

Пиннинг в пористом высокотемпературном сверхпроводнике Bi2223

© К.Ю. Терентьев, Д.М. Гохфельд, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: molisili@mail.ru

(Поступила в Редакцию 5 мая 2011 г.)

Измерены вольт-амперные характеристики пористого сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (Bi2223) в интервалах температур 10–90 К и магнитных полей 0–80 кОе. Экспериментальные зависимости проанализированы в рамках модели, учитывающей пиннинг на кластерах нормальной фазы с фрактальными границами, и в рамках модели, учитывающей фазовые превращения вихревого вещества.

Обнаружено заметное увеличение сопротивления в области температур 60–70 К во всем рассмотренном интервале магнитных полей без изменения знака кривизны зависимости $R(I)$. Предполагается, что такое поведение вызвано особенностью пиннинга в высокопористом высокотемпературном сверхпроводнике, заключающейся во фрактальности распределения центров пиннинга с широким диапазоном масштабов самоподобия. В исследуемом материале при указанных температурах происходит плавление вихревой структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ (НИР НК-209П), Проект финансировался „Красноярским краевым фондом поддержки научной и научно-технической деятельности“.

1. Введение

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) являются сверхпроводниками второго рода, одна из особенностей которых заключается в том, что магнитное поле проникает в них в виде абрикосовских вихрей. При протекании транспортного тока по такому материалу вихри под действием силы Лоренца приходят в движение, сопровождающееся появлением конечного сопротивления. Наличие неоднородностей в реальных материалах приводит к закреплению (пиннингу) вихрей.

Даже монокристаллы ВТСП могут обладать неоднородностями (как правило, в виде разупорядочения кислорода), на которых происходит пиннинг вихрей [1].

Дополнительный вклад в пиннинг имеет место в поликристаллах из-за наличия границ между кристаллитами. Сверхпроводящие свойства границ, как правило, редуцированы. При протекании транспортного тока разрушение сверхпроводимости материала, т.е. рост кластера фазы нормального состояния начинается именно с границ. Как было показано в работах [2,3], кластер нормальной фазы можно рассматривать как фрактал, изменяющий свою размерность с увеличением температуры и транспортного тока. Следует отметить, что сверхпроводники с высокой пористостью могут быть успешно описаны в рамках теории фрактального кластера нормальной фазы в сверхпроводящей матрице [4].

Случайный пиннинг оказывает существенное влияние на решетку абрикосовских вихрей [5]; следовательно, особенности структуры пористого сверхпроводника должны привести к изменению ее параметров. При большой концентрации дефектов в кристалле решетка абрикосовских вихрей переходит в стеклоподобное со-

стояние. В работах разных авторов [3,6–8] описывается аналогичная фазе спинового стекла фаза вихревого стекла с нарушенной трансляционной симметрией решетки абрикосовских вихрей и неравномерной пространственной плотностью вихрей в реальных дефектных поликристаллах в условиях низких температур и проникающего магнитного поля. Фаза спинового стекла рассмотрена в [9,10]. В работе [3] автор выделяет два типа пиннинга: мелкомасштабный (от включений, вакансий и т.д.) и крупномасштабный (от пространственно разделенных зерен, трещин, макроскопических включений и т.д.). Как ожидается, они должны по-разному влиять на транспортные свойства материала. Мелкомасштабный пиннинг разрушает дальний порядок в абрикосовской решетке и, как следствие, приводит к стеклоподобному ее состоянию. Крупномасштабный пиннинг, по мнению автора [3], оказывает влияние на макроскопический режим течения потока, оставляя решетку ненарушенной.

Большинство исследователей уделяло внимание изучению фазовой диаграммы абрикосовских вихрей текстурированных поликристаллов [11–16] с преобладающим мелкомасштабным пиннингом. В этих работах проводилось вычисление температуры перехода в состояние вихревого стекла T_g . На практике эта температура обнаруживается как граница изменения знака кривизны скейлинговых зависимостей $R(I)$ в логарифмических координатах, полученных при различных температурах. Наличие смены знака кривизны свидетельствует о фазовом переходе в решетке абрикосовских вихрей.

