

УДК 537.6,537.9

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МИКРОМАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

© 2013 г. А. С. Сергеев, Д. А. Сечин, О. В. Павленко, Е. П. Николаева,
А. В. Николаев, Т. Б. Косых, А. П. Пятаков

Физический факультет МГУ имени М. В. Ломоносова

E-mail: pyatakov@physics.msu.ru

Электростатические свойства доменных границ в феррит-гранатовых пленках проявляются в смещении под действием неоднородного электрического поля. Магнитное поле модифицирует микромагнитную структуру и изменяет характер наблюдаемого эффекта. Закономерности этих изменений находятся в согласии с теоретической моделью, основывающейся на неоднородном магнитоэлектрическом эффекте с учетом геометрии микромагнитной структуры.

DOI: 10.7868/S0367676513100396

Для осуществления связи между величинами магнитной и электрической природы требуется согласовать свойства симметрии соответствующих полей и параметров порядка. Такое согласование может быть осуществлено, например, с помощью пространственных и временных производных (уравнения Максвелла) или магнитоэлектрического тензора (линейный магнитоэлектрический эффект [1]). Кроме того, электрическая поляризация может возникнуть в области неоднородного распределения намагниченности (неоднородный магнитоэлектрический эффект [2]), но лишь при условии, что последнее характеризуется необходимыми симметрийными свойствами.

На рис. 1 показаны две неоднородные микромагнитные структуры: циклоидальная (*а*), которая может обладать электрической поляризацией, и геликоидальная (*б*), у которой поляризация отсутствует.

Математически связь между вектором наведенной электрической поляризации \vec{P} , направлением модуляции \vec{k} и вектором $\vec{\Omega} = \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial \vec{k}} \right]$, направленным по нормали к плоскости разворота вектора намагниченности \vec{M} , можно записать следующим образом [3]:

$$\vec{P} \sim [\vec{k} \times \vec{\Omega}]. \quad (1)$$

Другой пример неоднородной магнитной структуры — доменная граница, в которой происходит разворот вектора намагниченности между направлениями в доменах. В границах также можно ввести направление модуляции (направление от одного домена к другому) и плоскость разворота. В зависимости от ориентации плоскости разворота относи-

тельно направления модуляции выделяют два типа доменных границ (см., например, [4]): границы Блоха, подобные геликоидам, и границы Нееля, подобные циклоидам.

Наличие электростатических свойств у доменных границ было экспериментально обнаружено в пленках феррит-гранатов: доменные границы смещались под действием неоднородного электрического поля [5]. Вероятная причина наблюдаемого поведения границ — неоднородный магнитоэлектрический эффект [6]. Для того чтобы проверить эту гипотезу, образец был помещен в постоянное магнитное поле, перпендикулярное

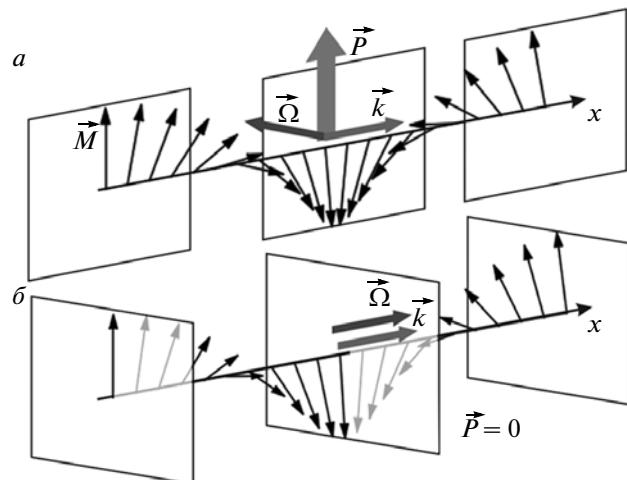


Рис. 1. Пространственно-модулированные спиновые структуры: симметрия распределения вектора намагниченности циклоиды (*а*) позволяет ввести полярное направление, в то время как для геликоиды (*б*) этого сделать нельзя. Показаны плоскость разворота вектора намагниченности и тройка векторов \vec{P} , \vec{k} , $\vec{\Omega}$.

