

Геометрический поверхностный пиннинг вихрей в сверхпроводящих пленках

А. И. Коссе, Ю. Е. Кузовлев¹⁾, Г. Г. Левченко, Ю. В. Медведев, А. Ю. Прохоров, В. А. Хохлов, П. Н. Михеенко*

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАНУ, 83114 Донецк, Украина

* School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Edgbaston, Birmingham B152TT, UK

Поступила в редакцию 23 июля 2003 г.

После переработки 12 августа 2003 г.

Предложена модель пиннинга вихрей в сверхпроводящей пленке шероховатостями ее поверхности. Модель связывает критический ток с крутизной поверхностного рельефа и, при большой концентрации вихрей, с расстоянием между соседними максимумами крутизны на путях протекания вихрей. Измерена зависимость плотности критического тока от толщины ВТСП пленок в слабом поле. Показано, что она может быть объяснена пиннингом на ступенчатом рельефе.

PACS: 68.37.Ps

1. Известно, что в хороших (сплошных) сверхпроводящих пленках плотность критического тока убывает при увеличении их толщины (см., например, [1]). Резонно приписать этот эффект поверхностному пиннингу (см., например, [2, 3]). Действительно, если он доминирует над объемным, то должен уравновешивать силу Лоренца, действующую на всю длину вихревой линии, то есть пропорциональную интегралу плотности тока по толщине. Отсюда вытекает обратно пропорциональная зависимость эффективной (средней) плотности критического тока J_c от толщины пленки D . Однако нет теоретической модели, которая объяснила бы также величину критического тока и характер его уменьшения с ростом концентрации вихрей (приблизительно, как обратный корень из концентрации [4]). Имеющаяся теория [2] оставляет уровень критического тока неопределенным, кроме того, она предполагает большую концентрацию вихрей (такую, что дистанция между ними много меньше D).

В настоящей работе измерена зависимость $J_c(D)$ у пленок ВТСП в полях меньше 1 Э, то есть в условиях разреженной системы вихрей, к которой формулы работы [2] неприменимы. Изучение поверхности пленок выявило, что она сложена из террас с высотой, кратной высоте элементарной ячейки.

Построена модель пиннинга вихрей на шероховатостях поверхности, простейшая в том смысле, что вихри описываются в лондонском приближении, а сверхпроводник считается изотропным и однородным (последнее означает, что мы пренебрегаем объ-

емным пиннингом на случайном потенциале структурных неоднородностей). Интерпретация эксперимента с точки зрения нашей модели обнаружила, что измеренный нами критический ток как раз соответствует пиннингу на краях террас поверхностного рельефа.

2. На рис.1 кружками отмечены значения плотности критического тока, при температуре 77 К для четырех разнотолщинных пленок YBaCu одной се-

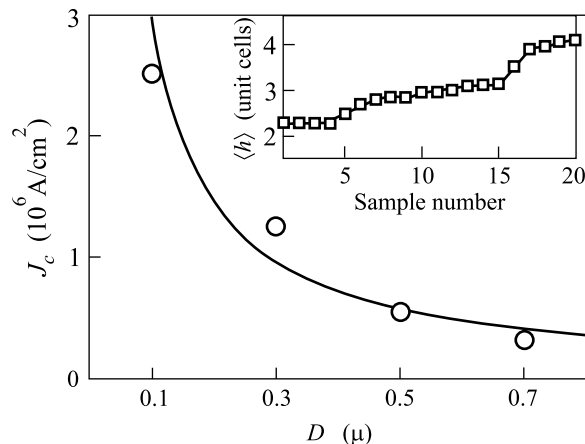


Рис.1. Экспериментальная (кружки) и теоретическая (сплошная кривая) зависимости критической плотности тока J_c пленок YBaCu от их толщины D . Пояснение к врезке см. в тексте (п. 2)

рии, выращенной с помощью лазерной абляции на подложках SrTiO₃. Критические температуры пленок были близки к 86 К. Величина J_c извлекалась из комплексной восприимчивости пленок в переменном поле $H_{ac} \leq 0.8$ Э частоты 10 кГц в отсутствие посто-

¹⁾ e-mail: kuzovlev@kinetic.ac.donetsk.ua

янного поля (точнее, в поле Земли). Методика эксперимента и способ нахождения J_c описаны в [5, 6]. Кривая на рис.1 представляет полученную ниже теоретическую зависимость $J_c(D)$.