В высокопористом ВТСП, как ожидается, присутствуют в полной мере как крупномасштабный, так и мелкомасштабный пиннинг благодаря фрактальности

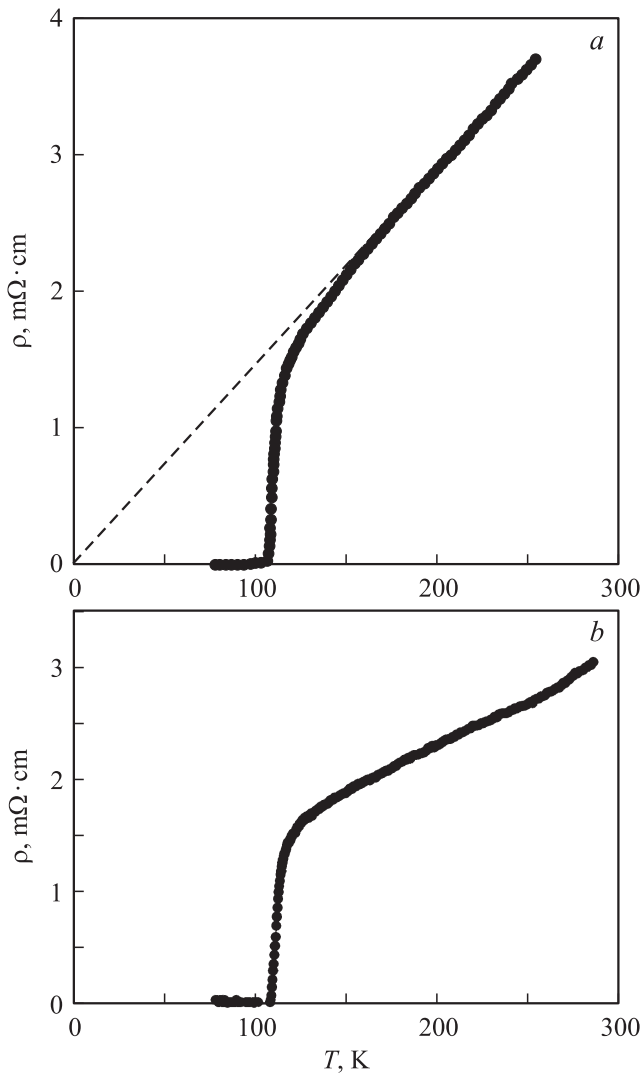


Рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ для Bi2223 из работы [18]. *a* — для вспененного образца, *b* — для плотного кристалла.

межкристаллитных границ в широком диапазоне масштабов самоподобия. Высокая пористость и разупорядоченность могут способствовать пиннингу и увеличению плотности критического тока в таких материалах. Действительно, в высокопористых ВТСП-материалах диамагнитный отклик на единицу массы почти вдвое больше, чем у поликристаллического образца того же состава [17].

Такой материал может быть создан различными методами [18–20]. Ранее исследовался ВТСП с пористой структурой, представляющий собой совокупность крупных кристаллитов ($\sim 20 \mu\text{m}$) [17]. В полученных пористых ВТСП-материалах влияние межгранульных границ на сопротивление пренебрежимо мало [18], как следует из рис. 1.

Видно, что сопротивление вспененного образца экстраполируется прямой, устремляющейся к нулю при нулевой температуре. Напротив, у плотного образца,

изготовленного из данной пены, имеется ненулевое остаточное сопротивление, что можно объяснить вкладом межгранульных границ. Высокопористый ВТСП-материал можно рассматривать как совокупность монокристаллов, разделенных в пространстве и соприкасающихся между собой преимущественно гранями.

В настоящей работе синтезированы пористые образцы состава Bi2223 и измерены их вольт-амперные характеристики (ВАХ) в широких интервалах температур и магнитных полей с целью изучения особенностей пиннинга в данном материале. Результаты проанализированы в рамках модели [2,3]. Был проведен поиск фазовых переходов вихревой структуры [21].

