

05.4

Статистика кластеров нормальной фазы и захват магнитного потока в пленках высокотемпературных сверхпроводников

© Ю.И. Кузьмин, И.В. Плешаков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
Центр инженерных и прикладных научных исследований Автономного
Университета штата Морелос, 62210, Куэрнавака, Мексика
(Center for Research on Engineering and Applied Sciences, UAEM, 62210,
Cuernavaca, Morelos, Mexico)

Поступило в Редакцию 15 марта 1999 г.

Рассматриваются структурно-морфологические свойства сверхпроводящих пленок YBCO и их связь с магнитными и транспортными явлениями. Выполнен геометрико-вероятностный анализ основных статистических характеристик кластеров нормальной фазы и выявлено их влияние на динамику захваченного магнитного потока при воздействии импульсного транспортного тока. Сверхпроводящая пленка рассматривается как перколяционная система. Установлено, что критические токи обладают статистическим распределением, обусловленным морфологией структуры изучаемого материала. Найден критический ток перехода пленки в резистивное состояние.

Одно из перспективных направлений оптимизации свойств сверхпроводящих материалов состоит в повышении критического тока за счет создания искусственных центров пиннинга [1–4]. Если сверхпроводник содержит в своем объеме изолированные фрагменты нормальной фазы, то они могут эффективно захватывать магнитный поток, удерживая вихри от движения под действием силы Лоренца. Цель настоящей работы состоит в изучении геометрико-статистических свойств кластеров нормальной фазы и влияния, оказываемого ими на захват магнитного потока и критические токи в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП).

Объектом исследования является сверхпроводящая пленка YBCO, содержащая фрагменты нормальной фазы с заданной текстурой. Оси a и b ориентированы в плоскости подложки; включения нормальной фазы зарождались в процессе роста пленки в местах дефектов на границе

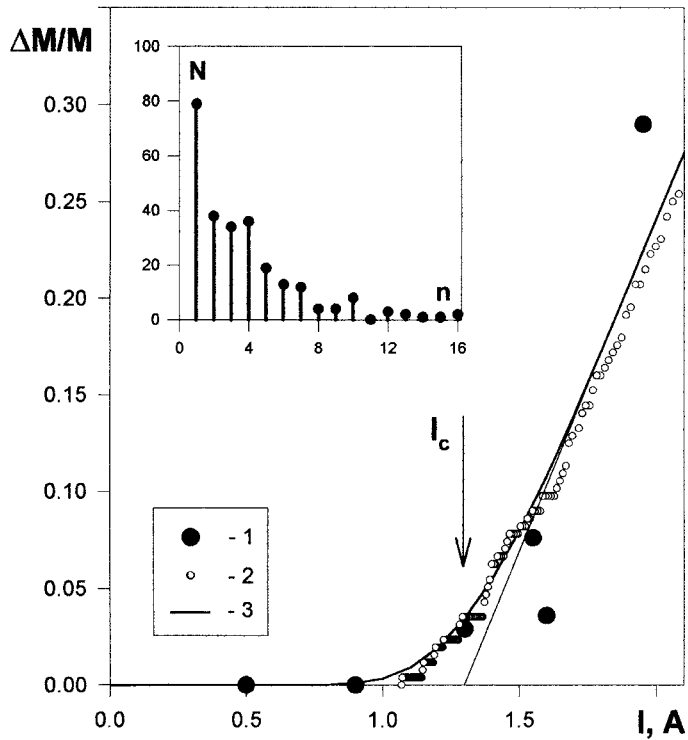
с подложкой и имеют столбчатую структуру, направленную по оси c . Масштаб неоднородностей вдоль этой оси существенно превосходит толщину пленки, поэтому распределение магнитного потока является двумерным. Относительное заполнение поверхности пленки нормальной фазой составляет 19.5%. Эта величина значительно меньше порога протекания для переноса магнитного потока в поперечном направлении (50% в случае двумерной перколяции [5,6]). В то же время сверхпроводящая фаза занимает 80.5% поверхности, что обеспечивает протекание транспортного тока в плоскости пленки по сверхпроводящему перколяционному кластеру. Подобная структура обеспечивает эффективный пиннинг, повышая тем самым критический ток, поскольку магнитный поток захватывается в конечные кластеры нормальной фазы и вихри не могут их покинуть, не пересекая при этом бесконечный сверхпроводящий кластер.

