

КРАЕВОЙ БАРЬЕР И СТРУКТУРА КРИТИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ В ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ

И.Л.Максимов, А.А.Елистратов

Нижегородский университет

603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 1994 г.

Исследована структура критического состояния в тонкой сверхпроводящей пленке с высоким краевым барьером при наличии объемного пиннинга вихрей. Найдены аналитические выражения, описывающие распределение плотности тока и плотности вихрей в системе. Обнаружена принципиально новая структура критического состояния в системе, проявляющаяся в концентрации магнитного потока в середине пленки и мейснеровских токов – на ее периферии.

Анализу структуры критического состояния в тонких пленках посвящено значительное число работ (см., например, [1–4]). В подавляющем большинстве из них критическое состояние описывается в рамках модели Бина, предполагающей, что проникающие в пленку абрикосовские вихри сосредоточены, в основном, на периферии образца; в середине пленки сохраняется мейснеровское состояние. По-существу, подобная ситуация реализуется, когда поверхностный барьер, определяющий условия вхождения вихрей в пленку, заметно подавлен и вихри входят уже при напряженности магнитного поля вблизи края $H_k \geq H_{c1}$. Такой режим проникновения имеет место, например, в пластинах, характерная толщина d которых значительно превышает лондоновскую глубину λ : $d \gg \lambda$. Специфика тонких пленок с $d \ll \lambda$ состоит в наличии высокого краевого барьера [1], который в совокупности с нелокальным характером межвихревого взаимодействия приводит, как будет показано ниже, к возникновению принципиально новой структуры критического состояния.

В настоящей работе рассмотрен вопрос о структуре критического состояния в тонкой сверхпроводящей пленке с высоким краевым барьером при наличии объемного пиннинга вихрей. Найдены аналитические выражения, описывающие распределение плотности тока и плотности вихрей в системе. Обнаружена принципиально новая структура критического состояния в системе, проявляющаяся в концентрации магнитного потока в середине пленки и мейснеровских токов – на ее периферии. Результаты, полученные в работе, частично представлены в [5].

Рассмотрим длинную пленочную полосу, помещенную во внешнее магнитное поле $H = (0, 0, H)$, перпендикулярное ее поверхности. Будем предполагать, что ширина пленки W и ее толщина d удовлетворяют следующим соотношениям: $d \ll \lambda_{ef} \ll W$, где $\lambda_{ef} = \lambda^2/d$. Нас будет интересовать распределение тока, индуцированного магнитным полем, и плотности вихрей по ширине пленки. Уравнение, связывающее две эти величины, может быть получено из уравнения Лондонов, которое после усреднения по расположению вихрей принимает вид [1, 2]

$$2\pi \frac{d}{w} \frac{di(y)}{dy} + 2 \int_{-1}^1 \frac{i(\tau) d\tau}{\tau - y} = H - \Phi_0 n(y). \quad (1)$$

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

$$i(y) = \int_0^d j_x(y, z) dz.$$

В дальнейшем нам удобно пользоваться безразмерной переменной $y = 2Y/W$, где Y – расстояние от центра полоски.

В случае тонких широких пленок ($W \gg \lambda_{ef}$) можно пренебречь производной в левой части (1) для внутренней области пленки, в результате чего приходим к основному уравнению задачи:

$$2 \int_{-1}^1 \frac{i(\tau) d\tau}{\tau - y} = H - \Phi_0 n(y). \quad (2)$$

Мейснеровское состояние ($n(y) = 0$) существует вплоть до поля $H_k \leq H_s$, где H_s – поле подавления барьера [1]. При $H_k > H_s$ вихри, входящие в пленку, распределяются в соответствии с (2). Мы предполагаем число проникших вихрей макроскопическим, что делает оправданным применяемый здесь континуальный подход. Две неизвестные функции $i(y)$ и $n(y)$ связаны только одним уравнением; поэтому для однозначного их определения необходимо сформулировать дополнительные условия. На основании простых физических соображений последние можно записать в следующем виде:

$$i(y) = i_p \text{sign}(y), \quad n(y) \neq 0, \quad |y| < \theta, \quad (3a)$$

$$i(y) \neq 0, \quad n(y) = 0, \quad |y| > \theta. \quad (3b)$$

Условие (3a) отражает то обстоятельство, что равновесная концентрация вихрей должна обеспечивать локальную плотность тока $i(y)$, равную плотности тока депиннинга i_p : $|i(y)| = i_p$ [6]. Здесь учтено, что ток в системе индуцируется внешним полем, следовательно, плотность тока – нечетная функция координаты: $i(y) = -i(-y)$. Условие (3b) учитывает эффект выталкивания вихрей из области $|y| > \theta$, занимаемой мейснеровскими токами под действием силы Лоренца $f_L = i(y)\Phi_0$, превышающей силу пиннинга $f_p = i_p\Phi_0$: $f_L > f_p$.

