НАМАГНИЧЕННОСТЬ ФЕРРОМАГНЕТИКА В ПОЛЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ВИХРЯ

Г.М.Генкин, И.Д.Токман, В.В.Скузоваткин

Исследована намагниченность слоя ферромагнетика в неоднородном поле магнитного вихря, расположенного в тонкой пленке сверхпроводника. Расчет проведен методами микромагнетизма в предположении малого отклонения намагниченности от однородной. Показано, что для полупространства ферромагнетика имеет место осциллирующее поведение поперечной компоненты магнитного момента в области над вихрем в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, что обусловлено конкуренцией между неоднородным обменным и магнитостатическим полями. При увеличении толщины слоя ферромагнетика максимальная величина поперечной компоненты магнитного момента уменьшается.

Задача о точном определении равновесной намагниченности ферромагнетика, если намагниченность неоднородна, крайне сложна, и строгое решение задач теории микромагнетизма удается найти в весьма частных случаях. Так, в работах [1,2] исследовались намагниченность бесконечного длинного цилиндра, сферы во внешнем однородном магнитном поле и было показано, что при некоторых значениях магнитного поля (для цилиндра поле анизотропии и внешнее поле были направлены вдоль оси) возможны различные типы неоднородной намагниченности образца. При этом предполагалось, что магнитный момент слабо отклоняется от состояния однородного намагничения. Характерным для этих результатов является то, что поперечные размеры образцов являются ограниченными, а внешнее магнитное поле однородно.

В настоящей работе исследуется намагниченность ферромагнетика, поперечные размеры которого бесконечные (полупространство, бесконечная тонкая пластина), во внешнем неоднородном магнитном поле вихря тонкой сверхпроводящей пластины [3]. Рассматриваемая задача является задачей теории микромагнетизма, так как наряду с учетом неоднородного обменного поля учитывается магнитостатическое поле, обусловленное неоднородной намагниченностью. Общая картина намагничивания рассматриваемой структуры, состоящей из ферромагнетика и тонкой сверхпроводящей пластины во внешнем однородном магнитном поле, перпендикулярном плоскости пластины, такова.

Во внешнем магнитном поле в сверхпроводящей пластине возникают вихри, магнитное поле которых существенно неоднородно. Под действием этого неоднородного магнитного поля в ферромагнетике возникает и неоднородная намагниченность, при этом, коль скоро масштабы этой неоднородности (задаваемые сверхпроводящим вихрем) достаточно малы, необходимо учитывать и неоднородное обменное поле. С другой стороны, из-за неоднородности намагниченности ферромагнетика соответствующее магнитостатическое поле является также неоднородным (выходящим за пределы ферромагнетика); поэтому необходимо принимать во внимание мейснеровские токи, которые наводятся в сверхпроводящей пленке этим неоднородным магнитостатическим полем ферромагнетика. Результирующая намагниченность в ферромагнетике определяется воздействием эффективного магнитного поля, состоящего из обменного поля, неоднородного магнитостатического поля, магнитного поля сверхпроводящего вихря, магнитного поля мейснеровских токов. Все эти поля являются неоднородными, кроме того, есть еще однородное внешнее поле и поле анизотропии (для простоты рассмотрения — одноосной).

1. Вывод уравнений

Будем рассматривать структуру: бесконечный слой ферромагнетика (ФМ), расположенный в области $0 \leqslant z \leqslant L$ (ось Oz перпендикулярна поверхности), и тонкая пленка сверхпроводника (СП) второго рода в области $-d \leqslant z \leqslant 0$ ($d \ll \lambda_L$, λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля).

