

Возникновение спонтанной структуры вихрей в двухслойной системе ферромагнетик–сверхпроводник второго рода

© Ю.И. Беспятых, В. Василевский*

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

* Технический университет, Радом, Польша

E-mail: Svg318@ire216.Msk.ru

(Поступила в Редакцию 6 июня 2000 г.)

Определены условия появления вихревой структуры в тонкой сверхпроводящей пленке под действием поля рассеяния полосовой доменной структуры одноосного ферромагнетика. Вычислена критическая намагниченность магнитного материала, выше которой смешанное состояние в сверхпроводнике становится энергетически выгоднее, чем мейснеровская фаза. Показано, что критическая намагниченность монотонно убывает с уменьшением толщины сверхпроводящей пленки и в типичных экспериментальных ситуациях величина ее порядка десяти G. В качественном плане обсуждается анизотропия критического тока в сверхпроводящей пленке с вынужденной вихревой структурой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Польского комитета научных исследований.

Известно, что обменное взаимодействие между спиновой подсистемой ферромагнетика и электронами проводимости сверхпроводника второго рода может приводить к пространственно неоднородным состояниям [1–3], сходным с криптоферромагнитным состоянием в ферромагнитных сверхпроводниках [4,5]. В слоистых структурах с электромагнитным взаимодействием локализованных спинов магнетика со спаренными электронами сверхпроводника при толщине ферромагнитных пленок, меньшей критической, возможно подавление магнитных доменов [6–11]. Особый интерес в прикладном отношении представляют эффекты возникновения в системах ферромагнетик–сверхпроводник слабых связей [12], искусственного пиннинга [13] и депиннинга абрикосовских вихрей [14,15].

Эксперименты по исследованию явлений переноса в сверхпроводниках второго рода продемонстрировали увеличение критического тока с ростом концентрации ферромагнитных примесей [16]. Было установлено, что взаимодействие вихрей с примесями носит характер притяжения и ответственным за это считают электромагнитное взаимодействие магнитных моментов частиц примеси со спаренными электронами сверхпроводника [16,17].

Влияние ферромагнитных покрытий и аппликаций на распределение и движение вихрей в сверхпроводящей пленке может быть различным в зависимости от геометрии системы, технологии ее изготовления и связанных с ней механизмов взаимодействия электронов сверхпроводника со спиновыми магнитными моментами связанных электронов ферромагнетика. Так, нанесение на поверхность сверхпроводника решетки из малых ферромагнитных частиц ведет к росту критического тока и размерным эффектам [13], сходным с наблюдаемыми в сверхпроводниках с искусственными периодическими структурными дефектами [18,19]. Увеличение степени закрепления флюксонов авторы [13] также объясняют электромагнитным взаимодействием вихрей с намагни-

ченностью, привлекая для оценок результаты расчета силы пиннинга для случая цилиндрической полости в бесконечном сверхпроводящем образце [20]. В системах с иной геометрией может иметь место депиннинг вихрей. Примером тому является слоистая структура ферромагнетик–сверхпроводник, помещенная в касательное внешнее магнитное поле, близкое к полю перехода второго рода магнетика из коллинеарной в доменную фазу [14,15]. Магнитная восприимчивость ферромагнетика в окрестности точки фазового перехода второго рода велика, и взаимодействие вихревой подсистемы с намагниченностью компенсирует влияние полей рассеяния вихрей. Поскольку энергия полей рассеяния положительна, то при этом энергия смещений вихрей от их равновесных положений и критический ток соответственно убывают.

Величина критического тока тесно связана с существованием вихрей и степенью их закрепления. Из-за соседства ферромагнитного и сверхпроводящего слоев сверхпроводимость, как правило, частично разрушается и сверхпроводник переходит в смешанное состояние даже при нулевом внешнем магнитном поле. Вследствие этого критические точки в системе ферромагнетик–сверхпроводник могут оказаться меньше, чем в изолированной сверхпроводящей пленке, особенно если в отсутствие магнетика сверхпроводник находится в мейснеровской фазе.

Первый раздел настоящей работы посвящен анализу условий появления смешанного состояния в сверхпроводящих пленках под действием поля рассеяния полосовой доменной структуры одноосной ферромагнитной пленки. Подобная задача ставилась ранее в работе [12] (см. также работу [9]). Однако, как будет показано далее, область применимости оценок [12] весьма ограничена из-за существенной зависимости энергии вихрей от толщины сверхпроводящей пленки, периода доменной структуры и параметров материалов системы. Во втором разделе

работы обсуждается анизотропия критического тока в сверхпроводящей пленке с решеткой вихрей, индуцированной полем магнитных доменов.

