——— МАТЕРИАЛЫ —

УДК 537.624.7

# ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТРУКТУР НА ИСКРИВЛЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ЭЛЕМЕНТОВ ПАМЯТИ НА МАГНИТНЫХ ВИХРЯХ

### © 2020 г. А. В. Проказников<sup>а, \*</sup>, В. А. Папорков<sup>b</sup>

<sup>а</sup>Ярославский филиал Физико-технологического института им. К.А. Валиева РАН, ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007 Россия <sup>b</sup>Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, ул. Советская, 14, Ярославль, 150003 Россия \*E-mail: prokaznikov@mail.ru Поступила в редакцию 19.10.2019 г. После доработки 22.10.2019 г. Принята к публикации 16.12.2019 г.

Исследованы закономерности магнитооптического отклика металлизированной поверхности наноструктурированного селенида свинца. Обнаружены на петлях гистерезиса магнитооптического экваториального эффекта Керра характерные особенности, присущие наличию вихревых магнитных структур в системе. Изучены закономерности эволюции формы петель гистерезиса магнитооптического экваториального эффекта Керра в зависимости от характерных размеров наноструктур, толщины магнитной пленки и угла падения электромагнитного излучения. Показано, что формирование вихревых магнитных структур соответствует минимуму энергетических потерь на перемагничивание. Проведено компьютерное моделирование закономерностей возникновения и развития вихревых магнитных структур на искривленных поверхностях.

DOI: 10.31857/S0544126920040079

### введение

В настоящее время большое внимание уделяется разработке магнитной памяти. основанной на топологических особенностях магнитных структур. Одним из первых исследований в этом направлении является работа [1], в которой сформулированы принципы функционирования магнитной памяти, основанной на движении доменных стенок в магнитных нанопроводах вследствие импульсов спин-поляризованного тока. В последующих работах в этом направлении была принята концепция уменьшения размеров элементарных магнитных конфигураций за счет использования топологических вихревых магнитных структур [2-6]. К настоящему времени представлено большое число работ в области разработки и миниатюризации магнитной памяти, основанной на топологических магнитных структурах в конденсированных средах пониженной размерности, в том числе и со сложной топологией поверхности [7, 8]. Топология магнитной поверхности играет существенную роль в стабилизации и управлении параметрами магнитных структур нанометровых размеров ввиду того, что на искривленных поверхностях вихревые структуры становятся более устойчивыми [9]. Реализация формирования нанометровых структур с искривленной поверхностью представляет собой отдельную технологическую проблему, которая может быть решена различными способами [10–12].

Технологическая реализация магнитной памяти, основанной на свойствах магнитных вихревых структур, требует четкой фиксации положения вихря для осуществления процедуры записи/считывания. В этой связи используют структурированную среду, в частности, подобную предложенной в работе [3] для реализации "памяти на беговой дорожке" (racetrack memory). Интерес к использованию наноструктурированных систем при формировании компонентов магнитной памяти обусловлен четкой фиксацией области локализации наименьшей единицы информации (см. например, [13]).

Наноструктуры со сложной топологией могут быть реализованы на основе различных технологий и материалов, в частности, халькогенидов свинца. Интерес к интерфейсам между пленками тяжелых металлов и магнитных материалов имеет место в связи с тем, что подобные структуры обладают относительно большими константами Дзялошинского-Мория, что способно стабилизировать возникающие магнитные вихри [14]. В настоящее время проводятся активные научные исследования по созданию наноструктурирован-

ных систем на основе халькогенидов свиниа PbX (X = Te, Se, S) [15], которые имеют перспективу при создании ряда электронных устройств для опто- и наноэлектронных систем, термоэлектрических элементов, различных систем для биологии и медицины и т.д. Среди многих методов создания низкоразмерных 0D-, 1D- и 2D-структур на основе халькогенидов свинца особое место занимают сухие методы плазмохимического наноструктурирования материалов. Исследования последних лет в этом направлении продемонстрировали широкие возможности в управлении параметрами, а также в формировании наноструктур посредством варьирования режимов плазмо-химического травления, в частности, изменения энергии потока ионов в диапазоне 200 эВ-150 кэВ. В то же время процесс модификации поверхности халькогенидов свинца в ходе воздействия ионами малой энергии плохо изучен. В работе [15] отмечалось, что с увеличением времени плазмо-химической обработки поверхности PbSe увеличивается относительная доля свинца в сформированных структурах, а сами структуры становят полыми внутри.

В настоящей работе исследуются закономерности магнитооптического отклика от искривленных поверхностей наноструктур на основе селенидов свинца (PbSe), покрытых пленкой кобальта толщиной порядка нескольких нанометров.

### ТЕХНОЛОГИЯ ПРИГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

В данной работе пленка PbSe толщиной 3 мкм была выращена на кристаллической кремниевой подложке Si (111) с буферным слоем CaF<sub>2</sub> толщиной 2-4 нм методом молекулярно-лучевой эпитаксии [15]. Пленки селенида свинца являлись монокристаллическими и имели ориентацию [111] вдоль оси роста. Плазменная обработка эпитаксиальных структур PbSe/CaF<sub>2</sub>/Si (111) производилась в реакторе плотной плазмы в высокочастотном разряде (13.56 MHz) при малом давлении. Обработка производилась при малой энергии ионов  $Ar^+$  (20–30 eV), близкой к порогу распыления, время обработки составляло 60-240 с. На рис. 1 показано изменение морфологии поверхности после обработки в течение от 1 до 4 мин. При увеличении времени обработки в плазме увеличивается относительная доля содержания свинца, о чем свидетельствует исследование состава поверхностного слоя образцов и появление характерных особенностей, присущих кристаллам свинца. После формирования наноструктур, методом магнетронного распыления был нанесен слой кобальта толщиной 10 нм на поверхность образцов для проведения магнитооптических исследований. Этот слой в 10 нм наносился после каждой серии исследований магнитооптических свойств, в общей сложности слои кобальта формировались 4 раза. Результат

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 49 № 5 2020

описанной выше технологии представлен на рис. 1.

Описанная выше процедура позволила исследовать магнитооптические (МО) свойства магнитных структур на наноструктурированной поверхности в зависимости от толщины магнитной пленки. Как это хорошо заметно из рис. 1, в зависимости от времени плазмохимической обработки поверхности образцов формировались структуры, отличающиеся формой и размерами. По мере увеличения времени плазмо-химического травления формировались структуры со все большим размером и меньшей плотностью расположения.

