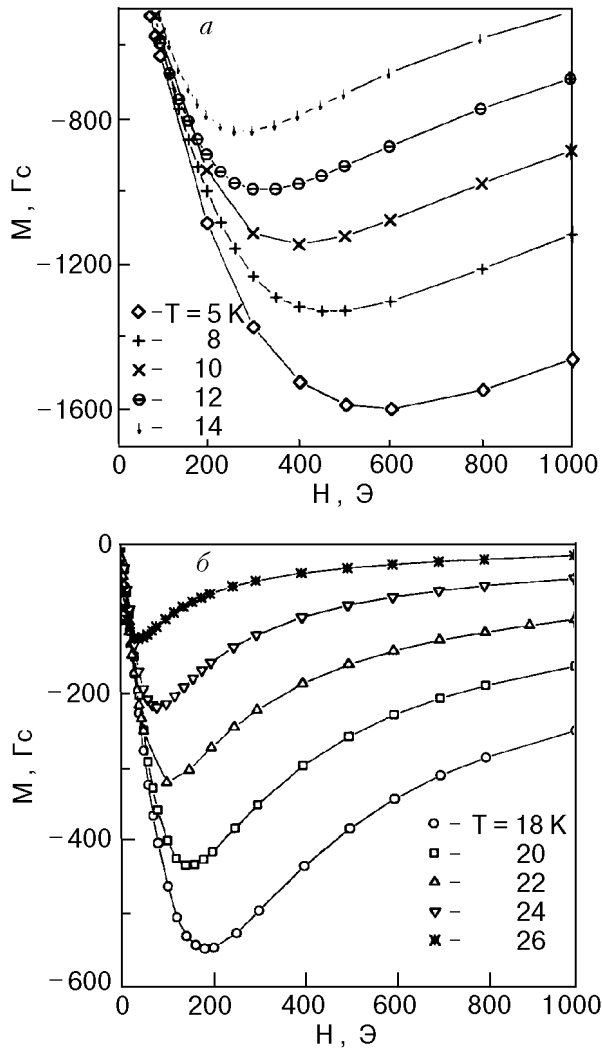


Рис. 2. Фрагмент петли гистерезиса пленки ВКВО для температур 5–14 К (а) и 18–26 К (б) в малых магнитных полях ($H \leq 1$ кЭ).

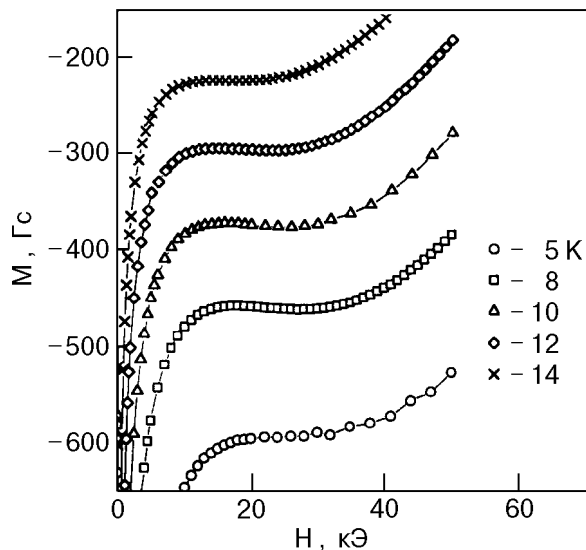


Рис. 3. Фрагмент петли гистерезиса пленки ВКВО для температур 5–14 К в больших магнитных полях.

сторон пленки), достигает $5 \cdot 10^5$ А/см² для 5 К в поле 600 Э. Для сравнения, величина J_c (42 К, 0 Э) для монокристалла с $x = 0,4$ составляла $4,2 \cdot 10^5$ А/см² [19].

При дальнейшем возрастании магнитного поля происходит убывание критического тока, но эта зависимость $J_c(H)$ не является монотонной, т.е. в пленке наблюдается пик-эффект. На рис. 3 приведены фрагменты кривых намагниченности пленки ВКВО для различных температур. Величина поля пик-эффекта H_p зависит от температуры и уменьшается с ее ростом. Температурная зависимость H_p для пленки с $x = 0,36$ описывается соотношением, близким к линейному: $H_p(T) = A(1 - T/T_c)^n$, где $n \approx 1,17$ (рис. 4). Величина J_c пленки при температуре 10 К вблизи поля пик-эффекта возрастает на 10% с ростом поля, т.е. в этом интервале магнитных полей пиннинг вихревой решетки увеличивается, и плотность критического тока в пленке составляет $\sim 1,1 \cdot 10^5$ А/см² (в поле 15 кЭ) и $\sim 1,2 \cdot 10^5$ А/см² (30 кЭ).

