

УДК 537.622

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ПЛЕНОК $(\text{Gd}, \text{Tm}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ В ОКРЕСТНОСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

*Н. А. Логинов, М. В. Логунов, В. В. Рандошкин*

Приведены результаты исследования пленок  $(\text{Gd}, \text{Tm}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  методами высокоскоростной фотографии и ферромагнитного резонанса в интервале температур 150—450 К, включающем точку компенсации момента импульса (КМИ). Впервые экспериментально исследованы динамические параметры МПФГ в окрестности точки КМИ одновременно методами высокоскоростной фотографии (ВСФ) и ферромагнитного резонанса (ФМР). Показано, что смена знака гиромагнитного отношения при переходе через точку КМИ приводит к изменению направления выстраивания полосовых доменов, образующихся в результате эволюции уединенной доменной стенки (ДС) под действием полей рассеяния МПФГ. Установлена область температур вблизи точки КМИ, в которой справедлива одномерная модель движения ДС.

Исследование свойств ферромагнетиков вблизи точек компенсации магнитного момента (КММ) и КМИ представляет большой интерес, особенно для ферромагнитодинамики [1]. Обычно точки КММ и КМИ лежат при очень близких температурах [1, 2], что существенно усложняет интерпретацию экспериментальных результатов. В последнее время появились работы, посвященные исследованию МПФГ, в которых точки КММ и КМИ разнесены по температуре [3-13]. Среди них выделяются пленки состава  $(\text{Gd}, \text{Tm}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  [8, 13]. Повышенное значение температуры Нееля  $T_N$ , относительно малое содержание быстрорелаксирующих ионов  $\text{Tm}^{3+}$  и, как следствие, относительно малое затухание в этих пленках по сравнению с другими МПФГ с КМИ, а также возможность обеспечения КММ при температуре выше точки КМИ облегчают проведение исследований методом ФМР вблизи точки КМИ. Интерес к этим материалам обусловлен также перспективами их использования в магнитооптических устройствах [1, 14].

В настоящей работе впервые проведено исследование свойств МПФГ состава  $(\text{Gd}, \text{Tm}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  в интервале температур 150—450 К, включающем точку КМИ, одновременно методами ВСФ и ФМР. Пленки выращивали методом жидкофазной эпитаксии на подложках  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с ориентацией (111) [1, 11, 14]. Для исследований были выбраны образцы, в которых точка КМИ находится выше комнатной температуры, а  $T_{\text{КММ}}$  превышает  $T_{\text{КМИ}}$  на ~50 К. Как следствие, в окрестности точки КМИ эффективное значение гиромагнитного отношения  $\gamma$  и безразмерного параметра затухания Гильберта  $\alpha$  изменяется на порядок величины, тогда как статические магнитные параметры (характеристическая длина  $l$ , намагниченность насыщения  $4\pi M$ , константы обмена  $A$  и одноосной анизотропии  $K_u$  и др.) — относительно слабо.

Статические магнитные параметры пленок измеряли стандартными методами [15]. Константы анизотропии определяли с помощью метода фазовых переходов [16, 17].

Исследование динамики ДС проводили на установке одноканальной ВСФ с временным и пространственным разрешением 5 нс и 0.4 мкм соот-

ответственно [18]. Измеряли скорость движения ДС  $\nu$  доменов с обратной намагниченностью (ДОН), зарождающихся при импульсном перемагничивании МПФГ из насыщенного состояния [1, 8-10]. Пленку намагничивали до насыщения постоянным магнитным полем смещения  $H_{см}$ , направленным вдоль оси легкого намагничивания пленки (перпендикулярно ее плоскости). Импульсное магнитное поле  $H_{и}$  с длительностью фронта 5—10 нс прикладывали антипараллельно  $H_{см}$ . Измерения  $\nu$  проводили при размерах ДОН, при которых действующее на ДС магнитное поле  $H = H_{и} - H_{см}$  [1, 9].

