

УДК 537.611.44:538.945

©1994

ПОДАВЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК ВТОРОГО РОДА

Ю.И.Беспятых, В.Василевский,¹ М.Гайдек,²
А.Д.Симонов, В.Д.Харитонов

Рассмотрено основное состояние слоистой структуры ферромагнетик-сверхпроводник второго рода в касательном поле подмагничивания. Показано, что вследствие выталкивания магнитного поля из сверхпроводника доменная структура в ферромагнетике не только пересматривается, но и может быть полностью подавлена при определенных значениях параметров магнитного и сверхпроводящего слоев.

Присутствие сверхпроводника вблизи поверхности ненасыщенного ферромагнетика сказывается на основном состоянии системы двояко. С одной стороны, поля рассеяния доменов в магнетике в случае сверхпроводника 1-го рода могут разрушить сверхпроводимость в области с характерным размером порядка толщины магнитного слоя, а в случае сверхпроводника 2-го рода — создать в сверхпроводящей пленке слабую связь, определяющую места локализации флюксонов. С другой стороны, эффект выталкивания магнитного поля из сверхпроводника может приводить к уменьшению полей рассеяния, увеличению относительного вклада дипольной энергии и, следовательно, к перестройке периода или подавлению доменной структуры в ферромагнитной пленке.

Первая группа эффектов — разрушение сверхпроводимости в сверхпроводниках 1-го рода и появление слабой связи за счет локализованных вихрей Абрикосова в сверхпроводниках 2-го рода — была рассмотрена в работе [1]. Эффекты же перестройки доменной структуры в магнетике ранее не обсуждались, хотя они представляют несомненный интерес. В частности, их наблюдение (например, методами магнитооптики) и анализ могут быть использованы для определения параметров структуры. В настоящей работе на примере структуры ферромагнетик-сверхпроводник 2-го рода в касательном поле подмагничивания показано, что вследствие выталкивания поля из сверхпроводника доменная структура в ферромагнетике не только перестраивается, но и при определенных значениях параметров магнитного и сверхпроводящего слоев может быть полностью подавлена.

¹ Высшая инженерная школа, г. Радом, Польская Республика.

² Политехнический институт, г. Кельце, Польская Республика.

Для оценки влияния сверхпроводника 2-го рода на доменную структуру магнетика рассмотрим зарождение доменов в простейшей симметричной системе, представляющей собой пленку одноосного ферромагнетика толщиной L , окруженную с обеих сторон сверхпроводящим материалом. Ферромагнетик занимает область пространства $|z| < L/2$, ось анизотропии магнетика $\mathbf{n} \parallel \mathbf{n}_z$. Спины на поверхностях ферромагнетика предполагаются незакрепленными. Система находится в касательном поле подмагничивания $\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{n}_y$. Если пренебречь влиянием вихревой структуры сверхпроводника (очевидно, это справедливо в области полей подмагничивания $H_0 < H_{C1}$, где H_{C1} — нижнее критическое поле сверхпроводника 2-го рода), то энергию системы W можно записать в виде интеграла по объему ферромагнитного слоя

$$W = 4\pi M^2 D^{3/2} \int dv \left[\frac{1}{2} (\nabla \mathbf{m})^2 - \frac{Q}{m_z^2} - \mathbf{h} \mathbf{m} - \frac{1}{2} \mathbf{h}_M \mathbf{m} \right], \quad (1)$$

где \mathbf{M} — намагниченность; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$; $D = \alpha/4\pi$ — константа неоднородного обмена; $Q = \beta/4\pi$ — фактор качества; β — константа одноосной анизотропии; $\mathbf{h} = \mathbf{H}_0/(4\pi M)$; $\mathbf{h}_M = \mathbf{H}_M/(4\pi M)$; \mathbf{H}_M — дипольное поле, включающее в себя поле токов проводимости в сверхпроводнике. Пространственные переменные в (1) нормированы на \sqrt{D} . Распределение намагниченности и дипольного поля в ферромагнетике удовлетворяет уравнению Ландау-Лифшица и уравнениям магнитостатики, а распределение магнитного поля в сверхпроводнике — уравнению Лондона. На границах раздела сред обращается в нуль производная вектора намагниченности по нормали и непрерывны касательные составляющие магнитного поля и нормальные составляющие магнитной индукции.

