

УДК 537.5

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НАНОСТРУКТУР, СФОРМИРОВАННЫХ В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ИОННОЙ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТИ

© 2022 г. А. В. Проказников^а, *, В. А. Папорков^б, **, В. А. Чириков^б

^аЯрославский филиал физико-технологического института им. К.А. Валиева,
Ярославль, 150007 Россия

^бЯрославский государственный университет им. П.Г. Демидова,
Ярославль, 150003 Россия

*e-mail: prokaznikov@mail.ru

**e-mail: pva@uniyar.ac.ru

Поступила в редакцию 12.01.2021 г.

После доработки 22.02.2022 г.

Принята к публикации 22.02.2022 г.

Исследованы магнитооптические эффекты в наноструктурированных системах, сформированных в различных технологических режимах ионной обработки поверхности некоторых материалов. Установлено, что в системах, в состав подложек которых входит свинец, при определенных режимах обработки поверхности формируются структуры, дающие магнитооптический отклик при комнатной температуре, который характерен для систем при наличии магнитных вихрей. Экспериментально и методом компьютерного моделирования изучены условия появления магнитных вихрей в исследуемых системах.

Ключевые слова: ионная обработка поверхности, режимы обработки в аргоновой плазме, магнитооптические эффекты в наноструктурированных системах, наноструктуры халькогенидов свинца, магнитные вихри, нанопленки кобальта.

DOI: 10.31857/S1028096022120226

ВВЕДЕНИЕ

Топологические особенности магнитных структур привлекают внимание большого числа научных коллективов ввиду перспективы их применения в качестве носителей единиц информации при создании компактной магнитной памяти [1, 2]. В настоящее время большое внимание уделяется разработке магнитной памяти, основанной на топологических особенностях магнитных структур. Одним из первых исследований в этом направлении является работа [3], 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 [4–8]. К настоящему времени представлено большое число работ в области разработки и миниатюризации магнитной памяти на основе топологических магнитных структур в конденсированных средах пониженной размерности, в том числе

и со сложной топологией поверхности [9, 10]. Топология поверхности играет существенную роль в стабилизации и управлении параметрами магнитных структур нанометровых размеров ввиду того, что на искривленных поверхностях вихревые структуры становятся более устойчивыми [11]. Изготовление нанометровых структур с искривленной поверхностью представляет собой отдельную технологическую проблему, которая может быть решена различными способами [12–14]. Одним из таких способов является ионная обработка поверхности различных материалов [15].

При определенном подборе параметров ионной обработки возможно формирование структур на поверхности различных материалов в широком диапазоне масштабов – от микрометров до нанометров. Подобная обработка приводит к появлению новых свойств у материалов, например, к появлению различной окраски наноструктурированной поверхности кремниевых структур [16]. Металлическое покрытие магнитными наноструктурированными материалами также вносит свои характерные особенности в физические свойства сформированных объектов [17].

Большой интерес научных групп вызывает изменение магнитного состояния и положения магнитных вихрей. Ряд работ посвящен исследованию быстрых процессов изменения магнитного состояния, в частности, тонких слоистых пленочных структур с кобальтом (например, [18]). Рассматривают два основных процесса, ответственных за сверхбыстрые изменения в спиновой подсистеме. Один из механизмов связан с изменениями плотности состояний с разной ориентацией спинов за счет изменения обменного параметра. Другой механизм — с рождением магнонов в подсистеме горячих электронов со спином. Настоящее исследование позволяет указать путь исключения процессов перемагничивания и размагничивания при функционировании магнитных устройств на скирмионах в противоположность схеме, предложенной в [7].

Управление состояниями и положением магнитных вихрей вызывает особый интерес. В [19] представлены исследования в области конструирования магнитной памяти, содержащей ячейки с магнитными вихрями, состояние которых контролируют с помощью переменного тока. В [20] предложены структуры логических элементов на основе свойств устойчивых топологических вихревых конфигураций (скирмионов). В [21] изучали динамику резонансного перемещения магнитного вихря в схеме с тремя контактами. Таким образом, для разработки и создания магнитной памяти, а также технологии обработки информации на основе магнитных вихревых структур необходимо детальное исследование путей конкретной реализации предложенных научных идей.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОБРАЗЦОВ

Образец с трехмерной магнитной наноструктурой создавали в сложном технологическом процессе перераспыления одновременно двух мишеней — кобальта и титана — в аргоновой плазме (время обработки $t = 102$ с) на кремниевой подложке. Такой способ обработки приводит к замещению кобальта наноструктурированным титаном, а специфика подобного процесса описана в научной литературе [22]. После формирования хаотически расположенных наностолбиков, покрытых титаном на кремниевой подложке, с характерными размерами менее 100 нм наносили слой кобальта толщиной 100 нм методом магнетронного напыления. После стадии перераспыле-