## МЕТОДИКА МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В настоящей работе исследовались магнитооптические петли гистерезиса и амплитудные значения магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) при комнатной температуре. Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Гц и амплитудой вплоть до 400 Э, которого было достаточно для перемагничивания образца. Излучение было поляризовано в плоскости падения (*p*-поляризация), лазерный луч диаметром 1 мм падал на поверхность магнитной пленки под различными углами в стандартной конфигурации для МОЭЭК измерений, направление магнитного поля было перпендикулярно плоскости падения:

$$\delta = \Delta I / I(0), \tag{1}$$

где  $\Delta I = I(H) - I(0), I(H) - интенсивность света,$ отраженного от магнитной поверхности, I(0) интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности, *H* – величина напряженности магнитного поля. Значение  $\Delta I$  – пропорционально переменной составляющей тока фотодетектора, I(0) – пропорционально постоянной составляющей тока. Коэффициент отражения определялся отношением интенсивности постоянной составляющей отраженной волны I(0) к интенсивности падающего излучения  $I_{in}$ :  $R = I(0)/I_{in}$ . Зависимость  $\delta$ от напряженности магнитного поля δ(H) представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса. Исследования проводились при комнатной температуре, длина волны падающего излучения He-Ne лазера равнялась  $\lambda = 632$  нм.

При анализе экспериментальных данных необходимо иметь в виду тот факт, что, как это следует из рис. 1, сформированная структура не является однородной по поверхности образца, т.е. имеется достаточно значительный разброс по размерам и форме отдельных наноструктур. Луч лазера с длиной волны излучения  $\lambda = 632$  нм имел поперечные размеры диаметром порядка 1 мм. Таким образом, фото-детектор регистрировал



**Рис. 1.** Общий вид сформированных плазменной обработкой стуктур после напыления пленки кобальта толщиной 30 нм, (*a*) – после 60 с обработки в плазме  $\operatorname{Ar}^+$  (область 1), (*b*) – после 120 с обработки в плазме  $\operatorname{Ar}^+$  (область 2), (*b*) – после 180 с обработки в плазме  $\operatorname{Ar}^+$  (область 3), (*c*) – после 240 с обработки в плазме  $\operatorname{Ar}^+$  (область 4).



**Рис. 2.** Одна из типичных структур (область 4) PbSe с пленкой кобальта толщиной 30 нм (*a*). Стрелками показаны углы  $0^{\circ}$ ,  $30^{\circ}$ ,  $60^{\circ}$ , дугами условно изображены доступные области с различной кривизной для падающего под соответствующим углом электромагнитного излучения с длиной волны 632 нм; (*б*) – магнитооптическая петля гистерезиса (не инвертированная) в конфигурации ЭЭК, снятая под углом 52.5° (область 4), толщина пленки Со – 10 нм. Серым оттенком помечена область до начала формирования магнитных вихрей.

усредненный сигнал, в который вносили вклад МО отклики от различных по размерам и формам структур, обладающих разными радиусами кривизны как на самих структурах (см. рис. 2*a*), так и на различных участках поверхности, покрываемых падающим лучом (см. рис. 1). Результаты различных вкладов в результирующий МО отклик более детально исследовались в работе [16].

В зависимости от угла падения в силу специфики сформированных наноструктур эффектив-

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 49 № 5 2020

но дают вклад в общий магнитооптический отклик системы участки, обладающие различной кривизной (см. рис. 2*a*), причем с увеличением угла падения кривизна поверхности увеличивается. Типичная магнитооптическая петля гистерезиса, отражающая наличие магнитных вихревых структур, приведена на рис. 2*б*.

При определенных значениях кривизны поверхности и толщины магнитной пленки формируется магнитная вихревая структура. В конфигурации эк-

—1.5Е—03 └
Рис. 3. Петля гистерезиса (инвертированная) при угле падения 80°, толщина слоя Со — 10 нм (область 2) — (*a*). Петля

500

H, Oe

-600

-400



**Рис. 4.** Петля гистерезиса (инвертированная) при угле падения  $80^\circ$ , толщина слоя Со -10 нм (область 3) -(a). Петля гистерезиса (не инвертированная) при угле падения  $65^\circ$ , толщина слоя Со -10 нм (область 4)  $-(\delta)$ .

ваториального МОЭК внешнее магнитное поле направлено вдоль поверхности, перпендикулярно боковым поверхностям сформированных наноструктур, поэтому вихревые магнитные структуры формируются на боковых поверхностях структур. Этот факт отражается в том, что характерное уплощение кривой гистерезиса наблюдается при сравнительно больших углах падения. В целом, ввиду конечных размеров падающего и отраженного лучей происходит наложение сигналов от участков поверхности с различной магнитной структурой. В виду отмеченных фактов магнитооптическая петля гистерезиса (МОПГ) имеет сложный характер, представленный на рис. 3.

На рис. 4 представлены МОПГ, которые не имеют особенностей при данном угле падения луча (в частности, при угле 65° в области 4), тогда как при углах падения 52.5°, 57.5° (область 4) при толщине пленки Со 10 нм имеют место особенности, выражающиеся в наличии "полочки" на петлях гистерезиса. Этот факт свидетельствует о том, что сформированная структура имеет сложную форму с различной кривизной на разных участках поверхности. Петля гистерезиса на рис. 46 имеет большую площадь по сравнению с соответствующими петлями, представленными на рис. 26, 36, что связано с большей работой по перемагничиванию.

*(б)* 

200

400

600

H, Oe

 $\delta(H)$ 

8E-04

4E - 04

-0E+0

4F\_0

-8E-04

-200

Как это следует из рис. 5, при изменении толщины слоя напыленного кобальта вихревые магнитные структуры могут не проявляться, т.е. они возникают при определенных соотношениях между толщинами магнитных пленок и поперечными размерами структур [17, 18]. На рис. 6*а* представлена инвертированная петля гистерезиса при угле падения  $75^{\circ}$  и толщине слоя Со 10 нм (область 3), у которой при нулевой напряженности магнитного поля ширина петли стремится к нулю, что является характерной особенностью при возникновении магнитного вихря. Характер-

-300

(*a*)

δ(*H*)

1.5E-03

1.0E - 03

.0E-04

0E+0

-100 -5.0E-04

-1.0E-03

100

300

гистерезиса (не инвертированная) при угле падения 57.5°, толщина слоя Co – 10 нм (область 4)– (б).