Для анализа геометрико-статистических характеристик кластеров нормальной фазы, которые играют роль центров пиннинга, была просканирована электронная микрофотография пленки, содержащая 256 таких кластеров с суммарной площадью $18.97 \mu\text{m}^2$. На рисунке приведена гистограмма выборки площадей кластеров нормальной фазы, где по оси ординат отложено число кластеров N , площадь которых попадает в данную группу разбиений, по оси абсцисс — номер группы разбиений n . Максимальная и минимальная площади кластеров равны $S_{\max} = 0.3684 \mu\text{m}^2$ и $S_{\min} = 0.0021 \mu\text{m}^2$ соответственно, выборочное среднее $\bar{S} = 0.0741 \mu\text{m}^2$, выборочное среднеквадратичное отклонение $\sigma_s = 0.0696 \mu\text{m}^2$, стандартная ошибка (т.е. среднеквадратичное отклонение для средней площади кластера) $s = \sigma_s / \sqrt{256} = 0.00435 \mu\text{m}^2$. Значительная асимметрия распределения ($\gamma = 1.7$), а также статистически незначимое (6%) расхождение между выборочным средним и среднеквадратичным отклонением позволяют сделать вывод об экспоненциальном распределении площадей кластеров нормальной фазы, плотность вероятности которой имеет вид:

$$f(S) = \frac{1}{\bar{S}} \exp\left(-\frac{S}{\bar{S}}\right), \quad (1)$$

где S — площадь кластера нормальной фазы.

В ходе экспериментов образец охлаждался в магнитном поле до температуры жидкого азота и по изменению намагниченности под воздействием импульсов транспортного тока измерялись критические токи



Воздействие импульсного транспортного тока на захваченный магнитный поток: 1 — изменение намагниченности; 2 — эмпирическая функция распределения критических токов; 3 — экспоненциально-гиперболическое распределение критических токов; I_c — критический ток перехода в резистивное состояние. На вставке приведена гистограмма выборки площадей кластеров нормальной фазы, N — число кластеров, площадь которых попадает в данную группу разбиений, n — номер группы разбиений.

пленки. При охлаждении в магнитном поле, направленном вдоль оси c , до температуры ниже критической магнитный поток захватывается в кластерах нормальной фазы. Пропускание тока в плоскости (a, b) вызывает изменение намагниченности за счет срыва магнитного потока с тех кластеров, у которых сила пиннинга меньше силы Лоренца, создаваемой

транспортным током. Поскольку в пленке сформирован перколяционный сверхпроводящий кластер, при срыве магнитного потока с центров пиннинга вихри должны пересечь область, занятую сверхпроводящей фазой.

При дальнейшем рассмотрении необходимо принимать во внимание, что для ВТСП характерна малая длина когерентности [7], благодаря чему в этих материалах легко образуются слабые связи. Такие структурные дефекты, как границы зерен, кристаллитов, и в особенности границы двойникования, которые при большой длине когерентности служили бы просто центрами рассеяния, в ВТСП приводят к формированию слабых связей в широком диапазоне пространственных масштабов. Поэтому вокруг каждого кластера нормальной фазы всегда имеются слабые связи, по которым в первую очередь будут проходить вихри при воздействии силы Лоренца [8–12]. Чем большие размеры имеет кластер, тем больше таких слабых мест находится по периметру окружающего его сверхпроводящего пространства и, следовательно, тем меньше будет критический ток, при котором произойдет срыв магнитного потока с данного центра пиннинга. Таким образом, каждый кластер нормальной фазы имеет свое значение критического тока. Исходя из этих геометрических аргументов, предположим, что критический ток обратно пропорционален периметру P кластера нормальной фазы: $I \propto 1/P$. В свою очередь $P \propto \sqrt{S}$, поэтому $I \propto 1/\sqrt{S}$. Будем считать, что концентрация слабых связей на единицу длины периметра постоянна для всех кластеров и что все кластеры равной площади имеют одинаковую силу пиннинга. Тогда для геометрически подобных кластеров критический ток равен $I = \beta/\sqrt{S}$, где β — фактор формы.

