

ТРУДЫ

ISSN 0868-7129

# ФТИАН

Том

КВАНТОВЫЕ  
КОМПЬЮТЕРЫ,  
МИКРО-  
И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

физика, технология, диагностика  
и моделирование

НАУКА

УДК 537.624.7

А.В. ПРОКАЗНИКОВ<sup>1</sup>, В.А. ПАПОРКОВ<sup>2</sup>

## ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА МАССИВОВ МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ МИКРО- И НАНОСТРУКТУР СО СЛОЖНЫМ РЕЛЬЕФОМ НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУР

<sup>1</sup> Ярославский филиал Физико-технологического института РАН<sup>2</sup> Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

В настоящей работе изучены вклады в магнитооптический отклик интерференционных и дифракционных явлений в максимумах различных порядков в трехмерных системах типа магнитофотонных кристаллов. Показано, что использование интегрального отклика для анализа магнитооптических эффектов приводит к исчезновению интерференционных явлений. Дифракционный максимум нулевого порядка адекватно отражает магнитную составляющую магнитооптического отклика. Проведены численные оценки наблюдаемых дифракционных и интерференционных эффектов. Представлены магнитооптические исследования наноструктур, в том числе и трехмерных, сформированных путем напыления слоя металла на поверхность структурированного кремния. Сравнения результатов магнитооптических исследований различных сформированных систем демонстрируют разное поведение. На сферической поверхности нанообъектов наблюдались вихревая доменная структура, полученная методом компьютерного моделирования, с общим центром для различных вихревых доменов и многовихревые состояния.

### Введение

В настоящее время одним из распространенных методов исследования магнитных и магнитооптических (МО) свойств структур, особенно в нанометровом диапазоне размеров, являются магнитооптические измерения различных характеристик, прежде всего, магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК). Особый интерес представляют структуры, обладающие свойством пространственной периодичности. Подобные магнитные структуры

названы магнитофотонными кристаллами и обладают рядом уникальных свойств. При определенных условиях эксперимента в них наблюдается резкий рост отклика системы на внешнее воздействие электромагнитным излучением [1, 2].

Особое внимание уделяется магнитным и магнитооптическим свойствам периодических структур микронных и субмикронных размеров различной формы, особенно точкам и полоскам. Изучение подобных массивов субмикронных элементов является основой для разработки наноструктурированной записывающей информации среды и магнитной памяти на ее основе, в то время как взаимодействие между элементами определяет пределы интеграции магнитной памяти и записывающих сред. Эффекты взаимодействия между элементами в массивах гораздо меньше исследованы по сравнению с размерными эффектами. Магнитооптическая техника и, в частности, дифракционный магнитооптический эффект Керра (ДМОЭК) являются наиболее подходящими для исследования подобных явлений, поскольку они проявляют высокую чувствительность к фиксации малейших изменений намагниченности тонких пленок и очень малых элементов [3]. ДМОЭК предоставляет ценную информацию о распределении намагниченности и ее анизотропии вследствие необычайной чувствительности метода к магнитным неоднородностям [3].

Как правило, ДМОЭК наблюдался на периодических плоских двумерных структурах. В работах [4–9] исследовались металлические магнитные пленки, в которых имелись периодически расположенные отверстия круглой [6], квадратной [8] и эллиптической [9] формы. При разной ориентации пленки относительно плоскости падения света измерялись магнитооптические петли гистерезиса (МОПГ) в различных дифракционных порядках. Обнаружено, что петля, измеренная на нулевом дифракционном максимуме, не обладает какими-либо особенностями, тогда как на максимумах высших порядков они имеют место [8]. В работе [5] исследовались образцы, представляющие собой микрорешетку в виде регулярно расположенных островков кобальта квадратной формы размером  $2 \times 2$  мкм<sup>2</sup> и расстоянием между ними от 0,2 до 2 мкм. У всех исследованных пленок петли гистерезиса, измеренные в первом и высших дифракционных порядках, обладали особенностями, подобными представленным в работе [8].

В развитых к настоящему времени технологиях изготовления магнитофотонных структур высота единичной элементарной ячейки много меньше длины волны падающего электромагнитного излучения. Тенденции развития современной электроники, однако, диктуют необходимость использования трехмерных объектов с различными масштабами размеров по сравнению с длиной волны падающего излучения по всем направлениям, в том числе и по высоте сформированных структур [10]. Разнообразие конфигураций современных трехмерных структур охватывает области от массивов вертикальных колонн, в том числе и с изменяющимся поперечным сечением, вплоть до трехмерных голографических фотонных кристаллов, работающих в оптическом окне связи [10]. Все это диктует необходимость разработки адекватных методов измерения и интерпретации отклика подобных сложных трехмерных систем на внешние электромагнитные воздействия, в том числе при наличии дополнительных внешних полей, прежде всего, магнитного, в методиках регистрации магнитооптического эффекта Керра [11].

Значительный интерес вызывают также магнитные структуры со сложной топологией сформированной поверхности ввиду их потенциальной возможности использования в информационных технологиях. Этот интерес вызван связью особых физических свойств (в частности, киральности) с кривизной пространства [12]. Особый интерес связан с трехмерными структурами, размеры которых находятся в нанометровом диапазоне [13], что обуславливает исследования по реализации систем, пригодных для создания компактной трехмерной магнитной памяти [14, 15]. Как показывает проведенное компьютерное моделирование, в трехмерных искривленных структурах возможно устойчивое существование одновременно двух структур с противоположным топологическим зарядом: вихря и антивихря в стационарном состоянии [14]. Подобная конфигурация возникает на торе ввиду того, что имеет место наличие искривленного пространства как с положительной кривизной на внешней, наружной стороне тора, так и с отрицательной кривизной на внутренней стороне тора. Повышенное внимание к такого рода устойчивым магнитным конфигурациям вызвано, в частности, возможностью создания плотноупакованной трехмерной памяти [15]. Плотность упаковки информации существенно увеличивается при использовании в подобных устройствах топологических объектов, названных «скирмионами» [16]. Как показывают расчеты, например, в пленках железа скирмионы могут быть стабильны при комнатных температурах [17].

Отметим, что современная магнитная память ограничена плотностями в 400 гигабит на квадратный дюйм (т.е. один бит на  $40 \times 40 \text{ нм}^2$ ) и временем записи/считывания порядка 2 наносекунд, в то время как магнетронные процессы ограничены импульсами в 100 пс. Фундаментальные магнитные процессы ограничены нанометровыми размерами и субпикосекундной продолжительностью, что позволяет существенно оптимизировать электронные устройства, использующие спиновую степень свободы.

Особые надежды возлагают на формирование и управление скирмионами (трехмерными «вихреподобными» структурами) в спиновой электронике. Одна из популярных в настоящее время концепций, называемая трековой памятью (race-track memory, дословно — «память на беговой дорожке»), основана на движении доменных границ вдоль нанопроволоки [15]. Однако управление доменными границами с помощью спинового тока предполагает высокие значения его плотности ( $10^6 - 10^7 \text{ А/см}^2$ ), что приводит к износу элементов памяти. В то же время плотности токов, необходимые для приведения в движение скирмионов (критическая плотность тока депиннинга), в десятки тысяч раз меньше, что способно существенно оптимизировать проблему.

В настоящей работе представлены магнитооптические (МО) исследования магнитных наноструктур, созданных на поверхности особым образом обработанного кремния. Сформированы трехмерные магнитные наноструктуры методом сораспыления двух мишеней с последующим нанесением слоя кобальта. Проведенные сравнения результатов угловых зависимостей и петель магнитооптического гистерезиса для экваториального магнитооптического эффекта Керра, полученных на трехмерных магнитных наноструктурах, с результатами измерений на наноструктурированных образцах и тестовых образцах с равномерной нанопленкой демонстрируют различное поведение. Методом микромагнитного моделирования построена топологическая картина распределения магнитных моментов при наличии немагнитных дефектов, а также в случае

искривленных поверхностей. Продемонстрировано, что дефекты способствуют удержанию границы доменов.

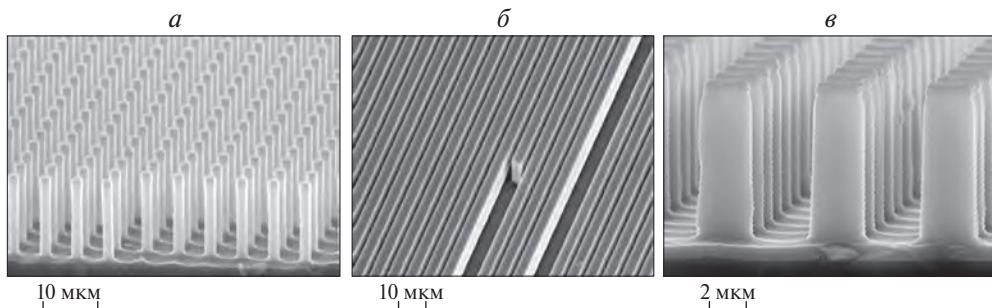
Сферическая поверхность способствует формированию вихревой структуры, которая помимо четко выраженного ядра обнаруживает дополнительный вихрь, софокусный с первоначальным и частично его компенсирующий. В случае кобальта, помимо искривленной поверхности для стабилизации вихревых структур использовалось взаимодействие Дзялошинского–Мория (ДМ) (см., например, работу [18] и ссылки в ней). На сферической поверхности нанобъектов наблюдалась вихревая доменная структура с наличием сингулярного ядра в центре структуры, полученная методом компьютерного моделирования, с общим центром в виде ядра для различных вихревых доменов и блоховской доменной стенкой между вихревыми доменами. Изменение формы сферы путем ее рассечения плоскостью приводит к появлению нескольких вихревых структур в промежуточных состояниях. Наличие ядра структуры, магнитные моменты которого лежат перпендикулярно поверхности структуры, позволяет рассматривать подобные объекты как потенциально пригодные для создания компактной магнитной памяти.

## 1. Технология изготовления образцов

Измерения производились на структурах двух типов. При создании образца первого типа на базе стандартных кремниевых пластин КЭФ-4.5 с ориентацией (100) формировались вертикальные «колонны» плазмохимическим травлением посредством стандартного Bosch-процесса через хромовую (Cr) маску толщиной 30 нм с использованием взрывной литографии (lift-off lithography). Результат описанной процедуры при различных параметрах травления представлен на рис. 1. Отметим, что Bosch-процесс является циклическим двухстадийным процессом травления, который включает чередующиеся процессы, в частности, травления в составе  $SF_6$  (2–5 с) и пассивации в  $C_4F_8$  (2–5 с). Чередование этих процессов обуславливает характерную структуру боковых стенок, сформированных при анизотропном травлении [19]. Отметим, что результат снятия верхней маски из хрома на структуре на рис. 1, а (см. [20]) выразился как в уменьшении поперечных размеров, так и в небольшом травлении острых углов у столбчатых структур, так что конечная форма сечения колонн отличалась от прямоугольной и была близка к круглой. Структуры второго типа в форме полосок (рис. 1, б) формировались похожим способом, но использовалась маска из полимерного покрытия, поэтому изменений структуры на этапе снятия маски не наблюдалось. Структуры третьего типа в виде колонн с прямоугольным сечением содержали (рис. 1, в) слои золота толщиной 10 нм (снизу) и кобальта толщиной 6 нм (сверху) на поверхности кремния.

На следующем этапе для структур обоих видов магнетронным напылением наносился слой кобальта (Co) толщиной 6 нм, включая нижнее пространство между структурами (дно массива структур) и их стенки. Один из образцов со структурами в виде продольных полосок после напыления слоя Co подвергался отжигу в вакууме при температуре 400 °С в течение 60 мин, в то время как другой образец не подвергался отжигу.