2. Эксперимент

Технология синтеза пористого ВТСП описана в работе [18]. Плотность полученного материала 1.55 g/cm^3 (26% от теоретической плотности Bi2223). SEM-микротографии позволили изучить внутреннюю структуру материала [4]: кристаллиты Bi2223 расположены хаотически, их средний размер $\sim 1\text{--}2 \mu\text{m}$ вдоль оси *c* и $\sim 20 \times 30 \mu\text{m}$ в плоскости *ab*; между отдельными кристаллитами или их скоплениями имеются поры с диаметром от $\sim 10 \mu\text{m}$ и меньше (рис. 2).

Сверхпроводящее состояние устанавливается при температуре $T_c = 105 \text{ K}$ [4].

Измерения ВАХ проводились стандартным четырехзондовым методом в диапазоне магнитных полей $0\text{--}80 \text{ kOe}$ и температурном интервале $10\text{--}90 \text{ K}$. Совпадение прямого и обратного хода ВАХ при сканировании тока показало отсутствие саморазогрева.

На рис. 3 представлены ВАХ высокопористого Bi2223 , измеренные при различных температурах в полях 20 и 80 kOe .

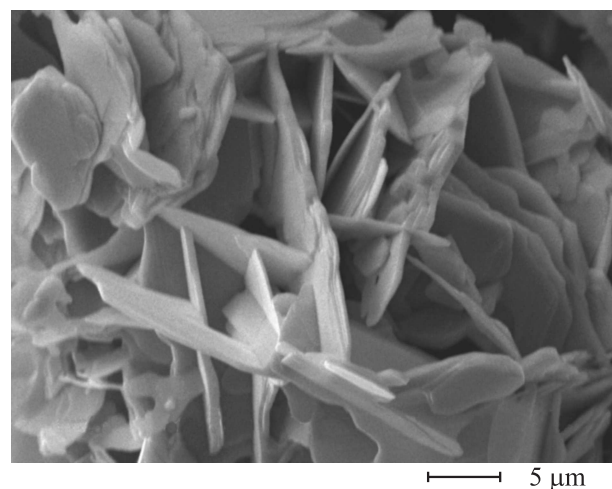


Рис. 2. Микроструктура пористого сверхпроводника состава Bi2223 .

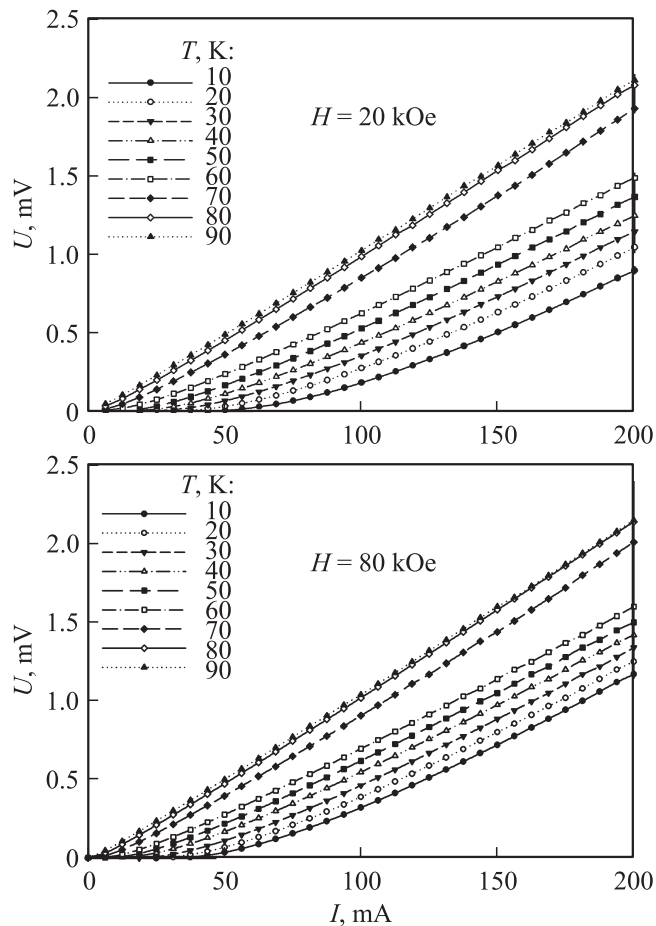


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики ВТСП, измеренные при различных температурах в полях 20 и 80 кОе.

