

## Новые горизонты микромагнетизма: электрическое управление топологическими магнитными структурами

А. С. Каминский,<sup>1,\*</sup> А. А. Карпачева,<sup>1</sup> Т. Б. Косых,<sup>1</sup> Н. В. Мясников,<sup>1</sup>  
Е. П. Николаева,<sup>1</sup> А. В. Николаев,<sup>1,2</sup> А. П. Пятаков,<sup>1,†</sup> А. С. Сергеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

<sup>2</sup>Сколковский институт науки и технологий (Сколтех)

Россия, 121205, Москва, Большой бульвар 30, стр. 1

(Поступила в редакцию 15.07.2024; после доработки 22.07.2024; подписана в печать 29.07.2024)

В магнитоэлектрических веществах к традиционно рассматриваемым взаимодействиям в микромагнетизме — обменной жесткости, магнитной анизотропии и магнитостатическому взаимодействию — следует добавить еще одно слагаемое в термодинамический потенциал, пропорциональное электрическому полю и пространственным производным от вектора намагниченности. Это неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к изменению энергии границ магнитных доменов, проявляющемуся в виде явлений электростатического притяжения или отталкивания магнитных доменных стенок по отношению к электродам, их преломления вблизи полосковых электродов, а также в форме электроиндуцированного зарождения цилиндрических магнитных доменов. На субмикронном уровне неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие позволяет электрически воздействовать на неоднородности в доменных границах — линии Блоха, а также стабилизировать вихревое состояние намагниченности и магнитные скирмионы.

PACS: 75.85.+t, 75.60.Ch УДК: 537.2, 537.6, 537.8

Ключевые слова: доменная граница, магнитные топологические структуры, неоднородный магнитоэлектрический эффект, взаимодействие Дзялошинского–Морри, ЦМД, скирмион, магнитный вихрь.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2460502](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2460502)

### ВВЕДЕНИЕ

Начало текущего столетия ознаменовалось бурным развитием физики магнитоэлектрических материалов и мультиферроиков — магнитоупорядоченных веществ, в которых магнитная подсистема чувствительна к воздействию электрического поля [1–4].

Наличие такого дополнительного способа воздействия на магнитную структуру открывает новые возможности в микромагнетизме, объектом рассмотрения которого являются не только относительно крупные области с однородной намагниченностью (домены), но и топологические солитоны — доменные границы и скирмионы, а также другие образования, неоднородность намагниченности которых проявляется на субмикронных масштабах.

В этой связи особый интерес представляет разновидность магнитоэлектрического эффекта, возникающая при пространственной модуляции намагниченности — неоднородный магнитоэлектрический эффект [5], названный так, чтобы избежать путаницы с теоретически предсказанным [6] и экспериментально обнаруженным [7] в начале 1960-х гг. XX века магнитоэлектрическим эффектом, при ко-

тором однородное электрическое поле создает однородную намагниченность, а однородное магнитное — электрическую поляризацию.

Неоднородный магнитоэлектрический эффект, теоретически предсказанный в 1983 г. в виде электрической поляризации, возникающей на магнитных доменных границах [5], получил экспериментальное подтверждение только в 2007 г., когда на физическом факультете МГУ им. М. В. Ломоносова в лаборатории кафедры физики колебаний под руководством проф. А. С. Логгинова было обнаружено, что электрически заряженная игла воздействует на магнитные доменные границы [8] и топологические солитоны внутри них — линии Блоха [9]. В последующее десятилетие были открыты способы усиления и переключения знака эффекта, оказываемого электрическим полем на доменную границу, благодаря перестройке ее структуры в магнитном поле. Наиболее сильным проявлением неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия стала продемонстрированная в той же лаборатории в 2016 г. возможность электрического зарождения магнитных доменов [10], а относительно недавно был обнаружен еще один необычный эффект — преломление полосовой доменной структуры на полосковом электроде [11].

Настоящий обзор призван показать внутреннюю взаимосвязь названных явлений, прояснить их ме-

\* E-mail: [kaminskii.as14@physics.msu.ru](mailto:kaminskii.as14@physics.msu.ru)

† E-mail: [pyatakov@physics.msu.ru](mailto:pyatakov@physics.msu.ru)

ханизмы, а также указать на те следствия для физики скирмионов и магнитных вихрей, которые можно вывести исходя из анализа экспериментов на доменных границах.

## 1. СИЛЫ В МИКРОМАГНЕТИЗМЕ И ИХ МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ

### 1.1. Основные виды взаимодействий в традиционном микромагнетизме

Все разнообразие микромагнитных структур, наблюдаемых в магнитных материалах, порождено относительно небольшим количеством сил, различающихся по микроскопической природе: обменным квантово-механическим взаимодействием (в литературе часто называемым просто *обменом*) между магнитными моментами ионов в кристалле; *магнитной анизотропией*, обусловленной взаимодействием электронов этих ионов с внутрискристаллическим полем; магнитостатическим взаимодействием магнитных моментов ионов друг с другом (*диполь-дипольное взаимодействие*), а также с внешним магнитным полем, которое часто выделяют как отдельный *зеemannовский* вклад в общую энергию взаимодействия.

На следующем уровне рассмотрения, соответствующем континуальной модели распределения магнитного момента, каждое из взаимодействий характеризуется вкладом в свободную энергию, зависящим, соответственно, от параметров обменной жесткости  $A$ , константы анизотропии  $K$ , намагниченности насыщения  $M_s$  и внешнего поля  $H$ , а устойчивая микромагнитная конфигурация соответствует минимуму полной энергии. Так рассчитывается структура магнитных топологических солитонов, распределение намагниченности которых неоднородно на субмикронном уровне: доменной границы [12], линии Блоха [13], магнитных вихрей и скирмионов [14].

Наконец, на масштабах магнитных доменов, размеры которых могут составлять десятки микрон, доменные границы уже рассматриваются как стенки с бесконечно малой толщиной, характеризующиеся *плотностью поверхностной энергии*:

$$\sigma_0 = 4\sqrt{A(K + 2\pi M_s^2 \sin^2 \varphi)}, \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угол, задающий положение плоскости разворота намагниченности относительно плоскости стенки:  $\varphi = 0$  для стенки Блоха и  $\varphi = \pi/2$  для стенки Нееля.

Поверхностная энергия доменной границы определяется тремя из перечисленных выше параметров материала  $A$ ,  $K$ ,  $M_s$  и не зависит от ориентации и кривизны границы, что сближает поведение доменной стенки с явлениями поверхностного натяжения: так, устойчивая конфигурация цилиндрического магнитного домена (ЦМД) соответствует балансу между поверхностной энергией доменной

границы, стремящейся уменьшить его боковую поверхность, и магнитостатическим взаимодействием домена с его окружением, способствующим увеличению размеров домена [15]. В англоязычной литературе ЦМД часто называют *bubble domain*, подчеркивая аналогию с пузырьком в жидкости: так же, как и при явлениях поверхностного натяжения, давление, оказываемое на его стенки, прямо пропорционально плотности поверхностной энергии и обратно пропорционально его радиусу. Отсюда следует, что существует минимальный размер домена, ниже которого его коллапс становится необратимым.

### 1.2. Специфика микромагнетизма в магнитоэлектриках

В магнитоэлектриках от электрического поля могут зависеть как намагниченность (в веществах с магнитоэлектрическим эффектом), так и обменная жесткость [16], а также магнитная анизотропия [17]. Более того, в электрическом поле возникает дополнительное взаимодействие для плотности поверхностной энергии [18, 19]:

$$\sigma(A) = 4\sqrt{A(K(E) + 2\pi M_s^2 \sin^2 \varphi(E))} - \pi D(E), \quad (2)$$

где  $D(E)$  — плотность поверхностной энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, пропорциональная электрическому полю. Это дополнительное взаимодействие по отношению к уже рассмотренным четырем, соответствует вкладу в термодинамический потенциал свободной энергии  $F$ , пропорциональному пространственной производной от параметра порядка [20]:

$$F_{ME} = \gamma (\mathbf{E} \cdot \{\mathbf{m} \operatorname{div} \mathbf{m} + [\mathbf{m} \times \operatorname{rot} \mathbf{m}]\}) \quad (3)$$

где  $\gamma$  — константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, также называемого флексомагнитоэлектрическим [21],  $\mathbf{m}$  — безразмерный параметр порядка, который в случае магнитоупорядоченных веществ соответствует нормированной на  $M_s$  намагниченности или вектору антиферромагнетизма. Название «флексомагнитоэлектрический» используется ввиду его формального сходства с флексоэлектрическими явлениями в жидких кристаллах, приводящих к пространственной модуляции параметра порядка. В случае жидкого кристалла  $\mathbf{m}$  соответствует директору, указывающему направление, вдоль которого в среднем ориентированы оси молекул.

