

05.5

Крип вихрей и перколяция магнитного потока в высокотемпературных сверхпроводящих композитах

© Ю.И. Кузьмин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: iourk@yandex.ru

Поступило в Редакцию 16 января 2024 г.

В окончательной редакции 16 января 2024 г.

Принято к публикации 23 января 2024 г.

Изучено влияние перколяции магнитного потока на сопротивление крипа в сверхпроводящих композитах, содержащих фрактальные кластеры нормальной фазы. Получено точное решение для напряжения, возбуждаемого крипом магнитного потока, с учетом как прямых, так и обратных прыжков вихрей. Установлено, что в перколяционном сверхпроводнике сопротивление крипа Андерсона–Кима превышает сопротивление коллективного крипа при эквивалентной высоте барьера пиннинга.

Ключевые слова: крип, перколяция, вихрь, пиннинг, критический ток.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.10.57700.19865

Высокие значения критического тока сверхпроводников могут быть достигнуты за счет создания искусственных центров пиннинга [1], которыми служат различные дефекты, в том числе кластеры нормальной фазы [2]. Примером сверхпроводящих композитов, содержащих включения нормальной фазы, являются 1G-провода на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [3], изготовленные по технологии ОПИТ (oxide powder in tube), а также 2G-провода, изготовленные по технологии IBAD (ion beam assisted deposition) [4] и RABiTS (rolling-assisted biaxially textured substrates) [5].

ВТСП являются сверхпроводниками второго рода с высоким значением параметра Гинзбурга–Ландау, поскольку глубина проникновения в них магнитного поля значительно превосходит длину когерентности. Магнитное поле приводит к возникновению в таких сверхпроводниках топологических возмущений параметра порядка — вихрей, переносящих магнитный поток. В настоящей работе рассматривается крип вихрей, индуцированных в режиме self-field. Движение магнитного потока, вызываемого крипом вихрей, приводит к диссипации и снижению критического тока. Задача подавления крипа особенно важна для ВТСП из-за высокого уровня тепловых флуктуаций [6].

Сверхпроводящие композиты неоднородны по своей структуре, поэтому в них возможны перколяционные эффекты: перколяция сверхтока по сверхпроводящему кластеру и перколяция магнитного потока по кластеру нормальной фазы (рис. 1). В 2D-случае перколяция сверхтока и магнитного потока исключают друг друга (рис. 1, *a*), поэтому для предотвращения переноса магнитного потока достаточно обеспечить превышение порога протекания для доли сверхпроводящей фазы: $\theta > \theta_c$. При 3D-перколяции существует диапазон значений доли сверхпроводящей фазы $\theta_c < \theta < 1 - \theta_c$, в

котором перколяционные кластеры сверхпроводящей и нормальной фаз сосуществуют (рис. 1, *b*). В этом случае для блокировки движения магнитного потока сверхпроводящий перколяционный кластер должен быть достаточно плотным, чтобы выполнялось условие $\theta > 1 - \theta_c$.

Рассматривается сверхпроводник, в котором имеется сверхпроводящий перколяционный кластер, поддерживающий транспортный ток. В его ячейках расположены кластеры нормальной фазы, захватывающие магнитный поток. Вихри могут двигаться по слабым связям между кластерами нормальной фазы. Малое значение длины когерентности способствует образованию слабых связей в ВТСП [6]. В зависимости от их конфигурации каждый кластер нормальной фазы имеет свой критический ток депиннинга.

В работе [2] впервые установлено, что кластеры нормальной фазы с фрактальными границами оказывают влияние на критический ток и транспорт вихрей. Для периметра L и площади A фрактальных кластеров выполняется соотношение подобия

$$L^{1/D} \propto A^{1/2},$$

где D — фрактальная размерность границ кластера [7]. Депиннинг вихрей по слабым связям, случайно расположенным по фрактальной границе, сводится к задаче о случайных блужданиях с границей, имеющей дискретные точки поглощения [8], и описывается вероятностью депиннинга $F(i) = \exp(-Ci^{-2/D})$, равной вероятности $F(i) = \Pr\{\forall j < i\}$ того, что критический ток j -го кластера i_j не превосходит порогового значения i , где $i \equiv I/I_c$ — электрический ток, нормированный по току резистивного перехода $I_c \equiv \alpha(\bar{C}\bar{A})^{-D/2}$, α — формфактор кластера нормальной фазы, \bar{A} — средняя площадь кластера, константа $C \equiv ((2+D)/2)^{2/D+1}$ определяется фрактальной размерностью границ кластера D .

