Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 9, с. 757 – 761 © 2026 г. 10 ноября

Эффект “расщепления” магнитных доменов электрическим полем

Д. М. Волкова[*], *В. Бао*[*], *З. А. Пятакова*[*], *Е. П. Николаева*[+*], *А. П. Пятаков*[+*1)]

[*]*Московский государственный университете имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[+]*РТУ МИРЭА, 119454 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 сентября 2026 г.
После переработки 5 октября 2026 г.
Принята к публикации 5 октября 2026 г.

Обнаружена новая разновидность магнитоэлектрического эффекта, проявляющаяся как расщепление магнитных доменов под действием электрического поля. Механизм эффекта так же, как и в эффекте электроиндуцированного зарождения доменов, связан с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, но реализуется при электрическом напряжении противоположной полярности.

DOI: 10.7868/S3034576626110095

Управление магнитными доменными структурами представляет интерес для физики конденсированного состояния, спинтроники, магнитооптики и разработки энергоэффективных способов записи информации. Особенно важным становится адресное воздействие на доменную структуру: смещение отдельной доменной стенки, локальное зарождение магнитного домена, изменение ориентации плоскости стенки относительно кристаллографических осей и др.

Традиционно магнитной структурой управляют внешним магнитным полем [1–4], поляризованным по спину током или импульсами сфокусированного излучения лазера [5]. Эти методы эффективны, но не всегда удобны для локального воздействия: магнитное поле действует либо на все домены, либо на отдельные дислокации в полосовой доменной структуре [6], положение которых случайно; ток связан с джоулевым нагревом и требует проводящих материалов; область воздействия импульса лазера ограничена снизу дифракционным пределом.

Альтернативой является электростатическое воздействие в месте контакта точечного электрода и образца, что позволяет использовать методы сканирующей зондовой микроскопии, а также потенциально позволяет интегрировать данные устройства в электронные схемы. В мультиферроиках и материалах с магнитоэлектрической связью электрическое поле может воздействовать на магнитные неоднородности через поляризацию доменных границ, обусловленную неоднородным магнитоэлектрическим (флексомагнитоэлектрическим) взаимодействием. Особенно наглядно эти эффекты проявляются на доменных стенках в пленках феррит-гранатов [7–11], поскольку домены в них могут быть легко визуализированы методами как традиционной, так и нелинейной магнитооптики [12, 13].

Целью данной работы является экспериментальное исследование условий нового способа электроиндуцированного формирования магнитных доменов – путем разделения метастабильного полосового домена.

Эксперименты проводились на пленке феррит-граната $(BiLu)_3(FeGa)_5O_{12}$ толщиной 11 микрон, выращенной методом жидкофазной эпитаксии на подложке с кристаллографической ориентацией (210) [9]. Параметры образца: намагниченность насыщения $M_s = 3.5$ Гс, одноосная анизотропия K_u=1054 эрг/см^3, орторомбическая анизотропия $K_{\rm orth} = 1830$ эрг/см^3, кубическая анизотропия $K_c = 1016$ эрг/см^3.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Доменная структура наблюдалась с помощью магнитооптической визуализации в геометрии Фарадея: подсветка осуществлялась белым светодиодом 5 В, 2.5 Вт, регистрация – с использованием видео-окуляра ToupCam 16.2 MP. Для установления направления намагниченности в доменах наблюдалось изменение контраста при подаче поля, перпендикулярного плоскости пленки. Положения поляризатора и анализатора были выбраны так, что светлые (желтые) домены соответствовали доменам с нормальной компонентой намагниченности, направленной “вверх” (в камеру), а темные (зеленые) – обратному направлению. Образец помещался в систему катушек, размеры которых на порядок и более превыша-