Пусть ФМ имеет анизотропию типа легкая ось вдоль оси Oz. Структура находится во внешнем однородном магнитном поле $\mathbf{H}_0$, $\mathbf{H}_0 \parallel Oz$. Полагаем, что в ФМ реализуется монодоменное состояние. В бесконечной сверхпроводящей пленке уже при сколь угодно малом поле $\mathbf{H}_0$ возникнут магнитные вихри ($H_{c1} \to 0$). Магнитное поле последних приведет к неоднородной намагниченности ФМ. Определим намагниченность ФМ в поле одного вихря. Такая ситуация всегда возможна при малом поле $\mathbf{H}_0$, т.е. при малой концентрации вихрей в СП пленке (среднее расстояние между вихрями много больше всех остальных масштабов задачи, λ_L, $\lambda, \ldots$).[1]

Для определения магнитного момента $\mathbf{M}$ ($|\mathbf{M}| = M_0$) в ФМ используем известные уравнения микромагнетизма

$$[\mathbf{M}, \mathbf{H}^{\mathrm{ef}}] = 0, \tag{1}$$

$$\mathbf{H}^{\mathrm{ef}} = AM_0^{-2}\Delta\mathbf{M} + KM_0^{-2}\mathbf{n}'(\mathbf{n}'\mathbf{M}) + \mathbf{H}^v + \mathbf{H}^m + \mathbf{H}^c, \tag{2}$$

$$\mathbf{H}^m = -\nabla U^m, \quad \Delta U^m = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{M}, \tag{3}$$

где $\mathbf{H}^v$ — поле сверхпроводящего вихря [3]; $\mathbf{H}^c$ — поле мейснеровских токов, наводимых в СП магнитостатическим полем ФМ; $\mathbf{H}^m$ — магнитостатическое поле; A и K — константы обменного взаимодействия и анизотропии соответственно; $\mathbf{n}' = (0, 0, 1)$.

На границе ФМ непрерывны

$$U^m, \quad \frac{\partial U^m}{\partial n} + 4\pi(\mathbf{M}\mathbf{n}) \tag{4}$$

[1] Заметим, что рассмотрение структуры ФМ-СП в противоположном случае, когда период решетки вихрей много меньше λ — толщины доменной границы в ферромагнетике, проведено в работе [4].

и выполняется условие

$$\left[\mathbf{M}, \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial n}\right] = 0, \tag{5}$$

$\mathbf{n}$ — направление нормали к поверхности ФМ.

Поле $\mathbf{H}^c$ определим из уравнения Лондонов

$$\Delta \mathbf{H}^c = \delta(z)/\lambda_{\mathrm{ef}}(\mathbf{H}^c + \mathbf{H}^m), \quad \lambda_{\mathrm{ef}} = \lambda_L^2/d, \tag{6}$$

где λ_{ef} — характерный масштаб для СП [3].

Задача об определении равновесной намагниченности слоя ФМ вблизи СП пленки с вихрем сводится к совместному решению уравнений (1)–(3), (6) с граничными условиями (4) и (5). Как будет показано далее, под действием поля вихря магнитный момент ФМ приобретает только компоненту M_ρ (в цилиндрической системе координат), которая является малой величиной ($M_\rho \ll M_0$), что позволяет пользоваться вместо (1) линеаризованными по M_ρ уравнениями.

Уравнения (1)–(5) удобно рассматривать в цилиндрической системе координат. В этой системе координат

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}(\rho, z), \quad M_\rho = M_0 \sin\psi, \quad M_z = M_0 \cos\psi, \quad M_\varphi = 0.$$

Это следует из того, что, во-первых, внешнее для ФМ поле вихря не зависит от φ и имеет нулевую компоненту φ. Во-вторых, вид границ ФМ в данной задаче исключает возможность появления M_φ и зависимость от φ. В линейном приближении по ψ и $\mathbf{H}^v$ уравнения (1) и (3) запишутся как

$$\Delta\psi - \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\lambda^2}\right)\psi = -\frac{H_\rho^v + H_\rho^{1m} + H_\rho^c}{AM_0^{-1}}, \tag{7}$$

$$\Delta U^{1m} = 4\pi M_0 \left(\frac{\psi}{\rho} + \frac{\partial\psi}{\partial\rho}\right), \quad \mathbf{H}^{1m} = -\nabla U^{1m}. \tag{8a}$$