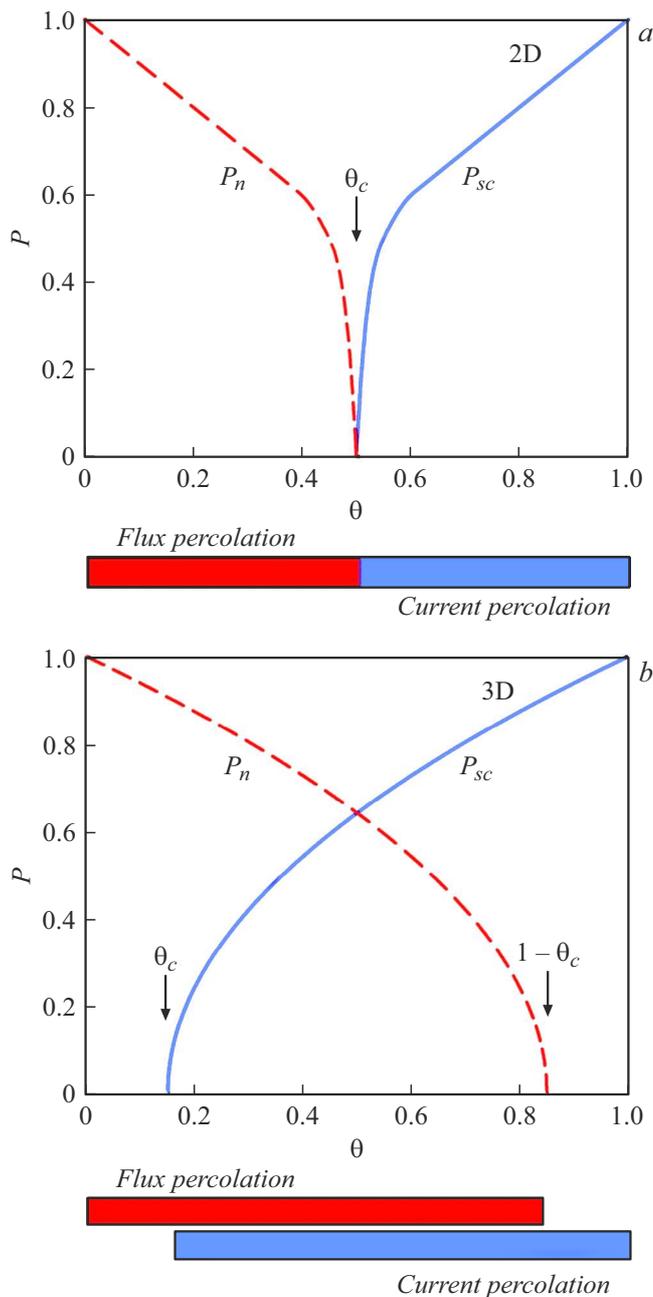


Рис. 1. Изотропная перколяция магнитного потока и сверхпроводящего тока в 2D (a) и 3D (b) композитных сверхпроводниках. P_{sc} и P_n — плотности перколяционных кластеров сверхпроводящей и нормальной фазы соответственно, θ — доля сверхпроводящей фазы, θ_c — порог протекания.

Количество вихрей, переносящих магнитный поток за счет крипа, характеризуется вероятностью пиннинга $W = 1 - F$, зависимость которой от транспортного тока представлена на рис. 2. Видно, что вероятность пиннинга увеличивается с ростом фрактальной размерности. Если все центры пиннинга обладают равным критическим током i_c , то при пропускании транспортного тока i из-за крипа на сверхпроводнике наводится напряжение