В рассматриваемом приближении критическое поле системы максимально, если потенциал дипольного поля Ψ в магнетике не зависит от координаты y и имеет антисимметричную зависимость от координаты x , т.е.

$$\Psi = \sum_{n=1}^3 A_n \sin q_n z \exp(i\kappa x), \quad (2)$$

где q_n — корни характеристического уравнения

$$(\xi - \kappa^2 - q^2) [(h + \kappa^2 + q^2)(\kappa^2 + q^2) + \kappa^2] - (h + \kappa^2 + q^2)q^2 = 0, \quad (3)$$

$\xi = Q - h$, κ — волновое число.

Магнитное поле в сверхпроводящем полупространстве $z > L/2$ оказывается равным

$$\mathbf{h}_M = C \exp[-(z - L/2)\delta + i\kappa x], \quad (4)$$

где

$$\delta = \delta(\kappa) = \lambda_L / \sqrt{1 + (\kappa \lambda_L)^2},$$

λ_L — нормированная на \sqrt{D} лондоновская глубина проникновения магнитного поля; C — векторная постоянная, определяемая из граничных условий и уравнения $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$.

Выражая неоднородную часть намагниченности в магнетике через (2) и используя граничные условия, получаем систему линейных уравнений для коэффициентов A_n в выражении (2)

$$\sum_{n=1}^3 A_n \frac{q_n^2 \sin(q_n L/2)}{\xi - \kappa^2 - q_n^2} = 0, \quad \sum_{n=1}^3 A_n \frac{q_n \cos(q_n L/2)}{h + \kappa^2 + q_n^2} = 0, \quad (5)$$

$$\sum_{n=1}^3 A_n \left[q_n \frac{\xi - 1 - \kappa^2 - q_n^2}{\xi - \kappa^2 - q_n^2} \cos(q_n L/2) + \delta \kappa^2 \sin(q_n L/2) \right] = 0,$$

из которой можно рассчитать структуру намагниченности и поля критической моды. Равенство нулю определителя системы (5) есть условие неустойчивости однородного состояния ферромагнитной пленки $\mathbf{m} \parallel \mathbf{h}$. Последнее условие является трансцендентным уравнением, поэтому критические параметры доменной структуры при произвольных значениях толщины магнитной пленки L и константы анизотропии β могут быть найдены только с помощью численных расчетов. Однако для случаев толстых ($L \gg 1$) и тонких ($L \ll 1$) ферромагнитных пленок можно получить достаточно простые аналитические выражения.

В толстых ферромагнитных пленках ($L \gg 1$) размер доменов d велик ($d \gg 1$), поэтому при расчете критических параметров величину κ можно считать малой ($\kappa^2 \ll 1$). Тогда для корней q_n уравнения (3) справедливы приближенные выражения

$$q_1^2 \cong -\kappa^2 \frac{\xi(h+1)}{h(\xi-1)} \left[1 + \kappa^2 \frac{(\xi+h)^2(\xi-h-1)}{\xi h^2(\xi-1)^2(h+1)} \right],$$

$$q_2^2 \cong -h + \kappa^2 \frac{(\xi+h)(1-h)+h}{h(\xi+h-1)},$$

$$q_3^2 \cong \xi - 1 + \kappa^2 \frac{\xi+h-(\xi-1)(\xi+h-1)}{(\xi-1)(\xi+h-1)}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в определитель системы (5) и вычисляя максимальное по κ поле потери устойчивости однородной фазы $\mathbf{m} \parallel \mathbf{n}_z$, определяем критическое значение поля h_c и обратный период критической моды κ

$$\xi_C = Q - h_c \cong \xi_{C0} + \xi_{C1}, \quad \kappa_C = \kappa_{C0} + \kappa_{C1}, \quad (7)$$

$$\xi_{C0} \cong \frac{2\pi}{L} \sqrt{\frac{Q}{Q+1}}, \quad \kappa_{C0} \cong \frac{\pi^2}{L^2} \frac{Q}{Q+1},$$

$$\xi_{C1} \cong -\frac{4\pi^2 \delta(\kappa_{C0})}{L^3} \frac{Q}{Q+1}, \quad \kappa_{C1} \cong -\frac{\kappa_{C0} \delta^3(\kappa_{C0})}{2L}. \quad (8)$$

При $\lambda_L \rightarrow \infty$ выражения (7), (8) в основном порядке по параметру L^{-1} совпадают с полученными в работе [2]. Как видно из (7) и (8), при фиксированной константе анизотропии критическое поле H_C и период критической моды $2\pi/\kappa_C$ уменьшаются с уменьшением глубины

проникновения магнитного поля в сверхпроводник λ_L . Причина этого заключается в следующем.