В результате проведенных нами измерений температурной зависимости линии необратимости пленки $H_{irr}(T)$ получено значение показателя степени 1,52 (рис. 4), близкое к 1,45 для монокристалла; $H_{irr}(0)$ составляет 172 кЭ, что хорошо согласуется с соответствующим значением для монокристалла. Заметное отличие указанных показателей в зависимостях $H_p(T)$ и $H_{irr}(T)$ как для монокристалла, так и пленки ВКВО позволяет исключить такой источник пик-эффекта в ВКВО, как возникновение обратимых областей [16]. Последние образуются при прохождении магнит-

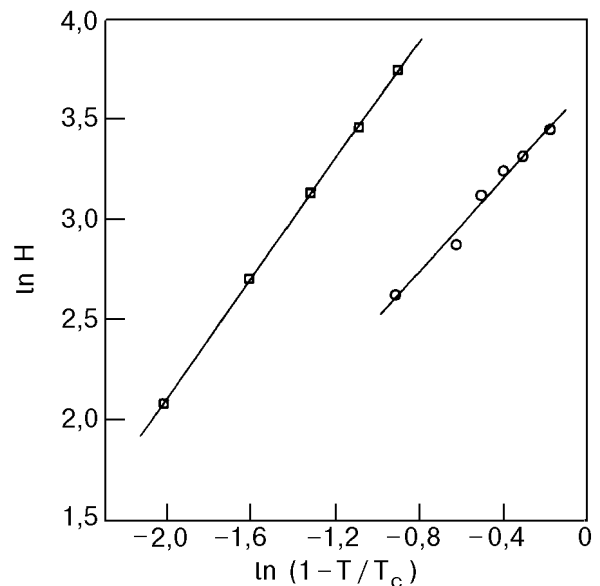


Рис. 4. Температурные зависимости полей необратимости (\square) и пик-эффекта (\circ) для пленки ВКВО.

ного поля через пороговые значения H_{igr} для областей с нестехиометрическим содержанием кислорода, наличие которых мы предполагаем. Тем более, что значения $H_p(0) \approx 40$ кЭ заметно меньше $H_{igr}(0) \approx 172$ кЭ (более чем в четыре раза для исследуемой пленки). Модели [14,15] так же неприменимы к изотропному кубическому соединению ВКВО, как и модель [9], подразумевающая отсутствие зависимости H_p от температуры, что противоречит нашим данным (рис. 4).

Теория коллективного пиннинга для описания поведения $J_c(B)$ в сверхпроводниках II рода была впервые выдвинута в [21] и получила развитие в работе [22], где были учтены эффекты крипа потока и образования связок вихрей. Эта теория предполагает, что вихрь может быть запиннингован большим числом хаотически распределенных дефектов. Для достаточно малых полей осуществляется режим одиночных вихрей ($J_c \sim (\xi/L_c)^2$, где L_c — характерный продольный размер вихря). С ростом магнитного поля расстояние между вихрями a_0 уменьшается ($a_0 = (\phi_0/B)^{1/2}$, где ϕ_0 — квант потока), и вихри начинают взаимодействовать между собой, образуя связки с характерным поперечным размером R_c , зависящим от модулей упругости вихревой решетки [23]. Для случая малого размера связки, когда $a_0 < R_c < \lambda$ (λ — глубина проникновения магнитного поля), величина R_c связана с продольным размером связки вихрей L_c выражением

$$R_c \sim a_0 \exp(L_c/a_0)^3. \quad (1)$$

Это уравнение справедливо для температур и магнитных полей, достаточно далеких от линии необратимости. В работе [22] показано, что флуктуации вихревой решетки при температурах выше температуры депиннинга T_{dp} могут значительно уменьшать значения критического тока в кристалле, но этот эффект пренебрежимо мал для нашей системы ($T_{dp} = 600$ К при 1 Тл для ВКВО [24]).