-500



**Рис. 5.** Петля гистерезиса при угле падения  $52.5^{\circ}$ , толщина слоя Со -20 нм (область 4) -(a). Петля гистерезиса при угле падения  $57.5^{\circ}$ , толщина слоя - Со 20 нм (область 4)  $-(\delta)$ .

ная для сформированного вихря "полочка" на инвертированной петле возникает при угле падения 77.5° при этом "схлопывания" петли при нулевой напряженности поля не происходит. Подобная картина может свидетельствовать о том, что вклад магнитной вихревой структуры в формирование петли гистерезиса на рис. 6а может являться доминирующим, тогда как в случаях, представленных на рис. 66, и рис. 7 этот вклад вихревой структуры не является доминирующим и проявляется при определенных значениях напряженности магнитного поля. Подчеркнем, что отмеченные особенности требуют более тщательного анализа ввиду того, что подобные закономерности встречаются и у перминвар эффекта (см. например, [19]), то есть значение магнитной восприимчивости слабо меняется до определенного значения напряженности магнитного поля, а затем происходит смещение доменных границ, что выражается в резком росте магнитооптического отклика (см. рис. 6а). Отмеченные в работе [20] закономерности петель гистерезиса для структуры при наличии магнитного вихря свидетельствуют о достаточно похожей структуре петель гистерезиса в обоих случаях: магнитного вихря и перминвар эффекта. Таким образом, закономерности поведения магнитооптического гистерезиса в области 3 приводят к неоднозначному результату относительно вклада магнитных вихревых структур в кривую перемагничивания [20].

При толщине слоя напыленного кобальта 20 нм исчезает участок с нулевой шириной петли гистерезиса при нулевой напряженности внешнего поля, характерный для наличия магнитного вихря (см. рис. 7). Однако, возникают характерные "полочки" на петле гистерезиса, которые свидетельствуют о наличии вклада вихрей в формирование формы магнитооптической петли. Характерные особенности с наличием "полочек" на петлях гистерезиса наблюдаются как на инвертированных (повернутых влево), так и на не инвертированных петлях (повернутых вправо). Инверсия магнитооптических петель, как правило, происходит при больших углах падения. При конфигурации наблюдения МОЭЭК следует ожидать, что вихри формируются при больших углах падения, что в основном и наблюдалось в эксперименте. Угол, при котором формировались вихри, зависел также от специфики структуры, так как сформированные структуры не имели правильной, регулярной формы, а форма их поверхности зависела от специфики плазмохимической обработки.

Отметим, что форма петель гистерезиса, представленных на рис. 26, 36, 66, 7 аналогична форме петель гистерезиса из работы [9]. В этой работе исследуется специфика формы петель гистерезиса в зависимости от различных параметров системы металлизированных магнитных сфер нанометровых размеров. Исследования в работе [9] проводились экспериментально и посредством компьютерного моделирования. В работе [20] отмечается, что наклон плато на петле гистерезиса связан со стабильностью образованных вихревых структур причем, чем меньше наклон, тем стабильнее магнитная вихревая структура. Подобные закономерности наблюдались и в настоящей работе.

### ТЕОРИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Теория топологических магнитных структур основана на нелинейной сигма-модели (см. например, [21, 22]). Согласно теории в магнитных структурах возможно существование топологических систем с особыми конфигурациями магнитных моментов, таких как магнитные вихри,



**Рис. 6.** Петля гистерезиса (инвертированная) при угле падения 75°, толщина слоя Со – 10 нм (область 3) – (*a*). Петля гистерезиса при угле падения 77.5°, толщина слоя Со – 10 нм (область 3) – (*б*).



**Рис. 7.** Петля гистерезиса при угле падения 75°, толщина слоя Co - 20 нм (область 3) - (a). Петля гистерезиса при угле падения 77.5°, толщина слоя Co - 20 нм (область 3) - (b).

скирмионы и т.д. При определенных условиях реализуются также многовихревые состояния в двумерных магнитных системах [23, 24]. Как свидетельствует теория, имеются характерные особенности формирования топологических структур на искривленных магнитных поверхностях [25–28]. Искривленная поверхность может давать вклад в эффективные взаимодействия различного вида [27, 28].

Расчет возможных конфигураций магнитных моментов для конкретной системы может быть произведен посредством компьютерного моделирования на основе уравнения Ландау-Лифшица с учетом различных механизмов взаимодействия магнитных моментов. Моделирование опирается на математическое описание процесса релаксации магнитной подсистемы посредством уравнения Ландау-Лифшица, включающего различные механизмы взаимодействия магнитных моментов с эффективным магнитным полем [29]:

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\gamma \alpha}{M_0} \vec{M} \times \left( \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right), \qquad (2)$$

где  $\vec{M}$  — намагниченность,  $M_0$  — намагниченность насыщения кобальта,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — безразмерный коэффициент затухания,  $\vec{H}_{eff}$  — эффективное магнитное поле. Эффективное поле определяется согласно:  $\vec{H}_{eff} = -\mu_0^{-1} \partial E / \partial \vec{M}$ , где энергия *E* включает в себя различные виды взаимодействия: обменное, зеемановскую энергию, энергию размагничивания, энергию кристаллической анизотропии.

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 49 № 5 2020



**Рис. 8.** Петля гистерезиса для цилиндрической структуры: (*a*) диаметр – 100 нм, толщина – 20 нм; (*б*) диаметр – 100 нм, толщина – 26 нм.

В терминах континуальной модели для реализации расчетов на компьютере общая энергия представляется в виде следующих слагаемых [29]:

$$E = -J\sum_{\langle i,j\rangle} \vec{M}_i \times \vec{M}_j - \sum_{\langle i,j\rangle} D_{ij} \left( \vec{M}_i \times \vec{M}_j \right) - \mu_0 \vec{H} \sum_i \vec{M}_i - \frac{1}{2} \mu_0 \sum_i \vec{M}_i \times \vec{H}_d,$$
(3)

где J — обменная константа,  $D_{ij}$  — константа Дзялошинского—Мория,  $\vec{M}_i$  — намагниченность *i*-го элемента разбиения (*i*-й ячейки), *i*, *j* — номера ячеек разбиения,  $\vec{H}$  — вектор магнитной напряженности внешнего поля,  $\vec{H}_d$  — вектор размагничивания. В выражение (3) могут быть добавлены и другие виды энергий, например, энергия кристаллической анизотропии.