Согласно (3), доменная граница нееевского типа будет взаимодействовать с вертикальной компонентой электрического поля  $E_z$ , а плотность поверхностной энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в (2) будет пропорциональна вертикальной компоненте электрического поля:  $D(E) = \gamma E_z$ . Знак второго слагаемого будет зависеть от электрической полярности: в электрическом поле поверхностная энергия может как увеличиваться, так и уменьшаться, в зависимости от зна-

ков проекции электрического поля и материальной константы  $\gamma$ .

Действительно, пропорциональность вклада в свободную энергию (3) пространственным производным от намагниченности предполагает зависимость его знака как от электрической полярности, так и от направления поворота намагниченности при движении вдоль направления пространственной модуляции (в случае доменной границы — в направлении нормали к ней).

Это означает, что при достаточно сильном электрическом поле, способном изменять микромагнитную структуру, смена направления электрического поля на противоположное будет приводить к переключению направления поворота намагниченности в пространстве. Такое явление действительно наблюдается в мультиферроиках, электрическая поляризация которых вызвана наличием в них пространственно модулированных спиновых структур: манганитах [22, 23], вольфраматах [24] и гексаферритах [25].

### 1.3. Микроскопический механизм неоднородного МЭ взаимодействия

На микроскопическом уровне пространственные производные в выражении (3) соответствуют векторному произведению спинов соседних ионов. Этот вид антисимметричного (относительно перестановки спинов) обменного взаимодействия, обусловленного наличием релятивистского спин-орбитального взаимодействия в кристаллах, называется взаимодействием Дзялошинского–Мории:

$$H_{DM} = \mathbf{D} \cdot [\mathbf{s}_1 \times \mathbf{s}_2], \quad (4)$$

где  $\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_2$  — единичные векторы магнитных моментов взаимодействующих ионов,  $\mathbf{D}$  — вектор Дзялошинского.

Исторически взаимодействие Дзялошинского–Мории было введено для объяснения слабого ферромагнетизма, т.е. возникновения нескомпенсированной намагниченности в антиферромагнетиках при зигзагообразном расположении лигандов (анионов, обеспечивающих обменную связь магнитных катионов, рис. 1, внизу), но тот же механизм обуславливает и возникновение пространственно модулированных структур при однонаправленном смещении ионов-лигандов (рис. 1, сверху). Именно такое смещение возникает под действием электрического поля, а значит, оно должно приводить к изменению направления магнитного момента при переходе от точки к точке и образованию циклоидальной спиновой структуры, что мы и видим на рис. 1, сверху.

В трехионной модели косвенного обменного взаимодействия для взаимодействия Дзялошинского–Мории [26] оба случая описываются формулой, связывающей взаимное расположение ионов и вектор Дзялошинского [27]:

$$\mathbf{D} = V_0[\mathbf{r}_1 \times \mathbf{r}_2], \quad (5)$$

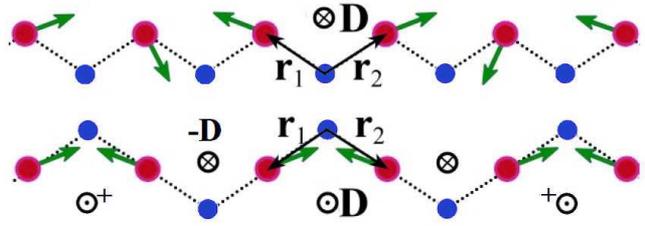


Рис. 1. Трехионная модель взаимодействия Дзялошинского–Мории: сверху однонаправленное смещение лигандов (синие шарики) вызывает пространственную модуляцию: спин поворачивается от иона к иону на один и тот же угол; внизу зигзагообразное расположение лигандов порождает скос магнитных подрешеток в антиферромагнетике и возникновение ненулевой результирующей намагниченности

где  $V_0$  — константа микроскопического взаимодействия,  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$  — радиусы-векторы магнитных ионов, проведенные из иона-лиганда (рис. 1).

Для иллюстрации механизма взаимодействия Дзялошинского–Мории (4) было бы более наглядным представить его напрямую через смещение ионов лигандов  $\mathbf{p}$  и величину скоса спинов  $\delta\mathbf{s} = \mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_2$  в следующем виде:

$$H_{DM} = V_0 ([\mathbf{p} \times \mathbf{a}] \cdot [\mathbf{s}_1 \times \delta\mathbf{s}]), \quad (6)$$

где  $\mathbf{a}$  — вектор кристаллической решетки, связывающий соседние магнитные атомы, а  $\mathbf{p}$  — величина полярного смещения ионов, пропорциональная внешнему электрическому полю. Линейный член в разложении для  $\delta\mathbf{s}$  дает пространственные производные в результате перехода к континуальному виду (3) (подробности см. [28]).

## 2. ЯВЛЕНИЯ, ВЫЗВАННЫЕ МОДУЛЯЦИЕЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭНЕРГИИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Изменение поверхностной энергии доменных границ приводит к разнообразным эффектам, наблюдаемых в пленках ферритов гранатов под действием электрического поля: смещению участков доменных границ от положения равновесия в поле точечного электрода, преломлению полосовой доменной структуры на полосковом электроде, а также зарождению цилиндрических магнитных доменов в области контакта электрода и образца (характеристики образцов и детали экспериментальной методики см. в Приложении).

Как уже говорилось ранее, в зависимости от полярности электрического напряжения, поверхностная энергия (2) может как уменьшаться, так и увеличиваться, что приводит, соответственно, к притяжению или отталкиванию доменных границ по отношению к электроду, а также к электроиндуцированному зарождению или коллапсу ЦМД. При наблюдении преломления полосовой доменной струк-

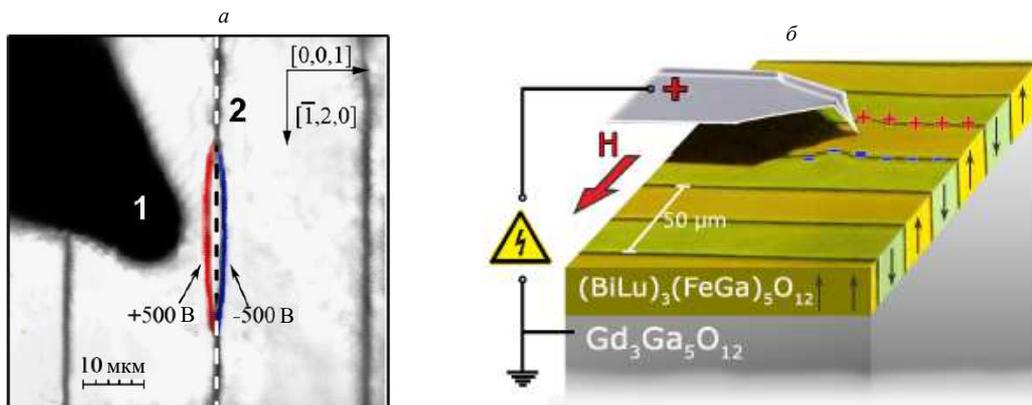


Рис. 2. *а* — Кулоновское взаимодействие доменных границ и электрода: 1 — игла-электрод, 2 — доменная граница; правое (синее) положение доменной границы соответствует отрицательно заряженному электроду, левое (красное) — для положительного потенциала [29]. Нейтральное положение доменной границы показано штриховой линией. Использован образец 1 из табл. (см. Приложение). *б* — Иллюстрация влияния электрически заряженного электрода на полосовую доменную структуру с приложенным магнитным полем в плоскости, перпендикулярной доменной границе: ближайшие по отношению к электроду границы взаимодействуют с ним, одна притягивается, другая отталкивается [30]. Также показаны поверхностные заряды границ. Использован образец 2 из таблицы

туры «показатель преломления» также становится меньше или больше единицы в зависимости от электрической полярности напряжения, прикладываемого к полосковому электроду. Об этих явлениях более подробно будет рассказано ниже.