С применением атомной силовой микроскопии мы исследовали поверхность 20 пленок одной и той же толщины 100 нм, выращенных в сходных условиях. Врезка на рис.1 показывает среднюю высоту $\langle h \rangle$ перепадов их поверхностного рельефа, выраженную в единицах высоты элементарной ячейки, как функцию номера образцов, упорядоченных по возрастанию $\langle h \rangle$. Несмотря на усреднение, эти данные ясно демонстрируют ступенчатость рельефа (наблюдавшуюся также, например, в [4, 7]).

3. Простой механизм поверхностного пиннинга вполне очевиден. Вихри, пересекая шероховатости поверхности, местами вынуждены увеличивать свою длину, а значит, и энергию. В результате шероховатости порождают сетку потенциальных барьеров. Проанализируем эффективность этого механизма.

Пусть пленка лежит в плоскости XY , вдоль оси Y в ней течет сторонний (транспортный или мейснеровский) сверхток, который двигает в направлении X вихри, “протыкающие” пленку. Гофрировка поверхности поперек тока не привела бы к зацеплению вихрей. Поэтому рассмотрим модель пленки с поверхностью, гофрированной поперек хода вихрей, как показано на рис.2. Разумеется, максимумы модельного рельефа на рис.2 должны отождествляться

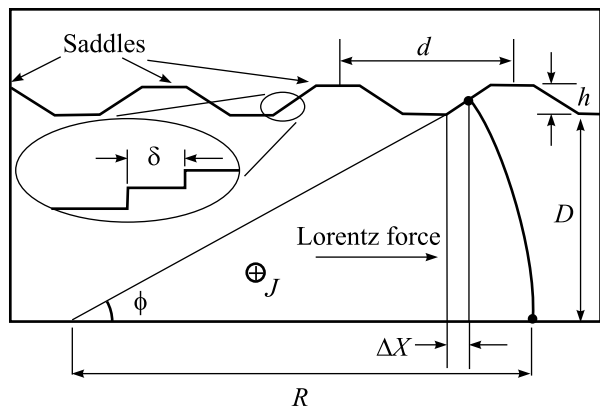


Рис.2. Схематическое сечение пленки вдоль цепочки минимумов и перевалов поверхностного рельефа плоскостью XZ , перпендикулярной направлению тока. Жирной кривой показана конфигурация кора вихря, преодолевающего перевал

не с максимумами фактической двумерной шероховатости, а скорее, с ее перевалами (максимумами по X минимумов по Y). Соответственно, ϕ – это характерный угол подъема на перевалы. Далее считаем,

что выполняется условие $h \ll \lambda$, где λ – глубина проникновения, а h – высота перевалов. Отношение h к минимальной толщине D (см. рис.2) не обязательно мало, поэтому введем также среднюю толщину $\bar{D} = D + h/2$. В случае пленки слоистого ВТСП с осью $C \parallel Z$ под λ следует понимать $\lambda_{a,b}$.

Поскольку искривление вихря в плоскости YZ энергетически невыгодно, его кор лежит в плоскости XZ , то есть параметризуется некоторой функцией $x = X(z)$. Если рельеф поверхности задан функцией $z = Z(x)$, а плотность стороннего тока обозначена через $J = J(x, z)$, то энергия взаимодействия вихря с током записывается как

$$E_i = -\frac{\Phi_0}{c} \int \int_{\substack{x < X(z) \\ 0 < z < Z(x)}} J(x, z) dx dz + \text{const} \quad (1)$$

(общее выражение для E_i обсуждалось в [8, 9]). При условии $h \ll \lambda$ ток практически не зависит от x и постоянен в области шероховатостей:

$$J(x, z) \approx \bar{J} \cosh\left(\frac{z - \bar{D}/2}{\lambda}\right) \left[\frac{2\lambda}{\bar{D}} \sinh\frac{\bar{D}}{2\lambda}\right]^{-1}, \quad (2)$$

где \bar{J} – средняя плотность тока (относительная поправка к (2), обусловленная шероховатостью, не превышает величины $\sim h \min(D, \lambda)/4\lambda^2$).

