Продольный критический ток в структуре феррит–сверхпроводник второго рода

© Ю.И. Беспятых, В. Василевский*, В.Д. Харитонов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия
* Высшая техническая школа, Радом, Польша

*(Поступила в Редакцию 10 апреля 1996 г.
В окончательной редакции 3 сентября 1996 г.)*

Проанализировано влияние взаимодействия вихрей Абрикосова с намагниченностью на продольную вихревую неустойчивость в слоистой структуре ферродиэлектрик–сверхпроводник второго рода. Показано, что в окрестности ориентационного фазового перехода в магнетике, где поперечная магнитная восприимчивость велика, величина продольного критического тока в структуре может быть почти в 1.5 раза меньше, чем в изолированном сверхпроводнике. Причиной этого является компенсация источников поля рассеяния вне сверхпроводника "магнитными зарядами", возникающими из-за скачка поперечной намагниченности на поверхности магнетика. Рассматривается структура со сверхпроводником, толщина которого значительно превышает лондоновскую глубину проникновения магнитного поля и длину волны критической моды, поэтому (ввиду отсутствия качественных массивных высокотемпературных сверхпроводников) для экспериментального исследования описанного явления следует использовать традиционные низкотемпературные сверхпроводники.

1. Исследование перехода сверхпроводника второго рода в резистивное состояние под влиянием транспортного тока имеет большое значение для многочисленных применений таких материалов в качестве элементов практических устройств, и посвященная ему литература чрезвычайно обширна (см., например, монографии [1,2] и ссылки в них). В целом задача о поведении системы вихрей в случае, когда транспортный ток достигает или превышает критический ток перехода сверхпроводника второго рода из безрезистивного в резистивное состояние, сложна и до сих пор не решена. Теоретически наиболее изучен случай продольной неустойчивости вихрей, когда транспортный ток параллелен направлению вихрей.

Оценка величины продольного критического тока в сверхпроводниках второго рода, имеющих форму длинного тонкого цилиндра, с учетом внешнего поля рассеяния была выполнена в [3]. Расчет критического продольного тока в толстых сверхпроводящих слоях с учетом влияния поля рассеяния, а также объемного и поверхностного пиннинга был проделан в [4]. При этом для описания пиннинга использовалась модель Лабуша [1]. Как показано в [3,4], энергия поля рассеяния положительна и всегда приводит к увеличению критического тока.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния полевого взаимодействия вихрей Абрикосова с намагниченностью на продольный критический ток в слоистой структуре ферромагнетик–сверхпроводник второго рода. Как известно [5], статическая магнитная восприимчивость ферромагнетиков в доменной фазе и в однородной фазе вблизи линии перехода по полю из однородного состояния в неоднородное может быть значительной, и на первый взгляд можно ожидать втягивания магнитного потока в магнетик и соответственно затягивания вихревой неустойчивости. Однако, как будет показано далее, в рассматриваемом здесь случае магнетик оказывает влияние на продольную вихревую неустойчивость, прямо противоположное влиянию диэлектрика с большой диэлектрической проницаемостью на ганновскую доменную неустойчивость в полупроводниках с отрицательной дифференциальной проводимостью [6]. С ростом магнитной проницаемости ферромагнетика и энергия магнитного поля вихрей вне сверхпроводника, и порог продольной вихревой неустойчивости уменьшаются. Величина критического продольного тока сложным образом зависит от пиннинга вихрей в сверхпроводнике, а также от поля подмагничивания, намагиченности и поля анизотропии ферромагнетика.

2. Предположим, что структура ферромагнетик–сверхпроводник представляет собой сверхпроводящее полупространство ($y > 0$) и ферромагнитный слой ($-L < y < 0$) с магнитной анизотропией типа "легкая ось". Направление оси магнитной анизотропии $\mathbf{n}_A \parallel \mathbf{n}_y$. Структура помещена в поле подмагничивания $\mathbf{H}_e = H_e\mathbf{n}_z$, причем $H_e > H_A$ (H_A — поле магнитной анизотропии) и $H_{c1} \ll H_e \ll H_{c2}$. Вблизи поверхности сверхпроводника протекает малый транспортный ток, направленный вдоль поля подмагничивания. При этом сверхпроводник находится в смешанном состоянии, а намагниченность $\mathbf{M}$ в ферромагнетике однородна: $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}_z$.

