Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

На правах рукописи

Павлов Сергей Игоревич

# РЕЗОНАНСНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ МАГНЕТИТА

Специальность 01.04.07 — «Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: к.ф.-м.н. Нащекин Алексей Викторович

Научный консультант: к.ф-м.н. Певцов Александр Борисович

Санкт-Петербург — 2021

## Оглавление

Стр.

веде.	inne .		т	
Глава	ава 1. Магнитооптические эффекты и способы их усиления 13			
1.1	Магн	итооптика	13	
	1.1.1	Классификация магнитооптических эффектов	13	
	1.1.2	Тензор диэлектрической проницаемости	14	
	1.1.3	Поперечный эффект Керра	17	
	1.1.4	Усиление магнитооптических эффектов	20	
1.2	Резонансные оптические особенности дифракционных структур		21	
	1.2.1	Аномалии Вуда	22	
	1.2.2	Квазиволноводные резонансы	29	
	1.2.3	Взаимодействие оптических мод	31	
1.3	Магн	итооптика дифракционных оптических структур	32	
	1.3.1	Теория поперечного эффекта Керра в плазмонных и		
		волноводных магнитных структурах	33	
	1.3.2	Поперечный эффект Керра в дифракционных структурах на		
		основе магнитных диэлектриков	36	
	1.3.3	Материалы для применения поперечного эффекта Керра	38	
Глава	2. Экс	периментальные и теоретические методы	40	
2.1	Технология изготовления образцов		40	
	2.1.1	Получение магнитных пленкок на основе магнетита	40	
	2.1.2	Формирование одномерно-периодических массивов золотых полосок	42	
2.2	Методика оптических измерений		45	
	2.2.1	Спектральная Фурье-микроскопия	45	
	2.2.2	Магнитооптические измерения	48	
2.3	Метод	цы моделирования магнитооптических эффектов	51	
Глава	3. Опт	гические и магнитооптические свойства нанодисперсных		
	пле	нок магнетита	54	
3.1	Тензо	р диэлектрической проницаемости магнетита	54	
3.2	Поперечный магнитооптический эффект Керра в пленках магнетита			
3.3	Завис	имость эффекта Керра от величины магнитного поля	60	
3.4	Парал	летры плазмонных и квазиволноводных возбуждений в пленках		
	магне	тита	61	

Глава	4. Особенности поперечного эффекта Керра в дифракционных		
	структурах на основе магнетита	63	
4.1	Влияние поверхностного плазмонного резонанса на поперечный эффект		
	Керра	63	
	4.1.1 Отражение	63	
	4.1.2 Пропускание	66	
4.2	Влияние толщины слоя магнетита и ширины золотых полосок на		
	поперечный эффект Керра	69	
4.3	Поперечный эффект Керра в структуре с массивом золотых полосок под		
	пленкой магнетита	72	
4.4	Анализ усиления поперечного эффекта Керра в дифракционных		
	структурах на основе магнетита	74	
Глава	5. Оценка эффективности структур для применения		
	поперечного эффекта Керра	77	
5.1	Показатель эффективности для поперечного эффекта Керра	77	
5.2	Примеры применения показателя эффективности	79	
Заключение			
Списон	Список публикаций по теме диссертации		
Списон	к литературы	86	

#### Введение

Исследование способов управления светом является одной из актуальных задач современной физики. Наиболее простым подходом для этого служит использование материалов, изменяющих свои оптические свойства при внешних воздействиях, таких как электрические и магнитные поля. Действие магнитного поля на свет привлекает внимание исследователей со времен открытия Фарадеем в 1845 году наиболее известного магнитооптического эффекта – вращения плоскости поляризации света при его прохождении через намагниченную среду. Наряду с эффектом Фарадея в магнитных материалах могут наблюдаться эффекты Керра: полярный, меридиональный (продольный) и экваториальный (поперечный). В эффектах Керра, аналогично эффекту Фарадея, происходит вращение плоскости поляризации и появление эллиптичности линейно поляризованного света при отражении от намагниченной среды, при этом в случае поперечного эффекта происходит также изменение интенсивности света при изменении намагниченности материала. Фактором, ограничивающим использование эффекта Керра, является малая величина относительного изменения интенсивности света в объемных магнетиках – в лучшем случае порядка 10<sup>-3</sup> в традиционных ферромагнитных материалах, таких как железо, никель, кобальт.

Современные требования к повышению функциональности оптоэлектронных систем приводят к необходимости поиска новых материалов и структур, которые бы позволили увеличить эффективность оптических элементов. Развитие нанотехнологий позволило перейти к использованию объектов, свойства которых определяются в первую очередь их геометрией, а не объемными параметрами материалов. Структуры с периодической модуляцией на масштабах порядка длины волны света позволяют резонансно усиливать оптические и, в частности, магнитооптические эффекты в заданном спектральном диапазоне. Среди резонансных структур можно выделить дифракционные одномерные и двумерные решетки, достоинством которых явлется их планарность, а также возможность, изменяя геометрию структуры достаточно простыми технологическими методами, управлять оптическим откликом. В ряде работ было показано, что создание на поверхности магнитного диэлектрика (висмут-замещенного феррит-граната) одномерно-периодического массива металлических полосок приводит к усилению поперечного эффекта Керра до 10<sup>3</sup> раз. Это достигается благодаря возбуждению в структурах поверхностных плазмонных или волноводных резонансов. При этом зависимость спектрального положения максимума эффекта Керра от угла падения света определяется дисперсионными кривыми соответствующих оптических мод, а тип возбуждения определяется геометрическими параметрами структуры. Оценка величины усиления делается на основе теоретического расчета эффекта Керра, амплитуда которого для слоя магнитного диэлектрика без металлической структуры не превышает 10<sup>-5</sup>. В связи с

этим представляется интересным рассмотреть вопрос о возможности усиления поперечного эффекта Керра в резонансных структурах на основе материалов, обладающих значительной величиной означенного эффекта в естественном состоянии.

Одним из наиболее известных естественных магнитных материалов является магнетит – Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. Он широко распространен в природе, обладает сильными магнитными свойствами, а также, в отличие от металлов, слабо подвержен окислению. Также магнетит обладает заметной величиной поперечного эффекта Керра в естественном состоянии и имеет не такое сильное поглощение как у металлов, что позволяет наблюдать магнитооптические эффекты не только в отраженном, но и в проходящем свете. Нанодисперсные пленки на основе магнетита, полученные методом лазерного электродиспергирования (ЛЭД), демонстрируют даже лучшие магнитные свойства по сравнению с поликристаллическими пленками. Уникальность метода ЛЭД состоит в том, что он позволяет изготавливать пленки практически на любых видах подложек, в отличие от эпитаксиальных методов получения магнитных пленок, требующих согласования подложек. Таким образом дифракционные структуры на основе пленок магнетита, полученных методом ЛЭД, представляются перспективными для применения в магнитооптических устройствах.

Для наиболее эффективного применения резонансных оптических эффектов необходимо понимание их физической природы и особенностей, характерных для данного возбуждения. Вышеизложенное обуславливает **актуальность** и определяет **цель** данной работы:

Определение эффектов, ответственных за резонансное усиление поперечного эффекта Керра в дифракционных структурах на основе магнетита с одномернопериодическими массивами металлических полосок при вариации геометрических параметров структуры и взаимного расположения магнитного слоя и массива полосок.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

- 1. Исследовать оптические и магнитооптические свойства пленок магнетита, полученных методом ЛЭД. Определить спектральные зависимости компонент комплексных диэлектрической проницаемости и вектора гирации.
- 2. Исследовать спектральные и угловые зависимости поперечного магнитооптического эффекта Керра в пленках магнетита.
- 3. Изготовить структуры с периодическими массивами золотых полосок с различной толщиной магнитного слоя и шириной полосок.
- 4. Исследовать спектрально-угловые зависимости поперечного магнитооптического эффекта Керра в структурах с периодическими массивами золотых полосок.
- 5. Провести оценку эффективности усиления поперечного эффекта Керра в дифракционных структурах с периодическими массивами золотых полосок.

#### Научная новизна:

- 1. В работе исследованы оптические и магнитооптические свойства пленок магнетита, полученных методом лазерного электродиспергирования. Экспериментально измерены спектральные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости и вектора гирации.
- 2. Измерены спектрально-угловые зависимости поперечного магнитооптического эффекта Керра в пленках магнетита в геометриях на отражение и пропускание.
- 3. Исследован поперечный магнитооптический эффект Керра в структурах на основе пленок магнетита с периодическим массивом золотых полосок на поверхности. Показано, что в случае пленок толщиной ~ 50 нм определяющую роль в спектральных зависимостях эффекта Керра играет возбуждение поверхностного плазмонного резонанса на границе раздела золото/подложка, а в случае пленок толщиной ~ 200 нм возбуждение квазиволноводных резонансов в структуре.
- 4. Проведены измерения спектрально-угловых зависимостей пропускания и поперечного магнитооптического эффекта Керра в структуре с металлической решеткой под магнитной пленкой. Показано, что в такой структуре плазмонные резонансы, не влияющие на магнитооптические эффекты, эффективно подавляются, при этом усиление эффекта Керра за счет возбуждение квазиволноводных резонасов в магнитной пленке не ухудшается.
- 5. Предложен способ оценки эффективности структур, функционирующих на основе поперечного магнитооптического эффекта Керра, учитывающий величину полезного сигнала. Введен показатель эффективности, который определяется как произведение сигнала Керра (модуль разности коэффициентов отражения (пропускания) света при изменении намагниченности) на среднюю величину коэффициента отражения (пропускания) структуры.

Научная и практическая значимость работы заключается в исследовании магнитооптических свойств магнетита, полученного методом ЛЭД, а также в исследовании усиления поперечного магнитооптического эффекта Керра в структурах на основе пленок магнетита с периодическим массивом золотых полосок на поверхности и под магнитной пленкой. Кроме того, предложенный способ оценки эффективности поперечного эффекта Керра может быть полезен для оптимизации магнитооптических устройств, функционирующих на его основе.

#### Основные положения, выносимые на защиту:

 Формирование на поверхности пленки магнетита периодического массива золотых полосок приводит к усилению поперечного магнитооптического эффекта Керра благодаря возбуждению в структуре поверхностных плазмонных и квазиволноводных резонансов. Тип возбуждаемого резонанса определяется геометрическими параметрами структуры – периодом, шириной металлических полосок и толщиной магнитной пленки.

- 2. В дифракционных структурах на основе магнетита с периодическим массивом золотых полосок на поверхности магнитного слоя усиление поперечного магнитооптического эффекта Керра в геометрии на пропускание достигает величины 160 раз за счет возбуждения поверхностного плазмонного резонанса и до 100 раз за счет возбуждения квазиволноводного резонанса.
- 3. Формирование дифракционной структуры с периодическим массивом золотых полосок под пленкой магнетита, позволяет уменьшить влияние на оптический отклик структуры поверхностного плазмонного резонанса, возбуждаемого на границе раздела золото/воздух. При этом величина усиления поперечного эффекта Керра, связанная с возбуждением квазиволноводного резонанса, не уменьшается.
- 4. Выражение для показателя эффективности поперечного магнитооптического эффекта Керра, определенное как произведение сигнала Керра (модуль разности коэффициентов отражения (пропускания) света при изменении намагниченности) на среднюю величину коэффициента отражения (пропускания) структуры, позволяет количественно характеризовать структуры, функционирующие на основе данного эффекта, в том числе выявлять наиболее эффективный спектральный и угловой диапазон для применения эффекта Керра с учетом величины полезного сигнала.

Степень достоверности полученных результатов обеспечивается использованием современного высокотехнологичного оборудования для изготовления образцов, высокоточных экспериментальных методов исследования и теоретических методов, показавших свою применимость в широком круге сходных задач. Полученные экспериментальные результаты согласуются с численными расчетами, а также с известной теорией оптических и магнитооптических эффектов в структурах с плазмонными и квазиволноводными резонансами.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на следующих международных конференциях:

26th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" Минск, Беларусь, 18-24 Июня, 2018; III International Workshop on Electromagnetic Properties of Novel Materials, Moscow, Russia, 18-20 December, 2018; IV Международная Конференция по Метаматериалам и Нанофотонике МЕТАNANO 2019, Санкт-Петербург, Россия; Международная конференция ФизикА.СПб, Санкт-Петербург, 22-24 октября 2019.

Кроме того, промежуточные результаты работы неоднократно докладывались на лабораторных семинарах.

Личный вклад автора заключается в разработке дизайна и изготовлении образцов дифракционных оптических структур с периодическими массивами золотых полосок методом электронно-лучевой литографии, моделировании магнитооптических эффектов методом конечных элементов в программном пакете Comsol Multiphysics, а также в анализе полученных экспериментальных и теоретических результатов. Также автор принимал активное участие в спектроскопических исследованиях изготовленных структур. Автором предложен оригинальный способ оценки эффективности структур, функционирующих на основе поперечного магнитооптического эффекта Керра и продемонстрирована полезность предложенного подхода.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 статьях, опубликованных в рецензируемых журналах, индексируемых Web of Science и Scopus и входящих в перечень BAK.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 94 страницы с 67 рисунками и 2 таблицами. Список литературы содержит 102 наименования.

#### Содержание работы:

В первой главе представлен анализ литературы по теме диссертации. В первом разделе приводится описание общей теории магнитооптических явлений и способы их усиления в наноструктурированных объектах. Во втором разделе описываются оптические особенности, наблюдаемые в дифракционных структурах – аномалии Вуда и их объяснение с точки зрения возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Также рассматриваются условия существования волноводных мод в планарном волноводе и оптические особенности, возникающие при взаимодействии различных оптических мод.

В третьем разделе приводится теория, описывающая возбуждение плазмонных и волноводных мод в гиротропных средах и влияние оптических резонансов, связанных с этими модами на усиление поперечного эффекта Керра. При этом изменение интенсивности прошедшего/отраженного света происходит за счет смещения частоты плазмонных и волноводных резонансов при изменении намагниченности магнитного материала.

Далее приводится описание представленных в литературе экспериментальных результатов по исследованию поперечного эффекта Керра в структурах с периодическими массивами металлических полосок на магнитных пленках. В качестве магнитного материала использовался диэлектрик – висмут-замещенный феррит-гранат (железовисмутовый гранат, ЖВГ). Относительное изменение интенсивности света в пленках ЖВГ без металлических структур не превышало величины 10<sup>-5</sup>. Изготовление плазмонной структуры на поверхности позволяло получить усиление эффекта Керра до 10<sup>3</sup> раз.

В конце раздела сравниваются различные магнитные материалы, применявшиеся для изучения поперечного эффекта Керра. Ферромагнитные металлы обладают значительной величиной поперечного эффекта Керра, однако сильное поглощение препятствует их использованию в проходящем свете. Магнитные диэлектрики, такие как железо-иттриевый гранат, обладают пренебрежимо малым поглощением, а при замещении ионов иттрия ионами висмута их магнитные свойства усиливаются. Однако получение феррит-гранатов с высоким содержанием висмута затруднено из-за различия ионного радиуса висмута и иттрия. Кроме того, для получения качественных монокристаллических пленок необходимо использование согласованных подложек, таких как галлий-гадолиниевый гранат или кристаллических подслоев. Использование материалов, сочетающих сильные магнитные свойства, слабое поглощение и простоту изготовления позволит расширить область применения поперечного магнитооптического эффекта Керра. С учетом вышесказанного, магнетит и нанодисперсные пленки на основе магнетита, полученные методом лазерного электродисперигрования представляются перспективными материалами для исследования возможности усиления эффекта Керра.

Во второй главе описываются экспериментальные и теоретические методы, применявшиеся в работе. В первом разделе описывается технология изготовления образцов – методы лазерного электродиспергирования и электронно-лучевой литографии, а также приводится описание дизайна изготовленных образцов. Во втором разделе описывается метод оптических и магнитооптических измерений – спектральная Фурье-микроскопия, принципы метода и описание экспериментальной установки для проведения измерений. В третьем разделе приводится описание теоретических методов, применявшихся для численного расчета магнитооптических эффектов – метод связанных мод в пространстве Фурье и метод конечных элементов.

В третьей главе приводятся результаты исследования оптических и магнитооптических свойств пленок магнетита. В первом разделе приведены результаты измерений компонент тензора диэлектрической проницаемости и их сравнение с литературными данными. Во втором разделе представлены исследования поперечного эффекта Керра для пленок магнетита, полученных методом ЛЭД. Наибольшей величины относительное изменение интенсивности света достигает на длине волны ~ 800 нм. При увеличении угла падения света амплитуда эффекта Керра растет и достигает величины ~  $10^{-2}$  при значении угла падения света 23° в геометрии на отражение. В геометрии на пропускание амплитуда эффекта Керра не превышает величины  $5 \cdot 10^{-4}$ .