1. Зарождение вихрей

Рассмотрим влияние доменной структуры ферромагнитной пленки на состояние граничащей с ней сверхпроводящей пленки. При этом будем учитывать лишь электромагнитное взаимодействие спиновой подсистемы магнетика с электронами проводимости сверхпроводника, предполагая, что сверхпроводящий и ферромагнитный материалы изолированы друг от друга диэлектрической прослойкой толщины $\xi \ll \delta \ll \lambda$ (ξ — радиус корреляции параметра порядка, λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник). Пусть ферромагнетик обладает магнитной анизотропией типа "легкая ось" с константой анизотропии $\beta = 4\pi Q > 0$ (Q — фактор качества магнетика) и направление оси анизотропии \mathbf{n}_a перпендикулярно развитой поверхности системы. Поскольку большинство высокотемпературных сверхпроводников являются типичными сверхпроводниками второго рода, ограничимся анализом сверхпроводящих материалов, характеризующихся большим параметром Гинзбурга–Ландау $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$. Кроме того, пренебрежем влиянием закрепления вихрей на дефектах сверхпроводника. Геометрия структуры представлена на рис. 1.

Проблема зарождения смешанного состояния под действием поля рассеяния доменной структуры анализировалась в работе [12]. При этом рассматривался случай сверхпроводящего полупространства, граничащего с пленкой одноосного ферромагнетика. Считалось, что вихри возникают, если касательная составляющая поля рассеяния доменов в сверхпроводнике в области размером порядка лондоновской глубины λ превышает ниже критическое поле $H_{c1} \cong (\Phi_0/4\pi\lambda^2) \ln \kappa$ [17]

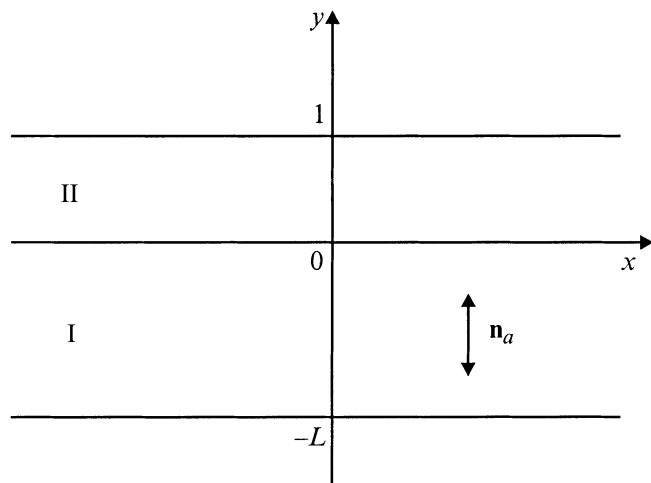


Рис. 1. Геометрия системы одноосный ферромагнетик (I) — сверхпроводник второго рода (II) (диэлектрическая прослойка на рисунке не показана).

($\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$ — квант магнитного потока). Очевидно, такой критерий справедлив в случае, когда толщина сверхпроводящей пленки l значительно превышает период D доменной структуры ($l \gg D$).

В реальных системах ферромагнетик–сверхпроводник толщина сверхпроводящего слоя l , как правило, мала, так что $l \ll D$. Более того, качественные пленки высокотемпературных сверхпроводников обычно имеют толщину $l < \lambda$. В этих условиях простой критерий перехода в смешанное состояние [12] будет неприменим. Поскольку для бесконечных тонких сверхпроводящих пленок в касательном внешнем поле ниже критическое поле равно нулю, то ясно, что при расчете условий существования вихрей в случае тонких пленок необходимо учитывать не только все составляющие, но и градиент поля рассеяния магнитных доменов. Если не интересоваться гистерезисными явлениями, то естественным критерием появления вихревой структуры будет равенство энергий Гиббса системы в мейсснеровском и смешанном состояниях.

Энергия системы ферромагнетик–сверхпроводник G во внешнем поле \mathbf{H}_0 имеет вид

$$G = \frac{1}{8\pi} \int_V dV (\mathbf{H} - \mathbf{H}_0)^2 - \int_{V_f} dV \left(\mathbf{H}_0 \mathbf{M} + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} + \frac{\beta}{2} M_y^2 \right) + \frac{\lambda^2}{8\pi} \int_{V_s} dV (\nabla \times \mathbf{H})^2, \quad (1)$$

где V — полный объем системы, V_f , V_s — объемы ферромагнитного и сверхпроводящего слоев соответственно, α — константа неоднородного обмена ферромагнетика. Первое слагаемое в (1) представляет энергию магнитного поля, второе — зеемановскую, обменную и энергию одноосной анизотропии соответственно, а третье — кинетическую энергию сверхпроводящего тока.