Потенциал Гиббса G вихревой и магнитной подсистем с учетом их взаимодействия можно представить в виде

$$G = G_S + G_M + G_{\text{int}}, \tag{1}$$

где G_S — энергия вихрей в изолированном сверхпроводнике, G_M — энергия намагниченности с учетом эффекта Мейсснера, G_{int} — энергия взаимодействия вихрей с намагниченностью. Энергия решетки вихрей в отсутствие транспортного тока вычислена в [7], а энергия взаимодействия вихрей с транспортным током получена в [8]. Энергия магнитной подсистемы и энергия взаимодействия намагниченности с вихрями приведены в [9,10], однако здесь необходимо учесть перенормировку поля подмагничивания в ферромагнетике из-за поля, создаваемого транспортным током. Как установлено в [4], в сверхпроводнике со слабым или умеренным пиннингом неустойчива длинноволновая мода, поэтому при расчете критического транспортного тока можно использовать континуальную модель системы вихрей и пренебрегать нелокальным характером взаимодействия между вихрями. Здесь мы используем те же приближения.

Энергия вихрей в изолированном сверхпроводнике с продольным транспортным током G_S в квадратичном приближении по смещениям вихрей $\mathbf{u}$ равна [4]

$$G_S = G_{\text{bulk}} + G_{\text{pin}} + G_{\text{stray}} + G_{\text{bind}} + G_j, \qquad (2)$$

где упругая энергия взаимодействия вихрей

$$G_{\text{bulk}} = \frac{1}{2}C_{11}\int_0^\infty dy \int \frac{d\mathbf{k}}{4\pi^2}\biggl[k_x^2 u_{\mathbf{k}}^x u_{-\mathbf{k}}^x + k_z^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}}\mathbf{u}_{-\mathbf{k}} + \frac{du_{\mathbf{k}}^y}{dy}\,\frac{du_{-\mathbf{k}}^y}{dy} + \varepsilon\Bigl[\frac{du_{\mathbf{k}}^x}{dy}\,\frac{du_{-\mathbf{k}}^x}{dy} + k_x^2 u_{\mathbf{k}}^y u_{-\mathbf{k}}^y\Bigr]\biggr] \qquad (3)$$

$\mathbf{u}_{\mathbf{k}}$ — фурье-компонента смещения), энергия объемного пиннинга

$$G_{\text{pin}} = (C_{11}/2)k_p^2\int_0^\infty dy\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)\mathbf{u}_{\mathbf{k}}\mathbf{u}_{-\mathbf{k}}, \qquad (4)$$

энергия поля рассеяния

$$G_{\text{stray}} = (C_{11}/2)\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)(k_z^2/k)u_{\mathbf{k}}^y(0)u_{-\mathbf{k}}^y(0), \qquad (5)$$

энергия поверхностного пиннинга

$$G_{\text{bind}} = (C_{11}/2)k_s\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)u_{\mathbf{k}}^y(0)u_{-\mathbf{k}}^y(0) \qquad (6)$$

и энергия взаимодействия вихрей с транспортным током

$$G_j = -C_{11}t\int_0^\infty dy\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)k_z\hat{\jmath}u_{\mathbf{k}}^x u_{-\mathbf{k}}^y. \qquad (7)$$

Здесь C_{11} и C_{66} — модули всестороннего сжатия и сдвига решетки вихрей, $\xi = C_{66}/C_{11} \ll 1$, $\mathbf{k} = \{k_x, k_z\}$, $k_p^2 = \alpha_L/C_{11}$, α_L — константа Лабуша, k_s — феноменологическая константа поверхностного пиннинга, $t = H_I/H_e$, H_I — поле, создаваемое транспортным током на поверхности сверхпроводника $H_I = 4\pi I/c$, I — транспортный ток через единицу ширины сверхпроводника, c — скорость света в вакууме. Относительно пространственного распределения транспортного тока считаем справедливыми допущения [4] и используем зависимость $\hat{\jmath}(y)$ вида

$$\hat{\jmath}(y) = \varkappa\exp(-\varkappa y), \qquad (8)$$

где $\varkappa$ — константа, значение которой предполагается заданным.

