

О ПРИРОДЕ FISHTAIL-ЭФФЕКТА В ПЕТЛЕ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

И.М.Бабич, Г.П.Микитик¹⁾

Физико-технический институт низких температур им.Б.И.Веркина НАН Украины

310164 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 12 июля 1996 г.

После переработки 26 сентября 1996 г.

Предложено объяснение fishtail-эффекта, который наблюдается в петлях магнитного гистерезиса высокотемпературных сверхпроводников. Показано, что для появления этого эффекта достаточно анизотропии пиннинга и искривленности вихревых линий в образце. Обсуждается постановка экспериментов, с помощью которых можно было бы проверить предложенное объяснение.

PACS: 74.60.Ge, 74.60.Jg

В монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников часто наблюдается немонотонная зависимость ширины петли магнитного гистерезиса от величины внешнего магнитного поля H (так называемый fishtail-эффект). Хотя это явление интенсивно изучалось в последние годы (см., например, работы [1-7] и ссылки в них), однако до сих пор нет единого взгляда на его природу. При объяснении этого явления в основном используется два подхода. В первом из них fishtail-эффект рассматривается как проявление немонотонной зависимости j_c от $|B|$, где j_c - плотность критического тока, определенная без учета процессов релаксации, а B - магнитная индукция. В рамках этого подхода обсуждались различные механизмы, которые могли бы привести к подобной зависимости $j_c(|B|)$ (см., например, [1, 5, 7]). Во втором подходе главная роль при объяснении необычной формы петли магнитного гистерезиса отводится процессам магнитной релаксации, уменьшающей циркулирующие в образце токи ниже их критического значения. В этом случае fishtail-эффект связывают с немонотонной зависимостью скорости магнитной релаксации от H [3, 4]. В настоящей работе мы покажем, что даже без учета магнитной релаксации и при монотонном уменьшении j_c с ростом $|B|$ этот эффект может появиться, если имеется искривление вихревых линий в образце, а их пиннинг в сверхпроводнике является анизотропным (то есть j_c зависит от направления B). Оба эти условия часто выполнены для монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников, если внешнее магнитное поле H направлено по оси c , то есть вдоль наименьшего размера образца. В дальнейшем для упрощения анализа рассматриваем эти монокристаллы как анизотропные сверхпроводящие диски в поперечном магнитном поле, толщина которых d значительно меньше их радиуса²⁾ R .

¹⁾ e-mail: mikitik@ilt.kharkov.ua

²⁾ Кроме того, чтобы была возможна заметная искривленность вихревых линий в диске, предполагается, что $d \gg \lambda^c$ и $H_d = (2\pi d j_c / c) \gg H_{c1}^{ab}$, где λ^c - лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник по нормали к плоскости диска, а H_{c1}^{ab} - нижнее критическое поле в его плоскости. Отметим, незначительная искривленность вихревых линий в тонких пленках, возможно, является причиной отсутствия fishtail-эффекта в них.

Чтобы рассчитать петлю магнитного гистерезиса для анизотропного сверхпроводящего диска, необходимы соответствующие уравнения критического состояния. Такие уравнения в изотропном случае рассматривались в [8], а для анизотропного диска – в [9]. Приведем здесь необходимые для дальнейшего результаты. Пусть начало цилиндрической системы координат помещено в центр диска (H и ось z нормальны к его плоскости, а токи циркулируют в азимутальном направлении). При $d \ll R$ две функции, $J(\rho)$ и $b_z(\rho)$, осуществляют сокращенное описание критического состояния диска, то есть на эти функции может быть получена замкнутая система уравнений. Здесь $J(\rho)$ – плотность критического тока j_c , проинтегрированная по толщине диска, а $b_z(\rho) \equiv B_{cz}(\rho, z=0)$, где $B_{cz}(\rho, z)$ – магнитная индукция в критическом состоянии. Вместо $J(\rho)$ можно использовать абсолютную величину радиальной компоненты магнитной индукции на поверхности диска, $|B_{c\rho}(\rho, z=d/2)| \equiv |b_\rho(\rho)|$, поскольку

$$|b_\rho(\rho)| = 2\pi J(\rho)/c. \quad (1)$$

Это соотношение справедливо в главном порядке по d/R , а для бесконечно тонкого диска является точным [10]. Принимая во внимание известный результат для магнитного поля, создаваемого линейным круговым током [10], имеем:

$$b_z(\rho) = H \mp \hat{L}|b_\rho|, \quad (2)$$

где

$$\hat{L}|b_\rho| \equiv \frac{1}{\pi} \int_0^R d\tau |b_\rho(\tau)| \left[\frac{K(k)}{r+\rho} + \frac{E(k)}{r-\rho} \right],$$