3. Обсуждение результатов

Фрактальные границы сверхпроводящих кластеров, являющиеся в упомянутом выше смысле как мелко-масштабными, так и крупномасштабными дефектами, эффективно пиннируют магнитный поток. Пиннинг на фрактальных границах между ВТСП и нормальной фазой был рассмотрен в работах Кузьмина [2,3]. В работе [4] было показано, что модель сверхпроводника с фрактальными кластерами подходит для описания транспортных свойств ВТСП низкой плотности $Bi_{1.8}Pb_{0.3}Sr_{1.9}Ca_2Cu_3O_x$. В настоящей работе представлены результаты подробного исследования пористого сверхпроводника в рамках модели фрактального кластера.

Для сопоставления экспериментальных ВАХ и теоретических кривых, полученных по теории фрактальных кластеров, была использована формула из работы [3]

$$u = r_f \left[i \exp(-Ci^{-2/D}) - C^{D/2} \Gamma\left(1 - \frac{D}{2}, Ci^{-2/D}\right) \right],$$

где D — фрактальная размерность, u — безразмерное напряжение, r_f — безразмерное сопротивление потоку,

i — безразмерный ток, полученный после нормирования на критический ток I_c , $C = ((2 + D)/2)^{2/D+1}$, Γ — гамма-функция.

Нормированные ВАХ приведены на рис. 4 при различных температурах без поля и в максимальном магнитном поле 80 кОе.

В интервале температур 40–50 К происходит наибольшее изменение сопротивления, угла наклона линейного участка зависимостей $U(I)$. Вероятно, это связано с наибольшим изменением фрактальной размерности границы несверхпроводящего кластера. Фрактальная размерность границ кластеров слабо растет с увеличением магнитного поля.

С помощью метода, предложенного в работе [22], ранее нами [4] было получено значение фрактальной размерности межкристаллитных границ образца высокой пористости $D = 1.7 \pm 0.1$. Эта величина близка к подгочному значению фрактальной размерности границ между кластерами сверхпроводящей и нормальной фаз $D = 1.75$, использованному при описании ВАХ высокопористых ВТСП при температуре выше $T = 77.4$ К в нулевом поле.

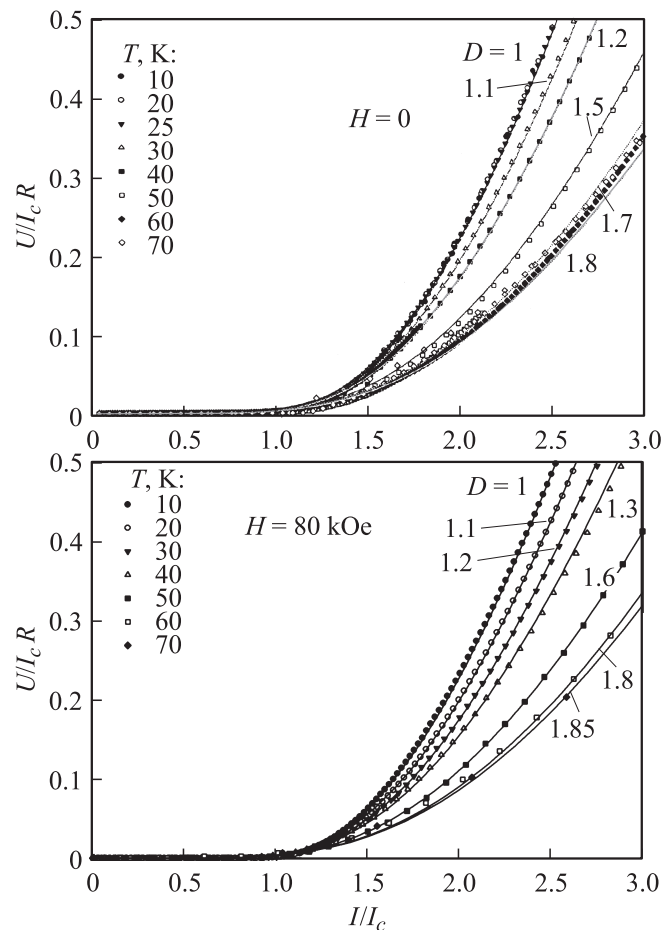


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики, нормированные на значение критического тока, при различных температурах и полях 0 и 80 кОе.