### 2.1. Движение доменных границ в электрическом поле

Доменная граница, будучи подвижным интерфейсом с нетривиальным распределением намагниченности, является идеальным объектом для исследования влияния различных стимулов, таких как магнитное поле, спин-поляризованный ток, а также электрическое поле. Направление разворота намагниченности внутри доменной границы играет здесь ключевую роль, поскольку оно определяет направление движения доменной границы.

В соответствии с уравнением (3) доменные стенки неелевского типа могут обладать электрической поляризацией благодаря ненулевой дивергенции намагниченности, в то время как в доменных границах блоховского типа оба слагаемых в (3) равны нулю, и электрическая поляризация отсутствует.

Существование магнитоэлектрического эффекта у доменных границ было экспериментально доказано на примере доменной структуры пленок феррит-гранатов [8, 29], которая подвергалась воздействию градиентного электрического поля, создаваемого иглой-электродом (рис. 2).

При приложении напряжения между электродом и подложкой наблюдалось смещение доменных границ. Когда напряжение выключалось, доменные границы возвращались в исходное положение. Переключение полярности электрического напряжения приводило к изменению смещения границ на противоположное (рис. 2, *а*). Притяжение или оттал-

кивание доменной границы от электрода зависит только от электрической полярности и не зависит от положения электрода по отношению к доменной границе.

Также показано, что электроиндуцированное движение доменных границ — притяжение их к электроду или отталкивание от него — зависит от направления поворота намагниченности внутри границы [31]. Направление поворота намагниченности определяет знак пространственной производной намагниченности в уравнении (3), а значит, и электрическую полярность доменной границы.

В отсутствие внешнего магнитного поля доменные границы имеют определенное преимущественное направление разворота намагниченности, что связано с нарушением инверсионной симметрии в эпитаксиальных пленках [35]. Во внешнем магнитном поле направление намагниченности центра доменной границы стремится ориентироваться вдоль внешнего поля, поэтому соседние доменные границы имеют противоположные направления разворота намагниченности (рис. 3, *а*). В экспериментах эти доменные границы двигаются в противоположных направлениях по отношению к электроду: если одна притягивается к электроду, то другая отталкивается от него (рис. 2, *б*). Изменение направления внешнего магнитного поля на противоположное ведет к переключению направления поворота намагниченности, а значит, и электрической полярности и направления смещения (рис. 3, *б*) [31].

Движение доменных границ в динамике лучше всего изучать на самой подвижной их части — оконечности доменов, называемой головкой (рис. 4). Головки доменов представляют собой дислокации в полосовой доменной структуре. В отсутствие дефектов кристалла они не имеют устойчивых положений равновесия и могут свободно продвигаться, «рассекая» домен. Как показывают измерения с по-

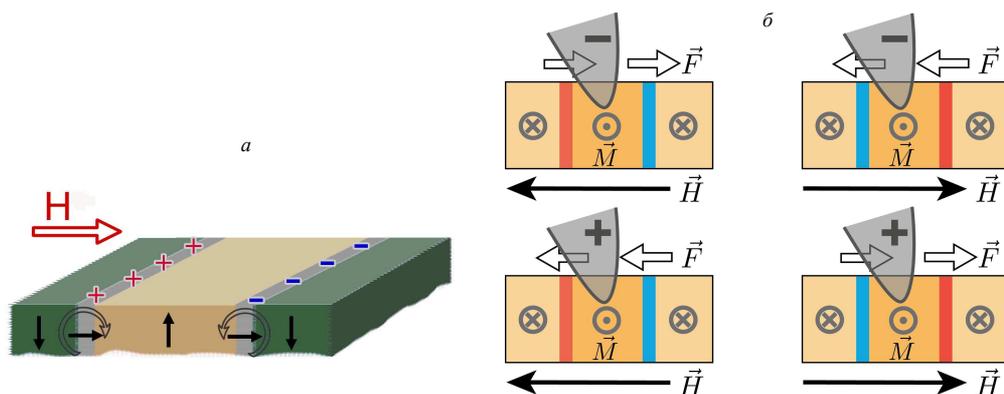


Рис. 3. Зависимость движения доменной границы от направления поворота намагниченности в ней: *a* — соседние доменные границы имеют противоположные направления разворота намагниченности: по и против часовой стрелки, поскольку внешнее магнитное поле ориентирует намагниченность внутри доменной стенки. Поверхностные заряды показаны знаками «+» и «-». *б* — Вид сверху на доменные структуры при различных полярностях электрического и магнитного поля: силы, действующие на доменные стенки, зависят от знака потенциала иглы и направления разворота намагниченности (противоположные направления разворота показаны красным и голубым цветом)



Рис. 4. Динамика движения доменной головки при подаче электрического импульса на иглу-электрод [32]. Показаны последовательные фазы движения каждые 100 нс. Был приложен импульс длительностью 500 нс со временем нарастания 20 нс и величиной напряжения 3.5 кВ. Использован образец 3 из табл.

мощью стробоскопической методики [29], скорость движения доменной головки в электрическом поле 1 МВ/см составляет 50 м/с, что соответствует магнитному полю 50 Э.

Если две противоположные головки домена расположены близко друг к другу, то уже сам домен представляет собой подвижное образование — цилиндрический магнитный домен (ЦМД), управляемый электрическим полем. Более того, в монодоменном состоянии образца возможно зарождение ЦМД при подаче электрического напряжения на электрод (рис. 5, *б*). О механизме этого явления будет рассказано в следующем параграфе.

## 2.2. Зарождение и коллапс ЦМД в электрическом поле

Говоря об эффекте зарождения ЦМД под действием электрического поля, следует отметить, что согласно формуле (2) при некотором критическом электрическом поле последнее слагаемое, пропорциональное электрическому полю, может скомпенсировать вклад от обменной жесткости и магнитной анизотропии (подкоренное выражение в (2)), и поверхностная энергия обратится в нуль. Это

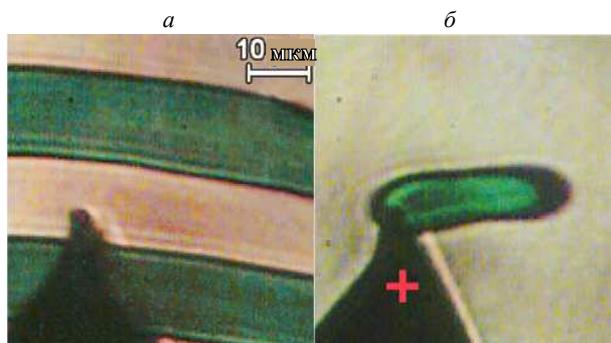


Рис. 5. Электроиндуцированное зарождение ЦМД: *a* — исходная полосовая доменная структура в спонтанном состоянии [32], *б* — зарождение ЦМД под электрически заряженной иглой атомно-силового микроскопа в однодоменном состоянии. Использован образец 3 из таблицы

означает, что давление, сжимающее стенки ЦМД, отсутствует, и он может существовать даже при бесконечно малых размерах — имеет место электроиндуцированное зарождение ЦМД.

Как и в ранее рассмотренных магнитоэлектрических явлениях, ключевую роль в электроиндуцированном зарождении цилиндрических магнитных доменов играет направление разворота намагниченности в доменной границе. Дело в том, что, помимо обычно используемого при наблюдении ЦМД постоянного магнитного поля смещения, перпендикулярного поверхности пленки, величина которого соответствует переходу к однодоменному состоянию, для электроиндуцированного зарождения ЦМД необходимо присутствие магнитного поля, направленного в плоскости пленки перпендикулярно границам. Такое поле создает пары соседних границ с противоположным направлением поворота намагниченности, а значит, и с противоположной электрической поляризацией, подобно тому, как это было при наблюдении кулоновского притяжения и отталкивания соседних доменных границ (рис. 3).