$k^2 = 4\rho r / (r + \rho)^2$; $K(k)$, $E(k)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода; верхний и нижний знаки здесь и ниже соответствуют увеличивающемуся и уменьшающемуся внешнему магнитному полю в петле гистерезиса. В случае изотропного пиннинга вихревых линий в диске с $j_c = \text{const}$ второе уравнение на $b_\rho(\rho)$ и $b_z(\rho)$ имеет простой вид:

$$|b_\rho| = 2\pi d j_c / c = \text{const}. \quad (3)$$

Точное решение системы уравнений (2), (3) получено в [8]. В общем случае анизотропного пиннинга вихревых линий в образце, когда $j_c = j_c(B_\rho, B_z)$, соответствующее соотношение, заменяющее формулу (3), было выведено в [9]:

$$2\pi d/c = \int_0^{|b_\rho(\rho)|} [j_c(b, b_z(\rho))]^{-1} db. \quad (4)$$

Это соотношение справедливо, если b_ρ (то есть J) – достаточно плавная функция ρ . Действительно, в этом случае величина $B_{cz}(\rho, z)$ существенно изменяется на масштабе порядка R (по обеим координатам), в то время как $B_{c\rho}(\rho, z)$ значительно изменяется по z уже на толщине образца d [11–13]. Следовательно, в уравнении Максвелла

$$\frac{\partial B_{c\rho}}{\partial z} - \frac{\partial B_{cz}}{\partial \rho} = \mp \frac{4\pi}{c} j_c(B_{c\rho}, B_{cz}) \quad (5)$$

производная $\partial B_{cz}/\partial \rho$ мала по сравнению с $|\partial B_{c\rho}/\partial z|$ и в главном порядке по d/R может быть опущена. Принимая во внимание, что из соображений симметрии $B_{c\rho}(\rho, z=0) = 0$, а $B_{cz}(\rho, z) \approx b_z(\rho)$ ввиду $d \ll R$, решение (5) легко находится. Оно и дает формулу (4). Уравнений (2), (4) достаточно для того, чтобы определить $b_\rho(\rho)$ и $b_z(\rho)$ в анизотропном сверхпроводящем диске в главном порядке по параметру d/R . Отметим, что эти уравнения одномерные и решить их численными методами значительно проще, чем уравнения из работы [13], в которой рассматривался диск при произвольной величине d/R . При известной $b_\rho(\rho)$ абсолютная величина магнитного момента диска в критическом состоянии M_c может быть рассчитана с помощью выражения

$$M_c = 0.5 \int_0^R |b_\rho(\rho)| \rho^2 d\rho, \quad (6)$$

которое непосредственно следует из (1).

Проанализируем теперь $M_c(H)$ для анизотропного сверхпроводящего диска, используя приведенные выше уравнения. Пусть $j_c(\mathbf{B}) = j_c^0(\theta) f(|\mathbf{B}|)$, где θ – угол между \mathbf{B} и осью z (то есть осью c кристалла), $j_c^0(\theta)$ описывает угловую зависимость критического тока, а $f(|\mathbf{B}|)$ – монотонно убывающая функция $|\mathbf{B}|$ и $f(0) = 1$. Мы рассмотрим случай, когда $j_c^0(\theta)$ имеет максимумы при $\theta = 0$ и $\theta = \pi/2$, а в промежутке между этими точками – минимум (см., например, рис.1). Подобные угловые зависимости критического тока часто наблюдаются в высокотемпературных сверхпроводниках [14–16] (указанные пики при $\theta = \pi/2$ и $\theta = 0$ могут быть, например, связаны с внутренним пиннингом вихревых линий в кристалле и их пиннингом двойниковыми границами или какими-либо другими протяженными дефектами, имеющими преимущественное направление вдоль оси c). Кроме того, для простоты дальнейшего анализа предположим, что $H_d^0 f'(|\mathbf{B}|) \ll 1$, где $H_d^0 = 2\pi d j_c^0(\theta=0)/c$, а $f'(x)$ – производная от функции $f(x)$ по своему аргументу. Если H меньше поля полного проникновения магнитного потока в образец H_p ($H_p \sim H_d^0 \ln(R/d)$ [17]), M_c уменьшается с ростом H [13]. Этот результат связан с тем, что вихревые линии сильно искривлены в образце при таких H и $j_c^0(\theta)$ имеет максимум при $\theta = \pi/2$ (существование максимума при $\theta = 0$ практически не влияет на этот результат, поскольку характерные θ в образце порядка единицы). При $H > H_p$ $b_z \sim H$, а $b_\rho \sim H_d^0$, поэтому характерные $\theta \sim (H_d^0/H)$. Следовательно, с увеличением H вихревые линии "выпрямляются" и из-за наличия максимума вблизи $\theta = 0$ j_c^0 (а значит, и M_c) возрастает. В области $H \gg H_p$ нетрудно получить и аналитическую формулу для M_c . В таких полях угол θ мал в любой точке образца. Пусть в окрестности $\theta = 0$ справедливо разложение

