

УДК 537.611.3

А. А. ШИТОВ^а, В. С. ГЕРАСИМЧУК^б

^а Донбасская национальная академия строительства и архитектуры, ^б Национальный технический университет Украины «КПИ»

ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ

В работе теоретически исследовано влияние переменных электрического и магнитного полей на динамику доменных границ (ДГ) **ab**-типа в слабых ферромагнетиках (СФМ) с линейным или квадратичным магнитоэлектрическим взаимодействием (МЭВ). Установлено, что при учете линейного МЭВ дрейф ДГ возможен только в чисто магнитном поле или скрещенных электрическом и магнитном полях. При учете квадратичного МЭВ, помимо указанных эффектов, становится возможным дрейф ДГ в чисто электрическом поле.

мультиферроики, доменные границы, магнитоэлектрическое взаимодействие, слабый ферромагнетик

В последнее время наблюдается повышенный интерес к мультиферроикам – материалам, в которых проявляются взаимосвязь магнитных и электрических свойств [1]. Интерес к данным материалам связан с возможностью их использования в спиновой электронике (например, в качестве устройств хранения и обработки информации) и сенсорной технике. В настоящее время обработка информации в устройствах магнитной памяти осуществляется с помощью магнитного поля, которое создается электрическим током. При уменьшении размеров проводников для создания полей той же напряженности необходимо увеличивать плотность тока, что может привести к излишнему выделению тепла и нежелательным последствиям. Использование мультиферроиков позволяет управлять магнитным состоянием с помощью электрического поля, что может существенно снизить плотности токов и тепловые потери в устройствах магнитной памяти.

В работе [2] теоретически предсказана возможность колебательного движения ДГ в *переменных* электрических полях в отсутствие внешнего магнитного поля. В [3, 4] указывается на возможность движения ДГ в ферромагнетике в неоднородном электрическом поле. Экспериментально смещение ДГ под действием постоянного и импульсного электрического полей наблюдалось в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов [5, 6]. При напряжении в 400 вольт скорость смещения ДГ достигала 50 м/с. В качестве механизма наблюдаемого явления авторами предложен неоднородный магнитоэлектрический эффект. В мультиферроике $MnWO_4$ под действием импульса ступенчатого напряжения наблюдалось [6] движение ДГ со скоростью порядка 1 м/с.

В данной работе изучена нелинейная динамика ДГ **ab**-типа в двухподрешеточном СФМ. Рассматривается модель СФМ с *линейным* МЭВ, которая может описывать магнитную подсистему ромбических сегнетомагнетиков (например, Ni-CI-борацитов или редкоземельных манганитов, имеющих кристаллический класс C_{2v}). Во второй части работы рассмотрен мультиферроик, обладающий *квадратичным* МЭВ.

ЛИНЕЙНОЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Запишем плотность функции Лагранжа $L(\mathbf{l})$ двухподрешеточного СФМ в терминах единичного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} , $l^2 = 1$ [7]:

$$L(\mathbf{l}) = M_0^2 \left[\frac{\alpha}{2c^2} (\dot{\mathbf{l}})^2 - \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \left(\frac{\beta_1}{2} l_z^2 + \frac{\tilde{\beta}_2}{2} l_y^2 \right) + \frac{2d}{\delta} (h_x l_z - h_z l_x) - w_{me}(\mathbf{l}) + \frac{4}{\delta g M_0} (\mathbf{h} \cdot [\dot{\mathbf{l}} \times \mathbf{l}]) - \frac{2}{\delta} (\mathbf{l} \cdot \mathbf{h})^2 \right], \quad (1)$$

где точка над вектором \mathbf{l} обозначает производную по времени t ;

M_0 – модуль векторов намагниченности подрешеток;

© А. А. Шитов, В. С. Герасимчук, 2013

$c = gM_0\sqrt{\alpha\delta}/2$ – минимальная фазовая скорость спиновых волн;
 δ и α – соответственно постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия;
 g – гиромангнитное отношение, которое мы считаем одинаковым для каждой из подрешеток;
 β_1 и $\tilde{\beta}_2$ – эффективные константы ромбической анизотропии, $\tilde{\beta}_2 = \beta_2 + d^2/\delta$,
 d – константа взаимодействия Дзялошинского;
 $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$;
 $\mathbf{H} = H_0 \cos(\omega t + \chi)$ – внешнее переменное магнитное поле с частотой ω и сдвигом фазы χ ;
 $w_{me}(\mathbf{l})$ – плотность энергии магнитоэлектрического взаимодействия.

