Письма в ЖТФ, том 22, вып. 20 26 октября 1996 г.

01;05.4;09

ДИССИПАТИВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНОК С КРАЕВЫМ БАРЬЕРОМ

© *И.Л.Максимов*

Исследование влияния краевого пиннинга на магнитные и диссипативные характеристики смешанного состояния сверхпроводников второго рода представляет собой весьма актуальную задачу. В недавних работах [1,2] было установлено, что краевой бин–ливингстоновский [1] или геометрический [2] барьер, препятствующий проникновению пирл–абрикосовских вихрей в низкоразмерный сверхпроводящий образец (пленку [1] или монокристалл с высоким размагничивающим фактором [2]) вплоть до поля подавления барьера H_E, способен радикально перестроить структуру "перегретого", т.е. долгоживущего термодинамически неравновесного состояния. Возникающее в этих условиях нетривиальное распределение потока, характеризующееся концентрацией вихрей в центральной части образца (с соответствующим вытеснением экранирующих токов в периферийную область), предполагает существование нетривиального отклика на переменные электромагнитные поля. Анализу этого вопроса посвящено настоящее сообщение.

Рассматривается пленочная полоска единичной длины, помещенная во внешнее магнитное поле $H = (0, 0, H)$, перпендикулярное ее поверхности. В предположении, что ширина пленки $2W$ и ее толщина d удовлетворяют соотношениям $d \ll \lambda_{ef} \ll W$, где $\lambda_{ef} = \lambda^2/d$ (λ — лондоновская глубина проникновения), распределение тока, индуцированного магнитным полем, и плотности вихрей описывается одномерным уравнением Максвелла–Лондона

$$2\int\limits_{-1}^{1} \frac{i(\tau)d\tau}{\tau - Y} = H - \Phi_0 n(y). \qquad (1)$$

Здесь H — внешнее магнитное поле, Φ_0 — квант магнитного потока, $n(y)$ — линейная плотность вихрей, $i(y)$ — "погонная" плотность тока

$$i(y) = \int\limits_0^d j_x(y, z)dz.$$

Мейсснеровское состояние ($n(y) = 0$) существует вплоть до поля $H \leqslant H_E$, где H_E — поле подавления барьера [3]. При $H > H_E$ вихри, входящие в пленку, распределяются в соответствии с (1). Число проникших вихрей предполагается макроскопическим ($n\lambda_{ef} \gg 1$), что делает оправданным применяемый здесь континуальный подход. В сверхпроводниках без объемного пиннинга решение уравнения (1) для $n(y)$ имеет вид

$$n(y) = \frac{H}{\Phi_0} \frac{(b^2 - y^2)^{1/2}}{(W^2 - y^2)^{1/2}}. \tag{2}$$

Распределение экранирующего тока вне области, занятой потоком $|y| > b$:

$$i(y) = \frac{H}{2\pi} \frac{(y^2 - b^2)^{1/2}}{(w^2 - y^2)^{1/2}} \operatorname{sign} y \tag{3}$$

справедливо везде, за исключением узкой области $|W - v|/W < \lambda_{ef}/W \equiv \varepsilon$ вблизи краев пленки [4]. Полуширина b области концентрации потока, определяемая условием подавления барьера на вход вихря $i = i_E = H_E/(8\pi\sqrt{\varepsilon})$ [1-3], равна:

$$b = W\Big[1 - (H_E/H)^2\Big]^{1/2}. \tag{4}$$

Величина магнитного момента (намагниченности) пленки

$$M = 2\int_0^W y\, i(y)dy = W^2 H_E^2/(4H) \tag{5}$$

падает с ростом магнитного поля (вход магнитного потока), что обусловлено вытеснением мейсснеровских токов в периферийную область $|y| > b$. Проникший в пленку поток при $H > H_E$ равен

$$\Phi(H) = 2\mu_0 W H I(b/W), \tag{6}$$

где b задается (4), а $I(z)$ — "квазиэллиптический" интеграл

$$I(z) = z^2 \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2\varphi\, d\varphi}{\left(\sqrt{1 - z^2 \sin^2\varphi}\right)}.$$