Пространственные распределения намагниченности \mathbf{M} и магнитного поля \mathbf{H} в ферромагнетике и вакууме описываются уравнениями магнитостатики

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0, \quad \text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

и уравнением состояния

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0, \quad (3)$$

а распределение магнитного поля \mathbf{H} в сверхпроводнике — уравнением Лондонов

$$\mathbf{H} + \lambda^2 (\nabla \times (\nabla \times \mathbf{H})) = \Phi_0 \sum_{\nu} \int d\mathbf{r}_{\nu} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\nu}), \quad (4)$$

где $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$ — магнитная индукция, \mathbf{H}_{eff} — эффективное магнитное поле

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \beta M_y \mathbf{n}_y - \alpha \nabla^2 \mathbf{M}, \quad (5)$$

\mathbf{r}_{ν} — расстояние от начала координат до бесконечно малого элемента длины ν -вихря $d\mathbf{r}_{\nu}$; суммирование в (4)

производится по всем вихрям, а интегрирование — по полной длине каждого вихря. На границах раздела сред должны выполняться стандартные электродинамические условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля \mathbf{H} и нормальной составляющей магнитной индукции \mathbf{B} . Кроме того, на поверхности сверхпроводника обязана обращаться в нуль нормальная составляющая плотности сверхпроводящего тока \mathbf{j}_s .

Если толщина ферромагнитного слоя достаточно велика и внешнее магнитное поле отсутствует, то магнетик разбит на домены и размер доменов слабо зависит от состояния сверхпроводника [21]. Для одноосных ферромагнетиков вдали от точки ориентационного фазового перехода существенную роль играют лишь квадратичные по намагниченности инварианты в энергии анизотропии, поэтому направление намагниченности в каждой точке изолированного магнетика не зависит от величины намагниченности насыщения M_0 , а поле рассеяния доменов \mathbf{H}_e пропорционально намагниченности насыщения. Считая, что распределение спиновых моментов в ферромагнетике не отличается от их распределения в отсутствие сверхпроводника, найдем критическую намагниченность, при которой мейсснеровская фаза становится энергетически невыгодной по сравнению со смешанным состоянием. В данной постановке задача вычисления критической намагниченности сводится к анализу условий перехода из мейсснеровского в смешанное состояние изолированной сверхпроводящей пленки в неоднородном внешнем магнитном поле, равном полю рассеяния доменной структуры \mathbf{H}_e .

Вычислим распределение магнитного поля и энергию Гиббса изолированного сверхпроводящего слоя $0 < y < l$ с произвольной вихревой структурой в предположении, что внешнее магнитное поле \mathbf{H}_e периодическое и источники его при $y > 0$ отсутствуют. Тогда поле \mathbf{H}_e в полупространстве $y > 0$ потенциально, а его Фурье-образ $\tilde{\mathbf{H}}_e(y) = \int dx dz \mathbf{H}_e(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r})$ зависит от координаты y в этой области как

$$\tilde{\mathbf{H}}_e(y) = \tilde{\mathbf{H}}_e(0) \exp(-qy), \quad (6)$$

где \mathbf{q} — двумерный вектор $\mathbf{q} = \{q_x, 0, q_z\}$.

Следуя работе Брандта [22], представим полное магнитное поле в виде суперпозиции поля источника $\mathbf{H}_{\text{source}}$, поля вихрей \mathbf{H}_v и поля рассеяния $\mathbf{H}_{\text{stray}}$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{source}} + \mathbf{H}_v + \mathbf{H}_{\text{stray}}, \quad (7)$$

где \mathbf{H}_v — сумма поля реальных вихрей \mathbf{H}_{vr} и поля вихрей изображения \mathbf{H}_{vi}

$$\mathbf{H}_v = \mathbf{H}_{vr} + \mathbf{H}_{vi}. \quad (8)$$

Поле источника $\mathbf{H}_{\text{source}}$ включает в себя внешнее поле \mathbf{H}_e и поле мейсснеровских токов \mathbf{H}_{Meis} : $\mathbf{H}_{\text{source}} = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_{\text{Meis}}$. Выражения для полей \mathbf{H}_v , $\mathbf{H}_{\text{source}}$, $\mathbf{H}_{\text{stray}}$ приведены в Приложении.

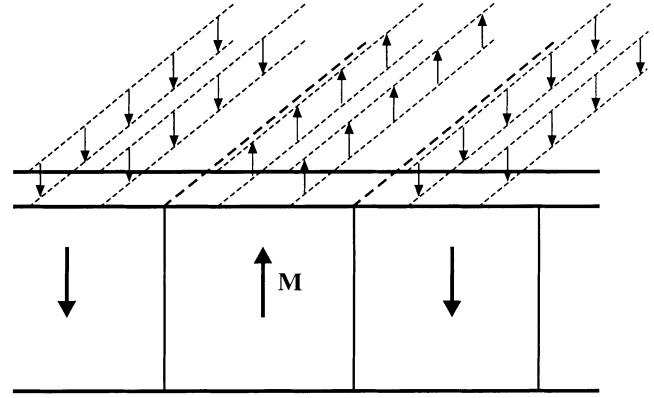


Рис. 2. Решетка вихрей Абрикосова, индуцированная в тонкой сверхпроводящей пленке полем рассеяния полосовой доменной структуры ферромагнетика с намагниченностью насыщения, превышающей критическую.

