

05.5

## **Электрическое поле, индуцируемое коллективным крипом вихрей, в сверхпроводниках с фрактальными кластерами нормальной фазы**

© Ю.И. Кузьмин<sup>1,2</sup>, И.В. Плешаков<sup>1,2</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

E-mail: iourk@yandex.ru

*Поступило в Редакцию 7 июля 2015 г.*

Рассматривается влияние коллективного крипа магнитного потока на электрическое поле, индуцируемое в сверхпроводящем композите с фрактальной кластерной структурой. Получены вольт-амперные характеристики таких сверхпроводников с учетом влияния фрактальной размерности границ кластеров нормальной фазы и высоты барьера пиннинга на нелинейность ВАХ при малых транспортных токах. Установлена связь коллективного пиннинга и состояния вихревого стекла, которое реализуется в сверхпроводниках с фрактальной кластерной структурой. Показано, что при коллективном крипе индуцируется электрическое поле меньшей величины, чем при крипе Андерсона–Кима.

Критический ток является важным параметром, определяющим возможности применения сверхпроводников [1]. Эффективный способ повышения критического тока состоит в локализации вихрей на центрах пиннинга. Использование в качестве таких центров кластеров нормальной фазы с фрактальными границами открывает новые возможности для увеличения токонесущей способности сверхпроводящих композитов [2,3]. В данной работе впервые рассматривается влияние фрактальных кластеров нормальной фазы на электрическое поле, индуцируемое коллективным крипом магнитного потока.

Причиной появления электрического поля при пропускании транспортного тока через сверхпроводник II рода является движение магнитного потока, переносимого вихрями. В свою очередь, появление напряжения на сверхпроводнике означает наличие диссипации, которая в итоге ведет к разрушению сверхпроводящего состояния вследствие

развития термомагнитной неустойчивости. Движение магнитного потока в сверхпроводнике может происходить двумя способами — за счет течения (flux flow — FF) и за счет крипа (flux creep — FC). При течении магнитный поток переносится свободными вихрями, сорванными с центров пиннинга силой Лоренца, создаваемой транспортным током. Течение магнитного потока возможно лишь при транспортном токе, превышающем критический ток депиннинга, т.е. является пороговым эффектом.

При крипе магнитный поток переносится запиннированными вихрями, совершающими термоактивированные перескоки через барьеры пиннинга, что также происходит при воздействии силы Лоренца [4]. Существуют две основные концепции крипа: крип Андерсона–Кима (АКС) [5] и коллективный крип (СС) [6,7]. В отличие от течения потока, вихри могут двигаться за счет крипа при любом транспортном токе, в том числе меньшем критического, поэтому при крипе отсутствует порог по электрическому току. Вопрос о подавлении крипа имеет большое практическое значение, особенно для высокотемпературных сверхпроводников, у которых величина термоактивации вихрей больше, чем у низкотемпературных [8,9].

Постановка задачи подробно описана в работах [2,3]. Рассматривается сверхпроводник, содержащий изолированные кластеры нормальной фазы. Эти кластеры могут быть образованы нестехиометрическими включениями или областями с пониженным значением сверхпроводящего параметра порядка. Подобные кластеры могут образоваться в процессе роста сверхпроводящей пленки или в результате облучения тяжелыми ионами. Эти кластеры представляют собой множества включений нормальной фазы, объединенные совместно захваченным магнитным потоком и окруженные сверхпроводящей фазой. Предполагается, что доля сверхпроводящей фазы превосходит порог протекания и в образце сформирован сверхпроводящий перколяционный кластер. Такая структура обеспечивает эффективный пиннинг, поскольку магнитный поток захвачен в кластерах нормальной фазы и не может их покинуть, не пересекая окружающее сверхпроводящее пространство. При увеличении транспортного тока наступает момент, когда начинается срыв вихрей с тех кластеров, у которых сила пиннинга меньше силы Лоренца, создаваемой током. Когда это происходит, вихри двигаются по слабым связям, соединяющим между собой кластеры нормальной фазы и формирующим каналы транспорта вихрей. Слабые связи особенно

легко образуются на различных структурных дефектах в ВТСП, для которых характерна малая длина когерентности. В зависимости от конфигурации слабых связей каждый кластер нормальной фазы имеет свой ток депиннинга, который вносит вклад в суммарное распределение критических токов. Критический ток кластера пропорционален силе пиннинга и равен току, при котором магнитный поток перестает удерживаться кластером нормальной фазы [3].