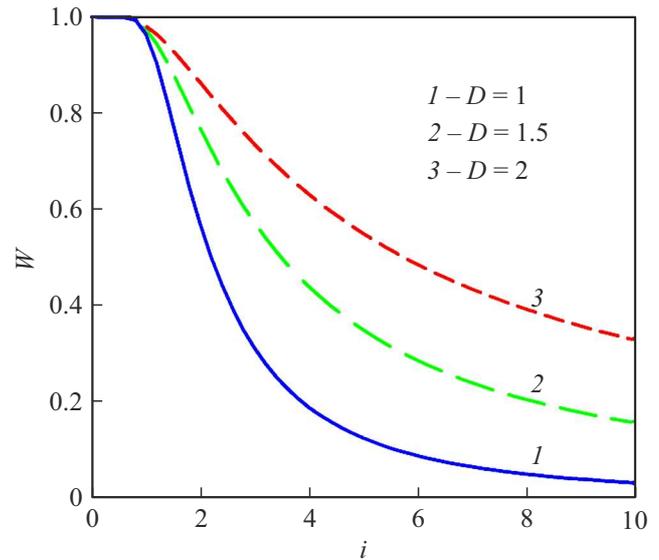


Рис. 2. Вероятность пиннинга на кластерах нормальной фазы различной фрактальной размерности в зависимости от транспортного тока. Значение $D = 1$ соответствует предельному случаю евклидовых кластеров, $D = 2$ — кластерам максимальной фрактальной размерности, $D = 1.5$ — промежуточное значение фрактальной размерности границ кластеров, характерное для экспериментально наблюдаемой ситуации (в результате анализа электронных микрофотографий пленок YBCO было получено значение $D = 1.44 \pm 0.02$ [2]).

$v_{fc}(i, i_c)$. При линейном смещении барьера пиннинга транспортным током $U(i) \propto (1 - i/i_c)$, характерным для крипа Андерсона–Кима (АКС), это напряжение с учетом как прямых, так и обратных относительно движущей силы Лоренца прыжков вихрей имеет вид

$$v_{fc}(i, i_c) = R_{fc} \frac{i_c}{2u} \left(1 - \exp\left(-2u \frac{i}{i_c}\right) \right) \exp\left(u \left(\frac{i}{i_c} - 1\right)\right), \quad (1)$$

где $u \equiv U_0/kT$ — амплитуда барьера пиннинга без смещения транспортным током, R_{fc} — сопротивление крипа.

В общем случае возбуждаемое крипом напряжение может быть найдено как интегральный отклик на воздействие транспортного тока в виде свертки распределения токов депиннинга $f(i_c) = dF(i_c)/di_c$ с ядром (1):

$$V_{fc} = \int_i^\infty v_{fc}(i, i_c) f(i_c) di_c = R_{fc} \frac{C}{2u} e^{-u} \times \int_0^{i^{-2/D}} x^{-D/2} (1 - \exp(-2uix^{D/2})) \exp(ux^{D/2} - Cx) dx. \quad (2)$$

Перенос магнитного потока за счет крипа начинается при малых (по сравнению с током резистивного перехода) транспортных токах. При $i \ll 1$ в случае евклидовых

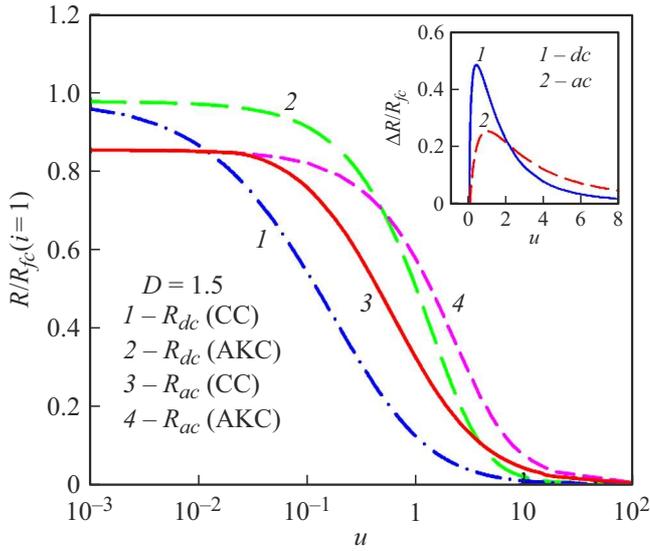


Рис. 3. Сопротивление крипа Андерсона–Кима и коллективного крипа в области резистивного перехода для фрактальной размерности $D = 1.5$. На основном рисунке приведены зависимости статического R_{dc}/R_{fc} (1, 2) и дифференциального сопротивления R_{ac}/R_{fc} (3, 4) от высоты несмещенного барьера пиннинга $u \equiv U_0/kT$ для CC (1, 3) и АКС (2, 4). На вставке показано превышение статического (1) и дифференциального (2) сопротивления крипа Андерсона–Кима по отношению к коллективному крипу: $\Delta R/R_{fc} = (R(\text{АКС}) - R(\text{СС}))/R_{fc}$.

