

Закрепление вихрей на доменной структуре в двухслойной системе ферромагнетик–сверхпроводник второго рода

© Ю.И. Беспятых, В. Василевский*, М. Гайдек*, И.П. Никитин, С.А. Никитов

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 12 января 2001 г.)

Обсуждается эффективность магнитного пиннинга вихрей в слоистой системе одноосный ферромагнетик–сверхпроводник второго рода. Показано, что независимо от величины намагниченности насыщения ферромагнетика энергия пиннинга на доменной структуре по порядку величины не превышает энергию искусственного пиннинга на дефекте типа колонны. Ограничение энергии пиннинга вызвано взаимодействием внешних вихрей со спонтанной вихревой решеткой, появляющейся в сверхпроводящей пленке при намагниченности ферромагнитной пленки, превышающей критическую.

Работа выполнена при финансовой поддержке Польского комитета научных исследований и фонда МНТЦ (грант 1522).

Статические и динамические свойства сверхпроводников второго рода в значительной степени определяются наличием вихревой структуры и пиннингом вихрей. Известно [1,2], что наиболее эффективное закрепление вихрей на дефектах имеет место в тех случаях, когда характерный размер дефектов порядка диаметра ядра вихря, т.е. корреляционной длины ξ , или диаметра полевой части вихря, т.е. лондоновской длины λ . Во многих сверхпроводящих материалах, в частности, в высокотемпературных сверхпроводниках, пиннинг довольно мал, вследствие чего мал критический ток, и это сильно ограничивает область их практического применения. С целью увеличения критического тока предпринимались различные способы искусственного закрепления вихрей. К ним относятся введение в сверхпроводник ферромагнитных примесей [3] и декорирование поверхности сверхпроводящей пленки [4] вплоть до создания в ней системы дырок микронного размера [5]. В последнее время активно исследуется пиннинг вихрей на дефектах типа колонны, получаемых облучением сверхпроводника тяжелыми ионами [6–8], а также на ферромагнитных частицах [9–11] и магнитных точках [12–16] на поверхности сверхпроводящей пленки.

Физические механизмы, приводящие к закреплению вихрей в сверхпроводящих пленках с ферромагнитными примесями и частицами на поверхности, пока не вполне выяснены. Хотя авторы работы [3] считают, что за пиннинг ответственно электромагнитное взаимодействие спинов примеси с электронами проводимости сверхпроводника, нельзя исключить и влияние эффекта близости. Последний ведет к подавлению сверхпроводящего параметра порядка и, по-видимому, более эффективен. В экспериментах со сверхпроводящими пленками, на поверхность которых нанесены ферромагнитные частицы или магнитные точки, наличие буферного слоя между сверхпроводящим и ферромагнитным материалами также не контролируется. Согласно [17], в случае слабого

внешнего магнитного поля, нормального к поверхности пленки, магнитные точки являются многодоменными, причем намагниченность в каждом из доменов параллельна плоскости сверхпроводящей пленки. При подобном распределении намагниченности магнитная связь перпендикулярных вихрей с намагниченностью должна быть мала, и довольно сильный пиннинг, скорее всего, можно объяснить подавлением сверхпроводящего параметра порядка из-за эффекта близости.

Перечисленные способы искусственного пиннинга вихрей требуют использования трудоемкой технологии. Кроме того, магнитные примеси, декорирование поверхности, дырки и облучение тяжелыми ионами нарушают структуру сверхпроводящей пленки и существенно ухудшают ее транспортные свойства. В настоящей работе мы оценим эффективность закрепления вихрей полем магнитных доменов в слоистой системе "одноосный ферромагнетик–сверхпроводник второго рода". Несомненным достоинством такой системы являются простота ее изготовления и возможность легко контролировать наличие и толщину изолирующего слоя между магнитным и сверхпроводящим материалами. Система может быть как монолитной, так и составной. В последнем случае величину электромагнитного взаимодействия между магнитной и сверхпроводящей подсистемами можно регулировать, меняя расстояние между ферромагнитным и сверхпроводящим слоями.

1. Постановка задачи. Энергия системы

В зависимости от толщины и физических параметров ферро- и ферромагнитных пленок размеры доменов в них меняются от десятых долей микрона до десятков микрон [18–20]. Однако в магнетике с достаточно большой анизотропией и коэрцитивностью период до-

менной структуры составляет от единиц до десятков микрон, что значительно превышает и корреляционную, и лондоновскую длины. В случае магнетиков с малой анизотропией размеры доменов могут быть малы, но из-за наличия замыкающих доменов поле рассеяния доменной структуры и соответственно электромагнитная связь вихрей с намагниченностью невелики. В силу этого трудно ожидать большой силы пиннинга вихрей в рассматриваемой двухслойной системе. По этой же причине размерные эффекты, наблюдаемые в сверхпроводящих пленках с искусственными периодическими дефектами [5,11,15,16,21–23], будут проявляться в ней слабо. Тем не менее энергия пиннинга вихрей при использовании магнетиков с доменной структурой открытого типа может оказаться большой, поскольку взаимодействие между слоями достаточно сильное.