В соответствии с этим потенциал Гиббса вихревой подсистемы G можно записать в виде

$$G = G_{\text{source}} + G_v + G_{\text{stray}}, \quad (9)$$

где G_{source} описывает энергию взаимодействия вихрей с внешним полем

$$G_{\text{source}} = (1/4\pi) \int dv [\mathbf{H}_{\text{Meis}}(\mathbf{H}_v + \mathbf{H}_{\text{stray}}) + \lambda^2(\nabla \times \mathbf{H}_{\text{Meis}})[\nabla \times (\mathbf{H}_v + \mathbf{H}_{\text{stray}})]], \quad (10)$$

G_v — энергию реальных вихрей и их изображений

$$G_v = (1/8\pi) \int dv [(\mathbf{H}_v)^2 + \lambda^2(\nabla \times \mathbf{H}_v)^2], \quad (11)$$

а G_{stray} — энергию поля рассеяния вихрей

$$G_{\text{stray}} = (1/8\pi) \int dv [(\mathbf{H}_{\text{stray}})^2 + \lambda^2(\nabla \times \mathbf{H}_{\text{stray}})^2]. \quad (12)$$

Если толщина сверхпроводника мала ($l \ll D$), то наклон вихрей можно не учитывать и достаточно рассмотреть далее сверхпроводящую пленку с системой вихрей, перпендикулярных ее поверхности (рис. 2). Доопределим отрезки вихрей в слое до бесконечных прямолинейных вихрей в неограниченном сверхпроводнике. Тогда

$$\mathbf{H}_{vi} \equiv 0, \quad P^+ = P^- = P,$$

$$\Phi^+ = -\Phi^- = -TP / [q(T + q \operatorname{cth} Tl/2)]. \quad (13)$$

Допустим, что внешнее поле однородно по координате z и компонента поля H_{ez} отсутствует. Подстановка формул Приложения (1.1)–(6.1) в (9)–(12) с учетом (13) приводит к следующим выражениям для составляющих потенциала Гиббса:

$$G_v \cong [\Phi_0^2 l / (4\pi^2 \lambda^2)] \sum_{\mu, \nu} (-1)^{s_{\mu\nu}} K_0 \times \left(\sqrt{(x_\mu - x_\nu)^2 + (z_\mu - z_\nu)^2 + \xi^2} / \lambda \right), \quad (14)$$

$$G_{\text{stray}} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{dq}{4\pi^2} \Phi_q^- P_{-q}, \quad (15)$$

$$G_{\text{source}} = -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \Phi_q^-(q = kn_x) H_{ey-k}(0), \quad (16)$$

Здесь H_{ek} — амплитуда одномерного Фурье-преобразования по координате x , $K_0(x)$ — функция Макдональда нулевого порядка; $s_{\mu\nu} = 0$, если μ - и ν -вихри имеют одинаковое направление, и $s_{\mu\nu} = 1$, если их направления противоположны. Слагаемое ξ^2 введено в подкоренное выражение формулы (14) для устранения расходимости собственной энергии каждого из вихрей. Как следует из (14)–(16), от намагниченности насыщения зависит только энергия G_{source} , поэтому критическая намагниченность определяется непосредственно из уравнения $G = 0$ в достаточно общем виде.

Для конкретных оценок условий существования вихрей рассмотрим переход из мейсснеровского в смешанное состояние сверхпроводящей пленки в поле рассеяния полосовой доменной структуры. Предположим, что намагниченность в доменах ориентирована перпендикулярно поверхности ферромагнитного слоя и толщина доменных границ мала, т.е. доменные стенки являются геометрическими. При этом распределение нормальной составляющей поля рассеяния доменов на границе раздела магнитной и сверхпроводящей сред $H_{ey}(0)$ описывается выражением

$$H_{ey}(0) = -4M_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (1/n) \sin^2(\pi n/2) \times [1 - \exp(-|k_n|L)] \sin(\pi k_n x), \quad k_n = 2\pi n/D, \quad (17)$$

так что

$$\tilde{H}_{ey}(0) = 8\pi i M_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (1/n) \sin^2(\pi n/2) \times [1 - \exp(-|k_n|L)] \delta(k - k_n). \quad (18)$$

Равновесное число вихрей в сверхпроводящей пленке монотонно растет с увеличением намагниченности насыщения ферромагнитного слоя. Поэтому в качестве критической определим намагниченность насыщения, при которой на одном периоде доменной структуры в тонкой сверхпроводящей пленке ($l \ll D$) возникает максимум пара противоположно направленных вихрей (пара вихрь — антивихрь) (рис. 3).