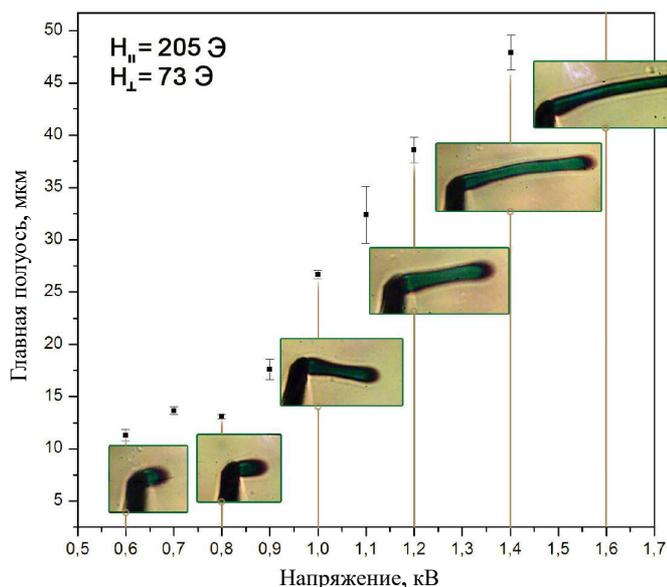


Рис. 6. Зависимость размера электроиндуцированного ЦМД (главной полуоси для эллиптических форм) от напряжения, приложенного к электроду [33]. Использован образец 3 из таблицы

Это означает, что роль иглы-электрода не ограничивается просто зарождением ЦМД за счет уменьшения поверхностного натяжения границ: при росте электрического напряжения ЦМД «раздувается» (рис. 6). В самом деле, согласно рис. 3, на соседние доменные границы действуют противоположные электростатические силы, поэтому домены на рис. 5, б и рис. 6 увеличивают свой размер под действием сил, действующих на противоположные края: граница, ближайшая к электроду, притягивается к нему, а дальняя граница отталкивается от иглы.

Различные сценарии электроиндуцированного зарождения ЦМД схематически показаны на рис. 7. Направления разворота намагниченности обозначены круглыми стрелками. Показаны различные конфигурации плоскостной и перпендикулярной компонент магнитного поля, а также положение иглы-электрода по отношению к ЦМД. Важно отметить, что направление поворота намагниченности доменной границы, расположенной под электродом, остается тем же самым во всех этих ситуациях, что подтверждает теоретические предсказания согласно (3) об энергетически выгодном направлении разворота намагниченности при фиксированной электрической полярности иглы.

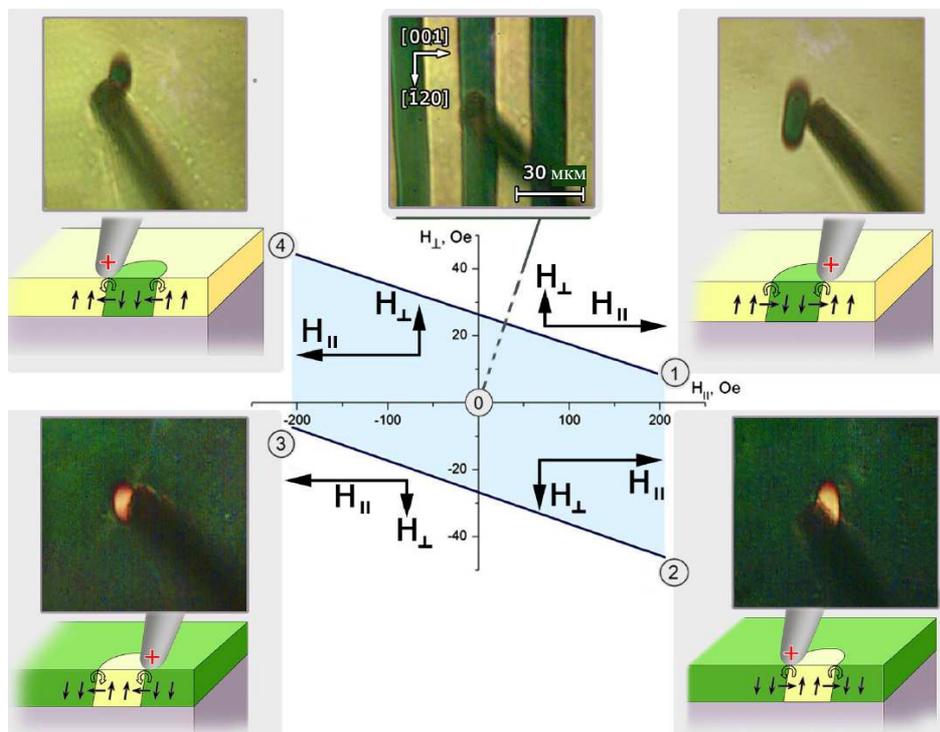


Рис. 7. Различные сценарии электроиндуцированного зарождения ЦМД, соответствующие четырем точкам на магнитной фазовой диаграмме с координатами, соответствующими плоскостной компоненте  $H_{||}$  и перпендикулярной компоненте  $H_{\perp}$ . Магнитооптические изображения зарождающихся ЦМД и соответствующие микромагнитные конфигурации показаны на вставках [18]. Использован образец 3 из таблицы

Динамическое исследование электроиндуцированного зарождения ЦМД показывает, что в момент времени 100 нс после начала ступенчатого импульса образование ЦМД под иглой электрода

становится заметным, и процесс роста продолжается в следующие 100 нс. Серия импульсов напряжения ведет к зарождению множественных ЦМД (рис. 8, а).

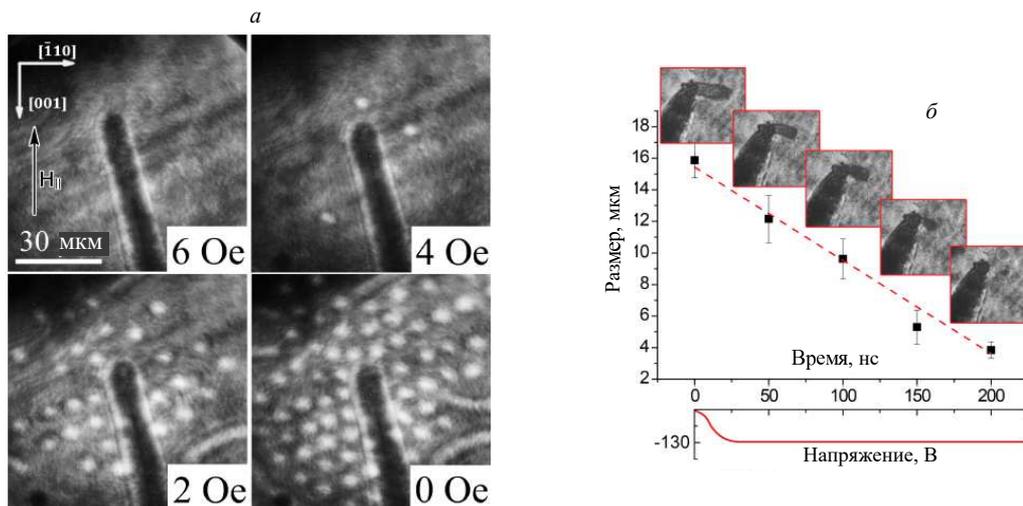


Рис. 8. *a* — Зарождение решетки ЦМД в переменном электрическом поле с прямоугольными импульсами [34] при постепенном уменьшении компоненты магнитного поля  $H_{\perp}$  от 6 Э до нуля (плоскостная компонента поля остается той же самой:  $H_{\parallel} = 200$  Э). Амплитуда электрического импульса 130 В, длительность импульса 800 нс, интервал между импульсами 40 нс. Использован образец 2 из таблицы. *б* — Динамика коллапса ЦМД в отрицательном импульсе амплитудой 130 В (компоненты магнитного поля смещения:  $H_{\parallel} = 200$  Ое и  $H_{\perp} = 70$  Ое).  $H_{\parallel}$  направлено вдоль оси [120]. Наклон графика дает оценку скорости движения доменной границы  $54 \pm 3$  м/с. На вставках: форма электрического импульса и изображения, соответствующие экспериментальным точкам [33]. Использован образец 3 из таблицы

В пленках феррит-граната с ориентацией (210) (образцы 1, 3, 4 из табл.), а также в пленке (110) в фазе со  $180^{\circ}$  доменными границами (образец 2 из табл.) зарождение цилиндрического магнитного домена наблюдалось только при положительно заряженном зонде. Это может быть объяснено тем, что имеется преимущественное направление поворота намагниченности внутри доменной границы в спонтанном состоянии, что заставляет все доменные границы притягиваться к положительно заряженному электроду. Это нарушение симметрии мы связываем с градиентом механических деформаций на границе пленки и подложки, что приводит к возникновению полярного направления в пленке и выделению преимущественного направления разворота намагниченности, соответствующего этому направлению [35].