В третьем разделе приводятся данные измерения магнитного поля насыщения в геометрии поперечного эффекта Керра. Измеренная величина (100 мT) приблизительно в два раза меньше, чем в случае пленок магнитных диэлектриков и в несколько раз меньше, чем у эпитаксиальных пленок Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> такой же толщины, как следует из литературных данных. В конце главы приводятся расчеты критической толщины для планарного волновода из магнетита на кварцевой подложке и глубины проникновения электрического поля поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела золото/магнетит. Для возбуждения волноводных мод в диапазоне длин волн до 1000 нм, толщина слоя магнетита должна быть не менее 120 нм. Глубина проникновения поля ППП для диапазона длин волн 600-1000 нм больше 50 нм. На основе этих оценок выбраны толщины пленок магнетита для изучения влияния плазмонных и волноводных резонансов на эффект Керра в дифракционных структурах.

В четвертой главе представлено исследование оптических и магнитооптических эффектов в дифракционных структурах на основе магнетита с периодическими массивами золотых полосок. В первом разделе приводятся результаты исследования структур с пленкой магнетита толщиной 50 нм. Особенности, наблюдаемые на спектральноугловых зависимостях отражения и пропускания в таких структурах, связаны с возбуждением поверхностных плазмонных резонансов (ППР) на границах раздела золото/воздух и золото/подложка. Это подтверждается расчетами собственных оптических мод и распределений электромагнитных полей. На спектрально-угловых зависимостях поперечного эффекта Керра наблюдается ряд максимумов и минимумов, расположенных вдоль дисперсионных кривых ППП. В случае измерений на пропускание амплитуда эффекта Керра достигает в 6 раз больших значений по сравнению с измерениями на отражение. Кроме того, наличие поглощения в магнитной пленке приводит к тому, что резонансы эффекта Керра, связанные с ППП, распространяющимися в противоположные стороны, частично перекрываются. В результате максимум эффекта Керра в области малых углов падения (до 5°) наблюдается при постоянной длине волны.

Во втором разделе главы приводятся результаты исследования структур с магнитной пленкой толщиной 220 нм. При такой толщине плазмонный резонанс золото/подложка не возбуждается в измеряемом спектральном диапазоне. При этом на спектрально-угловых зависимостях пропускания структур с шириной полосок 400 нм наблюдаются особенности, связанные с возбуждением квазиволноводных резонансов. Наибольшей величины эффект Керра достигает вблизи этих резонансов. В результате на спектрально-угловых зависимостях наблюдаются два максимума с одинаковой амплитудой ( $5.3 \cdot 10^{-3}$ ) и противоположными знаками.

При увеличении ширины золотых полосок до 500 нм возбуждение квазиволноводных резонансов затруднено из-за сильного поглощения в металле. В таких структурах оптические особенности смещаются от спектрального положения, характерного для квазиволноводных мод, к положению мод ППП. В результате в оптических спектрах в измеренном диапазоне проявляется только ППР золото/воздух. На спектральноугловых зависимостях поперечного эффекта Керра наблюдается несколько максимумов и минимумов, спектральное положение которых слабо зависит от угла падения, а амплитуда эффекта Керра растет при увеличении угла падения, подобно нерезонансному случаю магнитной пленки без периодической структуры. В третьем разделе представлены результаты исследования дифракционный структуры с периодическим массивом золотых полосок, расположенным на кварцевой подложке под пленкой магнетита толщиной 100 нм. Выбор такой конфигурации обусловлен тем, что в случае периодического массива, расположенного на поверхности магнитной пленки в спектрах отражения/пропускания наиболее интенсивные резонансы связаны с возбуждением ППР золото/воздух, при этом в спектрах эффекта Керра этот резонанс проявляется крайне слабо, так как изменение намагниченности на него почти не влияет. Помещение массива полосок под магнитную пленку позволяет эффективно подавить этот резонанс. При этом усиление поперечного эффекта Керра обусловлено возбуждением квазиволноводных резонансов в структуре.

В четвертом разделе проведен анализ величины усиления поперечного эффекта Керра от угла падения света для различных структур. Величина усиления для всех рассмотренных структур падает при увеличении угла. Это связано с тем, что амплитуда эффекта Керра для пленки магнетита растет с увеличением угла. В результате наибольшее усиление наблюдается при углах падения близких к нормали и достигает величины 160 раз для случая структуры с ППР в геометрии на пропускание. В геометрии на отражение усиление наблюдается только для углов падения приблизительно до 3° и не превосходит величины 2.5 раза. При больших углах величина эффекта Керра для пленки больше, чем для структуры. При этом структурирование позволяет выделить спектральный и угловой диапазон, в котором достигается наибольшая величина эффекта Керра.

В пятой главе вводится и обосновывается выражение, позволяющее оценивать эффективность структур, функционирующих на основе поперечного магнитооптического эффекта Керра. В большинстве, работ посвященных исследованию способов усиления эффекта Керра, внимание уделяется только относительному изменению пропускания/отражения света при изменении намагниченности. При этом, поскольку поперечный эффект Керра в резонансных структурах пропорционален производной спектра отражения/пропускания, в большинстве работ усиление достигается вблизи минимума соответствующего оптического отклика. Однако, для практических применений желательно иметь как большое изменение интенсивности, так и непосредственно высокую интенсивность принимаемого детектором света. Для количественной оценки эффективности магнитооптических структур, в основе функционирования которых лежит поперечный эффект Керра с учетом коэффициента пропускания/отражения предложено следующее определение показателя эффективности:

$$FOM = S_k \cdot I_0$$

где  $S_k = |I(+M) - I(-M)|$  – сигнал Керра, а  $I_0 = (I(+M) + I(-M))/2$  – коэффициент пропускания/отражения. Сигнал Керра выбран в виде модуля разности коэффициента пропускания/отражения при противоположных направлениях намагниченности, так как отрицательный/положительный знак поперечного эффекта Керра определяется только выбором положительного направления оси намагниченности.

Во втором разделе главы приводятся примеры применения показателя эффективности на основе структур, рассмотренных в предыдущих главах. Показано, что при сопоставимой величине эффекта Керра, значение показателя эффективности может отличаться на порядок за счет большой разницы в величине пропускания. Наибольшего значения FOM достигает для структуры с периодическим массивом полосок под магнитной пленкой. В случае структуры с магнитными пленками толщиной 50 нм максимум эффекта Керра в режиме на пропускание в 6 раз больше, чем на отражение, при этом FOM дает значение в 1.5 раза меньше. Кроме того, в случае отражения положение максимума FOM повторяет положение максимума эффекта Керра на спектральноугловых зависимостях, а в случае пропускания максимум FOM занимает более узкий угловой и спектральный диапазон.

Последним рассмотренным примером применения показателя эффективности в предложенном виде является сравнение структур, подобранных таким образом, чтобы максимальное значение эффекта Керра в геометрии на пропускание для одной структуры было равно максимальному значению в геометрии на отражение для другой. При этом величина FOM для рассмотренных структур различается на 3 порядка.

Таким образом, на основе рассмотренных примеров делается вывод о полезности предложенного способа оценки эффективности структур, функционирующих на основе поперечного магнитооптического эффекта Керра.

В заключении приводятся основные результаты и выводы диссертационной работы.

## Глава 1. Магнитооптические эффекты и способы их усиления

#### 1.1 Магнитооптика

Магнитооптика включает широкий класс оптческих явлений, таких как вращение плоскости поляризации, двулучепреломление, круговой дихроизм, вызванных изменением оптических свойств среды, с которой взаимодействует свет, под действием магнитного поля. Характер явлений определяется в первую очередь взаимной ориентацией волнового вектора света и направления магнитного поля. Микроскопические свойства среды определяют величину и спектральные зависимости магнитооптических эффектов.

В первом разделе данной главы приводится классификация, макро- и микроскопическая теория магнитооптических эффектов, и, в частности, поперечного эффекта Керра, а также описанные в литературе способы их усиления с помощью структурирования магнитных материалов.

## 1.1.1 Классификация магнитооптических эффектов

Магнитооптические эффекты могут быть классифицированы в зависимости от их особенностей:

- По взаимной ориентации направления распространения света и магнитного поля – свет распространяется вдоль магнитного поля (геометрия Фарадея), свет распространяется перпендикулярно магнитному полю (геометрия Фогта).
- 2. По способу наблюдения на пропускание (эффекты Фарадея) или на отражение (эффекты Керра). В свою очередь эффекты Керра делятся на 3 типа в зависимости от ориентации плоскости падения света и вектора намагниченности среды: полярный, продольный и поперечный эффекты Керра (рис. 1.1).
- 3. По зависимости от магнитного поля линейные и квадратичные.
- 4. По характеристикам изменения свойств света поляризационные и интенсивностные.

Наиболее широкое прикладное распространение в наши дни получил эффект Фарадея, благодаря возможности простыми средствами реализовать поворот плоскости поляризации на необходимый угол. Это связано с тем, что угол поворота плоскости поляризации света  $\theta$  линейно зависит от расстояния L, которое проходит свет в намаг-



Рисунок 1.1 — Геометрия эффектов Керра: (а) – полярный, (б) – меридиональный, (в) – поперечный (экваториальный). **k** – волновой вектор падающего света, **θ** – угол падения света, **M** – вектор намагниченности материала

ниченной среде:

$$\theta = V \cdot H \cdot L \tag{1.1}$$

Здесь V – постоянная Верде, которая определяется как поворот плоскости поляризации на единицу длины при единичной напряженности магнитного поля H. Кроме того, при отражении света и его прохождении в обратном направлении через намагниченную среду угол поворота удваивается. Таким образом необходимый поворот плоскости поляризации достаточно просто получить подбором толщины магнитной среды и интенсивности магнитного поля.

Одной из сложностей использования эффекта Фарадея на практике является необходимость применения дополнительных устройств (поляризаторов) для детектирования изменения поляризации света. Это связано с тем, что приемники излучения регистрируют интенсивность света, но не состояние поляризации. Это ограничивает возможность миниатюризации приборов на основе эффекта Фарадея.

С этой точки зрения более перспективным представляется поперечный эффект Керра, который заключается в изменении интенсивности света, отраженного от магнитной среды при изменении намагниченности.

## 1.1.2 Тензор диэлектрической проницаемости

Макроскопическая теория магнитооптических эффектов основана на уравнениях Максвелла при отсутствии внешних зарядов и токов:

$$div \mathbf{D} = 0 \qquad rot \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$div \mathbf{B} = 0 \qquad rot \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$$(1.2)$$

Здесь *E*, *D*, *H* и *B* – напряженность и индукция электрического и магнитного поля соответственно. Электрические и магнитные величины попарно связаны друг с другом:

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{E} + 4\pi \boldsymbol{P} \qquad \qquad \boldsymbol{H} = \boldsymbol{B} - 4\pi \boldsymbol{M} \qquad (1.3)$$

где **Р** – поляризация, а **М** – намагниченность.

В случае рассмотрения линейных эффектов:  $P \propto E$  и  $M \propto B$ , таким образом уравнения 1.3 можно переписать в виде:  $D = \varepsilon E$  и  $H = \mu B$ , где  $\varepsilon$  и  $\mu$  – диэлектрическая и магнитная проницаемость, соответственно. Далее, поскольку магнитная проницаемость материалов на оптических частотах  $\mu \sim 1$ , свойства среды можно учесть, рассматривая только  $\varepsilon$ .

В общем случае диэлектрическая проницаемость является тензором 2-го ранга с комплексными значениями:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon'_{ij} + i\varepsilon''_{ij}$$
(1.4)

В случае изотропного материала, намагниченного вдоль оси z, тензор можно представить в виде:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -ig & 0 \\ ig & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$
(1.5)

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость среды в отсутствие намагниченности, а намагниченность описывается вторым слагаемым. Здесь g – вектор гирации, пропорциональный намагниченности  $g = \alpha M$ . В случае наличия поглощения в среде:  $\varepsilon_0 = \varepsilon'_0 + i\varepsilon''_0$  и g = g' + ig''.

С микроскопической точки зрения магнитооптические эффекты являются следствием эффекта Зеемана – расщепления энергетических уровней атомов при приложении внешнего магнитного поля. Основные особенности микроскопической теории могут быть рассмотрены в простейшей модели свободных ионов и электрических дипольных оптических переходов. Состояние иона характеризуется квантовыми числами J и M, являющимися собственными значениями оператора полного углового момента иона и его z-компоненты. Магнитное поле снимает вырождение мультиплета по M, расщепляя каждый J-мультиплет на 2J+1 уровней. Правило отбора для электрических дипольных переходов может быть получено учитывая, что угловой момент j=1 и его z-компонента для фотонов левой (правой) круговой поляризации m=+1(-1). Следовательно, лево-(право-) поляризованный фотон может вызывать переходы в состояния с  $\Delta J=\pm 1$ , 0 и  $\Delta M=+1(-1)$  [1].

Частотная зависимость диагональных элементов тензора диэлектрической проницаемости для одноионных электрических дипольных переходов описывается формулой [2]:

$$\varepsilon_{0} = 1 + \sum_{e,u} \varepsilon_{0,e(u)} = 1 + \frac{4\pi N e^{2}}{m} \sum_{e,u} f_{e,u} \left[ \frac{\omega_{e(u)}^{2} - \omega^{2} + \Gamma_{e(u)}^{2} - 2i\omega\Gamma_{e(u)}}{\left(\omega_{e(u)}^{2} - \omega^{2} + \Gamma_{e(u)}^{2}\right)^{2} + 4\omega^{2}\Gamma_{e(u)}^{2}} \right]$$
(1.6)

где N – количество активных поглощающих центров на единицу объема, e и m – заряд и масса электрона,  $\omega_{e(u)}$  и  $\Gamma_{e(u)}$  – резонансная частота и полуширина на половине высоты оптического перехода между основным  $|g\rangle$  и возбужденным  $|e(u)\rangle$  состоянием, где u – указывает орбитальное вырождение.  $f_{e,(u)}$  – сила осциллятора, при условии  $\Gamma_{e,(u)} \ll \omega_{e,(u)}$  хорошо описывается формулой:

$$f_{e,(u)} = \frac{m}{4\pi N e^2 L} \omega_{e(u)} \Gamma_{e,(u)} \left( \varepsilon_{0,e(u)}^{\prime\prime} \right)_{max}$$
(1.7)

где L – поправка локального поля Лоренца.

Недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{xy} = ig$  описываются формулой:

$$\varepsilon_{xy} = \sum_{e,u} \varepsilon_{xy,e(u)} = \frac{2\pi N e^2}{m} \sum_{e,u} \left[ \frac{f_{-e(u)} - f_{+e(u)}}{\omega^2 - \omega_{e(u)}^2 - \Gamma_{e(u)}^2 - 2i\omega\Gamma_{e(u)}} \right] \times \frac{\omega - i\Gamma_{e(u)}}{\omega_{e(u)}}$$
(1.8)

где  $f_{\pm e,(u)}$  – силы осцилляторов для переходов, вызванных светом с правой и левой круговой поляризацией.

Выделяют 2 типа оптических переходов – диамагнитные (рис. 1.2a) и парамагнитные (рис. 1.2б). В случае диамагнитных переходов, основной вклад в величину диэлектрической проницаемости вносит расщепление уровней возбужденных состояний  $\Delta \omega$  и формулу для таких переходов можно представить в виде:

$$\varepsilon_{xy} = -\Gamma_0^2 \left(\varepsilon_{xy}'\right)_{max} \frac{\left(\omega - \omega_0\right)^2 - \Gamma_0^2 + 2i\Gamma_0 \left(\omega - \omega_0\right)}{\left[\left(\omega - \omega_0\right)^2 + \Gamma_0^2\right]^2} \tag{1.9}$$

где  $\omega_0$  и  $\Gamma_0$  – резонансная частота и полуширина на половине высоты конкретного перехода.

В случае парамагнитных переходов под воздействием магнитного поля расщепляется основной уровень. Для таких переходов преобладает разница между  $f_{+e(u)}$  и



*f*<sub>-*e*(*u*)</sub>, вызванная различной заселенностью уровней мультиплета основного состояния, и формула представляется в виде:

$$\varepsilon_{xy} = -2\Gamma_0 \left(\varepsilon_{xy}''\right)_{max} \frac{\omega \left(\omega^2 - \omega_0^2 + \Gamma_0^2\right) - i\Gamma_0 \left(\omega^2 + \omega_0^2 - \Gamma_0^2\right)}{\left(\omega^2 - \omega_0^2 - \Gamma_0^2\right)^2 + 4\Gamma_0^2 \omega^2}$$
(1.10)

В реальных кристаллах схема энергетических уровней иона более сложна и зависит от его окружения. Воздействие окружения описывается теорией кристаллического поля, которое может частично снимать вырождение энергетических уровней иона. При этом оптические переходы могут происходить между группами уровней, и дисперсия диэлектрической проницаемости определяется полным набором разрешенных переходов.