Объект моделирования представлял собой цилиндр диаметром 500 нм, высотой 1 нм,  $M_0 = 1.44 \times$ × 10<sup>6</sup> А/м. Константа анизотропии равнялась константе анизотропии пленочного кобальта и составляла  $K_1 = 4.4 \times 10^4 \, \text{Дж/м}^3$ . Компьютерное моделирование проводилось в среде MuMax3 [29]. На рис. 8а для случая цилиндра с толщиной 20 нм, виден надлом петли с образованием вихря. Рождение вихря происходит уже после изменения направления внешнего магнитного поля. На рис. 86 для цилиндра толщиной 26 нм, вихрь образуется при нулевом поле. Хотя характерное для наличия магнитного вихря обращение в нуль намагниченности при нулевом магнитном поле (см. рис. 86) происходит для цилиндрической структуры при соотношении диаметр/толщина 100/26 нм, типичные участки на петле перемагничивания имеются и при близких соотношениях, например, 100/20 нм. Подобные участки, которые изображены на рис. 8, наблюдаются на петлях, снятых на эксперименте в настоящей работе.

Методом микромагнитного моделирования моделировалось распределение магнитных мо-

ментов по сфере, а также ее сечениям. Вектор анизотропии составлял с осью Z угол в 5°, константа анизотропии (как отмечалось выше) составляла  $K_1 = 4.4 \times 10^4 \, \text{Дж/м}^3$ , намагниченность насыщения составляла  $M_0 = 1.44 \times 10^6 \text{ A/м}^3$ . Интеграл обменного взаимодействия (J) по порядку величины равнялся 1.3 × 10<sup>-11</sup> Дж/м, постоянная затухания Ландау–Лифшица  $\alpha = 0.02$ , внешнее магнитное поле величиной 1 Тл было направлено по оси Z. Магнитное поле уменьшалось в противоположном направлении до насыщения. Помимо искривленной поверхности при моделировании учитывалось взаимодействие Дзялошинского-Мория, которое присутствует в пакете программ Ми-Max3 и определяется константой, равной в нашем случае  $D_{\text{bulk}} = 10 \text{ мДж/м}^2$ . Наличие взаимодействия Дзялошинского-Мория, как отмечалось, в частности, в работе [30] стабилизирует вихревые структуры. Отметим, что результаты компьютерного моделирования хорошо согласуются с данными научной литературы (см. например, [17, 18]).

На рис. 9 видно, что в направлении, перпендикулярном внешнему магнитному полю на замкнутой сферической поверхности, в полюсах, образуются вихри с ядрами в центре, направленными по направлению внешнего магнитного поля, которые являются устойчивыми. В сферических структурах наблюдается появление одиночных вихрей независимо от параметров системы и конфигурации внешнего поля. Вихри устойчивы, а ядра их не смещены относительно полюса.



**Рис. 9.** Образование вихря на сфере (вид сверху). Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка (*a*). Образование вихря и компенсирующего вихря противоположной киральности на усеченной пополам сфере (вид сверху). Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка (*b*). Образование вихря и компенсирующего вихря противоположной киральности на усеченной ниже половины сфере (вид сбоку). Магнитное поле направлено через ядро вихря перпендикулярно плоскости рисунка (*b*).

Для усеченной ровно на половину сферы картина иная. Возникает первичный вихрь в полюсе, иногла немного смешенный от него. и на некотором расстоянии от него компенсирующая его дополнительная вихревая структура. Оба вихря разделены блоховской стенкой и имеют общий центр. Магнитные моменты первичного вихря направлены по часовой стенке, у компенсирующего – против часовой соответственно. Так же образуется дополнительный компенсирующий вихрь по периметру кольца на усеченной стороне. Направление вихря соответствует направлению первичного вихря, находящегося в полюсе. При образовании дополнительных вихрей, магнитный момент ядра направлен в противоположную сторону относительно направления внешнего магнитного поля, которое направлено вдоль ядра вихря, перпендикулярно поверхности сферы.

При усечении ниже и выше половины появляются дополнительные вихри в полюсе и на кольце в усеченной части сферы. На рис. 10 видны эти дополнительные вихри. Следует заметить, что магнитные моменты в ядре, при образовании множественных вихрей, направлены в противоположном направлении по отношению к внешнему магнитному полю. Проблема возникновения и устойчивости нескольких магнитных вихрей на структуре важна в связи с практической необходимостью создания однодоменных состояний, соответствующих биту информации. Представленная картина согласуется с закономерностями, описанными в работе [9]. Согласно работе [9], в которой отмечается, что магнитные вихри возникают попарно с противоположными киральностями перпендикулярно приложенному магнитному полю.

При изменении величины внешнего магнитного поля наблюдается характерная картина перемагничивания. При нулевом магнитном поле в полюсе образуется антивихрь, окруженный четырьмя компенсирующими вихрями. Как было упомянуто ранее, при наблюдении динамики в конечной стадии перемагничивания все дополнительные компенсирующие вихри аннигилировали, оставив единственный вихрь в полюсе с ядром, магнитный момент которого направлен по направлению поля. На рис. 10 хорошо заметна подобная структура: вихрь разделен на четыре домена. Согласно результатам работы [18] форма петли гистерезиса, приведенная на рис. 10, свидетельствует, что система находится в промежуточном магнитном состоянии, то есть не чисто вихревом, о чем свидетельствует рис. 10.

Как показало компьютерное моделирование, имеет место также формирование многовихревых структур (см. рис. 11) при определенных значениях постоянной ДМ и при наличии внешнего магнитного поля. Отметим, что наличие ДМ взаимодействия и внешнего магнитного поля являются важными условиями появления нетривиальных магнитных топологических конфигураций, в частности, скирмионов [30]. Формирование скирмиона в этих условиях связывается с компактизацией солитона за счет взаимодействия с объектом типа монополя Дирака [31], приводящего к характерной зависимости локального магнитного поля от расстояния. В виду этих обстоятельств возникающая магнитная структура на искривленной поверхности описывается уравнением двойного синус-Гордона [25, 26].