В работе [2] впервые установлено, что кластеры нормальной фазы могут иметь фрактальные границы, и это свойство оказывает существенное влияние на динамику вихрей. Для фрактальных кластеров выполняется соотношение скейлинга между периметром  $P$  и площадью  $A$  —  $P^{1/D} \propto A^{1/2}$  (где  $D$  — фрактальная размерность границы кластера,  $1 \uparrow D \uparrow 2$ ), которое согласуется с обобщенной теоремой Эвклида (подобие геометрических объектов при приведении к одной размерности) [10]. Фрактальная граница, как объект с дробной размерностью, обладает неоднородностями в широком диапазоне пространственных масштабов, в который входит и размер сердцевин вихря. Это приводит к усилению пиннинга. Являясь источником статического беспорядка, фрактальные кластеры нормальной фазы влияют на динамику вихрей, способствуя аморфизации вихревой структуры и образованию фазы вихревого стекла [11].

Геометрико-вероятностные свойства кластеров нормальной фазы оказывают существенное влияние на распределение критических токов. Различные варианты распределений критических токов для кластеров с фрактальными границами проанализированы в работах [3,12]. Далее будет рассмотрено наиболее важное в практическом отношении экспоненциально-гиперболическое распределение критических токов депиннинга

$$f(i) = \frac{2C}{D} i^{-\frac{2}{D}-1} \exp(-Ci^{-\frac{2}{D}}), \quad (1)$$

которое реализуется в пленочных структурах на основе YBCO с экспоненциальным распределением площадей кластеров [2,3]. В формуле (1) использованы следующие обозначения:  $i \equiv I/I_c$  — безразмерный электрический ток, нормированный относительно критического тока перехода в резистивное состояние  $I_c \equiv \alpha(C\bar{A})^{-D/2}$ ;  $C \equiv ((2+D)/2)^{2/D+1}$  — константа, зависящая от фрактальной размерности  $D$ ,  $\bar{A}$  — средняя площадь кластера,  $\alpha$  — фактор формы кластера.

Электрическое поле, индуцируемое при движении магнитного потока, пропорционально суммарному отклику всех кластеров на пропускание транспортного тока. Напряжение на сверхпроводнике  $V = V(i)$  складывается из двух составляющих, индуцируемых течением ( $V_{ff}$ ) и крипом ( $V_{fc}$ ) магнитного потока

$$V = V_{ff} + V_{fc} = \int_0^i di' v_{ff}(i, i') f(i') + \int_i^\infty di' v_{fc}(i, i') f(i'), \quad (2)$$

где  $v_{ff}(i, i')$  и  $v_{fc}(i, i')$  — парциальные напряжения, индуцируемые течением и крипом соответственно. Парциальное напряжение  $v(i, i')$  индуцируется движением вихрей при пропускании транспортного тока  $i$  через сверхпроводник, в котором все центры пиннинга имеют одинаковый критический ток депиннинга  $i'$ .

При течении поток переносится свободными вихрями, сорванными силой Лоренца с центров пиннинга, критический ток  $i'$  которых меньше транспортного тока  $i$ . Парциальное напряжение в этом случае равно  $v_{ff}(i, i') = R_{ff}(i - i')$ , где  $R_{ff}$  — безразмерное сопротивление течения потока. Электрические поля, индуцируемые течением магнитного потока в сверхпроводниках с фрактальной кластерной структурой, проанализированы в работах [3,12].

При крипе поток переносится вихрями, совершающими термоактивированные перескоки между центрами пиннинга, критический ток  $i'$  которых больше транспортного тока  $i$ . Влияние АКС на ВАХ сверхпроводника с фрактальной кластерной структурой рассмотрено в работе [13]. В случае СС [6,7] индуцируется парциальное напряжение [14]

$$v_{fc}(i, i') = \frac{R_{fc}}{\beta} i' \left( 1 - \exp\left(-\beta \frac{i}{i'}\right) \right) \exp\left(-u \left( \left(\frac{i'}{i}\right)^\mu - 1 \right)\right), \quad (3)$$

где  $u \equiv U_p/kT$  — величина барьера пиннинга (без учета смещения транспортным током),  $R_{fc}$  — безразмерное сопротивление крипа потока,  $\mu$  — показатель стекловидности,  $\beta$  определяет соотношение вероятностей прямых и обратных по отношению к силе Лоренца перескоков вихрей. Акцентируя внимание на прямых перескоках, можно упростить

выражение (3) для парциального напряжения, индуцируемого СС:

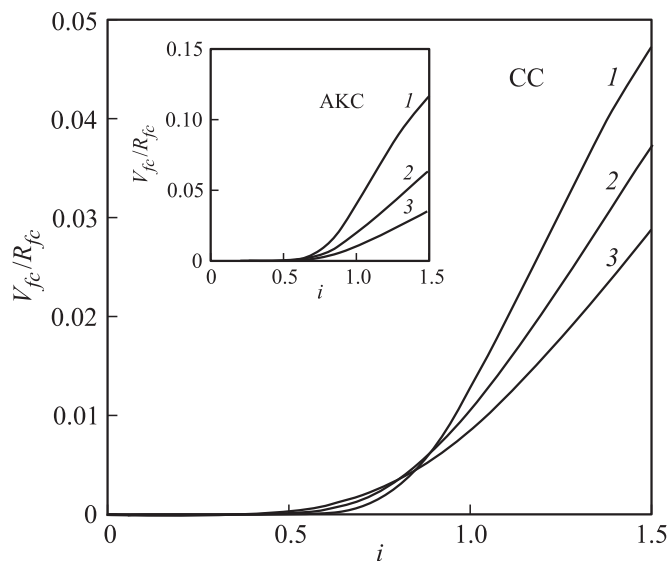
$$v_{fc}(i, i') = R_{fc} i \exp\left(-u\left(\left(\frac{i'}{i}\right)^\mu - 1\right)\right). \quad (4)$$

Вычисление свертки во втором слагаемом (2) для распределения критических токов (1) с ядром (4) дает окончательное выражение для напряжения, индуцируемого СС магнитного потока

$$\frac{V_{fc}}{R_{fc}} = C e^u i \int_0^{i^{-\mu}} dx \exp\left(-\frac{u}{i^\mu x} - Cx\right). \quad (5)$$

Для фрактальной модели вихревого стекла показатель стекловидности  $\mu = 2/D$  меняется от  $\mu = 1$  (кластеры с максимально фрактальными границами) до  $\mu = 2$  (эвклидовы кластеры) [11]. Диапазон значений показателя стекловидности  $1 \downarrow \mu \uparrow 2$  соответствует пиннингу связок вихрей.

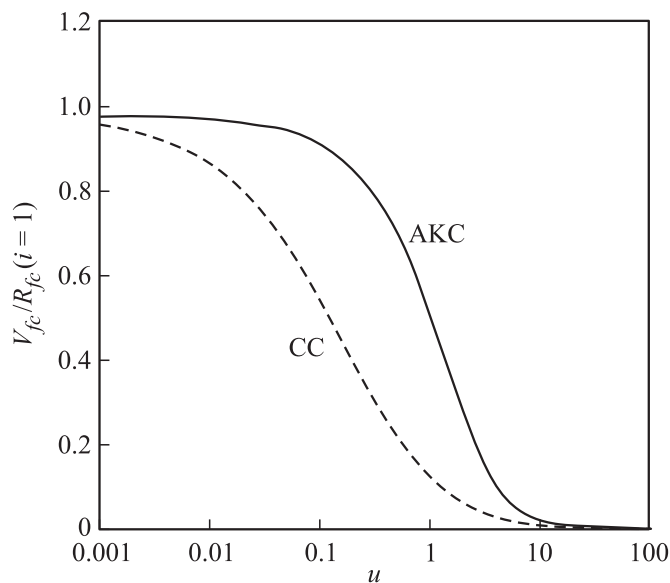
На рис. 1 показано, как фрактальная размерность кластеров нормальной фазы влияет на напряжение, индуцируемое крипом магнитного потока. Для сравнения с СС на вставке приведены ВАХ для АКС [13]. Заметное падение напряжения на образце наблюдается начиная со значения транспортного тока  $i = 0.5$ . Центры пиннинга с меньшими критическими токами практически отсутствуют в распределении критических токов (1), чем и объясняется пренебрежимо малое индуцируемое крипом напряжение в диапазоне токов  $0 \uparrow i \downarrow 0.5$ . Из рисунка видно, что фрактальность снижает электрическое поле, возникающее за счет крипа вихрей, причем это происходит для обоих видов крипа — СС и АКС. Причина этого эффекта в свойствах экспоненциально-гиперболического распределения критических токов (1). При увеличении фрактальной размерности распределение критических токов расплывается, сдвигаясь в сторону их больших значений (количественно это перераспределение вероятности характеризуется суперлинейной зависимостью среднего критического тока  $\bar{i} = ((2+D)/2)^{(2+D)/2} \Gamma(1-D/2)$ ). Это означает, что в процесс крипа вовлекается все больше и больше кластеров с большими токами депиннинга, которые наиболее эффективно захватывают магнитный поток. Вследствие этого снижается количество вихрей, совершающих перескоки между центрами пиннинга, и соответственно



**Рис. 1.** Влияние фрактальной размерности кластеров нормальной фазы на зависимость напряжения, индуцируемого СС вихрей, от транспортного тока. ВАХ построены при одинаковой высоте барьера пиннинга  $u \equiv U_p/kT = 10$  для различных фрактальных размерностей  $D$ : 1 — 1, 2 — 1.5, 3 — 2. На вставке показаны аналогичные ВАХ при АКС для тех же параметров.

