

©1994

## ВЛИЯНИЕ ПЛАНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ДОМЕННЫХ СТенок В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С МАЛЫМ ЗАТУХАНИЕМ

*В.В.Рандошкин, М.В.Логунов*

С помощью метода высокоскоростной фотографии детально изучено влияние постоянного магнитного поля, приложенного в плоскости пленки, на динамику доменных стенок в пленках феррит-гранатов с предельно малым затуханием. Показано, что это поле существенно влияет на вид зависимости скорости доменных стенок от действующего импульсного магнитного поля, в частности приводит к исчезновению участка с отрицательной дифференциальной подвижностью.

Вид зависимости скорости  $V$  доменных стенок от действующего магнитного поля  $H$  в монокристаллических пленках феррит-гранатов (МПФГ) с одноосной магнитной анизотропией определяется значением безразмерного параметра затухания Гильберта  $\alpha$  [1,2]. В пленках с  $\alpha \gtrsim 10$  зависимость  $V(H)$  является линейной. При  $\alpha \gtrsim 1$  кривая  $V(H)$  состоит из двух линейных участков, наклон которых различается незначительно. При  $\alpha \lesssim 1$  эти линейные участки разделены нелинейным, причем различие в наклоне линейных участков тем больше, чем меньше  $\alpha$ .

Динамика доменных стенок в МПФГ с малым затуханием ( $\alpha < 10^{-1}$ ) обладает рядом особенностей [1-10]. К их числу относятся периодические искажения формы движущейся доменной стенки, генерация микродоменов («магнитных возмущений») перед ней и наличие участка с отрицательной дифференциальной подвижностью на кривой  $V(H)$ .

Зарождение микродоменов перед движущейся доменной стенкой объясняется в рамках спин-волнового механизма [8-11]. Интенсивная накачка спиновых волн в «невыгодно» намагниченный домен, вызывающая генерацию микродоменов, происходит в интервале значений  $H$  с нижней границей

$$H_{\min} \approx H_k (1 - Q^{-1}/2) \approx H_k/3 \quad (1)$$

и верхней границей

$$H_{\max} \approx 2H_k/3, \quad (2)$$

где  $H_k$  — поле одноосной магнитной анизотропии,  $Q = H_k/4\pi M_s$  — фактор качества материала,  $4\pi M_s$  — намагниченность насыщения.

В первых экспериментах [4,8] генерация микродоменов имела место и при  $H < H_{\min}$ , а верхняя граница  $H_{\max}$  не была обнаружена.

По-видимому, это объясняется влиянием переходного поверхностного слоя с пониженной анизотропией, характерного для висмутсодержащих МПФГ [12-14]. Исследование специально подобранных образцов, в которых изменения ростовой и магнитострикционной компонент одноосной магнитной анизотропии в поверхностном слое взаимно компенсируют друг друга, показало, что спин-волновой механизм достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты по генерации микродоменов [9].

Участок с отрицательной дифференциальной подвижностью на кривой  $V(H)$  наблюдался в интервале полей  $H_k/5 \lesssim H \lesssim H_k/3$  [9]. Ему соответствует появление периодических искажений формы движущейся доменной стенки.

Приложение постоянного планарного магнитного поля приводило к изменению формы кривой  $V(H)$ , на которой не наблюдалось участка насыщения скорости доменной стенки [15]. При этом максимальное значение  $V$  достигало 3 km/s, что близко к минимальной фазовой скорости спиновых волн, и отсутствовала анизотропия скорости доменной стенки.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния постоянного магнитного поля  $H_{in}$ , приложенного в плоскости пленки (планарное магнитное поле), на динамику доменной стенки в МПФГ с малым затуханием. Исследовались МПФГ состава  $(Y, Lu, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ , выращенные на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с ориентацией (111). В работе приведены данные для образца с параметрами: толщина  $h = 14.2 \mu\text{m}$ , ширина равновесных полосовых доменов  $w = 10.0 \mu\text{m}$ ,  $4\pi M_s = 144 \text{Gs}$ ,  $H_k = 4000 \text{Oe}$ ,  $Q = 28$ .