Напряжение противоположной полярности ведет к уменьшению или даже коллапсу зародившегося ЦМД [18], подобного «электрическому выключению» скирмиона, описанному в работе [17]. Его коллапс при отрицательном электрическом импульсе легче наблюдать, чем зарождение, поскольку ЦМД отталкивается от зонда и коллапсирует на расстоянии от него, не будучи загороженным электродом.

Результаты динамического наблюдения коллапса с помощью стробоскопического метода «импульс-зонд» (pulse-probe) показаны на рис. 8, б. ЦМД, созданный электрическим импульсом, зарождается на заднем фронте электрического импульса, остается стабильным на нулевом участке импульса и начинает уменьшаться на переднем фронте отрицательного импульса. На рис. 8, б показана зависимость величины большой полуоси ЦМД

от времени, прошедшего с начала отрицательного импульса. Скорость движения границы ЦМД, полученная путем линейной аппроксимации измерений при амплитуде электрического импульса 130 В, составляет около 50 м/с. Это позволяет оценить длительность начальной стадии надувания ЦМД (время, необходимое доменной стенке, чтобы преодолеть размер, соответствующий неустойчивому ЦМД, и расширить его до размера, соответствующего метастабильному состоянию), она составляет порядка 200 нс.

Индукцированная электрическим полем генерация магнитных неоднородностей также может наблюдаться в спонтанном состоянии в отсутствие внешнего магнитного поля (рис. 9). Зародившаяся неоднородность модифицирует доменную структуру, расталкивая в стороны соседние домены (первый кадр в ряду). Движение зонда кантилевера в плоскости ведет к слиянию неоднородности с доменной стенкой (второй кадр) и, наконец, радикальной перестройке всей структуры (появление новой дислокации на последних двух кадрах).



Рис. 9. Трансформация доменной структуры под воздействием электрически заряженного зонда кантилевера [33]. Изображения сделаны в отсутствие внешнего магнитного поля, электрическое напряжение между зондом и подложкой составляет 500 В. Использован образец 4 из таблицы

### 2.3. Преломление полосовой доменной структуры

Электроиндуцированное изменение плотности поверхностной энергии доменных границ проявляется также в эффекте «преломления» полосовой доменной структуры на полосковом электроде [11].

На рис. 10, а показана схема эксперимента и магнитооптическое изображение, наблюдаемое при подаче положительного электрического напряжения на электрод. Поскольку при положительном напряжении на электроде плотность поверхностной энергии уменьшается, границы стремятся увеличить тот их участок, который расположен вблизи полоскового электрода. Так возникает эффект «преломления»: угол, который образуют доменные границы с нормалью к электроду увеличивается при подходе к электроду. Напротив, при отрицательном напряжении на игле «угол преломления» меньше «угла падения». Эти ситуации можно характеризовать «показателем преломления», величина которого перестраивается электрическим полем. На рис. 10, б показано, что в обоих случаях выполняется закон Снелиуса — отношение синусов углов падения и преломления при неизменном напряжении на электроде остается постоянным, при этом показатель преломления может быть как больше, так и меньше единицы. Отметим, что небольшое преломление наблюдается и в отсутствие напряжения на электроде, что, по-видимому, связано с контактной разностью потенциалов на границе палладиевого электрода и образца.

### 3. ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СУБМИКРОННУЮ МИКРОМАГНИТНУЮ СТРУКТУРУ

Ранее мы рассматривали доменные границы как тонкие стенки, характеризующиеся поверхностной энергией, внутренняя структура которых не менялась под действием электрического поля. Однако в непосредственной близости от точечного электрода, а также при наличии подвижных неоднородностей в самих доменных границах (линий Блоха) изменением микромагнитной структуры доменной границы пренебрегать нельзя. Также при рассмотрении субмикронных магнитных топологических структур, таких как магнитные вихри и скирмионы, подход с поверхностной энергией неприменим. Рассмотрим эти случаи отдельно.

Электрическое поле может изменять не только форму и положение доменной границы, но и её внутреннюю микромагнитную структуру. Свидетельством этого является влияние электрического поля на вертикальные блоховские линии (ВБЛ). Блоховская линия — это своего рода «граница в границе»: область, где встречаются друг с другом части доменной границы с поворотом намагниченности по и против часовой стрелки. Пара ВБЛ, ориентированных перпендикулярно плоскости рисунка

(вид сверху на пленку), показана на рис. 11, а. Они имеют противоположные полярности (так называемые  $\sigma$ -заряды): одна линия соответствует ориентации намагниченности «голова к голове», а другая — «хвост к хвосту». Вследствие магнитостатического взаимодействия ВБЛ с полями рассеяния часть доменной границы, где расположены ВБЛ, немного наклонена (на угол в несколько градусов), а направление наклона зависит от  $\sigma$ -заряда. Это позволяет визуализировать ВБЛ с помощью метода темнопольного наблюдения [36, 37], поскольку наклоненная доменная граница рассеивает свет иначе, чем обычная часть границы (см. Приложение с деталями метода поляризационного анизотропного темнопольного наблюдения, используемого в экспериментах). Более того, линии с противоположными  $\sigma$ -зарядами из-за различных ориентаций плоскости доменной границы по отношению к световому лучу могут быть видны как более яркая или более темная область границы (рис. 11, б).

Проход заряженной иглы над доменной границей, содержащей ВБЛ, приводит к изменению внутренней микромагнитной структуры границы: аннигиляции пары ВБЛ с противоположными  $\sigma$ -зарядами (рис. 11, в) или смещению одиночной ВБЛ (рис. 12). Также в литературе появлялись сообщения об уширении темнопольных изображений ВБЛ в поле плоских электродов [38].

Доменная граница часто рассматривается как магнитный топологический солитон с намагниченностью, модулированной в одном направлении по нормали к плоскости границы. Магнитный скирмион [14] представляет собой еще один тип топологического солитона с осесимметричной геометрией: его сечение по любому радиусу похоже на распределение намагниченности в доменной границе. По аналогии с доменными границами, можно рассмотреть скирмионы блоховского и неелевского типов. Следуя той же логике, что и в случае неелевской доменной стенки, можно сделать вывод, что скирмион неелевского типа должен быть электрически поляризован вследствие неоднородного магнитоэлектрического эффекта. Более точное рассмотрение с использованием алгоритма имитации отжига [39] показывает, что имеются две компоненты электрической поляризации: вдоль нормали к пленке и радиальная компонента (рис. 13, а). Первая компонента соответствует поляризации квазинеелевской структуры, вторая возникает из-за кривизны скирмиона в плоскости. Оценка критического значения напряженности электрического поля, требуемой для образования скирмиона, с использованием параметров пленки феррит-граната [39] дает значение  $\sim 1$  МВ/см, сравнимое со значением поля, используемого в наших экспериментах с зарождением цилиндрических магнитных доменов [10, 18]. Зарождение и аннигиляция скирмионов, вызванные электрическим полем, были обнаружены в эксперименте группы Р. Виезендангера с иглой сканирующего туннельного микроскопа [16], хотя их механизм до сих пор является предметом дискуссий.

