

05.4;12

Магнитный гистерезис и диссипативные потери в сверхпроводящих пленках

© А.А. Елистратов, И.Л. Максимов

Нижегородский государственный университет

Поступило в Редакцию 23 декабря 1996 г.

В работе рассмотрен отклик тонкопленочных сверхпроводников на осциллирующее магнитное поле. Определены значения напряженности поля для размораживания и выхода потока. Построена гистерезисная кривая образца на всем цикле изменения магнитного поля. Найдена зависимость мощности диссипативных потерь от амплитуды переменного поля.

Гистерезисное поведение кривых намагничивания низкоразмерных сверхпроводников II рода определяется совместным влиянием объемного и краевого пиннинга пирл-абрикосовских вихрей, ответственного за возникновение метастабильных структур магнитного потока в этих системах. Известно, что гистерезисные потери из-за объемного пиннинга возникают в жестких сверхпроводниках при сколь угодно малой амплитуде переменного магнитного поля [1]. С другой стороны, краевой барьер, способствуя значительной задержке входа/выхода потока, приводит к пороговому характеру диссипации в низкоразмерных сверхпроводниках [2]. Совместное влияние обоих механизмов необратимости на электромагнитные характеристики массивных сверхпроводников достаточно полно рассмотрено в работах [3] (в рамках локальной) и [4] (для нелокальной модели критического состояния). Однако в низкоразмерных сверхпроводниках, характеризующихся возникновением нетривиальных структур магнитного потока, этот вопрос еще не исследовался. Существенно нелокальное межвихревое взаимодействие, принципиально меняющее вид уравнений Максвелла–Лондона в этих системах, делает анализ отклика системы на переменное магнитное поле довольно затруднительным.

В настоящей работе рассматривается отклик тонкопленочных сверхпроводников с краевыми объемным пиннингом потока на осциллирующее магнитное поле. Определены значения напряженности поля для размораживания H_{df} и выхода потока H_{ex} . Построена гистерезисная

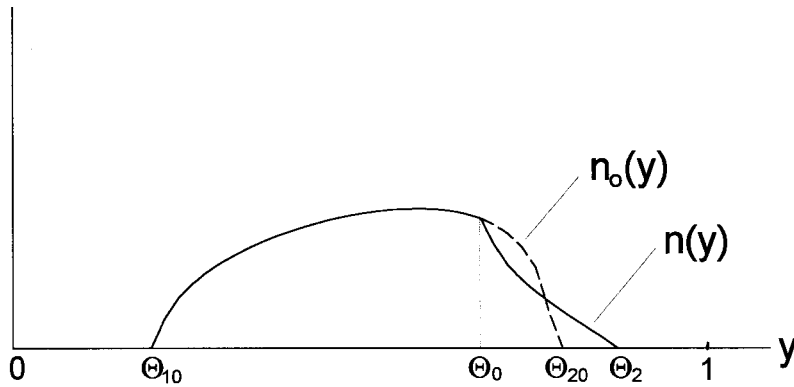


Рис. 1. Распределение плотности вихрей по ширине пленки ($y > 0$) в интервале полей $H_{df} < H < H_0$ (пунктирная линия) и $H_{ex} < H < H_{df}$ (сплошная линия).

кривая образца на всем цикле изменения магнитного поля от $+H_0$ до $-H_0$. Найдена зависимость мощности диссипативных потерь от амплитуды переменного поля.

Рассмотрим сверхпроводящую пленочную полосу толщины d ($0 \leq z \leq d$) и ширины $2W$ ($|Y| \leq W$), помещенную в перпендикулярное ее поверхности магнитное поле $\mathbf{H} = (0, 0, H)$. При полях, превышающих поле вхождения первого вихря H_1 (порядка нескольких килоэрстед при хорошо обработанных краях [2]), поток проникает с краев в глубь пленки и сосредоточивается в центральной области. Дальнейший характер межвихревого отталкивания в совокупности с высоким краевым барьером приводит к установлению критического состояния нового типа, структура которого существенно отличается от биновской [5,6]. В этом состоянии область концентрации потока представляет собой две симметричные относительно центра полосы, ориентированные вдоль оси X .