Подставляя (18) в выражение для G_{source} (16), находим

$$G_{\text{source}} = -(8\Phi_0 M_0 N / \pi \lambda^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2(\pi n/2) \sin(k_n R)}{n \tau_n k_n [\tau_n + k_n \text{cth}(\tau_n l/2)]} \times [1 - \exp(-k_n L)], \quad (19)$$

где N — число пар вихрь–антивихрь в сверхпроводящей пленке, $\tau_n^2 = k_n^2 + \lambda^{-2}$. При $L/D \geq 1$ слагаемые под

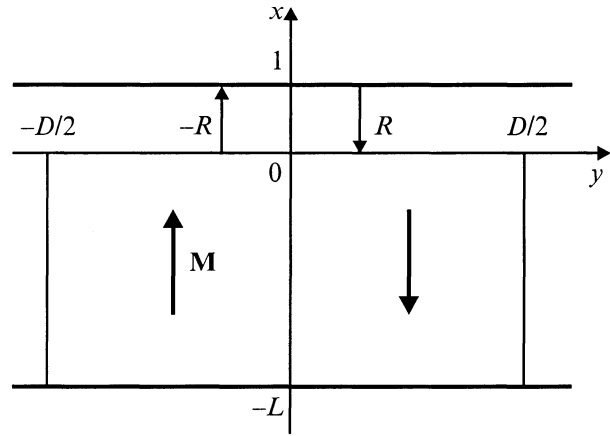


Рис. 3. Система ферромагнетик–сверхпроводник с полосовой доменной структурой в магнетике и парой противоположно направленных вихрей в сверхпроводнике; направления стрелок обозначают направления намагниченности и осей вихрей.

знаком суммы быстро убывают с ростом n , поэтому для оценки G_{source} достаточно ограничиться первым членом ряда (19). Энергия G_v по-прежнему представляется выражением (14).

Если в пленке имеется только одна пара вихрь–антивихрь (рис. 3), то

$$P_q = (2i\Phi_0 / \lambda^2 T^2) \sin(q_x R). \quad (20)$$

Отсюда для достаточно толстых сверхпроводящих пленок $l \gg \lambda$ находим

$$G_v \cong (\Phi_0^2 l / 4\pi^2 \lambda^2) [K_0(\varkappa^{-1}) - K_0((2R + \xi)/\lambda)], \quad (21)$$

$$G_{\text{stray}} = (\Phi_0^2 / 4\pi^2 \lambda) \{ (\pi - 2)/2 - \pi [J_\nu(2R/\lambda) - J_\nu(2R/\lambda)] / \sin \pi \nu |_{\nu \rightarrow 0} + \exp(-2R/\lambda) \}, \quad (22)$$

$$G_{\text{source}} \cong -(2\Phi_0 M_0 D / \pi^2) [Cl_2(2\pi R/D) + Cl_2(\pi - 2\pi R/D)], \quad (23)$$

где $J_\nu(x)$ и $J_\nu(x)$ — функции Ангерна и Бесселя порядка ν соответственно, $Cl_2(x)$ — функция Клаузена второго порядка. Как следует из (21), (22), влияние поля рассеяния для достаточно толстых сверхпроводящих пленок мало ($G_{\text{stray}}/G_v \propto \lambda/l \ll 1$). При $R/\lambda \gg 1$ имеем следующую асимптотику:

$$[J_\nu(2R/\lambda) - J_\nu(2R/\lambda)]|_{\nu \ll 1} \cong (\lambda/2\pi R) \sin \pi \nu,$$

так что зависимость $G_{\text{stray}}(R)$ слабая и ее можно не учитывать по сравнению с зависимостью $G_{\text{source}}(R)$. Энергия G_v при $R/\lambda \gg 1$ почти не зависит от расстояния $2R$ между вихрем и антивихрем, а абсолютная величина G_{source} имеет максимум в точке $R = D/4$. Полагая $R = D/4$ и приравнявая G нулю, находим следующее значение критической намагниченности M_c :

$$M_c \cong (\Phi_0 l / 16\lambda^2 D) \ln \varkappa. \quad (24)$$

В отличие от оценки критического поля [12] в формуле (24) фигурирует фактор D/l , вследствие чего критическая намагниченность и соответствующее ей критическое поле могут быть очень малы. Так, для сверхпроводящей пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с температурой Кюри $T_c \cong 90 \text{ K}$, $\lambda = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, $l = 10^{-4} \text{ cm}$, $\ln \varkappa \propto 1$ при периоде доменной структуры $D = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$ $4\pi M_c \propto 20 \text{ G}$, т.е. равновесное состояние такой пленки с ферритовым покрытием обычно смешанное. Однако для систем из сверхпроводящих пленок с малой лондоновской глубиной проникновения λ и разбавленных магнетиков или магнетиков в окрестности точки компенсации намагниченности энергетически более выгодной может оказаться мейсснеровская фаза.

Если пара вихрь–антивихрь приходится на каждый период доменной структуры, то

$$P_q = (4\pi i \Phi_0 / \lambda^2 T^2 D) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sin(k_n R) \delta(q_x - k_n), \quad (25)$$

и критическая намагниченность в принятых приближениях совпадает с (24). Причина совпадения заключается в том, что мы фактически пренебрегли взаимодействием между вихрями. При учете этого взаимодействия критическая намагниченность для периодического распределения вихрей получается несколько ниже, чем для одной пары вихрь–антивихрь.