[1)]e-mail: pyatakovap@my.msu.ru

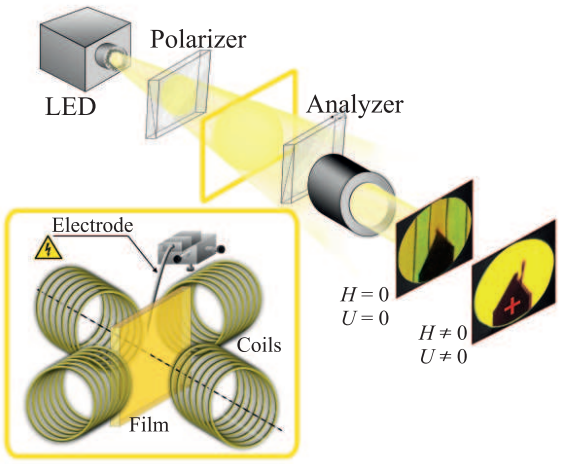

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки для визуализации доменной структуры и локального воздействия электрическим полем: подсветка осуществляется белым светодиодом (LED), исследуемый образец находится между поляризатором (polarizer) и анализатором (analyzer), скрещенными под углом, близким к $\pi/2$. На вставках показаны магнитооптические изображения микромагнитной структуры и заостренный наконечник электрода (темный объект)

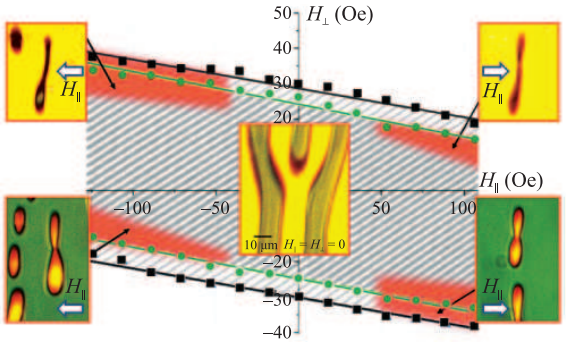

Рис. 2. (Цветной онлайн) Фазовая диаграмма в осях поле в плоскости пленки $H_{||}$ и поле перпендикулярно плоскости пленки $H_\perp$. Незаштрихованные части диаграммы – области монодоменных состояний, более плотной штриховкой показаны области, в которых существуют домены независимо от предыстории, менее плотной штриховкой показаны области гистерезиса, в которых метастабильные домены сохраняются только при движении в сторону больших по модулю полей. Символы соответствуют экспериментально измеренным границам монодоменного состояния: черные квадраты – при увеличивающемся по модулю поле $H_\perp$, зеленые круги – при уменьшающемся; линии соответствуют аппроксимации линейной зависимостью. Цветом выделены области фазовой диаграммы, соответствующие существованию доменов с перетяжками, в которых наблюдается эффект расщепления доменов. На вставках показаны магнитооптические изображения доменов с перетяжками, наблюдающиеся во всех четвертях диаграммы, и соответствующие им направления поля $H_{||}$

ли размеры образца, создающих однородное магнитное поле с двумя составляющими: $H_\perp$, направленное перпендикулярно пленке, и $H_{||}$, лежащее в плоскости пленки, настраиваемых независимо с точностью до 1 Э. Электрическое поле, близкое по конфигурации к полю точечного заряда, создавалось кантилевером сканирующего зондового микроскопа с отклоненной иглой (VIT PC, TipsNano), на который подавалось напряжение в диапазоне $|U| \in [0.4; 1.6]$ кВ. Минимальное значение 0.4 кВ использовалось в опытах по расщеплению, чтобы уменьшить вероятность неконтролируемого зарождения дополнительных доменов; повышенные значения до 1.6 кВ применялись при проверке порогов зарождения и при построении границ области проявления эффекта.

На рисунке 2 представлена фазовая диаграмма доменных конфигураций, соответствующих различным значениям полей: магнитному полю в плоскости пленки $H_{||}$ (в направлении нормали к доменным стенкам) и полю, перпендикулярному плоскости пленки $H_\perp$. Наличие гистерезиса размывает границы областей существования доменов и монодоменного состояния, но именно вблизи этих переходных областей и наблюдаются метастабильные домены с перетяжками (вставки рис. 2).

