

Формирование доменов током в магнитных переходах

Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман¹⁾, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт⁺²⁾

Институт радиотехники и электроники РАН, 141190 Фрязино, Московская обл., Россия

⁺ University of Oxford, Department of Physics, Theoretical Physics, Oxford OX1, UK

Поступила в редакцию 12 марта 2004 г.

Рассматривается переход между двумя ферромагнитными металлическими слоями, в одном из которых спины закреплены, а в другом свободны (“спиновый клапан”). Переход помещен во внешнее магнитное поле, которое ориентирует свободный слой антипараллельно закрепленному слою. Показано, что поляризованный по спину поток электронов из закрепленного слоя в свободный приводит к формированию в свободном слое устойчивых неподвижных магнитных доменов при условии, что магнитное поле и толщина свободного слоя достаточно велики.

PACS: 75.60.Ej, 75.70.Pa

В последние годы широкий интерес вызывает исследование так называемых магнитных переходов, то есть слоистых структур, в состав которых входят, по меньшей мере, два ферромагнитных проводящих слоя (в одном из которых спины закреплены, а в другом свободны), разделенных ультратонкой немагнитной пленкой. В таких переходах обнаружены интересные явления, связанные с транспортом поляризованных по спину электронов. Сравнительно недавно был обнаружен эффект влияния тока на магнитное состояние свободного слоя [1–3], который заключается в “переключении” относительной ориентации намагниченности свободного слоя. Природа такого переключения пока исследована недостаточно. Понятно, однако, что переключение вызвано не просто амперовским полем тока, а скорее $s-d$ -обменным взаимодействием поляризованных по спину носителей тока. Одна из возможных причин переключения состоит в том, что ток инжектирует спины в свободный ферромагнитный слой. Вследствие $s-d$ -обмена, эти спины взаимодействуют с вектором намагниченности решетки и влияют на его ориентацию. В работе [4] было показано, что при достаточно высокой плотности тока исходная ориентация намагниченности становится неустойчивой и происходит ее скачкообразное изменение. Подробная теория этого эффекта представлена в [5]. Оценки порога переключения, сделанные в работах [4, 5], находятся в хорошем согласии с экспериментальными оценками [1–3].

В данном сообщении мы хотели бы обратить внимание на новую существенную особенность эффекта переключения, описанного в работах [4, 5]. В ука-

занных работах свободный слой переключался однородно, как целое. Такое переключение соответствовало условиям эксперимента [1–3]. Однако при некотором изменении условий однородное переключение становится невозможным, и осуществляется неоднородное переключение. Пусть в отсутствие тока внешнее магнитное поле \mathbf{H} намагничивает свободный слой антипараллельно закрепленному слою. Включим ток такого направления, при котором электроны переносятся из закрепленного слоя в свободный слой. Плотность неравновесных (инжектированных током) спинов затухает по мере удаления от границы раздела слоев на длине спиновой диффузии l в свободном слое. При толщине свободного слоя $L \gg l$ и достаточно большом по величине поле H однородное переключение привело бы к большому проигрышу энергии Зеемана. Поэтому фактически переключается лишь прилегающая к закрепленному слою (“инжектору”) часть свободного слоя, имеющая толщину $\sim l$, что обеспечивает минимум энергии $s-d$ -обмена. Остальная часть свободного слоя остается непереключенной. Таким образом, внутри свободного слоя формируются магнитные домены. Граница между такими доменами занимает вполне определенное устойчивое положение равновесия, определяемое плотностью тока \mathbf{j} и полем \mathbf{H} . Она может совершать малые колебания вблизи равновесия на частотах, которые при типичных параметрах металлических слоев, составляют единицы и десятки гигагерц. Далее будут получены условия формирования указанных доменов, связывающие величины L и H .

1. *Модель и вычисления.* Для упрощения расчета мы примем модель магнитного перехода, показанную на рис.1. Все слои на этом рисунке имеют бесконечные размеры в своей развитой плоскости, перпенди-

¹⁾ e-mail: zil@ms.ire.rssi.ru

²⁾ R. J. Elliott.

