

©1993

## ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПОДЛОЖЕК НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

*А. Ф. Садреев*

В рамках теории Лондонов рассмотрена диэлектрическая ферромагнитная пленка с бесконечной анизотропией типа легкая ось, направленная перпендикулярно плоскости пленки и расположенная между массивными сверхпроводниками. В предположении плоских доменных стенок найдены зависимости периода доменной структуры (ПДС) и частоты колебаний доменных стенок от лондоновской глубины сверхпроводников. Показано, что в сверхпроводниках второго рода температурная зависимость ПДС имеет особенности в точках пересечения магнитостатического поля с критическими полями сверхпроводника.

Известно, что контакт с ферромагнитным металлом приводит к подавлению сверхпроводящего параметра порядка из-за парамагнитного эффекта [1]. Этот эффект может спровоцировать неоднородное магнитное упорядочение в тонкой ферромагнитной пленке [2], чтобы ослабить сильное обменное поле. Причем в случае контакта сверхпроводника с металлическим ферромагнетиком обменный механизм подавления куперовского спаривания электронов значительно сильнее, чем влияние магнитостатического поля ферромагнитного металла [3].

Однако в случае контакта сверхпроводника с диэлектрической ферромагнитной пленкой последний эффект остается единственным механизмом, который может оказаться существенным для формирования доменной структуры пленки из-за вытеснения магнитостатического поля сверхпроводящими подложками в магнитную пленку. При сближении сверхпроводящих подложек и магнитной пленки энергия системы повышается (эффект левитации), поэтому следует уменьшить период доменной структуры (ПДС), чтобы уменьшить выход магнитостатического поля из пленки. Этим рассматриваемая задача отличается от системы сегнетоэлектрическая пленка с металлическими подложками, рассмотренной Гинзбургом [4].

Для оценки величины максимального эффекта будем полагать, что константа одноосной анизотропии, направленная перпендикулярно плоскости пленки,  $\beta \gg \pi$ . Поэтому по сравнению со всеми масштабами сверхпроводника (глубина Лондона  $\lambda$  и корреляционная длина) и магнитной пленки (ПДС  $L$  и толщина пленки  $d$ ) ширину доменной стенки можно считать пренебрежимо малой. Также будем пренебрегать переходным слоем из сверхпроводящей подложки в материал магнитной пленки. Геометрия системы показана на рис. 1.

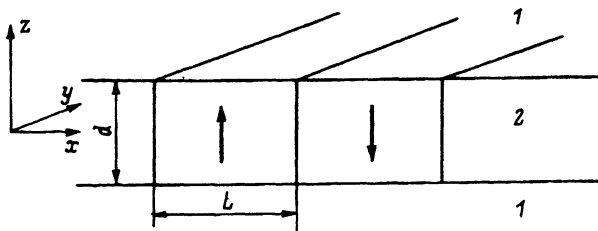


Рис. 1. Слоистая система сверхпроводник—магнетик—сверхпроводник (1-2-1).

Сначала рассмотрим случай, когда величина магнитостатического поля  $H_m < H_{c1}$ . Тогда мы имеем известную задачу проникновения магнитного поля в сверхпроводник с той разницей, что это поле имеет магнитостатическое происхождение и является пространственно-неоднородным с периодом доменной структуры магнитной пленки.

В рамках уравнений магнитостатики для магнитной пленки ( $|z| < d$ )

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= 0, & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \\ \mathbf{B} &= \mathbf{H} + 4\pi m_0 e(x) \mathbf{k} \end{aligned} \quad (1)$$

(где  $\mathbf{H}$  — напряженность магнитного поля;  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция;  $e(x)$  — периодическая функция с периодом  $2L$ , принимающая лишь два значения  $\pm 1$ ;  $\mathbf{k}$  — единичный орт, направленный по оси  $z$ ;  $m_0$  — намагниченность домена магнитной пленки) и уравнения Лондонов для сверхпроводящих подложек ( $|z| > d$ )

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \lambda^2(T) \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

решение имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_x &= \sum_n a_n \cos k_n x \operatorname{sh} k_n z, \\ H_z &= \sum_n a_n \sin k_n x \operatorname{ch} k_n z, & (|z| < d), \\ B_x &= \sum_n b_n \cos k_n x \exp(-\gamma_n z), \\ B_z &= - \sum_n b_n \sin k_n x \exp(-\gamma_n z), \\ \gamma_n^2 &= \lambda^{-2} + k_n^2, & (|z| > d). \end{aligned} \quad (3)$$

Исходя из стандартных граничных условий, запишем уравнение для коэффициентов разложения

$$\begin{aligned} a_n \operatorname{sh}(k_n d) - b_n \exp(-\gamma_n d) &= 0, \\ a_n \operatorname{ch}(k_n d) k_n^{-1} + b_n \gamma_n^{-1} \exp(-\gamma_n d) &= -16m_0 L / \pi n^2, \end{aligned}$$