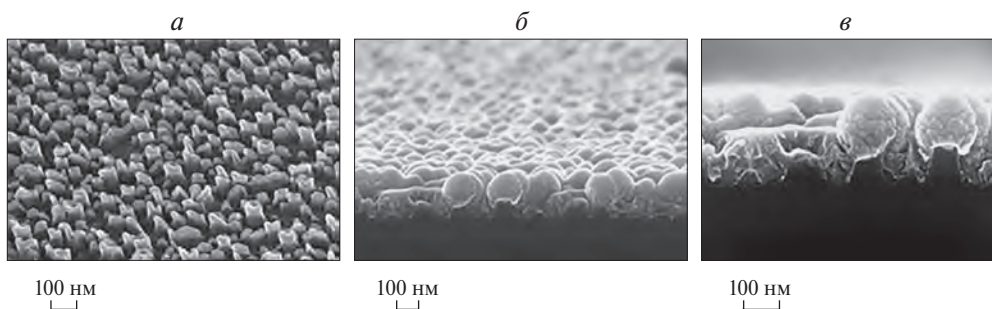
Создание образца с трехмерной магнитной наноструктурой основывалось на сложном технологическом процессе перераспыления одновременно двух



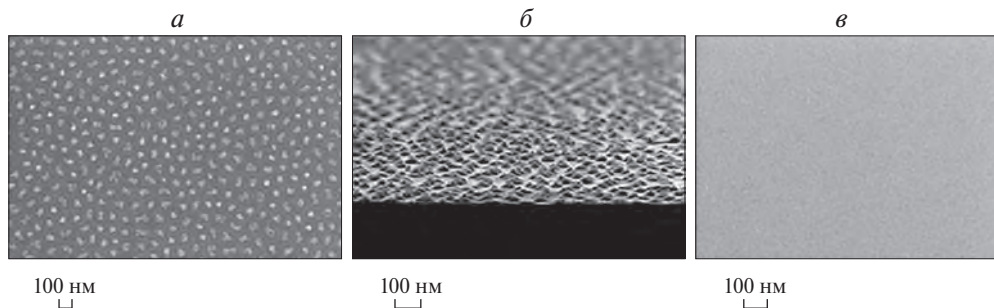
**Рис. 1.** Кремниевые структуры в форме вертикальных «круглых» колонн с напылением слоя кобальта толщиной 6 нм (*а*). Кремниевые структуры в форме полосок с вертикальными стенками с напылением слоя кобальта толщиной 6 нм (*б*). Кремниевые структуры в виде прямоугольных колонн с напылением слоев золота толщиной 10 нм (снизу) и кобальта толщиной 6 нм (сверху) на кремний (*в*)

мишеней: кобальта (Co) и титана (Ti) в аргоновой плазме (Ar) (время обработки  $t = 102$  с) на кремниевой подложке. Такой способ обработки приводит к замещению кобальта наноструктурированным титаном (см. рис. 2, *а*), а специфика подобного процесса описана в научной литературе [21]. После формирования достаточно хаотически расположенных наностолбиков титана на кремниевой подложке с характерными размерами менее 100 нм (рис. 2, *а*) наносился слой кобальта толщиной 100 нм методом магнетронного напыления. После стадии перераспыления образец представлял собой хаотически расположенные титановые (Ti) «микростолбики» неправильной формы, имеющие различные размеры (рис. 2, *а*). Типичный размер отдельных «колоннообразных» структур составлял порядка 50–100 нм, характерное изображение поверхности образца после формирования титановых наноструктур приведено на (рис. 2, *а*). Окончательный результат после магнетронного напыления слоя кобальта толщиной порядка 100 нм приведен на рис. 2 *б* и *в*. Условно, в дальнейшем, будем называть этот образец – образец 1.

Отметим, что характерные размеры диаметра магнитной части трехмерных сфероидных структур, приведенных на рис. 2 *б* и *в*,  $\sim 100$  нм, что, в частности, соответствует по порядку величины размерам вихревых структур. Форма маг-



**Рис. 2.** Общий вид сформированной трехмерной магнитной наноструктуры на кремниевой подложке: *а* – титановые наноструктуры до напыления кобальта; *б*, *в* – то же, после напыления кобальта (образец 1)



**Рис. 3.** Общий вид сформированной структуры на основе анодированного алюминия со слоем кобальта на кремниевой подложке (образец 2): *а* – вид сверху, *б* – вид сбоку. Общий вид (образец 3) сформированной структуры с равномерным нанослоем кобальта на кремнии: *в* – вид сверху

нитной части (кобальт) отдельного объекта слегка отличается от сферической, поэтому мы назвали такую структуру «сфероидной», т.е. она является слегка деформированной сферой. Отметим, что внутри этой сфероидной кобальтовой структуры находится титановое основание (см. рис. 2).

Другой вид структур формировался следующим образом. Изготовление подобного образца включало в себя напыление тантала, в качестве выравнивающего слоя, на кремниевую подложку, затем наносился алюминий толщиной 1 мкм, после чего производилось анодирование в щавелевой кислоте ( $\text{H}_2\text{C}_2\text{O}_4$ ) с последующим травлением слоя пористого алюминия в смеси  $\text{H}_3\text{PO}_4$  и  $\text{CrO}_3$  с образованием «нанохолмиков»  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . В результате технологических операций сформировались хаотически расположенные «нанохолмики» ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), находящиеся на некотором расстоянии друг от друга, которые имели различные размеры. На заключительном этапе магнетронным способом напылялся слой кобальта толщиной 8 нм. Изображение поверхности образца приведено на рис. 3 *а* и *б*. Условно, в дальнейшем, будем называть этот образец – образец 2.

Для сравнения и более детального анализа результатов измерений на кремниевой подложке был изготовлен тестовый образец с однородной пленкой кобальта толщиной 6 нм на кремниевой подложке, напыленной магнетронным способом. Условно будем называть его – образец 3. Изображение поверхности образца приведено на рис. 3, *в*.

## 2. Методика магнитооптических измерений

В работе исследовались магнитооптические петли гистерезиса (МОПГ), угловые зависимости амплитудных значений магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) и коэффициентов отражения в дифракционных максимумах различных порядков, измеренные при двух ортогональных ориентациях образца относительно направления внешнего магнитного поля. Исследования проводились при комнатной температуре, согласно методике, детально изложенной в работе [22]. Образец помещался между полюсами электромагнита, создающего магнитное поле частотой 30 Гц с амплитудой до

400 Э, достаточной для магнитного насыщения образца [22]. Поляризованный в плоскости падения ( $p$ -волна) лазерный пучок света диаметром 1 мм падал на поверхность пленки под разными углами и при разной ориентации образцов относительно плоскости падения и магнитного поля в стандартной конфигурации для измерений МОЭЭК, при этом направление магнитного поля было перпендикулярным плоскости падения. Измерялась величина

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

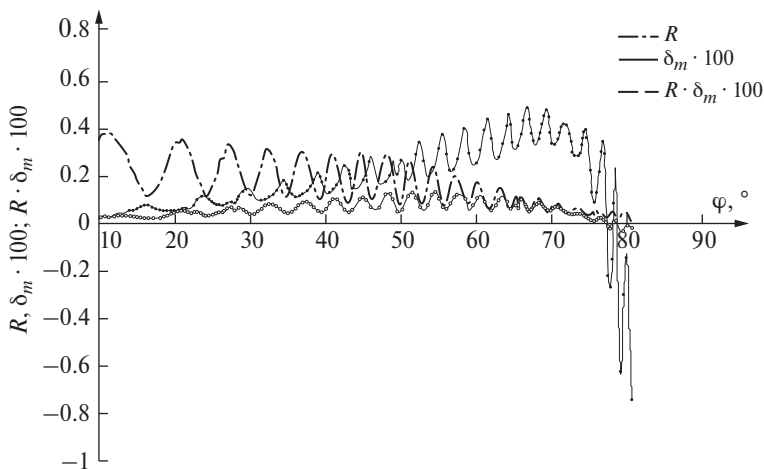
где  $\Delta I = I(H) - I(0)$ . Здесь  $I(H)$  – интенсивность света, отраженного от намагниченной поверхности;  $I(0)$  – интенсивность света, отраженного от ненамагниченной поверхности,  $H$  – напряженность магнитного поля. Значение  $\Delta I$  пропорционально переменной составляющей тока фотоприемника,  $I(0)$  пропорционально постоянной составляющей тока. Коэффициент отражения определялся, как отношение постоянной составляющей интенсивности отраженной волны  $I(0)$  к интенсивности  $I_{\text{in}}$  падающей волны:  $R = I(0) / I_{\text{in}}$ . Зависимость величины  $\delta$  от напряженности магнитного поля  $\delta(H)$  представляла собой магнитооптическую петлю гистерезиса (МОПГ). Для построения угловых зависимостей величины МОЭЭК использовалось амплитудное значение  $\delta_m = \delta(H_{\text{max}})$ , где  $H_{\text{max}}$  – амплитудное значение напряженности магнитного поля.

Для пространственного разрешения дифракционных максимумов использовались пластинки-экраны с отверстиями. Пластинка располагалась на пути отраженного луча, в непосредственной близости от исследуемой пленки. Поскольку без применения дополнительных технических средств во входной зрачок фотоприемника попадал дифракционный максимум только нулевого порядка, то для измерения максимумов высших порядков дополнительно использовался длиннофокусный объектив ( $f = 28$  мм) с апертурным углом  $22^\circ$ . Этот же объектив применялся для формирования изображения освещаемого участка поверхности пленки в плоскости фотоприемника. В последнем случае измерялся интегральный (суммарный) магнитооптический эффект. При измерении нулевого дифракционного максимума угол падения света изменялся от  $7\text{--}10^\circ$  до  $85\text{--}87^\circ$  с шагом  $0.5^\circ$ , а в области смены знака МОЭЭК –  $0.25^\circ$ . Использование объектива при измерении интегрального магнитооптического отклика и дифракционных максимумов высших порядков не позволяло провести измерения в таком широком интервале углов. В этом случае угол изменялся от  $25^\circ$  до  $50^\circ$  с шагом  $1^\circ$ . Источниками света служили лазеры с длинами волн  $\lambda = 0.633$  мкм и  $\lambda = 0.405$  мкм. Максимальный дифракционный порядок, наблюдаемый при использовании этих лазеров, составлял 1 и 2 соответственно.

### 3. Основные экспериментальные результаты и их обработка при измерении дифракционного максимума нулевого порядка

Результаты измерений угловых зависимостей коэффициента отражения  $R(\varphi)$  и величины МОЭЭК  $\delta_m(\varphi)$  на структуре второго (полоски) типа приведены на рис. 4. На графиках четко прослеживаются осцилляции этих зависимостей. Период осцилляций уменьшается с увеличением угла падения. При углах  $75\text{--}80^\circ$  происходила инверсия МОПГ. На угловой зависимости  $\delta_m(\varphi)$  это соответствовало смене знака величины МОЭЭК (см. рис. 4). Подобные зависимости с отмеченными выше характерными закономерностями наблюдались и на





**Рис. 4.** Зависимости  $R(\varphi)$ ,  $\delta_m(\varphi)$ ,  $R(\varphi) \cdot \delta_m(\varphi)$  на структуре типа вертикальных полосок. Плоскость падения света совпадает с направлением полосок;  $\lambda = 633$  нм

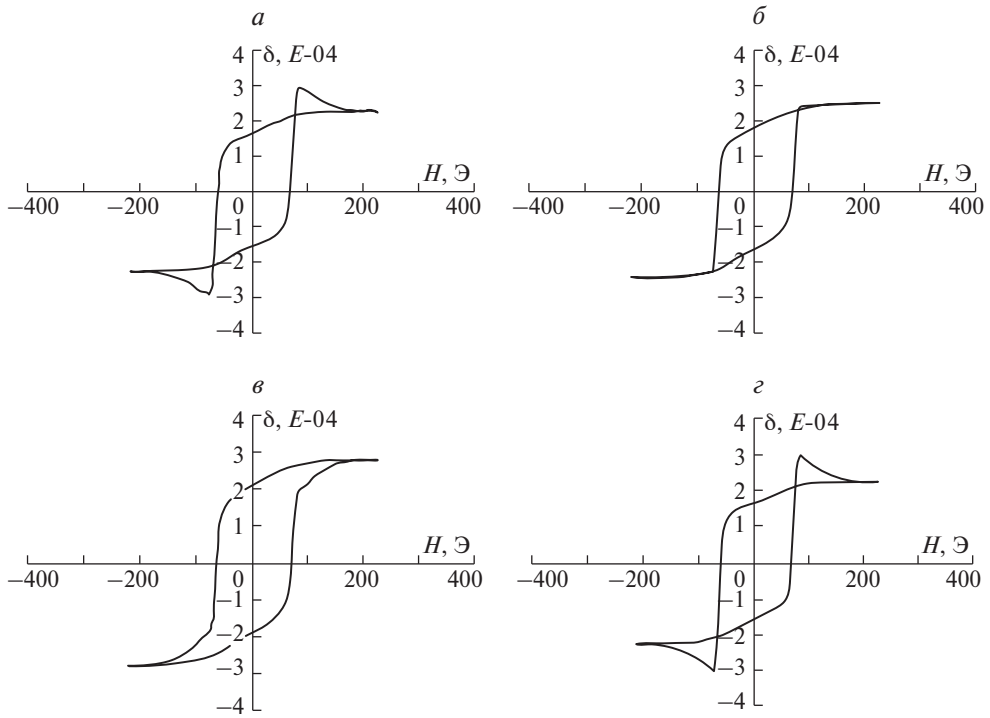
структуре первого типа (вертикальные колонны). Типичные МОПГ, измеренные на этой структуре, при нескольких углах падения представлены на рис. 5.

По данным рис. 4 видно, что максимумы коэффициента отражения  $\max R(\varphi)$  совпадают с минимумами магнитооптического эффекта  $\min \delta_m(\varphi)$ . Максимумам  $R(\varphi)$  соответствовали МОПГ, показанные на рис. 5, *в*, минимумам  $R(\varphi)$  – МОПГ, показанные на рис. 5, *а* и *г*.