Внутри ФМ,

$$\Delta U^{1m} = 0 \tag{8б}$$

вне ФМ, где $\lambda = (A/K_{\mathrm{ef}})^{1/2}$, $\mathbf{H}^{1m}$ — неоднородное магнитостатическое поле. В уравнении (8) для удобства обозначений размагничивающее поле $-4\pi M_0 \mathbf{e}_z$ ($\mathbf{e}_z = (0,0,1)$) включено в $K_{\mathrm{ef}} = K - 4\pi M_0^2$. На поверхности ФМ нормальная и тангенциальная составляющие поля $\mathbf{H}^{1m}$ непрерывны, а условие (5) принимает вид

$$\partial\psi/\partial z = 0, \quad z = 0, \quad z = L. \tag{9}$$

Отметим, что ограниченное во всем объеме ФМ решение $\psi(\rho, z)$ возможно только при достаточно плавной зависимости внешних полей от координат, т.е. если $H_\rho \sim 1/\rho^n$, то необходимо, чтобы $n < 2$.

2. Полупространство, заполненное ФМ

Получим решение для полупространства ФМ ($z > 0$). Будем решать систему уравнений (8), (9). Разложим функции $\psi(\rho, z)$ и $\mathbf{H}(\rho, z)$ в интеграл Фурье-Бесселя

$$\psi = \int_0^\infty s(q,z) J_1(q\rho) dq, \quad H_\rho = \int_0^\infty h(q,z) J_1(q\rho) dq, \quad U = \int_0^\infty \frac{h(q,z)}{q} J_0(q\rho) dq. \tag{10}$$

Используя свойства функций Бесселя, перепишем уравнения (8), (9) в функциях $s(q,z)$ и $h(q,z)$. Мы получим систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений (по переменной z), которая в свою очередь приводится к системе однородных алгебраических уравнений относительно новых функций $s(q)$ и $\tilde{h}(q)$, если решение искать в виде

$$h^{1m}(q,z) = -h^v(q,z) - h^c(q,z) + \tilde{h}(q)\exp(\beta z),$$

$$s(q,z) = s(q)\exp(\beta z), \quad z > 0,$$

$$h^{1m}(q,z) = h_0(q)\exp(qz), \quad z < 0.$$

Неизвестные β определяются из условия равенства нулю определителя полученной системы алгебраических уравнений

$$\beta_{1,2} = \left[q^2 + \frac{1}{2\lambda^2}\left(1 + \left(1 \pm \frac{16\pi M_0^2}{K_{\mathrm{ef}}}\lambda^2 q^2\right)^{1/2}\right)\right]^{1/2}, \quad \beta_1 = -\beta_3, \quad \beta_2 = -\beta_4. \tag{11}$$

В случае полупространства ФМ решение определяется только через отрицательные β_i. Неизвестные функции $\tilde{h}_i(q)$, $h_0(q)$, $h^c(q,z)$ и $s_i(q)$ однозначно определяются граничными условиями и соотношением

$$h^c(q,z) = -\frac{h_0(q)}{1 + 2q\lambda_{\mathrm{ef}}}\exp(-q|z|). \tag{12}$$

Условие (12) получается из (6). Запишем окончательный вид решения

$$\psi = \frac{\Phi_0}{(2\pi)^2 M_0}\int_0^\infty J_1(q\rho)\times$$

$$\times \frac{(\beta_1^2 - q^2)\, R_1^- \exp(-\beta_1 z) + (\beta_2^2 - q^2)\, R_2^- \exp(-\beta_2 z)}{(1 + 2q\lambda_{\mathrm{ef}})(1 - D_q)} dq, \tag{13}$$

$$\mathbf{J}^c(\rho, z) = \mathbf{e}_\varphi \delta(z) \frac{\Phi_0 c}{(2\pi)^2 d}\int_0^\infty J_1(q\rho)\frac{D_q}{(1 + 2q\lambda_{\mathrm{ef}})(1 - D_q)} q\, dq, \tag{14}$$