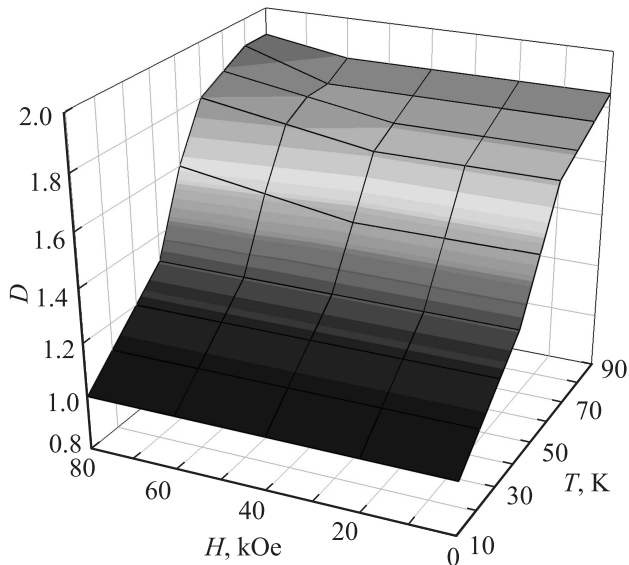


Рис. 5. Зависимость фрактальной размерности границы между сверхпроводящей и нормальной фазами высокопористого ВТСП от магнитного поля и температуры.

Полная картина эволюции фрактальной размерности в зависимости от температуры и магнитного поля показана на рис. 5.

Для получения информации о фазовых переходах в вихревой структуре сверхпроводника были построены зависимости $R(I)$ в логарифмических координатах. На рис. 6 представлены зависимости $R(I)$ при температурах 10–90 К во внешних полях 20 и 80 кОе.

На зависимостях $R(I)$ во всем интервале температур изменения кривизны с положительной на отрицательную не наблюдается. Таким образом, в измеренных интервалах магнитных полей и температур фазовые переходы вихревых структур нами не зафиксированы. Следует отметить, что при различных магнитных полях наклон линейных участков кривых $R(I)$ при соответствующих температурах меняется незначительно, и характер изменений одинаков как в случае отсутствия внешнего поля, так и в максимальном поле. Фрактальная размерность слабо зависит от величины магнитного поля в интервале 0–80 кОе.

В интервале температур 60–70 К наблюдается „разрыв“ в ряду зависимостей $R(I)$. При этих же температурах кривая зависимости дифференциального сопротивления от температуры меняет характер зависимости скачкообразно (рис. 7).

Подобный результат был получен при теоретических расчетах методом Монте-Карло [23]. Расчеты теплоемкости и ВАХ показывают наличие скачка в этом же температурном интервале, которое авторы связывают со стадийным плавлением решетки абрикосовских вихрей, заканчивающимся на центрах пиннинга. Схожесть полученных ВАХ и близость температурного диапазона, в котором происходит скачок падения напряжения, свиде-

тельствуют о сходном поведении высокопористых сверхпроводников и модели, положенной в основу расчета. Возможно, что предложенный механизм, указывающий на наличие фазового перехода в интервале температур 60–70 К, имеет место в высокопористом ВТСП. В этом случае можно оценить потенциал пиннинга величиной $U_p \approx 0.05$ eV.

