

05

Состояние вихревого стекла, индуцированное крипом вихрей в перколяционных сверхпроводниках

© Ю.И. Кузьмин^{1,2}, И.В. Плешаков^{1,2}¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

E-mail: iourk@yandex.ru

Поступило в Редакцию 18 февраля 2016 г.

Рассматривается влияние крипа магнитного потока на динамику вихрей в перколяционных сверхпроводниках, содержащих фрактальные кластеры нормальной фазы. Получены зависимости сопротивления таких сверхпроводников от транспортного тока для различных значений фрактальной размерности границ кластеров. Установлено, что при коллективном крипе вихрей в перколяционных сверхпроводниках с фрактальной кластерной структурой реализуется состояние вихревого стекла.

Увеличение критического тока сверхпроводников является важной задачей, имеющей большое практическое значение [1]. Эффективный способ ее решения состоит в блокировании движения магнитного потока путем 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]. Создавая статический беспорядок, кластеры нормальной фазы влияют на динамику вихрей двумя путями. Во-первых, захват магнитного потока и образование барьеров для движения вихрей способствует пиннингу. Во-вторых, нарушение дальнего порядка вихревой решетки ведет к ее аморфизации и к возникновению фазы вихревого стекла [4]. Тепловой беспорядок также воздействует на вихревую систему сверхпроводника, приводя к плавлению вихревой решетки и ее переходу в фазу вихревой жидкости [5,6]. Тепловые флуктуации делают возможными термоактивированные перескоки вихрей через барьеры пиннинга, вызывая крип магнитного потока. В данной работе рассматривается влияние крипа

на вихревую систему перколяционного сверхпроводника, содержащего фрактальные кластеры нормальной фазы.

Движение магнитного потока в сверхпроводнике, приводящее к появлению электрического поля, может происходить двумя путями — 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. имеет явно выраженный порог по току.

При крипе магнитный поток переносится запиннированными вихрями, совершающими термоактивированные перескоки между центрами пиннинга, что также происходит при воздействии силы Лоренца [7]. Существуют две основные концепции крипа — крип Андерсона–Кима [8] и коллективный крип [9], различающиеся зависимостью высоты барьера пиннинга от транспортного тока. Крип возможен при любом транспортном токе, в том числе меньшем критического, поэтому при крипе отсутствует порог по электрическому току. Влияние создаваемого крипом электрического поля на ВАХ сверхпроводника особенно заметно на начальной стадии резистивного перехода, пока транспортный ток не достиг тока депиннинга и течение магнитного потока еще не началось. Вопрос о подавлении крипа особенно важен для высокотемпературных сверхпроводников, для которых характерна большая по сравнению с традиционными металлическими сверхпроводниками величина термоактивации вихрей [6].

Рассматривается перколяционный сверхпроводник, содержащий изолированные кластеры нормальной фазы, образованные нестехиометрическими включениями или областями с пониженным значением сверхпроводящего параметра порядка [2,3]. Подобные кластеры формируются 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, захваченный в кластерах нормальной фазы, не может их покинуть, не пересекая окружающее сверхпроводящее пространство.

Кластеры нормальной фазы соединены между собой слабыми связями, формирующими каналы транспорта вихрей. Слабые связи особенно легко образуются на различных структурных дефектах в ВТСП, для которых характерна малая длина когерентности [6]. В зависимости от конфигурации слабых связей каждый кластер нормальной фазы имеет свой ток депиннинга, который вносит вклад в распределение критических токов. Критический ток кластера пропорционален силе пиннинга и равен току, при котором магнитный поток перестает удерживаться кластером нормальной фазы.

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, $1 \leq D \leq 2$), 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 кора вихря. Это приводит к усилению пиннинга. Фрактальная диссипация в сверхпроводниках наблюдалась в соединениях BSCCO, BPSCCO, YBCO и GdBCO [11]. Фрактальная кластерная структура обнаружена в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO) [2,3] и в пористых сверхпроводниках на основе BPSCCO [12].

Различные варианты распределений критических токов для кластеров с фрактальными границами проанализированы в работах [3,13]. Далее будет рассмотрено 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, α — фактор формы кластера.