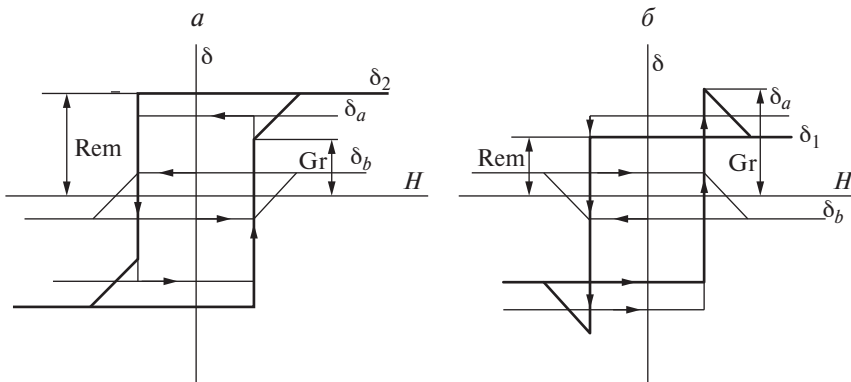
В формуле (1), определяющей величину МОЭЭК, числитель дроби  $\Delta I = I(H) - I(0)$  зависит от магнитного поля и в этом смысле является магнитной составляющей эффекта. Величина  $I(0)$ , пропорциональная коэффициенту отражения, является его оптической составляющей. Поэтому если величину эффекта  $\delta_m(\varphi)$  умножить на  $R(\varphi) \sim I(0)$ , то можно выделить магнитную составляющую МОЭЭК  $\Delta I \sim R(\varphi) \cdot \delta_m(\varphi)$  и построить ее угловую зависимость. Эта зависимость для структуры второго типа показана на рис. 4. У всех структур  $\max R(\varphi)$  совпадают с  $\max (R(\varphi) \cdot \delta_m(\varphi))$ . Осцилляции  $\delta_m(\varphi)$  свидетельствуют о различии вкладов в величину МОЭЭК числителя, определяемого магнитными свойствами системы, и знаменателя, пропорционального коэффициенту отражения. Графики на рис. 4 свидетельствуют о том, что разные эффекты дают свой вклад в общий конечный результат МОЭЭК; характерным свойством этих графиков является согласованность их осцилляций.

Наиболее ярко осциллирующие зависимости величины МОЭЭК проявляются при дополнительной обработке экспериментальных данных, принцип которой схематично представлен на рис. 6. Как показали проведенные детальные исследования различных вариантов представления результата, одной из информативных характеристик, которая в большей степени отражает периодическую зависимость магнитооптических характеристик от угла падения света, является разность  $D = (Gr - Rem)$ . Величины  $Gr$  и  $Rem$  схематично даны на рис. 6.

Петли гистерезиса на рис. 6 соответствуют структурам типа вертикальных колонн (первого типа) и не подверженным отжигу структурам второго типа (полоски) (см. рис. 1) в конфигурации, когда магнитное поле направлено



**Рис. 5.** Периодическое изменение формы петли гистерезиса от «а» к «г» в зависимости от угла падения света на образец для структур типа вертикальных колонн (первого типа). Направление падающего луча – вдоль рядов колонн. Угол падения: *a* – 57.5°; *б* – 58.0°; *в* – 58.5°; *г* – 59.0°;  $\lambda = 633 \text{ нм}$



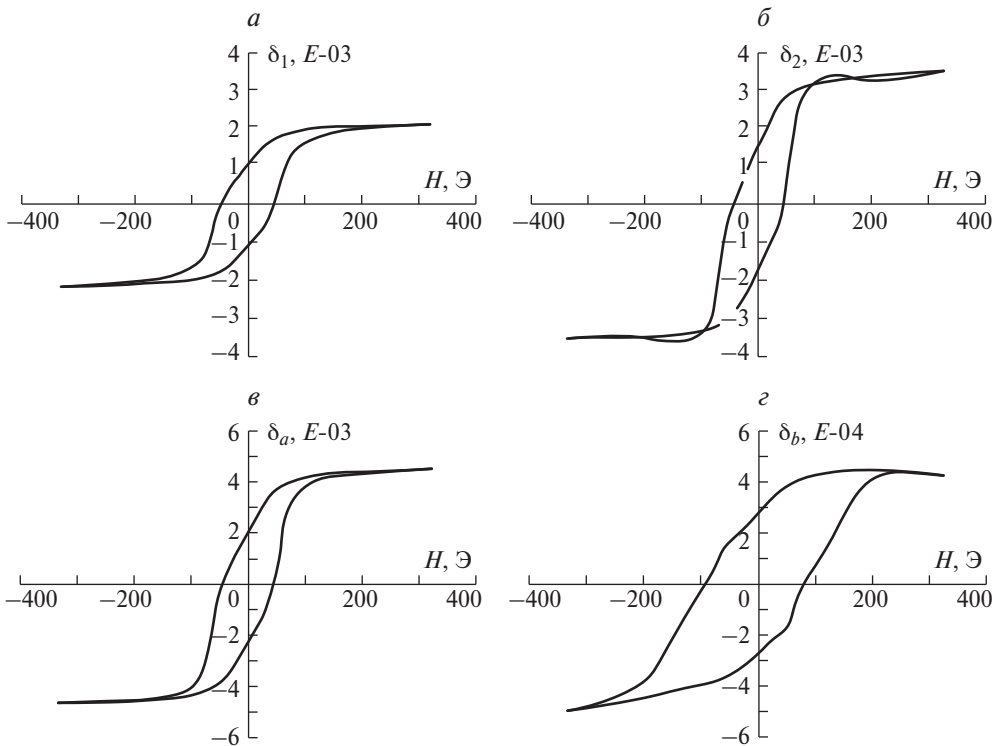
**Рис. 6.** Схематичное представление петли гистерезиса с разложением на составные элементы (тонкие линии), которые в суперпозиции дают результирующую зависимость, наблюдаемую в эксперименте (жирные линии)

перпендикулярно узкой грани структуры, а плоскость луча падающего света направлена вдоль полосок [20]. Подобные петли гистерезиса, форма которых зависит от угла падения, наблюдаются лишь при определенных ориентациях плоскости падения света относительно рядов колонн или полосок.

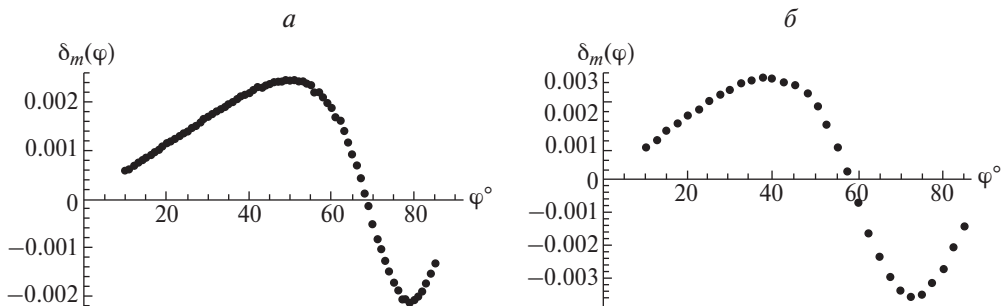
Отмеченная закономерность может быть представлена в виде наложения двух петель с различной формой и динамикой изменения в зависимости от угла падения света, что схематично показано на рис. 6. Результирующие петли гистерезиса в этом случае определяются следующим образом: при  $\max R(\varphi)$  – это  $\delta_1 = \delta_a + \delta_b$ , при  $\min R(\varphi)$  – это  $\delta_2 = \delta_a - \delta_b$ , где  $\delta_1$  – МОПГ первого типа (рис. 5, *в* и 6, *а*),  $\delta_2$  – МОПГ второго типа (рис. 5, *а*, *з* и 6, *б*);  $\delta_a$  и  $\delta_b$  – петли гистерезиса двух участков «а» и «б» пленки, на которых формируется отраженный сигнал. На рис. 6, *а* петли  $\delta_a$ ,  $\delta_b$  неинвертированы, тогда как на рис. 6, *б* петля  $\delta_a$  неинвертирована, а  $\delta_b$  инвертирована.

Для проверки этой гипотезы брались петли гистерезиса, измеренные на структуре с полосками при двух близких углах падения, для которых наблюдались петли первого ( $\delta_1$ ) и второго ( $\delta_2$ ) типов (эти петли схематично показаны на рис. 6). На их основе строились петли:  $\delta_a = \delta_1 + \delta_2 \cdot G^{(+)}$ ,  $\delta_b = \delta_1 - \delta_2 \cdot G^{(-)}$ , где  $G^{(\pm)}$  – эмпирические коэффициенты ( $\sim 1$ ) для неинвертированной (+) и инвертированной (–) МОПГ.

Результат такого построения для структуры второго типа (полоски) представлен на рис. 7. На рис. 7, *а* приведена петля первого типа ( $\delta_1$ ), петля второго типа ( $\delta_2$ ) показана на рис. 7, *б*. Петля  $\delta_a = \delta_1 + \delta_2 \cdot G^{(+)}$  изображена на рис. 7, *в*, на рис. 7, *г* – петля  $\delta_b = \delta_1 - \delta_2 \cdot G^{(-)}$  (здесь  $G^{(-)} = 0.48$ ,  $G^{(+)} = 0.67$ ). Из данных рис. 7, *в* и *г* видно значительное отличие магнитных свойств участков, формирую-



**Рис. 7.** Петли гистерезиса, измеренные на структуре второго типа (полоски) при углах падения: *а* –  $52.5^\circ$  ( $\delta_1$ ) и *б* –  $54.0^\circ$  ( $\delta_2$ ); *в* – МОПГ на участке «а» пленки ( $\delta_a = \delta_1 + \delta_2 \cdot G^{(+)}$ ); *г* – МОПГ на участке «б» ( $\delta_b = \delta_1 - \delta_2 \cdot G^{(-)}$ );  $\lambda = 633$  нм



**Рис. 8.** Зависимость: *a* –  $\delta_m(\varphi)$  для образца 1,  $\lambda = 633$  нм; *б* –  $\delta_m(\varphi)$  для образца 1,  $\lambda = 405$  нм

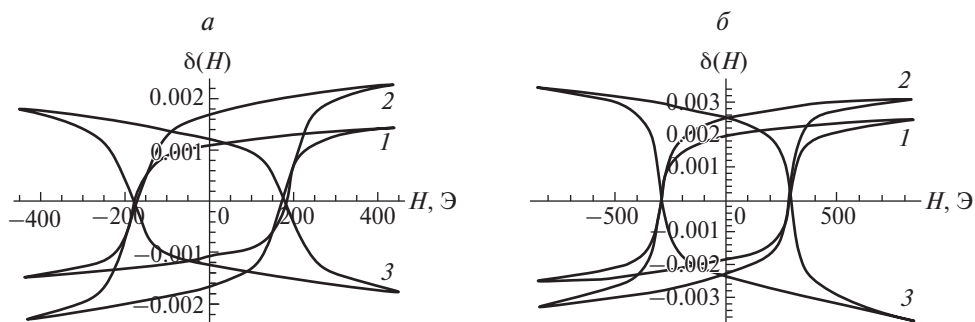
щих магнитооптический сигнал. Такими участками являются верхняя и нижняя (дно) поверхности периодических структур (см. рис. 1).

В нашем случае на рис. 7 петля  $\delta_a$  – МОПГ на верхней поверхности полосок, а  $\delta_b$  – на нижней. Величины МОЭЭК этих участков отличаются на порядок. Причиной последнего может быть разная толщина слоя  $S_0$  на них, связанная с особенностями напыления  $S_0$  на такую структуру. В работах [24, 25] показано, что коэрцитивная сила однородной тонкой пленки меньше коэрцитивной силы островковой пленки при плотном расположении ферромагнитных островков. В нашем случае, кроме этого, величина эффекта от дна структуры существенно меньше, чем от поверхности. Поскольку в более тонкой пленке в знаменателе формулы (1) значительную роль начинает играть величина сигнала, отраженного от немагнитной подложки. На магнитооптических петлях гистерезиса, измеренных на аналогичном образце, подвергнутом отжигу, форма петли не зависела от угла падения, что свидетельствовало об одинаковости магнитных свойств участков пленки, формирующих отклик. Это обусловлено растеканием островков в результате отжига с образованием однородной пленки. При этом осцилляции  $R(\varphi)$  и  $\delta_m(\varphi)$  не изменились.

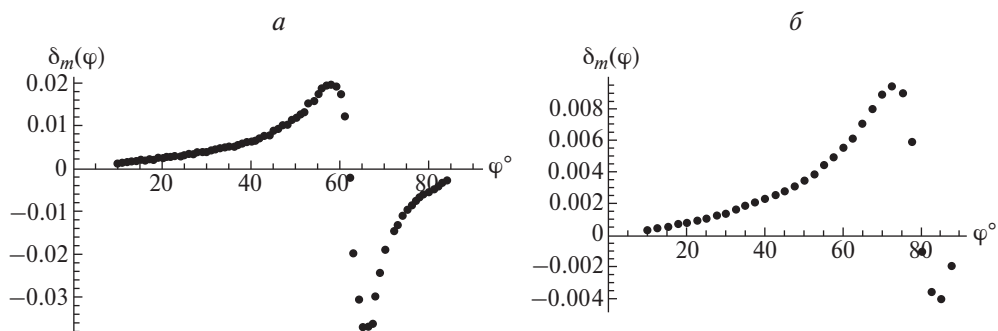
Измерения, выполненные на всех структурах при ориентации плоскости падения света под углом  $45^\circ$  относительно направления рядов колонн или полосок, показали отсутствие отмеченных выше осцилляций при углах падения больше  $15^\circ$ .