кластеров ($D = 1$) выражение (2) для напряжения на образце принимает вид

$$V_{fc} = R_{fc} e^{-u} i \left(1 + \frac{ui}{\beta} \exp\left(\left(\frac{ui}{\beta}\right)^2\right) \times \left(\sqrt{\pi} + 2 \frac{ui}{\beta} {}_1F_1\left(\frac{1}{2}; \frac{3}{2}; -\left(\frac{ui}{\beta}\right)^2\right) \right) \right),$$

где $\beta = 3(3/2)^{1/2}$, ${}_1F_1(a; b; z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция Куммера, и соответственно для кластеров максимальной фрактальной размерности ($D = 2$)

$$V_{fc} = 4R_{fc} \exp(-2/i - u/2) {}_0F_1(; 3/2; (1/i - u/2)^2),$$

где ${}_0F_1(; b; z)$ — обобщенная гипергеометрическая функция.

При коллективном крипе (СС) с гиперболическим смещением барьера пиннинга транспортным током $U(i) \propto (i_c/i)^\mu$, где $\mu = 2/D$ — индекс стекловидности, напряжение крипа для критического тока i_c имеет вид

$$v_{fc}(i, i_c) = R_{fc} \frac{i_c}{2u} \left(1 - \exp\left(-2u \frac{i}{i_c}\right) \right) \times \exp\left(-u \left(\left(\frac{i_c}{i}\right)^\mu - 1\right)\right),$$

что позволяет найти полное напряжение на образце

$$V_{fc} = R_{fc} \frac{C}{2u} e^u \int_0^{i^{-\mu}} x^{-1/\mu} (1 - \exp(-2uix^{1/\mu})) \times \exp\left(-\frac{u}{i^\mu x} - Cx\right) dx. \quad (3)$$

В пределе малых токов выражение (3) принимает вид

$$V_{fc} = 2R_{fc} \sqrt{Cu} e^u i^{1-\frac{\mu}{2}} K_1\left(2\sqrt{\frac{Cu}{i^\mu}}\right),$$

где $K_1(z)$ — функция Макдональда.

На рис. 3 представлены зависимости статического ($R_{dc} = V_{fc}/i$, кривые 1, 2) и дифференциального ($R_{ac} = dV_{fc}/di$, кривые 3, 4) сопротивления крипа от высоты барьера пиннинга в области резистивного перехода ($i = 1$). Видно, что при эквивалентной высоте барьера пиннинга сопротивление АКС выше, чем для СС, вплоть до практически полного подавления крипа при $u > 20$. На вставке к рис. 3 показано превышение сопротивления АКС по отношению к режиму СС: $\Delta R/R_{fc} = (R(\text{АКС}) - R(\text{СС}))/R_{fc}$. Этот результат выглядит неожиданным, поскольку индивидуальный пиннинг (которым обусловлен АКС) обычно сильнее коллективного [1], что должно было бы приводить к уменьшению подвижности вихрей и снижению сопротивления. Причина этого эффекта может быть следующей. В перколяционных сверхпроводниках отсутствует вихревая решетка в строгом понимании трансляционной симметрии, и вместо нее имеются лишь разрозненные фрагменты искаженной, дефектной и частично аморфизированной решетки. Фрактальные кластеры нормальной фазы являются центрами замороженного беспорядка и способствуют аморфизации вихревой решетки. Это приводит к формированию корреляционных областей вихревой структуры, захват которых при коллективном пиннинге понижает энергию вихревой системы без увеличения ее упругой энергии. Поэтому подвижность вихрей при коллективном крипе снижается, делая сопротивление крипа ниже, чем при крипе Андерсона–Кима.

Из рис. 3 также видно, что дифференциальное сопротивление крипа Андерсона–Кима превышает статическое ($R_{ac} > R_{dc}$) при высоте барьера пиннинга $U_0 > 0.5kT$, что по порядку величины совпадает со скрытой теплотой плавления вихревой решетки, приходящейся на один вихрь ($0.3kT$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) [9]). Превышение дифференциальным сопротивлением статического обусловлено асимметрией потенциала пиннинга, вызываемой постоянным субкритическим током смещения. При $U_0 < 0.5kT$ энергия теплового возбуждения доминирует над энергией пиннинга и, тем более, над асимметричной составляющей потенциала пиннинга, и соотношение сопротивлений крипа меняется на обратное: $R_{ac} < R_{dc}$. В случае коллективного крипа это граничное

значение высоты барьера пиннинга сдвигается в область меньших энергий: $R_{ac} > R_{dc}$ при $U_0 > 0.01kT$. Это происходит из-за того, что при коллективном пиннинге захватывается не одиночный вихрь, а связки вихрей в пределах корреляционного объема вихревой структуры. Поэтому вместо одного вихря энергия распределяется по всей корреляционной области.