#### 1.1.3 Поперечный эффект Керра

Поперечный эффект Керра определяется как изменение интенсивности линейно поляризованного света, отраженного от среды, намагниченной перпендикулярно плоскости падения света. Количественно эффект Керра характеризуется параметром  $\delta$  – относительным изменением интенсивности света (I) при различной намагниченности среды (M):

$$\delta = \frac{I(M) - I(0)}{I(0)} \tag{1.11}$$

На рис. 1.3 представлена геометрия поперечного эффекта Керра. Здесь  $n_1$  и  $n_2$ – показатели преломления первой и второй среды,  $\theta$  и  $\theta_t$  – углы падения и преломления,  $E_i$ ,  $E_r$  и  $E_t$  – векторы электрического поля падающей, отраженной и прошедшей волн соответственно. Падающий свет линейно поляризован в плоскости XY. Среда 2



Рисунок 1.3 — Геометрия поперечного эффекта Керра

среды, т.е. при отсутствии отражения от нижней границы:

 $n_2$ 

$$\delta = 2Im\left(\rho\right) \tag{1.12}$$

M

где  $\rho$  – магнитооптическая добавка в коэффициент Френеля  $\tilde{r}$  для отраженной волны.

$$\tilde{r} = \frac{E_r}{E_i} = r \left(1 + i\rho\right) \tag{1.13}$$

$$r = \frac{\eta \cos\theta - \cos\theta_t}{\eta \cos\theta + \cos\theta_t} \tag{1.14}$$

$$\rho = \frac{r \left(g/\varepsilon\right) \sin\theta}{2 \left(\eta^2 - \sin^2\theta\right)^{1/2}} \tag{1.15}$$

Здесь  $\eta = \frac{n_2}{n_1}$  – относительный показатель преломления.

В работе [3] показано, что уравнение (1.12) можно представить в виде:

$$\delta = -Im \frac{4 \left(g/\varepsilon\right) \eta^2 tan\theta}{\left(\eta^2 - 1\right) \left(\eta^2 - tan^2\theta\right)}$$
(1.16)

исключив, таким образом угол преломления.

Из уравнения 1.16 следует, что при нормальном падении света ( $\theta = 0$ )  $\delta = 0$ . Кроме того, в случае непоглощающего материала  $\rho$  – чисто вещественная величина и  $\delta$  также равно нулю. Формулы 1.13-1.16 получены для р-поляризованного света, т.е. когда вектор электрического поля лежит в плоскости ХҮ. В случае s-поляризации (вектор электрического поля перпендикулярен плоскости ХҮ) поперечный эффект Керра отсутствует.

Для тонких магнитных пленок изменение интенсивности может наблюдаться как в отраженном, так и в прошедшем свете. В случае трехслойной системы 1.4 в прошедшем

намагничена вдоль оси z. Можно показать, что в случае достаточно толстой магнитной

свете имеем:

$$\delta = -Im\left[ (r_{21} - r_{23}) \frac{4 \left(g/\varepsilon\right) \sin\theta}{2 \left(\eta^2 - \sin^2\theta\right)^{1/2}} \right]$$
(1.17)

где r<sub>21</sub> и r<sub>23</sub> – коэффициенты отражения на интерфейсах 1-2 и 2-3, соответственно. Как



Рисунок 1.4 — Ход световых лучей в трехслойной магнитооптической структуре

видно из формулы 1.17, если  $n_1 = n_3$  (магнитный материал находится между одинаковыми средами), то  $\delta = 0$ .

Основным фактором, ограничивающим практическое применение поперечного эффекта Керра, является его малая величина. Так, в работе [4] исследовались полярный и поперечный эффекты Керра в Ni, Co и Fe при углах падения 70° и 80° в видимом диапазоне. Используя формулу 1.16, можно построить угловую зависимость величины  $\delta$ . В видимом диапазоне максимальное значение достигается для железа в диапазоне 600-700 нм. Для никеля и кобальта максимальное, хоть и меньшее, чем для железа, значение, достигается при больших длинах волн (рис. 1.5). Из рисунка 1.5 видно, что



Рисунок 1.5 — Угловые зависимости параметра  $\delta$  для Fe, Co и Ni по данным работы [4]

при углах падения близких к нормали относительное изменение интенсивности отраженного света для всех рассмотренных металлов не превышает десятых долей %.

#### 1.1.4 Усиление магнитооптических эффектов

Развитие микро- и нанотехнологий привело к открытию новых способов управления оптическими свойствами материалов, в частности, для усиления магнитооптических эффектов. Структурирование материалов на наноуровне позволяет не только усиливать магнитооптические эффекты, но и управлять спектральным положением оптического отклика. Это достигается благодаря возбуждению резонансых особенностей системы.

Характерным объектом, обладающим резонансными оптическими свойствами, являются фотонные кристаллы (ФК) – структуры с периодически меняющимся показателем преломления (рис. 1.6). Особенностью ФК является наличие фотонной стоп-зоны или полной запрещенной зоны – диапазона длин волн и направлений, в которых свет не может распространяться.



Рисунок 1.6 — Схемы фотонных кристаллов: (а) – одномерные, (б) – двумерные, (в) – трехмерные

ФК активно исследуются для различных оптических приложений, в том числе для магнитооптики. Так, для усиления эффекта Фарадея были исследованы различные типы фотонных кристаллов – одномерные (1D) ФК [5] с чередующимися магнитными и немагнитными слоями, с дефектом в виде нарушения периодичности [6], 1D-ФК состоящий из слоев различных магнитных диэлектриков [7], а также различные виды двумерных [8–11] и трехмерных фотонных кристаллов [12–14].

В случае объемных материалов, величина эффектов Керра зависит только от свойств используемых материалов, в отличие от эффекта Фарадея, при котором необходимый угол поворота плоскости поляризации можно получить за счет изменения толщины магнитного материала. В связи с этим, поиск способов усиления именно эффектов Керра представляется наиболее важной задачей.

В одной из первых работ [15] для усиления полярного эффекта Керра на поверхность магнитной пленки осаждали слой диэлектрика. При этом за счет набега фазы при определенных толщинах диэлектрика происходило увеличение угла поворота плоскости поляризации при отражении (угол Керра). Аналогичный подход был исследован в работе [16], однако набег фазы контролировался толщиной магнитного слоя на отражающей подложке. Позднее для усиления полярного эффекта Керра были успешно исследованы фотонные кристаллы, аналогичные рассмотренным в случае эффекта Фарадея [9;13;17].

Структурами, сходными по свойствам с фотонными кристаллами являются дифракционные элементы – одномерные и двумерные решетки. Хотя дифракционные решетки не обладают запрещенной зоной, они также обладают ярко выраженными резонансными свойствами. Важным достоинством дифракционных решеток перед фотонными кристаллами является их планарность, т.е. их размеры в одном направлении существенно меньше, чем у ФК. В таких структурах также наблюдалось усиление эффекта Фарадея [10; 18–20] и продольного эффекта Керра [21].

Как уже было сказано, особый интерес для магнитооптических приложений представляет поперечный эффект Керра. Наиболее эффективными способами его усиления являются возбуждение в структуре поверхностных плазмонных или волноводных мод. Влияние волноводных мод на усиление поперечного эффекта Керра было рассмотрено в структурах одномерного ФК [22], дифракционных решетках из магнитного материала [23], решетках на магнитном диэлектрическом слое [24; 25] и комбинации ФК с решеткой на поверхности [26]. Для возбуждения ППП рассматривались структуры «благородный металл/магнетик» [27-30], перфорированные пленки магнитного металла [31], структуры инвертированного опала [32] и дифракционные решетки из магнитного материала [33] или комбинации магнетик/благородный металл [34;35]. Кроме того, при возбуждении ППП в металлических решетках эффект изменения интенсивности отраженного/прошедшего света при изменении намагниченности может возникать не только для поглощающих магнитных материалов, но и при использовании магнитных диэлектриков [36–40]. Подробная теория оптических эффектов, возникающих в таких структурах, будет рассмотрена разделе 1.2, а теория влияния плазмонных и волноводных резонансов на поперечный эффект Керра – в разделе 1.3.

# 1.2 Резонансные оптические особенности дифракционных структур

Для объяснения резонансного усиления магнитооптических эффектов в дифракционных оптических структурах необходимо понимание природы этих резонансов. Одним из перспективных объектов для магнитооптических приложений являются одномерные периодические металлические решетки на пленке магнитного материала. Такие структуры просты в изготовлении, и, в то же время, демонстрируют эффективное усиление магнитооптических эффектов.

#### 1.2.1 Аномалии Вуда

Примером особенностей, наблюдаемых в металлических дифракционных решетках, являются аномалии Вуда, обнаруженные в 1902 году в спектрах отражения дифракционных решеток [41]. Эти аномалии проявлялись в оптических спектрах в виде резких максимумов и минимумов на определенных длинах волн и углах падения света. Первое объяснение аномалий Вуда, основанное на анализе направлений распространения дифрагированного света (рис.1.7), было дано Рэлеем [42]. Падая на перио-



Рисунок 1.7 — Дифракция света на периодической решетке

дическую структуру с размерами порядка длины волны, свет рассеивается. При этом кроме основного направления распространения, соответствующего закону Снеллиуса  $(sin\theta_1/sin\theta_2 = n_1/n_2)$ , вследствие интерференции возникают дополнительные направления (каналы дифракции), удовлетворяющие уравнению:

$$n_{diff} \sin\theta_m = n_{inc} \sin\theta_{inc} \pm m \frac{\lambda_0}{\Lambda} \tag{1.18}$$

где m – номер дифракционного порядка,  $\lambda_0$  – длина волны света в вакууме,  $\Lambda$  – период решетки,  $n_{diff} = n_1, n_2$ .

Из уравнения 1.18 следует, что новый канал дифракции возникает, когда  $sin\theta_m \leq$ 1. На спектрах отражения/пропускания это проявляется в виде излома (рис. 1.8) при длинах волн и углах падения, соответствующих уравнению:

$$n_{inc}sin\theta_{inc} = n_{diff} \pm m \frac{\lambda_0}{\Lambda} \tag{1.19}$$



Рисунок 1.8 — Спектры отражения ТЕ-поляризованного света для структуры изобаженной на рис. 1.7.  $n_1$ =1,  $n_2$ =1.45,  $\Lambda$ =600 нм. Стрелками отмечены аномалии Рэлея-Вуда – черные  $n_{diff}$ = $n_1$ , красные  $n_{diff}$ = $n_2$ 

Геометрическое описание, данное Рэлеем, не могло полностью объяснить наблюдаемые особенности спектров отражения реальных дифракционных решеток. В случае TE-поляризации падающего света, т.е. когда электрическое поле параллельно штрихам дифракционной решетки, расчеты хорошо описывают экспериментальные результаты. Однако, в случае TM-поляризации (магнитное поле параллельно дифракционной решетке), спектры отражения выглядят значительно сложнее – широкий максимум, начинающийся от положения аномалии Рэлея и сменяется минимумом (рисунок 1.9).



Рисунок 1.9 — Ассиметричная Фано-форма спектра отражения

Первое теоретическое объяснение было предложено в работе Фано [43]. В ней рассматривались два типа поверхностных ЭМ волн, которые могут существовать на границе раздела вакуума с периодически модулированным металлом. Одной из них является волна Рэлеевского типа, описанная выше, которая не зависит от поляризации света. Другой тип волн на поверхности металла может существовать только в случае ТМ-поляризации. Интерференция, сначала конструктивная, затем деструктивная, между этими типами волн приводит к ассиметричному профилю спектра отражения. В своей работе Фано отметил, что поверхностные волны второго типа математически эквивалентны ранее изученным волнам Зоммерфельда.

Современной интерпретацией второго типа поверхностных волн является связанное состояние электромагнитной волны и коллективных колебаний электронной плазмы в металле – поверхностные плазмон-поляритоны [44].

Для вывода дисперсионного соотношения ППП рассмотрим электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль оси X границы раздела металл/диэлектрик (рис. 1.10), ось Y направлена перпендикулярна поверхности.





Компоненты электрического и магнитного полей в случае ТМ-поляризации в каждой среде можно записать в виде:

$$Y > 0 \qquad \begin{cases} H_{zd} = A_{Hzd} exp\left(i\left(k_{xd}x + k_{yd}y - \omega t\right)\right) \\ E_{xd} = A_{Exd} exp\left(i\left(k_{xd}x + k_{yd}y - \omega t\right)\right) \\ E_{yd} = A_{Eyd} exp\left(i\left(k_{xd}x + k_{yd}y - \omega t\right)\right) \end{cases}$$

$$(1.20)$$

$$Y < 0 \qquad \begin{cases} H_{zm} = A_{Hzm} exp\left(i\left(k_{xm}x + k_{ym}y - \omega t\right)\right) \\ E_{xm} = A_{Exm} exp\left(i\left(k_{xm}x + k_{ym}y - \omega t\right)\right) \\ E_{ym} = A_{Eym} exp\left(i\left(k_{xm}x + k_{ym}y - \omega t\right)\right) \end{cases}$$

Уравнения Максвелла в среде:

$$div (\varepsilon_i \mathbf{E}) = 0 \qquad rot \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

$$div \mathbf{H} = 0 \qquad rot \mathbf{H} = \varepsilon_i \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

$$(1.21)$$

0 TT

где і – металл или диэлектрик.

На границе раздела должны выполняться условия непрерывности тангенциальных компонент  $E_x$ ,  $H_z$  и нормальных компонент  $D_y$ :

$$E_{xm} = E_{xd} \qquad \qquad H_{zm} = H_{zd} \qquad \qquad \varepsilon_m E_{ym} = \varepsilon_d E_{yd} \qquad (1.22)$$

Подставляя 1.22 в уравнения 1.20 соответствующие компоненты электрического и магнитного полей, получаем:

$$k_{yi}H_{zi} = \omega\varepsilon_i E_{xi} \tag{1.23}$$

Комбинируя с граничным условием для электрического поля и граничным условием для магнитного поля получаем последовательно:

$$\frac{k_{ym}}{\varepsilon_m}H_{zm} = \frac{k_{yd}}{\varepsilon_d}H_{zd}$$
(1.24)

$$\frac{k_{ym}}{\varepsilon_m} = \frac{k_{yd}}{\varepsilon_d} \tag{1.25}$$

Используя уравнение для волнового вектора:

$$k^{2} = \varepsilon_{i} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2} = k_{x}^{2} + k_{yi}^{2}$$
(1.26)

где  $k_x = k_{xm} = k_{xd}$  окончательно получаем дисперсионное соотношение для поверхностного плазмон-поляритона:

$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \tag{1.27}$$

Электромагнитное поле ППП локализовано вблизи поверхности и экспоненциально затухает в перпендикулярном направлении по закону  $e^{-|k_y||y|}$ . Глубина проникновения поля в среду характеризуется величиной:

$$k_y = \sqrt{k_{spp}^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_i} \tag{1.28}$$

где  $\varepsilon_i$  – диэлектрическая проницаемость металла или диэлектрика.

Как видно из уравнения 1.27, в случае идеального проводника ( $\text{Im}(\varepsilon_m) = 0$ ) волновой вектор ППП принимает чисто мнимые значения при  $\varepsilon_m = -\varepsilon_d$ , т.е. распространение ППП невозможно. При этом  $\omega$  стремиться к частоте поверхностного плазмона  $\omega_{sp} = \omega_p / \sqrt{1 + \varepsilon_d}$  ( $\omega_p$  – частота объемного плазмона), а  $k_{spp} \to \infty$ . В случае реального металла, обладающего поглощением, волновое число плазмона стремиться к максимальному, но конечному значению, что приводит к существованию квазисвязных мод в диапазоне частот между  $\omega_{sp}$  и  $\omega_p$ .

На рисунке 1.11 представлена дисперсионная зависимость поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела золото/воздух и золото/кварц, а также дисперсионные кривые света в воздухе и в кварце. В области частот меньше  $\omega_{sp}$  значение



Рисунок 1.11 — Дисперсионные кривые поверхностных плазмон-поляритонов на границах раздела золото/воздух и золото/кварц; и световые линии в воздухе и кварце

волнового вектора ППП больше волнового вектора света. Другими словами, при данной энергии фотона его импульс меньше импульса плазмона. Из этого следует, что возбудить ППП светом, падающим из воздуха, (строго говоря – из среды, на границе раздела которой возбуждается плазмон) невозможно. Таким образом, для возбуждения поверхностного плазмон-поляритона необходимо применение специальных схем, обеспечивающих условие фазового синхронизма, таких как призменные [45;46], решеточные [47] и другие [48;49] (рис. 1.12)



Рисунок 1.12 — Схемы возбуждения ППП: (a) – геометия Кретчмана, (б) – геометрия Отто, (в) – решеточная, (г) – дифракция на поверхностном дефекте

Как уже было сказано выше, решеточная схема обладает рядом преимуществ – малые размеры, простота изготовления, возможность использования как на металлических, так и на диэлектрических подложках. В решеточной геометрии условие возбуждения поверхностного плазмона записывается в виде:

$$k_{spp} = k_0 \pm K_{gr} \tag{1.29}$$

где  $k_0$  – волновой вектор фотона,  $K_{gr}$  – вектор обратной решетки.

Таким образом, дисперсионные кривые поверхностного плазмон-поляритона смещаются на величину вектора обратной решетки (рис. 1.13).



Рисунок 1.13 — Смещение дисперсионных кривых ППП на периодической структуре

Пусть ось X направлена перпендикулярно решетке. Тогда проекция  $k_x$  волнового вектора фотона на ось X может изменяться от 0 (свет падает по нормали к поверхности) до  $k_0$  (свет вдоль поверхности) в соответствии с

$$k_{0x} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin\theta \tag{1.30}$$

Учитывая, что  $K_{gr} = \frac{2\pi}{\Lambda}$  и подставляя  $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  в 1.27 можно переписать условие 1.29 в виде:

$$\sin\theta = m\frac{\lambda_0}{\Lambda} + \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \tag{1.31}$$

где m – целое число обозначающее порядок дифракции. График этой зависимости изображен на рис. 1.14. Спектральное положение набюдаемых аномалий Вуда хорошо согласуется с уравнением 1.31 для металлических дифракционных решеток.