На рис. 8 приведены угловые зависимости МОЭЭК для различных длин волн падающего лазерного монохроматического электромагнитного излучения ( $\lambda = 633$  нм,  $\lambda = 405$  нм) для образца 1. Для более детального определения магнитооптических свойств исследовались также магнитооптические петли гистерезиса. Петли гистерезиса измерялись при углах падения  $10$ – $85^\circ$  с шагом  $2.5^\circ$  (длина волны падающего излучения  $405$  нм), с шагом  $1^\circ$  (длина волны падающего излучения  $633$  нм). На рис. 9 приведены типичные МОПГ при трех значениях угла падения света.

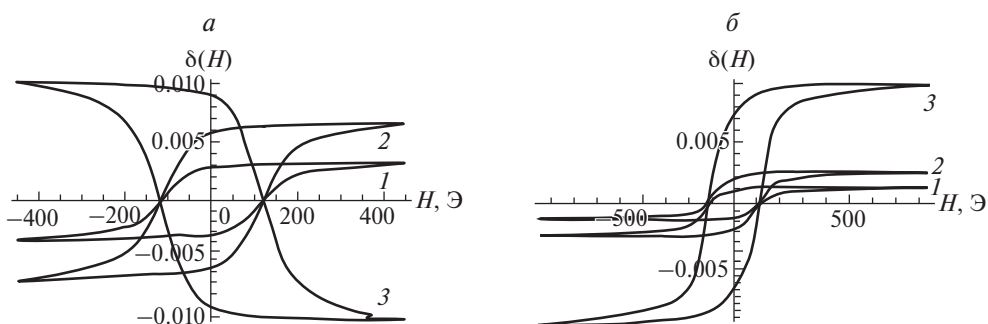
Для образца 2 магнитооптические исследования были проведены аналогичным образом. На рис. 10 приведены угловые зависимости магнитооптического экваториального эффекта Керра для различных длин волн падающего излучения. Петли гистерезиса измерялись аналогичным образом при углах падения  $10$ – $85^\circ$  с шагом  $2.5^\circ$  (длина волны  $405$  нм), с шагом  $1^\circ$  (длина волны  $633$  нм). На рис. 11 приведены типичные МОПГ при трех значениях угла падения света.



**Рис. 9.** Зависимость: *a* –  $\delta(H)$  для образца 1,  $\lambda = 633$  нм; *b* –  $\delta(H)$  для образца 1,  $\lambda = 405$  нм; угол падения для *a* и *b*:  $25^\circ$  (1),  $40^\circ$  (2),  $75^\circ$  (3)

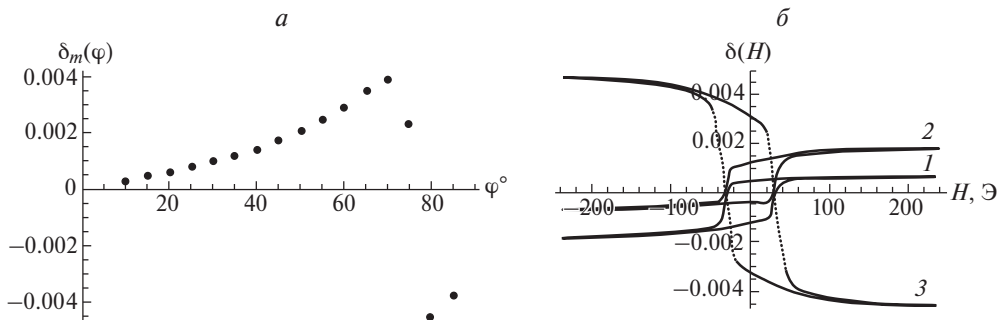


**Рис. 10.** Зависимость: *a* –  $\delta_m(\varphi)$  для образца 2,  $\lambda = 633$  нм; *b* –  $\delta_m(\varphi)$  для образца 2,  $\lambda = 405$  нм



**Рис. 11.** Зависимость: *a* –  $\delta(H)$  для образца 2,  $\lambda = 633$  нм; *b* –  $\delta(H)$  для образца 2,  $\lambda = 405$  нм, угол падения для *a* и *b*:  $25^\circ$  (1),  $40^\circ$  (2),  $75^\circ$  (3)

Для контрольного образца (образец 3) без наноструктурирования поверхности все магнитооптические измерения проводились аналогичным образом. Петли гистерезиса измерялись при углах падения  $10\text{--}85^\circ$  с шагом  $5^\circ$  при длине волны лазера 633 нм. На рис. 12 приведены типичные МОПГ при трех значениях угла падения света. По данным графиков видно, что форма петли не зависит от угла падения.



**Рис. 12.** Зависимость: *a* –  $\delta_m(\varphi)$  для образца 3,  $\lambda = 633$  нм; *b* –  $\delta(H)$  для образца 3,  $\lambda = 633$  нм, при угле падения  $25^\circ$  (1),  $40^\circ$  (2),  $75^\circ$  (3)

На графиках, приведенных на рис. 3–7, видно, что при углах падения  $60^\circ < \varphi < 80^\circ$  происходит инверсия петель гистерезиса, это соответствует смене знака  $\delta_m(\varphi)$ . При этом форма МОПГ всех образцов не зависит от угла падения.

В работах [11, 23] показано, что в многослойных магнитных пленках и пленках со сложным профилем поверхности форма МОПГ зависит от угла падения света. Это связано с тем, что МО сигнал в этом случае формируется магнитными подсистемами, обладающими различающимися эффективными МО и электромагнитными параметрами. Вклады этих магнитных подсистем в результирующий МО отклик зависят от угла падения, это, в свою очередь, приводит к соответствующей зависимости формы петли гистерезиса. В настоящей работе зависимости формы МОПГ от угла падения не обнаружено. Это свидетельствует о том, что, несмотря на сложный профиль поверхности исследованных пленок, все они в магнитном отношении являются однородными. Наибольшей коэрцитивной силой обладают образцы 1 ( $H_c \approx 300$  Э), у образцов 2 типа  $H_c \approx 120$  Э. Наименьшая коэрцитивная сила наблюдалась на контрольном образце 3 ( $H_c \approx 30$  Э) без наноструктурирования. Этот образец отличался от других отсутствием сформированных неоднородностей размерами десятки и более нанометров. Поскольку  $\delta_m(\varphi)$  меняет знак, а значения  $\delta_{\max}$  и  $\delta_{\min}$  у разных образцов существенно различаются, то для оценки величины МОЭЭК удобно использовать величину  $G(\delta_m) = \delta_{\max} - \delta_{\min}$ . У первого образца  $G_1(\delta_m) = 0.0046$  при  $\lambda = 633$  нм и  $0.0070$  при  $\lambda = 405$  нм. У второго образца  $G_2(\delta_m) = 0.055$  при  $\lambda = 633$  нм и  $0.014$  при  $\lambda = 405$  нм. У третьего образца  $G_3(\delta_m) = 0.0083$  при  $\lambda = 633$  нм. Из графиков видно, что при  $\lambda = 633$  нм  $G_2(\delta_m)$  на порядок превышает  $G_1(\delta_m)$  и  $G_3(\delta_m)$ .

Наибольшие амплитудные значения  $\delta_m(\varphi)$  по вертикальной оси демонстрировал наноструктурированный образец (образец 2), который имел более резкие пики на угловых зависимостях МОЭЭК. Для более детального выяснения физических причин было проведено микромагнитное моделирование.

#### 4. Обсуждение эффектов интерференции для нулевого порядка дифракционного максимума

В направлении вдоль вертикальных стенок структур имеет место иная ситуация по сравнению с отражением света от верхней и нижней горизонтальных поверхностей структуры. В узких каналах между структурами возможно

многократное рассеяние света по типу интерференции Фабри–Перо. Может также иметь место и интерференция лучей, отраженных от верхней и нижней (дна) плоскостей структуры. Проведем анализ вклада в наблюдаемые закономерности, который вносит интерференция света от верхних и нижних граней в виде плоских участков сложной трехмерной металлизированной магнитным материалом структуры. Оценим угловые расстояния между максимумами (минимумами) в случае интерференции двух лучей, один из которых отражается от верхней части структур, изображенных на рис. 1, а другой – от дна структуры.

Поскольку измерялась интенсивность дифракционного максимума нулевого порядка, а именно, в нем в основном сосредоточена интенсивность отраженной волны, то угол наблюдения (измерения) равнялся углу падения. В этом случае можно воспользоваться стандартным подходом, изложенным, например, в работе [26]:

$$2 \cdot h \cdot \cos \varphi_m = \pm \lambda \cdot m^*, \quad (2)$$

где  $h$  – высота структуры;  $m^*$  – порядок интерференционного максимума,  $m^* = 0, 1, 2, 3, \dots$ ;  $\varphi_m$  – соответствующий ему угол падения.

При  $m^* = 0$  угол  $\varphi = 90^\circ$ . Поскольку величина  $\varphi$  не превышала  $85\text{--}87^\circ$ , то определить минимальное значение  $m^*$  затруднительно. В этом случае разумно отсчитывать порядок максимумов по-другому – со стороны малых углов, т.е. сделать замену  $m = M - m^*$ , где  $M$  – максимальное значение  $m^*$ ,  $m$  – порядковый номер экстремума. В зависимости от высоты  $h$  и длины волны  $\lambda$  значение  $M = \text{int}(2 \cdot h/\lambda)$  находилось в интервале  $10 < M < 20$ . График зависимости  $\cos \varphi_m$  от  $m$  представляет собой убывающую линейную функцию

$$\cos \varphi_m = (M - m) \cdot \lambda / (2 \cdot h). \quad (3)$$

Аппроксимировав эту зависимость линейной функцией, по тангенсу угла ее наклона, равному  $\lambda/(2 \cdot h)$ , можно найти  $h$ . На рис. 13 представлены зависимости  $\cos \varphi_m$  от  $m$  для структуры второго типа (полоски) для  $R(\varphi)$  и  $\delta_m(\varphi)$ . Из графиков было определено значение  $h_1^{\text{exp}} = 7.0$  мкм для осцилляций  $R(\varphi)$  и  $h_2^{\text{exp}} = 7.4$  мкм для осцилляций  $\delta_m(\varphi)$ . По данным рис. 13, а можно определить высоту полосок  $h^{\text{micr}}$ , наблюдаемых с помощью электронного микроскопа. Поскольку снимок делался под углом  $28^\circ$  относительно плоскости пленки, то полученный результат  $h^{\text{micr}} = 6.4$  мкм следует разделить на  $\cos(28^\circ)$ . В результате  $h = 7.2$  мкм, что хорошо согласуется с измерениями для  $R(\varphi)$  и  $\delta_m(\varphi)$ .

При малых углах падения из (2) следует

$$2 \cdot h \cos \varphi \approx 2 \cdot h \left( 1 - \frac{\varphi^2}{2} \right) = \lambda \cdot m^*, \quad (4)$$

$m^* = 0, 1, 2, 3, \dots$

После преобразований получим

$$2 \cdot h - h \cdot \varphi^2 = \lambda \cdot m^*. \quad (5)$$

Поскольку  $2 \cdot h = M \cdot \lambda$ , отсюда

$$\lambda \cdot M - \lambda \cdot m^* = h \cdot \varphi^2 = \lambda \cdot m, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

Откуда следует выражение для угла, определяющего экстремум:

$$\varphi_m = \sqrt{\frac{\lambda \cdot m}{h}}, \quad (7)$$

и периода осцилляций  $R(\varphi)$ :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_m &= \varphi_{m+1} - \varphi_m = \\ &= \sqrt{\frac{(m+1) \cdot \lambda}{h}} - \sqrt{\frac{m \cdot \lambda}{h}}, \end{aligned} \quad (8)$$

которое при  $m \gg 1$  приводит к выражению:

$$\Delta\varphi_m \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda}{h \cdot m}}. \quad (9)$$

Отметим, что если выразить  $\cos\varphi_m$  непосредственно из выражения (2), то получим  $\cos\varphi_m = \frac{\lambda \cdot m^*}{2 \cdot h}$ , которое кратно половине длины волны. Определенный вклад вносят периодическое прохождение и блокировка пучков света в каналах структур. Положим, что  $a + b = d$ , где  $a$  – характерный размер торца структуры,  $b$  – расстояние между отдельными структурами,  $d$  – период структур. Меньшее отражение при интерференции в канале вертикальной структуры происходит при следующих углах:

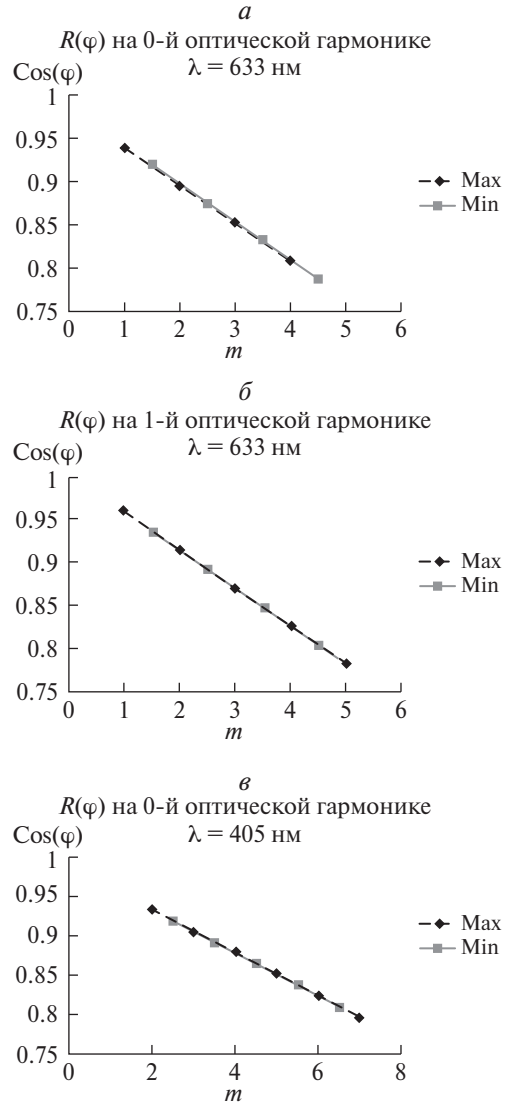
$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_m &= \left( \frac{2m+1}{2} \right) \frac{b}{h}, \quad (10) \\ m &= 0, 1, 2, 3... \end{aligned}$$

Большее отражение при интерференции в канале вертикальной структуры происходит при следующих углах:

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{b \cdot m}{h}, \quad m = 0, 1, 2, 3... \quad (11)$$

При подстановке характерных размеров структур в микрометровом диапазоне, изображенных на рис. 1, было получено хорошее согласие в численных оценках наблюдаемых эффектов, прежде всего, периодических изменений и характерного уменьшения периода с увеличением угла падения светового луча, отсчитываемого от нормали к плоскости падения (см. рис. 13).