Направим внешнее электрическое поле $\mathbf{E}(t) = E_0 \cos(\omega t)$ вдоль пьезоэлектрической оси. Так как E_y преобразуется по единичному представлению пьезоэлектрического класса C_{2v} , то $w_{me}(\mathbf{l})$ имеет ту же конструкцию, что и плотность энергии магнитной анизотропии, но с другими феноменологическими константами:

$$w_{me}(\mathbf{l}) = E_y(t) \cdot \left(\frac{b_1}{2} l_z^2 + \frac{b_2}{2} l_y^2 \right), \quad (2)$$

где b_1 и b_2 – константы магнитоэлектрического взаимодействия.

Динамическое торможение ДГ, обусловленное различными диссипативными процессами будем учитывать с помощью диссипативной функции F

$$F = \frac{\lambda M_0}{2g} \dot{\mathbf{l}}^2, \quad (3)$$

где λ – константа затухания Гильберта.

При описании динамики намагниченности удобно перейти в сферическую систему координат, считая, что $\mathbf{l}^2 = 1$:

$$l_x = \sin\theta \cos\varphi, \quad l_y = \cos\theta, \quad l_z = \sin\theta \sin\varphi. \quad (4)$$

Из плотности функции Лагранжа (1) с учетом параметризации (4) получим уравнения движения для угловых переменных θ и φ с учетом релаксационных слагаемых:

$$\begin{aligned} & \alpha \left(\Delta\theta - \frac{1}{c^2} \ddot{\theta} \right) + \sin\theta \cos\theta \left[\alpha \left(\frac{1}{c^2} (\dot{\varphi})^2 - (\nabla\varphi)^2 \right) + (\tilde{\beta}_2 + b_2 E_y) - \right. \\ & \left. - (\beta_1 + b_1 E_y) \sin^2\varphi \right] - \frac{4}{\delta} \left[(h_x \cos\varphi + h_z \sin\varphi) \sin\theta + h_y \cos\theta \right] \cdot \\ & (h_x \cos\theta \cos\varphi - h_y \sin\theta + h_z \cos\theta \sin\varphi) + \frac{2d}{\delta} \cos\theta (h_x \sin\varphi - h_z \cos\varphi) + \\ & + \frac{4}{\delta g M_0} \left[\dot{h}_x \sin\varphi - \dot{h}_z \cos\varphi + h_y \dot{\varphi} \sin 2\theta + 2\dot{\varphi} \sin^2\theta (h_z \sin\varphi + h_x \cos\varphi) \right] = \frac{\lambda}{g M_0} \dot{\theta}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \alpha \nabla \left((\nabla\varphi) \sin^2\theta \right) - \frac{\alpha}{c^2} \frac{d}{dt} (\dot{\varphi} \cdot \sin^2\theta) - (\beta_1 + b_1 E_y) \sin^2\theta \sin\varphi \cos\varphi + \\ & + \frac{4}{\delta} \left[(h_x \cos\varphi + h_z \sin\varphi) \sin\theta + h_y \cos\theta \right] (h_z \cos\varphi - h_x \sin\varphi) \sin\theta + \\ & + \frac{2d}{\delta} (h_x \cos\varphi + h_z \sin\varphi) \sin\theta + \frac{4}{\delta g M_0} \left[\dot{h}_x \cos\varphi + \dot{h}_z \sin\varphi \right] \sin\theta \cos\theta - \\ & - \dot{h}_y \sin^2\theta - h_y \dot{\theta} \sin 2\theta - 2\dot{\theta} \sin^2\theta (h_z \sin\varphi + h_x \cos\varphi) \left] = \frac{\lambda}{g M_0} \dot{\varphi} \sin^2\theta. \end{aligned} \quad (6)$$