Вычислим энергию и силу пиннинга вихрей в сверхпроводящей пленке под действием поля доменной структуры одноосной ферромагнитной пленки. Будем считать, что сверхпроводящий и ферромагнитный материалы изолированы друг от друга буферным слоем толщины $\xi \ll \delta \ll \lambda$ и взаимодействие между спиновой подсистемой магнетика и электронами проводимости сверхпроводника является чисто электромагнитным. Пусть ферромагнетик обладает магнитной анизотропией типа "легкая ось" и направление оси анизотропии \mathbf{n}_a перпендикулярно развитой поверхности системы. Поскольку большинство высокотемпературных сверхпроводников являются типичными сверхпроводниками второго рода, ограничимся далее анализом сверхпроводящих материалов, характеризующихся большим параметром Гинзбурга–Ландау $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$. Кроме того, можно пренебречь влиянием закрепления вихрей на собственных дефектах сверхпроводника. Геометрия системы представлена на рис. 1.

Энергия системы в отсутствие внешнего магнитного поля U имеет вид

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

где \mathbf{H} — магнитное поле, \mathbf{M} — намагниченность, V — полный объем системы, V_f и V_s — объемы ферромагнитного и сверхпроводящего слоев соответственно, α — константа неоднородного обмена, $\beta > 0$ — константа анизотропии. Первое слагаемое в (1) представляет энергию магнитного поля, второе — сумму обменной энергии и энергии анизотропии, а третье — кинетическую энергию спаренных электронов.

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

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

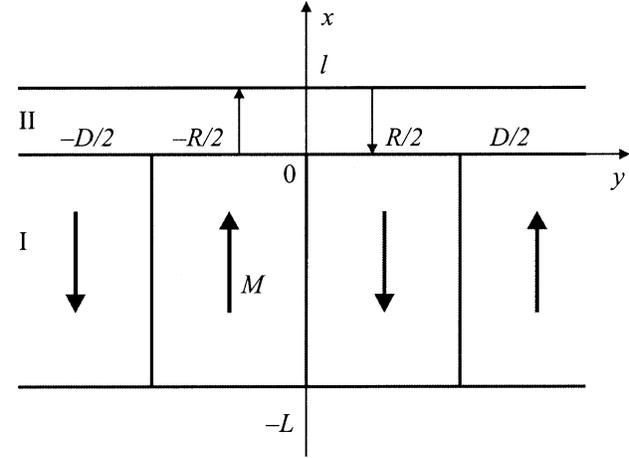


Рис. 1. Слоистая система ферромагнетик с полосовой доменной структурой (I) — сверхпроводник второго рода с парой вихрь–антивихрь (II); направления намагниченности в доменах обозначены жирными стрелками, положения и направления вихрей — тонкими линиями со стрелками.

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 .

Магнитное поле \mathbf{H} в системе является суммой поля вихрей \mathbf{H}_{vort} сверхпроводника и поля \mathbf{H}_M , создаваемого намагниченностью ферромагнетика,

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{vort}} + \mathbf{H}_M. \quad (6)$$

Последнее включает в себя как дипольное поле изолированного ферромагнетика \mathbf{H}_D , так и поле мейсснеровских токов \mathbf{H}_{Meis} в отсутствие вихрей. В соответствие с этим энергию системы U можно записать в виде

$$U = U_M + U_{\text{vort}} + U_{\text{int}}, \quad (7)$$

где U_M — энергия магнитной подсистемы совместно с энергией мейсснеровских токов в отсутствие вихрей,

U_{vort} — энергия вихревой подсистемы, U_{int} — энергия взаимодействия вихрей с намагниченностью

$$U_M = \frac{1}{8\pi} \int_V dv H_M^2 + \frac{1}{2} \int_{V_f} dv \left(\alpha \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} - \beta M_y^2 \right) + \frac{\lambda^2}{8\pi} \int_{V_s} dv [\nabla \times \mathbf{H}_M]^2, \quad (8)$$

$$U_{\text{vort}} = \frac{1}{8\pi} \int_V dv \{ H_{\text{vort}}^2 + \lambda^2 [\nabla \times \mathbf{H}_{\text{vort}}]^2 \}, \quad (9)$$

$$U_{\text{int}} = \frac{1}{8\pi} \int_V dv \{ \mathbf{H}_M \cdot \mathbf{H}_{\text{vort}} + \lambda^2 [\nabla \times \mathbf{H}_M] \cdot [\nabla \times \mathbf{H}_{\text{vort}}] \}. \quad (10)$$