Поверхностные плазмон-поляритоны могут возбуждаться не только на границе раздела диэлектрика со сплошным металлом, но и на дискретной металлической ре-



Рисунок 1.14 — Дисперсионные кривые ППП, возбуждаемых на периодической структуре

шетке при условии достаточно узкого зазора между полосками (рис. 1.15). В такой



Рисунок 1.15 — Схема дискретной периодической структуры, обеспечивающей распространение поверхностных плазмон-поляритонов

структуре могут существовать две плазмонные моды на границах раздела металл/воздух и металл/подложка. При малой толщине металла плазмонные моды могут взаимодействовать из-за электромагнитного отталкивания зарядов, индуцированных на обеих сторонах металла. Это приводит к сдвигу (расщеплению) соответствующих плазмонных мод [50].

В случае достаточно узких металлических полос и большого зазора между ними связное состояние света и электронной плазмы в металле будет иметь характер локализованного плазмонного резонанса (ЛПР). Эффект от массива полосок проявляется в изменении формы спектра из-за влияния геометрических (Рэлеевских) аномалий.

Таким образом, в металлических субмикронных решетках могут наблюдаться оптические особенности, связанные как с геометрическими (аномалии Рэлея), так и с электромагнитными (плазмонными) резонансами. Спектральное положение плазмонных резонансов зависит от свойств материалов металла и диэлектрика, а в случае решеточного возбуждения также от геометрических параметров структуры.

#### 1.2.2 Квазиволноводные резонансы

Если дифракционная решетка располагается на тонкой пленке диэлектрического материала с показателем преломления большим, чем показатель преломления подложки (рис. 1.16), может наблюдаться еще один тип оптических резонансов.



Рисунок 1.16 — Схема структуры планарного волновода с решеточным вводом

Пленка с высоким показателем преломления может являться планарным волноводом благодаря явлению полного внутреннего отражения на границах раздела с внешними средами, у которых показатель преломления меньше.

Дисперсионная зависимость волноводных мод планарного волновода определяется из условия фазового синхронизма:

$$2kn_2h\cos\theta - \phi_1 - \phi_2 = 2\pi m \tag{1.32}$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновой вектор света в вакууме, h – толщина волноводного слоя,  $\phi_1$  и  $\phi_2$  – фазовые сдвиги при отражении от обкладок волновода, m – целые числа (номер волноводной моды).

В отличие от поверхностных плазмон-поляритонов, поляризация которых может быть только ТМ-типа, в волноводе свет может может иметь обе ТМ- и ТЕ-поляризации. Фазовые сдвиги для ТЕ и ТМ-поляризаций получаются из уравнений Френеля для отраженного света:

$$\phi_{1,2}^{TE} = 2 \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n_2^2 \sin^2\theta - n_{1,2}^2}{n_2^2 - n_2^2 \sin^2\theta}}$$
(1.33)

$$\phi_{1,2}^{TM} = 2 \operatorname{arctg}\left(\sqrt{\frac{n_2^2 \sin^2\theta - n_{1,2}^2}{n_2^2 - n_2^2 \sin^2\theta}} \cdot \frac{n_2^2}{n_{1,3}^2}\right)$$
(1.34)

Подставляя 1.33 и 1.34 в 1.32 получаем дисперсионную зависимость волноводных мод в планарном волноводе:

$$\frac{2\pi}{\lambda}h = \frac{1}{\sqrt{n_2^2 - n_m^2}} \left(\pi m + \arctan\left(\frac{n_2}{n_3}\right)^{\chi} \sqrt{\frac{n_m^2 - n_3^3}{n_2^2 - n_m^2}} + \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{\chi} \sqrt{\frac{n_m^2 - n_1^3}{n_2^2 - n_m^2}}\right) \quad (1.35)$$

где  $n_m = n_2 sin\theta$  – эффективный показатель преломления,  $\chi = 0$  для TEполяризации,  $\chi = 2$  для TM-поляризации.

Для каждой волноводной моды существует критическая толщина, определяемая уравнением:

$$\frac{h_{cr}}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \left( n_2^2 - n_3^2 \right)^{-1/2} arctg\sqrt{a} \qquad \qquad a = \frac{n_2^4}{n_1^4} \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2} \tag{1.36}$$

При толщине волновода меньше критической, свет в волноводе распространяться не может.

Рассмотрим условия ввода света в волновод. С точки зрения геометрической оптики свет при наклонном падении в среду с большим показателем преломления отклоняется ближе к нормали (закон Снеллиуса). Угол, под которым свет распространяется в волноводе, должен быть больше угла полного внутреннего отражения, что противоречит описанному условию. Таким образом ввести в волновод свет из внешней среды без применения специальных методов невозможно.

Для ввода света в волновод применяются схемы, аналогичные возбуждению ППП – призменные (схемы Кретчмана и Отто) и решеточные. Условие решеточного ввода света в волновод можно получить, решая совместно уравнения дисперсионной зависимости волноводных мод (1.35) и дифракции (1.18). Строго говоря, моды, распространяющиеся в такой структуре, являются квазиволноводными, так как одна из стенок волновода не плоская, а структурирована в виде периодической решетки. При распространении по такому волноводу электромагнитные волны частично рассеиваются на решетке, и энергия уходит в дальнюю зону.

В работе [51] рассмотрено решение для волновода с поглощением. Показано, что в таком волноводе может наблюдаться большее количество мод по сравнению с волноводном без поглощения и при этом электромагнитное поле сильнее локализовано в волноводном слое. Кроме того, даже если показатель преломления среды больше волновода, может существовать решение в виде «волноводной моды», которое нарушает ограничения полного внутреннего отражения и не существует в случае волновода без поглощения.

#### 1.2.3 Взаимодействие оптических мод

В предыдущих разделах были рассмотрены оптические особенности, которые могут наблюдаться в одномерно-периодических дифракционных структурах – поверхностные или локализованные плазмонные резонансы на металлических решетках и квазиволноводные резонансы в структурах "решетка на волноводной пленке". В случае металлической решетки на волноводном слое возможно возбуждение обоих типов оптических мод. Такое взаимодействие приводит к более сложной модовой структуре, при этом дает дополнительные возможности для управления спектральным положением резонансов.

Взаимодействие локализованных плазмонных и квазиволноводных резонансов подробно исследовалось в работах [52;53], на основе анализа спектров экстинкции структуры, представляющей собой одномерную золотую решетку на слое ITO, показатель преломления которого n = 1.9, больше, чем у кварцевой подложки. В случае тонкого слоя ITO, не поддерживающего волноводных мод, для TM-поляризации света наблюдается локализованный плазмонный резонанс. Такой резонанс имеет Лоренц-форму спектра и его положение не зависит от угла падения света. При определенных значениях периода решетки на спектрах возникает еще одна особенность, которая при изменении угла падения от нормали расщепляется на две. Эта особенность существует как для TM, так и для TE-поляризации. По спектральному положению ее можно объяснить как аномалию Рэлеевского типа. При пересечении спектрального положения аномалии Рэлея и ЛПР оптический спектр существенно искажается (рисунок 1.17).



Рисунок 1.17 — Спектры экстинкции плазмон-волноводной структуры из работы [53]. Стрелками отмечены положения аномалий Рэлея, черная и красная линии – ТМ и ТЕ поляризация, соответственно

В случае более толстого слоя ITO наблюдаются новые спектральные особенности, связанные с волноводными модами в структуре. Для TE-поляризации характерны особенности, связанные только м квазиволноводными рехонансами, так как в такой поляризации возбуждение плазмонного резонанса не происходит. В случае TM-поляризации наблюдаются 2 пика – широкий плазмонный и более узкий квазиволноводный. При изменении периода и сближении пиков наблюдается их антипересечение. Этот эффект и дисперсионные зависимости наблюдаемых оптических особенностей могут быть объяснены образованием нового поляритонного состояния.

В работах [54;55] исследовалась похожая структура – одномерный массив золотых полосок на люминисцирующем волноводном слое. Ширина золотых полосок менялась в больших пределах при постоянном периоде структуры. В случае широких полосок в ТМ-поляризации наблюдались оптические особенности с дисперсией и распределением электромагнитного поля, характерными для ППП. Спектры экстинкции имеют форму Фано, так как они происходят от дискретных ППП мод на фоне фотонного континуума воздуха и подложки. При уменьшении ширины полосок плазмонные моды переходят в квазиволноводные, электромагнитное поле которых локализовано в волноводном слое. Кроме того, проявляется еще одна мода, связанная с ЛПР. Смещаясь к большим энергиям, эта мода взаимодействует с нижней веткой квазиволноводной моды, образуя гибридную моду – волноводный плазмон-поляритон. В предельных случаях (очень узкие и очень широкие полоски) угловые зависимости оптических особенностей хорошо согласуются с дисперсионными зависимостями волноводных и ППП мод, соответственно. В промежуточном случае спектральные положения поляритонных особенностей существенно отклоняются от простых аналитических решений и требуют численных расчетов.

Таким образом, в структурах, состоящих из волноводного слоя с металлической дифракционной решеткой на поверхности, в зависимости от парамеров структуры могут наблюдаться как чисто плазмонные, так и чисто квазиволноводные резонансы. При некоторых условиях эти моды могут взаимодействовать, образуя связное плазмонволноводное поляритонное состояние. Спектральное положение оптических резонансов и дисперсионная зависимость такого связного состояния требуют численных расчетов с учетом геометрических параметров структуры.

## 1.3 Магнитооптика дифракционных оптических структур

Применение резонансных структур в магнитооптических приложениях позволяет получить значительное усиление магнитооптических эффектов, а кроме того контроллировать их спектральный диапазон. Ряд эффектов был рассмотрен в разделе 1.1.4. В данном разделе будет рассмотрено влияние плазмонных и волноводных резонансов на поперечный эффект Керра.

# 1.3.1 Теория поперечного эффекта Керра в плазмонных и волноводных магнитных структурах

Усиление эффекта Керра в плазмонных и волноводных структурах возможно за счет изменения условий возбуждения оптических мод путем управления намагниченностью магнитного материала. Подробно этот эффект изучался в работах группы Владимира Белотелова (МГУ). В первых работах [36;56] теоретически было показано, что в структуре, изображенной на рисунке 1.18, собственные оптические моды зависят от намагниченности.



Рисунок 1.18 — Схема магнитоплазмонной структуры из работ [36;56]

Для математического описания влияния намагниченности материала на дисперсию собственных мод плазмон-волноводной структуры рассмотрим уравнение для волноводных мод планарного волновода, у которого одна из стенок металлическая. Уравнение 1.35 можно переписать в виде:

$$\gamma_2 h = \operatorname{arctg} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} + \operatorname{arctg} \frac{\alpha_3}{\alpha_2} + \pi m \tag{1.37}$$

или, далее:

$$\alpha_2 \left(\alpha_1 + \alpha_3\right) + \left(\alpha_1 \alpha_3 - \alpha_2^2\right) tg \left(\gamma_2 h + \pi m\right) = 0 \tag{1.38}$$

Здесь  $\alpha_i = \gamma_i$  для ТЕ-моды и  $\alpha_i = \frac{\gamma_i}{\varepsilon_i}$  для ТМ-моды; m — целое число,  $\gamma_{1,3} = i\sqrt{k^2 - \varepsilon_{1,3}k_0^2}$ ,  $\gamma_2 = \sqrt{\varepsilon_2 k_0^2 - k^2}$ ,  $k_0 = \omega/c$  — волновой вектор света в вакууме. Индексы слоев соответствуют рисунку 1.16.

При учете намагниченности волноводного слоя, его диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_2$  принимает вид 1.5. С учетом этого, уравнение 1.38 приобретает вид [57]:

$$\alpha_2 \left(\alpha_1 + \alpha_3\right) + \left(\alpha_1 \alpha_3 - \alpha_2^2 - \frac{gk}{\varepsilon_2^2} \left(\alpha_1 - \alpha_2\right)\right) tg\gamma_2 h = 0$$
(1.39)

Здесь значение *т* принято равным нулю, рассмотрение для следующих мод аналогично.

Так как одна из стенок волновода металлическая, то, как говорилось в разделе 1.2.3, кроме волноводной моды в структуре может возникать и плазмон-поляритонная волна, образуя вместе с первой сложную собственную моду. Дисперсионную зависимость плазмонной моды можно получить мз 1.39 заменой  $\gamma_2 \to i \gamma_2$ :

$$\alpha_m \left(\alpha_a + \alpha_d\right) + \left(\left(\alpha_d - \frac{gk}{\varepsilon_2^2}\right)\alpha_a + \alpha_m^2\right)th\gamma_m h = 0$$
(1.40)

Такая замена позволяет учесть локализацию ЭМ поля плазмона около границы раздела металл/диэлектрик.

Если толщина металла больше толщины скин–слоя (ур. 1.28), то уравнение упрощается, и в пределе  $\gamma_m h_m \to \infty$  позволяет получить явное выражение для волнового числа ППП, распространяющегося вдоль границы раздела металла и магнитной среды:

$$k = k_{spp} \left( 1 + \mu g \right) \tag{1.41}$$

где  $k_{spp} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}$  и  $\mu = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_d \varepsilon_m}} \left(1 - \frac{\varepsilon_d^2}{\varepsilon_m^2}\right)^{-1}$ .

Предыдущие результаты были получены в приближении сплошного слоя металла (приближение пустой решетки). При учете периодичности металлического слоя дисперсионную зависимость можно получить, решая задачу на собственные значения уравнения для z-компоненты магнитного поля. В первом порядке теории возмущений по g получается:

$$\omega_n(k,g) = \omega_{0n}(k) + \frac{c^2 \langle u_{n,k} | \hat{V}' | u_{n,k} \rangle}{2\omega_{0n}(k)}$$
(1.42)

где  $\omega_{0n}$  – моды системы в отсутствие намагниченности, n – номер дисперсионной кривой,  $\langle u_{n,k} | \hat{V}' | u_{n,k} \rangle$  – матричный элемент оператора учитывающего линейный магнитооптический эффект.

Можно показать, что частота возбуждения ППП в магнитном случае смещается от частоты в немагнитном случае на величину

$$\Omega(g) = \xi_{n,k} \frac{kg}{\omega_{0n}(k)\varepsilon_2^2} \tag{1.43}$$

где  $\xi_{n,k}$  - коэффициент, зависящий от распределения поля на интерфейсе, т.е. учитывающий параметры структуры.

Схематически дисперсионные кривые ППП при изменении намагниченности показаны на рисунке 1.19. Смещение дисперсионных кривых точно равно нулю в особых точках: k = 0 и  $k = \pm \pi/\Lambda$ . Первое соотношение следует из соображений симметрии – при k = 0 система с намагниченностью +M переходит в систему с намагниченностью -M при повороте на 180°, таким образом  $\omega(+M) = \omega(-M)$ . Второе является следствием теоремы Блоха:  $\omega(-\pi/\Lambda) = \omega(\pi/\Lambda)$ .

Смещение частот собственных мод проявляется в сдвиге соответствующих резонансных оптических особенностей. В разделе 1.2.1 было показано, что оптические ре-



Рисунок 1.19 — Дисперсионные кривые ППП при изменении намагниченности магнитоплазмонной структуры. +*M* – красные кривые, -*M* – синие кривые

зонансы плазмон-волноводных дифракционных структур имеют характерную ассимметричную Фано-форму спектра. Интенсивность  $I_m$  прошедшего или отраженного света пропорциональна квадрату комплексной амплитуды соответствующего дифракционного порядка  $|A_m|^2$ , которая складывается из резонансной (собственные моды системы) и нерезонансной (рассеяние дифракционной решеткой без возбуждения собственных мод) составляющих. Если нерезонансный процесс дает пренебрежимо малый вклад, форма спектра принимает симметричную Лоренц-форму. Так как собственные моды зависят от гирации, резонансные спектры сдвигаются на величину  $\Omega(g): |A_m(g,\omega)|^2 = |A_m(0,\omega - \Omega(g))|^2$  (рис. 1.20).



Рисунок 1.20 — Эффект смещения резонанса Фано при изменении намагниченности

Так как  $\Omega(g) \ll \omega$ , изменение  $\Delta I = I(M) - I(-M)$  приблизительно пропорционально производной I(0). Таким образом, в случае наличия в системе резонансных особенностей, спектральное положение которых зависит от гирации, величина поперечного эффекта Керра может быть значительно усилена по сравнению с однородными магнитными пленками. При этом в случае резонанса Фано величина  $\delta$ , определенная уравнением 1.11 в разделе 1.1.3, больше, чем в случае симметричных резонансов Лоренца, при тех же значениях амплитуды и ширины резонанса (рис. 1.21).