$$j_c^0(\theta) \approx j_c^0(0)(1 - \alpha\theta),$$

где α – положительная постоянная. Принимая во внимание, что теперь $b_z(\rho) \approx H \gg b_\rho(\rho)$, решаем уравнения (2), (4) итерациями. В итоге, после простых вычислений, находим:

$$M_c = M_0 f(H) \left[1 - \frac{\alpha H_\alpha^0}{2H} f(H) \right], \quad (7)$$

где $M_0 = H_c^0 R^3/6$. При получении (7) были опущены члены, малые по пара-

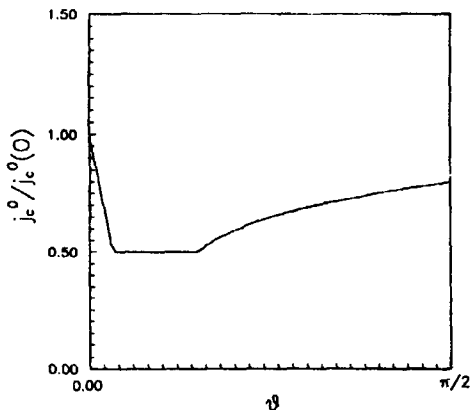


Рис.1. Вид функции $j_c^0(\theta)$, заданной формулами (9), при следующих значениях параметров (плотности токов даны в условных единицах): $x_0 = 0.1$, $x_1 = 0.5$, $\alpha = 5$, $j_c^0(0) = 1$, $j_c^0(\pi/2) = 0.8$, $j_0 = 0.5$

метру $H_d^0 f'(H)$. Из этой формулы следует, что по мере роста H величина $M_c(H)$ достигает своего максимума при некотором H_m , а затем начинает уменьшаться. Уменьшение связано с зависимостью критического тока от $|B|$, то есть с функцией $f(H)$. Магнитное поле H_m может быть достаточно большим. Например, в случае, когда

$$f(H) = H_0 / (H_0 + H), \quad (8)$$

находим: $H_m \approx (\alpha H_d^0 H_0 / 2)^{1/2} \gg H_d^0$, (по предположению, постоянная $H_0 \gg H_d^0$). Итак, приведенные выше результаты показывают, что fishtail-эффект появляется в петле магнитного гистерезиса анизотропного сверхпроводящего диска, если $j_c^0(\theta)$ имеет пик при $\theta = 0$. При этом H_m может значительно превышать H_p . Сформулированное утверждение полностью подтверждается численными расчетами $M_c(H)$, выполненными на основе уравнений (2), (4), (6) и (8). При проведении расчетов использовалась следующая модельная зависимость $j_c(\theta)$ (для нее интеграл в (4) вычисляется аналитически):

$$\begin{aligned} j_c^0(\theta) &= j_c^0(0)(1 - \alpha \operatorname{tg} \theta), & \operatorname{tg} \theta \leq x_0; \\ j_c^0(\theta) &= j_c^0(0)(1 - \alpha x_0) \equiv j_0, & x_0 \leq \operatorname{tg} \theta \leq x_1; \\ j_c^0(\theta) &= j_c^0(\pi/2) - (j_c^0(\pi/2) - j_0)x_1 \operatorname{ctg} \theta, & x_1 \leq \operatorname{tg} \theta; \end{aligned} \quad (9)$$

где постоянные $j_c^0(0)$, $j_c^0(\pi/2)$, j_0 , α , x_0 , x_1 - параметры модели. Вид функции $j_c^0(\theta)$ для одного набора значений параметров представлен на рис.1. Петли магнитного гистерезиса, одна из которых соответствует этому набору значений и $(H_0/H_d^0) = 50$, а другие отвечают случаям, когда в $j_c^0(\theta)$ либо отсутствует пик при $\theta = 0$, либо нет максимума при $\theta = \pi/2$, изображены на рис.2. Представленные результаты показывают, что форма петли магнитного гистерезиса в значительной степени определяется поведением $j_c^0(\theta)$ в окрестности точки $\theta = 0$. Наконец, отметим, что во всех рассмотренных здесь случаях b_p была достаточно плавной функцией ρ , поэтому использование уравнений (2), (4), (6) было вполне оправдано.