Точные выражения для собственной энергии абрикосовского вихря, E_s , в пленке (пластине) произвольной толщины можно получить из формул работ [10, 8]. Мы воспользуемся “локальной аппроксимацией” самодействия искривленного вихря, в рамках которой E_s пропорциональна длине его кора L :

$$E_s \approx \epsilon L + E_e, \quad \epsilon \approx \frac{\Phi_0 H_{c1}}{4\pi} \approx \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda}\right)^2 \ln \frac{\lambda}{\xi}. \quad (3)$$

Здесь ϵ – упругость вихря (энергия на единицу длины кора), E_e – “энергия концов вихря” [8], то есть энергия магнитного поля вихря за пределами сверхпроводника (приблизительно константа), а остальные обозначения стандартны. Данная аппроксимация находит приложения (см., например, [2, 8, 9, 11, 12]), начиная по крайней мере с работы [13]. Компьютерные вычисления подтверждают, что ее ошибка не превышает нескольких процентов даже при малом радиусе кривизны кора $R \sim 0.1\lambda$ [9].

Уравнения эволюции криволинейных вихрей были рассмотрены в [9]. Нас интересуют только стационарные состояния плоско искривленного вихря. В таком состоянии сумма всех сил, действующих на кор, равна нулю, $\delta E/\delta X = 0$, где $E = E_s + E_i$ – полная энергия вихря. Введем характерный масштаб плотности тока:

$$J_{c1} = cH_{c1}/4\pi\lambda = c\epsilon/\Phi_0\lambda.$$

В приближении (3)

$$\frac{\delta E}{\delta X} = \frac{\epsilon}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{R} - \frac{J}{J_{c1}} \right), \quad \frac{1}{R} \equiv -\frac{X''}{(1 + X'^2)^{3/2}}. \quad (4)$$

Здесь $R = R(t, z)$ – локальный радиус кривизны кора (его положительные значения отвечают выпуклости кора вправо), а штрих обозначает дифференцирование по z : $X' \equiv \partial X / \partial z$, $X'' \equiv \partial^2 X / \partial z^2$. Граничные условия к уравнению $\delta E / \delta X = 0$ заключаются в перпендикулярности кора к поверхности в точках выхода на нее [13] (к этому приводит взаимодействие окончаний кора со своими отражениями в границе сверхпроводника, то есть с деформацией линий собственного тока вихря вблизи нее [9]).

Для стационарной конфигурации из (4) получаем, после подстановки (2) и затем интегрирования по z :

$$-\frac{X'(Z)}{\sqrt{1 + X'^2(Z)}} = \frac{\bar{J}}{J_{c1}} \frac{\bar{D}}{\lambda} \left[1 + \frac{Z - \bar{D}}{2\lambda} \tanh^{-1} \left(\frac{\bar{D}}{2\lambda} \right) \right]. \quad (5)$$

Здесь Z – это z – координата выхода кора на верхнюю (гофрированную) поверхность. Принято во внимание, что $|Z - \bar{D}| \ll \lambda$ в силу малости h . Вследствие указанных граничных условий на нижней (ровной) поверхности $X'(0) = 0$. Что же касается верхней, то левая часть (5) есть, очевидно, ни что иное, как

$$-X'(Z) / \sqrt{1 + X'^2(Z)} = \sin \phi(Z), \quad (6)$$

где $\phi(Z)$ – угол наклона шероховатости в точке выхода. Уравнение (5) имеет решения только при достаточно малой средней плотности тока: $\bar{J} < J_c$. Если рельеф цепочки перевалов описывается гладкой функцией $Z(x)$, то нужный корень (5) лежит между уровнями D и $z_0 = Z(x_0)$, где x_0 – точка перегиба $Z(x)$. Оценка вытекающего из (5) и (6) критического значения J_c как для толстой ($\bar{D} \gtrsim \lambda$), так и для тонкой ($\bar{D} \ll \lambda$) пленки дает

$$J_c \approx \frac{\lambda J_{c1}}{\bar{D}} \sin \phi_{\max}, \quad (7)$$

где ϕ_{\max} – максимальное значение угла наклона перевала (в точке перегиба).