$\mathbf{J}^c$ — плотность мейснеровских токов,

$$R_1^{\mp} = \frac{\beta_2(\beta_2 \mp q)}{(\beta_1 \pm q)\left[\beta_2(\beta_2 \mp q) - \beta_1(\beta_1 \mp q)\right]}, \tag{15}$$

$$R_2^- = \frac{-\beta_1(\beta_1 - q)}{(\beta_2 + q)\left[\beta_2(\beta_2 - q) - \beta_1(\beta_1 + q)\right]}, \quad D_q = \frac{1}{1 + 2q\lambda_{\text{ef}}} \frac{R_1^-}{R_1^+}. \tag{16}$$

ФМ в нашей задаче имеет два характерных пространственных масштаба: $l_{\text{ex}} = \left(A/4\pi M_0^2\right)^{1/2}$ — обменная длина и $l_m = \left(AK\right)^{1/2}/4\pi M_0^2$ — магнитная длина $\left(\lambda = l_{\text{ex}}^2/4l_m\right)$.

Рассмотрим асимптотики. Проанализируем поведение намагниченности и магнитных полей на больших расстояниях (по поперечной координате) $\rho \gg \lambda$, $\rho \gg \lambda_{\text{ef}}$. В этом случае $\lambda q \ll 1$, что позволяет разложить подынтегральное выражение в формулах (13), (14) в ряд по малому параметру λq. Окончательный результат принимает особенно простой вид при[2] $4\pi M_0^2/K_{\text{ef}} \ll 1$

$$-U^c(\rho, z) = U^{1m}(\rho, z < 0) = U^{1m}(\rho, z > 0) = -\frac{\pi M_0^2}{K_{\text{ef}}} \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{1}{\left(\rho^2 + z^2\right)^{1/2}}, \tag{17}$$

$$\psi(\rho, z) = \frac{M_0 \Phi_0}{2\pi K_{\text{ef}} \left(\rho^2 + z^2\right)^{3/2}}. \tag{18}$$

На основе полученных асимптотик (18) можно сказать, что момент $\mathbf{M}$ ориентируется вдоль эффективного поля, слагаемого из поля анизотропии и поля вихря. Обменное взаимодействие пренебрежимо мало в силу того, что в области больших ρ неоднородность магнитного поля вихря, а тем самым и намагниченности, мала. Учет наведения мейснеровских токов приводит к тому, что на расстояниях $\rho \gg \lambda$, $\rho \gg \lambda_{\text{ef}}$ сумма магнитостатического поля $\mathbf{H}^{1m}$ и поля $\mathbf{H}^c$ в области $z < 0$ и $z > 0$ равна нулю (это следует из (17)). Поля $\mathbf{H}^{1m}$ и $\mathbf{H}^c$ представляют собой поля двух противоположно направленных моментов (по величине в $K_{\text{ef}}/\pi M_0^2$ раз меньших, чем момент сверхпроводящего вихря), расположенных в одной точке. Таким образом, взаимодействие между вихрями при нанесении слоя ФМ не изменяется в случае, если только расстояние между ними много больше λ и λ_{ef}.

Рассмотрим противоположный случай, когда $\rho \ll \lambda_{\text{ef}}$, $\rho \ll \ll \lambda\left(16\pi M_0^2/K_{\text{ef}}\right)^{1/2} = l_{\text{ex}}\left(l_{\text{ex}}^2/4l_m^2\right)$ и для $z \gg l_{\text{ex}}$. Оставляя в подынтегральных выражениях формул (13), (14) лишь доминирующие слагаемые типа λq, нетрудно получить

$$\psi = \frac{\Phi_0}{(2\pi)^2 M_0} \frac{r - z}{\lambda_{\text{ef}} l_{\text{ex}} \rho} \sin(z/2l_{\text{ex}}). \tag{19}$$

где $r^2 = \rho^2 + z^2$.