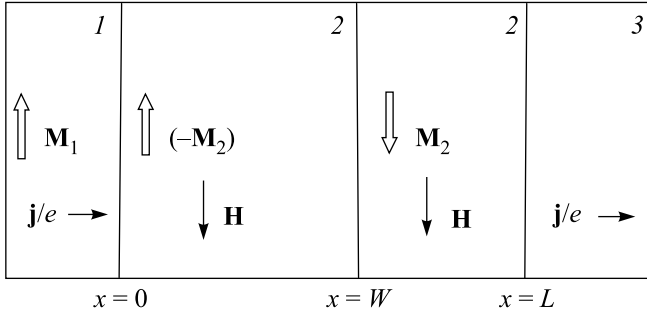


Рис.1. Модель магнитного перехода: 1, 2, 3 – номера слоев в переходе; $x = 0, L$ – технологические граничные поверхности между слоями; $x = W$ – доменная граница. Стрелки указывают направления векторов. Поток электронов \mathbf{j}/e направлен по оси x

кулярной к оси x . Ферромагнитный слой 1 имеет закрепленные спины. Это означает, что не только вектор намагниченности слоя \mathbf{M}_1 фиксирован и не может быть изменен полем или током, но и спины подвижных электронов фиксированы, то есть электроны принадлежат лишь одной из спиновых подзон. Такая ситуация идеально реализуется в так называемых “половинных металлах” (half-metals [6]). Приближенно она имеет отношение и к пленкам Co, которые только и применяются пока в экспериментах по переключению током.

Ферромагнитный слой 2 имеет свободные спины. Предполагается, что он разбит на домены с противоположно ориентированными векторами намагниченности, $(-\mathbf{M}_2)$ и \mathbf{M}_2 , причем $(-\mathbf{M}_2) \parallel \mathbf{M}_1$ и $\mathbf{M}_2 \parallel \mathbf{H}$. Технологические границы раздела слоев совпадают с плоскостями $x = 0, L$, а доменная граница совпадает с плоскостью $x = W$. Тем самым, названные границы считаются достаточно тонкими по сравнению с длиной спиновой диффузии l . При комнатной температуре эта величина оценивается как $l \sim 10\text{--}100$ нм. Столь малая толщина технологических границ фактически обеспечивается в структурах с зависящим от спина транспортом и инжекцией спинов. Что же касается толщины доменной стенки, то она определяется, в принципе, процессами в слое 2, и этот вопрос лучше обсудить в этой статье несколько позже. Слой 3 есть немагнитный проводник, необходимый в структуре для замыкания цепи.

Расчет основывается на системе связанных уравнений непрерывности для концентраций носителей тока n_+ и n_- в слое 2, которые имеют спины вверх и вниз, соответственно. Парциальные плотности тока в этих уравнениях равны

$$j_{\pm} = e\mu_{\pm}n_{\pm}(x)E(x) - eD_{\pm}\frac{dn_{\pm}(x)}{dx}, \quad (1)$$

где $E(x)$ – локальное электрическое поле, μ_{\pm} и D_{\pm} – парциальные подвижности и коэффициенты диффузии, e – заряд носителя. Суммарная плотность тока

$$j = j_+ + j_- = e[\mu_+n_+(x) + \mu_-n_-(x)]E(x) - e\left[D_+\frac{dn_+(x)}{dx} + D_-\frac{dn_-(x)}{dx}\right] \quad (2)$$

в рассматриваемых стационарных условиях не зависит от координаты x . Кроме того, в металлах выполняется условие нейтральности, в силу которого суммарная концентрация $n = n_+(x) + n_-(x)$ также не зависит от x . С помощью (2) поле $E(x)$ может быть исключено из формул для парциальных токов (1) и из уравнений непрерывности. В самих уравнениях непрерывности нужно учесть, что из двух функций $n_{\pm}(x)$ в силу условий нейтральности независима только одна. В качестве такой единственной отыскиваемой функции удобно взять степень поляризации $P(x) \equiv (n_+(x) - n_-(x))/n$.