Будем считать, что $\beta_1 > \tilde{\beta}_2 > 0$, в этом случае в СФМ устойчивой является ДГ **ab**-типа, этой ДГ соответствует значение $\varphi = \varphi_0 = 0$, а переменная $\theta = \theta_0$ удовлетворяет уравнению

$$\alpha \theta_0'' + \tilde{\beta}_2 \sin\theta_0 \cos\theta_0 = 0, \quad (7)$$

и граничным условиям $\theta_0(\pm\infty) = \pm\pi/2$. Мы считаем распределение неоднородным вдоль оси Y (штрих обозначает дифференцирование по этой переменной).

Решение уравнения (7), описывающее статические 180-градусные ДГ, имеет вид

$$\theta'_0 = \cos \theta_0(y)/y_0 = 1/(y_0 \operatorname{ch} y/y_0), \quad \sin \theta_0(y) = th y/y_0, \quad (8)$$

где $y_0 = \sqrt{\alpha/\tilde{\beta}_2}$ – толщина ДГ.

Для описания нелинейной макроскопической динамики ДГ воспользуемся одной из версий теории возмущений для солитонов [8–10]. Введем коллективную переменную $Y(t)$ как координату центра ДГ, производная от которой представляет собой мгновенную скорость ДГ $V(t) = \dot{Y}(t)$. Скорость дрейфа ДГ при этом определяется как среднее значение мгновенной скорости по периоду колебаний $V_{dr} = V(t)$. Считая амплитуды электрического E_y и магнитного h полей малым параметром, представим функции $\theta(y, t)$, $\varphi(y, t)$ и $V(y, t)$ в виде рядов по степеням амплитуды:

$$\begin{cases} \theta(y, t) = \theta_0(\xi) + \theta_1(\xi, t) + \theta_2(\xi, t) + \dots, \\ \varphi(y, t) = \varphi_1(\xi, t) + \varphi_2(\xi, t) + \dots, \\ V = V_1(t) + V_2(t) + \dots, \end{cases} \quad (9)$$

где $\xi = y - Y(t)$; индексы $n = 1, 2, \dots$ указывают на порядок малости величины относительно амплитуды поля $\theta_n, \varphi_n, V_n \sim h^n$; функция $\theta_0(\xi)$, описывающая движение неискаженной ДГ. Функции высших порядков $\theta_n(\xi, t)$ и $\varphi_n(\xi, t)$, ($n = 1, 2, \dots$) описывают искажение формы ДГ.

Подставляя разложения (9) в уравнения (5)–(6), выделим члены различного порядка малости. Очевидно, в нулевом приближении мы получим уравнение (7), которое описывает покоящуюся ДГ **ab**-типа. Из условия отсутствия амплитуды голдстоуновской моды [9–11] в решениях уравнений первого и второго порядка теории возмущений получаем уравнения для определения скорости ДГ при колебательном и дрейфовом режимах движения, соответственно.

Особенности колебательного движения ДГ обусловлены тем, что электрическое поле в линейном по полю приближении не вызывает движения ДГ **ab**-типа. Амплитуда скорости колебательного движения ДГ определяется выражением:

$$V_1 = (y_0 g M_0 h_{0z} / 2) \cdot \sqrt{((d g M_0)^2 + (\pi \omega)^2) / (\omega^2 + \omega_r^2)}, \quad (10)$$

где $\omega_r = \lambda \delta g M_0 / 4$ – характерная релаксационная частота.