Динамика доменной стенки исследовалась методом высокоскоростной фотографии на установке с временным и пространственным разрешением 5 ns и  $0.5 \mu\text{m}$  соответственно [16]. Как и в [9], в исходном состоянии с помощью постоянного магнитного поля  $H_b$ , направленного по нормали к пленке, стабилизировался уединенный полосовой домен. Импульсное магнитное поле  $H_p$  прикладывалось в противоположном направлении, что приводило к расширению полосового домена, причем его доменная стенка перемещалась на расстояние до  $200 \mu\text{m}$ . Определение скорости доменной стенки проводилось, когда она удалялась от исходного положения на расстояние не менее  $10 \mu\text{m}$ , что обеспечивало постоянство действующего магнитного поля  $H = H_p - H_b$  и высокую точность измерения  $V$  (с погрешностью менее 5%). В большинстве экспериментов планарное магнитное поле прикладывалось в плоскости доменной стенки. Лишь при изучении периодических искажений доменной стенки оно также прикладывалось и вдоль нормали к плоскости доменной стенки.

Типичные зависимости  $V(H_p)$  для нескольких значений поля  $H_{in}$  приведены на рис. 1. При  $H_{in} = 0$  кривая  $V(H_p)$  имеет такой же вид, как и в [9]. Из-за малого значения  $\alpha$  участок, соответствующий стационарному движению доменной стенки, не наблюдается поскольку коэрцитивная сила  $H_c$  превышает уокеровский порог  $H_w = 2\pi M_s$ . На первом экспериментально регистрируемом участке скорость  $V$  слабо зависит от амплитуды импульсного магнитного поля, причем увеличивается с ростом  $H_p$ , т.е. соответствующая ему дифференциальная подвижность

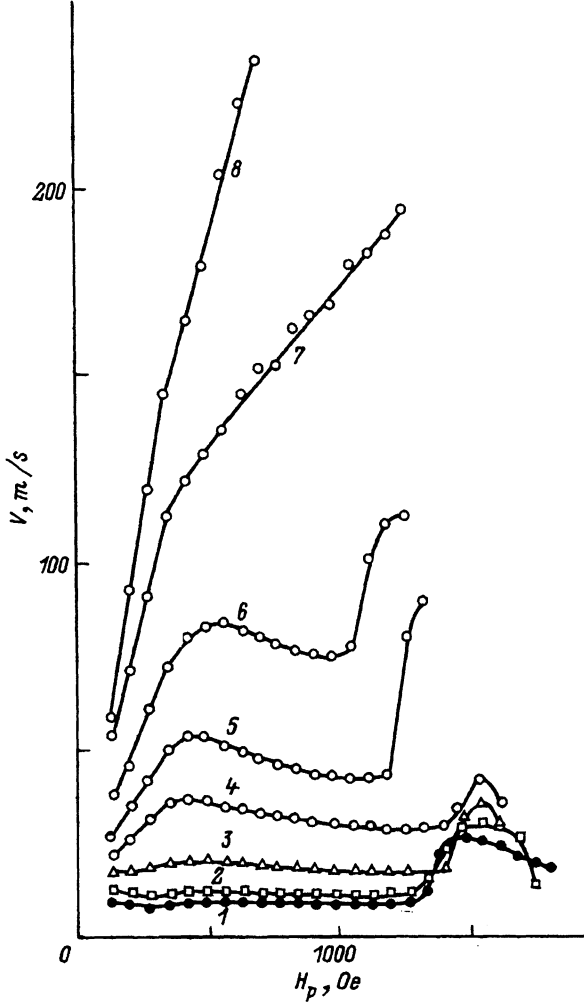


Рис. 1. Зависимость скорости доменной стенки  $V$  от амплитуды импульсного магнитного поля  $H_p$  при разных значениях планарного магнитного поля  $H_{in}$ .  
 $H_{in}, Oe$ : 1 — 0, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 200, 6 — 250, 7 — 300, 8 — 350. Поле смещения  $H_b = 110 Oe$ .