Эти перетяжки при приложении отрицательного (относительно подложки пленки) электрического напряжения к игле могут разрываться, образуя отдельные домены: на рис. 3 показана конфигурация эксперимента, а на вставках внизу – магнитооптические изображения перетяжки до воздействия, в момент подачи электрического напряжения на иглу и после удаления иглы, когда можно видеть, что на месте домена с перетяжкой осталось два расщепленных домена.

Качественно механизм разделения доменов можно представить, как показано на верхней вставке к рис. 3: кулоновские силы, действующие на соседние стенки с противоположной киральностью (направлением вращения намагниченности при переходе через стенку), направлены навстречу друг другу и смыкают перетяжку. В пользу этого объяснения говорит также тот факт, что при аналогичных конфигурациях магнитных полей приложение положительного электрического напряжения к игле, напротив, расталкивает доменные границы, и даже приводит к рождению нового домена (см. рис. 4) – эффекту, подробно описанному в более ранних работах [10, 14].

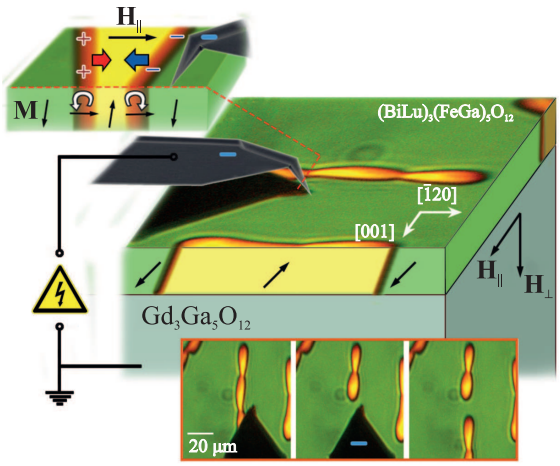

Рис. 3. (Цветной онлайн) Эффект расщепления доменов с перетяжкой. На вставках внизу: экспериментальные магнитооптические изображения до, во время и после электрического воздействия иглой. На вставке вверху: сечение перетяжки. Черными стрелками показано направление намагниченности и магнитных полей, белыми стрелками – кристаллографические направления, белыми круглыми стрелками – направление разворота намагниченности

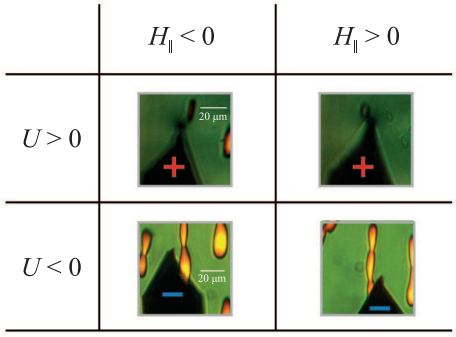

Рис. 4. (Цветной онлайн) Условия эффектов зарождения магнитных доменов (верхняя строка) и расщепления (нижняя строка)

Сравнение условий возникновения двух эффектов – зарождения магнитных доменов (верхняя строка на рис. 4) – и расщепления (нижняя строка на рис. 4) показывает, что они возникают в близких областях фазовой диаграммы при одинаковом расположении домена относительно иглы, но при различных знаках электрического напряжения иглы относительно подложки. Это согласуется с качественным объяснением обоих эффектов, связанным с кулоновским взаимодействием электрода и доменных границ: в случае расщепления ближайшая к игле стенка отталкивается от нее, а отдаленная притягивается, смыкая перемычку, в то время как в случае зарождения ситуация обратная и доменные стенки раздвигаются.

