

# Магнитоэлектрическое управление доменными границами в пленке феррита-граната

А. С. Логгинов, Г. А. Мешков, А. В. Николаев, А. П. Пятаков<sup>1)</sup>

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 мая 2007 г.

Обнаружен эффект смещения границ магнитных доменов под действием электрического поля в эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов (кристаллографическая ориентация подложки (210)). Смещение доменных границ изменялось на противоположное при смене полярности электрического напряжения и не зависело от направления намагниченности в домене. В качестве механизма наблюдаемого явления предложен неоднородный магнитоэлектрический эффект.

PACS: 75.70.-i, 75.80.+q

В последние годы наблюдается заметный прогресс в изучении магнитоэлектрических веществ, в том числе и в понимании фундаментальных механизмов взаимодействия магнитной и электрических подсистем в твердом теле [1–3]. В частности, была установлена связь эффекта управления электрической поляризацией с помощью магнитного поля с наличием в веществе пространственно модулированных спиновых структур [4–7]. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, обуславливающее эту взаимосвязь, рассматривалось ранее в работах [8–10] в связи с обратным эффектом – наведением электрическим полем периодических спиновых структур. И в том, и в другом случаях взаимосвязь магнитных и электрических свойств образца возникала при наличии пространственной модуляции спина. Эти явления позволяют предположить, что микромагнитная структура также может изменяться под действием электрического поля при наличии в веществе неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [4, 6, 10, 11].

Удобным объектом для исследования особенностей микромагнетизма в магнитоэлектриках являются эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов, поскольку, с одной стороны, в них возможно магнитооптическое наблюдение микромагнитных структур [12–15], а с другой стороны, они характеризуются магнитоэлектрическим эффектом, на порядок превышающим таковой в классическом магнитоэлектрике  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  [16]. Магнитоэлектрические свойства феррит-гранатов были обнаружены в [17] и исследовались различными методами, в том числе и по изменению угла фарадеевского вращения под действи-

ем электрического поля (электромагнитооптический эффект) [18, 19]. Измерения электромагнитооптического эффекта в локальных областях пленок ферритов-гранатов показало, что в однородно намагниченной пленке значения эффекта исчезающе малы, но резко возрастают в окрестности доменных границ [20], что косвенно свидетельствует о наличии влияния электрического поля на микромагнитную структуру.

В данной работе сообщается об экспериментальном обнаружении нового проявления магнитоэлектрического эффекта, а именно, контролируемого электрическим полем перемещения доменных границ в пленках ферритов-гранатов. Описываемый эффект, с одной стороны, представляет интерес с фундаментальной точки зрения, с другой, – открывает новые возможности для создания на единой платформе многофункциональных устройств магнитной электроники.

В качестве образца была выбрана эпитаксиальная пленка феррита-граната  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  толщиной 9.7 мкм, выращенная на подложке из гадолиний-галлиевого граната  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  с кристаллографической ориентацией (210). Толщина подложки составляла  $\approx 0.5$  мм. Период полосовой доменной структуры был равен 34.5 мкм, намагниченность насыщения  $4\pi M_s = 53.5$  Гс.

Для создания электрического поля большой напряженности в диэлектрической пленке феррита-граната использовалась медная проволока толщиной  $\sim 50$  мкм с заостренным концом, касающаяся поверхности образца (рис.1). Диаметр острия получаемой “иглы” составлял  $\approx 20$  мкм, что при подаче напряжения на иглу до 1500 В позволяло получать вблизи острия значения напряженности электрического поля до 1500 кВ/см. Пробоя диэлектрика не возникало, по-