Методом ФМР на частоте  $\omega/2\pi = 9.34$  ГГц измеряли ширину линии ФМР  $\Delta H$  и резонансные поля  $H_{\perp}$  и  $H_{\parallel}$  при ориентации внешнего магнитного поля перпендикулярно и параллельно плоскости пленки соответственно. Для расчета  $\gamma$ ,  $\alpha$  и  $H_k$  использовали следующие соотношения [15]:

$$\omega/\gamma = H_{\perp} + H_k - 4\pi M, \quad (1)$$

$$(\omega/\gamma)^2 = H_{\parallel}(H_{\parallel} - H_k + 4\pi M), \quad (2)$$

$$\alpha = \gamma \Delta H / 2\omega. \quad (3)$$

С ростом  $\gamma$  поле  $H$  уменьшается и выходит за пределы развертки ФМР спектрометра. В этом случае измеренное методом фазовых переходов [16] значение  $H_k$  использовали для расчета  $\gamma$  по (2). Кроме того, для расчета  $\gamma$  использовали ориентационную зависимость резонансного поля  $H_{\varphi}$  в плоскости (110), перпендикулярной плоскости пленки, которая описывается соотношением

$$(\omega/\gamma)^2 = [H_{\varphi} - (H_k - 4\pi M) a(\varphi)] [H_{\varphi} - (H_k - 4\pi M) c(\varphi)], \quad (4)$$

где  $a(\varphi) = -\sin^2 \varphi$ ,  $c(\varphi) = \cos 2\varphi$ , угол  $\varphi$  отсчитывается от направления [112] [19]. Принимая во внимание, что

$$H_k - 4\pi M = H_{\parallel} - (\omega/\gamma)^2 / H_{\parallel}, \quad (5)$$

получаем выражение для расчета

$$x^2 d - x(1 - f - 2ac) + m - n + p = 0, \quad (6)$$

где

$$x = (\omega/\gamma)^2, \quad d = (1/H_{\parallel})^2 ac, \quad f = H_{\varphi}(a+c)/H_{\parallel}, \quad m = H_{\varphi}^2, \quad n = H_{\parallel}H_{\varphi}(a+c), \quad p = H_{\parallel}ac.$$

Расчет  $\gamma$  с помощью формулы (5) возможен при  $\varphi \geq 25^\circ$ , при этом ошибка измерения составляет не более 20 %.

Параметры некоторых МПФГ при комнатной температуре приведены в таблице, где  $h$  — толщина пленки,  $P_0$  — период полосовых доменов. Типичные температурные зависимости статических магнитных параметров пленок показаны на рис. 1. С ростом температуры  $4\pi M$  и  $K_u$  уменьшаются, а параметр ширины ДС  $\Delta = \sqrt{A/K_u}$  слабо растет. В отличие от обычных МПФГ [15] для этих пленок  $H_k = K_u/2M$  с температурой возрастает, что обусловлено приближением к точке КММ, где  $4\pi M = 0$ , и тем, что намагниченность насыщения падает быстрее, чем константа анизотропии (ср. кривые 1 и 3 рис. 1). Результаты измерений методом ФМР приведены на рис. 2. Резонансное поле  $H_{\perp}$  уменьшается с температурой почти по ли-

Параметры МПФГ при комнатной температуре

№ образца	$h$ , мкм	$P_0$ , мкм	$4\pi M$ , Гц	$T_{КММ}$ , К	$T_{КММ}$ , К
1	15.6	25.2	152	329	403
2	24.3	20.8	160	335	401
3	36.4	36.2	151	345	401
4	20.8	18.0	180	335	411

нейному закону, в то время как  $H_{\parallel}$  с ростом  $T$  изменяется слабее. Пересечение кривых  $H_{\perp}(T)$  и  $H_{\parallel}(T)$  при 183 К (рис. 2) свидетельствует о том, что фактор качества материала

$$Q = H_k / 4\pi M \quad (7)$$

становится равным единице.

При приближении температуры к точке КМИ значения  $\gamma$  и  $\alpha$  (рис. 2, 3, 4) возрастают, причем сигнал ФМР наблюдается до значений  $\gamma/\gamma_0 \approx T$  ( $\gamma_0 = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  — гиромангнитное отношение для ионов  $\text{Fe}^{3+}$ ). При  $T > T_{\text{КМИ}}$  сигнал ФМР зарегистрировать не удалось. Приведенный параметр затухания Ландау—Лифшица

$$\Lambda = \alpha M / \gamma \quad (8)$$

слабо зависит от температуры (рис. 2, 5).