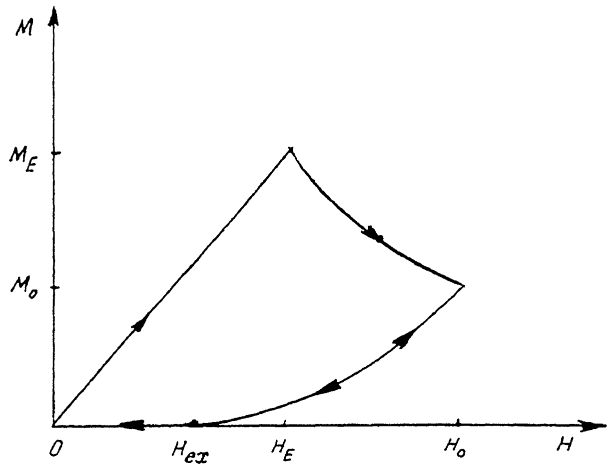

Рис. 1.

При уменьшении поля ($H < H_0$) выходу вихрей из пленки препятствует потенциальный барьер на выход, что приводит к сохранению захваченного потока:

$$\Phi(H) = \Phi(H_0) \equiv \Phi_t \tag{7}$$

при $H < H_0$ (режим запертого потока).

Заметим, что распределения (2), (3) формально описывают решения (1) также и при $H < H_0$. Однако в этом случае зависимость $b(H)$ (и соответственно $M(H)$) должна определяться из условия постоянства потока (7). При $H = H_{ex}$ вихри достигают края пленки ($b \cong W - \lambda_{ef}$), что приводит к подавлению барьера на выход потока. Применяя условие (7) (совместно с (6)) при $H = H_{ex}$ и учитывая, что $\tilde{I}(1) = 1$, находим

$$H_{ex} = H_0 I\left[1 - (H_E/H_0)^2\right]. \tag{8}$$

Используя асимптотики функции $I(z)$, нетрудно найти

$$H_{ex} \cong \begin{cases} 0.5\pi[H_0 - H_E], & H_0 - H_E \ll H_E, \\ H_0\left[1 - 0.5(H_E/H_0)^2 \ln(\pi H_0/H_E)\right], & H_0 \gg H_E. \end{cases}$$

Отметим однородное распределение потока в пленке при $H \cong H_{ex}$ (см. (2) при $b \cong W$). Параметры вихревой решетки, возникающей в этой ситуации, описаны в [5].

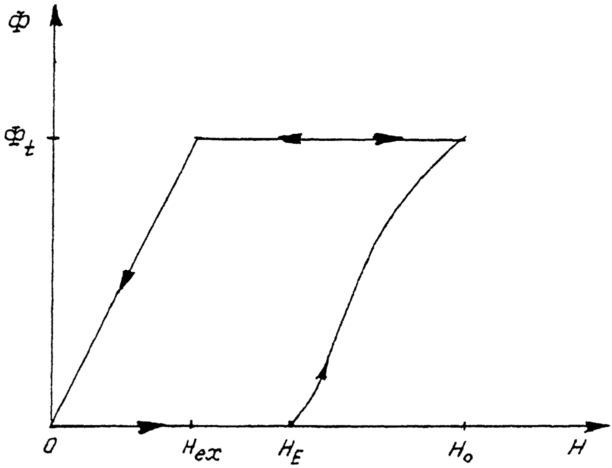

Рис. 2.

Обратимое поведение магнитного момента в области полей $H_{ex} \leqslant H \leqslant H_0$ описывается выражением

$$hI(1 - m/h) = h_0 I(1 - m_0/h_0), \tag{9}$$

где для удобства введены безразмерные переменные $h = H/H_E$, $m = M/M_E$ и параметры $h_0 = H_0/H_E$, $m_0 = M_0/M_E$; здесь $M_E = W^2 H_E/4$ и $M_0 = M_E(H_E/H_0)$. Зависимость $M(H)$ при циклическом изменении поля в интервале $0 \leqslant H \leqslant H_0$ изображена на рис. 1. Отметим, что $dM/dH \sim \ln^{-1}[H_{ex}/(H - H_{ex})] \to 0$ при $H \to H_{ex}$. Зависимость $\Phi(H)$, изображенная на рис. 2, при $H \leqslant H_{ex}$ является линейной, что отражает возможность выхода вихрей через край пленки.