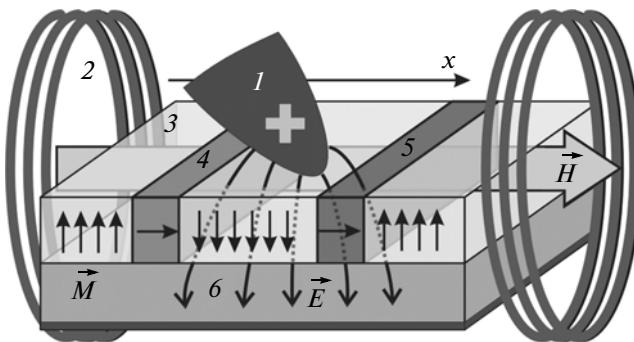


Рис. 2. Схема эксперимента. Для создания неоднородного электрического поля \vec{E} на электрод в виде иглы (1) подается постоянное напряжение. Магнитное поле \vec{H} создается катушками с током (2). Образец (3) характеризуется распределением намагниченности \vec{M} . Доменные границы (4), (5) смещаются под действием электрического поля. Кристаллографическая ориентация образца определяется ориентацией подложки (6).

доменным границам, достаточно сильное, чтобы модифицировать распределение вектора намагниченности внутри границ, но слишком слабое, чтобы разрушить доменную структуру в целом [7]. В данной работе мы рассматриваем изменение смещения доменных границ, вызванное внешним магнитным полем.

Исследуемые образцы представляют собой пленки феррит-граната $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенные на подложке из гадолиний-галиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ методом жидкостной эпитаксии [8]. Кристаллографическая ориентация пленок – (111), (110) и (210). Схема эксперимента представлена на рис. 2. Неоднородное электрическое поле создавали путем подачи напряжения в диапазоне от -1600 до 1600 В на заостренную медную иглу. Магнитное поле в плоскости пленки направлено перпендикулярно доменным границам и принимает значения от 0 до 120 Э. В образцах с кристаллографической ориентацией, отличной от (111), направление намагниченности в доменах не совпадает с нормалью к пленке. В частности, для образца (210) оно задается направлением $(46^\circ, 189^\circ)$ в сферической системе координат, связанной с нормалью к поверхности пленки и осью $\bar{[120]}$ в плоскости образца (рис. 3a) [9]. На фотографии 3б, полученной магнитооптическим методом, показано смещение доменной границы под действием электрода в присутствии магнитного поля. В равновесном состоянии доменные границы лежат вдоль оси $\bar{[120]}$.

В отсутствие магнитного поля направление смещения доменной границы определяется только

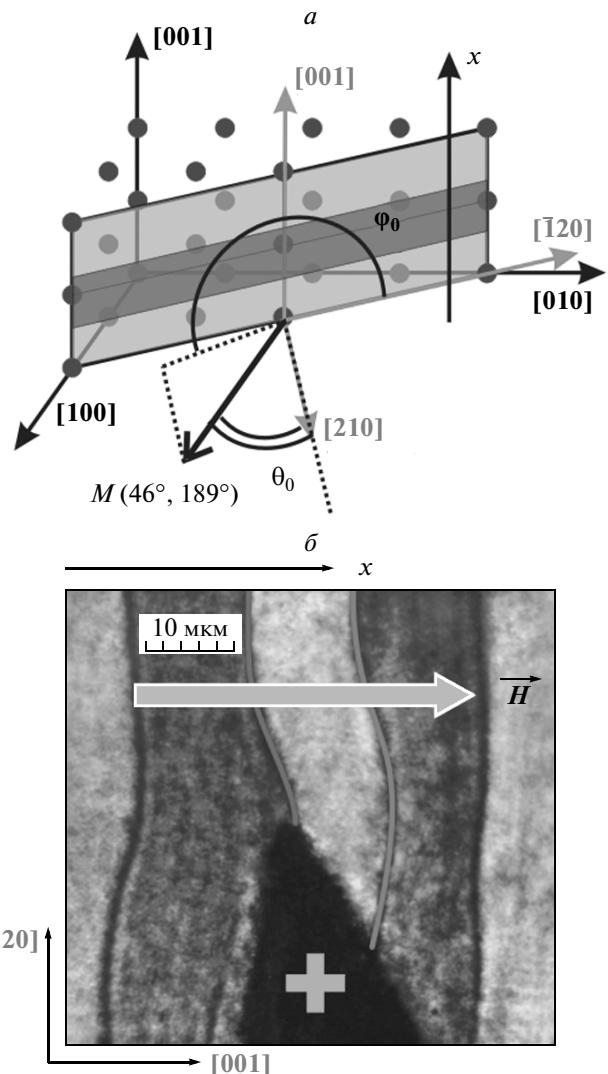


Рис. 3. а – направление вектора намагниченности в доменах образца (210). б – смещение доменной границы в образце (210).

ко знаком поданного на иглу электрического напряжения. Внешнее магнитное поле существенно изменяет характер наблюдаемого эффекта. В частности, при достаточно большом значении напряженности магнитного поля величина смещения доменных границ возрастает, а его направление относительно иглы начинает чередоваться от границы к границе.