откуда получаем

$$a_n = -16m_0 \frac{\gamma_n}{n(k_n \operatorname{sh} k_n d + \gamma_n \operatorname{ch} k_n d)},$$

$$b_n = -16m_0 \frac{\gamma_n \epsilon \gamma_n^d \operatorname{sh} k_n}{n(k_n \operatorname{sh} k_n d + \gamma_n \operatorname{ch} k_n d)}. \quad (4)$$

Чтобы найти период равновесной доменной структуры, необходимо проварьировать потенциал Гиббса сверхпроводящих подложек, который учитывает энергию подмагничивания сверхпроводника магнитоэстатическим полем магнетика [1]

$$G_s(H_m) = G_s(0) + \frac{1}{8\pi} \int d^3x [\mathbf{H}_m^2 + \mathbf{B}^2 - \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}_m + \lambda^2 (\nabla \times \mathbf{B})^2], \quad (5)$$

где интегрирование проводится по объему сверхпроводников, плюс энергию магнетика

$$E_m = \frac{1}{4\pi} \int d^3x \int \mathbf{H} d\mathbf{B} = \frac{1}{8\pi} \int d^3x \mathbf{H}^2, \quad (6)$$

где интегрирование проводится по объему магнетика. Подставляя в (5) и (6) выражения для полей (3) с учетом (4), можно найти следующее выражение для суммарной энергии системы с учетом энергии доменных стенок:

$$G/L = (32m_0^2 L/\pi^2) \left\{ \frac{\gamma_{1/k_1} - \operatorname{sh}(k_1 d \exp(-k_1 d))}{1 + (\gamma_{1/k_1}) \operatorname{cth}(k_1 d)} + \right. \\ \left. + \operatorname{sh}(k_1 d) \exp(-2k_1 d) \right\} + \sigma d/L, \quad (7)$$

где в силу быстрой сходимости сумм по  $n$  мы ограничились лишь первым складом.

Рассмотрим сначала первый предельный случай свободной магнитной пленки, который легко получить из (7), положив  $\lambda = \infty$

$$G/L = (32m_0^2 L/\pi^2) \exp(-k_1 d) \operatorname{sh} k_1 d + \sigma d/L. \quad (8)$$

Учитывая, что в реальных магнитных пленках  $L \ll d$  или  $k_1 d \ll 1$ , получаем вместо (8)

$$G/L \approx (16m_0^2 L/\pi^2) + \sigma d/L,$$

откуда получаем хорошо известный результат для ПДС свободной магнитной пленки [5,6]

$$L_0 \approx \pi \sqrt{\sigma d} / 4m_0. \quad (9)$$

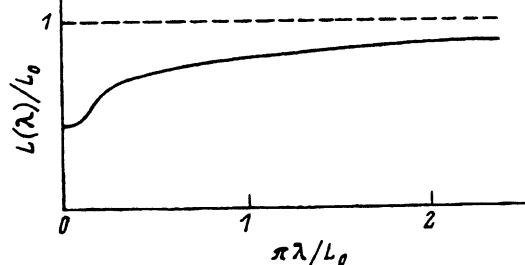


Рис. 2. Зависимость периода доменной структуры от глубины Лондона.

$L_0$  — период доменной структуры свободной магнитной пленки.

Поскольку, как уже говорилось в начале работы, сверхпроводящие подложки могут лишь сократить ПДС, приближение  $L \ll d$  остается в силе и в рассматриваемом случае. Тогда выражение для потенциала Гиббса системы (7) может быть значительно упрощено

$$G/L \approx \frac{8m_0^2 L(5\xi - 1)}{\pi^2(\xi + 1)} + \sigma d/L, \quad (10)$$

$$\xi^2 = 1 + (L/\pi\lambda)^2,$$

откуда в другом предельном случае  $\lambda = 0$  получаем для ПДС

$$L(0) = \sqrt{(2/5)}L_0. \quad (11)$$

Асимптотика для  $\lambda \ll L_0$  имеет следующий вид:

$$L(\lambda) = L_{(0)} \left[ 1 + (15/2)(\pi\lambda/L_0)^2 \right],$$

а для  $\lambda \gg L_0$

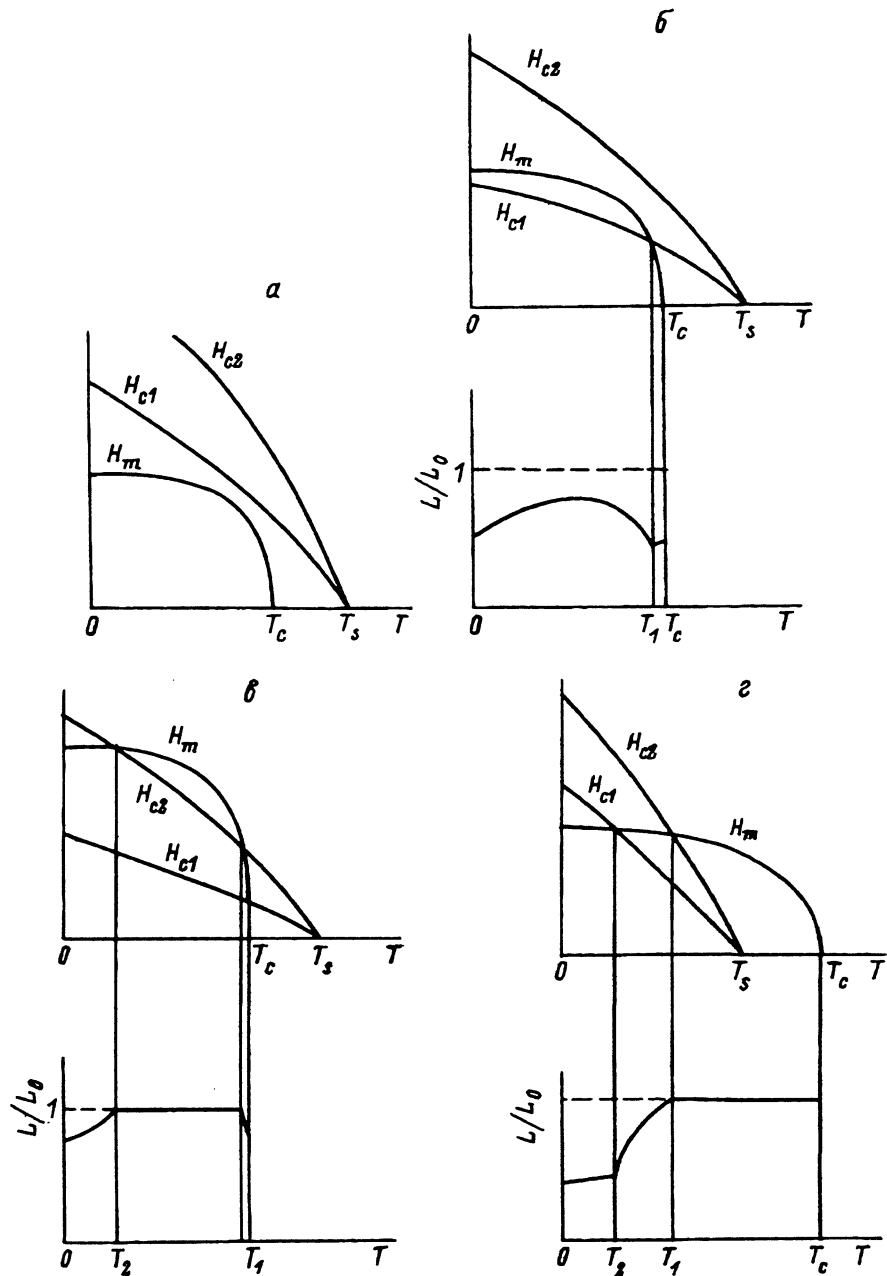
$$L(\lambda) = L_0 \left[ 1 - (9/16)(\pi\lambda/L_0)^{-2} \right].$$

Зависимость ПДС от глубины Лондона показана на рис. 2.

Нетрудно также найти из (10) частоту собственных колебаний доменных стенок, определяемую второй производной потенциала Гиббса по ПДС. В частности, легко найти отношение частот колебаний свободной пленки к случаю, когда  $\lambda \ll L$

$$\frac{\omega(\lambda = 0)}{\omega(\lambda = \infty)} = \left( \frac{5}{2} \right)^{4/3}. \quad (12)$$

Из-за того, что температурная зависимость магнитостатического поля  $H_m$  нелинейная, а зависимости критических магнитных полей  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$  практически линейные, могут иметь особенности в температурном поведении ПДС, связанные с пересечением  $H_m$  с критическими полями. Различные варианты немонотонного температурного поведения ПДС показаны на рис. 3 с учетом температурной зависимости глубины Лондона.



**Рис. 3.** Температурные зависимости критических магнитных полей  $H_{c1}$ ,  $H_{c2}$ , магнитостатического поля  $H_m$  и ПДС для различных соотношений между критическими температурами сверхпроводника второго рода и магнетика.

*a* — всюду  $H_m(T) < H_{c1}(T)$ ;

*б* — в температурной области  $T < T_1$   $H_m(T)$  становится больше  $H_{c1}$ , но всюду меньше  $H_{c2}$ ;

*в* — по мере понижения температуры  $H_m(T)$  становится больше  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$ , а затем опять меньше  $H_{c2}$ ;

*г* — более реалистичный случай, когда температура Кюри выше критической температуры сверхпроводника.

## Список литературы

- [1] Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода. М.: Мир, 1970.
- [2] Буздин А.И., Булаевский Л.Н. //ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 256-261
- [3] Буздин А.И., Булаевский Л.Н., Кулич М.Л., Панюков С.В. // УФН. 1984. Т. 144. № 4. С. 597-642.
- [4] Гинзбург В.Л. // ЖЭТФ. 1945. Т. 15. № 3. С. 735-741.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
- [6] Тикадзуми С. Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1987.

Институт физики им. Л.В.Киренского СО РАН  
Красноярск  
Красноярский государственный  
университет

Поступило в Редакцию  
15 октября 1992 г.  
В окончательной редакции  
31 декабря 1992 г.