доменной стенки  $\mu_2 > 0$ . Для этого участка движущаяся доменная стенка остается плоской. При некотором пороговом значении  $H_p = H_{cr}$  начинается участок с отрицательной дифференциальной подвижностью  $\mu_3$ . При этом движущаяся доменная стенка теряет устойчивость и на ней появляются пространственно-периодические искажения (диссипативные структуры) с периодом  $\lambda$ . Далее при  $H_p = H_g$  перед движущейся доменной стенкой начинают формироваться микродомены, которые, расширяясь, сливаются с «выгодно» намагниченным доменом. Как следствие, скорость расширения выгодно намагниченного домена, которая измеряется в эксперименте, резко возрастает. Затем, при дальнейшем увеличении  $H_p$ , интенсивность генерации микродоменов резко падает, чему на кривой  $V(H_p)$  соответствует второй участок с отрицательной дифференциальной подвижностью (последний участок на кривой 1 рис. 1).

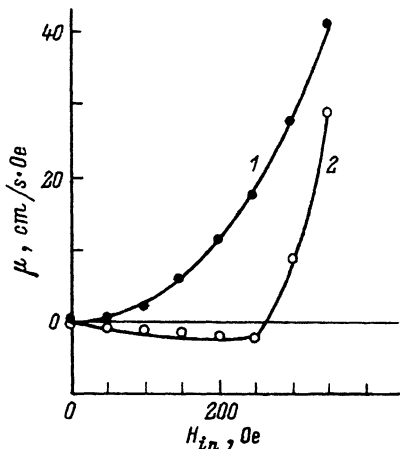


Рис. 2. Зависимости дифференциальных подвижностей  $\mu_2$  (1) и  $\mu_3$  (2) от планарного магнитного поля  $H_{in}$ .

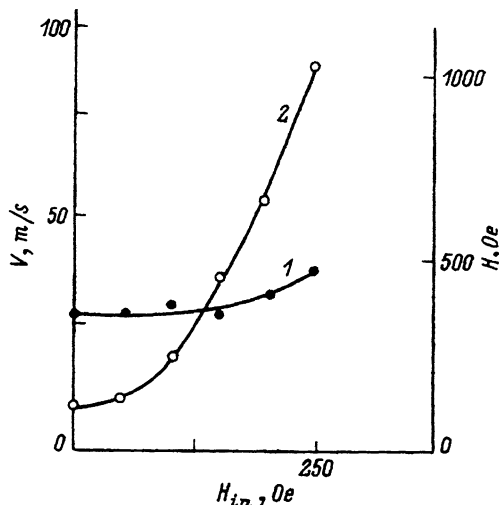


Рис. 3. Зависимости порогового поля  $H_{cr}$  (1) и критической скорости  $V_{cr}$  (2) перехода к участку с отрицательной дифференциальной подвижностью  $\mu_3$  от планарного магнитного поля  $H_{in}$  при поле смещения  $H_b = 110$  Oe.

Приложение поля  $H_{in}$ , как и следовало ожидать [1,17,18], при фиксированном  $H_p$  приводит к росту  $V$ . При этом с ростом  $H_{in}$  дифференциальная подвижность  $\mu_2$  монотонно увеличивается, а  $\mu_3$  сначала растет по абсолютной величине, достигая минимума при  $H_{in} = 250$  Oe, а затем меняет знак при  $H_{in} = 275$  Oe и становится положительной (рис. 2). При положительной подвижности  $\mu_3$  ее значение всегда меньше, чем  $\mu_2$ .

Пороговое поле  $H_{cr}$  перехода к участку кривой  $V(H_p)$  с отрицательной дифференциальной подвижностью  $\mu_3$  слабо увеличивается с ростом  $H_{in}$ , тогда как зависимость соответствующей этому полю критической скорости доменной стенки  $V_{cr}$  от  $H_{in}$  более сильная и существенно нелинейная (рис. 3). Из этого можно заключить, что причина преобразования структуры доменной стенки, вызывающего переход к участку с  $\mu_3 < 0$ , заключается не в достижении движущейся доменной стенкой некоторой критической скорости, а, по-видимому, в превышении действующим полем соответствующего порога, слабо зависящего от  $H_{in}$ .