Магнитная энергия ферромагнетика G_M равна

$$G_M = G_{\text{Z}} + G_D + G_A + G_e, \qquad (9)$$

где зеемановская энергия ферромагнетика во внешнем поле $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_e + \mathbf{H}_I$

$$G_{\text{Z}} \cong 2\pi\Omega_0\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)\int_{-L}^0 dy(m_{\mathbf{k}}^\xi m_{-\mathbf{k}}^\xi + m_{\mathbf{k}}^y m_{-\mathbf{k}}^y), \qquad (10)$$

дипольная энергия

$$\begin{aligned} G_D = 2\pi\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)\int_{-L}^0 dy\biggl(&m_{\mathbf{k}}^y m_{-\mathbf{k}}^y + (1/2k) \\ \times\int_{-L}^0 dy'\Bigl\{&\bigl[k_\xi^2 m_{\mathbf{k}}^{\xi'} m_{-\mathbf{k}}^\xi - k^2 m_{\mathbf{k}}^{y'} m_{-\mathbf{k}}^y \\ &+ 21k_\xi k m_{\mathbf{k}}^{\xi'} m_{-\mathbf{k}}^y \operatorname{sgn}(y-y')\bigr]\exp(-k|y-y'|) \\ &+ (k_\xi^2 m_{\mathbf{k}}^{\xi'} m_{-\mathbf{k}}^\xi + k^2 m_{\mathbf{k}}^{y'} m_{-\mathbf{k}}^y \\ &- 21k_\xi k m_{\mathbf{k}}^{\xi'} m_{-\mathbf{k}}^y)\exp[-(y+y')]\Bigr\}\biggr), \end{aligned} \qquad (11)$$

энергия магнитной анизотропии

$$G_A = -2\pi Q\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)\int_{-L}^0 dy m_{\mathbf{k}}^y m_{-\mathbf{k}}^y, \qquad (12)$$

обменная энергия

$$G_e = 2\pi D\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)\int_{-L}^0 dy\biggl[k^2(m_{\mathbf{k}}^\xi m_{-\mathbf{k}}^\xi + m_{\mathbf{k}}^y m_{-\mathbf{k}}^y) + \frac{dm_{\mathbf{k}}^\xi}{dy}\,\frac{dm_{-\mathbf{k}}^\xi}{dy} + \frac{dm_{\mathbf{k}}^y}{dy}\,\frac{m_{-\mathbf{k}}^y}{dy}\biggr]. \qquad (13)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\Omega_0 = H_0/4\pi M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, Q — фактор качества, $D = \alpha/4\pi$ — постоянная неоднородного обмена ферромагнетика, ξ — ось в декартовой системе координат (ξ, y, ζ), связанной с полным внешним полем ($\mathbf{n}_\zeta \parallel H_0$), $k_\xi = k_x\cos\theta - k_z\sin\theta$, $\theta = \operatorname{arctg}(H_I/H_e)$, $\mathbf{m} \equiv \mathbf{m}(y)$, $\mathbf{m}' \equiv \mathbf{m}(y')$.

Энергия взаимодействия вихрей с намагниченностью имеет вид

$$G_{\text{int}} = B\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)k_z \int\limits_{-L}^{0} dy\Big[(k_\xi/k)m^\xi_{-\mathbf{k}} - im^y_{-\mathbf{k}}\Big] \times u^y_{\mathbf{k}}(0)\exp(ky), \qquad (14)$$

где B — магнитная индукция в сверхпроводнике.