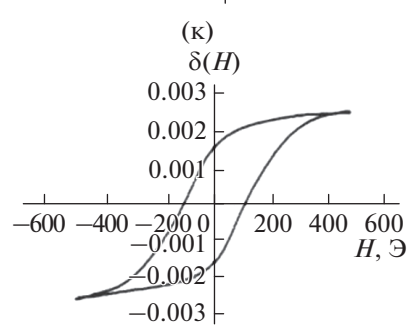
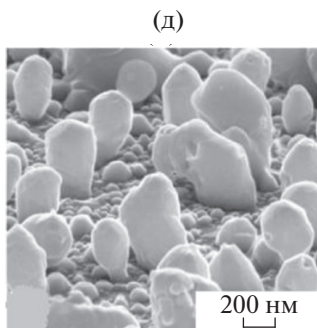
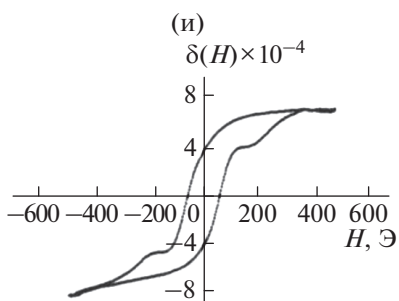
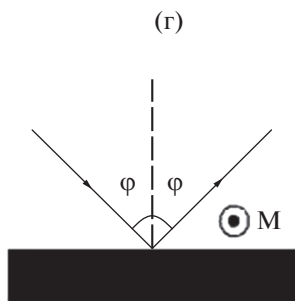
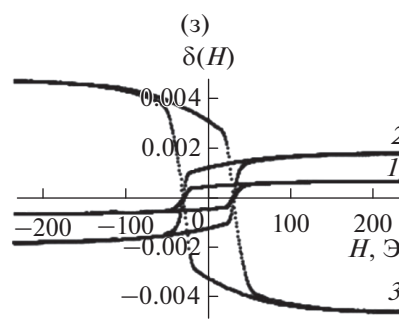
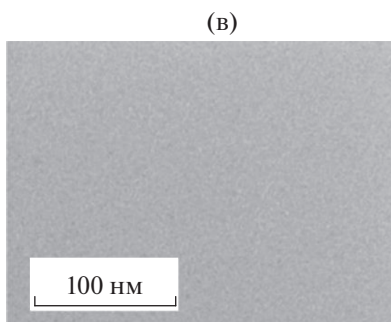
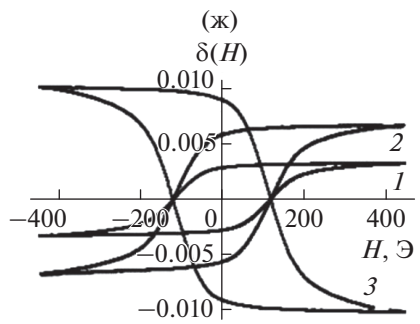
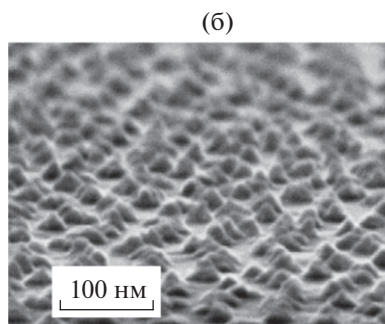
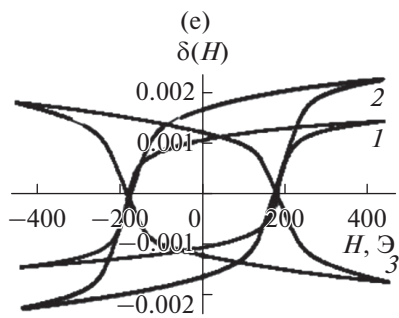
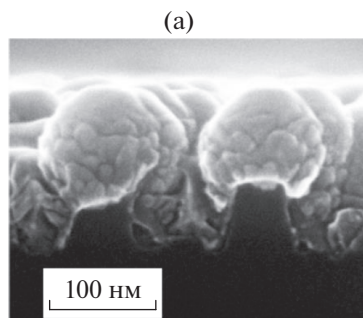
ния образец представлял собой хаотически расположенные кремниевые, покрытые титаном “микростолбики” неправильной формы. Форма магнитной части (кобальт) отдельного объекта близка к эллиптической. Внутри этой эллиптической кобальтовой структуры находится кремниевое, покрытое титаном основание (рис. 1). Типичный размер отдельных “столбчатых” структур Λ составлял порядка 50–100 нм. Окончательный результат после магнетронного напыления слоя кобальта толщиной ~ 100 нм приведен на рис. 1а (образец 1). Характерный диаметр магнитной части трехмерных эллипсоидных структур ~ 100 нм соответствует по порядку величины размерам вихревых структур.

Структуры другого вида формировались следующим образом. Изготовление образца включало в себя напыление на кремниевую подложку тантала в качестве выравнивающего слоя, затем наносили слой алюминия толщиной 1 мкм, после чего проводили анодирование в щавелевой кислоте ($\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$) с последующим травлением слоя пористого алюминия в смеси H_3PO_4 и CrO_3 . В результате технологических операций сформировались хаотически расположенные “нанохолмики” (Al_2O_3) различных размеров, находящиеся на некотором расстоянии друг от друга. На заключительном этапе магнетронным способом напыляли слой кобальта толщиной 8 нм. Изображение поверхности образца приведено на рис. 1б (образец 2).

Для сравнения и более детального анализа результатов измерений был изготовлен тестовый образец с однородной пленкой кобальта толщиной 6 нм на кремниевой подложке, напыленной магнетронным способом. Изображение поверхности образца приведено на рис. 1в (образец 3).

В настоящей работе пленки PbSe толщиной 3 мкм были выращены на кристаллической кремниевой подложке Si(111) с буферным слоем CaF_2 толщиной 2–4 нм методом молекулярно-лучевой эпитаксии [23]. Пленки селенида свинца были монокристаллическими и ориентированные вдоль оси роста [111]. Плазмохимическую обработку эпитаксиальных структур PbSe/ CaF_2 /Si(111) проводили в реакторе плотной плазмы в высокочастотном разряде (13.56 МГц) при малом давлении и малой энергии ионов Ar^+ (20–30 эВ), близкой к порогу распыления. Время обработки составляло 60–240 с. На рис. 1д показано изменение морфо-

Рис. 1. Структуры с кобальтовой нанопленкой: а — на основе покрытых сверху титаном кремниевых наноструктур (образец 1); б — на основе анодированного алюминия на кремниевой подложке (образец 2); в — на кремнии (образец 3). Схема эксперимента в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра (γ): черный прямоугольник — исследуемый образец; ϕ — угол падения/отражения, \mathbf{M} — направление внешнего магнитного поля. Образец PbSe после обработки в Ar^+ плазме в течение 4 мин (д). Зависимости амплитуды эффекта Керра $\delta(H)$ при $\lambda = 633$ нм для образцов 1–3 (е–з) при углах падения 25° (1), 40° (2), 75° (3) и для образца PbSe (и, к) при углах падения 52.5° (и) и 65° (к).