Энергия U_M как функция пространственного распределения намагниченности \mathbf{M} , лондоновской длины λ и толщины сверхпроводящего и ферромагнитного слоев приведена в работах [24–26]. В настоящей работе эта энергия не представляет интереса по следующим причинам. Если толщина слоя магнитомягкого материала достаточно велика, то магнетик разбит на домены и размер доменов слабо зависит от состояния сверхпроводника [24]. Доменная же структура магнито жестких материалов практически не меняется с ростом внешнего магнитного поля вплоть до поля коэрцитивности и влиянием на нее сверхпроводника можно пренебречь. В дальнейшем ограничимся ферромагнитными пленками с высокой коэрцитивностью и будем считать распределение намагниченности в них заданным, а потенциал U_M — величиной постоянной.

Следуя работе [27], представим поле вихрей \mathbf{H}_{vort} в виде

$$\mathbf{H}_{\text{vort}} = \mathbf{H}_v + \mathbf{H}_{\text{stray}}, \quad (11)$$

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

$$\mathbf{H}_v = \mathbf{H}_{\text{vr}} + \mathbf{H}_{\text{vi}}, \quad (12)$$

а $\mathbf{H}_{\text{stray}}$ — поле рассеяния. Тогда энергия вихрей U_{vort} представляется двумя слагаемыми

$$U_{\text{vort}} = U_v + U_{\text{stray}}, \quad (13)$$

где

$$U_v = \frac{1}{8\pi} \int_V dv \{ H_v^2 + \lambda^2 [\nabla \times \mathbf{H}_v]^2 \}, \quad (14)$$

$$U_{\text{stray}} = \frac{1}{8\pi} \int_V dv \{ H_{\text{stray}}^2 + \lambda^2 [\nabla \times \mathbf{H}_{\text{stray}}]^2 \}. \quad (15)$$

Как показано в приложении, энергия взаимодействия магнитной и вихревой подсистем U_{int} равна зеемановской энергии ферромагнетика во внешнем поле, равном полю рассеяния вихрей,

$$U_{\text{int}} = - \int_{V_f} dv \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{vort}} = - \int_{V_f} dv \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{stray}}. \quad (16)$$

Обычно толщина сверхпроводящей пленки l мала по сравнению с периодом доменной структуры D , поэтому наклон вихрей можно не учитывать и достаточно рассмотреть сверхпроводящую пленку с системой вихрей, перпендикулярных ее поверхности. Общие выражения для энергий U_v и U_{stray} таковы [28]:

$$U_v \cong [\Phi_0^2 l / (4\pi^2 \lambda^2)] \times \sum_{\mu, \nu} \eta_\mu \eta_\nu K_0(\lambda^{-1} \sqrt{|\boldsymbol{\rho}_\mu - \boldsymbol{\rho}_\nu|^2 + \xi^2}), \quad (17)$$

$$U_{\text{stray}} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{dq}{4\pi^2} \Phi_q P_q, \quad (18)$$

где $K_0(x)$ — функция Макдональда нулевого порядка, $\boldsymbol{\rho}_\mu = \{x_\mu, 0, z_\mu\}$ — радиус-вектор от начала координат до оси μ -вихря в плоскости пленки, $\eta_\mu = 1$, если μ — вихрь параллелен оси y , и $\eta_\mu = -1$, если он антипараллелен оси y , $\mathbf{q} = \{q_x, 0, q_z\}$, Φ_q — Фурье-амплитуда потенциала поля рассеяния вихрей $\mathbf{H}_{\text{stray}}$

$$\Phi_q = T P_q / [q(T + q \coth Tl/2)], \quad (19)$$

а P_q — Фурье-амплитуда компоненты поля H_{vy} на нижней поверхности пленки

$$P_q = H_{vyq}(0) = \frac{\Phi_0}{\lambda^2 T^2} \sum_{\mu} \eta_\mu \exp(-iq\mu), \quad (20)$$

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

Предположим, что доменные стенки в ферромагнитной пленке бесконечно тонкие и намагниченность в доменах параллельна или антипараллельна оси y . Тогда

$$U_{\text{int}} = - \int \frac{dq}{4\pi^2} \Phi_q M_{-q} [1 - \exp(-qL)] \quad (21)$$

(индекс y у компоненты намагниченности M_y в выражении (21) и далее опущен).