Скорость дрейфа ДГ имеет вид [9]:

$$V_{dr} = v_0 [A_1(\omega; \chi) + D_1(\omega; \chi)] H_{0x} H_{0y} + \tilde{v}_0 [A_2(\omega; \chi_z) + D_2(\omega; \chi_z)] H_{0z} E_{0y}, \quad (11)$$

где $v_0 = g^2 y_0 / \omega_r$ и $\tilde{v}_0 = v_0 \cdot b_2 / \tilde{\beta}_2$ – подвижности ДГ, $\chi = \chi_x - \chi_y$ – относительный сдвиг фаз. Слагаемые первого типа $D_1(\omega; \chi)$ и $D_2(\omega; \chi_z)$ обусловлены взаимодействием Дзялошинского, а второго типа $A_1(\omega; \chi)$ и $A_2(\omega; \chi_z)$ присутствуют и в чистом антиферромагнетике.

При анализе выражения (11) установлено, что при наличии чисто магнитного поля в плоскости ХУ наибольший эффект дрейфа ($V_{dr} \approx 2,3$ м/с при $H_{0x} = H_{0y} = 1$ Э) обусловлен взаимодействием Дзялошинского. Слагаемое $D_1(\omega; \chi)$ принимает наибольшее значение в окрестности резонансной частоты $\omega_1 \sqrt{\sigma + 1}$ при $\chi = 0$ ($\omega_1 = c/y_0 = g M_0 \sqrt{\tilde{\beta}_2} \delta / 2$ – частота активации нижней ветви объемных спиновых волн, $\sigma = (\tilde{\beta}_1 - \tilde{\beta}_2) / \tilde{\beta}_2$). Максимальный вклад в скорость дрейфа за счет $H_{0z} E_{0y}$ обеспечивается слагаемым $A_2(\omega; \chi_z)$. Вблизи резонансной частоты $\omega = \omega_1$ при $H_{0z} = 10$ Э, $E_{0y} = 0,1$ ед. СГСЕ и $\chi = \pi/2$ скорость дрейфа может достигать 4 м/с.

КВАДРАТИЧНОЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Рассмотрим теперь поведение в электрическом и магнитном полях ДГ **ab**-типа в мультиферроике с квадратичным МЭВ. Для описания мультиферроика с квадратичным МЭВ будем использовать плотность функции Лагранжа (1) и диссипативную функцию (3). В этом случае плотность магнитоэлектрической энергии будет иметь вид

$$\begin{aligned} w_{me}(I) = & \frac{1}{2} [(b_1 E_x^2 + b_2 E_y^2 + b_3 E_z^2) l_x^2 + (b_4 E_x^2 + b_5 E_y^2 + b_6 E_z^2) l_y^2 + \\ & + (b_7 E_x^2 + b_8 E_y^2 + b_9 E_z^2) l_z^2 + b_{10} E_y E_z l_y l_z + b_{11} E_x E_z l_x l_z + b_{12} E_x E_y l_x l_y], \end{aligned} \quad (12)$$

здесь $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{e}$, \mathbf{E}_0 – постоянное электрическое поле,
 \mathbf{e} – переменное электрическое поле.

Уравнения Ландау-Лифшица в этом случае имеют вид подобный (5)–(6), но с другим вкладом от слагаемых, которые описывают квадратичное МЭВ (12). Для решения этих уравнений также используется версия теории возмущения, связанная с ведением коллективной переменной $Y(t)$. Переменные поля \mathbf{h} и \mathbf{e} считаются малыми, постоянное электрическое поле может быть произвольным и малым не считается. Уравнения Ландау-Лифшица решаются в предположении малости констант МЭВ ($b_i/\tilde{\beta}_2 \ll 1$). В первом порядке теории возмущений получено выражение для скорости колебания ДГ, совпадающее с (10).

При анализе выражения для скорости дрейфа ДГ ограничимся случаем, когда постоянное электрическое поле направлено вдоль легкой оси, то есть $\mathbf{E}_0 = (E_{0x}, 0, 0)$. Тогда выражение для скорости дрейфа ДГ принимает вид [10]:

$$V_{dr} = v_0 [A_1(\omega; \chi) + D_1(\omega; \chi)] H_{0x} H_{0y} + v_0 [A_3(\omega; \chi) + D_3(\omega; \chi)] E_{0x} e_{0x} H_{0z} + v_0 [A_4(\omega; \chi) + D_4(\omega; \chi)] E_{0x} e_{0z} H_{0x} + v_0 A_5(\omega; \chi) E_{0x}^2 e_{0x} e_{0y}. \quad (13)$$

Слагаемые $A_1(\omega; \chi)$ и $D_1(\omega; \chi)$ описывают вклад в скорость дрейфа ДГ за счет чисто магнитного поля в плоскости XY и совпадают с соответствующими слагаемыми в (11).