Нас интересуют в дальнейшем только малые отклонения $P(x)$ от равновесного значения \bar{P} , то есть “слабые” уровни инжекции. Введем отклонение $\Delta P(x) \equiv P(x) - \bar{P}$ и, считая $|\Delta P| \ll \bar{P}$, получим следующее основное уравнение:

$$\frac{d^2(\Delta P)}{dx^2} - \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{D}} \cdot \frac{d(\Delta P)}{dx} - \frac{\Delta P}{l^2} = 0, \quad (3)$$

где величины

$$\tilde{D} = \frac{D_+\mu_-\bar{n}_- + D_-\mu_+\bar{n}_+}{\mu_+\bar{n}_+ + \mu_-\bar{n}_-}, \quad (4)$$

$$\tilde{\nu} = \frac{j}{en} \cdot \frac{e^2n^2\mu_+\mu_-}{\sigma^2}, \quad l = \sqrt{\tilde{D}\tau}$$

представляют соответственно коэффициент диффузии, скорость дрейфа и длину диффузии спинов, $\sigma = (\sigma_+ + \sigma_-)$ – равновесная проводимость, $\sigma_{\pm} = e\bar{n}_{\pm}\mu_{\pm}$, τ – время релаксации спинов.

Сравним по порядку величины два последних слагаемых в (3). Условие относительно слабого тока

$$j \ll j_D \equiv \frac{enl}{\tau} \geq 10^{10} \text{ А/см}^2 \quad (5)$$

хорошо выполняется в исследуемых структурах с металлическими слоями. Это условие позволяет отбросить слагаемое с первой производной в (3), которое описывает дрейф спинов. Заметим, однако, что это не означает полное пренебрежение дрейфом носителей тока. В самом деле, длина диффузии l , согласно (4), зависит от подвижностей μ_{\pm} , то есть от дрейфа. Носители двух подзон движутся в едином поле, которое делает их движение коррелированным для обеспечения нейтральности. Ситуация здесь аналогична амбиполярной диффузии в полупроводниках [7].

Нужные решения уравнения (3) должны удовлетворять граничным условиям в точках $x = 0, W, L$ слоя 2. Следуя, например, работам [8, 5], в качестве одного из таких граничных условий в каждой точке потребуем непрерывности спинового потока

$$J_s(x) \equiv (\hbar/2e) \cdot \left(Qj - en\tilde{D} \frac{d\Delta P}{dx} \right), \quad (6)$$

где $Q = (\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma$. В качестве второго граничного условия в точках $x = W, L$ потребуем непрерывности разности химических потенциалов спиновых подзон

$$\zeta_+ - \zeta_- = N \cdot \Delta P, \quad (7)$$

где $N = (n/2)[g_+^{-1}(\bar{\zeta}) + g_-^{-1}(\bar{\zeta})]$, $g_{\pm}(\bar{\zeta})$ – плотности состояний носителей в каждой из подзон, $\bar{\zeta}$ – равновесный химический потенциал, одинаковый во всех подзонах и слоях.

Отыскание решений линейного уравнения (3), удовлетворяющих условиям (6) и (7), следует стандартному пути, но приводит к несколько громоздким формулам для распределения инжектированных спинов $\Delta P(x)$. Эти формулы мы здесь не выписываем. Отметим лишь, что при достаточном удалении от инжектора, а именно, при $x > l$, функция $\Delta P(x)$ стремится к нулю по закону, близкому к экспоненциальному. Эта функция нужна нам далее для вычисления s - d -обменной энергии

$$U_{s-d} = -\alpha\mu_B n \cdot \int_0^L M_2(x) \Delta P(x) dx, \quad (8)$$

где $\alpha \sim Aa^3/\mu_B^2$ есть безразмерный параметр обменного взаимодействия, причем типичное значение энергии обмена $A \sim 0.1$ – 10 эВ, параметр a имеет порядок постоянной решетки, так что для оценки можно взять $a^3 \sim 10^{-23}$ см³, μ_B – магнетон Бора. Тогда получаем $\alpha \sim 1.8(10^4 - 10^6) \gg 1$.