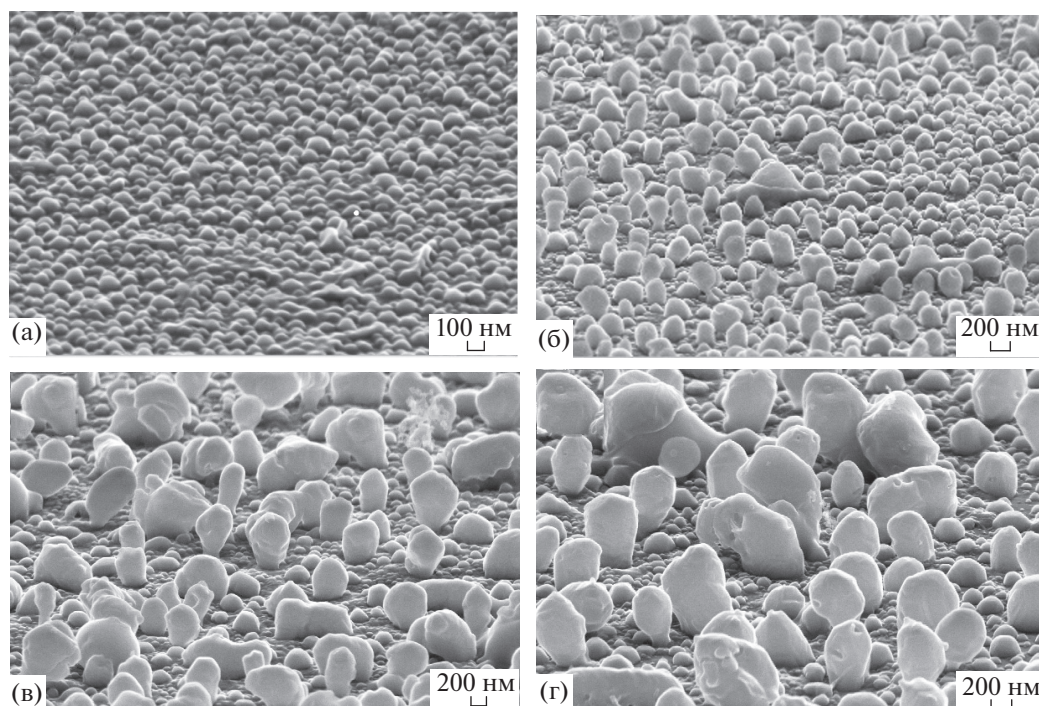


Рис. 2. Общий вид обработанных плазмой образцов селенида свинца после напыления слоя кобальта толщиной 30 нм и обработки в плазме Ag^+ в течение: а – 60; б – 120; в – 180; г – 240 с.

логии поверхности после обработки в течение 4 мин. При увеличении времени плазмохимической обработки растет относительное содержание свинца, о чем свидетельствует состав поверхностного слоя образцов и появление характерных особенностей, присущих кристаллам свинца. После формирования наноструктур на поверхность образцов методом магнетронного распыления был нанесен слой кобальта толщиной 10 нм для проведения магнитооптических исследований. Этот слой наносили после каждой серии исследований магнитооптических свойств, в общей сложности слой кобальта формировали четыре раза (рис. 1д).

Описанная выше процедура позволила исследовать магнитооптические свойства магнитных структур на наноструктурированной поверхности в зависимости от толщины магнитной пленки. В зависимости от времени плазмохимической обработки поверхности образцов образовывались отдельные структуры, отличающиеся формой и размерами. По мере роста времени плазмохимического травления увеличивался размер структур, и уменьшалась плотность их расположения на поверхности пластины (рис. 2).

Изменение толщины пленки Co на образцах на основе PbSe (рис. 2) продемонстрировало, что в случае структур с высокой плотностью распределения наноструктурных элементов ($\Lambda \leq 100$ нм) магнитооптические петли гистерезиса, характер-

ные для магнитных вихрей, не появлялись. Толщину пленки Co на наноструктурах PbSe изменяли, поскольку закономерности, характерные для магнитных вихрей, появлялись на магнитооптических петлях гистерезиса при малых толщинах пленки Co – порядка 10 нм (рис. 1и). Эти закономерности возникали при $\Lambda \geq 100$ нм и исчезали при толщинах слоев кобальта больше 20 нм.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

В работе исследовали магнитооптические петли гистерезиса и угловые зависимости амплитудных значений магнитооптического экваториального эффекта Керра и коэффициентов отражения. Исследования проводили при комнатной температуре согласно методике, детально изложенной в [24]. Образец помещали между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Гц с амплитудой до 500 Э, достаточной для магнитного насыщения образца [24]. Поляризованный в плоскости падения (p -волна) лазерный пучок света диаметром 1 мм падал на поверхность пленки под разными углами в стандартной конфигурации для измерений эффекта Керра, направление магнитного поля было перпендикулярным плоскости падения. Измеряли величину

$$\delta = \Delta I / I(0), \quad (1)$$

где $\Delta I = I(H) - I(0)$. Здесь $I(H)$ – интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности, $I(0)$ – интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности, H – напряженность магнитного поля. Значение ΔI пропорционально переменной составляющей тока фотоприемника, $I(0)$ пропорционально постоянной составляющей тока. Зависимость величины δ от напряженности магнитного поля $\delta(H)$ представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса.

Длина волны когерентного излучения лазера составляла $\lambda = 633$ нм. Размер пятна охватывал несколько элементов сформированных структур, поэтому измеряли усредненные характеристики отраженного сигнала. Результаты магнитооптических измерений представлены на рис. 1е–1к. Следует отметить, что нормированные магнитооптические петли гистерезиса (рис. 1е–1з) структур (рис. 1а–1в) не зависят от углов падения излучения. Магнитооптическая петля гистерезиса (рис. 1и) для структуры, изображенной на рис. 1д, имеет форму, характерную при наличии в системе магнитных вихрей. Подобные петли наблюдались для нескольких структур. Вихревые магнитные структуры возникают при определенных толщинах пленок, специфических свойствах границ разделов между конкретными материалами, определенной форме структуры [25, 26] и так далее.

ТЕОРИЯ И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Теория топологических магнитных структур основана на нелинейной сигма-модели (например, [27, 28]). Согласно теории в магнитных структурах могут существовать топологические системы с особыми конфигурациями магнитных моментов, такие как магнитные вихри, скирмионы. Многовихревые состояния также реализуются в двумерных магнитных системах [29] при определенных условиях, как предсказывает теория. Существуют характерные особенности формирования топологических структур на криволинейных магнитных поверхностях [30–33]. Криволинейная поверхность может способствовать эффективным взаимодействиям различных типов [32, 33].

Расчет возможных конфигураций магнитных моментов для конкретной системы может быть выполнен с помощью компьютерного моделирования на основе уравнения Ландау–Лифшица, которое включает различные механизмы взаимодействия магнитных моментов с эффективным магнитным полем [34]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma\alpha}{M_0}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (2)$$

где \mathbf{M} – намагниченность, M_0 – намагниченность насыщения кобальта, γ – гиромагнитное отношение,

α – безразмерный коэффициент затухания, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\mu_0^{-1} \partial E / \partial \mathbf{M}$ – эффективное магнитное поле, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м. Эффективное поле определяется в соответствии с выражением, где энергия E включает различные типы взаимодействия: обмен, энергию Зеемана, энергию размагничивания, энергию анизотропии кристаллов. В терминах континуальной модели для компьютерных расчетов полная энергия представлена в следующем виде [34]:

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

где J – обменная константа, D_{ij} – постоянная Дзялошинского–Мория, \mathbf{M}_i – намагниченность i -го элемента перегородки (i -й ячейки), i, j – номера взаимодействующих элементов, \mathbf{H} – вектор напряженности внешнего магнитного поля, \mathbf{H}_d – вектор напряженности поля размагничивания. В выражение (3) можно добавить другие виды энергии, например, энергию анизотропии кристаллов.