Все дальнейшие оценки проведены для иттриевого ортоферрита YFeO₃ в полях $H_{0i} = 1$ Э, $E_{0x} = 5$ ед. СГСЕ и $e_{0x} = e_{0y} = 0,1$ ед. СГСЕ. Следует отметить, что критерий малости амплитуды в теории возмущений остается справедливым и при $H_{0i} = 10$ Э: $h_{0i} = H_{0i}/M_0 \ll 1$. В этом случае значение скорости дрейфа ДГ может возрасти на порядок.

Слагаемые $A_3(\omega; \chi)$ и $D_3(\omega; \chi)$ имеют зависимость от частоты аналогичную $A_2(\omega; \chi_z)$ и $D_2(\omega; \chi_z)$. Вклад слагаемого $D_3(\omega; \chi)$ в скорость дрейфа значительно меньше, чем $A_3(\omega; \chi)$. Наибольший вклад в скорость дрейфа от слагаемого $A_3(\omega; \chi)$ достигается вблизи резонансной частоты $\omega = \omega_1$ при относительном сдвиге фаз $\chi = 0$ и составляет 81 см/с.

Частотная зависимость слагаемого $A_4(\omega; \chi)$ имеет такой же характер, как и рассмотренные выше. Наибольшая скорость дрейфа достигается при $\chi = 0$ на резонансной частоте $\omega = \sqrt{\sigma} \cdot \omega_1$ и составляет 17 см/с. На частотной зависимости функции $D_4(\omega; \chi)$ наблюдаются две резонансные частоты: $\omega = \sqrt{\sigma} \cdot \omega_1$ и $\omega = \sqrt{\sigma+1} \cdot \omega_1$. Максимального значения скорость дрейфа достигает при $\chi = \pi/2$ и составляет 19 и 4 см/с, соответственно вблизи каждой из резонансных частот.

Особо отметим слагаемое $A_5(\omega; \chi)$, которое обеспечивает дрейф ДГ в чисто электрическом поле. Его зависимость от частоты электрического поля при различных значениях сдвига фаз представлена на рисунках 1–3. Наибольший вклад в скорость дрейфа наблюдается при $\chi = \pi/2$ вблизи частоты ω_1 , причем $A_4(\omega_1; \pi/2) \approx 131$ Э², что обеспечивает значение скорости дрейфа ДГ в 13,5 см/с.

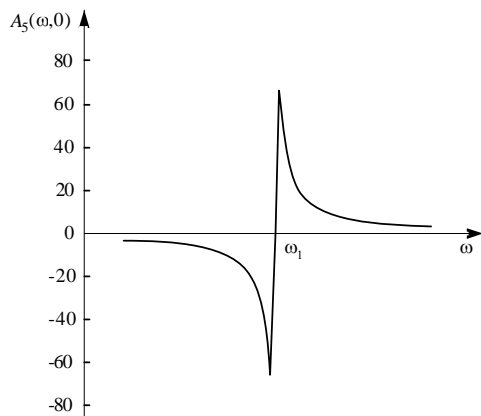


Рисунок 1 – Зависимость от частоты $A_5(\omega; \chi)$ от частоты при значениях сдвига фаз $\chi = 0$ (1).

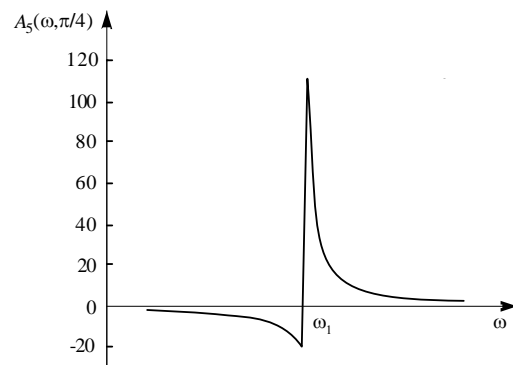


Рисунок 2 – Зависимость от частоты $A_5(\omega; \chi)$ от частоты при значениях сдвига фаз $\chi = \pi/4$ (2).