2. Энергия магнитного пиннинга вихря

Пусть ось одиночного вихря проходит через точку $\boldsymbol{\rho}_0 = \{x_0, 0\}$ плоскости xz и направлена параллельно оси y . Вычислим потенциал взаимодействия вихря с полем полосовой доменной структуры, имеющей период D (рис. 1). В таком случае Фурье-образ нормальной составляющей намагниченности имеет вид

$$M_q = 8\pi i M_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \pi n/2}{n} \delta(q_x - k_n) \delta(q_z), \quad k_n = 2\pi n/D \quad (22)$$

и энергия взаимодействия вихря с намагниченностью равна

$$U_{\text{int}} = - \frac{2\Phi_0 M_0 D}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin^2(\pi n/2) \sin(k_n x_0)}{n^2 \lambda^2 \tau_n [\tau_n + k_n \coth(\tau_n l/2)]} \times [1 - \exp(-k_n L)], \quad \tau_n^2 = k_n^2 + \lambda^{-2}. \quad (23)$$

Если толщина слоев достаточно велика ($l \gg \lambda$, $L \gg D \gg l$), то периодический потенциал (23) имеет минимумы в центрах доменов с направлением намагниченности, параллельным направлению вихря, и максимумы в центрах доменов с противоположным направлением намагниченности. Абсолютная величина энергии взаимодействия в максимумах и минимумах одинакова. Энергия пиннинга вихря U_{pin} , совпадающая с разностью U_{int} в максимумах и минимумах, оказывается равной

$$U_{\text{pin}} \cong (4/\pi^2)\Phi_0 M_0 D. \quad (24)$$

При этом

$$U_v \cong \Phi_0^2 l / (8\pi^2 \lambda^2) \ln \kappa, \quad U_{\text{stray}} \cong \frac{(\pi-2)}{16\pi^2} \frac{\Phi_0^2}{\lambda} \ll U_v. \quad (25)$$

Для антивихрей энергия взаимодействия с намагниченностью имеет противоположный (23) знак, поэтому для них по отношению к вихрям максимумы и минимумы потенциала взаимодействия меняются местами. Когда намагниченность ферромагнетика превышает критическую величину M_c [28]

$$M_c \cong [\Phi_0 l / (16\lambda^2 D)] \ln \kappa, \quad (26)$$

полная энергия вихря в точках минимума потенциала и антивихря в точках максимума потенциала становятся отрицательными, и в сверхпроводящей пленке возникает спонтанная решетка вихрей и антивихрей. В противном случае равновесным состоянием сверхпроводника является мейсснеровская фаза.

Если система находится в слабом внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_y$, то концентрация внешних вихрей мала и взаимодействием между ними можно пренебречь. При намагниченности ферромагнитной пленки $M_0 < M_c$ спонтанные вихри и антивихри отсутствуют, однако наличие периодического потенциала (23) затрудняет перемещение внешних вихрей в направлении, перпендикулярном доменным границам. Иными словами, взаимодействие с полем рассеяния доменной структуры может приводить к магнитному пиннингу вихрей. Энергия пиннинга U_{pin} для системы достаточно толстых слоев $l \gg \lambda$, $L \gg D \gg l$ определяется формулой (24), а максимальная сила пиннинга $f_{p \text{ max}} = \max(\partial U_{\text{int}} / \partial x_0)$

$$f_{p \text{ max}} \cong (2/\pi)\Phi_0 M_0 \ln(D/l) \propto U_{\text{pin}}/D. \quad (27)$$

Появление логарифма в (27) связано с расходимостью производной ряда (23) и обрезанием его при $n \propto D/l$. В общем случае необходимо делать обрезание ряда (23) на значениях $n \propto \min(D/l, D/\lambda, D/\Delta, D/\delta)$, где Δ — ширина доменной границы, δ — толщина буферного слоя.

Для численной оценки энергии пиннинга U_{pin} возьмем сверхпроводящую пленку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с температурой Кюри $T_c \cong 90 \text{ K}$, $\lambda = 3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$, $l = 10^{-4} \text{ cm}$, $\ln \kappa \propto 1$.

Пусть намагниченность насыщения ферромагнетика равна M_c , а период доменной структуры $D = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$. Тогда $4\pi M_0 \cong 20 \text{ G}$,

$$U_{\text{pin}} \cong \Phi_0^2 l / (4\pi^2 \lambda^2) \ln \kappa, \quad (28)$$

так что $U_{\text{pin}} \propto 10^{-10} \text{ erg}$ и $f_{p \text{ max}} \propto 10^{-7} \text{ g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$. Для сравнения энергия пиннинга вихря на дефекте типа колонны с диаметром ξ составляет

$$U_{\text{pin}} \propto \Phi_0^2 l / (64\pi^2 \lambda^2), \quad (29)$$

т. е. величину того же порядка, что и энергия (28). Однако сила пиннинга на дефекте типа колонны на несколько порядков больше, чем сила магнитного пиннинга (27).