Величина энергии Q, диссипируемой на единичной длине пленки за полный цикл квазистационарного изменения поля от $-H_0$ до H_0 равна

$$Q = \frac{1}{4\pi} \oint H \, d\Phi. \tag{10}$$

Здесь и ниже пренебрегаем потерями, обусловленными вязким движением вихрей: последние существенны при высоких частотах. Зависимость $Q(H_0)$ имеет пороговый характер, поскольку потери на перемагничивание возникают только при $H_0 > H_E$. Принимая во внимание оценку $H_E \cong H_c(d/W)^{1/2}$ (H_c — термодинамическое критическое поле) [1,2], нетрудно получить для типичного ВТСП монокристалла толщиной порядка 10 мкм и шириной $W \sim 100d$, с $H_c \cong 10$ кЭ величину $H_E \approx 1$ кЭ. В области $H_0 - H_E \ll H_E$ зависимость $Q(H_0)$ является линейной: $Q \cong (4W/\pi)(H_0 - H_E)H_E$ и выходит на насыщение $Q = Q_{\max}$ при $H_0 \gg H_E$:

$$Q_{\max} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\Phi_t} \Big[H_{en}(\Phi) - H_{ex}(\Phi)\Big] / d\Phi. \tag{11}$$

В случае переменного поля $H = \bar{H} + h\cos\omega t$, осциллирующего на фоне конечной средней составляющей $\bar{H} = 0.5[H_{en}(\Phi) + H_{ex}(\Phi)]$, зависимость $Q(h)$ также будет иметь пороговый характер: потери возникают лишь при $h > h_t = 0.5[H_{en}(\Phi) - H_{ex}(\Phi)]$. Отметим линейный ход потерь $Q(h) \sim (h - h_t)$ при $h - h_t \ll h_t$.

Существенно пороговый характер диссипативных потерь на перемагничивание, являющийся отражением специфики краевого пиннинга потока, принципиально отличает данный механизм диссипации в сверхпроводниках от других диссипативных механизмов (гистерезисные потери, обусловленные объемным пиннингом [6,7], вязкие потери при течении потока и др.). По аналогии с ситуацией в объемных сверхпроводниках [8] наиболее заметное влияние краевого пиннинга должно проявиться в образцах с хорошо обработанными краями.

Наличие объемного пиннинга потока, имеющего место в реальных сверхпроводниках с дефектами, приведет, во-первых, к модификации равновесных распределений (2), (3) (см. [1,2]) и, во-вторых, к появлению дополнительного диссипативного канала гистерезисных потерь в пленке. Следует ожидать тем не менее, что пороговый характер полевой зависимости мощности потерь сохранится и в этом случае. Подробное исследование этого вопроса будет проведено отдельно.

Таким образом, в работе впервые описаны магнитные и диссипативные характеристики низкоразмерных сверхпроводящих образцов с учетом краевого пиннинга вихрей. Построена кривая намагниченности на всем цикле изменения внешнего магнитного поля, найдено поле выхода вихрей H_{ex}. Обнаружен пороговый характер поведения мощности диссипативных потерь от амплитуды переменного поля. Полученные результаты могут быть полезны при анализе отклика сверхпроводящих пленочных микромостиков на переменные электромагнитные поля.

Автор признателен А.А. Елистратову и Г.М. Максимовой за полезные обсуждения. Работа поддержана Международным научным фондом и Миннауки РФ (проект № RBJ000), Научным советом по ВТСП (проект № 95-057) и Госкомвузом РФ (проект № 95-0-7.3-178).

Список литературы

[1] *Максимов И.Л., Елистратов А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 60. С. 204–208.
[2] *Zeldov E.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 1428–1432.
[3] *Лихарев К.К.* // Изв. вузов (Радиофизика). 1971. Т. 14. С. 909–919.
[4] *Куприянов М.Ю., Лихарев К.К.* // ФТТ. 1974. Т. 16. С. 2829–2833.
[5] *Ефетов К.Б.* // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 647–649.
[6] *Brandt E.H., Indenbom M.V.* // Phys. Rev. 1993. V. B48. P. 12893–12908.
[7] *Zeldov E., Clem J.R., McElfresh M., Darvin M.* // Phys. Rev. 1994. B. 49. P. 9802–9816.
[8] *Easson R., Hlawichka P.* // J. Phys. 1968. V. D1. P. 1477–1489.

Нижегородский государственный университет

Поступило в Редакцию 25 мая 1996 г.