Электрическое поле, возникающее при движении магнитного потока, определяется откликом вихревой системы на пропускание транс-

портного тока. Напряжение на сверхпроводнике, индуцируемое крипом, может быть записано в виде интеграла свертки

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

где $v_{fc}(i, i')$ — парциальное напряжение, которое индуцируется крипом вихрей при пропускании транспортного тока i через сверхпроводник, в котором все центры пиннинга имеют одинаковый критический ток депиннинга i' . При крипе всегда выполняется условие $i' > i$, поскольку вихри совершают термоактивированные перескоки между центрами пиннинга, критический ток i' которых больше транспортного тока i . В случае коллективного крипа парциальное напряжение имеет вид [14]

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

где $u \equiv U_0/kT$ — высота барьера пиннинга, не смещенная транспортным током, R_{fc} — безразмерное сопротивление крипа потока, μ — показатель стекловидности. Для фрактальной модели вихревого стекла показатель стекловидности $\mu = 2/D$ меняется от $\mu = 1$ (кластеры с максимально фрактальными границами) до $\mu = 2$ (эвклидовы кластеры) [15]. Диапазон значений показателя стекловидности $1 \leq \mu \leq 2$ соответствует пиннингу связок вихрей.

После вычисления свертки (2) для распределения критических токов (1) с ядром (3) получим зависимость статического сопротивления $R_{dc} \equiv V_{fc}/i$ от транспортного тока при коллективном крипе вихрей

$$R_{dc} = R_{fc} C e^u \int_0^{i^{-\mu}} dx \exp\left(-\frac{u}{i^{\mu} x} - Cx\right). \quad (4)$$

При крипе Андерсона–Кима уравнение для парциального напряжения имеет вид [14,16]

$$v_{fc}(i, i') = R_{fc} i \exp\left(u\left(\frac{i}{i'} - 1\right)\right). \quad (5)$$

После интегрирования (2) с ядром (5) получим выражение для сопротивления при крипе Андерсона–Кима

$$R_{dc} = R_{fc} C e^{-u} \int_0^{i^{-2/D}} dx \exp(ux^{D/2} - Cx). \quad (6)$$

В предельных случаях евклидовых кластеров ($D = 1$) и кластеров с максимально фрактальными границами ($D = 2$) выражение (6) может быть преобразовано:

$$D = 1: \quad R_{dc} = R_{fc} e^{-u} \left(1 - e^{-\frac{C}{i^2}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{C}} u i e^{\left(\frac{u}{2\sqrt{C}}\right)^2} \times \left(\operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{C}}{i} - \frac{ui}{2\sqrt{C}}\right) - \operatorname{erf}\left(-\frac{ui}{2\sqrt{C}}\right) \right) \right),$$

где $C = 3.375$,

$$D = 2: \quad R_{dc} = R_{fc} \frac{4e^{-u}(e^{u-4/i} - 1)}{ui - 4}.$$

Зависимость сопротивления от транспортного тока при коллективном крипе вихрей представлена на рис. 1. График имеет субомический вид, характерный для вихревого стекла: в двойном логарифмическом масштабе кривая выпуклая, и сопротивление стремится к нулю при уменьшении тока $R_{dc}(i \rightarrow 0) = 0$, что обусловлено подавлением крипа бесконечно возрастающими барьерами пиннинга. Фаза вихревого стекла представляет собой слабоупорядоченное множество вихрей, в котором отсутствует дальний порядок. Существование бесконечных барьеров, вызывающих полную локализацию вихрей, является его отличительной чертой [4]. В пределе малых токов парциальное напряжение (3) имеет характерную для вихревого стекла экспоненциально-гиперболическую особенность:

$$i \rightarrow 0; \quad v_{fc} \propto i \exp\left(-u\left(\frac{i'}{i}\right)^\mu\right). \quad (7)$$

Существование особенности вида (7) является следствием гиперболической зависимости высоты барьера пиннинга от транспортного тока $U(I) \propto (I_c/I)^\mu$ при коллективном крипе вихрей. Расходимость барьеров