Намагниченность насыщения ферро- и ферримагнетиков может превышать 10^3 G , но увеличение намагниченности не приводит к увеличению энергии и силы пиннинга внешних вихрей из-за взаимодействия их со спонтанной решеткой вихрей и антивихрей. Например, при $4\pi M_0 \propto 10^3 \text{ G}$ поле рассеяния доменов у поверхности ферромагнетика имеет величину порядка $2\pi M_0 \propto 10^3 \text{ G}$ и концентрация спонтанных вихрей и антивихрей $n \propto 4\pi M_0 / \Phi_0 \propto 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Полевые части соседних вихрей и антивихрей в таком случае сильно перекрываются и энергия взаимодействия между ними велика. Внешний вихрь, создаваемый полем подмагничивания, взаимодействует не только с намагниченностью, но и со спонтанной структурой вихрей и антивихрей. В результате эффективный потенциал его сильно перенормируется. Равновесная спонтанная структура вихрей–антивихрей обладает минимумом свободной энергии, поэтому появление внешнего вихря как в области существования спонтанных вихрей, так и в области существования спонтанных антивихрей увеличивает полную энергию системы. Качественная зависимость потенциала внешнего вихря от координаты x_0 та же, что и для случая $M_0 < M_c$. Это означает, что его эффективная энергия пиннинга по порядку величины не превышает энергию пиннинга внешнего вихря при $M_0 = M_c$.

Критический же ток при этом может оказаться даже меньше, чем при $M_0 = M_c$, так как спонтанная структура вихрей–антивихрей при протекании транспортного тока может под действием силы Лорентца прийти в движение, сопровождающееся аннигиляцией и рождением пар вихрь–антивихрь [28]. При неучете влияния спонтанной решетки вихрей и антивихрей оценка эффективности пиннинга вихрей в поле доменной структуры получается завышенной [29].

Если намагниченность насыщения ферромагнитной пленки равна критической, но толщина ее невелика и неравенство $L \gg D$ не выполняется, энергия пиннинга U_{pin} приближенно равна удвоенной энергии вихря (25) и совпадает с (28). Отсюда видно, что максимальная величина U_{pin} в системе толстых пленок пропорциональна толщине сверхпроводника и слабо зависит от толщины ферромагнетика.

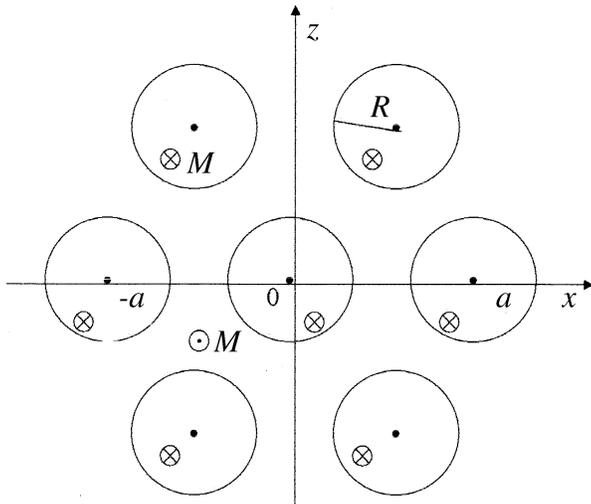


Рис. 2. Треугольная решетка цилиндрических магнитных доменов.

С уменьшением толщины ферромагнитной пленки энергия пиннинга понижается, однако критическая намагниченность M_c растет, что позволяет скомпенсировать уменьшение энергии пиннинга за счет использования ферромагнетиков с большей намагниченностью насыщения.

Вычислим теперь потенциал взаимодействия вихря с намагниченностью для случая правильной решетки цилиндрических магнитных доменов радиуса R с расстоянием между центрами соседних доменов a (рис. 2). Намагниченность \mathbf{M} внутри доменов параллельна, а вне доменов — антипараллельна оси y . Координаты осей доменов в плоскости ферромагнитной пленки ρ_{mn} равны

$$\rho_{mn} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2, \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\mathbf{b}_1 = a\mathbf{n}_x, \quad \mathbf{b}_2 = (a/2)(\mathbf{n}_x + \mathbf{n}_z\sqrt{3}). \quad (30)$$

Распределение намагниченности внутри ферромагнитной пленки имеет вид

$$M_{x,z} = 0, \quad M_y = M_0 \left[-1 + 2 \sum_{m,n} \theta(R - |\rho - \rho_{mn}|) \right],$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}, \quad (31)$$