При малых  $H_{in} < 150$  Oe участку на кривой  $V(H_p)$  с отрицательной дифференциальной подвижностью  $\mu_3$  соответствует появление пространственно-периодических искажений доменной стенки. Зависимость периода этих искажений  $\Lambda$  от  $H_p$  при  $H_{in} = 0$  показана на рис. 4. За исключением полей, близких к  $H_{cr}$ , где  $\lambda$  резко уменьшается с ростом  $H_p$ , в остальном диапазоне существования диссипативных структур их период меняется слабо ( $\lambda = 7 \div 8 \mu\text{m}$ ). Заметим, что значению  $H_{in}$ , при котором пространственно-периодические искажения доменной стенки перестают проявляться, соответствует наиболее протяженный

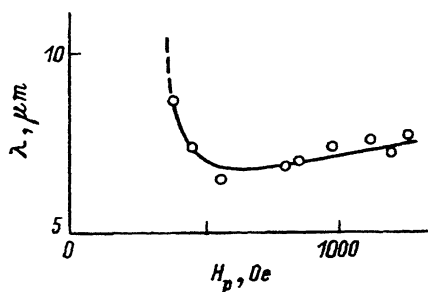


Рис. 4. Зависимость периода пространственно-периодических искажений доменной стенки  $\lambda$  от амплитуды импульсного магнитного поля  $H_p$  при  $H_{in} = 0$  и  $H_b = 110$  Oe.

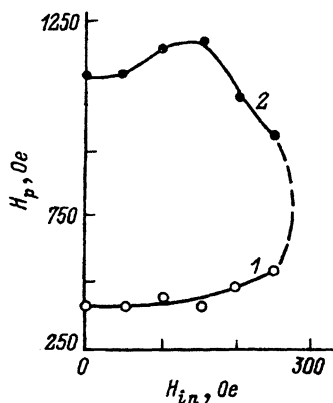


Рис. 5. Зависимости пороговых полей появления пространственно-периодических искажений доменной стенки  $H_{cr}$  (1) и генерации микродоменов перед движущейся доменной стенкой  $H_g$  (2) от планарного магнитного поля  $H_{in}$  при  $H_b = 110$  Oe.

участок кривой  $V(H_p)$  с отрицательной дифференциальной подвижностью  $\mu_3$  (рис. 1, кривая 4 и рис. 5).

Влияние планарного магнитного поля на период искажений доменной стенки  $\lambda$  зависит от ориентации этого поля относительно плоскости доменной стенки. Если это поле приложено перпендикулярно направлению движения доменной стенки, то на кривой  $\lambda(H_{in})$  наблюдается широкий максимум, причем эта кривая несимметрична относительно оси ординат (рис. 6, кривая 1). Основное отличие зависимости  $\lambda(H_{in})$  для случая, когда поле  $H_{in}$  приложено вдоль направления движения доменной стенки (в двух взаимно противоположных направлениях), в том, что эта кривая состоит из двух ветвей, разделенных щелью, где пространственно-периодические искажения доменной стенки не наблюдаются (рис. 6, кривая 2). Несимметричность этой зависимости свидетельствует о существовании в МПФГ эффективного планарного магнитного поля, которое может быть связано с наличием переходного поверхностного слоя с параметрами, отличными от основного объема пленки. Заметим, что на рис. 6 для всех направлений приложения планарного магнитного поля минимальные значения  $\lambda$  примерно совпадают.

Отсутствие пространственно-периодических искажений при  $H_{in} > 150$  Oe, когда соответствующий участок кривой  $V(H_p)$  имеет отрицательное значение подвижности  $\mu_3$ , может быть связано с тем, что энергетически выгодными становятся искажения доменной стенки по толщине пленки. Об этом косвенно свидетельствуют уширение изображения доменной стенки при  $150 \text{ Oe} \lesssim H_{in} \lesssim 300 \text{ Oe}$ , а также тот факт, что минимальное наблюдаемое значение  $\lambda$  не превышает половины толщины пленки.