Величина критического тока для случая малого размера связок вихрей определяется соотношением [23]

$$J_c \sim B \exp[-2(L_c^2(T)B/\phi_0)^{3/2}] \quad (2)$$

с максимумом для $B \sim B_{sb}/2$, где $B_{sb} = \phi_0/L_c^2(T)$. Это выражение справедливо для полей $B > B_{sb}$, поэтому, используя (2), можно описать поведение $J_c(B)$ в полях выше поля пика эффекта.

Построение зависимостей $J_c(B)$ от $B^{3/2}$ в полулогарифмическом масштабе позволяет определить область магнитных полей и температур, где осу-

ществляется режим вихревых связок с малым R_c , а также температурную зависимость $L_c(T)$ для толстой пленки ВКВО, и сравнить полученные результаты с данными [24,25] для монокристаллов ВКВО.

Следует отметить, что сверхпроводник ВКВО является модельной системой для проверки положений теории коллективного пиннинга вихревой решетки по ряду причин. Во-первых, это связано с его изотропной кубической структурой, а также с экспериментально достижимыми значениями $H_{c2}(0) \sim 350$ кЭ. Во-вторых, в определенном интервале температур форма кривых намагниченности $M(B)$ в ВКВО не искажается крипом потока, поскольку, как показывают оценки [24], величины потенциала пиннинга $U_c \sim 700$ К $\gg T_c$. Влияние эффектов крипа потока в этой системе с $T_c \sim 30$ К становится значительным при температурах выше ~ 24 К, как было обнаружено на основе измерений $M(B)$ на СКВИД-магнитометре и в импульсных магнитных полях [24]. Таким образом, пик в зависимости $\Delta M(B)$ в промежуточных полях $B_{c1} \leq B \leq B_{c2}$ и при температурах, меньших ~ 24 К, соответствует истинному значению плотности критического тока $J_c(B)$.

На рис. 5 приводятся зависимости J_c/B от $B^{3/2}$ в полулогарифмическом масштабе для пленки ВКВО с $x = 0,36$. Характерные зависимости (линейные) для режима связки вихрей малого размера ясно видны в интервале температур 5–20 К. Из наклона прямых линий, используя уравнение (2), получаем температурную зависимость длины коллективного пиннинга $L_c(T)$ (вставка на

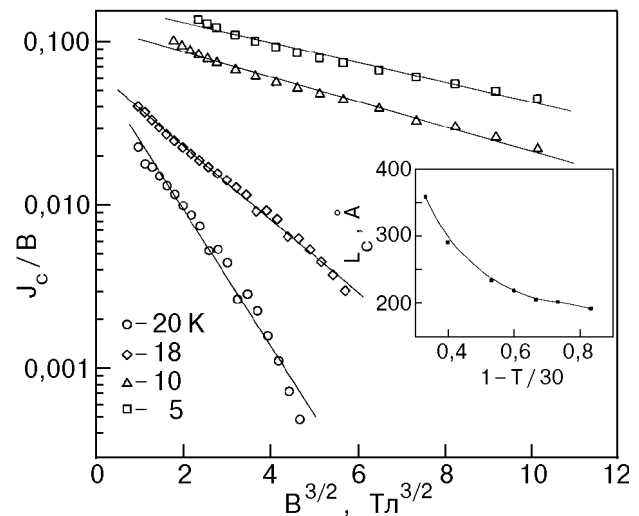


Рис. 5. Зависимость J_c/B от $B^{3/2}$ для пленки ВКВО в режиме связок вихрей малого размера для различных температур. Вставка: температурная зависимость длины коллективного пиннинга $L_c(T)$.