Дипольная энергия W_M распределения намагниченности с периодом $2\pi/\kappa$ в изолированной ферромагнитной пленке обратно пропорциональна κ^2 , т.е. $W_M = A/\kappa^2$, а обменная энергия W_e пропорциональна κ^2 , т.е. $W_e = B\kappa^2$, где A и B — некоторые константы. Критическая величина κ_C , вычисленная из условия минимума полной энергии, есть $\kappa_C = \sqrt[4]{A/B}$. С уменьшением лондоновской глубины λ_L дипольная энергия возрастает. Это приводит к увеличению постоянной A , смещению точки перехода в сторону более низких полей, а также к росту κ_C и, следовательно, к уменьшению периода критической моды. Максимально возможный относительный сдвиг точки фазового перехода

$$\eta = \left| [\xi_C(\lambda_L \rightarrow \infty) - \xi_C(\lambda_L \rightarrow 0)] / \xi_C(\lambda_L \rightarrow \infty) \right|$$

равен

$$\eta \cong 2\pi^{1/2} L^{-3/2} [Q/(Q+1)]^{1/4}. \quad (9)$$

При $L = 30$ величина η в пленках с большой одноосной анизотропией ($Q \gg 1$) составляет около 10^{-2} и сдвиг поля перехода вследствие эффекта Мейсснера-Оксенфельда незначителен. Максимально возможное относительное изменение волнового числа критической моды

$$\zeta = \left| [\kappa_C(\lambda_L \rightarrow \infty) - \kappa_C(\lambda_L \rightarrow 0)] / \kappa_C(\lambda_L \rightarrow \infty) \right|$$

равно

$$\zeta = (1/2)\pi^{1/2} L^{-3/2} [Q/(Q+1)]^{1/4} \quad (10)$$

и имеет тот же порядок величины, что и η . Отметим, что $\eta, \zeta \sim L^{-3/2}$ и значения их растут с уменьшением толщины магнетика, поэтому далее исследуем более детально случай тонких пленок.

В случае тонких пленок ($L \ll 1$) аргументы тригонометрических функций в (5) малы, так что эти функции могут быть представлены степенными рядами по L . При этом корни характеристического уравнения q_n из выражения для дискриминанта системы уравнений (5) исключаются в любом порядке по L . Условие неустойчивости однородной фазы $\mathbf{m} \parallel \mathbf{h}$ с точностью до членов порядка L принимает следующий вид:

$$\left(1 + \kappa^2 \delta \frac{L}{2}\right) (\kappa^2 - \xi) + 1 = 0. \quad (11)$$

В пределе $\lambda_L \rightarrow \infty$ из (11) следуют известные результаты для тонких пленок с фактором качества $Q > 1$ [3]

$$\xi_C(\lambda_L \rightarrow \infty) \cong 1 - L^2/16, \quad \kappa_C(\lambda_L \rightarrow \infty) \cong L/4. \quad (12)$$

Как показывает анализ, уравнение (11) совместно с условием максимума критического поля не имеет решений $\kappa_C \neq 0$, $h_C > Q - 1$, если толщины ферромагнитной пленки L меньше критической толщины L^*

$$L^* = 2/\lambda_L. \quad (13)$$

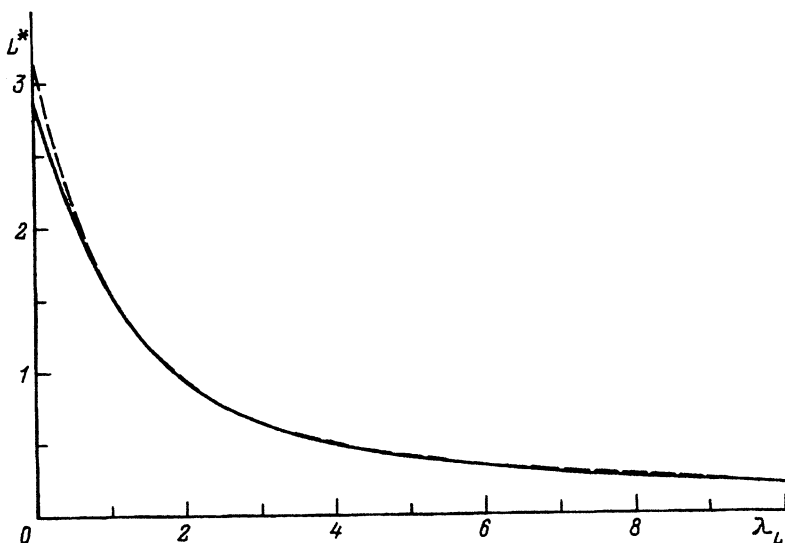


Рис. 1. Зависимости $L^*(\lambda_L)$ при фиксированных значениях Q . $Q = 2$ (сплошная линия) и 5 (штриховая линия).