Для количественного объяснения эффекта расщепления доменов рассмотрим модельную конфигурацию, представленную на рис. 5. Будем считать,

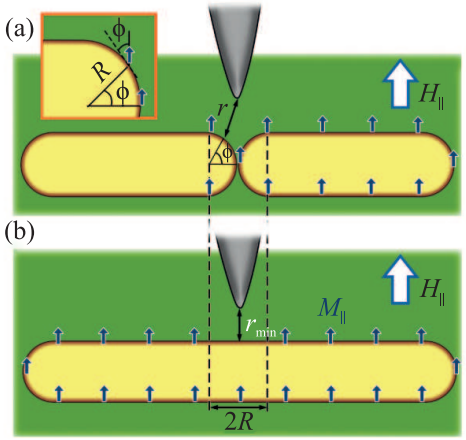

Рис. 5. (Цветной онлайн) Геометрия задачи: в теоретической модели головки расщепленных доменов представляются полуокружностями с радиусом R. Синими стрелками $M_{||}$ показана намагниченность внутри доменных границ. (a) – Положение участка стенки задается его расстоянием до источника поля r и углом ϕ; (b) – положение участка стенки в рассматриваемой области шириной $2R$ задается линейной координатой вдоль прямых участков стенки, $r_{\min}$ – минимальное расстояние от электрода до доменной границы

что внешнее магнитное поле в плоскости пленки, направленное перпендикулярно стенкам, достаточно велико, чтобы прямые участки доменных границ перешли в неелевское состояние (с намагниченностью вдоль поля и перпендикулярно плоскости границы). При этом на закругленных участках (головках доменов) намагниченность внутри стенки образует угол ϕ по отношению к направлению к границе (см. рис. 5a), промежуточный между нулем и $\pi/2$, т.е. разворот намагниченности в доменной границе происходит по смешанному блоховско-неелевскому сценарию (подробнее о теоретических основаниях данного сценария и его экспериментальном подтверждении методом генерации второй оптической гармоники можно прочитать, соответственно, в публикациях [8] и [13]).

С учетом диэлектрического экранирования нормальную к поверхности образца составляющую электрического поля на расстоянии r от точки контакта заряженного зонда с поверхностью образца можно записать следующим образом:

$$E(r) = \frac{2\kappa}{\kappa+1}\frac{U}{R_0(1+h/R_0)^2}\left[1+\left(\frac{r}{R_0+h}\right)^2\right]^{-3/2}, \quad (1)$$

где R_0 – радиус кривизны зонда, U – электрическое напряжение, h – глубина, на которой располагается рассматриваемый элемент образца, κ – относительная диэлектрическая проницаемость материала пленки.

Криволинейные участки головки домена, параметризованные углом ϕ, $\phi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$), описываются зависящей от этого угла поверхностной плотностью энергии $\sigma(\phi)$, поскольку меняется сам тип доменной границы (см. рис. 5a) – от неелевского (на прямых участках, $\phi = \pm\pi/2$) до блоховского (в середине головки домена, $\phi = 0$). Она суммируется из обычного для доменных границ вклада (включающего произведение обменной жесткости A на эффективную магнитную анизотропию K_0 с магнитостатической добавкой за счет неелевской компоненты $2\pi M_s^2$), а также дополнительного слагаемого за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, характеризуемого параметром γ:

$$\sigma(\phi) = 4\sqrt{A\left(K_0 + 2\pi M_s^2 \sin^2\phi\right)} - \pi\gamma E(r)\sin\phi. \quad (2)$$

Аппроксимируя головки образовавшихся доменов полуокружностями радиуса R, геометрическое расстояние от любой точки этой дуги до центра зонда можно выразить следующим образом (рис. 5a):

$$r(\phi) = \sqrt{R^2(1-\cos\phi)^2 + (R(1-\sin\phi) + r_{\min} + R_0)^2}. \quad (3)$$

Интегрируя плотность энергии по всей дуге, получим полную энергию конфигурации из двух расщепленных доменов W_{split}:

$$W_{\text{split}} = 2R\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\sigma(\phi)d\phi. \quad (4)$$

Энергия исходного полосового домена W_{initial}, получается интегрированием по двум прямолинейным участкам доменной границы, находящимся между штриховыми линиями (рис. 5b) с плотностями поверхностной энергии, описываемыми формулой (2), в которой угол ϕ принимает значения $\pm\pi/2$, где знаки "плюс" и "минус" соответствуют двум неелевским границам домена – ближайшей к электроду и более отдаленной. Сравнение энергий W_{split} и W_{initial} показывает, что при $|U| > |U_c|$ отрицательный магнитоэлектрический вклад превышает дополнительную энергию за счет увеличения общей длины стенок, делая топологический разрыв энергетически выгодным.