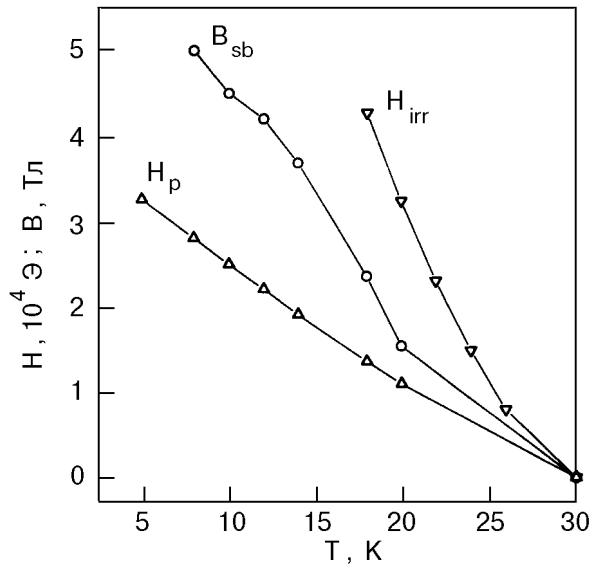


Рис. 6. H - T фазовая диаграмма для пленки ВКВО: $H_p(T)$ и $H_{irr}(T)$ — экспериментальные данные; $B_{sb}(T)$ рассчитаны из полевой зависимости $J_c(B)$.

рис. 5). Эту зависимость можно аппроксимировать выражением $L_c(T) = L_c(0)(1 - T/T_c)^{-n}$, где $n \approx 0,7$, $L_c(0) \approx 160$ Å. Значения L_c позволяют оценить поле $B_{sb} \sim \Phi_0 / L_c^2$, выше которого происходит изменение доминирующего механизма пиннинга от режима одиночных вихрей к режиму связки вихрей с поперечным размером R_c (уравнение (1)). Значения B_{sb} (рис. 6) для пленки с $x = 0,36$ в целом сравнимы с величинами B_{sb} для наших монокристаллов ВКВО с $x = 0,34$; $0,37$ и $0,46$ [25] и для монокристалла ВКВО с $x = 0,4$ [24].

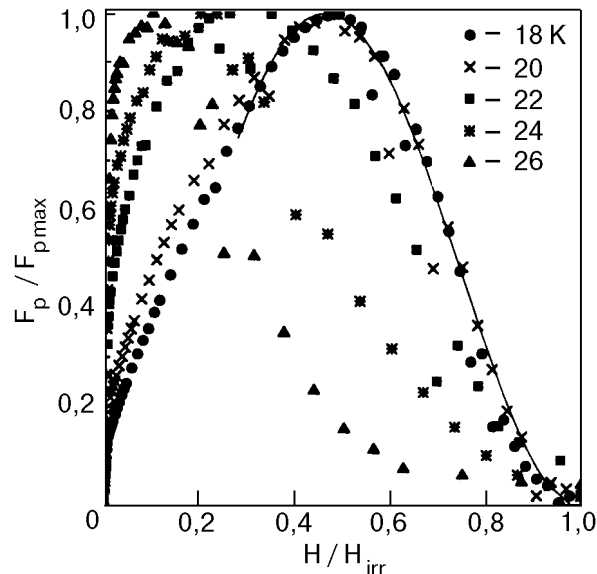


Рис. 7. Зависимость нормированной плотности силы пиннинга от приведенного поля для пленки ВКВО при различных температурах, сплошная линия — аппроксимация согласно зависимости $F_p \sim b^2 \exp(-2b^3/2)$ для $T = 18$ К.

На рис. 6 приведены также экспериментальные значения полей пик-эффекта H_p и необратимости H_{irr} для пленки. Несмотря на то что теория коллективного пиннинга хорошо описывает полевую зависимость $J_c(B)$ в больших полях, требуются дополнительные исследования, чтобы решить вопрос об изменении механизма пиннинга как источнике пик-эффекта. H - T -диаграмма (рис. 6) также подтверждает сделанное ранее утверждение, что не следует связывать пик-эффект с возникновением обратимых областей в пленке.

Полезную информацию можно извлечь, изучая объемную силу пиннинга, $F_p = J_c B \sim \Delta MB$ [6,25]. На рис. 7 приведены экспериментальные значения нормированной силы пиннинга в пленке в зависимости от приведенного поля для температур 18–26 К. В качестве нормирующего поля выбраны поля H_{irr} , экспериментальные значения которых измерены для указанного температурного интервала. Аппроксимация в виде $F_p \sim b^p(1 - b)^q$, где $b = H/H_{irr}$, а p и q зависят от природы пиннинга [26], дает ярко выраженный максимум F_p при $b_{max} = p/(p + q) = 0,48$ ($T = 18$ – 20 К) с $p = 1,74$ и $q = 2,17$. Для более высоких температур наблюдается плохой скейлинг (рис. 7). Чтобы сравнить полученные результаты с положениями теории коллективного пиннинга, на рис. 8 показана зависимость приведенной силы пиннинга от B/B_{sb} . Сплошная линия является аппроксимацией согласно зависимости $F_p \sim b^2 \exp(-2b^3/2)$ для $T = 18$ К и $B_{sb} = 23,6$ кЭ (здесь $b = B/B_{sb}$). Получено хорошее согласие наших экспериментальных данных с уравнением (2).