4. Для наглядности рассмотрим кусочно-линейный рельеф, изображенный на рис.2, причем в случае тонкой пленки ($D \lesssim \lambda$), когда $J \approx \text{const}$. Тогда равенство $\delta E / \delta X = 0$ означает, что кор закрепившегося вихря имеет форму сегмента окружности с радиусом

$$R = R_{\text{stac}} \equiv \lambda J_{c1} / J. \quad (8)$$

При этом верхний конец кора находится в точности у основания склона, то есть $\Delta X = 0$ на рис.2. Действительно, из ортогональности кора к поверхностям и из простых геометрических построений (см. рис.2) следует, что при смещении $\Delta X > 0$ радиус кривизны кора был бы равен

$$R = R_c + \frac{\Delta X}{\cos \phi}, \quad R_c \equiv \frac{D}{\sin \phi}, \quad (9)$$

то есть отличался бы от (8). Легко догадаться, что закрепление вихря становится невозможным, когда радиус R_{stac} , уменьшаясь при увеличении J , сравнивается с R_c . Отсюда для критической плотности тока получаем

$$J_c = \frac{\lambda J_{c1}}{R_c} = \frac{\epsilon c}{\Phi_0 D} \sin \phi. \quad (10)$$

Чтобы убедиться в сказанном, вычислим разницу энергий ΔE между состоянием пиннинга с радиусом (8) и нулевым смещением $\Delta X = 0$ и состояниями депиннинга с радиусом (9) и малым положительным смещением $\Delta X > 0$. Элементарные выкладки дают

$$\Delta E = \frac{\epsilon D}{2} \left[(2 - j) \frac{\phi}{\sin \phi} - \frac{\arcsin(j \sin \phi)}{j \sin \phi} + j \cos \phi - (1 - j^2 \sin^2 \phi)^{1/2} \right] + \quad (11)$$

$$+ \epsilon \phi (1 - j) \frac{\Delta X}{\cos \phi} + O(\Delta X^2), \quad j \equiv \frac{J}{J_c},$$

где J_c выражается в (10). Часть ΔE , не зависящая от ΔX (две первые строки в (11)), представляет собой потенциальный барьер между состоянием пиннинга и критическим состоянием с радиусом кривизны R_c и нулевым смещением (в случае гладкого рельефа критическое состояние соответствует выходу кора на перегиб $Z(x)$). Часть ΔE , зависящая от ΔX , – это барьер между критическим состоянием и состояниями депиннинга. Обе составляющие ΔE положительны, если плотность тока меньше критической величины (10), и обращаются в нуль при $J = J_c$. Значит, при $J < J_c$ состояние (8) отвечает локальному минимуму функционала полной энергии и потому устойчиво.

Применение (5) к данному рельефу показывает, что выражение (10) справедливо и для толстой пленки. Как видно, так или иначе получается обратно пропорциональная зависимость плотности критического тока от эффективной толщины. Последняя, смотря по характеру шероховатостей, может принимать любое значение между D и $D + h$.

5. Взаимодействие вихрей существенно, если их больше, чем ям поверхностного рельефа, то есть

$$N \equiv nd^2 = B_z d^2 / \Phi_0 \gtrsim 1, \quad (12)$$

где n – концентрация вихрей, а B_z – соответствующая магнитная индукция. Задача о коллективном пиннинге на реальных шероховатостях нетривиальна уже потому, что решетка вихревых нитей заведомо неоднородна по всем трем координатам. Пока обойдемся следующей оценкой.