В работе [24] методом стереографической проекции были рассмотрены многоскирмионные



**Рис. 10.** Результат компьютерного моделирования: петля гистерезиса для усеченной ниже половины сферической поверхности (*a*); магнитная структура на усеченной сферической поверхности (вид снизу) (*б*); соответствующий вид сверху распределения магнитных моментов для усеченной сферической поверхности (*в*-*е*).

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 49 № 5 2020



**Рис. 11.** Многовихревая структура на усеченной сферической поверхности. Обозначены элементы гексагональной решетки: решетка вихрей выделена для наглядности линиями, соединяющими отдельные ядра различных вихрей.

конфигурации в двумерном ферромагнетике в присутствии взаимодействия Дзялошинского-Мория (ДМ) и внешнего магнитного поля. Показано, что без взаимодействия Дзялошинского-Мория и внешнего магнитного поля скирмионы не взаимодействуют, и точным многоскирмионным решением является сумма стереографических проекций индивидуальных решений. В некотором диапазоне постоянной взаимодействия ДМ и величины магнитного поля энергетически выгодной становится гексагональная упаковка скирмионов. В настоящей работе методом математического моделирования обнаружено, что на искривленных поверхностях имеют место аналогичные закономерности. На рис. 11 представлен результат компьютерного моделирования при наличии ДМ взаимодействия и внешнего магнитного поля, который свидетельствует о наличии гексагональной решетки вихрей на усеченной сферической поверхности.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Подобные представленным в настоящей работе исследованиям закономерностей эволюции формы петель гистерезиса магнитооптического эффекта Керра в зависимости от характерных размеров наноструктур, толщины магнитной пленки и угла падения электромагнитного излучения приведены, в частности, в работах [17, 18]. Однако, в этих работах исследовались структуры в форме цилиндров малой толщины, тогда как в данной работе изучались закономерности трехмерных искривленных структур.

В настоящей работе исследовались магнитооптические свойства наноструктур с различной кривизной поверхности на каждом элементе. Обнаружено, что магнитооптическая петля гистерезиса, соответствующая формированию топологического магнитного вихря, формируется при определенных углах падения луча и толщинах магнитной пленки. Это свидетельствует о том, что кривизна поверхности играет роль при формировании топологических магнитных структур, что открывает возможность контролировать места локализации нетривиальных топологических структур.

Локальная структура поверхности играет роль в формировании топологических магнитных структур ввиду того, что выступает как некоторое эффективное магнитное поле различной конфигурации в зависимости от локальных особенностей поверхности [27], причем для плоской поверхности подобные эффекты отсутствуют, так как связаны исключительно с кривизной поверхности. Отметим, что направление эффективного магнитного поля, связанного с кривизной поверхности может быть ортогональным поверхности [27]. От кривизны поверхности зависят как особенности топологических магнитных конфигураций, так и их размеры. Поперечные размеры скирмиона в случае цилиндра могут быть оценены согласно выражению [25]:  $\zeta = \int \sqrt{g_{\rho\rho}/g_{\phi\phi}} d\rho$ , где  $g_{uv}$  – метрический тензор,  $\rho$ ,  $\phi$  – полярные ко-

ординаты. Энергия магнитного вихря определяется при этом формулой [25]:  $E_V = 2\pi J \zeta$ , где  $J - \zeta$ обменный интеграл. Обменная энергия скирмиона для параболоида вращения оценивается согласно работе [26]  $E_s = 8\pi J$ , что является абсолютным минимумом для обменной энергии в случае непрерывной спиновой структуры с целочисленным топологическим зарядом [32]. Оценки энергии обменного взаимодействия для вихревых магнитных структур и скирмиона, приведенные в научной литературе имеют значительный разброс численных значений от ~0.1 до ~60 эВ, что зависит от специфики сформированных структур (см. например, [33, 34]). Отметим, что соприкасающийся параболоид является наиболее оптимальным приближением любой искривленной поверхности [35]. Оценка обменного интеграла для кобальта дает величину порядка 37 мэВ, тогда энергия скирмиона оценивается как 942 мэВ. Отметим, что энергия скирмиона в отсутсвие внешнего масштаба является масштабно инвариантной величиной (см. например, [25, 36]). Размер скирмиона λ связан с кривизной поверхности к, согласно работе [25], выражением  $\lambda^{-1} = (r_0^{-1} + \kappa)$ , где  $r_0$  — внешний параметр, например, радиус отверстия на поверхности. Кривизна поверхности и неоднородности на ней, таким образом, определяют размер локализации вихря (скирмиона). В нашем случае топологические магнитные неоднородности (вихрь, скирмион) локализуются на участках с большей кривизной, которые достигаются при больших углах падения на сформированных структурах (см. рис. 2*a*), о чем свидетельствует характер магнитооптических петель гистерезиса (см. рис. 26, 36, 5, 6). Наличие границ также стабилизирует топологические неоднородности (см. например, [33]).

Результаты исследований свидетельствуют о том, что в изучаемой системе имеет место различная локальная кривизна поверхности, что обнаруживается на угловых зависимостях магнитооптических петель гистерезиса. Как это следует из представленных результатов, наличие вихревых структур обнаруживается при определенных углах падения электромагнитного излучения (см. рис. 2, 3, 6, 7), что находит свое отражение в специфической форме магнитооптической петли гистерезиса (МОПГ). Это связано с различными эффективными кривизнами поверхностей, которые различны на разных участках искривленной поверхности (см. рис. 2*a*), что является отражением специфики технологии формирования исследуемых структур. В целом представленные данные являются результатом усреднения падающего и отраженного сигналов ввиду конечности диаметра луча лазера, который составлял порядка миллиметра в диаметре. Таким образом, представленные МОПГ не являются характеристиками чистых вихревых или скирмионных состояний, но вклад этих топологических образований явно прослеживается в наблюдаемой картине. На основании анализа представленных результатов эксперимента, компьютерного моделирования и сравнения их с выводами имеющихся публикаций, можно прийти к заключению, что результаты, полученные в настоящем исследовании, согласуются с имеющимися данными различных научных групп.