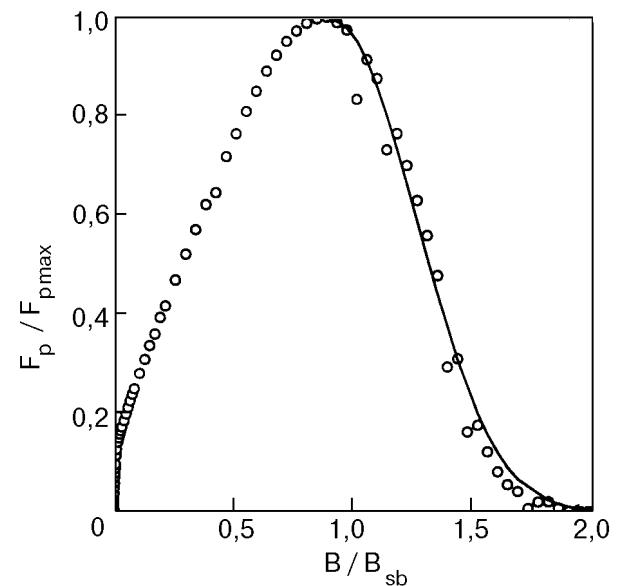


Рис. 8. Зависимость нормированной плотности силы пиннинга для $T = 18$ К от B/B_{sb} .

Пиннинг вихревой решетки в сверхпроводниках II рода может быть связан с пространственной вариацией параметра Гинзбурга—Ландау, и взаимодействие вихревой решетки с центрами пиннинга можно описать в терминах вариации критической температуры T_c (δT_c -пиннинг) или длины свободного пробега (δl -пиннинг) [23]. Для того чтобы решить, какого рода пиннинг происходит в пленке ВКВО с $x = 0,36$, необходимо сравнить зависимости $L_c(T)$ и $H_{c2}(T)$, поскольку δT_c -пиннинг предполагает $L_c \approx \xi^2/3$, а δl -пиннинг — $L_c \approx \xi^2$ [23] (ξ — длина когерентности). Такие измерения $H_{c2}(T)$ для пленки будут проведены.

Заключение

Нами исследован пиннинг вихревой решетки в эпитаксиальной монокристаллической пленке $\text{Ba}_{0,64}\text{K}_{0,36}\text{BiO}_y$, имевшей толщину 18 мкм и $T_c = 30$ К. Плотность критического тока J_c (5 К; ~0,1 Тл) составляет $5 \cdot 10^5$ А/см². Наблюдаемый в пленке пик-эффект предположительно связан с дополнительным пиннингом вихревой решетки областями с нестехиометрическим содержанием кислорода (и/или калия). Полевая зависимость критического тока в пленке ВКВО хорошо описывается теорией коллективного пиннинга в интервале температур 5–20 К, наблюдается резкое падение $J_c(B)$ с возникновением режима пиннинга связок вихрей малого размера. Прямые измерения $H_{c2}(T)$ позволят сделать окончательный вывод о характере пиннинга в пленке (δT_c - или δl -пиннинг) путем сопоставления зависимостей $H_{c2}(T)$ и $L_c(T)$.

Исследования в Минске и Варшаве частично поддержаны Международной организацией CRDF (грант ВР1-111) и Государственным комитетом по научным исследованиям Республики Польша (контракт 2Р30211407).