Для нахождения критического продольного тока I_c, при котором система вихрей становится неустойчивой, достаточно рассмотреть малые статические возмущения в структуре. Используя уравнения состояния для намагниченности $\delta G/\delta m_{\mathbf{k}} = 0$, нетрудно показать, что

$$G_M + G_{\text{int}} = G_{\text{int}}/2. \qquad (15)$$

Поскольку магнитная энергия положительна $G_M > 0$, энергия взаимодействия $G_{\text{int}<0}$ и сумма энергий $G_M + G_{\text{int}} < 0$. Как следует из (15), взаимодействие вихрей с намагниченностью сводится к уменьшению влияния поля рассения на величину критического продольного тока. Такой результат естествен, так как включение взаимодействия вихрей с другой подсистемой при тех же смещениях вихрей должно понижать полную энергию системы. Решая уравнения состояния для намагниченности совместно с уравнениями магнитостатики, можно выразить намагниченности через смещения вихрей и исключить зависимость от нее потенциала Гиббса системы. В результате имеет место лишь перенормировка энергии поля рассеяния вихрей.

Пусть толщина ферромагнитного слоя достаточно велика ($L \gg D^{1/2}$). Тогда, используя явную зависимость намагниченности от смещений вихрей, получаем

$$G_{\text{int}} = -C_{11}\int (d\mathbf{k}/4\pi^2)k_z^2/kF(\mathbf{k})u^y_{\mathbf{k}}(0)u^y_{-\mathbf{k}}(0), \qquad (16)$$

где

$$F(\mathbf{k}) = \frac{\Big[(k_\xi^2 + k^2\tilde\Omega_0)^2 - k^2q^2\tilde\Omega_0^2\Big]\text{sh}qL}{(k_\xi^2 + k^2\tilde\Omega_0)\Big[(k_\xi^2 + k^2\tilde\Omega_0)\text{sh}qL + kq\tilde\Omega_0\text{ch}qL\Big]},$$

$$q = \frac{\tilde\Omega_0 - Q}{\tilde\Omega_0(\tilde\Omega_0 + 1 - Q)}(k_\xi^2 + k^2\tilde\Omega_0), \quad \tilde\Omega_0 = \Omega_0 + Dk^2. \qquad (17)$$

Очевидно, включение (15) в энергию поля рассеяния сводится к появлению в подынтегральном выражении (5) дополнительного множителя $[-F(\mathbf{k})]$. Вообще говоря, влияние намагниченности на критический ток возрастает с ростом толщины ферромагнетика L, поэтому ограничимся оценками в случае полуограниченного ферромагнетика ($L \to \infty$). Тогда

$$1 - F(\mathbf{k}) = \Big\{\Big[\mathbf{k^2}/(\mathbf{k_\xi^2} + \mathbf{k^2}\tilde{\mathbf{\Omega}}_\mathbf{0})\Big] \times \Big[\tilde\Omega_0(\tilde\Omega_0 - Q)/(\tilde\Omega_0 + 1 - Q)\Big]\Big\}^{1/2}. \qquad (18)$$

Отсюда следует, что $1 - F(\mathbf{k}) \to \mathbf{1}$ при $\tilde\Omega_0 \to \infty$, когда намагниченность полностью закреплена полем подмагничивания и связью с ней можно пренебречь, и $1 - F(\mathbf{k}) \to \mathbf{0}$ при $\tilde\Omega_0 \to Q$, когда можно не учитывать энергию поля вне сверхпроводника. Последнее условие реализуется в окрестности поля перехода $H_c \cong 4\pi QM_0$ магнетика из однородной в доменную фазу, где поперечная магнитная восприимчивость магнетика велика. Таким образом, вместо подавления продольной вихревой неустойчивости с помощью магнетика с большой магнитной проницаемостью имеет место, напротив, уменьшение влияния поля вихрей вне сверхпроводника и тем самым уменьшение критического тока. Причина этого станет более ясной, если проанализировать поле рассеяния в структуре из полуограниченного сверхпроводника второго рода и магнетика со скалярной магнитной проницаемостью μ. Для фурье-гармоник магнитного поля рассеяния в сверхпроводнике ($y > 0$) и в магнетике ($y < 0$) аналогично [8] получаем выражение