Объектом моделирования был цилиндр диаметром 150, 250, 500 нм и высотой 15, 20, 30, 50 и 100 нм. Намагниченность насыщения составила $M_0 = 1.44 \times 10^6$ А/м. Внешнее магнитное поле было приложено в плоскости подложки и отклонено от оси легкого намагничивания на 5° . Константа анизотропии изменялась от значения, равного константе анизотропии пленки кобальта $K_1 = 4.4 \times 10^4$ Дж/м³, до константы объемного кобальта $K_1 = 4.4 \times 10^5$ Дж/м³. Выбор различных констант анизотропии обусловлен тем, что при использовании излучения, длина волны которого превышает характерные размеры структуры ($\lambda > \Lambda$), мы по существу имеем дело с эффективной средой. Из-за неоднородности осаждения магнитной пленки на наноструктурированную поверхность ее магнитные характеристики могут существенно варьироваться. Компьютерное моделирование проводили в среде MuMax³ [34]. В случае цилиндра толщиной 15 нм на петле гистерезиса видно плато, связанное с образованием вихря (рис. 3а). При толщине 30 нм с соотношением диаметр/толщина 150/30 в нулевом поле образуется вихрь (рис. 4а). Подобное имеет место и в случае цилиндрической структуры с близким соотношением диаметр/толщина 100/20. Аналогичные области, показанные на рис. 3, 4, наблюдаются на петлях, экспериментально полученных в настоящей работе. При моделировании использовали следующие численные значения параметров: параметр обменного взаимодействия $A = 1.3 \times 10^{-11}$ Дж/м, постоянная затухания Ландау–Лифшица $\alpha = 0.02$, намагниченность насыщения $M_0 = 1.44 \times 10^6$ А/м,

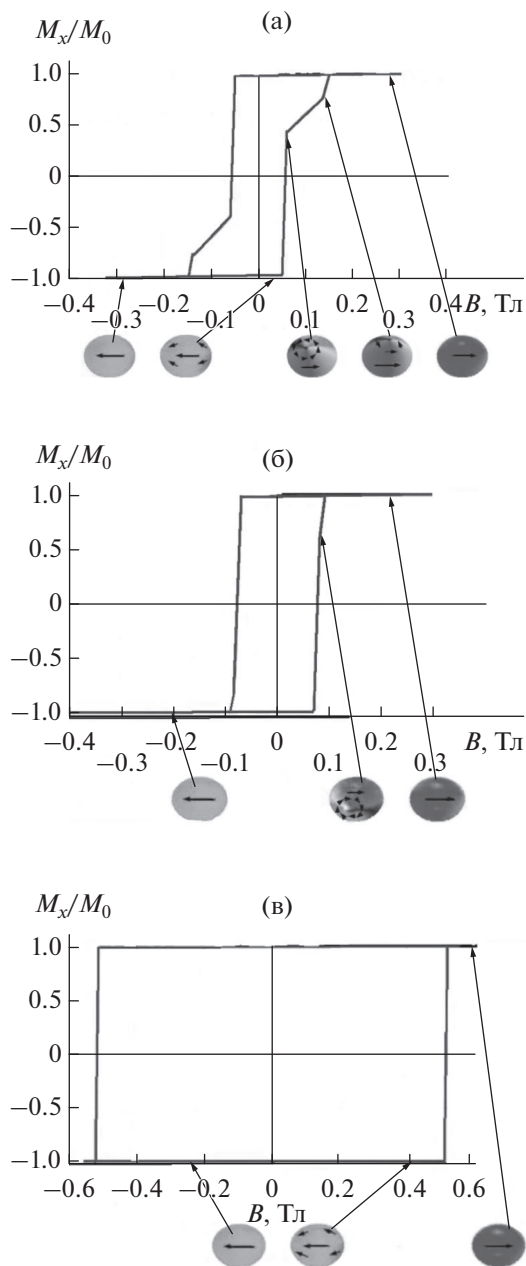


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса и магнитные конфигурации для цилиндрической структуры диаметром 150 нм и толщиной 15 нм с константами анизотропии K_1 : а – 4.4×10^4 ; б – 1×10^5 ; в – 4.4×10^5 Дж/м³.

константы анизотропии $K_1 = 4.4 \times 10^4$, 1×10^5 , 4.4×10^5 Дж/м³, внешнее магнитное поле изменялось от -1 до 1 Тл и было отклонено от оси легко намагничивания на 5° .

На основании результатов моделирования можно сделать вывод, что существует набор чисто геометрических параметров для определенного магнитного материала при формировании достаточно устойчивых магнитных вихревых структур. Поперечные размеры (перпендикулярные оси