Основной вклад в энергию G_{stray} для расстояний между вихрями, значительно превышающих λ , вносит область больших волновых чисел, поэтому G_{stray} приближенно равна сумме энергий поля рассеяния невзаимодействующих вихрей

$$G_{\text{stray}} \cong (\Phi_0^2 N / 8\pi^2) \int_0^{\infty} \frac{dq}{\lambda^4 T^3 [T + q \text{cth}(Tl/2)]}. \quad (26)$$

Оценка интеграла в (26) дает

$$G_{\text{stray}} \propto (\Phi_0^2 N / 8\pi\lambda) \text{cth}^{-1}(l/2\lambda) \ln[1 + \text{cth}(l/2\lambda)]. \quad (27)$$

Видно, что по порядку величины G_{stray} не превосходит G_v во всем интервале толщин сверхпроводящей пленки, поэтому пренебрежем влиянием поля рассеяния вихрей.

Ограничиваясь первым членом ряда (19), получаем следующую порядковую оценку критической намагниченности в интервале толщин сверхпроводящей пленки $\xi \ll l \ll D$:

$$M_c \propto (\Phi_0 l / 16\lambda^2 D) [1 + (2\pi\lambda/D) \text{cth}(l/2\lambda)] \times [1 - \exp(-2\pi l/D)]^{-1} \ln \varkappa. \quad (28)$$

Согласно (28), величина M_c монотонно убывает с уменьшением толщины пленки l . В области параметров $\lambda^2/ID \gg 1$ критическая намагниченность почти не зависит от l вследствие слабого экранирования магнитного потока сверхпроводящей пленкой.

2. Анизотропия критического тока

Если намагниченность магнитного материала больше критической величины, то сверхпроводящий слой находится в смешанном состоянии. Даже при небольшом превышении намагниченности над пороговой число вихрей, индуцируемых полем доменной структуры с периодом $D \gg \lambda$, велико.

Пусть теперь вдоль сверхпроводящего слоя протекает транспортный ток с плотностью \mathbf{j}_0 , однородный в плоскости уз. Тогда на каждый элемент длины вихря со стороны тока действует сила Лоренца \mathbf{f}_L , причем вызываемый ею эффект зависит от толщины сверхпроводящего слоя и направления движения носителей заряда относительно направления доменных границ.

Система вихрей в достаточно толстом сверхпроводнике ($l \gg \lambda, D$) показана схематически на рис. 4. Сверхпроводящий слой полностью экранирует поле рассеяния доменов, и вихри не достигают верхней поверхности сверхпроводника. Для тока, перпендикулярного доменным границам, результирующие силы Лоренца, действующие на обе половины вихря, равны по величине и противоположны по знаку, так что вихрь остается неподвижным. С увеличением транспортного тока ситуация качественно не меняется до тех пор, пока не станут возможными пересоединение вихрей, движение вихревой структуры и связанные с ним потери. Когда же ток направлен вдоль доменных стенок (рис. 4), то часть вихрей выталкивается, а часть их втягивается в объем сверхпроводника. При определенной величине транспортного тока наиболее глубоко проникающие в сверхпроводник вихри могут соединиться, образовав единый бесконечный вихрь. Далее этот вихрь будет смещаться в глубину сверхпроводника, приводя к перестройке вихревой структуры и переходу сверхпроводника в резистивное состояние.

В случае тонкого сверхпроводящего слоя ($l \ll \lambda$) вихри практически перпендикулярны его поверхности (рис. 5), и характер влияния транспортного тока будет иным. Когда ток перпендикулярен направлению доменных границ, то вихри могут легко прийти в движение, поскольку сдвиговая жесткость решетки вихрей мала. По этой причине естественно ожидать малую величину кри-

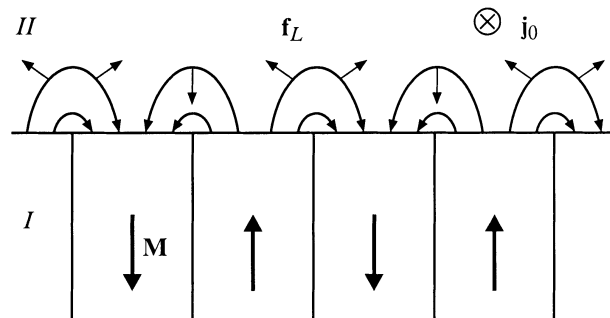


Рис. 4. Схематическое распределение линейной плотности сил Лоренца \mathbf{f}_L , действующих на вихри со стороны транспортного тока с плотностью $\mathbf{j}_0(y)$ в толстой сверхпроводящей пленке.