$$\mathbf{H}_{\text{stray},\mathbf{k}} = \begin{cases} \left(i\mathbf{n}_x\frac{k_x\lambda}{k^2} + i\mathbf{n}_z\frac{k_z\lambda}{k^2} - \mathbf{n}_y\right) \\ \quad\times\frac{k\lambda}{k\lambda+\mu}(B_v^y + B_v^{y'})_{\mathbf{k}}e^{-y/\lambda}, \; y > 0, \\ \left(i\mathbf{n}_x\frac{k_x}{k} + i\mathbf{n}_z\frac{k_z}{k} + \mathbf{n}_y\right) \\ \quad\times\frac{1}{k\lambda+\mu}(B_v^y + B_v^{y'})_{\mathbf{k}}e^{ky}, \quad y < 0, \end{cases} \qquad (19)$$

где $\mathbf{B}_v + \mathbf{B}'_v$ — сумма поля вихрей и их изображений на поверхности сверхпроводника, λ — лондоновская глубина. Поле рассеяния возникает из-за скачка нормальной составляющей магнитной индукции на поверхности сверхпроводника (поверхностные "магнитные заряды"). Из граничного условия на нормальную составляющую индукцию следует, что при $\mu \gg 1$ поле рассеяния $H_{\text{stray}} \sim 1/\mu$, а энергия поля рассеяния $G_{\text{stray}} \sim 1/\mu$. При этом прочие слагаемые потенциала Гиббса вихрей слабо зависят от μ и определяют порог неустойчивости в системе вихрей.

При ганновской доменной неустойчивости нестабильна мода с преимущественно касательной составляющей электрического поля в полупроводнике. Вследствие непрерывности тангенциальной компоненты электрического поля на границе раздела полупроводник–диэлектрик электрическое поле затягивается в диэлектрик с большой диэлектрической постоянной $\varepsilon \gg 1$. Энергия электрического поля неустойчивой моды в диэлектрике $\sim \varepsilon e^2$ (e — амплитуда электрического поля возмущения в полупроводнике и диэлектрике) и значительно превышает энергию электрического поля в полупроводнике $\sim e^2$. Таким образом, роль полей рассеяния для сравниваемых типов неустойчивости в слоистых структурах различна.

3. Для расчета величины критического тока и структуры критической моды воспользуемся, как и в [4], вариационным методом. Пусть поле смещений в сверхпроводнике описывается пробными функциями

$$u^x_{\mathbf{k}'} = 2\pi^2 a e^{-\sigma y}[\delta(\mathbf{k}'-\mathbf{k}) + \delta(\mathbf{k}'+\mathbf{k})],$$

$$u^y_{\mathbf{k}'} = 2\pi^2 ib e^{-\eta y}[\delta(\mathbf{k}'-\mathbf{k}) - \delta(\mathbf{k}'+\mathbf{k})], \qquad (20)$$

где a, b, σ, η, $\mathbf{k}$ — параметры, определяемые из условий минимума потенциала Гиббса системы G и минимума критического тока. Подставляя (20) в (1)–(16), преобразуем потенциал G системы к виду

$$\begin{aligned} 8G/C_{11}S = {} & \big[(k^2 + k_p^2 + \varepsilon\sigma^2)/\sigma\big]a^2 \\ & + \big\{(k_z^2 + k_p^2 + \varepsilon k_x^2 + \eta^2)/\eta + 2k_s \\ & + 2(k_z^2/k)[1 - F(\mathbf{k})]\big\}b^2 \\ & - 4t\big[\varkappa k_z/(\varkappa + \sigma + \eta)\big]ab. \end{aligned} \qquad (21)$$