Иными словами, при $L < L^*$ в поле $h_C = Q - 1$ имеет место фазовый переход 2-го рода из однородной фазы с $m \parallel h$ в однородную «косую» фазу ($m_z \neq 0$). Из (12), (13) следует также, что для пленок толщиной $L = L^*$ величина $\kappa_C(\lambda_L \rightarrow \infty)L = 1/2$, т.е. поля рассеяния вне пленки существенно меньше, чем в отсутствие сверхпроводника.

Область применимости соотношения (13) ограничена малыми толщинами, поэтому был проведен численный расчет зависимостей $L^*(\lambda_L)$, а также зависимостей $h_C(\lambda_L)$ и $\kappa_C(\lambda_L)$ при фиксированных значениях Q и L . Зависимость критической толщины $L^*(\lambda_L)$ для различных $Q > 1$ представлена на рис. 1. Видно, что в области $L^* \ll 1$ результаты расчета соответствуют (13) и L^* не зависит от Q . Кривые $h_C(\lambda_L)$ и $\kappa_C(\lambda_L)$ при $Q = 2$ и некоторых фиксированных значениях L показаны на рис. 2, 3 соответственно. Как и следовало ожидать, критическое поле h_C и критический период доменной структуры растут с ростом λ_L . Условие $L < L^*$ может быть реализовано как для высокотемпературных сверхпроводников, так и для традиционных сверхпроводников 2-го рода, поскольку диапазон значений λ_L весьма широк: $\lambda_L = 10^{-6} \div 10^{-4}$ см [4,5].

Для того чтобы доменная структура в пленках с толщиной $L < L^*$ была подавлена, необходимо выполнение двух условий: во-первых, «косая» фаза должна быть устойчивой в области ее существования, а во-вторых, энергия системы в «косой» фазе должна быть ниже энергии системы в доменной фазе.

Распределение намагниченности в «косой» фазе описывается формулами

$$m_y = \sin \theta_0 = h/(Q - 1), \quad m_z = \pm \sqrt{1 - m_y^2}. \quad (14)$$

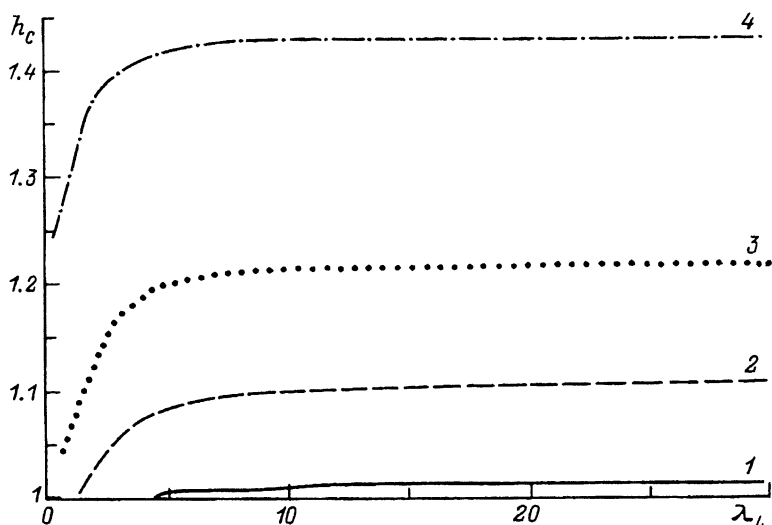


Рис. 2. Зависимости $h_c(\lambda_L)$ при $Q = 2$ и толщинах ферромагнитного слоя $L = 0.5$ (1), 1.5 (2), 2.5 (3), 5.0 (4).