На рисунке 6 приведены графики для двух конфигураций доменов, изображенных на рис. 5, рассчитанные для следующих значений констант: $A = 10^{-7}$ эрг/см, $\gamma = 2\cdot10^{-6}$ единиц СГС, эффективная магнитная анизотропия $K_0 = 10^3$ эрг/см^3, $M_s = 3.5$ Гс, диэлектрическая проницаемость образца $\kappa = 15$ [10]. Параметр R_0 полагался равным 0.5 мкм. Характерное для экспериментов расстояние от острия зонда до доменной границы $r_{\min}$ составляло 5 микрон. Видно, что при величине больше 400 В для напряжения отрицательной полярности структура с доменом, расщепленным на два фрагмента, становится выгоднее, что согласуется с экспериментом.

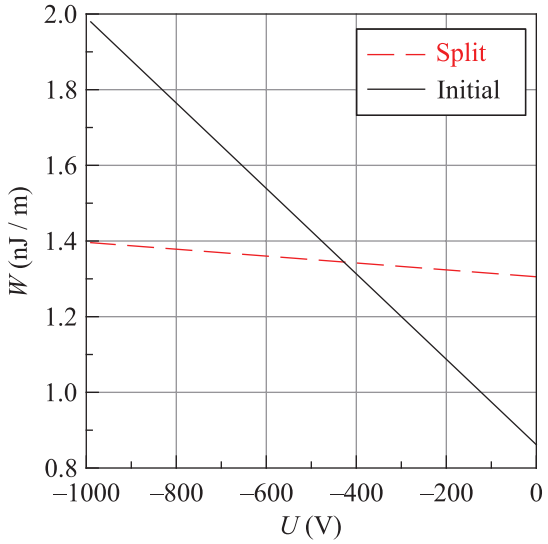

Рис. 6. (Цветной онлайн) Поверхностные энергии, проинтегрированные по длине участков, ближайших к игле (между вертикальными штриховыми линиями на рис. 5), для двух конфигураций: первоначального состояния полосового домена (initial) и расщепленного (split)