Минимизируя G по a и b, находим величину критического тока и поляризацию критической моды $r = a/b$ как функции $\mathbf{k}$, σ и η

$$\begin{aligned} t^2 = {} & \big[(\varkappa + \sigma + \eta)^2(k^2 + k_p^2 + \varepsilon\sigma^2)/(4\varkappa^2 k_z^2\sigma)\big] \\ & \times \big[(k_z^2 + k_p^2 + \varepsilon k_x^2 + \eta^2)/\eta + 2k_s + 2(k_z^2/k)(1 - F)\big], \end{aligned} \qquad (22)$$

$$r = 2\varkappa k_z \sigma t(\varkappa + \sigma + \eta)^{-1}(k^2 + k_p^2 + \varepsilon\sigma)^{-1}. \qquad (23)$$

Минимизация (22) по $\mathbf{k}$, σ, η приводит к системе алгебраических уравнений, решить которую в общем виде можно лишь численно, поэтому далее мы ограничимся оценками величины критического тока и параметров критической моды для некоторых предельных областей изменения поля подмагничивания и констант пиннинга. При этом будем пренебрегать зависимостью $\tilde{\Omega}_0$ от $\mathbf{k}$ и t, поскольку $Dk^2 \ll 1$ и критический ток I_c мал ($t_c = 4\pi I_c/cH_e \ll 1$).

Если поле подмагничивания велико ($H_e \gg 4\pi M_0$, $H_e \gg 4\pi Q M_0$), то возмущения намагниченности в ферромагнетике малы. При этом критический продольный ток и параметры критической моды в структуре такие же, как в изолированном сверхпроводнике. Согласно оценкам работы [4], для изолированного сверхпроводника со слабым пиннингом $k_x = 0$ и

$$t_c = r\varepsilon^{1/2} = 2^{1/2}\varepsilon^{1/4},$$

$$k = \eta = \sigma\varepsilon^{1/2} = \begin{cases} (2^{-4}\varkappa^2 k_s^2)^{1/4}, & k_p^2 \ll k_s^2 \ll \varepsilon\varkappa^2, \\ \left(\frac{9}{16}\varkappa^2 k_p^4 \varepsilon\right)^{1/6}, & k_s^2 \ll k_p^2 \ll \varepsilon\varkappa^2. \end{cases} \qquad (24)$$

Для умеренного пиннинга и малой сдвиговой жесткости в диапазоне значений параметров $\varepsilon\varkappa^2 \ll k_p^2 \ll k_s^2 \ll \varkappa^2$ получаем

$$t_c^2 = 4k_s/\varkappa, \qquad r = (\varkappa k_s)^{1/2} k_p^{-1},$$

$$k = k_p, \qquad \eta = k_p\sqrt{2}, \qquad \sigma \cong \varkappa, \qquad (25)$$

а в диапазоне значений $\varepsilon\varkappa^2 \ll k_s^2 \ll k_p^2 \ll \varkappa^2$ имеем

$$t_c^2 = (3.06)^2(k_p/\varkappa), \quad r = 1.49(\varkappa/k_p)^{1/2},$$

$$k = 1.25k_p, \quad \eta = 1.6k_p, \quad \sigma \cong \varkappa. \qquad (26)$$

Вблизи поля перехода ферромагнетика в доменную фазу ($H_e \cong 4\pi Q M_0$) величины $1 - F(\mathbf{k}) \cong k_x \cong 0$. Продольный критический ток и параметры критической моды в случае слабого пиннинга равны

$$t_c = \varepsilon^{1/4} = r\varepsilon^{-1/2},$$

$$k = \eta = \sigma\varepsilon^{1/2} = \begin{cases} (2^{-2}\varkappa^2 k_s^2 \varepsilon)^{1/4}, & k_p^2 \ll k_s^2 \ll \varepsilon\varkappa^2, \\ (\varkappa^2 k_p^4 \varepsilon)^{1/6}, & k_s^2 \ll k_p^2 \ll \varepsilon\varkappa^2. \end{cases} \qquad (27)$$