«Косая» фаза устойчива относительно малых однородных возмущений, если поле h и фактор качества пленки Q удовлетворяют условиям

$$Q - 1 > 0, \quad 0 < h < Q - 1, \quad (15)$$

и теряет устойчивость относительно малых неоднородных возмущений с обратным периодом κ' , если обращается в нуль определитель систе-

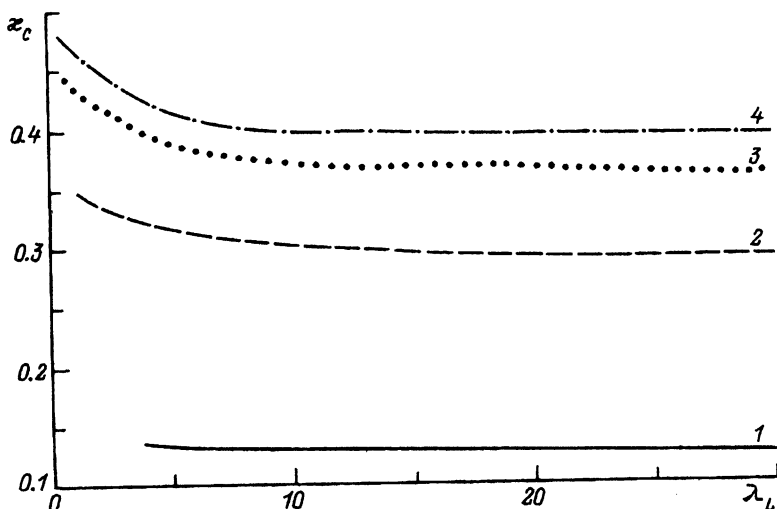


Рис. 3. Зависимости $\kappa_c(\lambda_L)$ при $Q = 2$ и толщинах ферромагнитного слоя $L = 0.5$ (1), 1.5 (2), 2.5 (3), 5.0 (4).

$$\sum_{n=1}^3 q_n^2 [(\kappa'^2 + q_n^2) \sin \theta_0 + h] \sin(q_n L/2) B_n = 0,$$

$$\sum_{n=1}^3 q_n (\kappa'^2 + q_n^2 + a) \cos(q_n L/2) B_n = 0,$$

$$\sum_{n=1}^3 [(\kappa'^2 + q_n^2) \sin \theta_0 + h] \left[q_n (\kappa'^2 + q_n^2 + a + \sin^2 \theta_0) \cos(q_n L/2) + \right. \\ \left. + \kappa'^2 \delta (\kappa'^2 + q_n^2 + a) \sin(q_n L/2) B_n \right] = 0, \quad (16)$$

где

$$a = h \sin \theta_0 - \cos^2 \theta_0 + Q \cos 2\theta_0,$$

q_n — корни характеристического уравнения

$$q_n^2 (\kappa'^2 + q_n^2 + a + \sin^2 \theta_0) [(\kappa'^2 + q_n^2) \sin \theta_0 + h] + \\ + \kappa'^2 (\kappa'^2 + q_n^2 + a) [(\kappa' + q_n^2 + 1) \sin \theta_0 + h] = 0. \quad (17)$$

Для тонких пленок условие обращения определителя системы (16) в нуль с точностью до членов порядка L сводится к следующему:

$$(\kappa'^2 + a) \left(1 + \kappa'^2 \delta \frac{L}{2} \right) + \sin^2 \theta_0 = 0. \quad (18)$$

Нетрудно показать, что уравнение (18) не имеет решений в области (15), поэтому «косая» фаза устойчива относительно малых возмущений в интервале изменения параметров h и Q (15). Это подтверждается и численным анализом дискриминанта в интервале толщин ферромагнитной пленки $L < L^*$.

Чтобы выяснить, является ли «косая» фаза метастабильной или равновесной в области существования (15), нужно сравнить энергии системы в «косой» и доменной фазах. Плотность энергии для системы в «косой» фазе W_0 равна

$$W_0 = -h \sin \theta_0 - \frac{1}{2}(Q - 1) \cos^2 \theta_0. \quad (19)$$

Анализ доменной фазы производится на основе следующей модели полосовой доменной структуры. Предполагалось, что намагниченность однородна по толщине ферромагнитной пленки и зависит лишь от координаты x . В пределах полупериода $|\bar{x}| < q/k$ ($\bar{x} = q/k - 2qx/\pi$, $k = 2\pi/d$, $q = \pi/\Delta$, d — период доменной структуры, Δ — толщина переходного

слоя между соседними доменами) закон изменения проекции намагниченности \mathbf{m} на ось \mathbf{n}_z описывался формулой

$$\cos \theta(\tilde{x}) = [\theta(q/k - \tilde{x})\theta(\tilde{x} - 1) + \theta(1 - \tilde{x})\theta(\tilde{x}) \sin(\pi\tilde{x}/2)] \cos \theta. \quad (20)$$