ВЫВОДЫ

Исследована нелинейная динамика ДГ **ab**-типа в мультиферроиках, обладающих линейным и квадратичным магнитоэлектрическим взаимодействием, во внешних переменных полях. Установлено, что в этих материалах электрическое поле не влияет на характер колебательного движения, но оказывает влияние на поступательное движение ДГ.

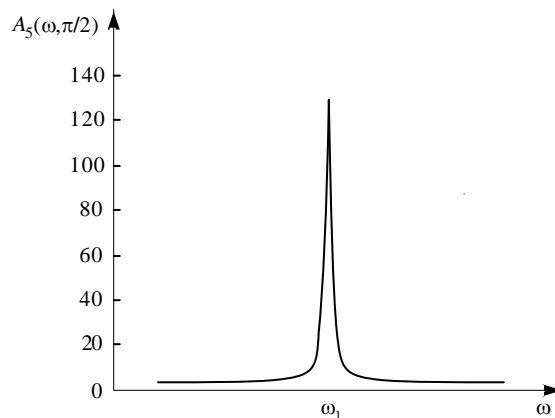


Рисунок 3 – Зависимость от частоты $A_3(\omega; \chi)$ от частоты при значениях сдвига фаз $\chi = \pi/2$ (3).

Показано, что скорость дрейфа ДГ формируется слагаемыми двух типов: одно из них обусловлено взаимодействием Дзялошинского, другое имеет антиферромагнитное происхождение. Слагаемые первого типа обеспечивают наибольший вклад в скорость поступательного движения в переменном магнитном поле, а слагаемые второго типа – в остальных случаях.

Дрейфовое движение ДГ может быть вызвано: переменным *чисто* электрическим полем, ориентированным вдоль легкой и средней осей магнетика *при наличии постоянного электрического поля вдоль легкой оси*; скрещенными переменными электрическим и магнитным полями; переменным магнитным полем, ориентированным вдоль легкой и средней осей магнетика. Дрейф ДГ **ab**-типа в чисто электрическом поле возможен только в мультиферроиках с квадратичным магнитоэлектрическим взаимодействием.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пятаков, А. П. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики [Текст] / А. П. Пятаков, А. К. Звездин // УФН. – 2012. – Т. 182, № 6. – С. 593–620.
2. Соболева, Т. К. Нелинейная динамика доменных границ в условиях фазового перехода типа Морина в ромбических сегнетомагнетиках [Текст] / Т. К. Соболева, Е. П. Стефановский, А. Л. Сукстанский // ФТТ. – 1984. – Т. 26, № 9. – С. 2725–2728.
3. Dzyaloshinskii, I. Magnetoelectricity in ferromagnets [Текст] / I. Dzyaloshinskii // Europhysics Letters. – 2008. – V. 83. – P. 67001-1–67001-2.
4. Шамсутдинов, М. А. Структура и динамика доменной стенки в ферромагнетике с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием [Текст] / М. А. Шамсутдинов, А. Т. Харисов, Ю. Е. Николаев // ФММ. – 2011. – Т. 111, № 5. – С. 472–479.
5. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films [Текст] / A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev [et al.] // Applied physics letters. – 2008. – V. 93. – P. 182510-1–182510-3.
6. Time-resolved imaging of magnetoelectric switching in multiferroic MnWO₄ [Текст] / T. Hoffmann, P. Thiel, P. Becker [et al.] // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 84, № 18. – P. 184404–184410.
7. Барьяхтар, В. Г. Нелинейные волны намагниченности и динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках [Текст] / В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 78, № 5. – С. 1509–1523.
8. Барьяхтар, В. Г. Дрейф доменных границ в осциллирующем магнитном поле [Текст] / В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 98, № 4. – С. 1345–1353.
9. Gerasimchuk, V. S. Induced motion of domain walls in multiferroics [Текст] / V. S. Gerasimchuk, A. A. Shitov // Journal of Phys.: Condensed Matter. – 2009. – V. 21, № 17. – Art. 176003. – P. 1–6.
10. Gerasimchuk, V. S. Induced motion of domain walls in multiferroics with quadratic interaction multiferroics [Текст] / V. S. Gerasimchuk, A. A. Shitov // JMMM. – 2013. – V. 344. – P. 124–128.
11. Раджараман, Р. Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля [Текст] / Р. Раджараман. – М.: Мир, 1985. – 408 с.