Таким образом, в работе продемонстрирован новый способ электроиндуцированного формирования магнитных доменов – путем расщепления уже существующих. Сравнение с эффектом зарождения магнитных доменов из монодоменного состояния, происходящим при положительных напряжениях на электроде, свидетельствует в пользу общего механизма, связанного с кулоновским взаимодействием электрода с доменными границами, вызванного неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Теоретическая оценка критического отрицательного (относительно подложки) напряжения на электроде, приводящего к расщеплению доменов, согласуется с экспериментально измеренными величинами.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда # 25-79-30019.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, *Magnetic domain walls in bubble materials, Appl. Solid State Sci.* (Academic Press, N.Y., NY, 1979).
2. М. В. Логунов, М. В. Герасимов, "Образование двумерных решеток магнитных доменов в гармоническом магнитном поле", Письма в ЖЭТФ **74**(10), 551 (2001) [M. V. Logunov and M. V. Gerasimov, "Formation of two dimensional lattices of magnetic domains in a harmonic magnetic field", JETP Lett. **74**(10), 491 (2001)].
3. L. Pamyatnykh, M. Lysov, S. Pamyatnykh, and G. Shmatov, "Reversal of domain walls drift direction in a low-frequency magnetic field in iron garnet crystals", J. Magn. Magn. Mat. **542**, 168561 (2022).
4. Д. С. Мехоношин, Л. А. Памятных, "Механизм самоорганизации доменной структуры в магнитных пленках в модели Гинзбурга–Ландау", Письма в ЖЭТФ **120**(4), 260 (2024) [D. S. Mekhonoshin and L. A. Pamyatnykh, "Mechanism of the Self-Organization of a Domain Structure in Magnetic Films within the Ginzburg–Landau Model", JETP Lett. **120**(4), 253 (2024)].
5. I. A. Dolgikh, F. Formisano, K. H. Prabhakara, M. V. Logunov, A. K. Zvezdin, P. C. M. Christianen, and A. V. Kimel, "Spin dynamics driven by ultrafast laser-induced heating of iron garnet in high magnetic fields", Appl. Phys. Lett. **120**(1), 012401 (2022).
6. L. A. Pamyatnykh, B. N. Filippov, L. Y. Agafonov, and M. S. Lysov, "Motion and Interaction of Magnetic Dislocations in Alternating Magnetic Field", Sci. Rep. **7**(1), 18084 (2017).
7. A. S. Logginov, G. A. Meshkov, A. V. Nikolaev, E. P. Nikolaeva, A. P. Pyatakov, and A. K. Zvezdin, "Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films", Appl. Phys. Lett. **93**(18), 182510 (2008).
8. А. П. Пятаков, А. С. Сергеев, Е. П. Николаева, Т. Б. Косых, А. В. Николаев, К. А. Звездин, А. К. Звездин, "Микромагнетизм и топологические дефекты в магнитоэлектрических средах", УФН **185**(10), 1077 (2015) [A. P. Pyatakov, A. S. Sergeev, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, K. A. Zvezdin, and A. K. Zvezdin, ?Micromagnetism and topologic defects in magnetoelectric media?, Phys.-Uspekhi **58**, 981 (2015)].
9. G. V. Arzamastseva, A. M. Balbashov, F. V. Lisovskii, E. G. Mansvetova, A. G. Temiryazeva, and M. P. Temiryazeva, "Properties of Epitaxial (210) Iron Garnet Films Exhibiting the Magnetoelectric Effect", JETP **120**, 687 (2015) [Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, А. Г. Темирязев, М. П. Темирязева, "Свойства обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией", ЖЭТФ **147**(4), 793 (2015)].
10. D. P. Kulikova, T. T. Gareev, E. P. Nikolaeva, T. B. Kosykh, A. V. Nikolaev, Z. A. Pyatakova, A. K. Zvezdin, and A. P. Pyatakov, "The Mechanisms of Electric Field-Induced Magnetic Bubble Domain Blowing", Physica Status Solidi – Rapid Research Letters **12**, 1800066 (2018).
11. N. Myasnikov, A. Podkletnova, E. Nikolaeva, and A. Pyatakov, "The iron garnet stripe domain structure "refraction" effect at the electrode location", J. Magn. Magn. Mat. **595**, 171497 (2024).
12. И. А. Колмычек, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский, Н. С. Гусев, С. А. Гусев, Т. В. Мурзина, "Линейная и нелинейная оптическая микроскопия структур на основе феррита-граната (Миниобзор)", Письма в ЖЭТФ **122**(10), 666 (2025) [I. A. Kolmychek, V. B. Novikov, A. I. Maydykovskiy, N. S. Gusev, S. A. Gusev, and T. V. Murzina, "Linear and Nonlinear Optical Microscopy of Iron Garnet Structures (Brief Review)", JETP Lett. **122**(10), 680 (2025)].
13. M. A. Stepanov, N. V. Mitetelo, A. A. Guskov, N. V. Myasnikov, E. D. Mishina, and A. P. Pyatakov, "Direct imaging of the internal micromagnetic structure in domain walls with local multiferroicity using polarization-resolved second harmonic generation microscopy", Optica **13**(9), 1680 (2026).
14. D. P. Kulikova, E. P. Nikolaeva, W. Ren, and A. P. Pyatakov, "Electric Field–Induced Nucleation of Magnetic Micro-Inhomogeneities and Bubble Domain Lattices", J. Supercond. Novel Magn. **33**(8), 2415 (2020).