Для умеренного пиннинга и малой сдвиговой жесткости в диапазоне $\varepsilon\varkappa^2 \ll k_p^2 \ll k_s^2 \ll \varkappa^2$ имеем

$$t_c^2 = (2k_s k_p^2 \varkappa^3)^{1/3}, \qquad r = (2\varkappa^3 k_s/k_p^4)^{1/6},$$

$$k = \eta = (2k_p^2 k_s)^{1/3}, \qquad \sigma = \varkappa. \qquad (28)$$

Наконец, дял умеренного пиннинга и малой сдвиговой жесткости в случае, когда константа объемного пиннинга значительно превышает константу поверхностного пиннинга ($\varepsilon\varkappa^2 \ll k_s^2 \ll k_p^2 \ll \varkappa^2$, получаем

$$t_c^2 = 3^{3/2}(k_p/\varkappa), \qquad r = 3^{-1/4}(2\varkappa/k_p)^{1/2},$$

$$k = k_p\sqrt{2}, \qquad \eta = k_p\sqrt{3}, \qquad \sigma \cong \varkappa. \qquad (29)$$

Значения величин (27), (29) при $k_s^2 \ll k_p^2$ совпадают с полученными в [9] для вихревой неустойчивости в объеме массивного сверхпроводника. Сравнивая (27)–(29) с (24)–(26), нетрудно убедиться, что критический продольный ток для структуры с ферромагнетиком в поле подмагничивания, близком к полю перехода магнетика из однородного состояния в неоднородное, существенно ниже, чем для изолированного сверхпроводника.

Влияние феррита на состояние вихревой решетки возрастает при уменьшении толщины сверхпроводящей пленки. Особый интерес представляет случай, когда толщина сверхпроводящего слоя меньше лондоновской глубины, так как реально пока не удается изготовить высококачественные толстые сверхпроводящие пленки. Однако в данной работе мы не ставили себе целью анализ этого случая.

В заключение заметим, что величина критического тока (22) не меняется при изменении направления транспортного тока на противоположное. Иная ситуация возникает, если ферромагнетик обладает магнитной анизотропией в плоскости xz. Например, при наличии анизотропии типа "легкая ось" с направлением оси вдоль $\mathbf{n}_x$ намагниченность в отсутствие транспортного тока может быть ориентирована в плоскости xz в двух эквивалентных направлениях, симметричных относительно поля подмагничивания. Если изначально выбрано одно из этих направлений, то при протекании по сверхпроводнику слабого транспортного тока прямого и обратного направлений эффективные постоянные магнитные поля в ферромагнетике окажутся различными. Как следствие этого пороги продольной неустойчивости для прямого и обратного токов уже не будут одинаковыми. Такой же эффект будет иметь место, если ось анизотропии в магнетике наклонена. Отметим, что подобная асимметрия критического тока наблюдалась экспериментально в сверхпроводниках с ферромагнитными включениями [11], однако авторы [11] не обсуждают физические механизмы, приводящие к такой несимметрии.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-17283а).

Список литературы

[1] А. Кемпбелл, 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] J.R. Clem. Phys. Rev. Lett. **38**, *24*, 1425 (1977).
[4] E.H. Brandt. J. Low Temp. Phys. **44**, *1/2*, 59 (1981).
[5] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, А.Г. Миронов. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. Наука. М. (1972). 404 с.
[6] P.W. Shumate. IEEE Trans. Magn. **7**, 586 (1971).
[7] E.H. Brandt. J. Low Temp. Phys. **42**, *5/6*, 557 (1981).
[8] E.H. Brandt. J. Low Temp. Phys. **44**, *1/2*, 33 (1981).
[9] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. ФТТ **35**, *11*, 2983 (1993).
[10] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. **36**, *3*, 586 (1994).
[11] A. Sikora, B. Makiej. Phys. Stat. Sol. (a) **88**, *2*, K191 (1985).