Здесь $\theta(x)$ — единичная функция

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

С помощью (20) средняя плотность энергии полосовой структуры \bar{W}_D представляется следующим выражением

$$\begin{aligned} \bar{W}_D = & \frac{1}{2} \frac{X^2}{Y L^2} (1 - \sin \theta) - \frac{Q}{2} \left(1 - \frac{Y}{2}\right) \cos^2 \theta - h \left\{ \sin \theta + Y \left[\frac{2}{\pi} E(\cos \theta) - \sin \theta \right] \right\} + \\ & + \frac{\cos^2 \theta}{2X} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n^2}{(2n+1) \left\{ (2n+1)X / \sqrt{Z^2 + (2n+1)^2 X^2} + \operatorname{cth} [(2n+1)X/2] \right\}}, \end{aligned} \quad (21)$$

где $X = kL$, $Y = k/q$, $Z = L/\lambda_L$, $E(t)$ — полный эллиптический интеграл, а коэффициенты C_n равны

$$C_n = \frac{4}{\pi(2n+1)[1 - (2n+1)^2 Y^2]} \cos \frac{\pi(2n+1)Y}{2}. \quad (22)$$

Параметры X , Y , θ (d , Δ , θ соответственно) определялись из условия минимума энергии системы.

Результаты численного исследования показали, что при толщинах пленки $L < L^*$ в области значений Q и h (15) $W_0 < \bar{W}_D$, т.е. «косая» фаза обладает минимальной энергией. Отсюда можно сделать вывод, что в рассмотренных структурах происходит полное подавление доменной структуры, если толщина ферромагнитной пленки меньше критической.

Выше анализировалось влияние эффекта выталкивания магнитного поля из сверхпроводника на основное состояние симметричной системы. Однако оказывается, что подавление доменов в тонких ферромагнитных пленках может иметь место и в случае, если сверхпроводник покрывает лишь одну из поверхностей магнитной пленки. При этом условие (11) заменяется уравнением

$$\left(1 + \frac{\kappa^2 \delta L}{1 + |\kappa| \delta}\right) (\kappa^2 - \xi) + 1 = 0, \quad (23)$$

из которого критическая толщина L^* получается равной

$$L^* = 1/\lambda_L. \quad (24)$$

По-видимому, основные результаты, найденные для симметричной структуры, сохраняются и для двухслойной системы, но окончательные заключения могут быть сделаны только после детального анализа.

Ранее предполагалось, что поле подмагничивания системы меньше нижнего критического поля сверхпроводника 2-го рода ($H_0 < H_{C1}$). Обычно же поле подмагничивания в экспериментах с магнитными пленками превышает H_{C1} . В интервале полей $H_{C1} < H_0 < H_{C2}$ (H_{C2} — верхнее критическое поле сверхпроводника 2-го рода) можно ожидать существенного уменьшения влияния сверхпроводника на доменную структуру ферромагнитной пленки из-за проникновения магнитного потока в сверхпроводник. Однако нетрудно убедиться, что наличие вихревой структуры не сказывается на полосовой структуре с доменными границами, параллельными полю подмагничивания, и полученные выше результаты остаются справедливыми в области полей $H_0 \ll H_{C2}$.

В заключение следует отметить, что эффект подавления магнитных доменов в структуре ферромагнетик-сверхпроводник сходен с эффектом подавления электрических доменов в сегнетоэлектрике, помещенном между обкладками конденсатора [6]. Однако между ними есть важное различие. Касательные составляющие электрического поля на обкладках конденсатора и поверхностные токи отсутствуют, тогда как касательное магнитное поле на поверхности сверхпроводника не обращается в нуль даже в предельном случае $\lambda_L \rightarrow 0$. Поэтому подавление магнитных доменов в сравнении с электрическими должно наблюдаться в относительно более тонких пленках.

Список литературы

- [1] Соинин Э.Б. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 18. С. 1640–1644.
- [2] Тарасенко В.В., Ченский Е.В., Дикштейн И.Е. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 6. С. 2178–2188.
- [3] Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 4. С. 1504–1516.
- [4] Головашкин А.И. // УФН. 1987. Т. 152. № 4. С. 553–573.
- [5] Физические величины: справочник /Под ред. Н.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [6] Тарасенко В.В., Ченский Е.В. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 3. С. 1089–1099.

Институт радиотехники и электроники
РАН
Фрязино
Московская область

Поступило в Редакцию
3 июня 1993 г.