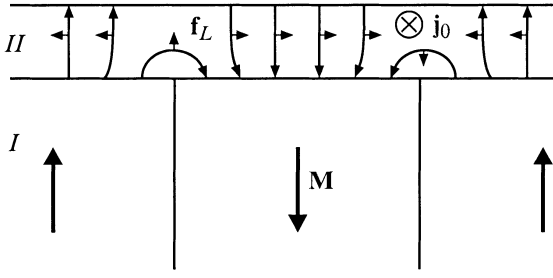


Рис. 5. Схематическое распределение линейной плотности сил Лорентца f_L , действующих на вихри со стороны транспортного тока с плотностью $j_0(y)$ в тонкой сверхпроводящей пленке.

тического тока, если пиннинг вихрей в сверхпроводящей пленке отсутствует. Когда же ток параллелен доменным границам (рис. 5), то вихревая структура становится неустойчивой при величине тока, достаточной для аннигиляции ближайших пар вихрь–антивихрь и рождения новых пар.

Таким образом, критический ток в системе ферромагнетик–сверхпроводник может оказаться существенно анизотропным. Однако для наблюдения подобной анизотропии критического тока необходимы очень чистые сверхпроводящие материалы.

Приложение

Решая уравнения состояния (3), (4) совместно с уравнениями магнитостатики (2) и граничными условиями на поверхности сверхпроводника, получаем следующие выражения для Фурье-компонент магнитного поля. Поле $\mathbf{H}_{\text{source}}$, создаваемое внешними источниками и мейсснеровскими токами в сверхпроводящем слое, равно внутри слоя ($0 < y < l$)

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{\text{source } x,z} &= iq_{x,z}(a \operatorname{ch} Ty + b \operatorname{sh} Ty), \\ \tilde{H}_{\text{source } y} &= (q^2/T)(a \operatorname{sh} Ty + b \operatorname{ch} Ty)\end{aligned}\quad (1.1)$$

и вне слоя

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{source}} &= \mathbf{H}_e + \nabla \Psi, \\ \tilde{\Psi} &= \int dx dz \Psi \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) \\ &= \begin{cases} \Psi^- \exp(qy), & y < 0, \\ \Psi^+ \exp[-q(y-l)], & y > l, \end{cases}\end{aligned}\quad (2.1)$$

где

$$\begin{aligned}\Psi^- &= -(T^2 - q^2) \operatorname{sh} Tl \\ &\quad \times \{q[2qT \operatorname{ch} Tl + (T^2 + q^2) \operatorname{sh} Tl]\}^{-1} \tilde{H}_{ey}(0), \\ \Psi^+ &= \{-2T[2qT \operatorname{ch} Tl + (T^2 + q^2) \operatorname{sh} Tl]^{-1} \\ &\quad + q^{-1} \exp(-ql)\} \tilde{H}_{ey}(0), \\ a &= \Psi^- - q^{-1} \tilde{H}_{ey}(0), \quad b = (T/q)[\Psi^- + q^{-1} \tilde{H}_{ey}(0)].\end{aligned}$$

Индексы \mathbf{q} у Фурье-компонент поля и коэффициентов a, b, Ψ^-, Ψ^+ для упрощения записи опущены.

Поле реальных вихрей \mathbf{H}_{vr} описывается формулой

$$\tilde{H}_{vr} = (4\pi/\Phi_0) \sum_{\mu} \int dr_{\mu} \tilde{V}(|y - y_{\mu}|) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mu}), \quad (3.1)$$

а поле вихрей изображения \mathbf{H}_{vi} — формулами

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{vix} &= A_1 \operatorname{ch} Ty + B_1 \operatorname{sh} Ty, \\ \tilde{H}_{viy} &= A_2 \operatorname{sh} Ty + B_2 \operatorname{ch} Ty, \\ \tilde{H}_{viz} &= A_3 \operatorname{ch} Ty + B_3 \operatorname{sh} Ty,\end{aligned}\quad (4.1)$$

где

$$A_{1,3} = -(4\pi/\Phi_0) \sum_{\mu} \int dr_{\mu,z} \tilde{V}(|y - y_{\mu}|) \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mu}),$$

$$\begin{aligned}B_{1,3} &= (4\pi/\Phi_0 \operatorname{sh} Tl) \sum_{\mu} \int dr_{\mu,x,z} [\tilde{V}(|y_{\mu}|) \operatorname{ch} Tl \\ &\quad - \tilde{V}(l - y_{\mu})] \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mu}),\end{aligned}$$

$$A_2 = -(i/T)(q_x A_1 + q_z A_3), \quad B_2 = -(i/T)(q_x B_1 + q_z B_3),$$

$$V = [\Phi_0^2/(16\pi^2 \lambda^2 r)] \exp(-r/\lambda),$$

$$\tilde{V} = \int dx dz V \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r} = [\Phi_0^2/(8\pi \lambda^2 T)] \exp(-T|y|),$$

$$T^2 = q^2 + \lambda^{-2}.$$

Для поля рассеяния $\mathbf{H}_{\text{stray}}$ получаем выражения, по форме аналогичные (1.1), (2.1). Внутри сверхпроводящего слоя ($0 < y < l$)

$$\begin{aligned}\tilde{H}_{\text{stray } x,z} &= iq_{x,z}(c \operatorname{ch} Ty + d \operatorname{sh} Ty), \\ \tilde{H}_{\text{stray } y} &= (q^2/T)(c \operatorname{sh} Ty + d \operatorname{ch} Ty),\end{aligned}\quad (5.1)$$