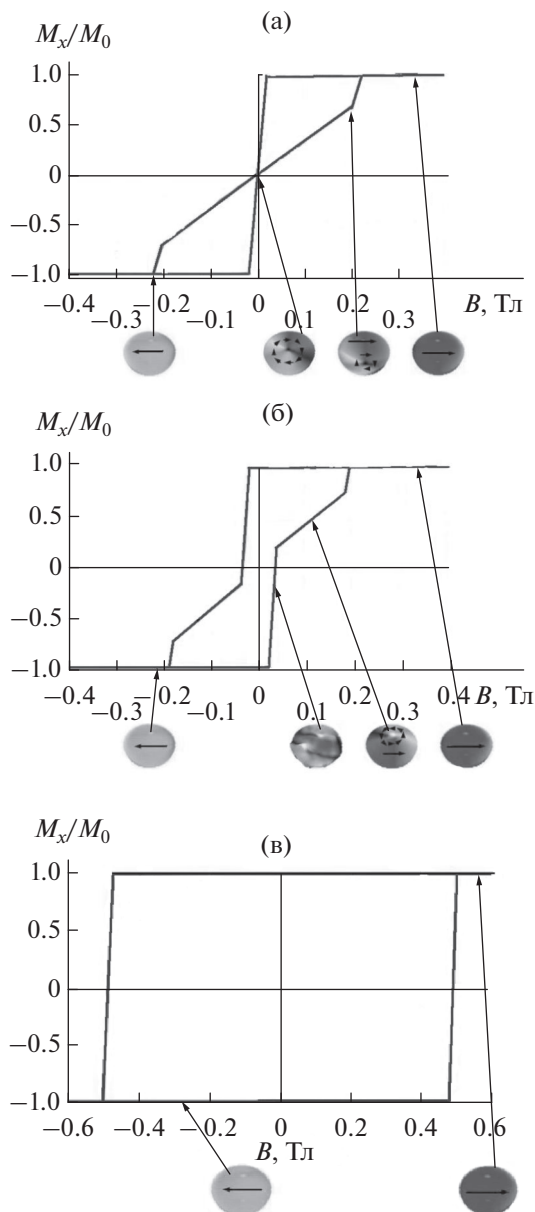


Рис. 4. Петли магнитного гистерезиса и магнитные конфигурации для цилиндрической структуры диаметром 150 нм и толщиной 30 нм с параметром анизотропии K_1 : а – 4.4×10^4 ; б – 1×10^5 ; в – 4.4×10^5 Дж/м³.

цилиндра) в этом случае имеют порядок или превышают характерный масштаб $\Lambda \geq 100$ нм (рис. 5). При толщине магнитной пленки $\Lambda \geq 100$ нм в вертикальном направлении (рис. 5б) появляется доменная структура. В этом случае верхняя и нижняя части цилиндра могут иметь некоррелированные друг с другом намагниченности. Таким образом, характерный масштаб $\Lambda \geq 100$ нм связан с магнитными свойствами материала и геометрией образца.

Отметим также тот факт, что результаты микромагнитного моделирования и их сравнение с

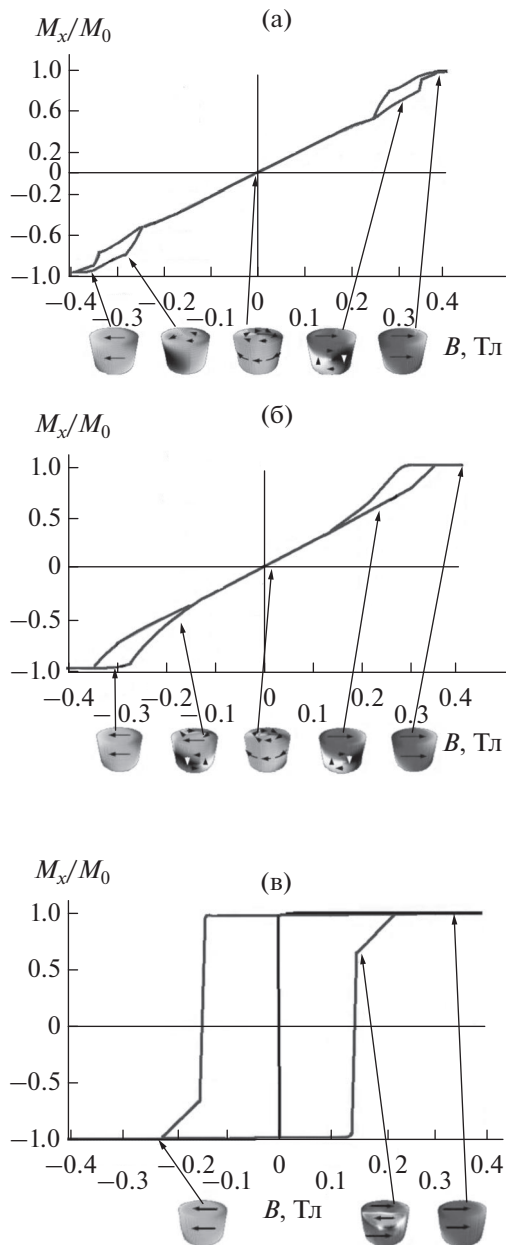


Рис. 5. Петли магнитного гистерезиса и магнитные конфигурации для цилиндрической структуры диаметром 150 нм и толщиной 100 нм с параметром анизотропии K_1 : а – 4.4×10^4 ; б – 1×10^5 ; в – 4.4×10^5 Дж/м³.

экспериментальными данными показали, что кривизна поверхности влияла на конфигурацию и значения магнитных моментов, т.е. в целом на характер петель магнитного гистерезиса (рис. 3–5). Это связано с тем, что длина волны падающего излучения больше радиуса кривизны образующихся структур ($\lambda > \Lambda$).

Результаты микромагнитного моделирования показали, что при перемагничивании сферической поверхности диаметром порядка сотен нанометров не было характерного плато на петле

магнитного гистерезиса, хотя вихревые структуры присутствовали. Таким образом, форма петли гистерезиса отражает геометрические особенности наноструктуры. В случае сферической поверхности, усеченной на четверть, характерное плато, наблюдаемое для цилиндрических структур, также отсутствовало. Усеченные сферы из магнитного материала являются типичными структурами, которые могут быть использованы для аппроксимации нанорельефа, реализованного в эксперименте, с напыленной магнитной пленкой нанометровой толщины.

ОБСУЖДЕНИЕ

Магнитооптическая петля гистерезиса на рис. 1и, измеренная при угле падения света 52.5° , имеет принципиально иную форму по сравнению с другими петлями гистерезиса, представленными на рис. 1. Аналогичное поведение петель, которое сопровождается появлением характерного плато (рис. 3а), интерпретируется в [9] как зарождение/аннигиляция магнитного вихря. Кроме того, в [9] аналогичный результат был получен для криволинейных поверхностей, что связано с наличием плато в тех же масштабах, которые упоминаются в настоящем исследовании, но в случае магнитомягких материалов, например, пермаллоя ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$).