<sup>1)</sup>e-mail: pyatakov@phys.msu.ru

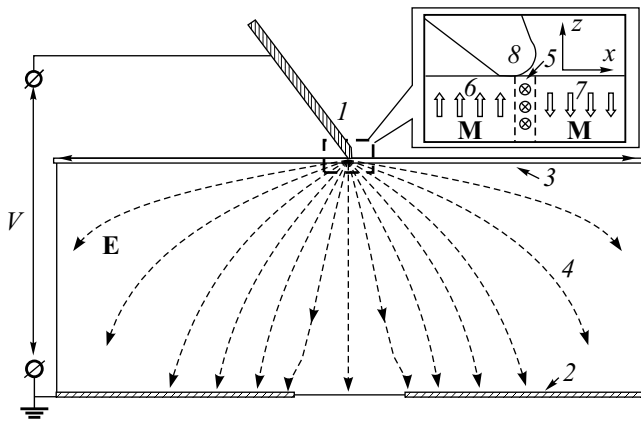


Рис.1. Схематическое изображение геометрии эксперимента, конфигураций электрического поля и намагниченности. Электрическое поле (силовые линии показаны штрихами) формируется в диэлектрической среде образца между иглой (1) и дифрагмой из металлической фольги (2), выполняющей роль заземляющего электрода; максимальной напряженности (свыше 1 МВ/см) поле достигает в магнитной пленке (3) вблизи иглы, быстро спадая в толще подложки (4), и у заземленного электрода (2) не превышает 600 В/см. На вставке представлено распределение намагниченности в пленке: доменная стенка (5), разделяющая два домена с противоположным направлением намагниченности (6) и (7), острие (8) касается поверхности феррита-граната вблизи места расположения доменной границы

сколько поле быстро спадало с расстоянием от иглы, и вблизи заземляющего электрода (металлическая фольга, прикрепленная к подложке) оно уже не превышало значений 600 В/см. Отсутствие возможных токов утечки между иглой и заземляющим электродом (например, по поверхности образца) контролировалось с помощью миллиамперметра.

Для наблюдения доменной структуры был использован поляризационный метод, основанный на эффекте Фарадея. Для наблюдения в проходящем свете в заземляющем электроде было проделано отверстие диаметром  $\approx 0.3$  мм. Изображение магнитной структуры фиксировалось ПЗС камерой, соединенной с персональным компьютером.

В эксперименте фиксировалось статическое распределение намагниченности до и после включения электрического поля. В результате измерений были получены пары изображений, снятые при различной полярности электрического напряжения и положения иглы. Во всех без исключения сериях при подаче постоянного напряжения между иглой и подложкой наблюдалось локальное смещение доменной стенки в

месте расположения иглы (рис.2). Величина смещения возрастала при увеличении напряжения.

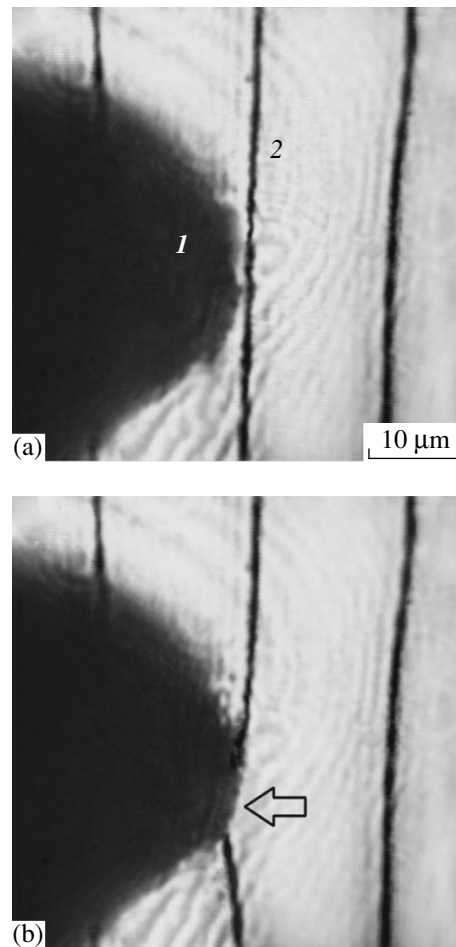


Рис.2. Затягивание доменной границы в область высокой напряженности электрического поля. (а) Положение стенки в отсутствие напряжения: 1 – изображение острого электрода, 2 – изображение доменной границы; (б) отклонение от первоначального положения равновесия в месте расположения иглы (показано стрелкой) при поданном напряжении +1500 В

Можно выделить три особенности явления, на которые мы будем опираться в дальнейших рассуждениях:

- (i) направление смещения доменной границы зависело от полярности напряжения (а следовательно, и направления электрического поля): при положительной полярности стенка притягивалась к игле, при отрицательной – отталкивалась;
- (ii) направление смещения стенки не зависело от направления намагниченности в домене (по оси  $z$  и против нее, см. вставку на рис.1);

(iii) величина эффекта сильно возрастала при уменьшении расстояния между иглой и доменной стенкой. Наиболее выраженный эффект наблюдался при положительном напряжении, когда доменная граница затягивалась в область высокой напряженности электрического поля в непосредственной близости от точки касания острия электрода поверхности (рис.2).