а вне его

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{stray}} &= \nabla \Phi, \quad \tilde{\Phi} = \int dx dz \Phi \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) \\ &= \begin{cases} \Phi^- \exp(qy), & y < 0, \\ \Phi^+ \exp[-q(y-l)], & y > l, \end{cases}\end{aligned}\quad (6.1)$$

где

$$\begin{aligned}c &= \Phi^-, \quad d = (\Phi^+ - \Phi^- \operatorname{ch} Tl)/\operatorname{sh} Tl, \\ \Phi^- &= (T/q)[(T \operatorname{sh} Tl + q \operatorname{ch} Tl)P^- - qP^+] \\ &\quad \times [2qT \operatorname{ch} Tl + (T^2 + q^2) \operatorname{sh} Tl]^{-1}, \\ \Phi^+ &= -(T/q)[(T \operatorname{sh} Tl + q \operatorname{ch} Tl)P^+ - qP^-] \\ &\quad \times [2qT \operatorname{ch} Tl + (T^2 + q^2) \operatorname{sh} Tl]^{-1},\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
P^- &= 4\pi(\Phi_0 \operatorname{sh} Tl)^{-1} \sum_{\mu} \int dy_{\mu} [\tilde{V}(y_{\mu}) \exp(Tl) \\
&\quad + \tilde{V}(l - y_{\mu})] \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mu}), \\
P^+ &= 4\pi(\Phi_0 \operatorname{sh} Tl)^{-1} \sum_{\mu} \int dy_{\mu} [\tilde{V}(l - y_{\mu}) \exp(Tl) \\
&\quad + \tilde{V}(y_{\mu})] \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{\mu}).
\end{aligned}$$

Положения осей вихрей \mathbf{r}_{μ} вне сверхпроводника можно варьировать исходя из соображений удобства расчета поля.

Список литературы

- [1] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, М.Л. Кулич, С.В. Панюков. УФН **144**, 597 (1984).
- [2] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский. ЖЭТФ **94**, 3, 256 (1988).
- [3] М.Г. Хусаинов. ЖЭТФ **100**, 2, 524 (1996).
- [4] P.W. Anderson, H. Suhl. Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
- [5] Сверхпроводимость в тройных соединениях. Т. 2 / Под ред. М. Мейпла, Э. Фишера. Мир, М. (1985). 392 с.
- [6] А.Ф. Садреев. ФТТ **35**, 8, 2099 (1993).
- [7] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. ФТТ **36**, 6, 586 (1994).
- [8] A. Stankiewicz, S. Robinson, G.F. Gering, V.V. Tarasenko. J. Phys. Cond. Mat. **9**, 1019 (1997).
- [9] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, Э.Г. Локк, В.Д. Харитонов. ФТТ **40**, 6, 1068 (1998).
- [10] Ю.И. Беспятых, В. Василевский. Радиотехника и электроника **44**, 9, 1 (1999).
- [11] Yu.I. Bespyatykh, E.H. Lolk, S.A. Nikitov, W. Wasilewski. J. Magn. Magn. Mater. **195**, 555 (1999).
- [12] Э.Б. Сонин. Письма в ЖТФ **14**, 18, 1640 (1988).
- [13] J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues, A. Hoffmann, Y. Jaccard, I.K. Schuller. J. Magn. Magn. Mater. **177–181**, 915 (1998).
- [14] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, В.Д. Харитонов. ФТТ **39**, 2, 231 (1997).
- [15] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, В.Д. Харитонов. ЖТФ **67**, 7, 27 (1997).
- [16] T.H. Alden, J.D. Livingston. J. Appl. Phys. **37**, 9, 3551 (1966).
- [17] В.В. Шмидт, Г.С. Мкртчян. УФН **112**, 3, 459 (1974).
- [18] W. Schindler, B. Roas, G. Saemann-Ischenko, L. Schultz, H. Gerstenberg. Physica **C169**, 117 (1990).
- [19] F.M. Sauerzopf, H.P. Wiesinger, W. Kritscha, H.W. Weber, G.W. Crabtree, J.Z. Liu. Phys. Rev. **B43**, 3091 (1991).
- [20] I.B. Khalfin, Ya. Shapiro. Physica **207C**, 259 (1993).
- [21] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма: магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 420 с.
- [22] E.H. Brandt. J. Low Temp. Phys. **44**, 1/2, 59 (1981).