Получено 06.06.2013

А. А. ШИТОВ^a, В. С. ГЕРАСИМЧУК^b
РУХ ДОМЕННИХ МЕЖ У МУЛЬТИФЕРОІКАХ

^a Донбаська національна академія будівництва і архітектури, ^b Національний технічний університет України «КПІ»

В роботі проводяться теоретичні дослідження впливу змінних електричних і магнітних полів на динаміку доменних меж (ДМ) **ab**-типу в слабких ферромагнетиках (СФМ) з лінійною та квадратичною магнітоелектричною взаємодією (МЕВ). Встановлено, що при урахуванні лінійної МЕВ дрейф ДМ можливий лише у чисто магнітному або схрещених електричному та магнітному полях. При урахуванні квадратичної МЕВ, крім зазначених ефектів, стає можливим дрейф ДМ у чисто електричному полі.
мультифероїки, доменні межі, магнітоелектрична взаємодія, слабкий ферромагнетик

ANATOLY SHITOV^a, VICTOR GERASIMCHUK^b
MOTION OF DOMAIN WALLS IN MULTIFERROICS

^a Donbas National Academy of Civil Engineering and Architecture, ^b National Technical University of Ukraine «Kyiv Polytechnic Institute»

We theoretically study the influence of alternating magnetic and electrical fields on the dynamics of **ab**-type domain walls (DW) in weak ferromagnetism (WFM) with linear or quadratic magneto electric interaction (MEI). It has been carried out that at the accounting of linear MEI the drift of DW is possible only in a pure magnetic or crossed electric and magnetic fields. At the accounting of square MEI the drift of DW in pure electric field becomes possible besides the mentioned effects.
multiferroics, domain walls, magnetoelectric interaction, weak ferromagnet

Шитов Анатолій Анатолійович – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри вищої та прикладної математики і інформатики Донбаської національної академії будівництва і архітектури. Наукові інтереси: фізика магнітних явищ, магнітні доменні структури, доменні межі, теорія збурень.

Герасимчук Віктор Семенович – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри математичної фізики національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут». Наукові інтереси: нелінійна фізика, фізика магнітних явищ, магнітні доменні структури, доменні межі, нелінійні збудження, солітони, асимптотичні методи, теорія збурень.

Шитов Анатолій Анатольевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры высшей и прикладной математики и информатики Донбасской национальной академии строительства и архитектуры. Научные интересы: физика магнитных явлений, магнитные доменные структуры, доменные границы, теория возмущений.

Герасимчук Виктор Семенович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры математической физики национального технического университета Украины «Киевский политехнический институт». Научные интересы: нелинейная физика, физика магнитных явлений, магнитные доменные структуры, доменные границы, нелинейные возмущения, солитоны, асимптотические методы, теория возмущений.

Shitov Anatoly – PhD (Physical and Mathematical Sciences), Associate professor, Higher and Applied Mathematics and Informatics Department, Donbas National Academy of Civil Engineering and Architecture. Scientific interests: physics of the magnetic phenomena, magnetic domain structures, domain walls, the perturbation theory.

Gerasimchuk Victor – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, Mathematical Physics Department, National Technical University of Ukraine «Kyiv Polytechnic Institute». Scientific interests: nonlinear physics, physics of the magnetic phenomena, magnetic domain structures, domain walls, nonlinear excitation, solitons, asymptotic methods, the perturbation.