При уменьшении внешнего магнитного поля от его максимальной величины H_0 вихри будут "заморожены" на местах своего первоначального закрепления — в области $\Theta_{10} \leq |y| \leq \Theta_{20}$ (рис. 1), где $y = Y/W$ — безразмерная координата, а границы области, занятой потоком, найдены в [5] (здесь и далее в тексте будут использованы обозначения работы [5]; индекс 0 соответствует распределению вихрей и токов при $H = H_0$). Состояние "замороженного" потока будет

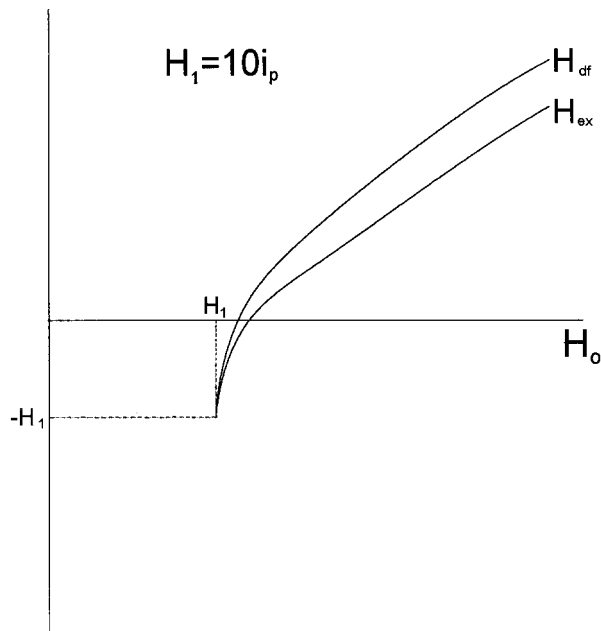


Рис. 2. Зависимость поля размораживания потока H_{df} и поля выхода вихрей H_{ex} от амплитуды внешнего магнитного поля H_0 .

сохраняться до тех пор, пока результирующая плотность поверхностного тока $i_t = j_t d$ (j_t — объемная плотность тока) в области расположения крайних вихрей ($y \approx \Theta_{20}$) не достигнет величины $-i_p$ (i_p — плотность тока депиннинга пирл-абрикосовских вихрей в пленке с объемным пиннингом). Распределение тока в этом режиме можно записать на основании принципа суперпозиции:

$$i_t(y, H) = i_t(y, H_0) + \frac{H - H_0}{H} i_m(y), \quad (1)$$

где $i_m(y) = Hy / (2\pi \sqrt{1 - y^2})$ — мейсснеровская составляющая полной плотности поверхностного тока i_t . Выражение для последней в приближении слабого пиннинга ($H_1/i_p \gg 1$) получено в работе [5]; соответствующие результаты для случая сильного пиннинга потока будут опубликованы.

Величину магнитного поля размораживания магнитного потока H_{df} находим с помощью (1), приравнявая $i_t(\Theta_{20}, H_{df}) = -i_p$ (необходимое условие для смещения вихрей, находящихся в области $y \approx \Theta_{20}$ по направлению к краю пленки). С учетом очевидного равенства $i_t(\Theta_{20}, H_0) = i_p$ получаем

$$H_{df} = H_0 - 4\pi i_p \sqrt{\frac{1 - \Theta_{20}^2}{\Theta_{20}^2}}. \quad (2)$$

Заметим, что полученный результат справедлив при произвольной интенсивности объемного пиннинга вихрей. Можно показать также, что при слабом превышении поля вхождения H_1 ($H_0 - H_1 \ll H_1$) величина $H_{df} \approx H_0 - 2H_1 < 0$ (рис. 2).