---

[2] Состояние с намагниченностью, перпендикулярной плоскости ферромагнитной пластины, возможно при $2\pi M_0^2/K < 1$.

Наиболее интересным результатом здесь является осциллирующее поведение поперечной компоненты M_ρ по координате z. Такое поведение обнаруживается в области полубесконечного цилиндра радиуса $\rho \ll \lambda_{\mathrm{ef}}$, $\rho \ll \lambda\left(16\pi M_0^2/K_{\mathrm{ef}}\right)^{1/2}$ при $z \gg l_{\mathrm{ex}}$ и расположенного над вихрем. Объясняется такое поведение $\mathbf{M}$ тем, что в рассматриваемой области в установлении равновесной намагниченности существенна роль магнитостатического поля. Действительно, поле $\mathbf{H}^{1m}$ максимально в области $\rho \leqslant \lambda$, так как здесь максимальна неоднородность $\mathbf{M}$. Компонента поля H_ρ^v в рассматриваемой области мала (при $z \gg \rho$ получаем [3] $H_\rho^v \sim \rho/z^2$). Таким образом, магнитостатическое поле имеет такой же порядок величины, как и поле вихря. В этом случае появление осцилляций ψ по координате z энергетически выгодно, так как неоднородная магнитостатическая энергия $(8\pi)^{-1}\int(\mathbf{H}^{1m})^2 dv$ уменьшается, что, однако, приводит к увеличению обменной энергии. Осциллирующее поведение M_ρ устанавливается вследствие конкуренции неоднородного обменного и магнитостатического полей, что отражается в том, что масштабом осцилляций является обменная длина l_{ex}. Быстро осциллирующую ($z \gg l_{\mathrm{ex}}$) зависимость ψ можно получить из общего уравнения (7), не проводя громоздких выкладок. Для этого, во-первых, пренебрежем слагаемым ψ/λ^2 в левой части уравнения. Во-вторых, учитывая то, что магнитостатическое поле сравнимо с полем вихря и определяется компонентой намагниченности M_ρ, положим в правой части уравнения (7) $H_\rho^v + H_\rho^{1m} + H_\rho^c \sim M_\rho$. Такое предположение справедливо, когда область изменения координаты z порядка l_{ex}. Решая полученное уравнение при условии $\psi(\rho = 0, z) = 0$ (поскольку $H_\rho^v(\rho = 0, z) = 0$), получаем $\psi \sim \rho \sin(z/2l_{\mathrm{ex}})$.

Аналогичные результаты получаются в формализме магнитной восприимчивости. Магнитная восприимчивость в данной задаче обладает пространственной дисперсией, что обусловленно дальнодействующим диполь-дипольным (магнитостатическим) взаимодействием, которое и приводит к осциллирующему поведению поперечной компоненты M_ρ.

Рассмотрим поведение $\psi(\rho, z)$ при малых $\rho\,(\rho \ll \lambda,\ \lambda_{\mathrm{ef}})$ в плоскости $z = 0$. Из общей формулы (13) при $z = 0$ получаем

$$\psi(\rho, 0) = \frac{\Phi_0 M_0}{4\pi A}\frac{\rho}{\lambda_{\mathrm{ef}}}, \tag{20}$$

где дополнительно предполагалось $\lambda \ll \lambda_{\mathrm{ef}}$.