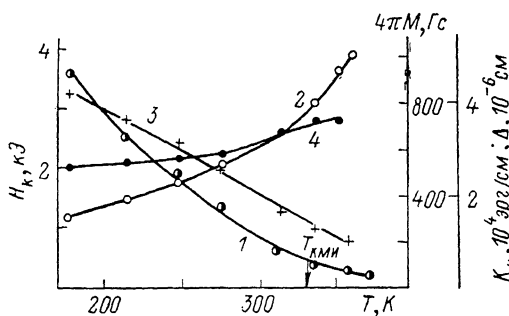


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности насыщения  $4\pi M$  (1), поля одноосной анизотропии  $H_k$  (2), константы анизотропии  $K_u$  (3), параметра ширины ДС  $\Delta$  (4). Образец № 1.

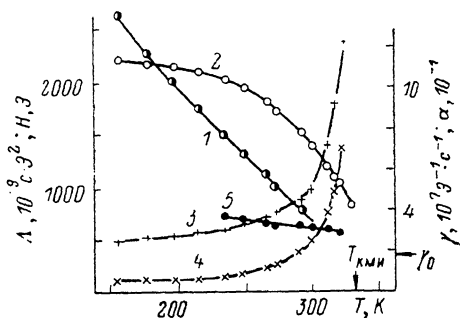


Рис. 2. Температурные зависимости резонансных полей  $H_{\perp}$  (1),  $H_{\parallel}$  (2), гиромангнитного отношения  $\gamma$  (3), констант затухания  $\alpha$  (4) и  $\Lambda$  (5). Образец № 2.

С целью сравнения экспериментальных результатов с теорией был выполнен расчет зависимостей  $M(T)$  и  $\gamma(T)$ . Намагниченность рассчитывали на основе теории молекулярного поля, согласно которой температурная зависимость магнитного момента  $i$ -й подрешетки может быть представлена в виде

$$M_i(T) = M_i(0) B_{J_i}(Y_i), \quad (9)$$

где  $M_i(0)$  — магнитный момент  $i$ -й подрешетки при  $T \rightarrow 0 \text{ K}$ ,

$$B_{J_i}(Y_i) = (2J_i + 1) \text{cth} [(2J_i + 1) Y_i / (2J_i)] / [(2J_i) - 1] \text{cth} Y_i / (2J_i) \quad (10)$$

— функция Бриллюэна,

$$Y_i = J_i g_i \mu_B / (kT) \sum_j N_{ij} M_j, \quad (11)$$

$J_i$  — полное квантовое число магнитного поля в  $i$ -й подрешетке,  $g_i$  — фактор Ланде магнитного иона в  $i$ -й подрешетке,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $k$  — постоянная Больцмана,  $N_{ij}$  — коэффициенты молекулярного поля [20, 21]. Использовали значения  $N_{ad}, N_{aa}, N_{dd}$ , предложенные в работах [22, 23]. Для ионов  $\text{Gd}^{3+}$   $N_{ac} = -3.44$ ,  $N_{dc} = 6.0$ ,  $N_{cc} = 0$ ,  $g = 2$ ,  $J = 7/2$ , для ионов  $\text{Tm}^{3+}$   $N_{ac} = -1.0$ ,  $N_{dc} = 8.0$ ,  $N_{cc} = 0$ ,  $g = 7/6$ ,  $J = 12/7$ .

Температурную зависимость эффективного значения рассчитывали с помощью формулы [1, 18]

$$\gamma = \gamma_0 [M_{\text{Tm}} + (M_{\text{Gd}} - M_{\text{Fe}})] / (M_{\text{Gd}} - M_{\text{Fe}}). \quad (12)$$

Здесь  $T_{\text{Tm}}$ ,  $M_{\text{Gd}}$  — вклады в намагниченность  $c$ -подрешетки, обусловленные ионами  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Gd}^{3+}$  соответственно;  $M_{\text{Fe}}$  — суммарная намагниченность

$d$ - и  $a$ -подрешеток, обусловленная ионами  $Fe^{3+}$ . Расчетные кривые  $4\pi M(T)$  и  $\gamma(T)$  для феррит-граната состава  $Gd_{0.8}Tm_{1.6}Bi_{0.6}Fe_{3.95}Ga_{1.05}O_{12}$  приведены на рис. 3. Сравнение рис. 1, 2 и 3 показывает, что теоретические и экспериментальные температурные зависимости намагниченности согласуются лучше, чем зависимости  $\gamma(T)$ .