Перечисленные особенности позволяют исключить эффекты не магнитоэлектрической природы, которые могли бы приводить к движению доменных границ: магнитные поля, создаваемые возможными электрическими токами утечки, и магнитострикционные явления, обусловленные давлением острия иглы на образец за счет электростатического притяжения. Действительно, зависимость от полярности поданного напряжения (i) позволяет исключить эффект давления иглы на образец, поскольку игла, поляризуя поверхность образца, притягивается к ней независимо от знака потенциала на игле, и значит, эффект, вызванный давлением иглы также не зависел бы от полярности. Особенность (ii) говорит о том, что даже в случае возникновения токов утечки эффект не может быть связан с магнитным полем, порожденным электрическими токами, иначе бы наблюдалось смещение доменной границы в противоположных направлениях для доменов с противоположным направлением намагниченности. Таким образом, особенности (i) и (ii) эффекта позволяют утверждать, что эффект имеет магнитоэлектрическую природу.

В связи с особенностью (i) следует отметить, что в объемных образцах феррит-гранатов вследствие наличия центра инверсии в группе симметрии кристалла возможны эффекты, пропорциональные только четным степеням электрического поля, что проявляется в виде квадратичных магнитоэлектрических [17] и электромагнитооптических эффектов [18]. Зависимость направления смещения доменных границ от электрической полярности (нечетность эффекта по электрическому полю) свидетельствует о нарушении пространственной инверсии в пленках, в отличие от объемных образцов ферритов-гранатов.

Наконец, особенность эффекта (iii) – резкое возрастание величины эффекта, наблюдающееся при затягивании доменной границы, говорит о том, что электрическое поле избирательно действует на области с неоднородной намагниченностью, то есть на доменные границы. Действительно, в этом случае доменная граница приближается к точке касания острием поверхности и попадает в области большей напряженности поля (рис.1). Если бы мы име-

ли дело с однородным магнитоэлектрическим эффектом [1, 2, 5, 16], то электрическое поле действовало бы также и на области однородной намагниченности – домены, уменьшая (увеличивая) тот домен, над которым находится игла. В этом случае можно было бы ожидать обратной закономерности для абсолютной величины эффекта в зависимости от расстояния между иглой и доменной границей, поскольку при смещении стенки в сторону иглы соседний домен также попадал бы в область сильного электрического поля. Этот факт избирательного действия иглы на доменные границы позволяет предположить, что наблюдаемый эффект является проявлением неоднородного магнитоэлектрического эффекта, связанного с микромагнитными неоднородностями в веществе [11].

Неоднородный магнитоэлектрический эффект характеризуется вкладом в термодинамический потенциал (инвариант типа Лишица) [10]:

$$F_L = \gamma(\mathbf{E} \cdot [\mathbf{M}(\nabla \cdot \mathbf{M}) - (\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{M}]), \quad (1)$$

где  $\gamma$  – константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия,  $\mathbf{E}$  – вектор электрического поля,  $\nabla$  – векторный оператор дифференцирования,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\mathbf{r})$  – распределение намагниченности в образце. Вид формулы (1) согласуется с характерными особенностями наблюдаемого эффекта:

- (i) нечетности эффекта по электрическому полю  $\mathbf{E}$ ;
- (ii) четности по намагниченности  $\mathbf{M}$ ;
- (iii) избирательному действию на магнитные неоднородности (пропорциональность пространственным производным от намагниченности).

Предполагаемый механизм эффекта смещения доменных границ может быть пояснен следующим образом: электрическое поле иглы  $E$  порождает в месте расположения доменной границы распределение эффективных магнитных полей, которое в случае доменной границы блоховского типа ( $\text{div}\mathbf{M}=0$ ) имеет вид

$$\mathbf{H} = -\frac{\partial F_L}{\partial \mathbf{M}} = \gamma(\mathbf{E} \cdot \nabla)\mathbf{M}. \quad (2)$$

Такое распределение эффективных магнитных полей приводит к повороту векторов намагниченности, что внешне проявляется как смещение доменной границы. При этом возникает квазиупругая возвращающая сила, пропорциональная величине смещения, которая обусловлена возрастанием магнитоэлектрической энергии образца [12]. Величина смещения, таким

образом, определяется балансом энергии (1) и дополнительной магнитостатической энергии  $F_{m-st}$ . Поскольку эффективное магнитное поле (2) и намагниченность  $M$  меняют знак одновременно, то смещение доменной границы в доменах с противоположным направлением намагниченности происходит в одну и ту же сторону.