Уравнение (2) удобно представить в виде

$$i(y) = \frac{1}{2\pi^2 \sqrt{1-y^2}} \left\{ \pi H y + \Phi_0 \int_{-\theta}^{\theta} n(\tau) \frac{\sqrt{1-\tau^2}}{\tau-y} d\tau \right\}, \quad (4)$$

допускающем непосредственное применение метода обращения интегралов Коши [7]. После обращения (4) с учетом (3a) находим $n(y)$ и $i(y)$ во внутренней области $|y| < \theta$:

$$n(y) = -\frac{4i_p}{\Phi_0} \text{Arcth} \left(\theta \frac{\sqrt{1-y^2}}{\sqrt{\theta^2-y^2}} \right) + \frac{1}{\Phi_0} \frac{\sqrt{\theta^2-y^2}}{\sqrt{1-y^2}} (H + 4i_p \text{Arth}\theta),$$

$$i(y) = i_p \text{sign}(y), \quad (5)$$

а также и в области $|y| > \theta$, занятой мейснеровскими токами:

$$n(y) = 0,$$

$$i(y) = \frac{H}{2\pi} \frac{\sqrt{y^2 - \theta^2}}{\sqrt{1 - y^2}} \left(1 + \frac{4i_p}{H} \operatorname{Arth}\theta \right) \operatorname{sign}(y) -$$

$$- i_p \left(1 - \frac{2}{\pi} \operatorname{Arctg} \left(\frac{1}{\theta} \frac{\sqrt{y^2 - \theta^2}}{\sqrt{1 - y^2}} \right) \right) \operatorname{sign}(y). \quad (6)$$

Распределения $n(y)$ и $i(y)$ изображены на рис.1. Равновесная ширина области, занимаемой вихрями, $\theta = \theta(H)$ определяется из условия совпадения плотности тока вблизи краев пленки $i(1 - \xi)$ (здесь $\xi = \lambda_{ef}/W$) с плотностью тока распаривания i_d : $i(1 - \xi) = i_d$ [1]. Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{H}{H_1} \left(1 + \frac{4i_p}{H} \operatorname{Arcth}\theta \right) \sqrt{1 - \theta^2} = 1, \quad (7)$$

где $H_1 = 2\pi i_d \sqrt{2\xi} = H_s \sqrt{\xi}$.

Анализ (7) показывает, что уже при незначительном превышении поля проникновения $H = H_1 + \delta H$ магнитный поток занимает область конечных размеров в середине пленки: $\theta(H_1 + 0) \simeq 8i_p/H_1 \ll 1$. С ростом H область концентрации магнитного потока расширяется вплоть до ее краев: $\theta \rightarrow 1$ при $H \gg H_1$.

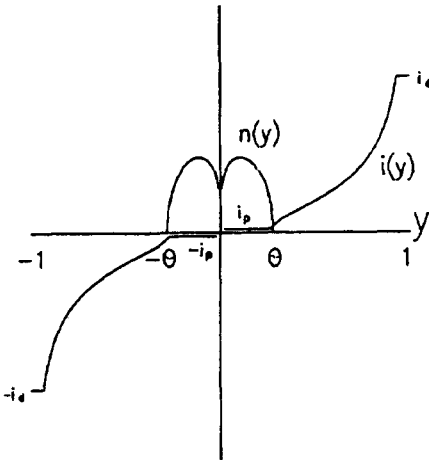


Рис.1

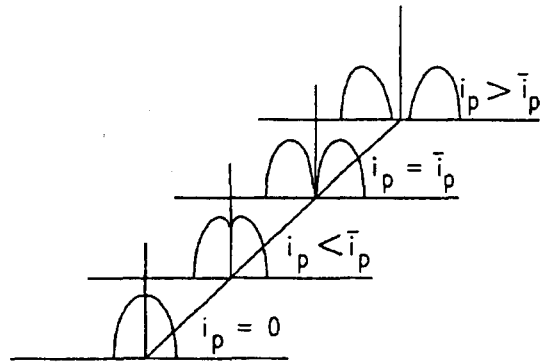


Рис.2

Полный поток (на единицу длины пленки), проникший в образец при $H > H_1$, описывается выражением

$$\Phi_p(H) = 2\mu_0 W \{ (H + 4i_p \operatorname{Arcth}\theta)(E(\theta) - (1 - \theta^2)K(\theta)) - 4i_p \theta K(\theta) \}, \quad (8)$$

где K и E - полные эллиптические интегралы I и II рода, соответственно.