Исследование перемагничивания структурированной системы с петлями гистерезиса, показанными на рис. 1и, 1к, и их сравнение с петлей гистерезиса для однородной пленки кобальта (рис. 1з) позволяет оценить среднюю работу (энергию) перемагничивания, а также среднюю работу (энергию) образования магнитного вихря. Оценка потерь энергии на гистерезис, отнесенных к единице объема (удельные потери энергии), определяется по формуле: $\epsilon = \oint \mathbf{H} d\mathbf{B}$, где \mathbf{H} – вектор напряженности магнитного поля, \mathbf{B} – вектор магнитной индукции. В настоящей работе состояние насыщения всегда достигалось при $H \sim 500$ Э. Для определения площади петли гистерезиса был использован тот факт, что для всех углов падения в магнитном поле $H \approx 500$ Э ($1 \text{ Э} = 79.6 \text{ А/м}$) значение магнитооптического экваториального эффекта Керра $\delta = \delta_m$ соответствует индукции насыщения B_s , которая равна 1.8 Тл для кобальта. На основе результатов [2] для пленки кобальта толщиной 10 нм на плоской поверхности оценки дают значение $\epsilon_{\text{Co}} \approx 23 \times 10^3$ Дж/м³ (рис. 1з). Оценка потерь энергии при формировании гистерезиса в процессе перемагничивания с появлением вихревых магнитных состояний составляет $\epsilon_v \approx 41 \times 10^3$ Дж/м³ (рис. 1и). Средняя удельная энергия ϵ_v также включает вклады структур без вихревых состояний из-за конечного

размера лазерного луча и неоднородности магнитной структуры, показанной на рис. 1. Если магнитный вихрь не образуется, то удельные потери энергии на перемагничивание (рис. 1и) оцениваются как $\epsilon \approx 61 \times 10^3 \text{ Дж/м}^3$. Таким образом, образование магнитного вихря приводит к снижению удельных потерь энергии на перемагничивание.

На криволинейной поверхности в исследуемых системах магнитный вихрь образуется, когда характерный размер пространства, занимаемого вихрем, составляет 100 нм ($\Lambda \geq 100 \text{ нм}$) при толщине пленки $\text{Co} \sim 10 \text{ нм}$. Характерная длина (Λ) определяется размером области наноструктурированной поверхности и ее структурой, которые необходимы для создания магнитного вихря. Эти факторы определяются, в частности, плотностью расположения элементов наноструктуры и их размерами. Плотное распределение элементов наноструктуры на масштабах менее 100 нм ($\Lambda \leq 100 \text{ нм}$) не способствует созданию магнитных вихрей в исследуемых системах. Магнитные вихри в рассматриваемом случае формируются на криволинейных поверхностях элементов наноструктуры с низким распределением плотности этих элементов на масштабах порядка и более 100 нм. Таким образом, для создания магнитного вихря на криволинейной поверхности в исследуемых системах необходима область размером $\Lambda \geq 100 \text{ нм}$. Область вокруг магнитного вихря определяется плавным изменением физических свойств (таких как кривизна) на масштабах порядка характерной длины Λ . Если рельеф наноструктуры резко изменяется в масштабах порядка Λ и менее, то магнитный вихрь не возникает. Эти факты накладывают некоторые ограничения на плотность в расположении магнитных вихрей.

В этом исследовании магнитные структуры создаются на криволинейных поверхностях с различными характерными размерами. Только системы с размерами порядка или более 100 нм приводят к созданию магнитных вихревых структур. Такие структуры могут быть изготовлены на основе халькогенидов свинца после плазменного травления Ag^+ . Таким образом, существуют некоторые ограничения на плотность магнитной памяти, которые могут быть реализованы на основе предлагаемой технологии.

В настоящей работе были изучены магнитооптические свойства наноструктур с различной кривизной поверхности на каждом элементе. Установлено, что магнитооптическая петля гистерезиса, соответствующая образованию топологического магнитного вихря, формируется при определенных углах падения света и толщине магнитной пленки. Этот факт указывает на то, что кривизна поверхности играет определенную роль в формировании топологических магнитных

структур, что позволяет контролировать их локализацию.

Локальная структура поверхности играет определенную роль в формировании топологических магнитных структур в связи с тем, что она способствует формированию эффективного магнитного поля различной конфигурации [30–33]. В случае плоской поверхности такие эффекты отсутствуют, так как они связаны исключительно с кривизной поверхности. Отметим, что направление эффективного магнитного поля может быть ортогонально поверхности [31]. Кривизна поверхности определяет как особенности топологических магнитных конфигураций, так и их размеры. Поперечные размеры скирмиона в случае цилиндра можно оценить по выражению [31]:

$\zeta = \int \sqrt{g_{\rho\rho}/g_{\phi\phi}} d\rho$, где $g_{\mu\nu}$ – метрический тензор, ρ , ϕ – полярные координаты. Энергия магнитного вихря определяется по формуле: $E_V = 2\pi J \zeta$, где J – интеграл обмена. Обменная энергия скирмиона для параболоида вращения оценивается согласно: $E_S = 8\pi J$, что является абсолютным минимумом для обменной энергии в случае непрерывной спиновой структуры с целочисленным топологическим зарядом [31]. Оценки энергии обменного взаимодействия для вихревых магнитных структур и скирмиона, приведенные в научной литературе, приводят к значительному разбросу численных значений – от ~ 0.1 до ~ 60 эВ, что зависит от специфики формируемых структур (например, [31, 35]). Отметим, что непрерывный параболоид является наиболее оптимальным приближением любой криволинейной поверхности.

Оценка интеграла обмена для кобальта дает значение порядка 37 мэВ, в то время как энергия скирмиона оценивается как 942 мэВ. Отметим, что энергия скирмиона в отсутствие внешнего масштаба является масштабно-инвариантной величиной (например, [31]). Размер скирмиона λ_S связан с кривизной поверхности к согласно [31]: $\lambda_S^{-1} = r_0^{-1} + \kappa$, где r_0 – внешний параметр, например, радиус отверстия на поверхности. Кривизна и неоднородность поверхности, таким образом, определяют размер локализации вихря. В рассматриваемом случае топологические магнитные неоднородности (вихрь, скирмион) локализируются в областях с большей кривизной (рис. 2в, 2г), которые наблюдаются при больших углах падения света, о чем свидетельствует характер петели магнитооптического гистерезиса (рис. 1и, 3а).