Положим, что пленка разбивается на ячейки длиной d и площадью d^2 , ограниченные по оси X соседними перевалами (см. рис.2), по оси Y – такими же перевалами, а по углам – пиками рельефа. Понятно, что $\sim N$ вихрей, находящихся в ячейке, образуют $\sim \sqrt{N}$ строчек по $\sim \sqrt{N}$ вихрей в каждой, причем в случае пиннинга только крайний (правый) вихрь в каждой строчке цепляется за потенциальный барьер (перевал), тогда как внутренние вихри удерживаются им. Последнее означает, что сила, с которой крайние вихри действуют на внутренние, компенсирует силу стороннего тока. Если бы крайние вихри имели ту же конфигурацию, что и внутренние, то они испытывали бы приблизительно равную по величине силу противодействия. Отсюда следует, что в окрестности кора крайнего вихря течет, дополнительно к стороннему току J и в том же направлении, ток, в среднем равный приблизительно $J\sqrt{N}$. Соответственно, конфигурация крайнего вихря определяется (наряду с геометрией препятствия) суммарным током $J_{\text{sum}} \approx J + J\sqrt{N}$. Пиннинг возможен, пока сила Лоренца, вызванная этим током, меньше силы упругости кора, обусловленной его искривлением и удлинением.

Таким образом, для оценки критического тока можно вернуться к предыдущему, лишь заменив J на J_{sum} . В результате получаем

$$J_c \approx \frac{\epsilon c}{\Phi_0 D} \frac{\sin \phi}{1 + d\sqrt{B_z/\Phi_0}}. \quad (13)$$

Мы пренебрегли влиянием вихрей других ячеек, что возможно, если распределение B_z “макроскопически однородно” и токи этих вихрей в данной ячейке взаимно компенсируются. При нарушении однородности условием локального пиннинга будет

$$|J + J_{nu}| < J_c, \quad J_{nu} \approx -(c/4\pi)\partial B_z/\partial x,$$

где J_{nu} – добавка к локальной плотности тока от неоднородности.

6. Картина меняется, если крутизна подъема на возвышение имеет несколько максимумов, например, если оно сложено из ступенек (см. врезку на

рис.2). Тогда строчка вихрей может разбиться на несколько цугов, каждый из которых удерживается одной из ступенек. Поэтому угол, определяющий силу пиннинга, фактически близок к 90° . Соответственно, в оценках (13), (7) и (10) нужно $\sin \phi$ заменить на единицу, а масштаб длины d – на типичную ширину ступенек δ (см. врезку). Средний наклон возвышения войдет в ответ косвенно, через δ .

Строго говоря, реальные ступеньки (см. выше) слишком малы, чтобы доверять лондоновскому приближению. Можно думать, однако, что и в более адекватной теории наличие легкого выхода для магнитного потока вихря через щель между целой и оборванной на ступеньке сверхпроводящими плоскостями заставит вихревую линию (линию особенности фазы параметра порядка) изогнуться примерно так, как в рассмотренной картине. В таком случае сделанные оценки сохраняют смысл.

Важно осознать, что малая высота ступеньки во все не влечет малость потенциального барьера депиннинга, поскольку в игре участвует вся длина кора и вся толщина пленки. Для ступеньки, согласно (11),

$$\Delta E(\phi = 90^\circ) > (\pi/2 - 1)\epsilon D(1 - J/J_c)^{3/2}, \quad (14)$$

то есть высота барьера определяется гигантским, в температурных единицах, масштабом энергии $\epsilon D \sim 10^4 \div 10^7$ К. Величина (14) может даже превышать барьер объемного пиннинга на линейных дефектах, пронизывающих пленку (см., например, [12]).

В то же время, в отличие от объемного, поверхностный пиннинг не требует жесткой фиксации кора. Действительно, размах деформаций кора, возможных при пиннинге на ступеньках, сравним с D , то есть практически всегда значительно больше амплитуды тепловых флуктуаций кора, $\delta X \sim \sqrt{TD/\epsilon}$, где T – температура (эту оценку нетрудно получить в приближении (3)). Это означает, что не существует столь большого различия между конфигурационными энтропиями кора в состояниях под барьером и за барьером, как при пиннинге на линейных дефектах. Следовательно, поверхностный пиннинг должен быть менее подвержен флуктуационному “тепловому депиннингу” (энтропийной неустойчивости [12]).