При протекании транспортного тока магнитный поток будет в первую очередь срываться с кластеров, обладающих меньшей силой пиннинга, меньшим критическим током и соответственно большими размерами. Поэтому изменение намагниченности M при воздействии транспортного тока пропорционально числу всех кластеров нормальной фазы, критический ток которых меньше заданного. Относительное изменение намагниченности может быть выражено через функцию накопленной вероятности $F = F(S)$ распределения площадей кластеров нормальной фазы, являющуюся мерой количества кластеров, площадь которых не превышает заданного значения S :

$$\frac{\Delta M}{M} = 1 - F(S), \quad \text{где} \quad F(S) \equiv \int_0^S f(S) dS. \quad (2)$$

Поскольку в соответствии со сделанными предположениями $S = \beta^2/I^2$ экспоненциальное распределение площадей кластеров (1) порождает экспоненциально-гиперболическое распределение критических токов,

$$\frac{\Delta M}{M} = \exp\left(-\frac{\beta^2}{SI^2}\right). \quad (3)$$

Таким образом, по изменениям захваченного магнитного потока, вызываемым импульсами транспортного тока различной амплитуды, можно просканировать все распределение критических токов, определяемое геометрико-статистическими свойствами кластеров нормальной фазы. Результаты таких измерений представлены на рисунке. Каждая из точек (1) показывает изменение намагниченности пленки при пропускании через нее одиночного импульса тока длительностью 100 ms. При столь кратковременном воздействии не успевает развиться термомагнитная неустойчивость, неизбежная при пропускании постоянного тока такой же величины, и образец остается сверхпроводящим вплоть до максимальных значений амплитуды импульса. Площадь поперечного сечения пленки составляла $4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$. Измерения намагниченности выполнялись при помощи датчика Холла с чувствительностью $30 \mu\text{V} \cdot \text{Gs}^{-1}$, при минимальной измеряемой величине магнитного поля 0.02 Gs.

Чтобы установить связь динамики захваченного магнитного потока с геометрико-морфологическими свойствами сверхпроводящей структуры пленки, была рассчитана эмпирическая функция распределения $F^* = F^*(S)$ площадей кластеров нормальной фазы, дающая статистическую оценку функции накопленной вероятности $F = F(S)$ (формула (2)). Для каждой порядковой статистики величина $F^*(S)$ вычислялась как относительное число кластеров, площадь которых не превосходит данной площади S . Преобразование координат вида $\{F^* \rightarrow 1 - F^*, S \rightarrow \beta/\sqrt{S}\}$ дает эмпирическую функцию распределения кластеров нормальной фазы по их критическим токам, являющуюся статистическим аналогом функции распределения (3). Полученное таким путем распределение критических токов показано на рисунке (точки 2). Фактор формы $\beta = 0.649 \text{ A} \cdot \mu\text{m}$ был вычислен в результате регрессионного анализа: данные магнитных измерений (точки 1) были аппроксимированы экспоненциально-гиперболическим распределением (3) по методу наименьших квадратов (кривая 3).

Важно отметить, что точки 2 также являются экспериментальными и отражают морфологические свойства сверхпроводящей структуры пленки.