Петли гистерезиса кольцевых мезоскопических структур с шириной кольца порядка десятков нанометров и диаметром до микрометра имеют характерные изломы, аналогичные 26, 36 и др. (см. например, [37, 38]), которые трактуются авторами как переход из состояния с малым остаточным намагничиванием (vortex) в состояние с высоким остаточным намагничиванием (onion). Это происходит при определенных соотношениях между толщиной кольца, его шириной и диаметром. Петли гистерезиса для структур Со в виде цилиндров [17, 18] также имеют характерные изломы, которые трактуются аналогичным образом. Отличием в характере поведения петель гистерезиса для кольцевых магнитных структур на основе кобальта и цилиндрических структур является то, что в последних при определенных соотношениях между толщиной кольца, его шириной и диаметром имеет место "схлопывание" до нуля петли гистерезиса при нулевом магнитном поле, тогда как на кольцевых структурах подобного не происходит (сравни результаты [17, 18] и [37, 38]). Исследование закономерностей по перемагничиванию магнитной структуры на основании петли гистерезиса, приведенной на рис. 26, и ее сравнение с петлей гистерезиса для однородной пленки кобальта позволяют оценить работу по перемагничиванию, а также работу по формированию магнитного вихря. Оценка энергетических потерь на гистерезис, отнесенных к единице вещества (удельные потери), определяются по формуле [39]  $\varepsilon = \oint \vec{H} d\vec{B}$ . На основе результатов работы [39] для чистой пленки кобальта толщиной 10 нм оценки дают значение порядка  $\varepsilon_{Co} \approx 23 \times$ × 10<sup>3</sup> Дж/м<sup>3</sup> (см. рис. 76 в работе [40]). Оценка энергетических потерь на гистерезис, отнесенных к единице объема, для процесса перемагничивания с возникновением вихревых магнитных состояний имеет порядок  $\epsilon_{tot} \approx 41 \times 10^{3} \, \text{Дж/м}^{3}$  (см. рис. 2б). В энергию  $\varepsilon_{tot}$  включен также вклад от структур без наличия вихревых состояний вследствие конечности размеров луча лазера и неоднородности магнитной структуры, приведенной на рис. 1. Оценка удельных потерь на гистерезис для случая без образования магнитного вихря, приведенного на рис. 46, составляет  $\varepsilon \approx 61 \times 10^3 \, \text{Дж/м}^3$ . Таким образом, формирование магнитного вихря

приводит к меньшим удельным потерям на перемагничивание и происходит по траектории с наискорейшей убылью потенциальной энергии.

Если принять для оценок величин энергетических затрат на формирование вихревых структур, что их радиус меняется в пределах  $r \sim 10-50$  нм, а толщина слоя кобальта h = 10 нм, то получим следующие оценки энергии вихревых магнитных структур и соответственно магнитных структур без топологических особенностей, ограниченных областью цилиндра объемом  $V = \pi r^2 h$ . Для радиуса вихревой структуры r ~ 10 нм получаем оценку  $E_V^{(1)} = 1/2 \varepsilon V_1 \approx 0.4$  эВ, причем  $V_1 = \pi r_1^2 h$ , а для  $r \sim 50$  нм получаем оценку  $E_V^{(2)} = 1/2 \epsilon V_2 \approx 10$  эВ (где  $\epsilon$  — энергия на единицу объема). Для радиуса r ~ 10 нм соответствующей структуры без вихря, полученной на той же самой структуре под другим углом падения луча, получаем оценку  $E^{(1)} = 1/2\varepsilon V_1 \approx 0.6$  эВ, а для  $r \sim 50$  нм получаем оценку  $E^{(2)} = 1/2\epsilon V_2 \approx 15$  эВ. Эти оценки вполне укладываются в имеющиеся в научной литературе численные значения  $E_V \sim$ ~ 0.1-60 эВ (см. например, [33, 34]).

В работе [33] оценки энергии и размеров магнитных топологических неоднородностей получены методом минимизации функционала плотности энергии, который имеет вид (3). Показано, что для ряда слоистых магнитных систем существуют два энергетических минимума, соответствующих магнитным структурам различных размеров. В настоящей работе проведенные оценки энергии магнитных топологических неоднородностей и их сравнение с обычными системами свидетельствуют о том, что наличие вихревых магнитных структур минимизирует энергетические потери на перемагничивание. Таким образом, результаты настоящей работы подтверждают положение о том, что магнитные топологические неоднородности в ряде случаев соответствуют минимизации энергетических характеристик системы, то есть могут быть стабильными структурами (см. например, [33]). Оценки энергии, необходимой для формирования магнитного вихря, позволяют оценить энергоемкость магнитной памяти. Для этого следует отметить тот факт, что пространство, необходимое для формирования магнитной вихревой структуры, имеет размеры несколько большие, чем границы непосредственно магнитного вихря. Это пространство определяется, в частности, свойствами интерфейса магнитного материала с немагнитной основой, поэтому как плотность записи, так и ее энергоемкость будут зависеть от этого фактора [33].

В работе [6] отмечалась роль интерфейса магнитного материала с тяжелыми металлами во вклад взаимодействия Дзялошинского—Мория при формировании топологических магнитных структур. В нашем случае, по мере увеличения времени плазмохимической обработки селенида свинца увеличивалась доля свинца в сформированных структурах [15]. Таким образом, как показали исследования, при покрытии слоем кобальта толщиной 10 нм наблюдались характерные для магнитных вихрей особенности на МОПГ, что может быть отражением вклада интерфейса в наблюдаемую картину. Характерной особенностью настоящей работы является тот факт, что в отличие от традиционных тяжелых металлов Pt, Pd, Ir, W, Ta в нашем случае использовался свинец (Pb).

Как показывают оценки, структуры на рис. 1а имеют характерные размеры  $\Lambda \le 100$  нм, что соответствует диапазону (см. например, [17, 18]), где не наблюдалось формирования вихревых магнитных структур в плоских цилиндрических системах. Структуры, изображенные на рис. 16, имеют характерные размеры  $\Lambda \ge 200$  нм, что лежит в области, где наблюдались вихревые магнитные структуры [17, 18]. Однако, форма структур является такой, что наблюдение вихревых структур затруднено: верхняя часть представляет собой срезанную выше половины сферическую поверхность, боковая часть - цилиндрическую поверхность. При направлении магнитного поля перпендикулярно осям цилиндров (типичная конфигурация МОЭЭК) намагниченность стенок цилиндра неотличима от равномерной намагниченности (см. подробнее [41]). Формирование магнитных вихревых структур происходит при характерных размерах структур  $\Lambda \ge 100$  нм, имеющих искривленную поверхность и с интерфейсом между магнитными пленками кобальта и химическим веществом, обогащенным тяжелым металлом свинцом после обработки в плазме соединения PbSe для образования наноструктур.