Рисунок 1.21 — (а) – оптические резонансы Фано-формы (черная кривая) и Лоренц-формы (синяя кривая), (б) – величина параметра б для соответствующих резонансов

# 1.3.2 Поперечный эффект Керра в дифракционных структурах на основе магнитных диэлектриков

Экспериментальные исследования усиления эффекта Керра при возбуждении плазмонных и волноводных резонансов в диэлектрических магнитных пленках были выполнены в ряде работ [37; 57; 58]. Магнитным материалом в этих работах являлся железо-висмутовый гранат. Пленка ЖВГ толщиной 2 мкм была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке галлий-гадолиниевого граната. На поверхности пленки создавался массив золотых полосок, обеспечивающий возбуждение поверхностного плазмонного резонанса в видимой области спектра. В такой структуре в области плазмонного резонанса наблюдалось усиление эффекта Керра в согласии с описанной выше теорией. Параметр  $\delta$  достигал значений порядка  $10^{-2}$ , что с учетом значений для пленки без плазмонной решетки ( $\delta \sim 10^{-5}$ ) означает усиление порядка  $10^3$ . При увеличении содержания висмута, величина  $\delta$  достигала даже больших значений –  $10^{-1}$ , однако использование такого материала сопряжено со сложностями (см. раздел 1.3.3). Расчеты, выполненные для структур с различной толщиной магнитной пленки, также
показали усиление эффекта Керра в области квазиволноводных резонансов. Однако, так как в исследуемой структуре волноводные моды могли возбуждаться только дифракционным порядком с  $m = \pm 2$  (уравнение 1.18), усиление оказалось меньше, чем в случае плазмонного резонанса, и не превосходило 10<sup>2</sup>.

В работе [59] исследовалась структура, в которой, в отличие от вышеописанных, возбуждался не поверхностный, а локализованный плазмонный резонанс. Это достигалось за счет малой ширины металлических полосок, расположенных на большом расстоянии друг от друга (см. раздел 1.2.1). При этом, благодаря наличию периодичности, в системе возбуждались также и волноводные моды. В области пересечения мод происходило образование плазмон-волноводного поляритонного состояния, которое приводило к усилению эффекта Керра. Особенностью такой структуры являлось большее значение коэффициента пропускания по сравнению со структурами с возбуждением ППП при сопоставимом значении параметра  $\delta$ .

Исследование влияния поверхностного плазмонного резонанса на усиление поперечного эффекта Керра в тонких пленках, не поддерживающих волноводные моды было выполено в работе [38]. В такой структуре было достигнуто значение  $\delta = 4 \cdot 10^{-2}$ . Уменьшение толщины магнитной пленки приводило к снижению усиления. Такой эффект объяснялся проникновением ЭМ поля ППП в немагнитную подложку, что уменьшало влияние магнитного поля на распространение ППП.

В разделе 1.2.1 говорилось, что в периодической металлической структуре поверхностные плазмон-поляритоны могут возбуждаться на обеих границах раздела металлической пленки с диэлектриком. Однако, в структуре, изображенной на рисунке 1.18, намагниченность пленки влияет только на ППП, распространяющийся на границе раздела металл/магнетик. Для преодоления этого ограничения в работе [40] была предложена структура, позволяющая использовать ППП, возбуждаемые на обеих сторонах металла. В этой работе металлическая решетка была изготовлена между двумя слоями магнитного диэлектрика со слегка различающимся составом. В такой структуре могли возбуждаться два типа плазмонных мод – симметричная и антисимметричная. Усиление эффекта Керра носило различный характер в зависимости от типа моды – в случае антисимметричной моды усиление было меньше, чем в случае симметричной моды, однако занимало более широкий спектральный диапазон. Подобные структуры могут быть полезны для применения, так как позволяют выбирать между широкополосным усилением эффекта Керра и усиление с большей амплитудой в узком спектральном диапазоне, не изменяя параметров структуры.

## 1.3.3 Материалы для применения поперечного эффекта Керра

Наиболее простыми материалами для наблюдения поперечного магнитооптического эффекта Керра являются ферромагнитные металлы – Fe, Ni, Co и т.п. Металлы обладают рядом несомненных достоинств, таких как сильные магнитные свойства и высокий коэффициент отражения. Кроме того, из них достаточно просто изготовить детали нужной формы или использовать в виде тонких пленок практически на любых подложках. Однако металлы обладают сильным оптическим поглощением, что, например, ограничивает возможность их использования в проходящем свете. Так, металлические пленки с толщиной 50 нм уже непрозрачны в видимом диапазоне длин волн.

Другим классом широко используемых магнитооптических материалов являются магнитные диэлектрики, такие как феррит-гранаты. Примером широко используемого феррита из этого класса является железо-иттриевый гранат (ЖИГ)  $Y_3Fe_5O_{12}$ . Обладая достаточно сильными магнитными свойствами и малым поглощением, подобные материалы обладают рядом недостатков, ограничивающими возможность их практического использования. Во-первых, это более низкая, по сравнению с ферромагнитыми металлами, температура Кюри. Так, для семейства редкоземельных железных гранатов с химической формулой  $R_3Fe_5O_{12}$  (R=Y, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er) температура Кюри составляет около 550 K [60]. Кроме того, величина вектора гирации, ответственного за магнитооптические свойства, в видимом диапазоне не превышает значения  $1 \cdot 10^{-3}$  [61], что на несколько порядков меньше, чем для металлов, и уменьшается при увеличении длины волны света.

Более перспективным для магнитооптических применений является висмутзамещенный феррит-гранат –  $R_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$ . Температура Кюри для такого соединения составляет 640-700 К [62]. Величина вектора гирации для полностью замещенного железо-висмутового граната в оптическом диапазоне значительно больше, чем в случае ЖИГ [63], при таком же пренебрежимо малом поглощении [63;64].

Однако существует сложность в практическом использовании ЖВГ, связанная с трудностью формирования феррит-гранатов с высоким содержанием висмута. Это обусловлено тем, что ионный радиус висмута Bi<sup>3+</sup> (1.132 Å) значительно больше ионного радиуса иттрия Y<sup>3+</sup> (1.017 Å) и других редкоземельных элементов. Вследствие этого существует трудность формирования ЖВГ с высоким содержанием Bi и недеформированной кристаллической решеткой [65], а фаза ЖВГ является термодинамически нестабильной [66;67].

Кроме того, при использовании феррит-гранатов важную роль играет подложка, на которую осаждается материал. Для получения однородных монокристаллических пленок необходимо использование согласованных подложек, например галлийгадолиниевый гранат (ГГГ) [68;69] или кристаллических подслоев [70;71]. В случае осаждения на кварцевые или стеклянные подложки возможно получение только поликристаллических пленок [72;73], обладающих худшими оптическими свойствами [68;71].

Компромиссным вариантом между ферромагнитными металлами и магнитными диэлектриками могут служить магнитные полупроводники. Такие материалы обладают достаточно сильными магнитными свойствами, и при этом меньшим, по сравнению с металлами, оптическим поглощением.

Одним из наиболее простых естественных магнитных полупроводников является магнетит – Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. Он широко распространен в природе, обладает сильными магнитными свойствами, а также, в отличие от металлов, слабо подвержен окислению. Магнетит кристаллизуется в структуре обращенных шпинелей с формулой (Fe<sup>3+</sup>)[Fe<sup>3+</sup>Fe<sup>2+</sup>]O<sub>4</sub> (круглые скобки обозначают тетраэдрические положения, а квадратные – октаэдрические положения). Магнитные свойства эпитаксиальных пленок магнетита толщиной от 95 до 1875 Å исследовались в работах [74] и [75]. При намагниченности в плоскости пленки насыщение происходило приблизительно при величине магнитного поля 1 T, но с остаточным наклоном до больших полей, при этом намагниченность составляла примерно 60% от объемного значения, равного 480 · 10<sup>3</sup> A/м.

Спектральная зависимость компонент тензора диэлектрической проницаемости и параметры электронных переходов кристаллического магнетита были изучены на основе экспериментальных измерений эллипсометрии и полярного эффекта Керра [76]. Энергия наиболее сильных оптических переходов в Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> составляет 0.5-3 эВ, что соответствует диапазону от видимой до ближней инфракрасной области спектра. В то же время в ЖИГ оптические переходы начинаются с энергий около 2.5 эВ [61;77]. Это связано с различной кристаллической структурой материалов, поскольку наиболее низкоэнергетичными явлются переходы между соседними ионами железа – [Fe<sup>2+</sup>]→[Fe<sup>3+</sup>] в случае магнетита, и [Fe<sup>3+</sup>]→[Fe<sup>3+</sup>] в случае ЖИГ.

Нанодисперсные пленки магнетита, полученные методом лазерного электродиспергирования, демонстрируют даже лучшие магнитные свойства по сравнению с кристаллическими пленками [78]. Подробнее их свойства будут описаны в следующей главе.

#### Глава 2. Экспериментальные и теоретические методы

## 2.1 Технология изготовления образцов

### 2.1.1 Получение магнитных пленкок на основе магнетита

Нанодисперсные пленки магнетита были получены методом лазерного электродиспергирования [79]. Данный метод позволяет осаждать субмикронные пленки материалов на любые типы подложек. При этом свойства подложек не влияют на структурные параметры пленок. Схема метода представлена на рис. 2.1.



Рисунок 2.1 — Схема метода лазерного электродиспергирования

Мишень из монокристаллического  $Fe_3O_4$  диаметром  $\sim 8$  мм и толщиной  $\sim 5$  мм помещалась на вращающийся держатель в вакуумной камере, в которой создавалось давление  $10^{-5}$  Па. Мишень подвергалась воздействию импульсного YAG:Nd<sup>3+</sup> лазера с длиной волны излучения 1064 нм (длительность импулься  $\sim 30$  нс, частота повторений 30 Гц). Плотность мощности лазерного импульса, сфокусированного на мишене в пятно диаметром 1 мм, составляла  $10^9$  BT/см<sup>2</sup>. В процессе осаждения материала между мишенью и анодом, на котором помещалась подложка, прикладывалось постоянное напряжение 1-3 кВ. Расстояние между анодом и мишенью – 4 см.

В плазме лазерного факела капли материала, выплескиваемые с поверхности мишени, заряжаются, и, когда сила кулоновского отталкивания превышает силу поверхностного натяжения, начинают делиться. В результате формируются нанометровые частицы с узкой дисперсией по размерам. Размер капель можно оценить по формуле

$$d = 8 \cdot 10^{-7} \sigma W^{-3} \tag{2.1}$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения, W – работа выхода электронов.

Структура и магнитные свойства пленок, полученных методом ЛЭД из мишени Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, были исследованы в работе [78]. Было показано, что полученные пленки состояли из нанокристаллических частиц FeO и аморфной фазы. Это связано с тем, что перегретые капли Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> теряют кислород и превращаются в FeO. Так как FeO – антиферромагнетик, для его перевода в магнитную фазу проводился термический отжиг в вакууме при T = 300° C, в результате чего метастабильная фаза FeO переходила в Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> и Fe по формуле 4FeO↔Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>+Fe. Эти результаты подтверждаются данными рентгенофазового анализа (рис. 2.2). Оценка размеров нанокристаллитов по формуле



Рисунок 2.2 — Дифрактограммы: (a) – исходной мишени Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, (b) – пленки FeO осажденной на подложки, (c) – пленки после отжига при T=300°C

Шеррера показывает, что их диаметр составляет  $\sim 10$  нм. Это значение согласуется с данными просвечивающей электронной микроскопии, а также со значением полученным по формуле 2.1 при подстановке значений  $\sigma = 585$  мH/м [80] и W = 3.85 эВ [81], соответствующих FeO.

Дифрактограмма пленки после отжига демонстрирует более узкие пики Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> по сравнению с пиками FeO в исходной пленке. Оценка размера по формуле Шеррера дает значение 45 нм, что свидетельствует об объединении исходных наночастиц в более крупные кластеры. Такой размер меньше однодоменного предела для Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> (~ 128 нм [82]), т.е. каждая частица целиком является магнитным доменом. Это может служить объяснением улучшения магнитных характеристик полученных пленок. Так намагниченность насыщения в плоскости пленки достигает значения 520 · 10<sup>3</sup> A/м при величине внешнего магнитного поля 0.3 T, что лучше, чем для объемного материала или монокристаллических эпитаксиальных пленок.

Для исследования усиления поперечного магнитооптического эффекта Керра в дифракционных оптических структурах, пленки магнетита осаждались на кварцевые подложки. Были изготовлены структуры с толщинами пленок 50 и 220 нм. Расчеты на основе параметров магентита [76] показали, что тонкие пленки не поддерживают волноводных мод в видимом диапазоне, в то время как в толстых пленках могут обеспечиваться условия квазиволноводных резонансов. Параметры исследованных структур приведены в таблице 2.1 в разделе 2.1.2.

## 2.1.2 Формирование одномерно-периодических массивов золотых полосок

Изготовление периодических массивов золотых полосок для исследования усиления эффекта Керра было выполнено методом электронно-лучевой литографии. Последовательность основных этапов литографии представлена на рисунке 2.3.



Рисунок 2.3 — Схематическое изображение этапов электронной литографии

Перед нанесением электронного резиста подложка подготавливалась путем последовательного промывания в ацетоне, изопропиловом спирте и деионизованной воде в ультразвуковой ванне. Затем на подложку с магнитной пленкой методом центрифугирования наносился слой позитивного электронного резиста ПММА 950K (Allresist, Gmbh), толщиной 300 нм. После нанесения резист сушился на нагревательной плите при температуре 150° С в течение 3 минут для удаления остатков растворителя. Экспонирование производилось с использованием литографического комплекса «Nanomaker» (ООО «Интерфейс», г. Черноголовка, Россия), сопряженного с растровым электронным микроскопом (РЭМ) JSM 7001F (JEOL, Япония).

Шаблон рисунка подготавливался в редакторе «Nanomaker». Для получения наилучшего качества и соответствия результата литографии заданному рисунку редактор позволяет производить коррекцию для устранения "эффекта близости" [83]. Расчет на основе функции близости приводит к распределению дозы экспонирования так, чтобы поглощенная доза была равной во всех точках рисунка с учетом диаметра электронного пучка, его рассеяния в слое резиста, а также распределения обратнорассеяных электронов. Основными параметрами, используемыми при расчете функции близости являются ускоряющее напряжение и ток электронного пучка, толщина слоя резиста, а также материал подложки.

После экспонирования резиста скрытое изображение проявлялось в фирменном проявителе (метил-изобутил кетон) в течение 2 минут и закреплялось в изопропиловом спирте 30 с, для устранения нежелательного подтравливания рисунка остатками проявителя.

На подложку с полученным рисунком методом вакуумного термического осаждения наносился слой золота толщиной 40 нм. Для обеспечения адгезии золота к магнитной пленке перед осаждением золота наносился слой титана толщиной 5 нм. Осаждение металлов происходило в одном технологическом процессе без перемещения образца из вакуумной камеры. На последнем этапе непроявленный резист удалялся, оставляя на поверхности заданный рисунок из металла.

Период металлических полосок всех исследуемых образцов был выбран равным 600 нм. Такой период обеспечивал возбуждение поверхностного плазмонного резонанса в исследуемой структуре в видимой области спектра при углах падения света близких к нормали в соответствии с уравнением 1.31. Ширина золотых полосок была выбрана исходя из предварительных теоретических расчетов для максимального усиления эффекта Керра и составляла 400 нм. Дополнительно были изготовлены образцы с полосками шириной 500 нм для исследования влияния ширины полосок. Геометрические параметры исследованных структур приведены в таблице 2.1. Общая площадь отдельного массива полосок составляла 200х200 мкм<sup>2</sup>, что было достаточным для проведения оптических измерений. На рисунке 2.4 (а) представлена оптическая микрофотография готовой структуры, на рисунке 2.4 (б) приведено увеличенное изображение полосок.

Так как дисперсионные зависимости плазмонных и волноводных резонансов зависит от окружающих материалов были изготовлены 2 типа структур – с массивом полосок на магнитной пленке (рис. 2.5 (a)) и под магнитной пленкой (рис. 2.5 (б)).

Для изготовления второго типа структур магнитная пленка осаждалась на кварцевую подложку с предварительно изготовленными металлическими полосками. Отличием от описанной выше технологии являлось то, что после нанесения резиста на



Рисунок 2.4 — (a) – оптическая микрофотография периодического массива полосок на пленке магнетита, (б) – РЭМ изображение полосок



Рисунок 2.5 — Схемы исследуемых дифракционных структур: (a) – массив полосок на поверхности пленки магнетита (тип 1), (б) – массив полосок под пленкой магнетита (тип 2)

его поверхность осаждался слой золота толщиной  $\sim 2$  нм. Этот слой применялся для обеспечения стока избыточного электрического заряда при электронной литографии на непроводящих подложках. Перед этапом проявления слой золота удалялся с поверхности резиста. В случае литографии на пленке магнетита осаждения дополнительного слоя золота для стока заряда не требовалось. Это связано с тем, что магнетит по своим электрическим свойствам является полупроводником, с типичной проводимостью при комнатной температуре  $\sigma = 250 \text{ Om}^{-1} \text{ см}^{-1}$  [84]. Такой проводимости достаточно для проведения электронной литографии без дополнительных проводящих слоев.