Воспользовавшись методом, предложенным в работе [11], оценим высоту  $h$  микрополосок, на которых происходит интерференция отраженных от поверхности волн. Для этого построим зависимость  $\cos\varphi_m$  от  $m$ , соответствующего



**Рис. 13.** Зависимость косинуса угла падения, соответствующего экстремумам угловой зависимости  $R(\varphi)$  нулевого и первого дифракционных максимумов от порядкового номера экстремума  $m$ , для  $\lambda = 633$  нм (а, б) и  $\lambda = 405$  нм (в) на структуре второго типа (полоски)



экстремумам угловой зависимости  $R(\varphi)$  нулевого и первого дифракционных максимумов от порядкового номера  $m$  экстремума. Эти графики представлены на рис. 13 для обеих длин волн.

Тангенс угла наклона такой зависимости  $\operatorname{tg}\alpha = \lambda/(2h)$  [20]. Для  $\lambda = 633$  нм получилось следующее:  $h = 7.25$  мкм (max),  $h = 7.15$  мкм (min) для нулевого дифракционного максимума и  $h = 7.08$  мкм (max),  $h = 7.15$  мкм (min) для первого дифракционного максимума. Для  $\lambda = 405$  нм  $h = 7.38$  мкм (max),  $h = 7.40$  мкм (min). Представленные результаты хорошо согласуются со значением  $h = 7.2$  мкм, полученным с помощью электронного микроскопа, что также подтверждает интерференционную природу осцилляций рассмотренных зависимостей.

Об интерференционном характере отмеченных выше явлений свидетельствует отсутствие осцилляций при ориентации плоскости падения относительно рядов периодических структур в  $45^\circ$  для углов падения больше  $15^\circ$ . При больших углах падения в такой ориентации возникает интенсивное рассеяние света на вертикальных элементах структуры. Для оценки этого угла можно воспользоваться формулой (10) при  $m = 1$ . Подстановка в нее величин,  $b$  и  $h$  из рис. 1, дает величину порядка  $15^\circ$ .

## **5. Результаты измерений для дифракционных максимумов нулевого, высших порядков и их суперпозиции**

Как отмечалось выше, при измерении нулевого дифракционного максимума угол падения света изменялся от  $7^\circ$  до  $87^\circ$ , а при измерении интегрального магнитооптического отклика и дифракционных максимумов высших порядков – от  $25^\circ$  до  $50^\circ$ . Исследовался заданный угловой интервал, и по приведенным выше формулам (3), (7), (9) вычислялось количество экстремумов в заданном интервале углов падения излучения на образец. С ростом угла падения расстояние между экстремумами уменьшается, что находится в хорошем согласии с выражением (9). Эти факты приводят к заключению, что все отмеченные эффекты необходимо учитывать при анализе результатов магнитооптических измерений подобных структур.

Таким образом, результирующий отклик системы представляет собой совокупный результат сложного наложения интерференционных и дифракционных явлений, а также содержит информацию о свойствах индивидуального рассеивателя. В случае, когда магнитные свойства поверхностей, формирующих магнитооптический отклик, различаются, форма магнитооптической петли гистерезиса зависит от угла падения света и определяется интерференцией волн, отраженных от горизонтальных и вертикальных плоскостей ступенчатой структуры. При этом характер осцилляций угловых зависимостей величины МОЭЭК и коэффициента отражения определяется ориентацией плоскости падения света относительно рядов колонн или полос микроструктуры, размерами структурных элементов и не зависит от магнитных свойств поверхностей.

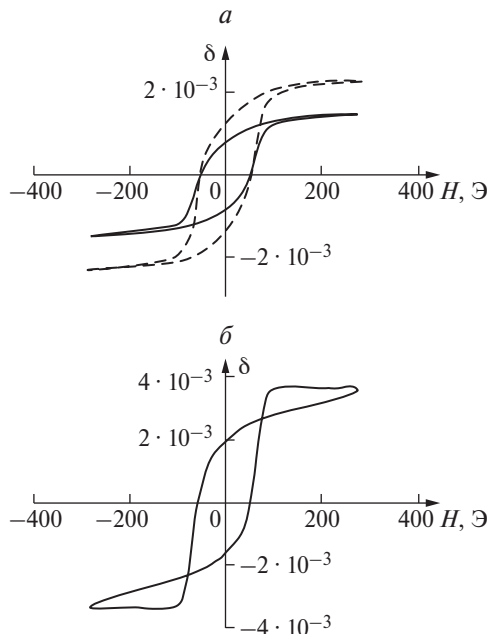
Для детальной интерпретации наблюдаемых эффектов необходимо учесть, что для отоженных образцов со структурой в виде полос, изображенных на рис. 1, б, имеет место характерная зависимость без наличия структуры типа «гребня» на петлях гистерезиса. Таким образом, магнитные свойства отоженной структуры становятся более однородными по объему, тогда как у неотоженных структур имеет место различие между магнитными свойствами плен-

ки, напыленной на верхние грани структуры, и пленки на боковых стенках и дне соответствующих структур. Этот факт оказывает существенное влияние на формирование результирующего отклика в исследуемых, вообще говоря, трехмерных структурах (см. рис. 1). Результирующий отклик системы формируется наложением эффектов от верхних граней, нижних граней и боковых стенок. Если магнитные свойства этих слоев отличаются друг от друга, то формируются петли, структура которых состоит из наложения двух различных петель, согласно схеме, изображенной на рис. 5.

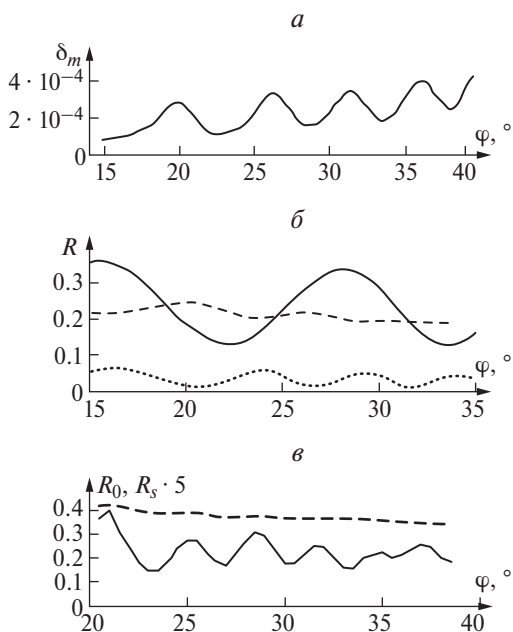
На рис. 14 представлены типичные МОПГ, измеренные на нулевой и первой оптических гармониках, а также с использованием объектива для  $\lambda = 633$  нм. По данным рисунка видно, что первые две петли подобны друг другу, а петля, измеренная на первом дифракционном максимуме (сравните с результатами работы [8]), значительно от них отличается. Коэрцитивные силы у всех МОПГ одинаковы.

Измерения проводились в широком интервале углов падения света. На рис. 14 показаны МОПГ, измеренные на нулевом дифракционном максимуме и с использованием объектива в интервале углов падения  $38-40.5^\circ$  для  $\lambda = 633$  нм. На рисунке видно, что уже в достаточно узком интервале изменения угла падения значение  $\delta_m$ , измеренное на нулевом дифракционном максимуме, существенно меняется, тогда как  $\delta_m$ , измеренное при использовании объектива, практически остается постоянным.

На рис. 15 показаны угловая зависимость  $\delta_m(\varphi)$  для нулевого дифракционного максимума, угловые зависимости  $R_0(\varphi)$  для нулевого и  $R_1(\varphi)$  для первого дифракционных максимумов, а также  $R_{\text{sum}}(\varphi)$  – суммарный оптический отклик, измеренный с использованием объектива, для  $\lambda = 633$  нм. На всех графиках четко прослеживаются осцилляции этих зависимостей, причем период осцилляций всех зависимостей одинаков и уменьшается с увеличением угла падения. Это свидетельствует об одинаковой природе этих осцилляций. Относительные амплитуды осцилляций  $\delta_m(\varphi)$  и  $R_0(\varphi)$  практически совпадают (0.22–0.25), у  $R_1(\varphi)$  эта величина составляет примерно 0.35, а у  $R_s(\varphi)$  она почти на порядок меньше – 0.06. Таким образом, при использовании объектива оптический и магнитооптический отклик от поверхностно неоднородной структуры становится практически таким же, как от однородной поверхности, т.е. теряется



**Рис. 14.** График зависимости: *a* – МОПГ, измеренные при  $38^\circ$  на нулевом дифракционном максимуме (пунктир) и с использованием объектива (сплошная линия); *b* – МОПГ, измеренная при  $36^\circ$  на первом дифракционном максимуме;  $\lambda = 633$  нм



**Рис. 15.** График зависимости: *a* –  $\delta_m(\varphi)$  при измерениях на нулевом дифракционном максимуме; *б* –  $R_0(\varphi)$  (сплошная линия),  $R_1(\varphi)$  (точки),  $R_{\text{sum}}(\varphi)$  (пунктир) для  $\lambda = 633$  нм; *в* –  $R(\varphi)$  для нулевого дифракционного максимума (сплошная линия) и суммарный оптический отклик от нулевого, первого и второго дифракционного максимумов (пунктир) для  $\lambda = 405$  нм

вого дифракционного максимума при магнитооптическом исследовании объемно структурированных систем существенно расширяет угловой диапазон фиксации отраженной волны, а также упрощает процесс измерения.

Проведенные эксперименты на различных структурах типа фотонных кристаллов и анализ полученных результатов свидетельствуют о том, что в указанном диапазоне размеров элементарных рассеивателей (порядка нескольких микрон), составляющих магнитофотонный кристалл, больших по сравнению с длиной волны падающего электромагнитного излучения, структуры ведут себя как трехмерные объекты. Результирующий магнитооптический отклик (МОЭЭК) системы типа магнитофотонного кристалла включает как коллективные интерференционные явления от упорядоченных элементарных рассеивателей, так и эффекты, связанные с дифракционными особенностями рассеяния света на отдельном элементе структуры, а также наложение эффектов различного уровня трехмерной структуры. Важным моментом рассеяния электромагнитного излучения на указанных структурах является наличие резонансных явлений при выполнении условий, когда имеет место кратность половине длины волны падающего электромагнитного излучения характерных размеров рассеивателей. Эта особенность связана с тем фактом, что основу наблюдаемых эффектов составляют интерференционные и дифракционные явления. Вклад в результирующий отклик вносят индивидуальные характеристики

информация об особенностях поверхности.

Подобные закономерности наблюдались и при  $\lambda = 405$  нм: угловые зависимости коэффициента отражения для нулевого дифракционного максимума  $R_0(\varphi)$  и  $R_{\text{sum}}(\varphi)$ , измеренного с использованием апертурной линзы (объектива, см. на рис. 15). Таким образом, наблюдаемые эффекты не зависят от длины волны падающего электромагнитного излучения.

На рис. 14 видно, что петли гистерезиса, полученные на нулевом дифракционном максимуме, подобны, а при некоторых углах – полностью совпадают с петлями, измеренными с использованием объектива. Это свидетельствует о том, что в данном случае для получения объективной информации о магнитных свойствах объемных структур достаточно использовать нулевой дифракционный максимум. Таким образом, применение нуле-

рассеивателей, а также интерференционные явления от различных элементов структур [11], обладающих, вообще говоря, разными магнитными свойствами.

Детальный анализ экспериментальных данных позволяет выделить вклады различных компонентов в результирующий отклик. Подобный вывод можно сделать, исходя из того факта, что одинаково приготовленные образцы в виде полосок с отжигом и без отжига демонстрируют различное поведение магнитного гистерезиса. В случае с отжигом не наблюдается характерного образования в виде «гребня», что свидетельствует об однородности магнитных свойств отоженных образцов, тогда как для неотожженных образцов магнитные свойства слоя кобальта на стенках и на дне структуры отличаются от магнитных свойств пленки на верхних гранях структур. Это отражается в появлении характерного «гребня» в структуре магнитного гистерезиса при определенных углах падения электромагнитного излучения.