При $H \geq H_1$ средняя по образцу магнитная индукция \bar{B} линейно зависит от H :

$$\bar{B}(H) = \frac{1}{2} \mu_0 \pi (H - H_1). \quad (9)$$

При $H \gg H_1$

$$\bar{B}(H) = \mu_0 \{H - 4i_p \ln 2 - H_1^2 / [H + 4i_p \ln(2H/H_1)]\}. \quad (10)$$

Заметим, что в случае $i_p = 0$ формулы (5), (6) переходят в известный результат [8], полученный в пренебрежении пиннингом вихрей. Эволюция распределения плотности вихрей в зависимости от величины i_p (при фиксированном H) представлена на рис.2. Отметим возникновение двусвязности в распределении вихрей при $i_p = \bar{i}_p$. Подробный анализ этого случая будет изложен в отдельном сообщении. Строго говоря, при любом сколь угодно слабом пиннинге существует область $|y| < y_0$, в которой вихри отсутствуют. Физически это обусловлено взаимным отталкиванием вихрей в центральной части образца. Размер области $[-y_0, y_0]$ в пределе $H/i_p \gg 1$ определяется выражением

$$y_0(H, i_p) = 2\theta \exp\{-\theta(H/4i_p + \text{Arctth}\theta)\}. \quad (11)$$

Аналогичный вывод был сделан в работе [9] при анализе критического состояния в сверхпроводящей пластине толщиной $\sim \lambda$.

Полевая зависимость магнитного момента

$$M = \int_{-1}^1 yi(y)dy,$$

приходящегося на единицу длины пленки, в случае слабого пиннинга $q = 4i_p/H_1 \ll 1$ описывается выражением

$$h(m) = \frac{1+q^2}{m-q\sqrt{1+q^2-m^2}} - q \text{Arth} \left(\frac{qm + \sqrt{1+q^2-m^2}}{\sqrt{1+q^2}} \right). \quad (12)$$

Здесь $h = H/H_1 > 1$, $m = M/M_1$, $M_1 = H_1 W^2/4$ - значение магнитного момента в мейснеровском состоянии при $H = H_1$. В области $h-1 \ll 1$ зависимость $m(h)$ практически линейна: $m \simeq 2-h$ (см. рис.3). При $H \gg H_1$ из (9) следует, что намагниченность образца выходит на постоянное значение $M(H) = M_p = W^2 i_p$, соответствующее биновскому критическому состоянию [3].

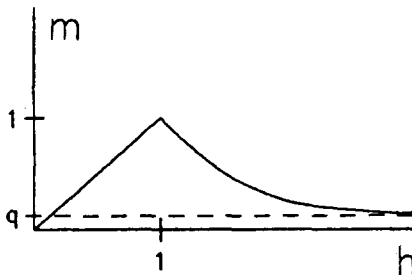


Рис.3.

Таким образом, в работе описано критическое состояние в тонких сверхпроводящих пленках с высоким краевым барьером. Показано, что его структура

существенно отличается от распределения магнитного поля и тока, возникающего в пленках с подавленным краевым барьером. Определена аналитическая зависимость намагниченности пленки от внешнего магнитного поля. Данная модель позволяет рассчитать отклик системы на электромагнитные возмущения, а также диссипативные характеристики тонких сверхпроводящих пленок.

Авторы выражают признательность Г.М.Максимовой за ценные обсуждения и помощь в работе. И.Л.М. признателен Э.Г.Брандту, Т.Дойлу и Л.М.Фишеру за стимулирующие дискуссии.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 93-02-16876), Научным Советом по ВТСП (проект 93-075), а также Международным научным фондом (грант R8J000).

P.S. При подготовке статьи к опубликованию авторам стало известно содержание работы [10], в которой аналогичная задача решена для случая краевого барьера геометрической природы, существенного в достаточно толстых пластинках $d \gg \lambda$.

-
1. К.К.Лихарев, Изв. вузов (Радиофизика) **14**, 909, 919 (1971).
 2. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ **61**, 1221 (1971).
 3. Е.Н.Brandt, M.V.Indenbom and A.Forkl, Europhys. Lett. **22**, 735 (1993); Е.Н.Brandt and M.V.Indenbom, Phys. Rev. **B48**, 12893 (1993).
 4. E.Zeldov, J.R.Clem, M.McElfresh and M.Darvin, Phys. Rev. **B49**, 9802 (1994).
 5. А.А.Елистратов, Структура критического состояния в тонких сверхпроводящих пленках, Дипломная работа ННГУ, Н. Новгород (1994).
 6. С.Р.Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
 7. Н.И.Мусхелишвили, Сингулярные интегральные уравнения, М.: Физматгиз, 1963.
 8. М.Ю.Куприянов, К.К.Лихарев, ФТТ **16**, 2829 (1974).
 9. И.Ф.Волошин, В.С.Горбачев, С.Е.Савельев и др., Письма в ЖЭТФ **59**, 55 (1994).
 10. E.Zeldov, A.I.Larkin, V.B.Geshkenbein et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1428 (1994).