Кроме вклада (8), полная магнитная энергия U_{tot} включает в себя энергию Зеемана U_H во внешнем поле H :

$$U_H = - \int_0^L \tilde{M}_2(x) H dx, \quad (9)$$

где $\tilde{M}_2 = M_2 + \mu_B n \bar{P}$ – намагниченность в слое 2 с учетом вклада носителей тока. Ось анизотропии предполагается параллельной полю \mathbf{H} и намагниченности \mathbf{M}_2 , так что энергия анизотропии может давать вклад только в энергию доменной границы γ . В результате получается, что полная энергия имеет структуру $U_{\text{tot}} = U_{s-d} + U_H + \gamma$. Тогда прямое

вычисление приводит к следующему выражению для полной энергии:

$$U(w, J) = -J\{(Q_1 - Q_2)[1 - 2 \exp(-w)] - 2Q_2 \exp(-2w) + Q_2(1 + \nu)^{-1}\} + h \left(w - \frac{\lambda}{2} \right) + \Gamma, \quad (10)$$

где используются безразмерные величины

$$U = U_{\text{tot}}/8\pi M_2^2 l; \quad \Gamma = \gamma/8\pi M_2^2 l;$$

$$h = H/4\pi M_2; \quad J = (\alpha\mu_B n/8\pi M_2) \cdot j/j_D; \quad (11)$$

$$\lambda = L/l; \quad w = W/l; \quad \nu = (j_{D3}/j_D) \cdot (N_2/N_3).$$

Нижние числовые индексы во всех величинах показывают принадлежность к слоям 1, 2 и 3. При получении (10) предполагалось, что толщина слоя 2 достаточно велика, так что $\lambda \gg 1$. Параметр ν характеризует связь с внешними проводниками и, в частности, эффективность инжекции из слоя 2 в слой 3. Величина этого параметра не принципиальна для нас. Можно положить, например, $\nu \gg 1$. Тогда в слое 2 вблизи его границы $x = L$ будут отсутствовать нарушения равновесия по спину.

2. Домены внутри свободного слоя. Согласно (10), энергия $U(w, J)$ имеет минимум при

$$w = w_0(h/J) \equiv$$

$$\equiv \ln \left[\frac{4Q_2}{Q_1 - Q_2} \left(\sqrt{1 + \frac{4Q_2 h}{(Q_1 - Q_2)^2 J}} - 1 \right)^{-1} \right]. \quad (12)$$

Из этого выражения вытекает, что при выполнении условий

$$2(Q_1 + Q_2) > h/J > 2 \exp(-\lambda)(Q_1 - Q_2) \quad (13)$$

минимум энергии попадает внутрь слоя 2. Возьмем параметры, соответствующие пленке Co в качестве слоя 2 [1–3], и пусть этот слой имеет достаточно большую толщину, так что $Q_1 = 0.35$, $Q_2 = 0.15$ и $\lambda = 5$ ($L \sim 50$ – 500 нм). При типичных для экспериментов [1–3] значениях плотности тока $J = 1$ ($j \sim 10^7$ /см²) минимум оказывается внутри слоя 2 в интервале магнитных полей $12 \text{ кЭ} > H > 28 \text{ Э}$, которые вполне можно было бы обеспечить в экспериментах.

Таким образом, мы показали возможность существования устойчивых неподвижных доменов с перпендикулярной к току доменной границей внутри слоя 2. Эта возможность имеет ясный физический смысл. Доменная граница внутри слоя 2 находится под воздействием двух магнитных полей: обменного

поля $H_{s-d} \equiv \delta U_{s-d} / \delta M_2(x) = -\alpha \mu_B n \Delta P(x)$ и внешнего поля H . Обменное поле стремится минимизировать энергию U_{s-d} (8). Оно оказывает давление на доменную границу, которое можно было бы назвать “спиновым ветром”. Это давление старается двигать доменную границу в сторону от инжектора, то есть в направлении возрастания координаты x . Спиновый ветер, однако, ослабевает по мере увеличения x вследствие уменьшения $\Delta P(x)$, то есть ослабления спиновой инжекции. В то же время, внешнее поле ориентировано так, что старается поддержать антипараллельную ориентацию намагниченности и поэтому двигать границу в обратном направлении. В точке $w = w_0$ (13) эти два воздействия уравновешивают друг друга.