При  $H_{in} > 270$  Oe как пространственно-периодические искажения доменной стенки, так и генерация микродоменов перед ней не наблюдаются (рис. 5). Удивительным является то, что кривая  $V(H_p)$  при

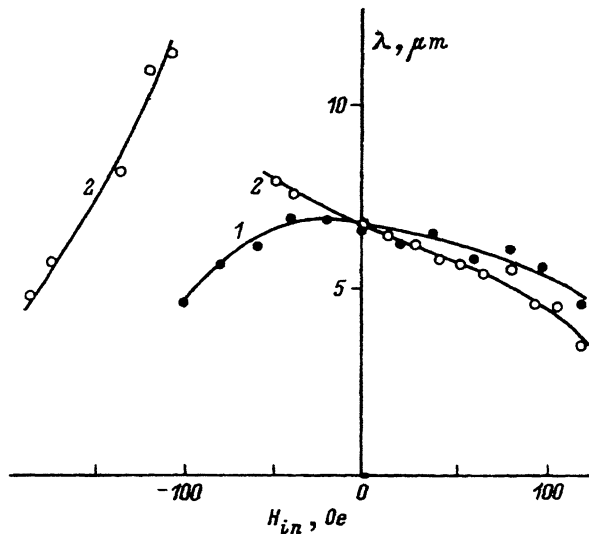


Рис. 6. Зависимости периода пространственно-периодических искажений доменной стенки  $\lambda$  от планарного магнитного поля  $H_{in}$ , приложенного в плоскости исходной доменной стенки (1) и вдоль нормали к ней (2) при  $H_p = 856$  и  $H_b = 110$  Oe.

нимает при этих условиях вид, характерный для МПФГ с достаточно большим параметром затухания ( $\alpha \gtrsim 1$ ), т.е. состоит из двух линейных участков (рис. 1, кривые 7, 8). Различие наклонов этих участков (подвижности  $\mu_2$  и  $\mu_3$ ; рис. 2) уменьшается с ростом  $H_{in}$ . Этот факт наводит на мысль, что проложение планарного магнитного поля к МПФГ с предельно малым затуханием вскрывает новые каналы диссипации, число которых увеличивается с ростом  $H_{in}$ . В результате эффективное значение параметра затухания  $\alpha$  возрастает на несколько порядков величины, достигая значений, характерных для пленок с повышенным гиромагнитным отношением.

На рис. 7 приведены зависимости скорости доменной стенки от приложенного в ее плоскости планарного магнитного поля при трех фиксированных значениях  $H_p$ . Видно, что при  $H_{in} > 500$  Oe зависимости  $V(H_{in})$  линейные и имеют примерно одинаковый наклон, равный  $100 \text{ cm/s}\cdot\text{Oe}$ .

Теория для случая, когда на доменную стенку действует продвигающее поле с постоянной амплитудой  $H_p$ , а также большое планарное магнитное поле  $H_{in} > 4\pi M_s$ , дает следующее соотношение для критической скорости, при которой происходит срыв однородной прецессии намагниченности в доменной стенке [19]

$$V_p = \pi \Delta_0 \gamma H_{in} / 2, \quad (3)$$

где  $\Delta_0 = (A/K_u)^{1/2}$  — параметр ширины доменной стенки,  $\gamma$  — эффективное значение гиромагнитного отношения. Для исследованного образца  $\Delta_0 = 3.5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$  и  $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ , поэтому для наклона зависимости  $V(H_{in})$  из (3) получаем значение  $97 \text{ cm/s}\cdot\text{Oe}$ , которое находится в превосходном согласии с экспериментальным (рис. 7). Заметим, что эксперимент, как и теория [19], дает отсутствие зависимости этого наклона от продвигающего магнитного поля  $H_p$ .

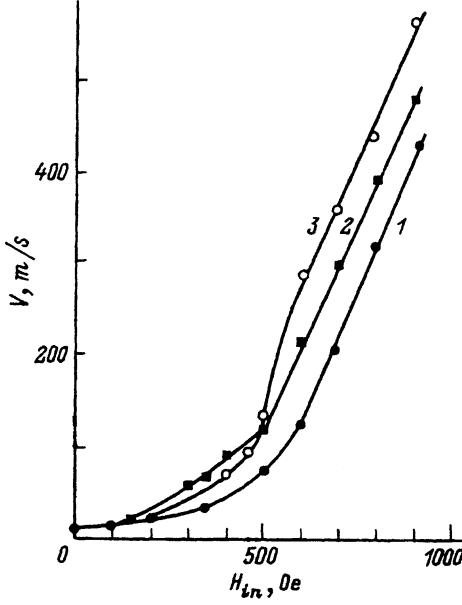


Рис. 7. Зависимости скорости доменной стенки  $V$  от планарного магнитного поля  $H_{in}$ , приложенного в плоскости доменной стенки при  $H_b = 110$  Oe и разных значениях амплитуды импульсного магнитного поля  $H_p$ .  
 $H_p$ , Oe: 1 — 280, 2 — 560, 3 — 1100.