3. Тонкая пленка ФМ

Рассмотрим поведение намагниченности в тонкой пленке ФМ ($L \ll \lambda$). В этом случае зависимостью $\mathbf{M}$ и магнитных полей от координаты z для ФМ можно пренебречь. Получающаяся система дифференциальных уравнений относительно $\psi(\rho)$, $\mathbf{H}^{1m}(\rho, z)$, $\mathbf{H}^c(\rho, z)$ решается анологично случаю полупространства ФМ. Решение для $\psi(\rho)$ теперь примет вид

$$\psi(\rho) = \frac{\Phi_0 M_0}{2\pi K_{\mathrm{ef}}}\int\limits_0^\infty \frac{J_1(q\rho)q}{(1 + 2q\lambda_{\mathrm{ef}})\left(1 + \frac{2\pi L M_0^2}{K_{\mathrm{ef}}}q + (\lambda q)^2\right) - \frac{2\pi L M_0^2}{K_{\mathrm{ef}}}q}\,dq. \tag{21}$$

Асимптотики $\psi(\rho)$ имеют вид, качественно не отличающийся от (20) и (18) при $z = 0$. Оценим наибольшее значение $\psi(\rho)$. На основе асимптотического поведения можно заключить, что ψ максимально при $\rho \sim \lambda$. Вполне обоснованно, пренебрегая в (21) величиной $(2\pi L M_0^2 q/K_{\mathrm{ef}})$ и вводя обозначение $x = q\lambda$ (при $\lambda_{\mathrm{ef}} \gg \lambda$), получим

$$\psi(\lambda) \cong \frac{\Phi_0 M_0}{2\pi K_{\mathrm{ef}}} \frac{1}{2\lambda\lambda_{\mathrm{ef}}} \int\limits_0^\infty J_1(x) \frac{dx}{1+x^2} \cong 0.398 \frac{\Phi_0 M_0}{4\pi K_{\mathrm{ef}} \lambda\lambda_{\mathrm{ef}}}. \tag{22}$$

Линейное приближение справедливо при $\psi(\lambda) \ll 1$.

4. Обсуждение результатов

Характерный малый параметр задачи (для пластины ФМ любой толщины) можно получить и из общих соображений. Линейное приближение оправдано при выполнении неравенства

$$H_z^{\mathrm{ef}} \gg H_\rho^{\mathrm{ef}}. \tag{23}$$

Заметим, что компонента H_ρ^v, вызывающая неоднородную намагниченность, быстро растет в плоскости $z = 0$ при $\rho \to 0$ (при $\rho \ll \lambda_{\mathrm{ef}}$ $H_\rho^v \sim 1/\rho$). Величина полного поля H_ρ^{ef} при этом остается всегда ограниченной. Это связано с тем, что быстрый рост компоненты H_ρ^v при $\rho \to 0$ компенсируется обменным полем (на характерном масштабе λ). Если бы этого не было, то в области ФМ, где поле $\mathbf{H}^v$ велико, магнитный момент выстраивался бы по полю вихря. Такая намагниченность сильно неоднородна и приводит к большим значениям обменной энергии, что энергетически не выгодно. Таким образом, максимальное значение H_ρ^{ef} имеет порядок величины $H_\rho^v(z = 0, \rho = \lambda)$. Поля $\mathbf{H}^{1m}$, $\mathbf{H}^c$ при этом можно не рассматривать, так как они определяются компонентой M_ρ, а в нашем приближении $M_\rho \ll M_0$ и $M_\rho \to 0$ при $\rho \to 0$. Минимальным значением H_z^{ef} является поле анизотропии $(K_{\mathrm{ef}} M_0^{-1})$. Приведенные рассуждения позволяют записать условие (23) в виде

$$\frac{H_\rho^v(\rho = \lambda, z = 0)}{K_{\mathrm{ef}} M_0^{-1}} \ll 1. \tag{24}$$

Левая часть неравенства (24) и является характерным малым параметром задачи. В частном случае $\lambda \ll \lambda_{\mathrm{ef}}$ этот результат совпадает с (22).