а компонента Фурье $M_{y\mathbf{q}}$ равна

$$M_{y\mathbf{q}} = -\frac{6\pi^2 M_0}{R} \sum_{m,n} \frac{J_1(qR)}{q} \delta(\mathbf{q} - \mathbf{G}_{mn}), \quad (32)$$

где \mathbf{G}_{mn} — векторы обратной решетки

$$\mathbf{G}_{mn} = \frac{2\pi}{a} \left[m\mathbf{n}_x + \frac{(2n-m)}{\sqrt{3}} \mathbf{n}_z \right],$$

$$m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (33)$$

$J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка, штрих у знака суммы в формуле (32) означает отсутствие члена

с $m = n = 0$. Подставляя (32) и (19) в (21), получаем энергию взаимодействия U_{int} как функцию положения оси вихря ρ_0 в плоскости xz

$$U_{\text{int}} = -\frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{\Phi_0 M_0 R}{a^2 \lambda^2} \sum'_{m,n} \frac{J_1(G_{mn}R) \cos(\mathbf{G}_{mn} \cdot \rho_0)}{T_{mn} G_{mn}^2 [T_{mn} + G_{mn} \coth(T_{mn}L/2)]}$$

$$\times [1 - \exp(-G_{mn}L)]. \quad (34)$$

Расстояние a между центрами ближайших цилиндрических магнитных доменов и отношение R/a зависят от толщины L , намагниченности насыщения M_0 , обменной константы α и константы анизотропии β ферромагнитного слоя. Не будем вдаваться в детали расчета параметров решетки доменов и предположим далее, что a и R связаны соотношением

$$R^2 = (\sqrt{3}/4\pi)a^2. \quad (35)$$

Условие (35) вытекает из равенства нулю полного магнитного заряда на каждой из поверхностей ферромагнитной пленки. Оно довольно хорошо выполняется в случае толстых пленок $L \gg a$.

Потенциал внешнего вихря (35) имеет минимумы в точках, где ось вихря совпадает с центром одного из цилиндрических доменов, и максимумы в точках, где ось вихря совпадает с центром одного из правильных треугольников с вершинами, образованными центрами трех ближайших доменов (рис. 2). В отличие от (23) абсолютные величины энергии взаимодействия (35) в минимумах и максимумах, вообще говоря, неодинаковы. Тем не менее спонтанно в системе с решеткой цилиндрических магнитных доменов, как и в системе с полосовой доменной структурой, могут возникать лишь пары вихрь–антивихрь. Причина этого — резкое увеличение энергии магнитного поля при нарушении равенства концентраций вихрей и антивихрей для слоистой системы с большими поперечными размерами. При условии совпадения минимального значения обратного периода ($a = D/\sqrt{3}$) абсолютные величины максимумов и минимумов потенциала взаимодействия внешнего вихря с намагниченностью в случае решетки цилиндрических магнитных доменов оказываются несколько меньшими, чем в случае полосовой доменной структуры.

3. Обсуждение результатов и выводы

Таким образом, показано, что энергия пиннинга вихрей на доменной структуре в случае $D \gg l \gg \lambda$ по порядку величины не может превышать энергию пиннинга вихрей на дефектах, получаемых посредством облучения сверхпроводника тяжелыми ионами. Ограничение энергии пиннинга связано с появлением спонтанной решетки вихрей–антивихрей при намагниченности ферромагнетика, превышающей критическую, и взаимодействием внешнего вихря со спонтанной вихревой структурой. Увеличения энергии пиннинга можно добиться за счет

увеличения толщины сверхпроводящей пленки. Критическая намагниченность при этом возрастает, однако энергия пиннинга на единицу длины вихря практически не меняется. Сила же пиннинга вихрей в рассмотренной системе относительно невелика.

Наряду с монокристаллическими ферро- и ферримагнитными пленками можно использовать также и поликристаллические пленки при условии достаточно высокого качества их поверхности. В противном случае неоднородный потенциал взаимодействия между магнитным и сверхпроводящим слоями будет мал. Размер кристаллитов в поликристаллических магнетиках меняется в пределах от микрон до сотых долей микрона. В веществах с большой одноосной магнитной анизотропией размер домена порядка размера кристаллита. Используя такие материалы, можно получить не только достаточно большую энергию, но и значительную силу пиннинга, поскольку масштаб неоднородности потенциала взаимодействия сравним с лондоновской длиной. К сожалению, результаты настоящей работы неприменимы для этого случая и могут дать лишь очень грубую оценку.