Таблица 2.1

3.7		<b>—</b> ———————————————————————————————————
Условное	Ширина золотой	Толщина магнитной
обозначение	полоски w, нм	пленки h, нм
S1	400	50
S2	400	220
S3	500	220
S4 (тип 2)	400	200

Параметры исследуемых структур

### 2.2 Методика оптических измерений

Исследование оптических эффектов в периодических структурах требует измерения спектров отражения/пропускания при различных углах падения света. Это позволяет определять дисперсионные зависимости собственных оптических мод системы. Традиционным подходом в таких исследованиях является измерение спектров при фиксированных углах наклона образца относительно оптической оси установки. Однако такой метод является трудоемким и связан со сложностями позиционирования заданной точки на образце при исследовании микрообъектов.

Альтернативным, более простым и эффективным методом получения спектров с угловым разрешением является метод спектральной Фурье-микроскопии (микроскопии задней фокальной плоскости). Данный метод применялся для визуализации диаграммы направленности излучения одиночных источников [85], исследования угловой зависимости рассеяния плазмонных нанообъектов [86], характеризации зонной структуры фотонных кристаллов [87], определения двумерной дисперсионной зависимости волноводных мод в диэлектрических метаповерхностях [88] и др.

В разделе 2.2.1 будет описан общий принцип метода спектральной Фурьемикроскопии, в разделе 2.2.2 – установка и методика измерений магнитооптических эффектов, применявшаяся в работе.

## 2.2.1 Спектральная Фурье-микроскопия

Метод спектральной Фурье-микроскопии основан на том факте, что собирающая линза является оптическим элементом, выполняющим двумерное преобразование Фурье [89]. Иными словами пространственное распределение ЭМ поля в фокальной плоскости (ФП) линзы определяется угловым спектром падающего на линзу излучения.

Суть метода можно понять из геометрического построения хода световых лучей через тонкую линзу (рис. 2.6). Положение луча *r* на расстоянии *d* от заднего фокуса линзы можно получить из уравнений:

$$r = (V - f - d) tg\beta$$
  

$$r_0 = (U - f) tg\alpha$$

$$L = U tg\alpha = V tg\beta$$
(2.2)



Рисунок 2.6 — Схема хода световых лучей через собирающую линзу

Дополнив систему 2.2 формулой тонкой линзы:

$$\frac{1}{U} + \frac{1}{V} = \frac{1}{f}$$
(2.3)

где f – фокусное расстояние линзы, с учетом параксиального приближения:  $\sin \alpha \approx$ tg $\alpha \approx \alpha$ , окончательно получаем:

$$r = f\alpha - \frac{dr_0}{f} \tag{2.4}$$

Из уравнения 2.4 следует, что, если d = 0, то положение луча (r) в задней  $\Phi\Pi$  не зависит от его положения  $(r_0)$  в передней  $\Phi\Pi$ . Таким образом, получаем известный из геометрической оптики результат, что параллельные лучи после прохождения линзы собираются в одну точку на задней фокальной плоскости. Поместив исследуемый образец в передней  $\Phi\Pi$  линзы (объектива), а ПЗС-детектор в задней  $\Phi\Pi$  можно записать пространственное распределение интесивности света, распространяющегося в различных направлениях (рис. 2.7).



Рисунок 2.7 — Схема метода спектральной Фурье-микросокопии

Более точное соотношение, удовлетворяющее всем углам падения получается из условия синусов Аббе для апланатических линз. Из этого условия следует, что между Угловой диапазон, который может быть измерен в эксперименте, определяется числовой апертурой используемого объектива

$$N.A. = \sin \alpha_{max} \tag{2.5}$$

Отсюда следует, что максимальное отклонение лучей в фокальной плоскости

$$r_{max} = \text{N.A.} \cdot f \tag{2.6}$$

Для достижения наилучшего углового разрешения этот размер должен совпадать с размером матрицы ПЗС-детектора. Для согласования размеров наиболее простым решением является использование телескопической системы линз с различными фокусными расстояниями  $f_1$  и  $f_2$ . Телескопическая система характеризуется тем, что она преобразует параллельные лучи в параллельные, с коэффициентом преобразования  $M = f_2/f_1$ . При этом лучи, вышедшие из одной точки передней фокальной плоскости, собираются в точку на задней фокальной плоскости (рис. 2.8).



Рисунок 2.8 — Проектирование задней ФП с помощью телескопической системы

Окончательно получаем зависимость положения лучей света, рассеяных образцом, на ПЗС-матрице от угла рассеяния в виде:

$$r = M \frac{r_{max}}{N.A.} \sin\alpha \tag{2.7}$$

Так как проекция волнового вектора света пропорциональна синусу угла падения (ур. 1.30), описанный метод позволяет получать карты распределения интенсивности рассеяного света в зависимости от волного вектора –  $I(k_x, k_y)$ , а, измеряя такие зависимости при различных длинах волн, можно восстановить дисперсионные зависимости  $\omega(k)$  собственных мод системы [88;91]. В случае одномерно-периодических систем более распространенным подходом является ограничение пучка света в одном из направлений, так чтобы свет только с одной проекцией волнового вектора попадал на детектор. При этом на ПЗС-матрице по одному направлению записывается угловой спектр, а по другому, через монохроматор, осуществляется развертка по длинам волн.

Таким образом, метод спектральной Фурье-микроскопии позволяет быстро производить измерения оптических спектров с высоким угловым разрешением без изменения положения образца и решетки спектрометра. Это устраняет проблемы с позиционированием области измерения в случае микрообъектов и, кроме того, позволяет сохранять взаимную ориентацию образца и магнитного поля, что крайне важно в магнитооптических экспериментах.

#### 2.2.2 Магнитооптические измерения

Для проведения магнитооптических измерений методом спектральной Фурьемикроскопии в Дортмундском техническом университете в группе профессора Байера (Prof. Dr. Manfred Bayer) была собрана установка, основные узлы которой представлены на рисунке 2.9.



Рисунок 2.9 — Схема установки для магнитооптических измерений

В качестве источника белого света использовалась галогеновая лампа (Spectral products ASB-W-030). Такой тепловой источник обладет спектром близким к спектру черного тела в широком диапазоне длин волн – 300-2600 нм (верхняя граница опре-

деляется ограничением пропускания кварцевой колбы). Для поддержания постоянной температуры лампа окружена металлическим экраном с постоянным охлаждением.

Свет от источника проходил через 50:50 неполяризационный светоделительный куб (Thorlabs CM1-BS014) с просветляющим покрытием в диапазоне 700-1100 нм. В указанном диапазоне длин волн приблизительно одинаковая интенсивность света проходит или ортогонально отражается независимо от поляризации. Отраженный свет может использоваться для контроля интенсивности падающего света в процессе измерений. Поляризация прошедшего света определялась ахроматическим поляризатором Глана-Тэйлора (Dayoptics PGT7015) и ахроматической полуволновой пластиной. Использование полуволновой пластины позволяло избежать смещения пути луча при различных ориентациях поляризатора.

Далее свет фокусировался на образце в пятно диаметром 200 мкм с помощью скорректированного на бесконечность микрообъектива (Mitutoyo 378-824-5), оптимизированным для спектрального диапазона 480-1800 нм, увеличением 20х, фокусным расстоянием 10 мм и числовой апертурой N.А.=0.4. Увеличенное рабочее расстояние такого объектива (20 мм) позволяло располагать электромагнит ближе к исследуемому образцу для достижения более высоких значений магнитиного поля (см. далее). Максимальный диапазон углов, в котором свет падает на образец или собирается таким объкетивом, согласно уравнению 2.5 составлял  $\pm 23.09^{\circ}$ . Отраженный свет собирался тем же объективом и через телескопическую систему направлялся на входную щель спектрометра. Телескопическая система состояла из двух ахроматических дублетов с фокусными расстояниями  $f_1 = 400$  мм и  $f_2 = 300$  мм.

Измерительная часть установки состояла из монохроматора (Acton SP2500i) с дифракционной решеткой 300 штрихов/мм и ПЗС камеры (Princeton Instruments PIXIS 256). Входная щель спектрометра шириной 150 мкм ограничивала свет в горизонтальном направлении таким образом, чтобы свет только с  $k_x = 0$  попадал в монохроматор. Количество пикселей в ПЗС матрице составляет 256х1024 пикселей, с размером одного пикселя 26х26 мкм<sup>2</sup>, таким образом полный размер матрицы – 6.7х26.6 мм<sup>2</sup>. Диаметр светового пятна на выходе телескопа, в соответствии с уравнением 2.6, составлял 6 мм, обеспечивая хорошее согласование системы. Описанная установка обеспечивала спектральное разрешение  $\Delta \lambda \leq 0.16$  нм и угловое разрешение не хуже  $\Delta \alpha \leq 0.25^{\circ}$ .

Магнитное поле, ориентированное в плоскости магнитной пленки, создавалось электромагнитом с водяным охлаждением (GMW Associates 5403EG). Максимальная напряженность магнитного поля составляла до 700 мТ при минимальном расстоянии между полюсными наконечниками 40 мм и максимальном токе в катушках 40 А. Величина тока ограничивалась использовавшимся источником питания (Kepco BOP20-50MG), управление которым осуществлялось автоматически измерительной программой, подготовленной в среде LabView. Позиционирование образца для измерения спектров в интересующей области и фокусировка на поверхности осуществлялись с помощью трехосевого столика (3x Newport M-426), обеспечивающим высокую стабильность положения в процессе измерений.

Схема измерений на пропускание отличалась тем, что свет от источника после поляризатора направлялся на образец со стороны подложки, а собирался микрообъективом.

Для определения дисперсионных зависимостей вектора гирации магнитного материала измерения эффекта Фарадея проводились по следующей схеме. Свет от галогеновой лампы фокусировался на 100-мкм апертуру для получения однородного пространственного распределения падающего света. Далее свет коллимировался линзами, проходил через первую призму Глана-Томпсона (поляризатор) для получения линейной поляризации и фокусировался на образце в пятно диаметром 1 мм. Прошедший свет проходил через полу- или четверть-волновую пластину, за которой находилась вторая призма Глана-Томпсона (анализатор) для измерений Фарадеевского вращения и эллиптичности, соответственно. Главные оси полу- и четверть-волновой пластин были установлены на 22.5° и 45° по отношению к оси анализатора. Оси поляризации поляризатора и анализатора совпадали. Свет детектировался спектрометром с многоканальным ПЗС детектором со спектральным разрешением 1.3 нм. Магнитное поле с напряженностью 750 мТ, достаточное для намагничивания насыщения, прикладывалось в двух противоположных направлениях перпендикулярно магнитной пленке.

Стоит отметить, что хотя по определению поперечный эффект Керра характеризуется изменением интенсивности света отраженного от намагниченного и ненамагниченного материала (см. раздел 1.1.3), в литературе существует слегка отличающееся определение параметра  $\delta$ :

$$\delta = \frac{I(+M) - I(-M)}{I(0)}$$
(2.8)

Такое определение отличается от 1.11 в два раза так как эффект Керра нечетный по отношениию к направлению намагниченности (I(+M) - I(0) = I(0) - I(-M)). Кроме того, интенсивность в отсутствие намагниченности можно записать как среднее при противоположных направлениях намагниченности: I(0) = (I(+M) + I(-M))/2. Такой подход обладает двумя основными преимуществами: во-первых, для определения параметра  $\delta$  требуется измерение только двух величин: I(+M) и I(-M), а во-вторых, измерение интенсивности света при нулевом значении намагниченности в ферромагнитных материалах является сложной задачей. Поэтому для определения I(0) в эксперименте обычно усредняются результаты двух измерений при увеличении и уменьшении магнитного поля. Описанный выше подход позволяет избежать таких трудностей и сократить время измерений до двух раз, а время численных расчетов в 1.5 раза. В дальнейшем результаты расчетов и измерений параметра  $\delta$  будут следовать уравнению 2.8.

### 2.3 Методы моделирования магнитооптических эффектов

Аналитические расчеты оптических и магнитооптических эффектов возможны только для простых структур, таких как однородные пленки, и при некоторых дополнительных приближениях (см. раздел 1.3.1). Для анализа более сложных систем, таких как фотонные кристаллы и дифракционные структуры, применяются различные методы численных расчетов, позволяющие учитывать конкретные геометрические параметры структур, а также получать различные данные, такие как дисперсионные зависимости собственных мод, спектры отражения, пропускания и т. д., а также рассчитывать значения электрического и магнитного полей в каждой точке моделируемой структуры.

В данной работе для численных расчетов использовались два метода - метод связанных мод в пространстве Фурье (rigorous coupled waves analysis – RCWA) в форме матрицы рассеяния [92;93] и метод конечных элементов, реализованный в программном пакете COMSOL Multyphysics.

Метод RCWA применим для расчетов многослойных структур, при этом каждый слой может иметь периодически изменяющиеся свойства (например диэлектрическую проницаемость). Метод основан на теореме Блоха–Флоке, из которой следует, что решение уравнений Максвелла в периодической структуре можно представить в виде квазипериодической функции. В этом методе периодическая структура разбивается на большое количество слоев, в каждом из которых диэлектрическая проницаемость считается постоянной в направлении перпендикулярном слою и периодичной в плоскости слоя (рис. 2.10). Количество слоев определяется из условия сходимости получаемых



Рисунок 2.10 — Схема разбиения структуры для расчетов методом RCWA на слои с различной диэлектрической проницаемостью (отмечено разным цветом)

результатов. Решение уравнений Максвела в каждом слое ищется путем разложения электрического и магнитного полей на моды Фурье-Флоке (плоские волны). После этого производится сшивка решений на границах всех слоев структуры и решение получившейся общей системы линейных уравнений. На основе полученного решения конструируется матрица рассеяния полной системы, связывающая комплексные амплитуды волн, падающих на решётку и амплитуды волн, рассеянных решёткой. Точное решение может быть представлено в виде суперпозиции бесконечного набора плоских волн, однако в практическом применении матрицы рассеяния определяются путем усечения ряда Фурье. Для улучшения сходимости применяются правила факторизации Ли [94]. Знание матрицы рассеяния позволяет рассчитать коэффициенты отражения, пропускания, распределение электромагнитных полей, а также собственные моды системы.

Метод RCWA широко применяется в исследованиях задач оптики периодических структур – одно- и двумерно периодических дифракционных структурах [52; 53; 93; 95], плазмон-волноводных структурах с излучающим слоем [54; 55], а также в задачах магнитооптики [20–22; 24–26; 36–38; 56; 57; 59; 96], показав хорошее согласие с экспериментальными результатми.

Метод конечных элементов является более общим методом, позволяющим моделировать широкий круг задач физики на основе численного решения дифференциальных уравнений в частных производных, таких как механика деформируемого твёрдого тела, теплоперенос, гидродинамика, электродинамика и др. Преимущество метода заключается в том, что он позволяет решать задачи с произвольной геометрией и граничными условиями, не ограничиваясь исключительно периодическими структурами.

Принцип метода заключается в следующем. Область, в которой ищется решение, разбивается на конечное количество элементов (рис. 2.11). Форма и размер элементов



Рисунок 2.11 — Схема разбиения структуры для расчетов методом конечных элементов

может отличаться в разных частях области, в частности, там где решение меняется более резко, выбирается более мелкое разбиение. В каждом элементе выбирается базисная функция (полином), аппроксимирующая искомую непрерывную функцию. Коэффициенты полиномов находятся из условия равенства значения соседних функций в узловых точках. Для этого составляется система линейных алгебраических уравнений для коэффициентов, которые выражаются через значения функций в узлах элементов. Для решения системы используются заранее заданные граничные условия. Значения функций в узлах элементов и являются решением задачи.

В данной работе расчеты, выполненные обоими методами, давали одинаковые результаты, поэтому далее результаты моделирования будут описываться без указания конкретного метода.

Для моделирования оптических спектров дифракционных структур (раздел 2.1.2) кроме геометрических параметров необходимо было задать диэлектрические проницаемости использовавшихся материалов. Диэлектрическая проницаемость золота бралась на основе данных работы [97], а кварцевой подложки принималась равной 2.25 во всем интересующем диапазоне длин волн. Для магнитного слоя  $\varepsilon$  задавалось в форме выражения 1.5. Так как магнетит, полученный методом ЛЭД, отличался по своим оптическим параметрам от кристаллического Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, диагональные и недиагональные члены тензора диэлектрической проницаемости определялись на основе экспериментальных данных (см. раздел 3.1).

## Глава 3. Оптические и магнитооптические свойства нанодисперсных пленок магнетита

Для исследования особенностей усиления поперечного эффекта Керра в одномерно-периодических дифракционных структурах сначала необходимо охарактеризовать магнитный материал. Несмотря на то, что для кристаллического Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> имеется большое количество литературных данных по оптическим [98], магнитным [74;75] и магнитооптическим свойствам [76], параметры магнетита, полученного методом ЛЭД, отличаются от параметров объемного магнетита. В данной главе представлены результаты измерения спектральных зависимостей диэлектрической проницаемости и вектора гирации, спектрально-угловых зависимостей поперечного эффекта Керра, а также зависимость величины эффекта Керра от величины приложенного магнитного поля для тонких пленок магнетита, полученных методом ЛЭД.