В [36–38] указывается на способность свинца, как в виде слоев, так и при легировании, значительно изменять магнитные свойства слоев графена ввиду сильного спин-орбитального взаимодействия. Отметим, что графен имеет гексагональную кристаллическую решетку [39]. Кобальт может быть в трех различных кристаллических

модификациях, наиболее распространенная – гексагональная [40]. Эта структура является наиболее перспективной с точки зрения ее магнитных свойств, которые могут быть успешно использованы в современных устройствах, основанных на спиновых эффектах [7]. Сильное обменное спин-орбитальное взаимодействие слоев графена и свинца приводит к проявлению необычных магнитных свойств у графена и выстраиванию спинов в определенных направлениях. В [36] сообщается о возникающих гигантских эквивалентных магнитных полях, вызывающих в системе графен/свинец уровни квантования, аналогичные уровням Ландау в сильном магнитном поле. Аналогичный эффект возможен и в случае гексагональной модификации кобальта, напыленного на обогащенную свинцом поверхность, в виду схожих особенностей строения зоны Бриллюэна в гексагональной структуре. В настоящей работе предполагали, что именно это и происходит в случае нанесения слоев кобальта толщиной 10–20 нм на поверхность обработанного ионами Ag^+ образца соединения PbSe, в котором по мере обработки ионами Ag^+ увеличивается относительное содержание свинца по сравнению с селеном, как показывают экспериментальные исследования [23]. Возникающие при комнатной температуре вихревые магнитные структуры радикально изменяют форму магнитооптических петель гистерезиса (рис. 1а). При этом возможно возникновение различных магнитных конфигураций как с ориентацией в плоскости магнитных пленок, так и перпендикулярно ей, подобно тому как в системе графен/свинец возможна спиновая ориентация как в плоскости пленки, так и перпендикулярно ее поверхности [37, 38].

ВЫВОДЫ

Исследованы закономерности магнитооптического отклика металлизированных наноструктурированных поверхностей кремния, оксида алюминия и селенида свинца. Изложены условия создания магнитных вихрей в наноструктурированных материалах. Наноструктурирование связано с образованием криволинейных поверхностей отдельных рассеивающих элементов с разной кривизной. На петлях гистерезиса магнитооптического экваториального эффекта Керра обнаружены особенности, присущие вихревым магнитным структурам. Исследованы закономерности эволюции формы петель гистерезиса 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 металлической пленки.

Установлено, что для наноструктурированных систем существует пространственный параметр, определяющий появление магнитной вихревой структуры, – характеристическая длина Λ . Она обозначает возможное минимальное расстояние между вихрями. Вихревые структуры формируются вблизи выпуклых поверхностных структур в масштабах $\Lambda \geq 100$ нм в случае пленок кобальта толщиной 10 нм на наноструктурированных подложках из Si, Al_2O_3 , PbSe. Наличие взаимодействия Дзялошинского–Мория из-за отсутствия обратной симметрии указывает на то, что граница раздела Co–Pb достаточно хорошо стабилизирует магнитные вихревые структуры на криволинейных поверхностях. В случае наноструктурированных поверхностей, покрытых пленкой кобальта толщиной 10 нм, и $\Lambda < 100$ нм магнитные вихревые структуры не появляются. В этом случае форма нормированной магнитооптической петли гистерезиса не зависит от угла падения лазерного излучения. Компьютерное моделирование возникновения и развития вихревых магнитных структур на криволинейных поверхностях хорошо согласуется с наблюдаемыми закономерностями возникающих магнитных вихревых структур и их корреляцией с кривизной поверхности. Сравнение экспериментально полученных магнитооптических петель гистерезиса показало, что формирование магнитных вихревых структур минимизирует потери энергии на перемагничивание.

Изучен магнитооптический отклик наноструктурированных систем, которые были сформированы в различных технологических режимах и процессах методами ионной обработки поверхности ряда материалов, в частности, кремния, алюминия и халькогенидов свинца (PbSe). Установлено, что если состав подложек включает свинец, то в результате определенных режимов обработки поверхности формируются структуры, дающие магнитооптический отклик, который обусловлен наличием в системе магнитных вихрей. Экспериментальными методами и посредством компьютерного моделирования проанализированы физические условия появления магнитных вихрей в исследуемых системах. Появление магнитных вихрей при комнатной температуре связывается с сильным спин-орбитальным обменным взаимодействием между атомами кобальта в нанослоях, имеющих гексагональную кристаллическую структуру, и атомами свинца в обогащенной свинцом подложке. Обогащение материала подложки свинцом происходит при обработке поверхности селенида свинца в ионной плазме Ag^+ . Таким образом, в представленной технологии обработка поверхности PbSe ионной плазмой Ag^+ играет существенную роль как в плане формирования структур оптимального масштаба, так в обогащении границы раздела

атомами свинца, обладающими сильным спин-орбитальным взаимодействием.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают искреннюю благодарность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур, С.П. Зимину за предоставление эпитаксиально выращенных образцов и В.В. Наумову за нанесение магнитных нанослоев.