Влияние на пиннинг взаимодействия вихрей с доменной структурой исследовалось в работе [30]. Ее авторы использовали в своих экспериментах составную систему из поликристаллической пленки высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ и монокристаллической пленки железиттриевого граната. При этом вместо ожидаемого роста наблюдалось некоторое уменьшение критического тока. Температура Кюри перехода в сверхпроводящее состояние также была ниже, чем в отсутствие магнетика. Полученные эффекты в работе не комментируются. Учитывая приведенные выше оценки и результаты [28], можно утверждать, что одной из наиболее вероятных причин уменьшения критического тока, наблюдавшегося в [30], является движение спонтанной вихревой решетки.

Приложение

Чтобы привести выражение (10) для U_{int} к виду (16), преобразуем интегралы, входящие в (10). Используя формулы векторного анализа

$$[\nabla \times \mathbf{A}][\nabla \times \mathbf{B}] = \nabla[\mathbf{B} \times [\nabla \times \mathbf{A}]] + \mathbf{B}[\nabla \times [\nabla \times \mathbf{A}]] \quad (\text{I.1})$$

и уравнение для магнитного поля \mathbf{H}_M в сверхпроводнике

$$\mathbf{H}_M + \lambda^2[\nabla \times [\nabla \times \mathbf{H}_M]] = 0, \quad (\text{I.2})$$

находим

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_{V_s} dv (\mathbf{H}_M \mathbf{H}_v + \lambda^2 [\nabla \times \mathbf{H}_M][\nabla \times \mathbf{H}_v]) \\ = \frac{\lambda^2}{4\pi} \int_{V_s} dv \nabla [\mathbf{H}_v \times [\nabla \times \mathbf{H}_M]] \\ = \frac{\lambda^2}{4\pi} \int_{S_s} ds [\mathbf{H}_v \times [\nabla \times \mathbf{H}_M]]. \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

Интеграл по объему вне сверхпроводника равен

$$\frac{1}{4\pi} \int_{V-V_s} dv \mathbf{H}_M \mathbf{H}_v = \frac{1}{4\pi} \int_{V-V_s} dv \mathbf{B}_M \mathbf{H}_v - \int_{V-V_s} dv \mathbf{M} \mathbf{H}_v, \quad (\text{I.4})$$

где $\mathbf{B}_M = \mathbf{H}_M + 4\pi \mathbf{M}$ — магнитная индукция в отсутствие вихрей. С учетом потенциальности магнитного поля вихрей вне сверхпроводника $\mathbf{H}_v = \nabla \Phi$, вихревого характера магнитной индукции \mathbf{B}_M ($\nabla \mathbf{B}_M = 0$) и тождества

$$\mathbf{A}(\nabla \Psi) = \nabla(\Psi \mathbf{A}) - \Psi(\nabla \mathbf{A}) \quad (\text{I.5})$$

первый интеграл в правой части (10) сводится к интегралу по поверхности сверхпроводника S_s

$$\frac{1}{4\pi} \int_{V-V_s} dv \mathbf{B}_M \mathbf{H}_v = -\frac{1}{4\pi} \int_{S_s} ds (\Phi \mathbf{B}_M). \quad (\text{I.6})$$

Последний переход справедлив, если произведение $\Phi \mathbf{B}_M$ достаточно быстро стремится к нулю при $u \rightarrow \pm \infty$. Поле рассеяния доменной структуры с периодом D (при $u \gg D$ или $|u + L| \gg D$) экспоненциально убывает с ростом расстояния до магнитной пленки, а потенциал Φ либо также убывает экспоненциально, либо имеет степенную зависимость от координаты u . Нормальная составляющая индукции \mathbf{B}_M непрерывна на границах раздела сред, поэтому в правой части (I.6) вместо \mathbf{B}_M внутри сверхпроводника можно подставить $\mathbf{H}_M = -\lambda^2[\nabla \times [\nabla \times \mathbf{H}_M]]$. Поскольку

$$\Psi[\nabla \times \mathbf{A}] = [\nabla \times (\Psi \mathbf{A})] + [\mathbf{A} \times (\nabla \Psi)], \quad (\text{I.7})$$

выполняется равенство

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_{V-V_s} dv \mathbf{B}_M \mathbf{H}_v = -\frac{\lambda^2}{4\pi} \int_{S_s} ds \{ [\nabla \times (\Phi[\nabla \times \mathbf{H}_M])] \\ + [[\nabla \times \mathbf{H}_M] \times \mathbf{H}_v] \}. \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

Для вычисления последнего поверхностного интервала нужны лишь значения Φ и ее производные по координатам x, z на поверхности сверхпроводника. Однако перейти от поверхностного интеграла (I.8) к интегралу по объему нельзя, так как функция Φ внутри сверхпроводника не определена.