## 6. Моделирование влияния немагнитных дефектов на смещение доменных границ

Перемагничивание магнитной пленки, напыленной на наноструктурированную подложку, отличается от перемагничивания пленки, нанесенной на гладкую поверхность. Шероховатость подложки представляет собой немагнитные включения, дефекты или центры концентрации напряжений. У магнитомягких материалов намагничивание осуществляется, в основном, путем смещения доменных границ (см., например, работу [27] и ссылки в ней). Гистерезис, обусловленный смещением границ, рассматривается в теории включений и напряжений. Согласно первой из них, причиной задержки смещения является закрепление доменных границ на немагнитных включениях и пустотах, а по теории напряжений гистерезис связан с флуктуацией энергии границ, обусловленной осцилляцией внутренних напряжений в направлении движения границы.

В рамках обеих теорий показано, что коэрцитивная сила максимальна, когда период флуктуаций напряжений, размер включений или их период  $l$  сравнимы с шириной доменной границы  $d$ . Для определения ширины границы воспользуемся формулой для уединенной 180-градусной стенки Блоха:  $d = \pi(A/K)^{\frac{1}{2}}$ , где  $A$  – обменный параметр (у кобальта  $A \sim 10^{-6}$  эрг/см),  $K$  – эффективная константа анизотропии. Константу анизотропии напыленного кобальта можно приближенно найти из известной формулы для одноосного магнетика:  $H_k = 2K/M_s$ , где  $H_k$  – поле анизотропии,  $M_s = 1440$  Гс – намагниченность насыщения кобальта. Исследуемые пленки не были одноосными, поэтому, полагая, что  $H_k \sim H_s$ , где  $H_s$  – поле насыщения, из рис. 9, 11, 12 найдем, что у первого и второго образцов  $H_s \sim 500$  Э, у третьего  $\sim 50$  Э. В результате для образцов 1, 2 получим  $d \approx 50$  нм. Для сравнения у гексагонального кобальта величина  $d$  существенно меньше ( $d \approx 15$  нм). На рис. 2 видно, что характерный размер  $l$  составляет  $\approx 50$  нм, что совпадает с полученной шириной доменной границы напыленного кобальта. У первого образца, несмотря на большую толщину пленки ( $h = 100$  нм), флуктуации свойств поверхности вследствие ее неоднородности сравнимы с толщиной пленки, что при выполнении условия  $l \approx d$ , согласно теории смещения, блокирует движение доменных границ.

Однако в этом случае существенный вклад в перемагничивание вносят и процессы вращения намагниченности, на что указывает  $H_k \sim H_s$ .

Для исследования эффекта «закрепления» доменных границ на неоднородностях изучались посредством моделирующей системы условия, при которых доменная граница будет тормозиться при движении на неоднородностях поверхности. Компьютерное моделирование в различных разработанных в настоящее время системах описано, в частности, в работе [28]. Моделирование опирается на математическое описание процесса релаксации магнитной подсистемы посредством уравнения Ландау–Лифшица с учетом различных механизмов взаимодействия магнитных моментов [27, 28]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma\alpha}{M_0} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}), \quad (12)$$

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

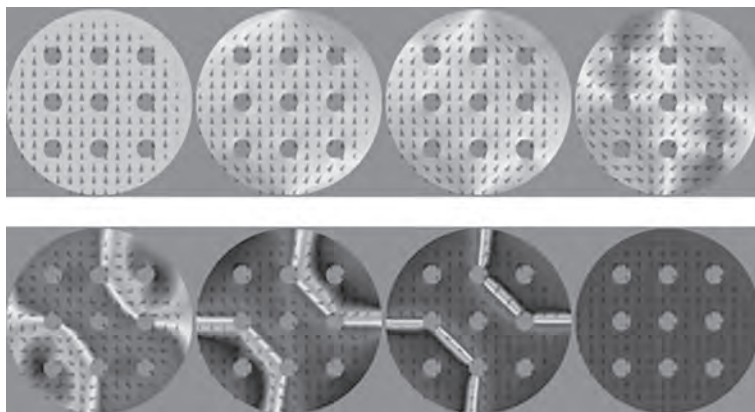
В терминах континуальной модели для моделирования на компьютере общая энергия представляется в виде следующих слагаемых [28]:

$$E = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{M}_i \cdot \vec{M}_j + \sum_{\langle i,j \rangle} D_{ij} (\vec{M}_i \times \vec{M}_j) - \mu_0 \vec{H} \sum_i \vec{M}_i - \frac{1}{2} \mu_0 \sum_i \vec{M}_i \cdot \vec{H}_d, \quad (13)$$

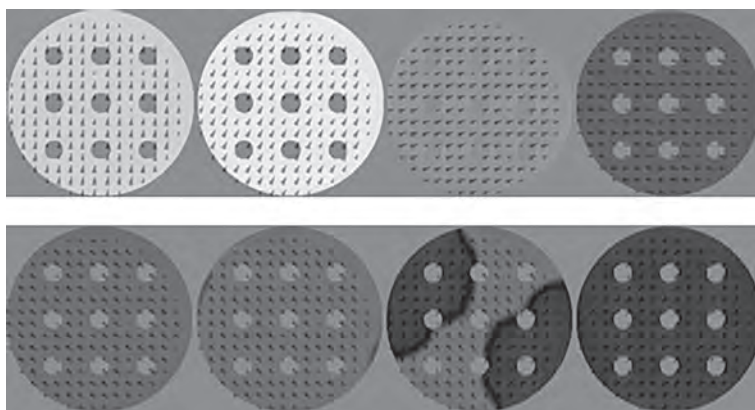
где  $J$  – обменная константа;  $D_{ij}$  – константа Дзялошинского–Мория;  $\vec{M}_i$  – намагниченность  $i$ -го элемента разбиения ( $i$ -й ячейки);  $\vec{H}$  – вектор магнитной напряженности внешнего поля;  $\vec{H}_d$  – вектор размагничивания. В выражение (13) могут быть добавлены и другие виды энергий, например энергия кристаллической анизотропии.

Объект моделирования представлял собой цилиндр диаметром 500 нм, высотой 1 нм,  $M_s = 1.44 \cdot 10^6$  А/м. Константа анизотропии ( $k$ ) бралась различной ( $4.4 \cdot 10^2$  Дж/м<sup>3</sup>,  $4.4 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>) для определения специфики влияния этого фактора на возникающую картину. Диаметр цилиндра равнялся  $5 \cdot 10^{-7}$  м, количество ячеек вычислительной сетки составляло  $255 \times 255 \times 1$ , размеры ячейки –  $2 \cdot 10^{-9} \times 2 \cdot 10^{-9} \times 1 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>, полный размер (размер окна) составлял  $510 \cdot 10^{-9} \times 510 \cdot 10^{-9} \times 1 \cdot 10^{-9}$  м<sup>3</sup>. Угол между направлением магнитного поля и осью легкого намагничивания (ОЛН) составлял  $85^\circ$ , т.е. ОЛН направлена под углом  $\alpha = 5^\circ$  (от оси  $X$ ), а параметр –  $U_{\text{anis}} = (57, 5, 0)$ . Внутри цилиндра располагались искусственно созданные дефекты диаметром  $5 \cdot 10^{-8}$  м, количество дефектов составляло 9 штук, а расстояние между ними –  $1.25 \cdot 10^{-7}$  м. Динамика возникающих доменных границ для различных параметров анизотропии представлена на рис. 16 и 17. В обоих случаях наблюдается закрепление границ доменов на существующих дефектах.

Этот факт отражается на ширине петель гистерезиса, изображенных на рис. 6, а и 7, б, в частности, для длины падающего излучения  $\lambda = 633$  нм, а также на рис. 5, а для различных структур. Можно отметить, что для наноструктурированных поверхностей ширина петель гистерезиса больше, чем для



**Рис. 16.** Образование доменной границы в присутствии искусственно созданных дефектов при следующих параметрах моделирования:  $k = 4.4 \cdot 10^2$  Дж/м<sup>3</sup>,  $U_{\text{anis}} = (57, 5, 0)$ ;  $B_{\text{ext}}(T) = 1, 0.01, 0, -0.01, -0.02, -0.03, -0.5, -1$

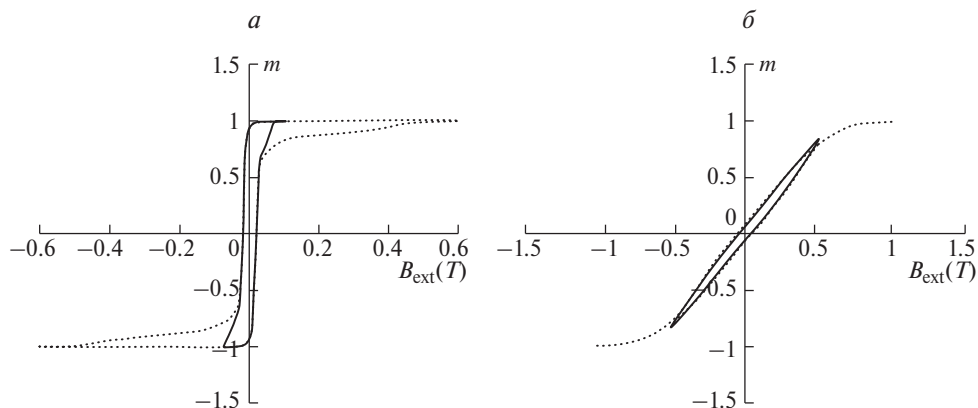


**Рис. 17.** Образование доменной границы в присутствии искусственно созданных дефектов при следующих параметрах моделирования:  $k = 4.4 \cdot 10^5$  Дж/м<sup>3</sup>,  $U_{\text{anis}} = (57, 5, 0)$ ;  $B_{\text{ext}}(T) = 1, 0.6, 0.1, -0.1, -0.4, -0.45, -0.46, -1$

однородного покрытия ввиду отмеченного выше закрепления доменных границ на неоднородностях.

На рис. 18 представлены петли гистерезиса с наличием дефектов и аналогичные петли гистерезиса без дефектов, полученные при одинаковых условиях. Из приведенных графиков видно, на сколько возросло насыщение в образце с имеющимися дефектами. Трехмерные магнитные структуры на рис. 2, в принципе, могут быть носителями топологических дефектов в силу кривизны их поверхности [12, 13].

Для более детального исследования физических эффектов, сопутствующих формированию вихрей в магнитных структурах, было проведено компьютерное моделирование для цилиндрической структуры на основе кобальта, в которой формируются топологические магнитные вихри при наличии внешнего магнитного поля. Перемагничивание вихревой структуры осуществлялось сменой направления магнитного поля, направленного вдоль диаметра



**Рис. 18.** Петли гистерезиса с дефектами (пунктир) и без дефектов (сплошная линия) при следующих параметрах моделирования:  $a - k = 4.4 \cdot 10^2 \text{ Дж/м}^3$ ,  $U_{\text{anis}} = (57, 5, 0)$ ;  $b - k = 4.4 \cdot 10^5 \text{ Дж/м}^3$ ,  $U_{\text{anis}} = (57, 5, 0)$

цилиндрической структуры. Диаметр моделируемой цилиндрической структуры из кобальта составлял 50 и 100 нм, при этом толщина цилиндра изменялась от 10 до 50 нм.

Аналогично работе [29], брались следующие значения параметров:  $\alpha = 1$ ,  $k = 0$ . Отметим, что для меньших диаметров цилиндрических структур формирование магнитных вихрей начиналось с меньших толщин цилиндра. Для диаметра цилиндра 50 нм соответствующая толщина составляла порядка 25 нм, тогда как для диаметра 100 нм толщина цилиндра была порядка 30 нм. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными данными работ [29, 30]. Наличие вихревой структуры связано с характерными размерами магнитной системы, что подтверждено расчетами и измерениями, проведенными в упомянутых работах [29, 30]. Хорошее согласие полученных результатов в случае магнитных цилиндров на основе кобальта с выводами работ [29, 30] для аналогичных структур позволяет использовать этот факт как тест для верификации результатов, рассчитанных в настоящей работе для искривленной поверхности.

Представленные в настоящей работе экспериментальные результаты свидетельствуют об отсутствии характерного для вихревых структур гистерезиса в наших экспериментах, что связано с конфигурацией МОЭЭК. В этой конфигурации магнитные вихри формируются на боковых концах сфероидных магнитных структур, а отклик формируется в верхней части, где магнитные вихри отсутствуют. Методом компьютерного моделирования на полусферической поверхности формировалась вихревая структура, изображенная на рис. 19. Магнитные константы соответствовали пленке кобальта. Ось анизотропии лежала в плоскости сферической поверхности. Помимо искривленной поверхности при моделировании обеспечивалось наличие взаимодействия Дзялошинского–Мория. Известно, что взаимодействие Дзялошинского–Мория стабилизирует вихревые структуры [31].