Зависимость смещения доменной границы от магнитного поля при постоянном напряжении на игле была измерена для двух соседних доменных границ в образце с кристаллографической ориентацией (210) (рис. 4). Положительное значение смещения Δx соответствует притяжению, отрицательное – отталкиванию границы от иглы. Положительные и отрицательные значения магнит-

нога поля соответствуют направлению поля по и против оси x . Отметим характерные особенности этого графика: в отсутствие магнитного поля смещение обеих границ положительно; по мере изменения величины магнитного поля в ту или иную сторону смещение доменной границы монотонно растет или убывает; для каждой доменной границы существует значение магнитного поля, составляющее $|H_{cr}| = 25 \pm 5$ Э, при котором граница не реагирует на электрическое поле.

Для теоретического описания наблюдаемого явления построим модельное распределение намагниченности, симметрия которого будет соответствовать симметрии микромагнитной структуры образца. В отсутствие магнитного поля будем считать микромагнитную структуру близкой к блоховской. Отклонение направления намагниченности в доменах от нормали к поверхности пленки учтем как наклон плоскости разворота вектора намагниченности. Действие магнитного поля опишем как изменение азимутального угла $\phi(H)$ вектора намагниченности. Ввиду монотонности зависимости $\phi(H)$ будем использовать угол скручивания ϕ как меру напряженности приложенного магнитного поля.

Распределение вектора электрической поляризации найдем с помощью следующего соотношения [10]:

$$\vec{P} \sim (\vec{M}(\nabla \cdot \vec{M}) - (\vec{M} \cdot \nabla)\vec{M}). \quad (2)$$

Далее, вычислим поверхностную плотность электрических зарядов как z -компоненту вектора поляризации:

$$\rho_e \sim (\sin \phi_0 \sin \theta_0 \cos \phi(H) - \cos \theta_0 \sin \phi(H)) \frac{d\theta(x)}{dx}, \quad (3)$$

где углы (θ_0, ϕ_0) задают направление вектора намагниченности в доменах, а в доменной границе его направление определяется азимутальным углом $\phi(H)$, зависящим от напряженности приложенного магнитного поля, и полярным углом $\theta(x)$, зависящим от координаты вдоль направления модуляции по тому же закону, что и в классическом решении для блоховской стенки [1].

После того как задано направление вектора намагниченности в доменах, единственным свободным параметром модели, определяющим при $H = 0$ микромагнитную структуру доменной границы, является ее киральность, которую можно описать как направление вектора $\vec{\Omega}$. Для соседних доменных границ возможны два случая: либо границы обладают одинаковой киральностью ($\vec{\Omega}_1 = \vec{\Omega}_2$), либо разной ($\vec{\Omega}_1 = -\vec{\Omega}_2$).

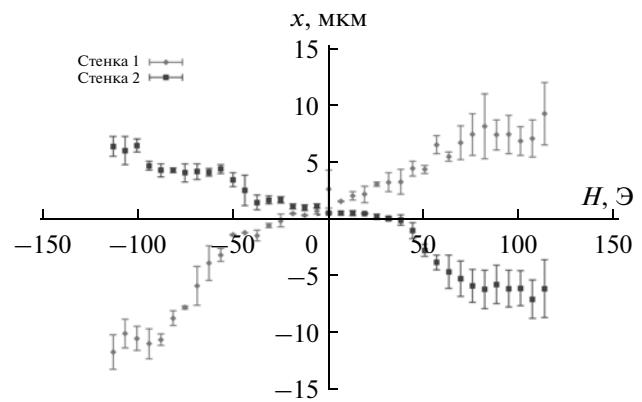


Рис. 4. (цветной в электронной версии). Зависимость смещения доменной границы из положения равновесия под действием электрического поля от величины внешнего магнитного поля. Напряжение на игле составляет +1500 В. Две ветви соответствуют двум соседним доменным границам.

Построим для этих случаев графики зависимости максимального по границе значения плотности электрического заряда от угла скручивания $\rho_{max}(\phi)$. Поскольку зависимости $\Delta x(\rho)$ и $\phi(H)$ предполагаются монотонными, качественные особенности графиков $\rho_{max}(\phi)$ должны быть теми же, что и у экспериментальных графиков $\Delta x(H)$. Это верно для графика, изображенного на рис. 5а, соответствующего случаю одинаковой киральности доменных границ. Второй график (рис. 5б) свидетельствует: если бы киральность границ была различной, то в отсутствие магнитного поля заряды были бы противоположны, что противоречит экспериментальным данным.