Как видно из рисунка, кривая 3 практически идеально описывает постоянную намагниченность при токах, меньших 1 А. В образце нет центров пиннинга со столь малыми критическими токами, а поскольку сила пиннинга меньше у больших кластеров, неизменность захваченного потока в этом диапазоне транспортных токов объясняется отсутствием кластеров нормальной фазы, периметр которых превосходит некоторую пороговую величину. Площадь наибольшего кластера в выборке равна $S_{\max} = 0.3684 \mu\text{m}^2$, что соответствует критическому току $I_{\min} = \beta/\sqrt{S_{\max}} = 1.07$ А. Именно с этого значения начинаются точки 2 на графике эмпирической функции распределения критических токов (см. рисунок).

Каждый кластер нормальной фазы имеет свое значение критического тока, которое дает свой вклад в статистическое распределение. По этому распределению можно найти критический ток I_c , при непрерывном пропускании которого образец переходит в резистивное состояние. На рисунке показано, как определить величину I_c по точке пересечения оси абсцисс с касательной, проходящей через точку перегиба кривой 3. Координаты точки перегиба $I = \beta\sqrt{2/(3\bar{S})}$, $\Delta M/M = \exp(-3/2)$; ток перехода в резистивное состояние $I_c = (2/3)^{3/2}\beta/\sqrt{\bar{S}}$. Для исследуемой пленки эта величина составляет $I_c = 1.3$ А, что хорошо согласуется с данными независимых экспериментов по измерению критических токов.

Основной результат настоящей работы состоит в том, что установлено определяющее влияние морфологии сверхпроводящей структуры, а именно статистических свойств кластеров нормальной фазы, на захват магнитного потока и критические токи пленок ВТСП. Из статистических свойств геометрической структуры пленки можно получать информацию о статистическом распределении критических токов, что представляет непосредственный интерес для оптимизации параметров сверхпроводящих материалов, в частности для увеличения критических токов.

Данная работа выполнена при частичном финансировании по программе "Интеграция", грант № 679.

Список литературы

- [1] *Krusin-Elbaum L., Blatter G., Thompson J.R., Petrov D.K., Wheeler R., Ullmann J., Chu C.W.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. N 18. P. 3948–3951.
- [2] *Jooss Ch., Warthmann R., Kronmüller H., Haage T., Habermeier H.-U., Zegenhagen J.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. N 3. P. 632–635.
- [3] *Beasley M.R.* // Percolation, Localization and Superconductivity / Ed. by A.M. Goldman and S.A. Wolf. NATO ASI Series. Ser. B. V. 109. N.Y.: Plenum Press, 1984. P. 115–143.
- [4] *Davidson A., Beasley M.R., Tinkham M.* // IEEE Trans. Magn. 1975. V. MAG-11. N 2. P. 276–279.
- [5] *Zallen R., Scher H.* // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. N 12. P. 4474–4479.
- [6] *Stauffer D.* // Phys. Reports. 1979. V. 54. N 1. P. 2–74.
- [7] *Sonier J.E., Kiefl R.F., Brewer J.H., Bonn D.A., Dunsiger S.R., Hardy W.N., Liang R., Miller R.I., Noakes D.R., Stronach C.E.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. N 2. P. R729–R732.
- [8] *Kuzmin Yu.I., Paugurt A.P., Pleshakov I.V., Rasumov S.V.* // Supercond. Sci. Technol. 1994. V. 7. N 1. P. 41–44.
- [9] *De Nivelle M.J.M.E., Gerritsma G.J., Rogalla H.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. N 10. P. 1525–1528.
- [10] *Higuchi T., Yoo S.I., Murakami M.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. N 2. P. 1514–1527.
- [11] *Pautrat A., Simon Ch., Rykov A.I., Tajima S.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. N 1. P. 199–202.
- [12] *Jelila F.S., Maneval J.-P., Ladan F.-R., Chibane F., Marie-de-Ficquelmont A., Méchin L., Villégier J.-C., Aprili M., Lesueur J.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. N 9. P. 1933–1936.