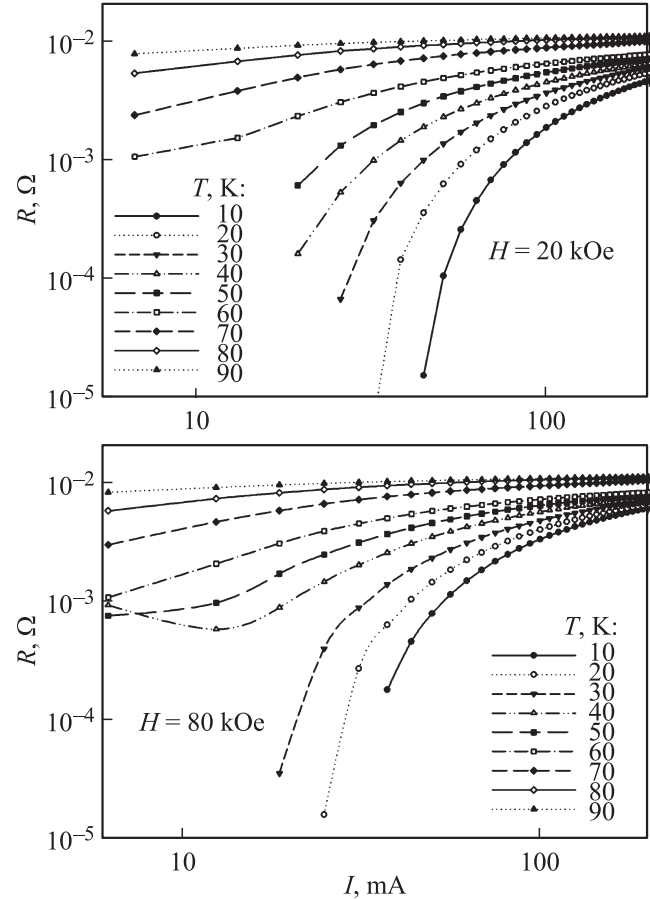


Рис. 6. Зависимости $R(I)$ при различных температурах в полях 20 и 80 кОе.

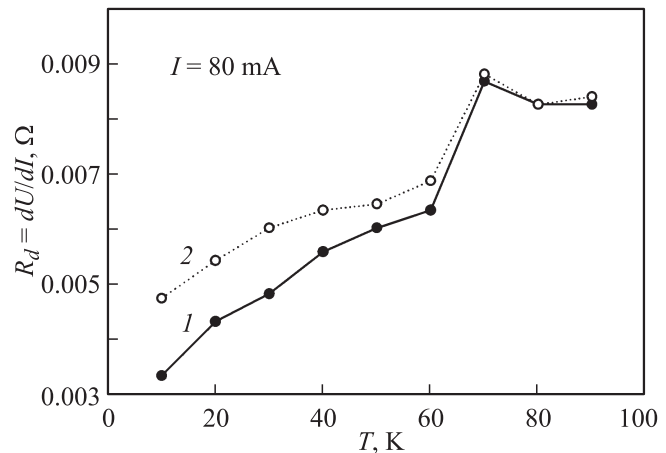


Рис. 7. Зависимости $R_d(I)$, полученные при токе $I = 80$ мА в магнитных полях 20 (1) и 80 кОе (2).

При повышении температуры, когда энергия тепловых флуктуаций $k_B T$ становится сравнимой с энергией пиннинга U , начинается срыв вихрей с центров пиннинга. Согласно теории Кима–Андерсона [24], при этих условиях появляется конечное сопротивление $\rho = \rho_{FF} \exp(-U/k_B T)$, где ρ_{FF} — сопротивление течению потока. „Разрыв“ в интервале температур 60–70 К можно объяснить действием двух противоборствующих эффектов: срывом вихрей с центров пиннинга из-за тепловых флуктуаций и увеличением пиннинга, связанным с ростом размерности фрактальных границ. До 60 К увеличение размерности частично компенсирует рост сопротивления из-за тепловых флуктуаций. При достижении максимального значения фрактальной размерности такая компенсация прекращается и наблюдается резкое увеличение сопротивления. Альтернативным объяснением интенсивного роста сопротивления в интервале температур 60–70 К является то, что в этом интервале сердцевина абрикосовского вихря становится больше максимального масштаба самоподобия распределения центров пиннинга.

Предложенные механизмы связи фрактальной размерности и особенностей пиннинга в высокопористом ВТСП могут работать как по отдельности, так и совместно.

4. Заключение

Экспериментальные ВАХ высокопористого ВТСП Bi-2223, измеренные в широких интервалах температур 10–90 К и магнитных полей 0–80 кОе, проанализированы в рамках теории фазовых превращений вихревого вещества [21] и теории фрактальной границы кластера нормальной фазы в сверхпроводящей матрице [2,3].