Использование в качестве центров пиннинга фрактальных кластеров нормальной фазы дает дополнительную возможность повышения критического тока, поскольку неоднородности таких объектов с дробной размерностью охватывают широкий диапазон геометрических размеров (вплоть до диаметра кора вихря), что обеспечивает эффективный пиннинг. Повышение токонесущей способности может быть достигнуто путем создания ландшафта пиннинга, обеспечивающего одновременное подавление крипа в режимах АКС и СС. Для подавления АКС могут быть использованы коррелированные дефекты, такие как кластеры столбчатых дефектов, для подавления СС — случайно расположенные треки частиц, образованные в результате ионной бомбардировки, дающей возможность формировать дефекты переменной размерности с контролируемой плотностью и морфологией [10]. Для создания такого комбинированного ландшафта пиннинга перспективна технология PLD (pulsed laser deposition) [11], а также MOCVD (metal-organic chemical vapour deposition) [12] в сочетании с ионной бомбардировкой [13].

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T. Matsushita, *Flux pinning in superconductors*, ed. by K. von Klitzing, H.-J. Queisser, B. Keimer, A. Gulian, S. Rogge, Springer Ser. in Solid-State Sciences (Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg, 2022), vol. 198, p. 493. DOI: 10.1007/978-3-030-94639-5
- [2] Yu.I. Kuzmin, *Phys. Lett. A*, **267** (1), 66 (2000). DOI: 10.1016/S0375-9601(00)00081-5
- [3] J. Jiang, S.I. Hossain, S. Barua, T.A. Oloye, J. Kvitkovic, F. Kametani, U.P. Trociewitz, E.E. Hellstrom, D.C. Larbalestier, D.E. Bugaris, C. Goggin, Y. Huang, J.A. Parrell, T. Shen, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **33** (5), 6400105 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3236870
- [4] Y. Iijima, K. Onabe, N. Futaki, N. Tanabe, N. Sadakata, O. Kohno, Y. Ikeno, *J. Appl. Phys.*, **74** (3), 1905 (1993). DOI: 10.1063/1.354801
- [5] A. Goyal, D.P. Norton, J.D. Budai, M. Paranthaman, E.D. Specht, D.M. Kroeger, D.K. Christen, Q. He, B. Saffian, F.A. List, D.F. Lee, D.F. Martin, C.E. Klabunde, E. Hartfield, V.K. Sikka, *Appl. Phys. Lett.*, **69** (12), 1795 (1996). DOI: 10.1063/1.117489
- [6] A.Koblishka-Veneva, N. Sakai, S. Tajima, M. Murakami, in: *Handbook of superconducting materials*, ed. by D.A. Cardwell, D.S. Ginley (Institute of Physics Publ., Bristol and Philadelphia, 2003), vol. 1, p. 893–945. DOI: 10.1887/0750308982
- [7] B.B. Mandelbrot, *The fractal geometry of nature* (Freeman, San Francisco, 1982), p. 497.
- [8] Yu.I. Kuzmin, *Phys. Rev. B*, **64** (9), 094519 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.64.094519
- [9] R.E. Hetzel, A. Sudbø, D.A. Huse, *Phys. Rev. Lett.*, **20** (3), 518 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevLett.69.518
- [10] N.M. Strickland, A.A. Soman, N.J. Long, P. Kluth, C. Notthoff, M.W. Rupich, S.C. Wimbush, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **33** (5), 8000205 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3240384
- [11] T. Ito, Y. Ichino, Y. Tsuchiya, K. Yasuda, A. Ichinose, Y. Yoshida, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **31** (5), 6601205 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3071143
- [12] E. Galstyan, R. Pratap, M. Paidpilli, G. Majkic, V. Selvamanickam, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **31** (5), 8000405 (2021). DOI: 10.1109/TASC.2021.3061904
- [13] A.A. Soman, S.C. Wimbush, N.J. Long, M.W. Rupich, C. Notthoff, P. Kluth, J. Leveneur, J. Kennedy, N.M. Strickland, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **33** (5), 6600805 (2023). DOI: 10.1109/TASC.2023.3244522