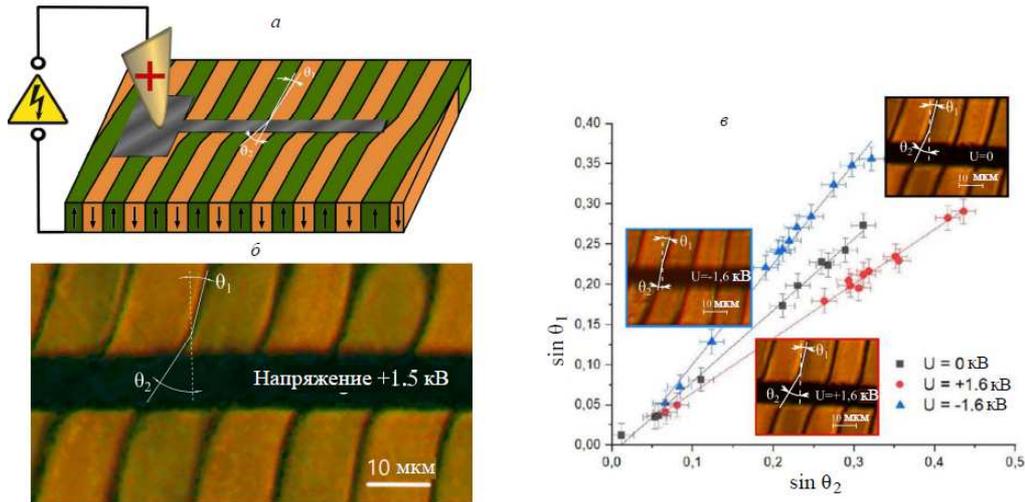


Рис. 10. «Преломление» доменных границ. *a* — Принципиальная схема эксперимента, стрелки обозначают направление намагниченности в доменах; *б* — магнитооптическое изображение полосовой доменной структуры и электрода при подаче положительного напряжения на электрод относительно подложки; *в* — зависимость синуса угла падения от синуса угла преломления при различных значениях приложенного к электроду напряжения. На вставках примеры магнитооптических изображений для трех случаев: положительного напряжения на электроде (внизу по центру), отрицательного напряжения (слева) и в отсутствие напряжения (в правом верхнем углу). Использован образец 6 из таблицы

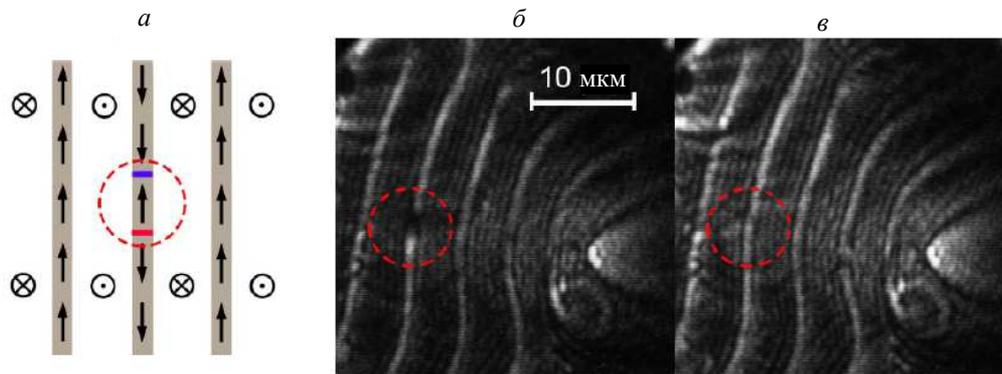


Рис. 11. Оптическое детектирование блоховских линий и электрическое управление ими [33]: *a* — схематическое изображение пары вертикальных блоховских линий с противоположными  $\sigma$ -зарядами; *б* — магнитооптическое изображение пары ВБЛ; *в* — изображение того же участка после прохода над выделенной в *б* области электрически заряженной иглы. Использован образец 5 из таблицы

Наконец, в случае структуры магнитного вихря присутствует только радиальная компонента электрической поляризации (рис. 13, б, в). Поскольку дивергенция электрической поляризации отлична от нуля, ядро вихря несет связанный электрический заряд [40]. Его полярность не зависит от того, в какую сторону вращается намагниченность вихря, по или против часовой стрелки. Вихреобразная структура противоположной полярности соответствует антивихрю (рис. 13, в) [41]. Генерация множественных вихрей и антивихрей должна вести к появлению так называемого «магнитного атома» с «ядром», состоящим из плотно упакованных вихрей и «оболочкой» из отдаленных антивихрей [42].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в материалах с выраженными магнитоэлектрическими свойствами, помимо традиционно рассматриваемых в микромагнетизме взаимодействий, необходимо учитывать дополнительный вклад в энергию, пропорциональный электрическому полю и пространственным производным от параметра порядка. Его существование приводит к изменению плотности поверхностной энергии доменных границ, а также к перестройке их внутренней структуры.

Эффект изменения поверхностного натяжения границ проявляется в виде смещения участка доменной границы от положения равновесия в элек-

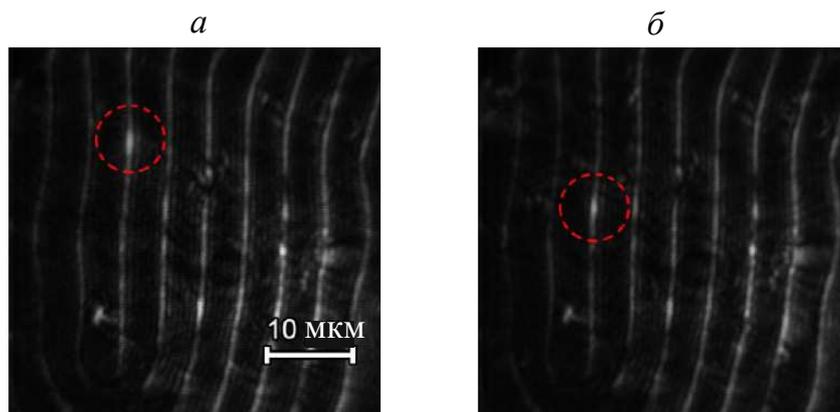


Рис. 12. Электроиндуцированное движение ВБЛ [33]: *a* — первоначальное положение ВБЛ; *b* — смещение ВБЛ после прохождения электрически заряженной иглы. В эксперименте использовался образец 5 из таблицы

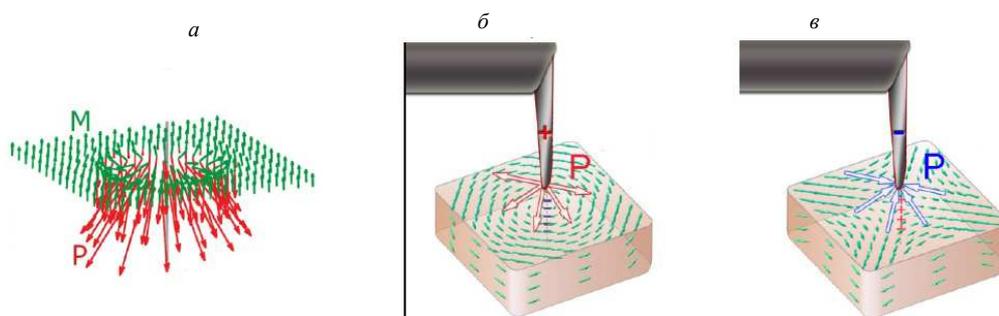


Рис. 13. Вихреобразные микромагнитные структуры и соответствующие распределения электрической поляризации: *a* — скирмион, *b* — магнитный вихрь, *в* — магнитный antivortex

трическом поле точечного электрода и «преломления» параллельных границ на полосковом электроде. Самым сильным проявлением такого влияния является зарождение новых цилиндрических магнитных доменов. Перестройка внутренней структуры доменной границы проявляется в виде электроиндуцированного перемещения вертикальных блоховских линий, а также их попарной аннигиляции при электрическом воздействии. Результаты микромагнитного моделирования показывают, что электрическое поле может также стабилизировать магнитный вихрь и скирмион.