уменьшается переносимый ими магнитный поток, создавая при этом электрическое поле меньшей величины.

Из рис. 1 видно, что при всех значениях фрактальной размерности электрическое поле, индуцируемое СС, меньше поля, создаваемого АКС (примерно в 3 раза). Этот эффект заметен также на рис. 2, где показано индуцируемое крипом напряжение в точке резистивного перехода ( $i = 1$ ) в зависимости от высоты барьера пиннинга. Критический ток перехода в резистивное состояние  $i = 1$  найден по функции накопленной вероятности [2]. Причина разницы в значениях электрического поля состоит в том, что коллективный пиннинг слабее пиннинга Андерсона–Кима [7]. Поэтому при СС переносится меньший магнитный поток, чем при АКС, и соответственно индуцируется меньшее электрическое поле. АКС и коллективный крип различаются законом



**Рис. 2.** Зависимости напряжений, индуцируемых СС и АКС, от величины барьера пиннинга  $u \equiv U_p/kT$  при фрактальной размерности  $D = 1.5$  в точке резистивного перехода ( $i = 1$ ).

смещения барьера пиннинга транспортным током. Поскольку действие на вихри силы Лоренца приводит к наклону потенциального рельефа, величина барьера должна уменьшаться с увеличением тока. В случае АКС высота барьера линейно зависит от тока  $U(I) \propto (1 - I/I_c)$ , тогда как для СС имеет место гиперболическая зависимость  $U(I) \propto (I_c/I)^\mu$ .

В теории Андерсона–Кима диссипация является конечной для сколь угодно малого тока, что противоречит представлению о том, что в пределе малых токов истинный сверхпроводник должен обладать нулевым сопротивлением. Это противоречие снимается в концепции СС, в которой высота барьера пиннинга расходится при воздействии бесконечно малого тока, и сопротивление сверхпроводника обращается в нуль, что характерно для истинно сверхпроводящего состояния. Существование бесконечных барьеров, вызывающих локализацию вихрей,

является отличительной чертой вихревого стекла — фазы с нарушенной эргодичностью [7].

Таким образом, электрическое поле, индуцируемое коллективным крипом в сверхпроводнике с фрактальными кластерами нормальной фазы, меньше поля, создаваемого крипом Андерсона–Кима. Фрактальность кластеров нормальной фазы подавляет крип магнитного потока на начальной стадии резистивного перехода, увеличивая тем самым токонесящую способность сверхпроводника.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН П03.

## Список литературы

- [1] *Martucciello N., Giubileo F., Grimaldi G., Corato V.* // *Supercond. Sci. Technol.* 2015. V. 28. N 7. P. 070 201(1–8).
- [2] *Kuzmin Yu.I.* // *Phys. Lett. A.* 2000. V. 267. N 1. P. 66–70.
- [3] *Kuzmin Yu.I.* // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 64. N 9. P. 094 519(1–13).
- [4] *Anderson P.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 9. N 7. P. 309–311.
- [5] *Anderson P.W., Kim Y.B.* // *Rev. Mod. Phys.* 1964. V. 36. N 1. P. 39–43.
- [6] *Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 63. N 20. P. 2303–2306.
- [7] *Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* // *Rev. Mod. Phys.* 1994. V. 66. N 4. P. 1125–1388.
- [8] *Yeshurun Y., Malozemoff A.P.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. N 21. P. 2202–2205.
- [9] *Лыков А.Н.* // *ФНТ.* 2014. Т. 40. В. 9. С. 991–1020.
- [10] *Mandelbrot B.B.* *The Fractal Geometry of Nature.* San Francisco: Freeman, 1982.
- [11] *Кузьмин Ю.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2010. Т. 36. В. 9. С. 17–25.
- [12] *Kuzmin Yu.I.* // *Phys. Lett. A.* 2001. V. 281. N 1. P. 39–43.
- [13] *Кузьмин Ю.И.* // *Письма в ЖТФ.* 2014. Т. 40. В. 17. С. 94–102.
- [14] *Yatafuji K., Kiss T.* // *Physica. C.* 1997. V. 290. N 1–2. P. 9–22.