По мере дальнейшего снижения поля ($H \leq H_{df}$) область концентрации "замороженного" потока ($\Theta_{10} \leq |y| \leq \Theta_0$) сужается, в то время как область "размороженного" потока ($\Theta_0 < |y| \leq \Theta_2$) расширяется как внутрь пленки, так и к ее периферии ($\Theta_2 > \Theta_{20}$; рис. 1). В области $\Theta_0 < |y| \leq \Theta_2$, $i_t(y) = -i_p$, что соответствует формированию критического состояния "на выход" вихрей. При $H = H_{ex}$ вихри достигают края пленки ($\Theta_2 \approx 1$), выходя из нее при дальнейшем снижении поля. Физически это соответствует подавлению барьера на выход потока. Величину H_{ex} можно определить из условия сохранения полного потока $\Phi_t^m(H_0) = \Phi_t(H)$ при $H_{ex} \leq H \leq H_0$, которое с учетом "правила площадей" (рис. 1) сводится к равенству

$$\int_{\Theta_0}^{\Theta_{20}} n_0(y) dy = \int_{\Theta_0}^{\Theta_2} n(y) dy, \quad (3)$$

где $n(y)$ определяется в результате решения интегрального уравнения Максвелла–Лондона методом образования интегралов Коши [5]. Величина вошедшего в пленку потока при $H = H_0$ $\Phi_t^m(H_0)$ найдена в [5]:

$$\Phi_t^m(H_0) = 2\mu_0 W \left\{ (H_0 + 4i_p \operatorname{arcth} \Theta_{20}) \left[E(\Theta_{20}) - (1 - \Theta_{20}^2) K(\Theta_{20}) \right] - 4i_p \Theta_{20} K(\Theta_{20}) \right\}, \quad (4)$$

где $E(z)$ и $K(z)$ — полные эллиптические интегралы I и II рода соответственно. Решая уравнение (3) (при $\Theta_2 = 1$), с учетом (4) после

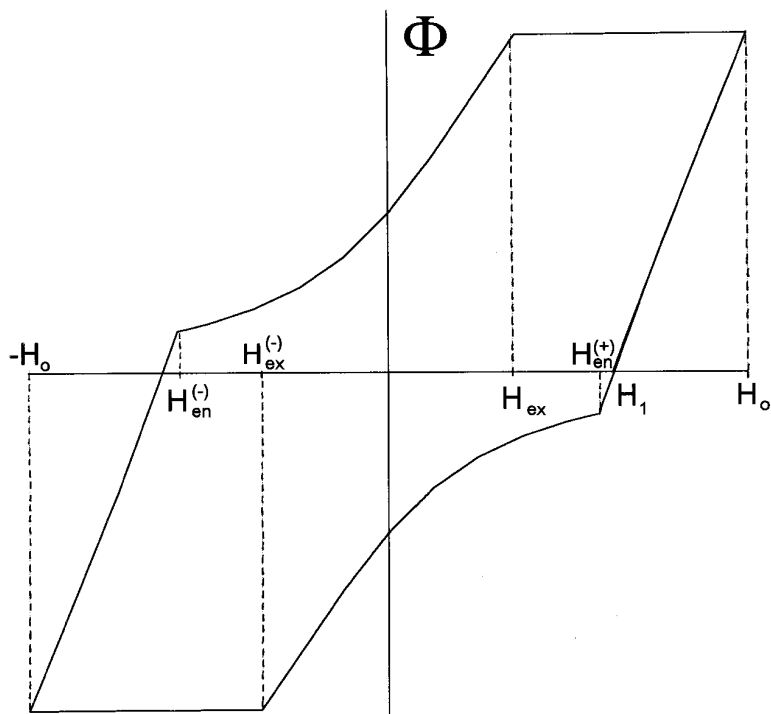


Рис. 3. Зависимость вошедшего в пленку потока от величины внешнего магнитного поля при $H_1 = 10i_p$, $H_0 = 16i_p$.

простых, но громоздких вычислений можно определить зависимость H_{ex} от H_0 для случая сравнительно слабого пиннинга $H_1/i_p = 10$ (рис. 2).