Как следует из (12), с одной стороны, от точки КМИ (при  $M_{Gd} - M_{Fe} \rightarrow +0$ ) значения  $\gamma \rightarrow +\infty$ , а с другой стороны, от этой точки (при  $M_{Fe} - M_{Gd} \rightarrow +0$ ) значения  $\gamma \rightarrow -\infty$ , т. е. при переходе через точку КМИ эффективное значение гиромагнитного отношения должно изменять знак. Для подтверждения этого факта исследовали динамику уединенной ДС в безградиентном магнитном поле [24]. Уединенную ДС создавали, пропуская импульс тока через проводник, расположенный на поверхности размагниченной пленки. Амплитуду импульса тока выбирали достаточно большой с тем, чтобы области пленки по обе стороны от проводника намагничивались до насыщения в противоположных направлениях, и затем наблюдали поведение разделяющей их уединенной ДС. После окончания им-

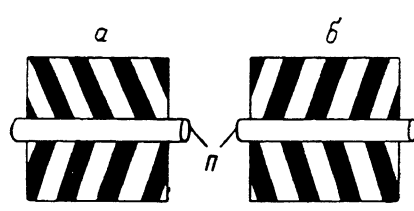
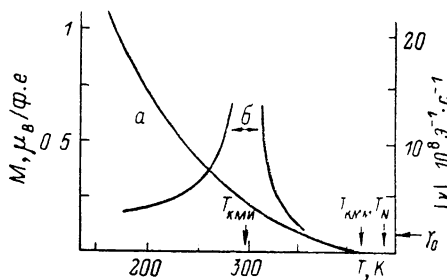


Рис. 3. Расчетные зависимости  $M(T)$  (а),  $|\gamma|(T)$  (б) для МПФГ состава  $Gd_{0.8}Tm_{1.6}Bi_{0.6}Fe_{3.95}Ga_{1.05}O_{12}$ .

Рис. 4. Массив полосовых доменов, формирующийся вблизи проводника  $\Pi$  выше (а) и ниже (б)  $T_{КМИ}$ .

пульса тока ДС, расположенная под проводником, под действием размагничивающих полей МПФГ испытывает изгибную неустойчивость. Как результат эволюции изгибной ДС начинается размагничивание областей пленки по обе стороны от проводника путем прорастания полосовых доменов. Вследствие действия гиротропных сил на головку полосового домена направление роста доменов отклоняется от перпендикуляра к исходной плоской ДС (рис. 4). Оказалось, что выше (а) и ниже (б) точки КМИ направления отклонения доменов от перпендикуляра различны, что может быть связано только с изменением знака  $\gamma$ . Заметим, что в присутствии постоянного поля смещения угол между направлением доменов в массиве и нормалью к исходной ДС увеличивается. Установление истинного знака гиромагнитного отношения МПФГ проводили путем сравнения доменной структуры пленки (рис. 4) с эталонным образцом. В частности, для эталонного образца  $(Y, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  гиромагнитное отношение положительно. В исследованных МПФГ ниже точки КМИ  $\gamma > 0$ , а выше  $\gamma < 0$ . Этот эффект можно использовать также для определения температуры КМИ с точностью 2—3 К.

Исследование зависимости скорости ДС  $v$  от продвигающего поля  $H$  ( $H \leq 200$  Э) показало, что в общем случае на кривой  $v(H)$ , как и в [8-10], можно выделить три участка (рис. 5): а — начальный линейный участок с подвижностью  $\mu_s$ ; б — нелинейный участок, начинающийся при достижении предельной скорости стационарного движения ДС  $v_{кр}$  ( $v_{кр} = \mu_s H_{кр}$ ); в — второй линейный участок с дифференциальной подвижностью  $\mu_0 < \mu$  в полях  $H_{кр} > H_{кр}$ . В случае  $\alpha > 1$  нелинейный участок отсутствует.

В работах [8-10] показано, что вблизи точки КМИ предельная скорость стационарного движения ДС совпадает с уокеровской предельной скоростью [1]

$$v_W = 2\pi\gamma M\Delta, \quad (13)$$

при этом значения  $\gamma$  и  $\alpha$  находили с помощью зависимости  $v(H)$ , т. е. использовали самосогласованный подход. В данной работе  $\gamma$  и  $\alpha$  определяли с помощью метода ФМР (рис. 2). Затем с помощью соотношения

$$\mu_{\text{ФМР}} = (\gamma/\alpha) \Delta \quad (14)$$

рассчитывали начальную подвижность ДС. Погрешность определения  $\mu_{\text{ФМР}}$  достигает 25 % в основном из-за ошибки в определении параметра ширины