Действие неоднородного магнитоэлектрического эффекта на доменные границы будет тем более выражено, чем больше константа магнитоэлектрического взаимодействия  $\gamma$  в материале и меньше характерный размер магнитной неоднородности  $\Delta$ . Константа  $\gamma$  может быть оценена из (1) и условия равенства магнитоэлектрической и магнитостатической энергий по известным параметрам магнитной пленки и данным эксперимента: намагниченность насыщения  $4\pi M_s = 53.5$  Гс, ширина доменной границы  $\Delta = 100$  нм, электрическое поле  $E \approx 1$  МВ/см =  $3.3 \cdot 10^3$  [СГС], объемная плотность магнитостатической энергии  $F_{m-st} \approx 0.1$  эрг/см<sup>3</sup> (оценена по прогибу доменной границы) [12]. Получающееся значение константы неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия  $\gamma \approx 10^{-9}$  [СГС] (для сравнения, аналогичная константа для эффекта, обуславливающего существование пространственно модулированных спиновых структур в феррите висмута [10], составляет величину  $\approx 10^{-11}$  [СГС]).

Несмотря на то, что все особенности эффекта свидетельствуют в пользу того, что наблюдаемое явление вызвано неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием в веществе феррита-граната [11], нельзя окончательно исключать и механизма, обусловленного однородным магнитоэлектрическим эффектом, а также локальным изменением анизотропии вследствие механических напряжений, вызванных пьезоэлектрическим эффектом. Для более точного их различия требуются дополнительные исследования, например, зависимости эффекта от характерных размеров микромагнитных неоднородностей и от направления электрического поля (как следует из (2), в доменной границе Блоха оно должно быть параллельно направлению, вдоль которого происходит разворот намагниченности – оси  $x$  на вставке рис.1).

Авторы выражают признательность А.К. Звездину и А.В. Хвальковскому за интерес к работе и ценное обсуждение. Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (# 05-02-16997) и Фондом “Династия”.

1. А. К. Звездин, А. П. Пятаков, УФН **174**, 465 (2004).
2. M. Fiebig, J. Phys. D: Appl. Phys. **38**, R123 (2005).
3. W. Eerenstein, N.D. Mathur, and J. F. Scott, Nature **442**, 759 (2006).
4. M. Mostovoy, Phys. Rev. Lett. **96**, 067601 (2006).
5. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 22 (2005).
6. В. Г. Барьяхтар, В. А. Львов, Д. А. Яблонский, Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
7. Y. Tokura, Science **312**, 1481 (2006).
8. И. М. Витебский, ЖЭТФ **82**, 577 (1982).
9. В. Г. Барьяхтар, Д. А. Яблонский, ФТТ **24**, 2522 (1982).
10. A. Sparavigna, A. Strigazzi, A. Zvezdin, Phys. Rev. B **50**, 2953 (1994).
11. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev et al., JMMM **310**, 2569 (2007).
12. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, М.: Мир, 1982. (A. P. Malozemov and J. C. Slonczewski, *Magnetic domain wall in bubble garnets*, New York, Academic Press, 1979).
13. А. К. Звездин, В. А. Котов, Магнитооптика тонких пленок, М.: Наука, 1988.
14. М. В. Четкин, В. Б. Смирнов, А. Ф. Попков и др., ЖЭТФ **94**, 164 (1988).
15. А. С. Логгинов, А. В. Николаев, В. Н. Онищук, П. А. Поляков, Письма в ЖЭТФ **66**, 398 (1997).
16. Б. Б. Кричевцов, В. В. Павлов, Р. В. Писарев, Письма в ЖЭТФ **49**, 466 (1989).
17. T. H. O'Dell, Philos. Mag. **16**, 487 (1967).
18. В. В. Кричевцов, Р. В. Писарев, А. Г. Селицкий, Письма в ЖЭТФ **41**, 259 (1985).
19. В. Ф. Коваленко, В. Е. Короновский, Укр. физ. журнал **47**, 855 (2002).
20. V. E. Koronovskyy, S. M. Ryabchenko, and V. F. Kovalenko, Phys. Rev. B **71**, 72402 (2005).