Отсюда вытекает важный вывод относительно структуры получаемой нами доменной границы: поля H_{s-d} и H из-за их взаимной компенсации не должны оказывать на эту границу существенного влияния. Точнее говоря, влияние названных полей можно не учитывать, если на толщине доменной границы δ выполняется условие компенсации

$$|H_{s-d}(x) + H| \sim |dH_{s-d}/dx| \cdot |x - W_0| \sim H \cdot (\delta/l) \ll H_a, \quad (14)$$

где H_a – поле анизотропии. При выполнении (14) толщина δ была оценена в известной работе [9] и было показано, что для ферромагнитного металла Ni получается $\delta \sim 10$ нм. Поскольку в наших структурах типичные значения $H_a \sim 10^3$ Э, то условие (14) может хорошо выполняться. В то же время, приведенная оценка толщины показывает, что использованное нами условие “резкой” доменной границы, когда $\delta < l$ также может быть выполнено.

3. Колебания доменной стенки. При смещении доменной стенки относительно равновесного положения $w = w_0$, соответствующего минимуму энергии, последняя увеличивается; это означает, что на доменную стенку действует возвращающая сила и возможны собственные колебания. Чтобы оценить частоту этих колебаний, воспользуемся моделью Дёринга [10], согласно которой движение доменной стенки в кристалле без центров пиннинга описывается уравнением

$$m \frac{d^2 w}{dt^2} + \beta \frac{dw}{dt} = -\frac{8\pi \widetilde{M}_2^2}{l_2} \cdot \frac{dU(w)}{dw}, \quad (15)$$

где вводится масса доменной стенки m на единицу площади и коэффициент трения β .

Линеаризуя правую часть (15) вблизи равновесия, получаем уравнение линейного осциллятора с собственной частотой

$$\omega = \frac{4\widetilde{M}_2}{\sqrt{ml_2}} \times \quad (16)$$

$$\times \left\{ \pi J \left[\frac{h}{J} - \frac{(Q_1 - Q_2)^2}{4Q_2} \left(\sqrt{1 + \frac{4Q_2 h}{(Q_1 - Q_2)^2 J} - 1} \right) \right] \right\}^{1/2}.$$

При не слишком сильных полях $h \ll J$ формула (16) упрощается и сводится к $\omega = \sqrt{8\pi h}$. Зависимость от J тока получается слабой. Взяв типичные значения: $M_2 \sim 10^3$ Гс, $m \sim 10^{-10}$ г/см² и $l_2 \sim 10^{-6}$ см, получаем оценку $\omega \sim 10^{11}$ с⁻¹, то есть частота лежит в районе единиц и десятков гигагерц.

Добротность ферромагнитных колебаний в рассматриваемых металлических пленках может сильно варьироваться, о чем свидетельствуют экспериментальные данные для ширины линий ФМР: $\Delta H \sim 20-1000$ Э. Время затухания колебаний можно оценить как $\tau_m \equiv \beta/m \sim (\gamma \Delta H)^{-1}$. Подставляя сюда и гиромагнитное отношение $\gamma \sim 3 \cdot 10^6$ Гц/Э, получим $\tau_m \sim (2 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-10})$ с. Отсюда добротность $\omega \tau_m \sim (2 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10) \gg 1$, то есть колебания достаточно слабо затухают.

Отметим дополнительно, что при комнатной температуре время релаксации спина ранее оценивалось как $\tau \geq 3 \cdot 10^{-13}$ с, что соответствовало длине диффузии $l_2 \geq 10$ нм. Полученная теперь оценка частоты показывает, что может выполняться также условие $\omega \tau \ll 1$, которое оправдывает возможность применения статического уравнения диффузии (3).

4. Условия формирования доменов и обсуждение. Обсудим теперь условия спонтанного зарождения доменной границы внутри слоя 2. Как было показано ранее [4, 5], начальное однородное состояние слоя 2 с антипараллельной ориентацией намагниченности становится неустойчивым при достаточно больших плотностях тока, а именно, при $J > J_{th} \sim (h + h_a)\lambda/2Q_1 \sim 1$, где безразмерное поле анизотропии $h_a = H_a/4\pi M_2 \ll 1$. В результате развития этой неустойчивости слой 2 переключается однородно, так что при $\lambda \leq 1$ устанавливается единственно возможное состояние с параллельной ориентацией [4]. Однако при произвольных λ возможны два конечных состояния: 1) однородное переключенное состояние с энергией $[U(\lambda, J) - \Gamma]$ и 2) неоднородное переключенное состояние с энергией $U(w_0, J)$. Поэтому условие неоднородного переключения с формированием доменов внутри слоя 2 можно записать следующим образом:

$$U(w_0, J_{th}) < [U(\lambda, J_{th}) - \Gamma]. \quad (17)$$

Возьмем энергию доменной границы $\gamma \sim 10^{-7}$ Дж/см² [10], параметры $h \sim 10^{-2}$, $J \sim 1$, $\lambda \approx 5$. Тогда условие (17) сводится к $\lambda \geq \Gamma/h$. При $l \sim 30$ нм получаем, что формирование доменов может происходить уже при полях $H \sim 120$ Э, плотности тока $j \sim 10^7$ А/см², что реально (см. [1–3]), и толщине слоя 2, удовлетворяющей условию $L \geq 50$ –100 нм.

Зависимость положения доменной границы или, что эквивалентно, толщины переключенной области w_0 от тока показана на рис.2. Доменная граница зарождается при пороговом токе и затем возрастает с

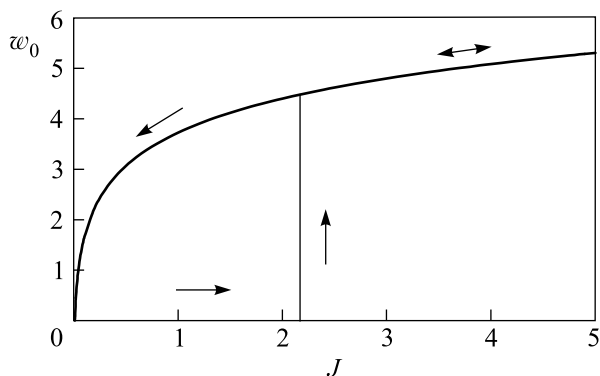


Рис.2. Толщина переключенной области внутри слоя 2 w_0 в зависимости от тока инжекции J при: $h = 10^{-2}$, $Q = 0.35$, $Q_2 = 0.15$, $\lambda = 3$ (в безразмерных переменных)

током. Однако при уменьшении тока доменная граница отнюдь не исчезает на пороге зарождения, а продолжает существовать вплоть до очень малых токов, при которых она попадает на инжектор. Таким образом, переключение с возникновением доменной границы носит гистерезисный характер. Само существование доменов в слое 2 принципиально не связано с неустойчивостью однородного антипараллельного состояния этого слоя.

Последний вывод представляется нам весьма существенным, поскольку показывает возможность инициирования статических доменов при слабых то-

ках. В этой связи хотелось бы обратить внимание на эксперименты по инициированию бегущих доменов в ферритовых пленках (см. обзор [11]), а также на работу [12], где предлагалось инициировать доменную границу путем введения структурной неоднородности в пленку. Возможно, что близкие подходы позволят инициировать также и статические домены в магнитных переходах.

Авторы благодарны А. И. Крикунову, А. В. Медведю и А. Ф. Попкову за интересные обсуждения работы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-17540).

1. J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 3149 (2000).
2. J. Grolier, V. Cros, A. Hamzic et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 3663 (2001).
3. J.-E. Wegrowe, A. Fabian, Ph. Guittiene et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 2871 (2002).
4. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Э. М. Эпштейн, Р. Дж. Эллиотт, Письма в ЖЭТФ **76**, 189 (2002).
5. R. J. Elliott, E. M. Epshtein, Yu. V. Gulyaev, and P. E. Zilberman, J. Magn. Magn. Mater. **271**, 88 (2004).
6. R. A. de Groot, F. M. Mueller, P. G. van Engen, and K. H. J. Buschow, Phys. Rev. Lett. **50**, 2024 (1983).
7. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1977.
8. T. Valet and A. Fert. Phys Rev. **B48**, 7099 (1993).
9. L. D. Landau and E. M. Lifshitz. Phys. Zs. Sowjet. **8**, 153 (1935); Л. Д. Ландау, *Собрание трудов*, т. 1, М.: Наука, 1969, стр. 128.
10. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения*, М.: Мир, 1887.
11. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985).
12. N. Garcia, V. V. Osipov, and E. V. Ponizovskaya, Phys.Rev. **B64**, 184412 (2001).