7. Сравнивая теорию и эксперимент, стоит принять во внимание вероятность той или иной корреляции между толщиной пленок и структурой их поверхности, в частности, параметрами d и ϕ или δ . Иначе (без информации о крутизне поверхностного рельефа) однозначное сопоставление теоретических и экспериментальных зависимостей J_c от D невозможно. Поскольку реальный рельеф случаен, напрашивается вопрос: какой именно статистический смысл

следует придать указанным параметрам? Напрашивается и ответ, в терминах теории перколяции: ϕ – это наименьший угол (d или δ – это наибольшая ширина), такой (такая), что перевалы с углами наклона меньше его (шириной больше ее) образуют сплошную сетку путей (бесконечный кластер).

Следует учитывать также нарушения сплошности в тонких пленках, возможные при $D < 100$ нм (см. [1]), которые могут изменить эффективные значения d или δ . Кроме того, если существен объемный пиннинг (например, на дислокациях или порках), то вклад от него нужно приплюсовать к полученным оценкам J_c при их сравнении с опытом. Согласно (10), если J_c заметно больше, чем $\epsilon c/\Phi_0 D$, то такой вклад наверняка имеется.

В нашем случае (см. п. 2) параметры d и/или δ выпадают из игры. Как тонкие, так и толстые пленки имели, судя по данным микроскопии, примерно одинаковую структуру и качество поверхности. Соответственно, мы можем применить формулу (10). Сплошная линия на рис.1, показывающая теоретическую зависимость J_c от D , построена по этой формуле при $\lambda/\xi = 90$ и $\sin \phi/\lambda^2 = 4.8$, где λ выражена в микрометрах. Подставляя в последнее равенство оценку глубины проникновения, $\lambda \approx 0.45$ мкм при $T = 77$ К и $T_c = 86$ К, получим $\sin \phi \approx 1$.

8. Таким образом, мы показали, что критический ток индивидуального поверхностного пиннинга определяется упругостью вихревой нити и углом подъема на возвышения (перевалы) поверхностного рельефа. Для коллективного пиннинга в плотной системе вихрей существенно также их количество в цуге, который сдерживается одним возвышением. Максимальный эффект достигается на ступенях рельефа, причем потенциальный барьер депиннинга диктуется толщиной пленки и не зависит от высоты ступенек.

Сравнение теории с экспериментом, демонстрируемое рис.1, наряду с предыдущим обсуждением, позволяет заключить, что, во-первых, имеется удовлетворительное согласие. Во-вторых, измеренный нами уровень критического тока может быть объяснен геометрическим поверхностным пиннингом на ступенчатом рельефе, без привлечения объемного пиннинга.

Этот результат оправдывает наше пренебрежение внутренней неоднородностью пленки. В то же время он подчеркивает актуальность задач о взаимодействии поверхностных и объемных механизмов пиннинга (в этой связи см., например, [3]).

1. E. Sheriff, R. Prozorov, Y. Yeshurun et al., J. Appl. Phys. **82**, 4417 (1997).
2. R. Prozorov, E. B. Sonin, E. Sheriff et al., Phys. Rev. **B57**, 13845 (1998).
3. M. V. Indenbom, M. Konczykowski, C.J. van der Beek, and F. Holtzberg, Physica **C341–348**, 1251 (2000).
4. B. Dam, J. M. Huijbregtse, F. C. Klaassen et al., Nature **399**, 439 (1999).
5. А. М. Гришин, В. Ф. Дроботько, В. Д. Стасовский, В. А. Хохлов, ЖТФ **63**, 190 (1993).
6. В. А. Хохлов, В. В. Кржижановский и др., ФТТ **43**, 1541 (2001).
7. J. Summhammer, K. Kundzins, G. S. Hosseinali et al., Physica **C242**, 127 (1995).
8. Yu. E. Kuzovlev, Physica **C292**, 117 (1997).
9. Yu. E. Kuzovlev, cond-mat/9904012.
10. Ю. Е. Кузовлев, А. И. Ломтев, ЖЭТФ **111**, 1803 (1997) [JETP **84**, 986 (1997)].
11. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, УФН **116**, 411 (1975).
12. A. Kramer and M. L. Kulis, Phys. Rev. **B48**, 9673 (1993).
13. В. П. Галайко, ЖЭТФ **50**, 1322 (1966).