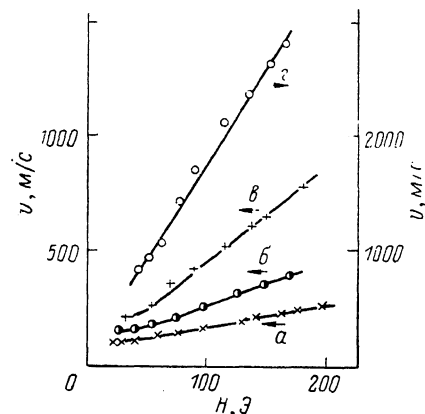


Рис. 5. Скорость ДС  $v$  в зависимости от продвигающего поля  $H$  в окрестности  $T_{\text{КМИ}} = 335$  К при температуре 291 (а), 313 (б), 320 (в) и 335 К (д). Образец № 2.

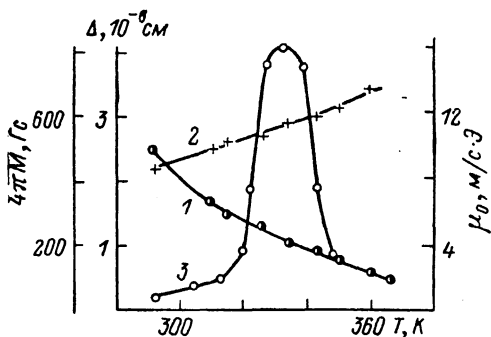


Рис. 6. Намагниченность насыщения  $4\pi M$  (1), параметр ширины ДС  $\Delta$  (2) и подвижность  $\mu_0$  (3) в окрестности  $T_{\text{КМИ}}$ . Образец № 2.

ДС. В диапазоне 260—320 К  $\mu_{\text{ФМР}} = 13 \div 15$  м/(с·Э). В связи с тем что при исследовании движения ДС ДОН первый линейный участок на зависимости  $v(H)$  вдали от точки КМИ не наблюдается, на рис. 6 приведена температурная зависимость дифференциальной подвижности на втором линейном участке  $\mu_0(T)$ . Видно, что максимальное значение  $\mu_0$  близко к значению  $\mu$ , рассчитанному по данным ФМР, что соответствует выводам одномерной теории движения ДС.

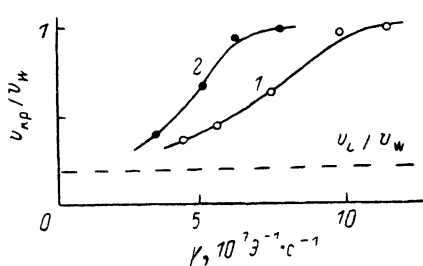


Рис. 7. Экспериментально измеренная критическая скорость линейной динамики ДС  $v$  и расчетная скорость Леува  $v_L$ , нормированные на скорость Уокера  $v_w$ , зависимости от гиромагнитного отношения  $\gamma$ . Образец № 2 (1) и № 3 (2).

Для ПМФГ с  $\gamma \sim \gamma_0$  (вдали от точки КМИ) одномерная теория не выполняется, а наблюдается насыщение скорости ДС на уровне, описываемом эмпирической формулой де Леува [25, 26]

$$v_L = 0.4\pi\gamma M \Delta. \quad (15)$$

Возникает вопрос: при каком значении  $\gamma$  одномерная теория движения ДС перестает описывать экспериментальные результаты? Сравнение экспериментальных значений  $v_p$  с  $v_w$  и  $v_L$  приведено на рис. 7. Видно, что с ростом  $\gamma$  предельная скорость стационарного движения ДС стремится к скорости Уокера, причем в разных образцах по-разному. Установлено, что различие вызвано неоднородностью МПФГ. Кривая 1 на рис. 7 относится к квазиоднородному образцу, кривая перемагничивания которого свидетельствует об отсутствии в нем ярко выраженных слоев [1, 27], а кривая 2 — к об-

разу с заметным переходным слоем. Для квазиоднородного образца одномерная теория движения ДС справедлива при  $\gamma/\gamma_0 > 6$ , т. е. в диапазоне температур  $\sim 40$  К вблизи  $T_{\text{кми}}$ . Наличие переходных поверхностных слоев приводит к расширению диапазона температур и значений  $\gamma$ , в котором справедлива одномерная модель, что соответствует предположениям, сделанным в работе [9].