Отсутствие изменения знака кривизны при увеличении температуры для зависимостей $R(I)$ свидетельствует, согласно [21], об отсутствии фазовых переходов вихревой структуры. Наблюдается заметное увеличение сопротивления в интервале 60–70 К, которое, как мы предполагаем, связано с изменением фрактальной размерности границы нормального кластера, растущего внутри кристаллитов высокопористого ВТСП [2,3]. При достижении этого температурного интервала сердцевина абрикосовского вихря становится больше размера максимального масштаба самоподобия фрактальной межфазной границы, и эффективный пиннинг резко уменьшается. В этом случае происходит поэтапное плавление вихревого вещества, что согласуется с результатами работы [23]. Возможным механизмом является частичная компенсация роста сопротивления из-за тепловых флуктуаций увеличением размерности при температурах 50–60 К. При достижении максимального значения фрактальной размерности такая компенсация уменьшается и наблюдается резкое увеличение сопротивления.

Когда статья готовилась к печати, вышла работа [25], в которой обнаружено увеличение фрактальной размерности каналов транспорта вихрей в сверхпроводнике YBCO с ростом магнитного поля.

Список литературы

- [1] M. Fratini, A. Poccia, A. Ricci, G. Campi, M. Burghammer, G. Aeppli, A. Bianconi. *Nature* **466**, 841 (2010).
- [2] Ю.И. Кузьмин. Письма в ЖТФ **29**, 10, 36 (2003).
- [3] Ю.И. Кузьмин. ФТТ **43**, 7, 1157 (2001).
- [4] Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, Д.М. Гохфельд, Л.В. Кашкина, Ю.И. Кузьмин, К.Р. Мигель, М.И. Петров, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов. ФТТ **48**, 2, 193 (2006).
- [5] A.I. Larkin, Yu.N. Ovchinnikov. *J. Low Temp. Phys.* **34**, 409 (1979).
- [6] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [7] R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, M.P.A. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989).
- [8] J. Kierfeld, V. Vinokur. *Phys. Rev. B* **69**, 024 501 (2004).
- [9] D. Sherrington, S. Kirkpatrick. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1972 (1975).
- [10] G. Parisi. *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1754 (1979).
- [11] J.H. Cho, M.P. Maley, S. Fleshier. *Phys. Rev. B* **50**, 6493 (1994).
- [12] Q. Li, H.J. Wiesmann, M. Suenaga, M. Motovidlo, P. Haldar. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 637 (1995).
- [13] M. Kiuchi, K. Noguchi, T. Matsushita, T. Kato, T. Hikala, K. Sato. *Physica C* **278**, 62 (1997).
- [14] B. Lehdorff, M. Hortig, H. Piel. *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 1261 (1998).
- [15] M. Acosta, V. Sosa, C. Acosta. *Superficies y Vacío* **12**, 12 (2001).
- [16] E. Nazarova, K. Nenkov, K. Buchkov, A. Zahariev. *Open Supercond. J.* **3**, 1 (2011).
- [17] А.А. Дубровский, М.И. Петров, Д.А. Балаев, И.Л. Белозерова, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, О.Н. Мартыанов. ЖТФ **789**, 8, 45 (2009).
- [18] М.И. Петров, Т.Н. Тетюева, Л.И. Квеглис, А.А. Ефремов, Г.М. Зеер, К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, С.Г. Овчинников. Письма в ЖТФ **29**, 23, 40 (2003).
- [19] E.S. Reddy, G.J. Schmitz. *Supercond. Sci. Technol.* **15**, L21 (2002).
- [20] E. Bartolomé, X. Granados, T. Puig, X. Obradors, E.S. Reddy, G.J. Schmitz. *Phys. Rev. B* **70**, 144 514 (2004).
- [21] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse. *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [22] B.B. Mandelbrot. *The fractal geometry of nature*. Freeman, San Francisco (1982).
- [23] В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.Е. Грачева, О.А. Никитенко. ЖЭТФ **117**, 1, 182 (2000).
- [24] P.W. Anderson, Y.B. Kim. *Rev. Mod. Phys.* **36**, 1, 39 (1964).
- [25] М.А. Васютин. Письма в ЖТФ, **37**, 16, 1 (2011).