1. S. V. Shiryayev, S. N. Barilo, N. S. Orlova, D. J. Zhigunov, A. S. Shestac, V. T. Koyava, V. I. Gatalskaya, A. V. Puskarev, V. M. Pan, and V. F. Solovjov, *J. Cryst. Growth* **172**, 396 (1997).
2. A. N. Pargellis, F. Sharifi, R. C. Dynes, B. Miller, E. S. Hellman, J. M. Rosamilia, and E. H. Hartford, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 95 (1991).
3. Q. Huang, J. F. Zasadinski, N. Tralshawala, K. E. Gray, D. G. Hinks, J. K. Peng, and R. L. Greene, *Nature (London)* **347**, 369 (1990).
4. F. Sharifi, A. N. Pargellis, R. C. Dynes, B. Miller, E. S. Hellman, J. M. Rosamilia, and T. H. Hartford, *Phys. Rev.* **B44**, 12521 (1991).
5. M. Kosugi, J. Akimitsu, T. Uchida, M. Furuya, Y. Nagata, and T. Ekino, *Physica* **C229**, 389 (1994).
6. S. N. Barilo, V. I. Gatalskaya, S. V. Shiryayev, A. S. Shestac, L. A. Kurochkin, T. V. Smirnova, V. T. Koyava,

- N. S. Orlova, and A. V. Puskarev, *Physica* **C254**, 181 (1995).
7. I. Yeshurum and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
8. M. Dauemling, J. M. Seuntjens, and D. C. Larbalestier, *Nature* **346**, 332 (1990).
9. G. Yang, J. S. Abell, and C. E. Gough, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **3**, 1671 (1993).
10. T. Kimura, K. Kishio, T. Kobayashi, Y. Nakayama, N. Motohiro, K. Kitazawa, and K. Yamafuji, *Physica* **C192**, 247 (1992).
11. V. N. Kopylov, I. F. Schegolev, and T. G. Togonidze, *Physica* **C162–164**, 1143 (1989).
12. A. Maignan, S. N. Putilin, V. Haroly, Ch. Simon, and B. Raveau, *Physica* **C266**, 173 (1996).
13. J. L. Vargas and D. C. Larbalestier, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1741 (1992).
14. V. Hardy, A. Wahl, A. Ruyter, A. Maignan, C. Martin, B. Coudrier, J. Provost, and C. Simon, *Physica* **C232**, 347 (1994).
15. G. Yang, J. S. Abell, and C. E. Gough, in: *Proc. 7th Int. Workshop on Crit. Currents in Supercond.*, Alpbach, Austria (1994), p. 264.
16. L. Klein, E. R. Yacoby, I. Yeshurum, A. Erb, G. Miller-Vogt, V. Breit, and H. Wuhl, *Phys. Rev.* **B49**, 4403 (1994).
17. L. Kruzin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **G69**, 280 (1992).
18. Sh. Pei, J. D. Jorgensen, B. Dabrowski, D. G. Hinks, D. R. Richards, A. W. Mitchell, J. M. Newsam, S. K. Sinha, D. Vaknin, and A. J. Jacobson, *Phys. Rev.* **B41**, 4126 (1990).
19. V. I. Gatalskaya, G. V. Gatalskii, L. A. Kurochkin, S. L. Kurochkin, and S. V. Shiryayev, *Phys. Status Solidi* **A143**, 123 (1994).
20. S. Senoussi, C. Aguilon, and P. Manuel, *Physica* **C175**, 202 (1991).
21. A. I. Larkin and Y. N. Ovchinnikov, *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979).
22. M. V. Feigel'man and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B41**, 8986 (1990).
23. G. Blatter, M. V. Feigel'man, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
24. W. Harneit, T. Klein, L. Baril, and C. Escribe-Filippini, *Europhys. Lett.* **36**, 141 (1996).
25. M. Baran, H. Szymczak, R. Szymczak, S. N. Barilo, V. I. Gatalskaya, and S. V. Shiryayev, *JMMM* **166**, 124 (1997).
26. D. Dew-Hughes, *Philos. Mag.* **30**, 293 (1974).

Flux vortex pinning in the thick $\text{Ba}_{0,64}\text{K}_{0,36}\text{BiO}_y$ film

S. N. Barilo, V. I. Gatalskaya, S. V. Shiryayev, D. I. Zhigunov, L. A. Kurochkin, H. Szymczak, R. Szymczak, and M. Baran

The magnetic properties of a thick (18 μ) film of $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_y$ ($x = 0.36$) were investigated. It is shown that the field dependences of the critical currents $J_c(B)$ for 5–20 K and for the fields above the peak-effect field H_p are well described in the frameworks of the theory of small bundle collective pinning regime.