Отдельно стоит подчеркнуть, что все экспериментальные результаты были получены при комнатных температурах и атмосферном давлении, а использование диэлектрических материалов позволяет минимизировать токи утечки и связанные с ними потери. Относительно высокие электрические напряжения, используемые в экспериментах (от 400 В до нескольких киловольт) могут быть снижены за счет уменьшения радиуса кривизны зонда. В фундаментальном аспекте, рассмотренные выше явления важно учитывать при изучении мультиферроиков, поскольку даже в отсутствие внешнего электрического поля в них существует спонтанная сегнетоэлектрическая структура. В практическом плане данные эффекты представляют интерес, поскольку позволяют локально изменять микромагнитную структуру с помощью импульсов электри-

ческого напряжения, приложенных к емкостным элементам, что имеет технологические преимущества при интеграции в микроэлектронику по сравнению с использованием импульсов тока в индуктивных элементах.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ. ДЕТАЛИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И РАСЧЕТНЫХ МЕТОДИК

В качестве образцов использовались пленки висмут-замещенных редкоземельных ферритов-гранатов  $(\text{BiRe})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  (Re — редкоземельный элемент), выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната А. М. Балбашовым (более подробное описание методики см. в [43]). Пленки, выращенные на подложке с кристаллографической ориентацией (111) (образец 5 таблицы), в спонтанном состоянии имеют лабиринтную доменную структуру, в то время как пленки, выращенные на подложках (110) и (210) вследствие наличия сильной анизотропии в плоскости пленки демонстрируют полосовую доменную структуру. Параметры образцов приведены в таблице.

Эксперименты, результаты которых приведены на рис. 2–12 данной статьи, проводились на оборудовании лаборатории фотоники и спинтроники ка-

Таблица. Параметры образцов:  $h$  — толщина магнитной пленки,  $p$  — период доменной структуры,  $M_s$  — намагниченность насыщения,  $K_u$ ,  $K_{orth}$ ,  $K_c$  — константы одноосной, орторомбической и кубических анизотропий соответственно. В случае пленок (111) в полях, помеченных звездочкой (\*), легкая ось намагниченности совпадает с осью кубической анизотропии, а орторомбическая анизотропия отсутствует вследствие высокой симметрии пленок. Проверки стоят в случае отсутствия сведений

Номер образца		Химический состав	$h$ , мкм	$p$ , мкм	$4\pi M_s$ , Г	$K_u$ , эрг/см <sup>3</sup>	$K_{orth}$ , эрг/см <sup>3</sup>	$K_c$ , эрг/см <sup>3</sup>
1	(210)	(BiLu) <sub>3</sub> (FeGa) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	7.4	44	77	732	5333	3208
2	(110)	(BiLu) <sub>3</sub> (FeGa) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	11	34	–	–	–	–
3	(210)	(BiLu) <sub>3</sub> (FeGa) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	10	28	62	–498	3398	1813
4	(210)	(BiLu) <sub>3</sub> (FeGa) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	11	35	44	1054	1830	1016
5	(111)	(BiTm) <sub>3</sub> (FeGa) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	10	8.7	144	5400	*	*
6	(210)	(BiLu) <sub>3</sub> (FeGa) <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	19	26	62	–312	3338	1555

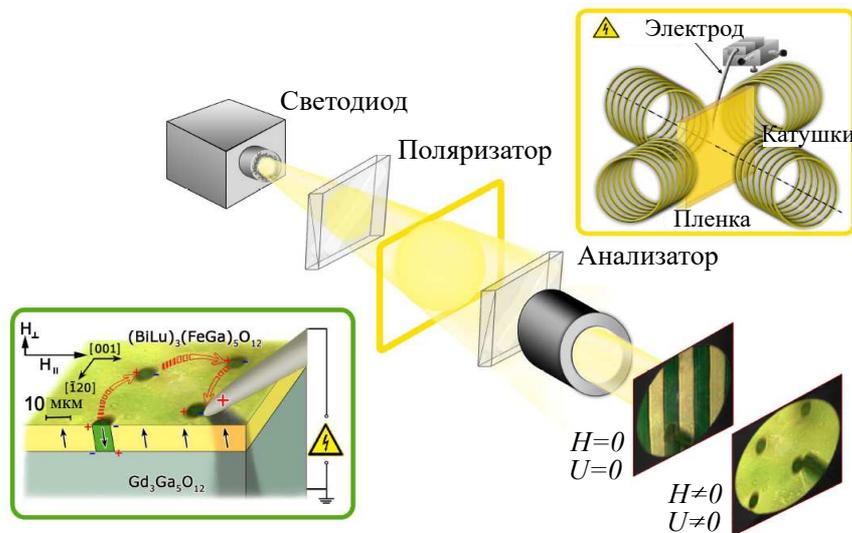


Рис. 14. Схема экспериментальной установки:  $H = 0$ ,  $U = 0$  соответствует случаю доменной структуры в спонтанном состоянии в отсутствие приложенных магнитных полей и электрических напряжений. На вставке в левом нижнем углу показаны направления постоянных магнитных полей смещения, при которых производились эксперименты по зарождению ЦМД: перпендикулярное поверхности пленки  $H_{\perp}$  и поле в плоскости пленки  $H_{\parallel}$ . Поля создавались катушками, показанными на вставке в правом верхнем углу

федры физики колебаний физического факультета МГУ. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 14 для двух режимов: при наблюдении статических структур использовалась схема со светодиодом и домены наблюдались в цветном контрасте, при динамических измерениях для подсветки использовались лазерные импульсы длительностью 10 нс, следовавшие за подачей импульса ступенчатого напряжения длительностью 500 нс и более.

В качестве точечных электродов использовались стандартные кремниевые кантилеверы VIT\_P\_C-A (NT-MDT) сканирующего зондового микроскопа (рис. 2, а, 5, 9), проволоки молибдена толщиной 10 мкм (рис. 6–8) или заостренные медные проволоки толщиной 50 мкм (рис. 2, а, 4, 11, 12), которые подводились к поверхности образца до

момента касания, при этом они не оказывали существенного механического давления на поверхность. Полосковые электроды из палладия, используемые в экспериментах по «преломлению» (рис. 10), были нанесены предварительно фотолитографическими методами. Каких-либо качественных отличий наблюдаемых эффектов при использовании различных материалов электродов выявлено не было.

Для визуализации вертикальных блоховских линий (рис. 11, 12) использовался метод анизотропного темнопольного наблюдения в поляризованном свете (polarized anisotropic dark field observation, PADO) [36, 37]. Луч лазерной подсветки направлялся под некоторым углом к поверхности образца, так чтобы плоскость падения света была перпендикулярна границе (рис. 15). В объектив попадает

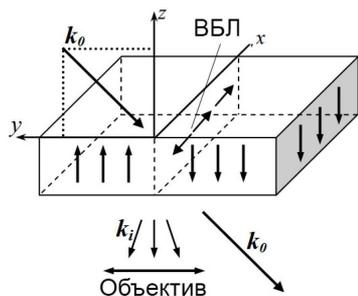


Рис. 15. Схематическое изображение темнопольной методики PADO (polarized anisotropic dark field observation). ВБЛ — вертикальная блоховская линия.  $k_0$  — волновой вектор падающего света,  $k_i$  — волновые векторы рассеянного излучения [37]

только рассеянный на границе свет, что позволяет наблюдать неоднородности в доменной границе.

При расчетах (рис. 13) обменная жесткость предполагалась равной  $A = 10^{-7}$  эрг/см, флексомагнитоэлектрическая константа  $\gamma = 10^{-6}$  (эрг/с)м<sup>1/2</sup> (параметры, характерные для пленок феррита граната [31]), величины намагниченности и константы анизотропий соответствовали данным в таблице.

### Благодарности:

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00162).