Используя формулы (I.3), (I.4), (I.6), (I.8), получаем следующее выражение для U_{int} :

$$U_{\text{int}} = - \int_{V_f} dv \mathbf{M} \mathbf{H}_v + \frac{\lambda^2}{4\pi} \int_{S_s} ds [\nabla \times (\Phi[\nabla \times \mathbf{H}_M])]. \quad (\text{I.9})$$

Если краевые эффекты несущественны, то поверхностный интеграл в (I.9) можно опустить, и выражение (I.9) переходит в (16).

Список литературы

- [1] А. Кэмпбелл, Дж. Иветс. Критические токи в сверхпроводниках. Мир, М. (1975). 332 с.
- [2] Р.П. Хюбенер. Структура магнитных потоков в сверхпроводниках. Машиностроение, М. (1984). 220 с.
- [3] T.H. Alden, J.D. Livingston. *J. Appl. Phys.* **37**, 9, 3551 (1966).
- [4] O. Daldini, P. Martinoli, J.L. Olsen, G. Berner. *Phys. Rev. Lett.* **32**, 218 (1974).
- [5] M. Baert, V.V. Metlushko, R. Jonckheere, V.V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3269 (1995).
- [6] L. Civale, A.D. Marvick, T.K. Worthington, M.A. Kirk, J.R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J.R. Clem, F. Holzberg. *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [7] D.R. Nelson, V.M. Vinokur. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1992).
- [8] D.R. Nelson, V.M. Vinokur. *Phys. Rev.* **B48**, 13 060 (1993).
- [9] Y. Otani, B. Pannetier, J.P. Nozieres, D. Givord. *J. Magn. Magn. Mater.* **126**, 622 (1993).
- [10] D.J. Morgan, J.B. Ketterson. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 3614 (1998).
- [11] I.K. Marmorkos, A. Matulis, F.M. Peeters. *Phys. Rev.* **B53**, 2677 (1996).
- [12] J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues, I.K. Schuller. *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1929 (1997).
- [13] Y. Jaccard, J.I. Martin, M.-C. Cyrille, M. Velez, J.L. Vicent, I.K. Schuller. *Phys. Rev.* **B58**, 8232 (1998).
- [14] J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues, A. Hoffmann, Y. Jaccard, J.M. George, J.L. Vicent, I.K. Schuller. *J. Appl. Phys.* **84**, 411 (1998).
- [15] J.I. Martin, M. Velez, J. Nogues, A. Hoffmann, Y. Jaccard, I.K. Schuller. *J. Magn. Magn. Mater.* **177**, 915 (1998).
- [16] J.I. Martin, M. Velez, A. Hoffmann, I.K. Schuller, J.L. Vicent. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1022 (1999).
- [17] F. Marty, A. Vaterlau, U. Majer, D. Pescia. *J. Appl. Phys.* **87**, 5099 (2000).
- [18] F. Hellman, A.L. Shapiro, E.N. Abarra, R.A. Robinson, R.P. Hjeltn, P.A. Seeger, J.J. Rhyne, J.I. Suzuki. *Phys. Rev.* **B59**, 11 408 (1999).
- [19] F. Hellman, M. Messer, E.N. Abarra. *J. Appl. Phys.* **86**, 1047 (1999).
- [20] N.D. Rizzo, T.J. Silva, A.B. Kos. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4876 (1999).
- [21] C. Reinchhard, J. Groth, C.J. Olson, S.B. Field, F. Nori. *Phys. Rev.* **B54**, 16 108 (1996).
- [22] W. Schindler, B. Roas, G. Saemann-Ischenko, L. Schultz, H. Gerstenberg. *Physica* **C169**, 117 (1990).
- [23] F.M. Sauerzopf, H.P. Wiesinger, W. Kritscha, H.W. Weber, G.W. Crabtree, J.Z. Liu. *Phys. Rev.* **B43**, 3091 (1991).
- [24] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. *ФТТ* **36**, 586 (1994).
- [25] A. Stankiewicz, S. Robinson, G.F. Gering, V.V. Tarasenko. *J. Phys. Cond. Mat.* **9**, 1019 (1997).
- [26] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, Э.Г. Локк, В.Д. Харитонов. *ФТТ* **40**, 6, 1068 (1998).
- [27] E.H. Brandt. *Journ. Low Temp. Phys.* **44**, 1/2, 59 (1981).
- [28] Ю.И. Беспятых, В. Василевский. *ФТТ* **43**, 2, 215 (2001).
- [29] L.N. Bulaevskii, E.M. Chudnovsky, M.P. Maley. *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2594 (2000).
- [30] В.Г. Гайворон, Ю.Ф. Огрин, Н.И. Ползикова, В.В. Тарасенко. Тезисы докладов V Всесоюзной школы по спинволновой электронике СВЧ. Звенигород (1991). С. 45.