Для полупространства ФМ компонента намагниченности M_ρ принимает максимальное значение при $\rho \sim \lambda$ и $z < \lambda$. В этой области справедливо

$$\psi = \frac{\Phi_0 M_0}{4\pi \lambda_{\mathrm{ef}} K_{\mathrm{ef}}} \frac{1-\cos\theta}{\sin\theta} \frac{1-\exp(-r/\lambda)}{r}, \tag{25}$$

где r, θ — сферические координаты ($r^2 = \rho^2 + z^2$, $\cos\theta = z/r$, $0 \leqslant \theta \leqslant \pi/2$). Условие (25) получено из (13) в приближении $\lambda q \sim 1$, $\lambda \ll \lambda_{\mathrm{ef}}$ и

$16\pi M_0^2/K_{\text{ef}} \ll 1$ (что соответствует пренебрежению магнитостатическим полем).

Рассмотрим зависимость $\psi(\rho, z)$ от толщины слоя ФМ. В общем случае можно сказать, что ψ увеличивается с уменьшением L. Этот достаточно неожиданный результат следует, во-первых, из того, что магнитостатическое поле усиливается с увеличением объема ФМ, например для тонкой пленки ФМ $H^{1m} \sim L$, а учет магнитостатического поля приводит к меньшим значениям ψ, так как поле $\mathbf{H}^{1m}$ стремится скомпенсировать поле вихря в объеме ФМ. Во-вторых, для слоя ФМ конечной толщины необходимо выполнение дополнительного условия (9) при $z = L$, что приводит в целом (в отличие от ФМ с $L = \infty$) к меньшему спаданию ψ с увеличением z. При $L \to 0$ функция ψ стремится к конечному пределу (см.(21)) и $\mathbf{H}^{1m}$, $\mathbf{H}^{c} \to 0$, т.е. равновесная намагниченность в бесконечно тонкой пленке ФМ устанавливается лишь под действием обменного поля, поля анизотропии и сверхпроводящего вихря.

Обсудим вопрос о влиянии ФМ на структуру вихря в сверхпроводящей пластине. Влияние ФМ на СП пластину сводится к наведению в СП дополнительных токов — мейснеровских токов, создаваемых магнитостатическим полем. Энергия таких токов пренебрежимо мала в сравнении с энергией токов вихря. Это следует из того, что плотность мейснеровских токов не имеет особенности (в отличие от вихревых токов) при $\rho = 0$ и при малых ρ растет пропорционально ρ; при больших ρ плотность мейснеровских токов в $K_{\text{ef}}/\pi M_0^2$ раз меньше плотности вихревых токов. В этом смысле влиянием ФМ на структуру сверхпроводящего вихря можно пренебречь. Более того, ФМ не меняет условий зарождения вихрей (оно по-прежнему имеет беспороговый характер, $H_{c1} \to 0$), так как на большом удалении от СП пластины ($z \gg \lambda_{\text{ef}}$) поле мейснеровских токов полностью компенсируется магнитостатическим полем, т.е. на больших расстояниях усредненное поле вихрей в точности равно полю H_0 ($H_0 = n\Phi_0$, где n — поверхностная плотность вихрей).

Вычислим значение $\psi_{\max}$ на примере некоторых материалов. Для ортоферритов с $A \cong 4.3 \cdot 10^{-7}$ эрг/см, $K \cong 8 \cdot 10^5$ эрг/см^3, $M_0 \cong 10$ Гс и тонкой пленки СП толщиной $d \cong 3 \cdot 10^{-5}$ см, $\lambda_L \cong 10^{-4}$ см выполняется условие $\lambda \ll \lambda_{\text{ef}}$ и $\psi(\lambda) \cong 3.7 \cdot 10^{-4}$.

В заключение авторы выражают благодарность Г.А.Мелкову за обсуждения, стимулирующие постановку данной задачи, а также В.М.Генкину, В.В.Курину и А.А.Андронову за интерес к работе.

Список литературы

[1] Broun W.F. // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1479–1482.
[2] Aharony A., Shtrikman S. // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1522–1528.
[3] Pearl J. // J. Appl. Phys. Lett. 1964. V. 5. P. 65.
[4] Беспятых Ю.И., Симонов А.Д., Харитонов В.Д. // ФММ. 1992. № 4. С. 87–98.

Институт прикладной физики РАН
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
25 июня 1993 г.