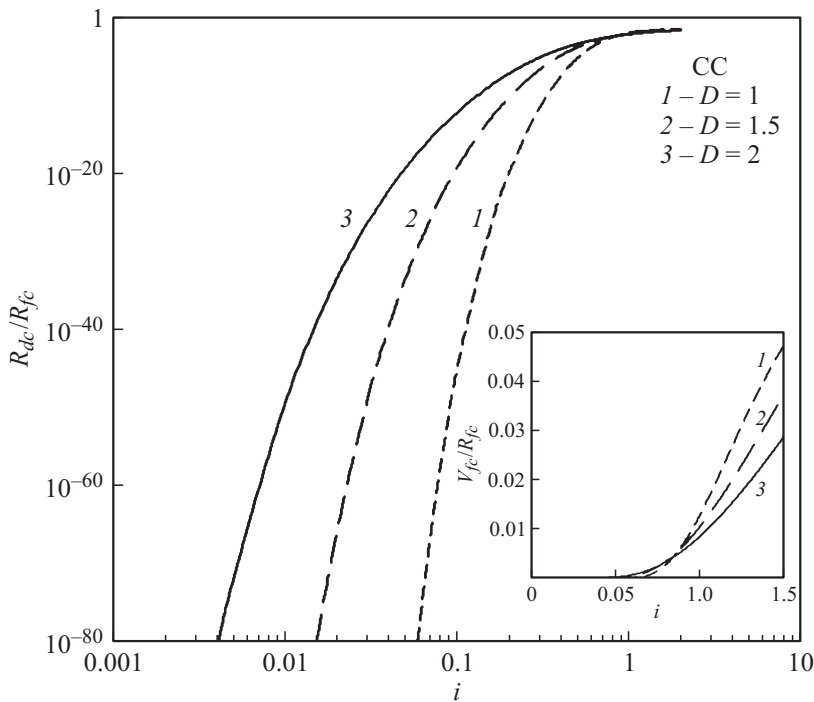


Рис. 1. Зависимость сопротивления перколяционного сверхпроводника от транспортного тока при коллективном крипе вихрей (СС) для различных фрактальных размерностей кластеров нормальной фазы: 1 — $D = 1$ ($\mu = 2$), 2 — $D = 1.5$ ($\mu = 4/3$), 3 — $D = 2$ ($\mu = 1$). Величина барьера пиннинга $u \equiv U_0/kT = 10$. На вставке приведены соответствующие ВАХ для тех же значений параметров.

пиннинга в пределе малых токов делает невозможными переходы между различными состояниями вихревой системы, и приводит к нарушению эргодичности в вихревом стекле [6].

На рис. 2 показана зависимость сопротивления от транспортного тока при крипе Андерсона–Кима. Несмотря на сходство ВАХ, представленных на вставках рис. 1 и 2, резистивные характеристики при разных режимах крипа существенно отличаются. В отличие от коллективного крипа, при крипе Андерсона–Кима в пределе малых