Из всего изложенного выше следует, что fishtail-эффект в петлях магнитного гистерезиса монокристаллов высокотемпературных сверхпроводников может быть результатом анизотропии пиннинга вихревых линий в них и формы их

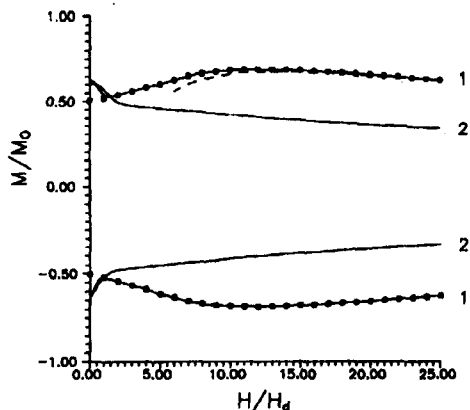


Рис.2. Зависимости магнитного момента диска M от величины внешнего магнитного поля, рассчитанные при $(H_0/H_d) = 50$ для трех наборов значений параметров, входящих в (9). Первый набор значений совпадает с указанным на рис.1 (кривые 1). Второй и третий отличаются от первого тем, что либо $j_c^0(0) = 0.5$ (кривые 2), либо $j_c^0(\pi/2) = 0.5$ (точки). Нижние ветви всех кривых отвечают увеличивающемуся H , а верхние – уменьшающемуся. Штриховой линией показаны значения M_c , рассчитанные по формуле (7) при $\alpha = 5$ и $(H_0/H_d) = 50$. $M_0 = H_d R^3/6$, H_d есть H_d^0 для первого набора значений параметров, то есть $j_c^0(0) = 1$

образцов. Предложенное объяснение эффекта, конечно, не исключает и других физических механизмов его появления. Однако, если главная причина fishtail-эффекта – анизотропия пиннинга искривленных вихревых линий, то должна существовать корреляция между величиной этого эффекта и угловыми зависимостями критического тока, полученными из транспортных измерений на том же кристалле. На качественном уровне можно утверждать, что чем больше амплитуда пика j_c в окрестности точки $\theta = 0$, тем более ярко выраженным должен быть fishtail-эффект. Количественное сопоставление результатов магнитных и транспортных измерений возможно на основе уравнений (2), (4), (6). Экспериментальное изучение указанной корреляции позволило бы выяснить роль предложенного механизма в появлении fishtail-эффекта в высокотемпературных сверхпроводниках.

1. M.Daumling, J.M.Scuntjens, and D.C.Larbalestier, *Nature* **346**, 332 (1990).
2. L.Civale, M.W.McElfresh, A.D.Marwick et al., *Phys. Rev. B* **43**, 13732 (1991).
3. L.Krusin-Elbaum, L.Civale, V.M.Vinokur, and F.Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2280 (1992).
4. Y.Yeshurun, N.Bontemps, L.Burlachkov, and A.Kapitulnik, *Phys. Rev. B* **49**, 1548 (1994).
5. L.Klein, E.R.Yacoby, Y.Yeshurun et al., *Phys. Rev. B* **49**, 4403 (1994).
6. X.Y.Cay, A.Gurevich, D.C.Larbalestier et al., *Phys. Rev. B* **50**, 16774 (1994).
7. B.Khaykovich, E.Zeldov, D.Majer et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2555 (1996).
8. P.N.Mikheenko and Yu.E.Kuzovlev, *Physica C* **204**, 229 (1993).
9. I.M.Babich and G.P.Mikitik, *Phys. Rev. B* **54**, (1996) (in press).
10. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
11. M.Daumling and D.C.Larbalestier, *Phys. Rev. B* **40**, 9350 (1989).
12. L.W.Conner and A.P.Malosemoff, *Phys. Rev. B* **43**, 402 (1991).
13. L.W.Conner, A.P.Malosemoff, and L.A.Campbell, *Phys. Rev. B* **44**, 403 (1991).
14. B.Roas, L.Schultz, and G.Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 479 (1990).
15. V.F.Solovjov, V.M.Pan, and H.C.Freyhard, *Phys. Rev. B* **50**, 13724 (1994).
16. М.А.Оболенский, А.В.Бондаренко, В.А.Шкловский и др., *ФНТ* **21**, 1200 (1995).
17. Ю.Е.Кузовлев, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 970 (1995).