Стабилизация скирмиона зависит не только от характерных размеров, но и от материалов магнитной системы (см. в частности, [42]). В этой связи в настоящей работе впервые исследовался интерфейс кобальт/свинец, при этом наблюдались характерные для наличия вихревых структур закономерности в поведении и форме МО петель гистерезиса. Отметим, что подбор соответствующих материалов для формирования интерфейса с необходимыми свойствами, стабилизирующими магнитные вихревые структуры, является важным элементом в поиске оптимальной технологии создания магнитной памяти на вихревых магнитных структурах. Искривление поверхности вносит вклад в стабилизацию вихревых структур в связи с отсутствием в подобных системах центра инверсии [43], поэтому в настоящем исследовании особое внимание было уделено специфике магнитных свойств на поверхностях со сложной топологией.

#### выводы

Таким образом, исследованы закономерности магнитооптического отклика металлизированной поверхности наноструктурированного селенида свинца. Наноструктурирование связано с формированием искривленных поверхностей с различной кривизной вдоль поверхности отдельных рассеивающих элементов. На петлях гистерезиса магнитооптического экваториального эффекта Керра обнаружены характерные особенности, присущие наличию вихревых магнитных структур в исследуемой системе. Изучены закономерности эволюции формы петель гистерезиса МОЭЭК в зависимости от характерных размеров наноструктур, толщины магнитной пленки и угла падения электромагнитного излучения. Обнаруженные закономерности позволяют утверждать, что вихревые магнитные структуры формируются при определенных соотношениях между радиусом кривизны структуры и толщиной нанесенной металлической пленки. Вихревые структуры формируются вблизи выпуклых искривлений поверхности на нанометровых масштабах  $\Lambda \ge 100$  нм. Учет взаимодействия Дзялошинского-Мория ввиду отсутствия инверсной симметрии в исследуемой системе свидетельствует о том, что интерфейс Со/Рь достаточно хорошо стабилизирует магнитные вихревые структуры на искривленных поверхностях. Проведено компьютерное моделирование закономерностей возникновения и развития вихревых магнитных структур на искривленных поверхностях, которое дает хорошее согласие наблюдаемых закономерностей в возникающих магнитных вихревых структурах и их корреляцию с искривлением поверхности. Показано путем сравнения экспериментально полученных магнитооптических петель гистерезиса. что формирование магнитных вихревых структур минимизирует энергетические потери на перемагнитчивание.

Результаты настоящей работы могут быть использованы при разработке методов создания магнитной памяти с использованием магнитных топологических особенностей отдельных нанообъектов, которая согласно результатам работы [6] близка к практической реализации. В данном направлении в проводимых исследованиях, в частности, в работе [44] изучались свойства структурированной среды, состоящей из отдельных упорядоченных магнитных наноточек. Кроме того, в настоящей работе исследуются магнитные трехмерные структуры, технология изготовления которых быстро прогрессирует в направлении создания компактных магнитных устройств [45]. Отметим, что в первой предложенной конструкции магнитной памяти рассматривалась трехмерная конфигурация компоновки основных элементов [46]. Таким образом, представленные в настоящей работе исследования подтверждают основные выводы

МИКРОЭЛЕКТРОНИКА том 49 № 5 2020

о перспективности проведения научных разработок в этом направлении.

Авторы выражают искреннюю признательность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур, С.П. Зимину за предоставленные эпитаксиально выращенные образцы и В.В. Наумову за нанесение магнитных нанослоев.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ЯФФТИАН им. К.А. Валиева Минобрнауки России по теме № 0066-2019-0003 с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Диагностика Микро- и Наноструктур".

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory // Science. 2008. V. 320. P. 190–194.
- Pigeau B., de Loubens G., Klein O., Riegler A., Lochner F., Schmidt G., Molenkamp L.W., Tiberkevich V.S., Slavin A.N. A frequency-controlled magnetic vortex memory // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 132506.
- Geng L.D., Jin Y.M. Magnetic vortex racetrack memory // J. Magn. Magn. Mat. 2017. V. 423. P. 84–89.
- 4. *Kronmuller H., Parkin S. (eds).* Handbook of Magnetism and advanced magnetic materials. Wiley, N.Y.: 2007. 2912 p.
- Zang J., Cros V., Hoffmann A. (eds). Topology in Magnetism. Springer series in Solid State Science. V. 192. Springer International Company. 2018.
- 6. *Parkin S., Yang S.-H.* Memory on racetrack // Nat. Nanotechnology. 2015. V. 10. P. 195–198.
- LoBue M., Mazaleyrat F., Ammar M., Barrue R., Champion Y., Faure S., Hytch M., Snoek E., Steiner J., Alouges F. Observation and modelling of magnetic vortex core structure in permalloy nanoparticles // J. Magn. Magn. Mat. 2010. V. 322. P. 1290–1292.
- Sapozhnikov M.V., Ermolaeva O.L., Gribkov B.G., Nafedov I.M., Karetnikova I.R., Gusev S.A., Rogov V.V., Troitskii B.B., Khokhlova L.V. Frustrated magnetic vortices in hexagonal lattice of magnetic nanocaps // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 054402.
- Streubel R., Makarov D., Kronast F., Kravchuk V., Albrecht M., Schmidt O.G. Magnetic vortices on closely packed spherically curved surfaces // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 174429.
- Fernandez-Pacheco A., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fischer P., Cowburn R.P. Three-dimensional nanomagnetism // Nature Communications. 2017. V. 8. P. 15756.
- Fernandez-Pacheco A., Serrano-Ramon L., Michalik J.M., Ibarra M.R., De Teresa J.M., O'Brien L., Petit D., Lee J., Cowburn R. Three dimensional magnetic nanowires grown by focused electron-beam induced deposition // Sci. Rep. 2013. V. 3. P. 1492.
- Ozel T., Zhang B.A., Gao R., Day R.W., Lieber C.M., Nocera D.G. Electrochemical deposition on conformal and functional layers on high aspect ratio silicon micro/nanowires // NanoLett. 2017. V. 7. P. 1950.
- 13. Joel KW Yang, Yunjie Chen, Tianli Huang, Huigao Duan, Naganivetha Thiyagarajah, Hui Kim Hui, Siang

*Huei Leong, Vivian Ng.* Fabrication and characterization of bit-patterned media beyond 1.5 Tbit/in2 // Nanotechnology. 2011. V. 22. P. 385301.