## 3.1 Тензор диэлектрической проницаемости магнетита

Диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости были измерены методом эллипсометрии. Для аппроксимации экспериментальных данных был использован метод, предложенный в работе [99]. Полученная кривая описывалась моделью с членом Друде, описывающим проводимость материала, и одним Лоренц-полюсом, который описывает оптические резонансы материала:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{i\sigma_D}{\omega} + \frac{i\sigma_D}{\omega - i\gamma_D} + \frac{i\sigma_L}{\omega - \Omega_L} + \frac{i\sigma_L^*}{\omega + \Omega_L^*}$$
(3.1)

Здесь \* представляет комплексное сопряжение. Параметры модели приведены в таблице 3.1, в конце раздела.

Диэлектрическая проницаемость связана с компонентами комплексного показателя преломления через известные соотношения:

$$Re(\varepsilon) = n^2 - k^2$$
  $Im(\varepsilon) = 2nk$  (3.2)

При этом знание *n* и *k* зачастую имеет преимущество, так как эти величины имеют простой физический смысл – уменьшение длины волны света в среде ( $\lambda = \lambda_0/n$ ) и ослабление интенсивности света на расстоянии  $\lambda_0/4\pi k$ .

Дисперсия показателя преломления и коэффициента поглощения представлены на рисунке 3.1. Также на рисунке для сравнения приведены данные для монокристаллического магнетита из работы [76]. Видно, что в случае исследуемого материала коэффициент поглощения значительно не отличается от магнетита, при этом показатель преломления несколько ниже. Минимум поглощения наблюдается в диапазоне 700-1000 нм. В соответствии с этим период металлической решетки (раздел 2.1.2) был оптимизирован для возбуждения оптических резонансов в этом диапазоне.



Рисунок 3.1 — Показатель преломления и коэффициент поглощения магнетита, полученного методом ЛЭД и кристаллического магнетита на основе данных из работы [76]

Сравнение экспериментального и теоретического спектров пропускания пленки толщиной 200 нм (рис. 3.2) показывает применимость аналитической модели для расчетов оптических спектров исследуемого материала.



Рисунок 3.2 — Коэффициент пропускания пленки магнетита, полученного методом ЛЭД

Компоненты вектора гирации определялись на основе измерений параметров эффекта Фарадея – вращения ( $\theta$ ) и эллиптичности ( $\epsilon$ ) света, прошедшего через пленку намагниченную в плоскости падения света. Вещественная и мнимая части вектора гирации связаны с этими параметрами черех соотношения:

$$\theta = -\frac{g'}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\pi}{\lambda} y$$

$$\epsilon = -\frac{g''}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{\pi}{\lambda} y$$
(3.3)

где g' и g'' – вещественная и мнимая компоненты вектора гирации,  $\varepsilon$  – диагональная часть диэлектрической проницаемости, y – толщина намагниченного слоя.

Спектральные зависимости вращения *θ* и эллиптичности *ε* рассчитывались в приближении малых углов как:

$$\theta = \frac{1}{2} \frac{I_l(+B) - I_l(-B)}{I_l(+B) + I_l(-B)}$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{I_{\sigma}(+B) - I_{\sigma}(-B)}{I_{\sigma}(+B) + I_{\sigma}(-B)}$$
(3.4)

где  $I(\pm B)$  соответствует интенсивности света измеренной при противоположных направлениях магнитного поля. В случае вращения, интенсивность  $I_l$  детектировалась при 45° относительно поляризации падающего света. В случае эллиптичности детектировалась циркулярно-поляризованная компонента  $I_{\sigma}$ . Такие измерения эквивалентны измерениям при одном направлении магнитного поля:

$$\theta = \frac{1}{2} \frac{I_{+45} - I_{-45}}{I_{+45} + I_{-45}}$$

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{I_{+\sigma} - I_{-\sigma}}{I_{+\sigma} + I_{-\sigma}}$$
(3.5)

Полученные спектры вектора гирации были аппроксимированы аналитической моделью с одним Лоренц-полюсом:

$$g(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{i\sigma_L}{\omega - \Omega_l} + \frac{i\sigma_L^*}{\omega + \Omega_l^*}$$
(3.6)

Дисперсия компонент вектора гирации представлены на риунке 3.3. Видно, что вещественная часть вектора гирации по модулю почти всюду больше для исследуемого материала, чем для монокристаллического магнетита. Так как смещение частот оптических резонансов при изменении намагниченности пропорционально величине гирации (раздел 1.3.1), можно ожидать, что дифракционные структуры на основе пленок



Рисунок 3.3 — Дисперсия вектора гирации магнетита, полученного методом ЛЭД и кристаллического магнетита на основе данных из работы [76]

магнетита, полученных методом ЛЭД, будут демонстрировать более сильные магнитооптические эффекты, чем при использовании кристаллического магнетита.

Таблица 3.1

Параметры аналитической аппроксимации є и *g* магнетита, полученного методом ЛЭД

	ε	g
$\varepsilon_{\infty}$	1.62	-0.0128
$\gamma_D$ ( $\mathfrak{sB}$ )	11.07	
$\sigma_D$ ( $\circ$ B)	5.34	
$\Omega'_L$ ( $\mathfrak{sB}$ )	1.5	1.5706
$\Omega_L''$ ( <b>3B</b> )	-0.75	-0.3650
$\sigma'_L$ (9B)	2.57	0.0232
$\sigma_L''$ (9B)	-1.58	0.0036

# 3.2 Поперечный магнитооптический эффект Керра в пленках магнетита

Поперечный эффект Керра в тонких пленках может наблюдаться как в отраженном, так и в прошедшем свете (раздел 1.1.3). В связи с этим для исследования данного эффекта в пленках магнетита были измерены спектры отражения и пропускания при противоположных направлениях намагниченности и вычислены значения  $\delta$  в соответствии с описанием, приведенным в разделе 2.2.2.

На рисунке 3.4 представлены экспериментальные спектры параметра  $\delta$  для пленок с толщиной 50 и 100 нм, измеренные при фиксированном угле падения света 22.5°





Рисунок 3.4 — Спектральные зависимости поперечного эффекта Керра в пленках магнетита различной толщины; угол падения света – 22.5°

ся на длине волны ~ 800 нм. Ширина пика на половине высоты составляет 350 нм, т.е. наибольшая величина эффекта Керра в видимой области спектра располагается в диапазоне 650-1000 нм. Эффект сопоставимой величины наблюдается также в ближней ИК области спектра, приблизительно от 1300 нм, однако максимум в этом диапазоне ниже ( $\delta \approx -6 \cdot 10^{-3}$ ). При изменении толщины магнитной пленки в пределах от 50 до 100 нм амплитуда  $\delta$  изменяется не более, чем на 10%.

На рисунке 3.5 представлена рассчитанная спектрально-угловая зависимость поперечного эффекта Керра на отражение для пленки толщиной 100 нм. Магнитооптиче-



Рисунок 3.5 — Моделирование эффекта Керра на отражение для пленки магнетита толщиной 100 нм; (а) – спектрально-угловая зависимость величины  $\delta$ , (б) – зависимость  $\delta$  от угла падения света ( $\lambda$ =860 нм)

ские свойства пленки определялись тензором диэлектрической проницаемости с компо-

нентами, дисперсия которых описывалась аналитической моделью, описанной в разделе 3.1. Результаты моделирования демонстрируют хорошее качественное и количественное совпадение с экспериментальными результатами. В соответствии с уравнением 1.16 значение  $\delta$  растет при увеличении угла падения линейно при малых углах (рис. 3.5 (б)). При изменении угла падения света на симметричный, относительно нормали к поверхности, значение  $\delta$  меняет знак на противоположный, оставаясь равным по амплитуде. При этом в случае нормального падения значение  $\delta$  строго равно нулю.

Спектрально-угловая зависимость эффекта Керра на пропускание (рис. 3.6) демонстрирует сходный характер с отражением – увеличение амплитуды δ с увеличением угла, при этом знак эффекта обратный по отношению к результатам на отражение при тех же направлениях намагниченности и угле падения света. Величина эффекта Керра



Рисунок 3.6 — Спектрально-угловая зависимость поперечного эффекта Керра на пропускание для пленки магнетита толщиной 100 нм: (a) – эксперимент, (б) – моделирование

в данном случае достигает значений на порядок меньших, чем в случае отражения –  $\delta\approx 5\cdot 10^{-4}$  .

Измеренная величина эффекта Керра для тонких пленок магнетита значительно больше, чем в случае пленок магнитных диэлектриков, для которых  $\delta \approx 1 \cdot 10^{-5}$  [57], и в случае отражения сопоставима со значениями для ферромагнитных металлов (раздел 1.1.3). Однако, структурирование поверхности может привести к усилению эффекта, в том числе при меньших углах, что перспективно для практического использования.

### 3.3 Зависимость эффекта Керра от величины магнитного поля

Важной характеристикой магнитооптических эффектов является величина магнитного поля насыщения. Использование электромагнитов для создания сильных магнитных полей ограничивает минимальные размеры магнитооптических устройств. Меньшее значение магнитного поля насыщения позволит применять магнитооптические структуры в более компактных схемах.

Определение величины магнитного поля насыщения в случае поперечного эффекта Керра было выполнено по измерениям параметра  $\delta$  при изменении магнитного поля. Для измерений была выбрана структура с массивом полосок на магнитной пленке толщиной 50 нм (структура S1 в таблице 2.1). Измерения проводлись на пропускание при фиксированном угле падения – 23° и нескольких значениях длины волны света. Величина магнитного поля изменялась между -105 и 105 мT с шагом 7 мT. Результаты измерений представлены на рисунке 3.7.



Рисунок 3.7 — Зависимость величины параметра δ от магнитного поля для различных длин волн падающего света. Сплошными линиями показаны кривые, полученные при увеличении магнитного поля, штрих-пунктирными линиями – при уменьшении

Насыщение амплитуды эффекта Керра и, таким образом, намагниченности, наступало при величине магнитного поля 100 мТ, в то время как при меньших полях наблюдался гистерезис. Форма петель гистерезиса и значение поля насыщения одинаковы для всех длин волн, при этом максимальное значение  $\delta$  для разных длин волн отличается по величине и знаку, а на длине волны 866 нм равно нулю при всех значения магнитного поля. Такое поведение эффекта Керра при ненулевом угле падения света объясняется возбуждением плазмонного резонанса в структуре, который изменяет спектральные и угловые зависимости эффекта Керра (подробнее см. раздел 4.1). Величина поля насыщения в геометрии поперечного эффекта Керра приблизительно на порядок меньше, чем в случае полярного эффекта Керра в геометрии Фарадея [75]. Это происходит из-за влияния поля размагничивания, которое зависит от ориентации приложенного магнитного поля по отношению к поверхности образца [100]. Для полярного эффекта Керра размагничивающее поле максимально из-за ориентации магнитного поля вдоль тяжелой оси намагничивания магнитной пленки, в то время как в случае поперечного эффекта поле приложено вдоль легкой оси, что приводит к необходимости прикладывать меньшие поля для достижения намагниченности насыщения.

Измеренная величина поля насыщения приблизительно в два раза меньше, чем в случае пленок магнитных диэлектриков (ЖВГ) [37] и в несколько раз меньше эпитаксиальных пленок Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> такой же толщины (7 T по данным из работы [74]). Таким образом, исользование пленок магнетита, полученных методом ЛЭД может быть перспективно для создания компактных магнитооптических устройств. Эксперименты, описанные далее, были выполнены при значении магнитного поля, соответствующем насыщению намагниченности.

## 3.4 Параметры плазмонных и квазиволноводных возбуждений в пленках магнетита

Данные об оптических свойствах материала позволяют вычислить параметры собственных мод в дифракционных структурах на его основе и, таким образом, оптимизировать геометрию для наиболее эффективного использования тех или иных возбуждений.

Как было отмечено в разделе 1.2.2 волноводные моды в планарном волноводе могут существовать только при толщине больше критической (уравнение 1.36). Спектральная зависимость критической толщины волноводна из магнетита для  $TM_0$  моды представлена на рисунке 3.8. Обкладками волновода служат воздух (n = 1) и кварцевое стекло (n = 1.5). Из графика следует, что для возбуждения волноводных мод в диапазоне длин волн до 1000 нм, толщина слоя должна быть не менее 120 нм. При этом при толщине менее ~ 50 нм свет с длиной волны больше 600 нм не может распространяться в волноводе.

Таким образом, в структуре, представляющей собой металлическую решетку на пленке магнетита толщиной менее 50 нм, возможно возбуждение только плазмонных резонансов. Дисперсионная зависимость поверхностного плазмон-поляритона определяется диэлектрическими проницаемостями материалов, и, в случае диэлектрика состоящего из нескольких слоев, зависит от глубины проникновения электромагнитного поля ППП в отдельные слои. На рисунке 3.9 представлена зависимость глубины проникнове-



Рисунок 3.8 — Критическая толщина планарного волновода из магнетита на кварце



ния ППП на границе раздела золото/магнетит, рассчитанная из уравнения 1.28. Видно,

Рисунок 3.9 — Глубина проникновения электрического поля ППП в магнетит

что глубина проникновения для рассматриваемого диапазона длин волн больше 50 нм. Отсюда следует применимость используемого в дальнейшем упрощенного подхода, который заключается в том, что для пленок толщиной менее 50 нм ППП распространяется на границе раздела золото/подложка. Достоверность такого подхода подтверждается согласием теоретического моделирования и экспериментальных результатов. В случае более толстых пленок – толщиной ~200 нм и больше, ППП распространяется на границе раздела золото/магнетит, не проникая в подложку. В соответствии с этими оценками и были выбраны толщины пленок для изучения поперечного эффекта Керра в дифракционных структурах на основе магнетита – 50 нм для исследования влияния отдельно плазмонного возбуждения, и 220 нм для исследования влияния квазиволноводных резонансов. Период металлической решетки был подобран таким образом, чтобы в случае тонкой пленки в исследуемом диапазоне происходило возбуждение ППР на границе золото/кварц, а в случае толстой – возбуждение квазиволноводного резонанса.

# Глава 4. Особенности поперечного эффекта Керра в дифракционных структурах на основе магнетита

# 4.1 Влияние поверхностного плазмонного резонанса на поперечный эффект Керра

Влияние поверхностного плазмонного резонанса на поперечный эффект Керра исследовалось в структуре, изображенной на рисунке 4.1. Периодический массив золо-



Рисунок 4.1 — Дифракционаая структура для исследования влияния поверхностного плазмонного резонанса на поперечный эффект Керра

тых полосок обеспечивал возбуждение ППР, в то время как толщина слоя магнетита не позволяла поддерживать квазиволноводные моды. В разделе 3.2 было показано, что в тонких пленках магнетита величина эффекта Керра на отражение достигает значений на порядок больше, чем на пропускание, и сопоставима со значениями для ферромагнитных металлов. В связи с этим были проведены измерения оптического отклика структур в геометриях на отражение и на пропускание.

## 4.1.1 Отражение

На рисунке 4.2 представлены спектрально-угловые зависимости отражения, измеренные экспериментально и рассчитанные теоретически. На изображениях наблюдаются оптические особенности в виде минимумов и максимумов, спектральное положение которых смещается при изменении угла падения света и симметрично относительно нуля. При этом минимум, наблюдаемый при нормальном падении на длине волны ~ 900 нм, разщепляется на две ветви, которые смещаются в противоположные по длине волны стороны, при увеличении угла падения света.

На рисунке также отмечены дисперсионные кривые ППП, возбуждаемых на границах раздела золото/воздух и золото/кварц, рассчитанные из уравнения 1.31. Верхняя



Рисунок 4.2 — Спектрально-угловые зависимости отражения структуры S1: (a) – эксперимент, (б) – моделирование

и нижняя ветви дисперсионной кривой ППП золото/подложка соответствуют плазмонным модам, распространяющимся в противоположных направлениях. Видно, что их положение хорошо совпадает с положением минимумов и максимумов на спектральноугловых зависимостях отражения.

Распределение у-компоненты электрического поля при нормальном падении света и длинах волн 625 и 910 нм, представленное на рисунке 4.3, показывает, что электрическое поле локализовано на границах раздела золото/воздух и золото/подложка, соответственно. В случае ППП локализованного у нижней поверхности металла, его



Рисунок 4.3 — Распределение у-компоненты электрического поля ( $\theta = 0^{\circ}$ )

электрическое поле проходит через тонкий слой магнетита и проникает глубоко в подложку, что объясняет согласие наблюдаемых оптических особенностей с дисперсионной кривой ППП золото/кварц. При этом, так как толщина золота больше глубины проникновения электрического поля ППП в металл, заряды, индуцированные на одной стороне металла, практически полностью экранируются на другой стороне. Таким образом, не происходит взаимодействия и расщепления плазмонных мод при их спектральном пересечении (в области ~ 750 нм, ~ 12°).