- [1] Hill N.A. // *The J. of Phys. Chem. B.* **104**, N 29 6694 (2000).
- [2] Khomskii D. // *Physics.* **2**. (2009).
- [3] Пятаков А.П., Звездин А.К. // *УФН.* **182**, N 6 593 (2012).
- [4] Fiebig M., Lottermoser T., Meier D., Trassin M. // *Nature Reviews Materials.* **1**. 16046 (2016).
- [5] Bar'yakhtar V.G., L'vov V., Yablonskii D. // *JETP Letters.* **37**, N 12 673, (1983).
- [6] Dzyaloshinskii I.E. // *JETP* **37**, N 3 881 (1959).
- [7] Astrov D.N. // *JETP* **11**, N 3. 708 (1960).
- [8] Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Pyatakov A.P. // *JETP Letters.* **86**, N 2. 115 (2007).
- [9] Logginov A., Meshkov G., Nikolaev A. et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* **310**. N 2. 2569 (2007).
- [10] Kulikova D.P., Pyatakov A.P., Nikolaeva E.P. et al. // *JETP Letters.* **104**, N 3. 197 (2016).
- [11] Подклетнова А.А., Колошенко М.А., Мясников Н.В. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* **118**. N 4. 259 (2023).
- [12] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., ii ed., 1982.
- [13] Malozemoff A.P. Slonczewski J.C. *Magnetic domain walls in bubble materials.* Appl. Solid State Sci., New York, NY: Academic Press, 1979.
- [14] Bogdanov A., Rösler U., Wolf M., Müller K.-H. // *Phys. Rev. B.* **66**, N 21, 214410 (2002).
- [15] Thiele A.A. // *J. of Appl. Phys.* **41**, N 3. 1139 (1970).
- [16] Hsu P.-j., Kubetzka A., Finco A. // *Nature Nanotechnology.* **12**. 123 (2016).
- [17] Schott M., Bernard-Mantel A., Ranno L. // *Nano Lett.* **17**, N 5. 3006 (2017).
- [18] Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P. et al. // *Physica Status Solidi—Rapid Research Letters.* **12**, 1800066 (2018).
- [19] Srivastava T., Schott M., Juge R. // *Nano Lett.* **18**, N 8. 4871 (2018).
- [20] Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A. // *Phys. Rev. B.* **50**, N 5. 2953 (1994).
- [21] Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. *The European Physical Journal B,* **71**, N 3. 419 (2009).
- [22] Kimura T., Goto T., Shintani H. et al. // *Nature.* **426**, N 6962. 55 (2003).
- [23] Tokura Y., Seki S. // *Advanced materials (Deerfield Beach, Fla.).* **22**, N 14. 1554 (2010).
- [24] Finger T., Senff D., Schmalzl K. et al. // *Phys. Rev. B.* **81**, N 5. 54430 (2010).
- [25] Soda M., Ishikura T., Nakamura H. et al. // *Phys. Rev. Lett.* **106**, N 8. 087201 (2011).
- [26] Moriya T. // *Phys. Rev. Lett.*, **4**, N 5. 228 (1960).
- [27] Keffer F. // *Phys. Rev.* **126**, N 3. 896 (1962).
- [28] Zvezdin A., Pyatakov A. // *EPL.* **99**, N 5. 57003 (2012).
- [29] Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V. et al. // *Appl. Phys. Lett.* **93**, N 18. 182510 (2008).
- [30] Vakhitov R.M., Solonetsky R.V., Gurjanova V.R. et al. // *Phys. Rev. B.* **104**, N 14. 144407 (2021).
- [31] Pyatakov A.P., Sechin D.A., Sergeev A.S. et al. // *Europhys. Lett.* **93**, N 1. 17001 (2011).
- [32] Pyatakov A., Kaminskiy A., Lomov E. et al. // *Spin.* **9**, N 2. 1 (2019).
- [33] Pyatakov A., Gareev T., Kaminskiy A. et al. *Magnetolectricity of chiral micromagnetic structures. / in Chirality, magnetism, and magnetoelectricity.* E. Kamenetskii, ed., ch. 6, pp 127–145, Springer, 1 ed., 2021.
- [34] Kulikova D., Nikolaeva E., Ren W., Pyatakov A. // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism.* **33**, N 8 (2020).
- [35] Каминский А.С., Мясников Н.В., Пятаков А.П. // *Physics of Metals and Metallography* **124**, N 2. 181 (2023).
- [36] Thiaville A., Miltat J. // *J. of Appl. Phys.* **68**, N 6. 2883 (1990).
- [37] Logginov A., Nikolaev A., Dobrovitski V. // *IEEE Transactions on Magnetics.* **29**, N 6. 2590 (1993).
- [38] Koronovskiy V.E., Vakyala Y.A. // *Physica B: Condensed Matter.* **547**. 79 (2018).
- [39] Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П. и др. // *УФН.* **185**, N 10. 1077 (2015).
- [40] Pyatakov A., Meshkov G., Zvezdin A. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* **324**, N 21. 3551 (2012).
- [41] Пятаков А.П., Мешков Г.А., Логгинов А.С. // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* N 4. 92 (2010). (Pyatakov A.P., Meshkov G.A., Logginov A.S. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **65**, N 4. 329 (2010)).
- [42] Karpov P.I., Mukhin S.I. // *Phys. Rev. B.* **95**, N 19. 195136 (2017).
- [43] Арзамасцева Г.В., Балбашиев А.М., Лисовский Ф.В. и др. // *ЖЭТФ* **147**, N 4. 793 (2015).

## New horizons of micromagnetism: electric field control of topological magnetic structures

A. S. Kaminskiy<sup>1,a</sup>, A. A. Karpacheva<sup>1</sup>, T. B. Kosykh<sup>1</sup>, N. V. Myasnikov<sup>1</sup>, E. P. Nikolaeva<sup>1</sup>,  
A. V. Nikolaev<sup>1,2</sup>, A. P. Pyatakov<sup>1,b</sup>, A. S. Sergeev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Department of Physics of Oscillation, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

<sup>2</sup>*Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, 121205, Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>kaminskii.as14@physics.msu.ru, <sup>b</sup>pyatakov@physics.msu.ru*

In magnetoelectric media besides conventional micromagnetic interactions like exchange stiffness, magnetic anisotropy and magnetostatic interaction there is an additional term in thermodynamic potential that is proportional to the electric field and spatial derivatives of magnetization vector. This inhomogeneous magnetoelectric interaction leads to the domain boundaries energy modulation that manifests itself as the electrostatic attraction or repulsion of magnetic domain walls to the electrode and their refraction in the vicinity of the stripe electrode, as well as electric field-induced magnetic bubble domain nucleation. On submicron level the inhomogeneous magnetoelectric interaction enables electric field control of Bloch lines, the inhomogeneities inside the domain walls, and supports the vortex state of magnetization as well as skyrmions.

PACS: 75.85.+t; 75.60.Ch

*Keywords:* domain wall, topological magnetic structures, inhomogeneous magnetoelectric effect, Dzyaloshinskii-Moriya interaction, magnetic bubble domain, skyrmion, magnetic vortex.

*Received 15 July 2024.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2024. 79, No. 6. Pp. .*

### Сведения об авторах

1. Каминский Алексей Сергеевич — аспирант физического факультета МГУ; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [kaminskii.as14@physics.msu.ru](mailto:kaminskii.as14@physics.msu.ru).
2. Карпачева Анна Александровна — студент магистратуры физического факультета МГУ; тел.: +7-(495) 939-41-38, e-mail: [podkletnova.aal9@physics.msu.ru](mailto:podkletnova.aal9@physics.msu.ru).
3. Косых Татьяна Борисовна — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [kosykh@phys.msu.ru](mailto:kosykh@phys.msu.ru).
4. Мясников Никита Валерьевич — аспирант физического факультета МГУ; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [miasnikov.nv16@physics.msu.ru](mailto:miasnikov.nv16@physics.msu.ru).
5. Николаева Елена Петровна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [nikolaevaep@gmail.com](mailto:nikolaevaep@gmail.com).
6. Николаев Алексей Владимирович — канд. физ.-мат. наук, вед. электроник; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [alexey.nikolaev.495@yandex.ru](mailto:alexey.nikolaev.495@yandex.ru).
7. Пятаков Александр Павлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [pyatakov@physics.msu.ru](mailto:pyatakov@physics.msu.ru).
8. Сергеев Александр Сергеевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: [ooo.rrdh@gmail.com](mailto:ooo.rrdh@gmail.com).