Проведенные компьютерные исследования продемонстрировали, что в центре формировалось ядро вихря из магнитных моментов, направленных перпендикулярно к поверхности. Далее в плоскости полусферы располагались

магнитные моменты, образующие вихревую структуру. На некотором расстоянии от этой вихревой конфигурации формировалась дополнительная вихревая структура, которая являлась отражением первичной на  $180^\circ$  градусов относительно ядра вихря. Она являлась софокусной первоначальному вихрю, т.е. частично компенсировала спины первичной, ближней к ядру структуры, так как ее спины были направлены противоположно соответствующим спинам начальной конфигурации.

Магнитный вихрь является очень стабильной, образованной естественным образом структурой, сформированной в магнитной наноструктуре. Вихревые структуры характеризуются циркуляцией в плоскости магнитных моментов вокруг очень стабильного ядра диаметром всего от нескольких десятых нанометра до нанометра, т.е. порядка обменной длины. Характерной особенностью этой структуры является ядро вихря, которое имеет намагниченность, перпендикулярную плоскости образца. Это выражается в двух характерных поляризациях «вверх» (up) и «вниз» (down). Малые размеры и чрезвычайная стабильность делают ядро вихря многообещающей структурой для использования в магнитной памяти. В работе [32], основанной на микромагнитном моделировании посредством уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, продемонстрировано, что ядро может динамически переключаться в течение десятых долей пикосекунды из состояния «вверх» в состояние «вниз» посредством приложения внешнего поля. Диск из пермаллоя диаметром 200 нм перемагничивается в противоположное положение «ядра» вихря после приложения импульса магнитного поля величиной 80 мТл и длительностью 60 пикосекунд. Используя поля длительностью в 5 пс, авторы показали, что ядро вначале переходит в промежуточное состояние, которое имеет начальный вихрь, антивихрь и вихрь с противоположно ориентированным ядром. Затем ядро начального вихря аннигилирует с ядром антивихря, и остается вихрь с противоположно поляризованным ядром [32].

В настоящем исследовании обнаружено, что второй вихрь на полусфере софокусен с первым (основным), имеет противоположное направление и находится на расстоянии порядка ширины блоховской стенки для кобальта ( $\sim \pi\Delta \sim 10$  нм,  $\Delta$  – параметр ширины стенки [27]). Устойчивая вихревая структура в сферической структуре на основе кобальта формируется при наличии взаимодействия Дзялошинского–Мория, связанного с асимметрией структуры (при отсутствии центра инверсии). Взаимодействие Дзялошинского–Мория стремится развернуть магнитный момент таким образом, чтобы он повернулся в направлении, перпендикулярном ограничивающей поверхности.

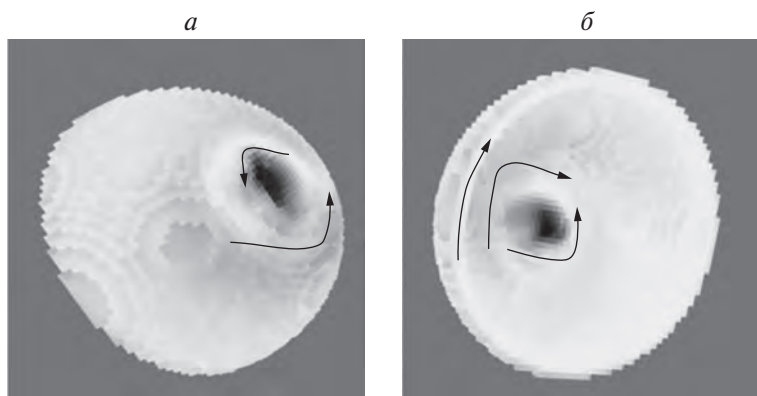
Установлено, что второй вихрь на полусфере имеет с первым (основным вихрем) общий центр, он ориентирован против направления основного вихря и расположен на расстоянии порядка величины блоховской стенки относительно основного ( $\sim 10$  нм). Взаимодействие Дзялошинского–Мория (ДМ) способствует возникновению устойчивой вихревой структуры в сфере из кобальта, которая на сферической магнитной поверхности проявляется в виде вихревых доменов, имеющих общий центр. Этому способствует искривленность поверхности металлического покрытия. Таким образом, наблюдалась вихревая доменная структура на сферической поверхности, полученная методом компьютерного моделирования, с общим центром для различных вихревых доменов. Границы между различными вихревыми доменами с общим центром являются блоховскими.



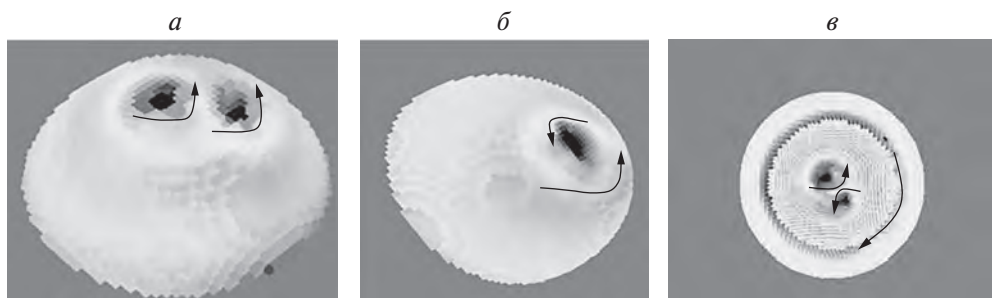
Второй вихрь имеет вертикальную составляющую, а потому магнитное воздействие его слабее, чем у первого. Вклады в энергию взаимодействия дают обменное взаимодействие с константой  $J \sim 10$  мэВ и более слабое взаимодействие Дзялошинского—Мория с константой  $D \sim 0.1$  мэВ, так что выражение для энергии содержит слагаемые, квадратичные по спиновым переменным на узлах  $\vec{S}_n$  вида:  $\Delta E = \sum_{n \neq m} J_{nm} \vec{S}_n \vec{S}_m + \sum_{n \neq m} D_{nm} \cdot [\vec{S}_n \times \vec{S}_m] - \mu_B g S \sum_m \vec{H} \cdot \vec{S}_m$ , где индексы  $n, m$  берутся по ближайшим соседям,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $g$  — параметр Ланде. Блоховская стенка имеет разворот магнитных моментов, противоположный развороту ядра основного вихря. Этот разворот происходит вследствие взаимодействия ДМ  $\Delta E \sim \sum_{n \neq m} D_{nm} \cdot [\vec{S}_n \times \vec{S}_m]$  и имеет составляющую, действующую перпендикулярно плоскости структуры.

Снятые магнитооптические характеристики для структуры, изображенной на рис. 19, в экваториальной конфигурации магнитного поля имеют стандартный вид, вследствие того что вершины вихрей не влияют на рассеяние электромагнитного излучения, т.е. свет рассеивается от поверхности, где отсутствуют магнитные вихри. Результаты, полученные компьютерным моделированием, демонстрируют, что структуры, изображенные на рис. 19, могут представлять класс объектов с необычной магнитной структурой, в частности, могут являться носителями магнитных вихрей.

Как продемонстрировано в ряде работ (см., например, [29]), вихревая структура в случае магнитного цилиндра охватывает всю поверхность. Влияние взаимодействия Дзялошинского—Мория в выражении для энергии (13) приводит к тому, что центральное ядро и границы поверхности имеют вертикальные составляющие магнитных моментов [33]. В случае сферической поверхности при наличии взаимодействия ДМ радиусы вихревых структур оказывались конечными, что свидетельствует о конечной корреляционной длине в случае



**Рис. 19.** Изображения выпуклой (а) и вогнутой (б) сторон полусферы и сформированных магнитным полем вихрей (структуры слегка повернуты относительно центральной оси). Черным цветом обозначено ядро вихря. Ближний к ядру ореол (ближайшая к центру стрелка) соответствует ближайшему к ядру вихрю. Вторичный ореол (более дальняя от центра стрелка) соответствует вихрю, компенсирующему магнитные моменты ближайшего вихря. Крайняя слева стрелка соответствует границе полусферы; стрелками указаны направления магнитных вихрей



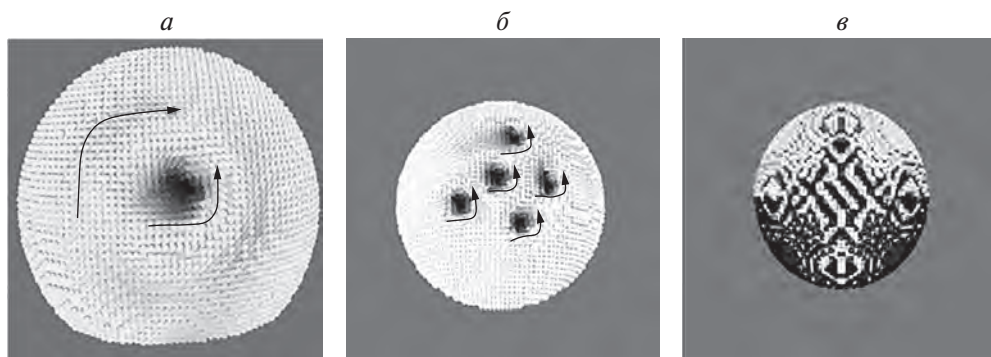
**Рис. 20.** Вихревые структуры для «усеченной» сферы меньше половины (*а*), полусферы (*б*), «усеченной» сферы больше половины (*в*) (вид снизу). Стрелками указаны направления магнитных вихрей

наличия кривизны поверхности в присутствии взаимодействия ДМ. В отсутствие взаимодействия ДМ кольцевая вихревая структура для параметров пленочного кобальта не наблюдалась, в отсутствие кривизны поверхности наблюдалась вихревая структура, охватывающая всю поверхность.

Таким образом, на сферической магнитной наноструктуре при наличии взаимодействия ДМ возможно существование вихревой доменной структуры, ограниченной определенной областью. В случае симметричного состояния для полусферы на рис. 19 магнитные моменты второго вихря компенсируют магнитные моменты первого вихря, который ближе к ядру. В случае несимметричного обрезания сферы происходит разделение ядра вихря на два вихря (рис. 20) в качестве промежуточного состояния, означающего наличие соответствующего локального минимума в функционале энергии. Затем двухвихревое состояние релаксирует к более симметричному состоянию, аналогичному состоянию на полусфере (см. рис. 19). При изменении направления магнитного поля направление намагниченности ядра вихря меняется на противоположное.

На рис. 21, *а* изображен результат моделирования воздействия постоянного магнитного поля в конфигурации МОЭЭК на структуры, аналогичные изображенным на рис. 2 реально изготовленным структурам. Хорошо заметна структура типа вихря для конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра. Заметен также соосный вихрь большего диаметра, магнитный момент которого частично компенсирует магнитный момент внутреннего вихря.

При определенном способе минимизации функционала энергии могут быть получены многовихревые структуры (рис. 21, *б*) в качестве промежуточных состояний, отвечающих локальным минимумам в функционале энергии. Через некоторый интервал времени эти состояния релаксируют к состояниям, аналогичным для полусферы (см. рис. 19). Многовихревые состояния наблюдались и моделировались в работе [34]. Аналитическое рассмотрение проблемы существования многовихревых состояний в двумерных магнитных системах различных конфигураций проведено в работе [35]. При увеличении параметра Дзялошинского—Мория возникают структуры в виде полос, изображенных на рис. 21, *в*, что отмечалось в работе [33]. Так как в конфигурации магнитооптического эффекта Керра сигнал фиксируется преимущественно сверху структуры, экспериментальное обнаружение вихревой структуры в подобной конфигурации затруднено.



**Рис. 21.** Вихревые структуры при направлении магнитного поля в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра для «усеченной» сферы (направление магнитного поля – сбоку, вдоль вихря) (а). Многовихревая структура при определенном выборе способа минимизации функционала энергии (б). Структура типа полос (stripe structure) при больших значениях константы взаимодействия Дзялошинского–Мория. Белые и черные области намагничены навстречу друг другу (в). Стрелками указаны направления магнитных вихрей

В целом ряде работ исследовались теоретические [36] и экспериментальные [37, 38] особенности формирования магнитных структур на искривленных поверхностях наномасштабных систем. В работе [36] продемонстрировано, что наличие искривленной поверхности приводит к появлению эффективного магнитного поля, которое оказывает влияние на конфигурацию магнитной структуры. В работах [37, 38] продемонстрированы экспериментальные особенности, в частности, характерные петли гистерезиса для магнитооптического эффекта Керра при наличии вихревых структур, а также смешанных состояний, представляющих смесь вихревых и равномерно намагниченных областей. Изучению теоретических аспектов формирования вихревых структур на сферической поверхности в случае модели Гейзенберга для легкой плоскости и связи их киральности с поляризацией ядра посвящена работа [39]. В ней продемонстрировано, что имеется тесная связь киральности вихревой структуры с направлением поляризации ядра.

Отметим, что результаты настоящего исследования согласуются с приведенными выше выводами работ [36–39], причем петли гистерезиса в нашем случае имели форму, характерную для смеси вихревых и равномерно намагниченных областей. Для усеченных сфер имела место связь киральности вихревой структуры и поляризации ядра.

## Заключение

Коротко суммируя результаты представленного исследования, можно сделать вывод, что вклады в наблюдаемые осцилляционные явления различных характеристик для максимумов разных порядков дает интерференция вдоль вертикального направления объемных структур. Эти интерференционные явления в вертикальном направлении отражают, в частности, свойства верхних и нижних слоев структуры, а также характеристики стенок исследуемых трехмерных объектов.