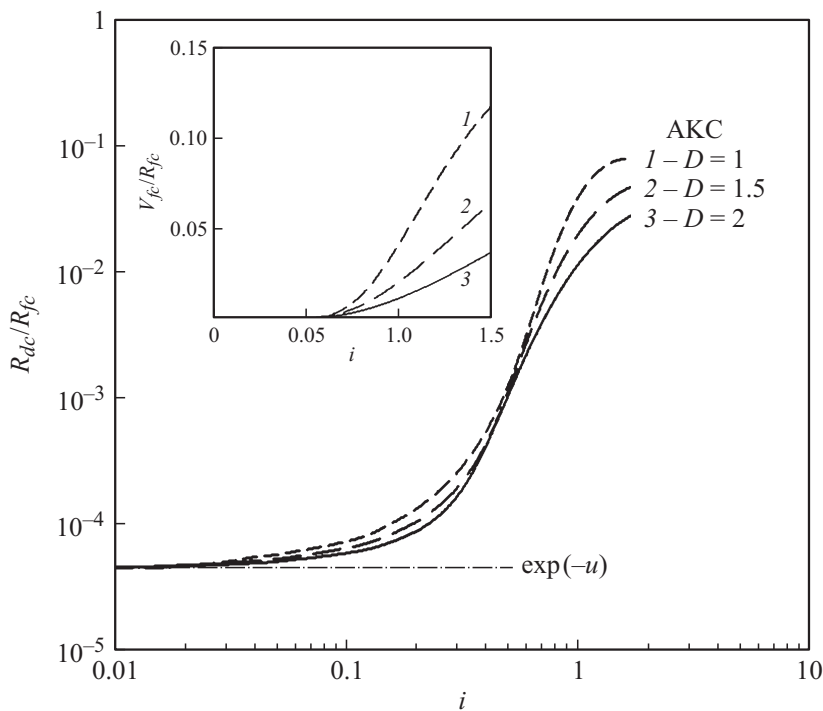


Рис. 2. Зависимость сопротивления перколяционного сверхпроводника от транспортного тока при крипе Андерсона–Кима (АКС) для различных фрактальных размерностей кластеров нормальной фазы: 1 — $D = 1$, 2 — $D = 1.5$, 3 — $D = 2$. Величина барьера пиннинга $u \equiv U_0/kT = 10$. Характерное для вихревой жидкости конечное сопротивление в пределе малых токов $R_{dc}(i \rightarrow 0)/R_{fc} = \exp(-u)$ показано штрихпунктирной линией. На вставке приведены соответствующие ВАХ для тех же значений параметров.

токов сопротивление остается конечным $R_{dc}(i \rightarrow 0)/R_{fc} = \exp(-u)$, что характерно для вихревой жидкости. Хотя величина этого остаточного сопротивления уменьшается с углублением потенциальной ямы, в которой захвачен вихрь, она никогда не обращается в нуль, поскольку при крипе Андерсона–Кима величина барьера пиннинга всегда остается конечной. В пределе малых токов парциальное напряжение линейно

зависит от транспортного тока

$$i \rightarrow 0; \quad v_{fc} \propto i \exp(-u) \left(1 + u \frac{1}{i'}\right). \quad (8)$$

В отличие от случая коллективного крипа (7), при крипе Андерсона–Кима парциальное напряжение (8) не зависит от фрактальной размерности, поэтому все резистивные характеристики на рис. 2 в пределе малых токов сходятся к одной кривой.

В вихревой жидкости диссипация является конечной для сколь угодно малого тока, что противоречит представлению о нулевом сопротивлении истинного сверхпроводника. Поэтому в термодинамическом аспекте вихревая жидкость не является подлинно сверхпроводящей фазой [5,6]. Это является следствием исходных положений концепции Андерсона–Кима [7,8], в которой крип рассматривается как вызываемое тепловыми флуктуациями некоррелированное одночастичное движение вихрей, подвижных при сколь угодно малых токах.

Таким образом, при коллективном крипе вихрей в перколяционном сверхпроводнике, содержащем фрактальные кластеры нормальной фазы, реализуется состояние вихревого стекла. Зависимость сопротивления от транспортного тока имеет характерный для вихревого стекла субомический вид с нулевым сопротивлением в пределе малых токов.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президенту-ма РАН ПОЗ.

Список литературы

- [1] *Abraimov D., Ballarino A., Barth C. et al.* // *Supercond. Sci. Technol.* 2015. V. 28. N 11. P. 114007 (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] *Fisher M.P.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1989. V. 62. N 12. P. 1415–1418.
- [5] *Vinokur V.M., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I.* // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. N 2. P. 259–262.
- [6] *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.
- [7] *Anderson P.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 9. N 7. P. 309–311.
- [8] *Anderson P.W., Kim Y.B.* // *Rev. Mod. Phys.* 1964. V. 36. N 1. P. 39–43.

- [9] *Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 20. P. 2303–2306.
- [10] *Mandelbrot B.B.* The Fractal Geometry of Nature. San Francisco: Freeman, 1982.
- [11] *Prester M.* // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. N 5. P. 3100–3103.
- [12] *Балаев Д.А., Белозерова И.Л., Гохфельд Д.М., Кашкина Л.В., Кузьмин Ю.И., Мигель К.Р., Петров М.И., Попков С.И., Шайхутдинов К.А.* // ФТТ. 2006. Т. 48. N 2. С. 193–198.
- [13] *Kuzmin Yu.I.* // Phys. Lett. A. 2001. V. 281. N 1. P. 39–43.
- [14] *Yatafujii K., Kiss T.* // Physica C. 1997. V. 290. N 1–2. P. 9–22.
- [15] *Кузьмин Ю.И.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 9. С. 17–25.
- [16] *Кузьмин Ю.И.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. В. 17. С. 94–102.