При $H \leq H_{ex}$, очевидно, $\Theta_2 \approx 1$, а Θ_0 монотонно уменьшается до тех пор, пока (при $H \leq H_{en}^{(-)}$) в образец не начнут заходить вихри противоположного знака — антивихри. В результате аннигиляции вихрей и антивихрей происходит резкое падение захваченного потока с уменьшением H (рис. 3). Очевидно, что в интервале полей $H_{ex} < H \leq H_0$ изменение намагниченности носит обратимый характер; при этом диссипативные потери отсутствуют (вязкими потерями, имеющими место в области полей $H_{ex} < H \leq H_{dt}$, пренебрегаем). Таким образом, при уменьшении поля основной вклад в диссипацию энергии из-за

перемагничивания пленки и аннигиляции вихрей дает область полей $-H_0 \leq H \leq H_{ex}$. Аналогичный анализ ситуации при возрастании поля от $H = -H_0$ до $H = +H_0$ приводит к выводу о доминирующем вкладе в мощность гистерезисных потерь интервала полей $H_{ex}^{(-)} \leq H \leq H_0$ ($H_{ex}^{(-)}$ — поле выхода антивихрей). Поведение гистерезисной кривой $\Phi(H)$ при циклическом изменении поля в интервале $-H_0 \leq H \leq H_0$ изображено на рис. 3. Отметим, что в пленках поведение кривой $\Phi(H)$ в верхней полуплоскости ($\Phi > 0$), напоминающее профиль самолетного хвоста ("plane-tail" feature), принципиально отличается от вида аналогичной зависимости (сходной с профилем китового хвоста — "whale-tail" feature) в массивных сверхпроводниках [3]. Подчеркнем, что столь необычный вид функции $\Phi(H)$ в пленках обусловлен наличием краевого пиннинга потока (см. [2]). Действительно, вблизи поля выхода вихрей H_{ex} ($|H_{ex} - H| \ll H_{ex}$) величина $d\Phi_b/dH \approx 0$ (а $d^2\Phi_b/dH^2 < 0$) [3] в массивных образцах, в то время как в пленках с краевым барьером $d\Phi_f/dH \approx 2\mu_0 W > 0$ [2,8].

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

$$Q(H_0) = \frac{1}{4\pi} \oint H d\Phi. \quad (5)$$

Зависимость $Q(H_0)$, очевидно, имеет пороговый характер, поскольку потери на перемагничивание возникают только в случае $H_0 > H_1$, что является отражением специфики краевого пиннинга [2]. При $H_0 - H_1 \ll H_1$ зависимость $Q(H_0)$ является практически линейной, выходя на асимптотическое поведение $Q(H_0) \sim (H_0 - H_1)^1$ с $r \approx 0.7$ при $H_0 \geq 3H_1$. Сопоставление данных расчетов с результатами работы [7], демонстрирующими беспороговое поведение $Q(H_0) \sim H_0^q$ (где $q = 4$ при $H_0 \ll i_p$ и $q = 1$ при $H_0 \gg i_p$) в пленках без краевого барьера, показывает принципиальное различие обсуждаемых механизмов необратимости.

Таким образом, наличие краевого пиннинга позволяет существенно снизить величину диссипативных потерь на перемагничивание пленочных сверхпроводников, что делает последние весьма многообещающими с точки зрения технических приложений. Предложенная здесь аналитическая модель может явиться хорошей основой для расчета импеданса тонкопленочных мостиков в переменных полях и количественного описания эффекта генерации высших гармоник намагниченности.

Авторы признательны Г.М. Максимовой за полезные обсуждения используемой модели, а также Дж. Клему за интерес к работе и переписку. Работа поддержана правительством РФ совместно с Международным научным фондом (грант № R8J300), Миннауки РФ (проект ВТСП № 95-057) и Госкомвузом РФ (проект № 95-0-7.3-178).

Список литературы

- [1] *Миц Р.Г., Рахманов А.Л.* Неустойчивости в сверхпроводниках. М.: Наука, 1984. 254 с.
- [2] *Максимов И.Л.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. С. 56–61.
- [3] *Clem J.R.* // J. Appl. Phys. 1979. P. 3518–3530.
- [4] *Горбачев В.С., Савельев С.Е.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. С. 1387–1404.
- [5] *Максимов И.Л., Елистратов А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. С. 204–208.
- [6] *Zeldov E., Larkin A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 1428–1432.
- [7] *Brandt E.H., Indenbom M.V.* // Phys. Rev. 1994. V. B48. P. 12893–12908.
- [8] *Benkraouda M., Clem J. R.* // Phys. Rev. 1996. V. 53. P. 5716–5726.