В настоящей работе исследуются структуры типа магнитофотонного кристалла, вертикальный размер которых много больше длины волны падающего излучения. Исследования показали, что нулевой дифракционный максимум адекватно отражает магнитную составляющую магнитооптического отклика. Кроме того, нулевой дифракционный максимум позволяет извлечь информацию о вертикальном размере структуры. Показано, что при измерении интегрального отклика, полученного с помощью объектива, на угловых зависимостях коэффициента отражения и величины магнитооптического сигнала исчезают интерференционные явления.

Результаты настоящей работы могут быть использованы при анализе сигналов от структур со сложной топологией, что является важным для разработки комплексных систем, содержащих разнородные по структуре и свойствам компоненты. В этой связи следует отметить неизменный интерес к использованию наноструктурированных систем в виде плотных массивов регулярно расположенных вертикальных колонн для создания сверхплотной магнитной памяти [4, 40]. Считывание информации с такой структуры связано с эффектами взаимодействия электромагнитного излучения с регулярно структурированной магнитной средой (bit-patterned media). Полученные результаты свидетельствуют об общности исследованных явлений, относящихся к широкому кругу дифракционных и интерференционных проблем, которые находят свое возможное применение в различных технических и научных аспектах.

Полученные в настоящей работе результаты позволяют сделать общий вывод о том, что наноструктурирование образцов может существенно влиять на магнитооптические свойства сформированных систем. Важным моментом данного исследования является демонстрация конкретной технологии создания трехмерных магнитных наноструктур с искривленной поверхностью, на которых возможно создание вихревых магнитных структур. С точки зрения конкретных экспериментальных результатов, образец 1 с трехмерным структурированием демонстрировал меньший МО отклик и большую коэрцитивную силу. Наноструктурированный образец 2 демонстрировал больший МО отклик и меньшую коэрцитивную силу, чем образец 1. Образец 3 с однородно нанесенной магнитной пленкой демонстрировал значения МО отклика на уровне трехмерных структур образца 1, в то время как коэрцитивная сила была наименьшей из представленных образцов. Таким образом, путем наноструктурирования магнитных структур можно управлять МО свойствами систем. Отметим, что в связи с интересом к исследованию отклика трехмерных магнитных систем весомое значение приобретают исследования закономерностей реакции таких структур на внешнее воздействие электромагнитного поля [40] и связи этих эффектов с морфологическими свойствами наносистем.

Методом микромагнитного моделирования проведена реконструкция картины топологии магнитных моментов в случае наличия дефектов и в случае искривленных поверхностей. Показано, что дефекты способствуют удержанию границы доменов. Магнитные вихри на цилиндрических структурах обладают характерным гистерезисом, который имеет нулевую ширину при нулевом магнитном поле. Сформированные на сферической и полусферической поверхностях вихревые структуры при наличии взаимодействия Дзялошинского—Мория, помимо четко выраженного ядра, обнаруживают дополнительный вихрь, софокусный с первоначальным и частично его компенсирующий, причем

магнитные моменты вдали от ядра вихря имеют вертикальную составляющую. Наблюдалась вихревая доменная структура на сферической поверхности, полученная методом компьютерного моделирования, с общим центром для различных вихревых доменов. Границы между различными вихревыми доменами с общим центром являются блоховскими, при том, что ширина доменной границы много больше толщины пленки. Смена направления магнитного поля приводит к смене направления намагниченности ядра вихря.

Получены методом микромагнитного моделирования состояния с несколькими магнитными вихрями на усеченных сферах, а также исследованы многовихревые состояния, возникающие в зависимости от условий минимизации энергетического потенциала. Эти эффекты могут привести к закреплению новых вихрей на имеющихся неоднородностях и дефектах в реальных структурах. Многовихревые состояния, состоящие из разных фаз, наблюдались и описаны, в частности, в работе [41]. Эти состояния возникают вследствие конкуренции обменного и ДМ взаимодействий и образуют решетку вихрей, причем одна из фаз идентифицируется как фаза, аналогичная вихрям Абрикосова [41].

Подчеркнем, что наличие взаимодействия типа Дзялошинского—Мория способствует формированию изолированного блоховской стенкой сингулярного ядра вихря, которое может являться средством хранения информации. Подобные эффекты могут быть основой для разработки компактных средств записи и считывания информации [42]. Исследованные в настоящей работе структуры могут найти применение при разработке компактных устройств, работающих на спиновых эффектах.

Авторы выражают свою искреннюю признательность И.И. Амирову за помощь в изготовлении структур.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева Минобрнауки России.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Еременко В., Жефруа О., Новосад В., Пантье Б., Пишко В., Суш И.* Дифракционное усиление магнитооптического эффекта Керра // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66, вып. 7. С. 466–469.
2. *Chetvertukhin A.V., Grunin A.A., Dolgova T.V., Inoue M., Fedyanin A.A.* Transversal magneto-optical Kerr effect in two-dimensional nickel magnetoplasmonic crystals // J. Appl. Phys. 2013. Vol. 113. P. 17A942.
3. *Grimsditch M., Vavassori P.* The diffracted magneto-optic Kerr effect: what does it tell you? // J. Phys.; Condens. Matter. 2004. Vol. 16. P. R275–R294.
4. *Joel Yang, Yunjie Chen, Tianli Huang, Huigao Duan, Naganivetha Thiyagarajah et al.* Fabrication and characterization of bit-patterned media beyond 1.5 Tbit/in<sup>2</sup> // Nanotechnology. 2011. Vol. 22. P. 385301.
5. *Costa-Kramer J.L., Alvarez-Sanchez R., Bengoechea A., Torres F., Garcia-Mochales P., Briones F.* Diffractive magneto-optics, magnetic interactions, and reversal mechanisms in Co microsquare arrays // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71. P. 104420.
6. *Vavassori P., Metlushko V., Osgood R.M., Grimsditch M., Welp U.* et al. Magnetic information in the light diffracted by a negative dot array of Fe // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59. N 9. P. 6337–6343.
7. *Grimsditch M., Vavassori P., Новосад В., Metlushko В., Shima H., Otani Y., Fukamichi K.* Vortex chirality in an array of ferromagnetic dots // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 172419.

8. *Guedes I., Grimsditch M., Metlushko V., Vavassori P., Camley R., Ilic B., Neuzil P., Kumar R.* Domain formation in arrays of square holes in an Fe film // *Phys. Rev. B.* 2002. Vol. 66. P. 014434.
9. *Guedes I., Zalužec N.J., Grimsditch M., Metlushko V., Vavassori P., Ilic B., Neuzil P., Kumar R.* Magnetization of negative magnetic arrays: Elliptical holes on a square lattice // *Phys. Rev. B.* 2000. Vol. 62. N 17. P. 11719–11724.
10. *Рахман Ф.* Наноструктуры в электронике и фотонике. М.: Техносфера, 2010. 344 с.
11. *Абрамова С.В., Звездин Н.Ю., Изюмов М.О., Папорков В.А., Проказников А.В.* Сложный магнитооптический отклик от объемных структур типа магнитофотонных кристаллов // *Нано- и микросистемная техника.* 2015. № 9. С. 7–23.
12. *Hertel R.* Curvature-induced magnetochirality // *SPIN.* 2013. Vol. 3. N 3. P. 1340009.
13. *Fernandez-Pacheco F., Streubel R., Fruchart O., Hertel R., Fischer P., Cowburn R.P.* Three-dimensional nanomagnetism // *Nature Commun.* 2017. Vol. 8. P. 15756.
14. *Vojkovic S., Carvalho-Santos V.L., Fonseca J., Nunez A.S.* Vortex-antivortex pairs induced by curvature in toroidal nanomagnets // *J. Appl. Phys.* 2017. Vol. 121. N 11. P. 113906.
15. *Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L.* Magnetic domain-wall racetrack memory // *Science.* 2008. Vol. 320. P. 190–194.
16. *Rosler U.K., Bogdanov A.N., Pfleiderer C.* Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals // *Nature.* 2006. Vol. 442. P. 797.
17. *Heinze S., Bergmann K., Menzel M., Brede J., Kubetzka A.* et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions // *Nature Phys.* 2011. Vol. 7. P. 718.
18. *Bogdanov A.N., Rosler U.K.* Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. N 3. P. 037203.
19. *Laermer F., Schilp A.* Method of anisotropically etching silicon // Patent No 5501893. 26.03.1996.
20. *Звездин Н.Ю., Папорков В.А., Проказников А.В., Царев И.С.* Анализ вкладов различных факторов в магнитооптический отклик трехмерных структур типа магнитофотонных кристаллов // *ЖТФ.* 2018. Т. 88, вып. 6. С. 892–901.
21. *Zhang K., Bobes O., Hofsass H.* Designing self-organized nanopatterns on Si by ion irradiation and metal co-deposition // *Nanotechnology.* 2014. Vol. 25. P. 085301.
22. *Бучин Э.Ю., Ваганова Е.И., Наумов В.В., Папорков В.А., Проказников А.В.* Усиление экваториального эффекта Керра в наноперфорированных пленках кобальта // *Письма в ЖТФ.* 2009. Т. 35, вып. 13. С. 8–17.
23. *Zarev I.S., Zvezdin N.Yu., Paporkov V.A., Prokaznikov A.V.* Analysis of contribution from various order diffraction maxima to complex magneto-optical Kerr effect from three-dimensional structures like magnetophotonic crystals // *SPIE Proc. Micro- and Nanoelectronic Materials and Films I.* 2016. Vol. 10224. P. 1022409.
24. *Кричевцов Б.Б., Гастев С.В., Ильюшенко Д.С., Кавеев А.К., Соколов Н.С.* Магнитные свойства массивов наночастиц кобальта на поверхности  $\text{CaF}_2(110)/\text{Si}(001)$  // *ФТТ.* 2009. Т. 51, вып. 1. С. 109–117.
25. *Кособукин В.А., Кричевцов Б.Б.* Эффекты магнитного поля в магнитооптике двумерных массивов ферромагнитных частиц // *ФТТ.* 2010. Т. 52, вып. 4. С. 759–765.
26. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
27. *Боков В.А.* Физика магнетиков. СПб.: Невский диалект, 2002. 272 с.
28. *Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., van Vaeyenberge B.* The design and verification of MuMax3 // *AIP Advances.* 2014. Vol. 4. P. 107133.
29. *Lebib A., Li S.P., Natali M., Chen Y.* Size and thickness dependence of magnetization reversal in Co dot arrays // *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89. N 7. P. 3892–3896.
30. *Cowburn R.P., Koltsov D.K., Adeyeye A.O., Welland M.E.* Single-domain circular nanomagnets // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83. N 5. P. 1042–1045.

31. *Ozerov M., Romhányi J., Belesi M., Berger H., Ansermet J.-Ph.* et al. Establishing the fundamental magnetic interactions in the chiral skyrmionic Mott insulator  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  by terahertz electron spin resonance // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 113. P. 157205.
32. *Hertel R., Gliga S., Fahnle M., Schneider C.M.* Ultrafast nanomagnetic toggle switching of vortex cores // *Phys. Rev. Lett.* 2007. Vol. 98. P. 117201.
33. *Luo Y.M., Zhou C., Won C., Wu Y.Z.* Effect of Dzyaloshinskii–Moriya interaction on magnetic vortex // *AIP Advances*. 2014. Vol. 4. P. 047136.
34. *Kim S.-K., Lee K.-S., Kang B.-W., Lee K.-J., Kortright J.B.* Vortex-antivortex assisted magnetization dynamics in a semicontinuous thin-film model system studied by micromagnetic simulations // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86. P. 052504.
35. *Metlov K.L.* Magnetization patterns in ferromagnetic nanoelements of complex variables // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 107201.
36. *Gaididei Yu., Kravchuk V.P., Sheka D.D.* Curvature effect in thin magnetic shells // *Phys. Rev. Lett.* 2014. Vol. 112. P. 257203.
37. *Sapozhnikov M.V., Ermolaeva O.L., Gribkov B.G., Nefedov I.M., Karetnikova I.R.* et al. Frustrated magnetic vortexes in hexagonal lattice of magnetic nanocaps // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 85. P. 054402.
38. *Ulbrich T.C., Makarov D., Hu G., Guhr I.L., Suess D., Schrefl T., Albrecht M.* Magnetization reversal in a novel gradient nanomaterial // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 077202.
39. *Kravchuk V.P., Sheka D.D., Streubel R., Makarov D., Schmidt O.G., Gaididei Yu.* Out-of-surface vortices in spherical shells // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 85. P. 144433.
40. *Dmitrienko V.E., Ovchinnikova E.N., Collins S.P., Nisbet G., Beutier G.* et al. Measuring the Dzyaloshinskii–Moriya interaction in a weak ferromagnet // *Nature Phys.* 2014. Vol. 10. P. 202–206.
41. *Lobanova I.I., Glushkov V.V., Sluchanko N.E., Demishev S.V.* Macroscopic evidence for Abrikosov-type magnetic vortexes in MnSi A-phase // *Sci. Reports*. 2016. Vol. 6. P. 22101.
42. *Geng L.D., Jin Y.M.* Magnetic vortex racetrack memory // *J. Mag.; Mag. Mater.* 2017. Vol. 423. P. 84–89.