Итак, исследование свойств пленок  $(\text{Gd}, \text{Tm}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$  с КМИ позволяет сделать следующие выводы: температурная зависимость намагниченности описывается теорией молекулярного поля; температурная зависимость эффективного значения гиромангнитного отношения качественно описывается соотношением (12); при переходе через точку КМИ эффективное значение гиромангнитного отношения изменяет знак, причем при  $T < T_{\text{кми}}$  значение  $\gamma > 0$ , а при  $T > T_{\text{кми}}$  значение  $\gamma < 0$ ; величины подвижности ДС вблизи точки КМИ, определенные с помощью методов ФМР и ВСФ, совпадают в пределах точности измерений; при  $\gamma/\gamma_0 > 6$  ( $T = T_{\text{кми}} \pm 20$  К) предельная скорость стационарного движения ДС совпадает с уокеровской предельной скоростью, неоднородность МПФГ приводит к расширению диапазона температур, в котором справедлива одномерная теория движения ДС.

Авторы выражают благодарность Ф. В. Лисовскому, указавшему на неточности в записи формул в работе [16], и А. А. Шипкину за помощь в проведении расчетов намагниченности МПФГ.

#### Список литературы

- [1] Рандошкин В. В., Червоненкис А. Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- [2] Крупицка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. Т. 2. М.: Мир, 1976. 504 с.
- [3] Le Graw R. C., Blank S. L., Vella-Coleiro G. P. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 7. P. 402—404.
- [4] Ohta N., Ikeda T., Ishida F., Sugita Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1977. V. 43. N 2. P. 705—706.
- [5] Vella-Coleiro G. P. // IEEE Trans. 1977. V. MAG-13. N 5. P. 1163—1165.
- [6] Зоря В. И., Зуева И. Ю., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Тимошечкин М. И. // ЖТФ. 1984. Т. 54. № 7. С. 1381—1383.
- [7] Заболотная Н. В., Осико В. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Тимошечкин М. И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 13. С. 788—792.
- [8] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 1. С. 34—37.
- [9] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2658—2665.
- [10] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 12. С. 2350—2354.
- [11] Логинов Н. А., Рандошкин В. В., Тимошечкин М. И. // Препринт № 120 ИОФАН СССР. М., 1987. 30 с.
- [12] Логинов Н. А., Рандошкин В. В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 4. С. 773—777.
- [13] Логинов Н. А., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 14. С. 1315—1318.
- [14] Рандошкин В. В., Рыбак В. И., Сигачев В. Б., Чани В. И., Червоненкис А. Я. // Микроэлектроника. 1986. Т. 15. № 1. С. 16—24.
- [15] Балбашов А. М., Лисовский Ф. В., Раев В. К. и др. Элементы и устройства на цилиндрических магнитных доменах: Справочник / Под ред. Н. Н. Евтихиева, Б. Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1987. 488 с.
- [16] Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Маисветова Е. Г., Чижик Е. С. // Препринт № 17 (492) ИРЭ АН СССР. М., 1988. 28 с.
- [17] Дикштейн И. Е., Лисовский Ф. В., Маисветова Е. Г., Тарасенко В. В. // Микроэлектроника. 1984. Т. 13. № 4. С. 337—347.
- [18] Логунов М. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ПТЭ. 1985. № 5. С. 247—248.
- [19] Gangulee A., Kobliska R. J. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 6. P. 3333—3337.
- [20] Brandle C. D., Blank S. L. // IEEE Trans. 1986. V. MAG-17. N 1. P. 14—18.
- [21] Hansen P., Krumme J. P. // Thin Sol. Films. 1984. V. 114. N 1/2. P. 67—107.
- [22] Dionne G. F. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 12. P. 4874—4881.
- [23] Dionne G. F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 9. P. 4220—4221.
- [24] Вайсман Ф. А., Гробец Ю. И., Денисов С. И. // Тез. докл. Всес. конф. «Современные проблемы физики и ее приложения». М., 1987. Ч. 2. С. 50—51.
- [25] О'Делл Т. Ферромагнитодинамика. Динамика ЦМД, доменов и доменных стенок. М.: Мир, 1983. 256 с.
- [26] De Leeuw F. H. // IEEE Trans. 1978. V. MAG-14. N 5. P. 596—598.
- [27] Дудоров В. И., Логунов М. В., Рандошкин В. В. // А. с. № 1300560. БИ. № 12.