Рассмотрим случай одинаковой киральности доменных границ подробнее. На рис. 5в приведены распределения вектора намагниченности и графики зависимостей плотности электрического заряда от координаты для трех значений магнитного поля (цифры на рисунке 5а соответствуют цифрам на графике 5в и номерам списка).

1. $H = 0$: обе доменные границы обладают одинаковым по знаку и величине электрическим зарядом. Из-за “скошенности” вектора намагниченности в доменах, границы не принадлежат ни к блоховскому, ни к неелевскому типу.

2. $H = H_{cr}$: при некотором значении магнитного поля заряд правой границы оказывается равным нулю. С точки зрения симметрии, такое распределение намагниченности эквивалентно поляризации в плоскости.

3. $H > H_{cr}$: при дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля структура обеих доменных границ стремится к неелевской, что со-

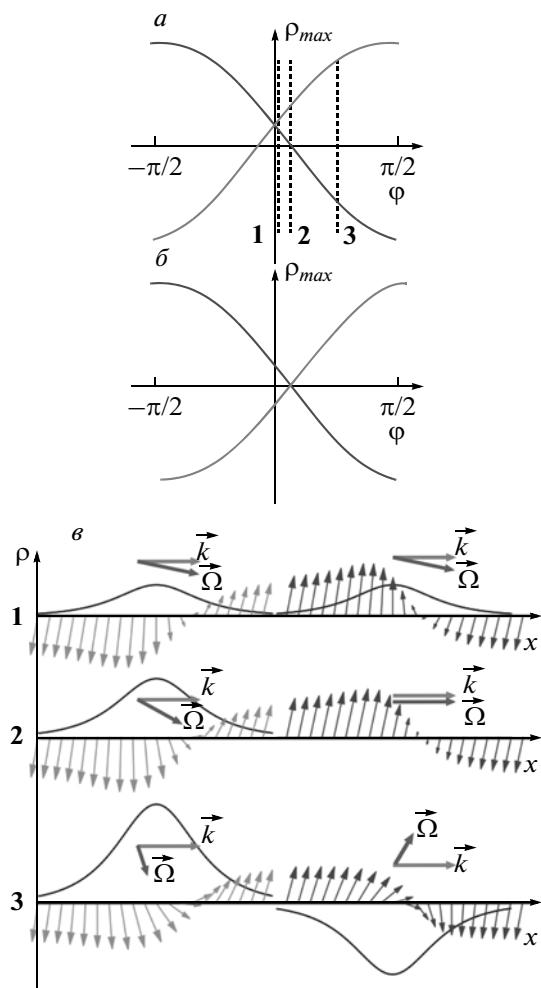


Рис. 5. (цветной в электронной версии). *a* – зависимость максимального значения поверхности плотности электрического заряда ρ_{max} от угла скручивания φ для случая одинаковой киральности доменных границ. *b* – то же для случая различной киральности границ. *c* – распределение вектора намагниченности и поверхности плотности электрического заряда двух доменных границ для случая (*a*) при трех значениях φ , отмеченных цифрами. Показана взаимная ориентация векторов \vec{k} и $\vec{\Omega}$.

проводится ростом величины электрического заряда. Знак заряда становится различным у двух границ: магнитное поле, определяя направление

вектора намагниченности в центре каждой границы, задает различную киральность границ.

Таким образом, действие магнитного поля можно рассматривать как изменение направления вектора $\vec{\Omega}$ или ориентации плоскости разворота вектора намагниченности. При этом изменяется взаимное расположение вектора $\vec{\Omega}$ и направления модуляции \vec{k} и, следовательно, величина и направление электрической поляризации \vec{P} .

Качественное согласие теории и экспериментальных данных показывает, что электростатические свойства доменных границ определяются общими геометрическими и симметрийными характеристиками распределения намагниченности независимо от конкретных физических предпосылок образования микромагнитной структуры и ее точного вида.

Работа выполнена в рамках реализации мероприятий 1.1–1.5 федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы (проект № 8691) и поддержана грантом РФФИ № 13-02-12443.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 624 с.
- Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 565.
- Mostovoy M. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. 067601
- Малоземов А., Слонуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
- Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П. // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. С. 124.
- Dzyaloshinskii I. // Europhys. Lett. 2008. V. 83. P. 67001.
- Pyatakov A.P., Sechin D.A., Sergeev A.S. et al. // Europhys. Lett. 2011. V. 93. P. 17001.
- Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 182510.
- Балбашов А.М., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. Свойства пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией: препринт 25(500). М.: АН СССР, Институт радиотехники и электроники, 1988. С. 26.
- Sosnowska I., Zvezdin A.K. // J. Magn. Magn. Mater. 1995. V. 144. P. 167.