- Rohart S., Thiaville A. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction // Phys. Rev. B. 2013. V. 88. P. 184422.
- Зимин С.П., Амиров И.И., Наумов В.В., Гусева К.Е. Формирование полых свинцовых структур на поверхности пленок PbSe при обработке в аргоновой плазме, ПвЖТФ // 2018. Вып. 12. С. 32–38.
- 16. Звездин Н.Ю., Папорков В.А., Проказников А.В., Царев И.С. Анализ вкладов различных факторов в магнитооптический сигнал трехмерных структур типа магнитофотонных кристаллов // ЖТФ. 2018. Вып. 6. С. 892–901.
- Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E. // Single-Domain Circular Nanomagnets. 1999. V. 83. № 5. P. 1042–1045.
- Lebib A., Li S.P., Natali M., Chen Y. Size and thickness dependencies of magnetization reversal in Co dot arrays // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 7. P. 3892–3896.
- 19. *Heck C*. Magnetic materials and their applications. London, Newnes-Butterworths, 1974. 735 p.
- Leonel S.A., Marques I.A., Coura P.Z. A model for vortex formation in magnetic nanodots // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 104311.
- Tsvelik A.M. Quantum Field Theory in Condensed Matter Physics. Cambridge University Press: N.Y., 1998.
- 22. *Kardar M.* Statistical Physics of Fields, Cambridge University Press: N.Y., 2007. 359 p.
- 23. *Metlov K.L.* Magnetization patterns in ferromagnetic nanoelements as function of complex variables // Phys. Rev. Lett. 2010. V. 105. P. 107201.
- Тимофеев В.Е., Сорокин А.О., Аристов Д.Н. Об эффективной теории скирмионного кристалла // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. Вып. 3. С. 200–205.
- Carvalho-Santos V.L., Elias R.G., Altbir D., Fonesca J.M. Stability of scirmions on curved surfaces in the presence of magnetic field // J. Magn. Magn. Mat. 2015. P. 179–183.
- Vilas-Boas P.S.C., Elias R.G., Altbir D., Fonesca J.M., Carvalho-Santos V.L. Topological magnetic solitons on a paraboloidal shell // Phys. Lett. A. 2015. V. 379. P. 47–53.
- Sheka D.D., Kravchuk V.P., Gaididei Y. Curvature effects in statics and dynamics of low dimentional magnets // J. Phys. A: Math. and Theor. 2015. V. 48 P. 125202.
- Gaididei Y., Kravchuk V.P., Sheka D.D. Curvature effects in thin magnetic shells // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 257203.
- Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garsia-Sanchez F., Van Waeyenberge B. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014. V. 4. № 10. P. 107133.
- Kovalev A.A., Sandhoefner S. Skyrmions and antiskyrmions in quasi-two-dimensional magnets // Frontiers in Physics. 2018. V. 6. Art. 98.

- Farhan A., Saccone M., Petersen C.F., Dhuey. S., Chopdekar Rajesh V., Yen-Lin Huang, Kent N., Chen Z., Alava M.J., Lippert T., Scholl A., van Dijken S. Emergent magnetic monopole dynamics in macroscopically degenerate artificial spin ice // Sci. Adv. 2019. V. 5(2). P. eeav6380.
- Belavin A.A., Plolyakov A.M. Metastable states of twodimensional isotropic ferromagnets // JETP Letters. 1975. V. 22. № 10. P. 245–247.
- Tejo F., Riveros A., Escrig J., Guslienko K.Y., Chubykalo-Fesenko O. Distinct magnetic field dependence of Neel skyrmion sizes in ultrathin nanodots // Sci. Reports. 2018. V. 8. P. 6280.
- Rohart S., Miltat J., Thiaville A. Path to collapse for an isolated Neel skyrmion // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 214412.
- 35. Погорелов А.В. Лекции по дифференциальной геометрии. Харьков., 1955. 147 с.
- Saxena A., Dandoloff R. Stabilization of half-scirmions: Heisenberg spins of non-simply connected manifold // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 104414.
- 37. Rothman J., Klaui M., Lopez-Diaz L., Vaz C.A.F., Bleloch A., Bland J.A.C., Cui Z., Speaks R. Observation of a bi-domain state and nucleation free switching in mesoscopic ring magnets // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. № 6. P. 1098–1101.
- Yoo Y.G., Klaui M., Vaz C.A.F., Heyderman L.J., Bland J.A.C. Switching field phase diagram of Co nanoring magnets // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 82. № 15. P. 2470–2472.
- Преображенский А.А. Теория магнетизма, магнитные материалы и элементы. М.: Высшая школа, 1972. 288 с.
- 40. *Paporkov V.A., Prokaznikov A.V.* Magnetooptical response of metallized nanostructural arrays with a complex relief on the surface of silicon wafers // Russian Microelectronics. 2019. V. 1. № 1. P. 61–7.
- Sheka V.D., Pylypovskyi O.V., Landeros P., Gaididei Y., Kakay A., Makarov D. Micromagnetic theory of curvilinear ferromagnetic shells // arXiv:1904.02641v1 [cond-mat.mes-hall] 2019.
- 42. Varentsova A.S., Potkina M.N., von Malottki S., Heinze S., Bessarab P.F. Interplay between size and stability of magnetic skyrmions // Nanosystems: Physics, Chemistry Mathematics. 2018. V. 9. № 3. P. 356–363.
- 43. *Hertel R.* Curvature-induced magnetochirality // SPIN. 2013. V. 3. P. 1340009.
- 44. Hannour A., Bardotti L., Prevel B., Tournus F., Mailly D., Bucher J.-P., Nafidi A. Nanostructured L1<sub>0</sub>-CoPt dot arrays with perpendicular magnetic anisotropy // Materials Letters. 2017. V. 193. P. 108–111.
- 45. May A., Hant M., Van Den Berg A., Heyazi A., Ladak S. Realisation of frustrated 3D magnetic nanowire lattice // Commun. Phys. 2019. V. 2. P. 13.
- 46. *Parkin S.S.P.* Shiftable magnetic shift register and method of using the same. US Patent. US 6,834,005 B1. 2004. Dec. 21.