Работа выполнена в рамках государственного задания (№ 0066-2019-0003) ФТИАН РАН им. К.А. Валиева Министерства образования и науки России с использованием оборудования центра коллективного пользования “Диагностика микро- и наноструктур”.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Parkin S., Yang S.-H.* // Nat. Nanotechnol. 2015. V. 10. P. 195.
<https://doi.org/10.1038/nnano2015.41>
2. *Guimaraes A.P.* Principles of Nanomagnetism. Springer, 2017. 330 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-59409-5>
3. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* // Science. 2008. V. 320. P. 190.
<https://doi.org/10.1126/science.1145799>
4. *Pigeau B., de Loubens G., Klein O., Riegler A., Lochner F., Schmidt G., Molenkamp L.W., Tiberkevich V.S., Slavin A.N.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96. P. 132506.
<https://doi.org/10.1063/1.3373833>
5. *Geng L.D., Jin Y.M.* // J. Magn. Magn. Mat. 2017. V. 423. P. 84.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.09.062>
6. *Kronmuller H., Parkin S.* Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. N.Y.: Wiley, 2007. 2912 p.
7. *Zang J., Cros V., Hoffmann A.* Topology in Magnetism. Springer Series in Solid State Science. Vol. 192. Springer, 2018. 416 p.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-97334-0>
8. *Gobel B., Schaffer A.F., Berakdar J., Mertig I., Parkin S.S.P.* // Sci. Rep. 2019. V. 9. P. 12119.
<https://doi.org/10.1038/s41598-019-48617-z>
9. *LoBue M., Mazaleyrat F., Ammar M., Barrue R., Champion Y., Faure S., Hytch M., Snoek E., Steiner J., Alouges F.* // J. Magn. Magn. Mat. 2010. V. 322. P. 1290.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2009.04.081>
10. *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.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 054402.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.054402>
11. *Streubel R., Makarov D., Kronast F., Kravchuk V., Albrecht M., Schmidt O.G.* // Phys. Rev. B. 2012. V. 85. P. 174429.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.174429>
12. *Fernandez-Pacheco A., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fischer P., Cowburn R.P.* // Nature Commun. 2017. V. 8. P. 15756.
<https://doi.org/10.1038/ncomms15756>
13. *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.* // Sci. Rep. 2013. V. 3. P. 1492.
<https://doi.org/10.1038/srep01492>
14. *Ozel T., Zhang B.A., Gao R., Day R.W., Lieber C.M., Nocera D.G.* // NanoLett. 2017. V. 7. P. 1950.
<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b01950>
15. *Фальконе Д.* Теория распыления. УФН. 1992. Т. 162. № 1. С. 71.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0162.199201c.0071>
16. *Залуцкая А.А., Проказников А.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2014. № 6. С. 86.
<https://doi.org/10.7868/S0207352814060195>
17. *Самсонов В.М., Сдобняков Н.Ю., Талызин И.В., Соловьев Д.Н., Мясниченко В.С., Васильев С.А., Колоцов А.Ю.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2019. № 12. С. 31.
<https://doi.org/10.1134/S1028096019120264>
18. *Turgut E., Zusin D., Legut D., Carva K., Knut R., Shaw J.M., Chen C., Tao Z., Nembach H.T., Silva T.J., Mathias S., Aeschlimann M., Oppeneer P.M., Kapteyn H.C., Murnane M.M., Grychtol P.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 220408.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.220408>
19. *Bohlens S., Kruger B., Drews A., Bolte M., Meier G., Pfannkuche D.* // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 142508.
<https://doi.org/10.1063/1.2998584>
20. *Zhang X., Ezawa M., Zhou Y.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 9400.
<https://doi.org/10.1038/srep09400>
21. *Kasai S., Nakano K., Kondou K., Ohshima N., Kobayashi K., Ono T.* // Appl. Phys. Express. 2008. V. 1. P. 091302.
<https://doi.org/10.1143/APEX.1.091302>
22. *Zhang K., Bobes O., Hofsass H.* // Nanotechnol. 2014. V. 25. P. 085301.
<https://doi.org/10.1088/0957-4484/25/8/085301>
23. *Зимин С.П., Амиров И.И., Наумов В.В., Гусева К.Е.* // Письма в ЖТФ. 2018. Вып. 12. С. 32.
<https://doi.org/10.21883/PJTF.2018.12.46288.17277>
24. *Buchin E.Yu., Vaganova E.I., Naumov V.V., Paporkov V.A., Prokaznikov A.V.* // Tech. Phys. Lett. 2009. V. 35. № 7. P. 589.
<https://doi.org/10.1134/S1063785009070025>
25. *Lebib A., Li S.P., Natali M., Chen Y.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. № 7. P. 3892.
<https://doi.org/10.1063/1.1355282>
26. *Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. № 5. P. 1042.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1042>
27. *Tselvelik A.M.* Quantum Field Theory in Condensed Matter Physics. N.Y.: Cambridge University Press, 1998.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511615832>

28. Kardar M. *Statistical Physics of Fields*. N.Y.: Cambridge University Press, 2007.
<http://www.cambridge.org/9780521873413>
29. Metlov K.L. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 105. P. 107201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.107201>
30. Carvalho-Santos V.L., Elias R.G., Altbir D., Fonesca J.M. // *J. Magn. Magn. Mat.* 2015. V. 391. P. 179.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2015.04.078>
31. Vilas-Boas P.S.C., Elias R.G., Altbir D., Fonesca J.M., Carvalho-Santos V.L. // *Phys. Lett. A.* 2015. V. 379. P. 47.
<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2014.10.025>
32. Sheka D.D., Kravchuk V.P., Gaididei Y. // *J. Phys. A.* 2015. V. 48. P. 125202.
<https://doi.org/10.1088/1751-8113/48/12/125202>
33. Gaididei Y., Kravchuk V.P., Sheka D.D. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 257203.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.257203>
34. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F.B., Van Waeyenberge F. // *AIP Adv.* 2014. V. 4. P. 107133.
<https://doi.org/10.1063/1.4899186>
35. Tejo F., Riveros A., Escrig J., Guslienko K. Y., Chubykalo-Fesenko O. // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 6280.
<https://doi.org/10.1038/s41598-020-73458-6>
36. Calleja F., Ochoa H., Garnica M., Barja S., Navarro J.J., Black A., Black A., Otrokov M.M., Chulkov E.V., Arnau A., Vasquez de Parga A.L., Guinea F., Miranda R. // *Nature Phys.* 2015. V. 11. P. 43.
<https://doi.org/10.1038/NPHY53173>
37. Otrokov M.M., Klimovskikh I.I., Calleja F., Shikin A.M., Vilkov O., Rybkin A.G., Estyunin D., Muff S., Dil J.H., Vasquez de Parga A.L., Miranda R., Ochoa H., Guinea F., Cerda J.I., Chulkov E.V., Arnau A. // *2D Mater.* 2018. V. 5. P. 035029.
<https://doi.org/10.1088/2053-1583/aac596>
38. Ma D., Yang Z. // *New J. Phys.* 2011. V. 13. P. 123018.
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/13/12/123018>
39. Wallage P.G. // *Phys. Rev.* 1947. V. 71. № 9. P. 622.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.71.622>
40. De la Pena Oshea V.A., Moreira I.P.R., Roldan A., Illas F. // *J. Chem. Phys.* 2010. V. 133. P. 024701.
<https://doi.org/10.1063/1.3458691>

Features of the Magneto-Optical Response of Nanostructures Formed under Various Regimes of Ion Surface Treatment

A. V. Prokaznikov^{1, *}, V. A. Paporkov^{2, **}, V. A. Chirikov²

¹Valiev Physical and Technological Institute, Yaroslavl Department, Yaroslavl, 150007 Russia

²Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl, 150003 Russia

*e-mail: prokaznikov@mail.ru

**e-mail: pva@uniyar.ac.ru

Magneto-optical effects in nanostructured systems formed in various technological regimes of ion treatment of the surface of some materials are studied. It has been established that in systems containing lead as a substrate, under certain surface treatment regimes, structures are formed that give a magneto-optical response at room temperature, which is typical for systems with magnetic vortices. The conditions for the appearance of magnetic vortices in the systems under study have been studied experimentally and by computer simulation.

Keywords: ion surface treatment, regimes of sputtering in argon plasma, magneto-optical effects in nanostructured systems, lead chalcogenide nanostructures, magnetic vortices, cobalt nanofilms.