Таким образом, экспериментальное исследование МПФГ состава  $(Y, Lu, Bi)_3(Fe, Ga)_5O$  с ориентацией (111) позволяет сделать следующие выводы.

При превышении планарным магнитным полем, приложенным в плоскости доменной стенки, некоторого значения на кривой  $V(H_p)$  исчезает участок с отрицательной дифференциальной подвижностью, после чего форма этой кривой принимает вид, характерный для пленок с параметром затухания  $\alpha \gtrsim 1$ .

На зависимости отрицательной дифференциальной подвижности  $\mu_3$  от планарного магнитного поля  $H_{in}$  имеется экстремум.

По мере увеличения планарного магнитного поля  $H_{in}$  пространственно-периодические искажения доменной стенки исчезают раньше, чем дифференциальная подвижность  $\mu_3$  становится положительной.

Если планарное магнитное поле приложено параллельно направлению движения доменной стенки, то в некотором диапазоне изменения  $H_{in}$  пространственно-периодические искажения доменной стенки не наблюдаются. Если поле  $H_{in}$  приложено перпендикулярно этому направлению, то данный эффект не наблюдается.

При достаточно большом планарном магнитном поле наклон зависимости скорости доменной стенки от  $H_{in}$  одинаков для разных продвигающих полей  $H_p$  и описывается соотношением (3).

При некотором значении планарного магнитного поля генерация микродоменов перед движущейся доменной стенкой подавляется.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В.И.Чаяи за помощь при выращивании МПФГ и Г.Е.Ходенкову за обсуждение результатов работы.

## Список литературы

- [1] Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [2] Рандошкин В.В. // Сб. «Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение». М.: Наука, 1992. С. 49–107.
- [3] Логунов М.В., Рандошкин В.В. // Там же. С. 107–122.
- [4] Куделькин Н.Н., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. // ДАН СССР. 1985. Т. 281. № 4. С. 848–851.
- [5] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Чани В.И., Червоненкис А.Я. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 70–76.
- [6] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 3. С. 1006–1022.
- [7] Иванов Л.П., Лисовский Ф.В., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. // Физика многочастичных систем. 1984. В. 6. С. 76–98.
- [8] Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 5. С. 1522–1525.
- [9] Логунов М.В., Рандошкин В.В. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 6. С. 1233–1238.
- [10] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2247–2254.
- [11] Ходенков Г.Е. // Физика металлов и металловед. 1975. Т. 39. № 3. С. 466–472.
- [12] Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Тимошечкин М.И., Шалошников А.Н., Ширков А.В., Степанов Ю.И. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1712–1717.
- [13] Грошенко Н.А., Рандошкин В.В., Шалошников А.Н., Ширков А.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 5. С. 935–937.
- [14] Чани В.И. // Сб. «Магнитооптические пленки феррит-гранатов и их применение». М.: Наука, 1992. С. 16–48.
- [15] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ПТЭ. 1985. № 5. С. 247–248.
- [16] Иванов Л.П., Логгинов А.С., Никитин Д.К., Рандошкин В.В., Телесний Р.В. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. № 9. С. 424–426.
- [17] Рандошкин В.В., Иванов Л.П., Телесний Р.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 73. № 3. С. 960–975.
- [18] Логунов М.В., Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 9. С. 64–67.
- [19] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами: Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 382 с.

Мордовский государственный университет  
им. Н.П.Огарева  
Институт общей физики РАН  
Совместная хозрасчетная лаборатория  
«Магнитооптоэлектроника»  
Саранск

Поступило в Редакцию  
3 марта 1994 г.