Спектрально-угловые зависимости эффекта Керра на отражение в случае представленной на рисунке 4.1 структуры демонстрируют более сложную картину распределения минимумов и максимумов, чем в случае пленок без массива металлических полосок (рисунок 4.4). В отличие от неструктурированной пленки, для которой параметр



Рисунок 4.4 — Спектрально-угловые зависимости поперечного эффекта Керра на отражение для структуры S1: (а) – эксперимент, (б) – моделирование

 $\delta$  в диапазоне длин волн 650-1000 нм всюду положителен/отрицателен и изменяет знак только при зеркальном изменении угла падения света, для структуры изменение знака  $\delta$  наблюдается при длинах волн и углах, приблизительно соответствующих дисперсионным кривым ППП. Кроме того, спектрально-угловые зависимости эффекта Керра демонстрирует ряд максимумов (по амплитуде) вблизи соответствующих плазмонных резонансов. Наиболее сильное изменение величины эффекта Керра наблюдается вблизи плазмонного резонанса золото/подложка, однако ППР золото/воздух также проявляется в сигнале эффекта Керра. Это связано с наличием воздушных промежутков в металлической решетке, из-за которых поле не полностью экранируется металлом и частично проникает в подложку между полосками. Стоит отметить, что этот краевой эффект не проявляется в спектрах отражения, однако отчетливо наблюдается в спектрах эффекта Керра.

Амплитуда параметра  $\delta$  структуры при измерениях на отражение по величине превышает значения для исходной пленки в диапазоне углов до ~ 3°. При увеличении угла падения амплитуда  $\delta$  для структуры оказывается меньше, чем в случае пленки (рисунок 4.5). Таким образом, формирование на поверхности магнетита структуры, обеспечивающей возбуждение поверхностного плазмонного резонанса не приводит к значительному усилению поперечного эффекта Керра на отражение в широком диапазоне



Рисунок 4.5 — Спектры параметра  $\delta$  на отражение для пленки магнетита и структуры S1 (угол падения света  $\theta = 3^{\circ}$ )

углов падения света, при этом структурирование позволяет выделить спектральный и угловой диапазон, в котором  $\delta$  будет достигать значительной величины.

## 4.1.2 Пропускание

Результаты, аналогичные отражению, наблюдаются в спектрах пропускания и поперечного эффекта Керра на пропускание. Оптические особенности в спектрах наблюдаются при тех же длинах волн и углах падения света с той разницей, что в области максимума в спектре присутствует минимум и наоборот (рисунок 4.6).



Рисунок 4.6 — Спектрально-угловые зависимости пропускания структуры S1: (a) – эксперимент, (б) – моделирование

Спектрально-угловые зависимости эффекта Керра на пропускание (рисунок 4.7) также качественно повторяют результаты на отражение, однако количественное различие более существенно. Максимум  $\delta$  достигает значение в 6 раз больше, чем в слу-



Рисунок 4.7 — Спектрально-угловые зависимости поперечного эффекта Керра на пропускание для структуры S1: (а) – эксперимент, (б) – моделирование

чае отражения. Сравнение с результатми измерений эффекта Керра для пленки на пропускание, показывает, что создание плазмонной решетки на поверхности позволяет получить увеличения амплитуды δ более чем на порядок. Количественное различие экспериментальных и теоретических результатов связано с тем, что для сокращения времени расчетов моделировалась структура без учета подслоя титана. Известно, что наличие дополнительного поглощающего слоя металла приводит к подавлению плазмонного резонанса, уменьшению амплитуды и спектральному уширению оптического отклика, что негативно влияет на усиление эффекта Керра. Таким образом, оптимизация технологических методов и использование более подходящих материалов позволит повысить эффективность рассматриваемой структуры.

Усиление эффекта Керра связано со смещением частоты плазмонного резонанса при изменении намагниченности (см. раздел 1.3.1). В результате в области резонанса наблюдаются два пика δ противоположных знаков. При этом спектральная зависимость δ хорошо соответствует производной коэффициента пропускания  $dT/d\lambda$  (рисунок 4.8).

Спектральное положение максимумов δ следует угловой зависимости плазмонного резонанса. Это хорошо прослеживается на нижней ветви дисперсионной кривой ППП золото/подложка – широкий максимум δ с центром около 900 нм при θ ≈ 0° смещается к меньшим длинам волн при увеличении угла вдоль дисперсионной кривой ППП.

В случае магнитных диэлектриков плазмонный резонанс характеризуется узким пиком в оптических спектрах, благодаря чему, при увеличении угла наблюдаются два противоположных по знаку максимума  $\delta$ , смещающиеся в разные стороны по длине волны [37]. Отличие в знаке этих двух резонансов обусловлено тем, что они связаны с



Рисунок 4.8 — Спектры параметра  $\delta$  и производной пропускания (моделирование): (a) -  $\theta = 8^{\circ}$ , (б) -  $\theta = 12^{\circ}$ 

плазмонными модами, распространяющимися в противоположных направлениях. Наличие поглощения в магнитном материале приводит к тому, что плазмонный резонанс уширяется и резонансы эффекта Керра перекрываются. В результате, в области малых углов (до ~ 5°) не происходит расщепления резонанса и максимум  $\delta$  наблюдается при постоянной длине волны – 905 нм. Кроме того, поглощение влияет на ширину резонанса эффекта Керра. В случае магнитных диэлектриков ширина резонанса составляет единицы нм. В исследуемой структуре ширина пика  $\delta$  на половине высоты в области максимального значения составляет ~ 72 нм (рисунок 4.9).



Рисунок 4.9 — Спектр параметра  $\delta$  структуры S1 на пропускание ( $\theta = 5^{\circ}$ )

Таким образом, формирование на поверхности пленки магнетита с толщиной 50 нм одномерно-периодического массива золотых полосок, обеспечивающего возбуждение поверхностного плазмонного резонанса приводит к значительному усилению поперечного эффекта Керра в геометрии на пропускание. Аналогично случаю на отражение, структурирование приводит к ограничению спектрального диапазона максимального значения  $\delta$ , который, однако, шире чем в случае использования пленок магнитных диэлектриков.

# 4.2 Влияние толщины слоя магнетита и ширины золотых полосок на поперечный эффект Керра

Для исследования влияния толщины магнитной пленки на возможность усиления поперечного эффекта Керра были изготовлены структуры с толщиной слоя магнетита 220 нм (рисунок 4.10). В такой структуре кроме плазмонных резонансов, рассмотренных



Рисунок 4.10 — Дифракционная структура для исследования влияния квазиволноводного резонанса на поперечный эффект Керра

в предыдущем разделе, могут наблюдаться и квазиволноводные резонансы. Спектральное положение оптических особенностей, наблюдаемых в спектрах, определяется взаимодействием квазиволноводного резонанса с дифракционной аномалией Рэлея-Вуда, а наличие поглощения в магнетите и в золоте приводит к уширению полосы резонанса. Это приводит к смещению дисперсионных кривых резонансов от их невозмущенного положения представленного на рисунке 4.11.



Рисунок 4.11 — Дисперсионные кривые оптических мод в структуре S2

Из-за большой величины диэлектрической проницаемости магнетита ППР золото/магнетит попадает в область ближнего ИК диапазона и не проявляется в измеренных спектрах пропускания и эффекта Керра.

На рисунке 4.12 представлены измеренные спектрально-угловые зависимости пропускания и поперечного эффекта Керра структуры S2. В коротковолновой части спек-



Рисунок 4.12 — Спектрально-угловые зависимости, измеренные для структуры S2: (a) – пропускание, (б) – поперечный эффект Керра

тра присутствует особенность, связанная с ППР золото/воздух. В области больших длин волн (800-1000 нм) наблюдается минимум, который можно отнести к возбуждению квазиволноводного резонанса. Наибольшая величина эффекта Керра наблюдается близи этого резонанса. Два максимума δ с одинаковой амплитудой и противоположными значениями достигаются при 7° и 11° (рисунок 4.13). Хотя максимум δ (5.3·10<sup>-3</sup>)



Рисунок 4.13 — Спектры параметра <br/>  $\delta$ для структуры S2 при углах падения: (a) <br/>– $\theta=7^\circ,$  (б) –  $\theta=11^\circ$ 

меньше, чем в случае структуры S1, ширина пиков в случае квазиволноводных резонансов меньше, и составляет 48 и 37 нм, соответственно. При увеличении ширины металлических полосок возбуждение квазиволноводных резонансов затруднено из-за сильного поглощения в металле. Так как глубина проникновения электрического поля в золото в диапазоне длин волн от 600 до 1000 нм не превышает 30 нм, пропускание света определяется только уменьшенным зазором между полосками. В таких структурах оптические особенности смещаются от спектрального положения, характерного для квазиволноводных резонансов, к положению плазмонных резонансов [55]. Поверхностный плазмонный резонанс золото/магнетит возбуждается при меньших энергиях падающего света по сравнению с квазиволноводным. В результате в оптических спектрах в измеренном диапазоне проявляется только ППР золото/воздух. Выше положения аномалии Рэлея-Вуда подложки наблюдается только широкий минимум отражения (рисунок 4.14 (a)).



Рисунок 4.14 — Спектрально-угловые зависимости, измеренные для структуры S3: (a) –пропускание, (б) – поперечный эффект Керра (б)

В спектрально-угловых зависимостях эффекта Керра (рисунок 4.14 (б)) наблюдается несколько максимумов и минимумов, спектральное положение которых слабо зависит от угла падения. Угловая зависимость нулевого значения  $\delta$  наблюдается только вдоль верхней ветви квазиволноводного резонанса. Максимум  $\delta$  достигается при наибольших измеренных углах падения и составляет  $6.1 \cdot 10^{-3}$  на длине волны 870 нм.

Таким образом, возбуждение квазиволноводных резонансов в магнитных дифракционных структурах позволяет получить усиление поперечного эффекта Керра с более узкими пиками, по сравнению со структурами, поддерживающими плазмонные резонансы. Однако, для эффективного возбуждения таких резонансов расстояние между металлическими полосками должно быть достаточно большим. В противном случае квазиволноводные резонансы переходят в плазмонные, спектральное положение которых из-за высокого значения показателя преломления магнетита смещенно в область низких энергий (больших длин волн). В результате усиление эффекта Керра приобретает нерезонасных характер, что проявляется в монотонном увеличении амплитуды параметра δ при увеличении угла падения света.

# 4.3 Поперечный эффект Керра в структуре с массивом золотых полосок под пленкой магнетита

В предыдущих разделах было показано, что формирование периодического массива золотых полосок на поверхности пленки магнетита позволяет возбуждать в структуре плазмонные и квазиволноводные резонансы, приводящие к усилению поперечного эффекта Керра. При этом в спектрах пропускания и отражения наиболее сильно проявляются резонансы, связанные с возбуждением ППР золото/воздух, которые на эффект Керра оказывают слабое влияние. Для уменьшения влияния этого резонансного возбуждения на оптический отклик была исследована структура с массивом золотых полосок под пленкой магнетита (рисунок 4.15).



Рисунок 4.15 — (a) – схема структуры с массивом золотых полосок под магнитной пленкой, (б) – РЭМ изображение структуры S4

Поверхностный плазмонный резонанс золото/воздух в структуре с периодом 600 нм возбуждается в диапазоне длин волн до 800 нм при углах падения до 18° (рисунок 4.2), а глубина проникновения электрического поля ППП в магнетит не превышает 120 нм (рисунок 3.9). Таким образом, слоя магнетита толщиной ~ 100 нм достаточно для эффективного подавления этого поверхностного плазмонного резонанса. В тоже время плазмон золото/кварц может возбуждаться более эффективно, по сравнению со структурой с массивом полосок на поверхности пленки магнетита.

На рисунке 4.16 представлены дисперсионные кривые ППП золото/кварц и волноводной моды для слоя магнетита толщиной 100 нм на кварцевой подложке. Близкое спектральное положение мод может приводить к образованию гибридной плазмонволноводной моды. Хотя в реальной структуре наличие металлической решетки на поверхности кварцевой подложки приводит к модуляции верхней поверхности слоя магнетита, дисперсионные кривые, рассчитанные в приближении плоской пленки, демонстрируют хорошее согласие с наблюдаемыми в эксперименте спектральными особенностями. В спектрально-угловых зависимостях пропускания эти особенности проявляются в виде резонансов с характерной ассиметричной формой Фано (рисунок 4.17 (a)).


Рисунок 4.16 — Дисперсионные кривые оптических мод в структуре S4



Рисунок 4.17 — Спектрально-угловые зависимости, измеренные для структуры S4: (a) – пропускание, (б) – поперечный эффект Керра (б)

Моделирование распределения интенсивности электрического поля в области этого резонанса показывает, что поле локализовано в основном внутри слоя магнетита (рисунок 4.18). То есть, это возбуждение носит характер квазиволноводного резонанса.

Плазмонный резонанс золото/воздух также может наблюдаться в спектрах, однако его интенсивность значительно ослаблена по сравнению со случаем структуры с массивом полосок на поверхности пленки магнетита.

В спектрально-угловых зависимостях эффекта Керра (рисунок 4.17 (б)) наибольшее значение параметра  $\delta$  достигается вдоль квазиволноводного резонанса в диапазоне 800-900 нм. Амплитуда  $\delta$  сопоставима со структурами с массивом полосок на поверхности пленки магнетита, то есть такой дизайн не ухудшает величины эффекта Керра. В области верхней ветви резонанса наблюдается ряд более узких максимумов с противоположными знаками  $\delta$ .

Ниже 800 нм присутствуют два локальных максимума δ, соответствующих положению аномалий Рэлея-Вуда подложки. Особенностью этих максимумов является то,



Рисунок 4.18 — Распределение интесивности электрического поля в резонансе для структуры S4 ( $\lambda = 909$  нм,  $\theta = 9^{\circ}$ )

что они не демонстрируют изменеия знака δ, подобно плазмонным и квазиволноводным резонансам. Усиление эффекта Керра без изменения знака вдоль аномалий P-B можно также наблюдать в ранее рассмотренных структурах. Наиболее отчетливо это заметно вдоль нижней ветви аномалии P-B подложки структуры S1 (диапазон 650-850 нм рисунка 4.7) и верхней ветви аномалии P-B подложки структуры S2 (диапазон 900-975 нм рисунка 4.12).

Поверхностный плазмонный резонанс золото/воздух проявляется в спектральноугловых зависимостях эффекта Керра крайне слабо в виде уменьшения амлитуды  $\delta$ вдоль соотетствующей дисперсионной кривой. Наибольшее влияние этого ППР проявляется в области пересечения его с квазиволноводным резонансом (~ 17°) в виде искажения кривой нулевого значения  $\delta$ .

Таким образом, формирование дифракционной структуры с одномернопериодическим массивом золотых полосок под пленкой магнетита может служить эффективным способом для подавления плазмонных резонансов, которые не влияют на магнитооптические эффекты, при этом уменьшая усиления поперечного эффекта Керра, вызванное возбуждением квазиволноводных резонансов.

# 4.4 Анализ усиления поперечного эффекта Керра в дифракционных структурах на основе магнетита

Исследование угловых зависимостей спектров параметра  $\delta$  для различных типов дифракционных структур показывает, что формирование периодического массива золотых полосок на поверхности или под магнитной пленкой позволяет получать резонансное усиление поперечного эффекта Керра, которое наблюдается вблизи спектрального положения соответствующих оптических особенностей. Это подтверждается





Рисунок 4.19 — Зависимость максимума б от угла падения света

максимум δ, связанный со сдвигом резонансных особенностей, сначала быстро достигает наибольшего значения, после чего убывает. Это отличает его от нерезонансного случая неструктурированной пленки (рисунок 3.5 (б)) и структуры S3, для которых максимум δ монотонно растет при увеличении угла.

Наибольшей величины усиление эффекта Керра, то есть отношение значения параметра δ в максимуме для структуры к значению δ для пленки магнетита при тех же значениях длины волны и угла, наблюдается для структуры, обеспечивающей возбуждение плазмонного резонанса – S1. Угловая зависимость усиления для всех рассмотренных структур представлена на рисунке 4.20. В отличие от угловой зависимости



Рисунок 4.20 — Угловая зависимость усиления эффекта Керра дифракционных магнитооптических структур

максимума параметра  $\delta$ , представленной на рисунке 4.19, величина усиления падает

при увеличении угла. Это связано с тем, что амплитуда параметра δ для пленки магнетита растет с увеличением угла. В результате наибольшее усиление наблюдается при углах падения близких к нормали и достигает величины 160 раз для случая структуры S1. Однако такая величина связана не с болшим значением δ структуры, а с крайне малой величиной для пленки.

Другой рзультат получается в случае рассмотрения структуры S1 в геометрии на отражение. Здесь усиление наблюдается только для углов падения приблизительно до 3° (рисунок 4.21). При больших углах отношение значения параметра  $\delta$  в максимуме



Рисунок 4.21 — Угловая зависимость усиления эффекта Керра для структуры S1 на отражение

для структуры к значению δ для пленки магнетита меньше единицы, то есть величина эффекта Керра для пленки больше чем для структуры. Однако, как было показано в разделе 4.1.1, структурирование позволяет выделить спектральный и угловой диапазон в котором достигается наибольшее значение δ.

## Глава 5. Оценка эффективности структур для применения поперечного эффекта Керра

## 5.1 Показатель эффективности для поперечного эффекта Керра

Несмотря на большое количество работ, посвященных исследованию усиления поперечного эффекта Керра (см. раздел 1.1.4), в большинстве из них основное внимание уделяется только величине  $\delta$  – относительному изменению пропускания/отражения света при изменении намагниченности. Однако такой подход может быть недостаточным для практического применения эффекта Керра в оптических устройствах, так как не учитывает коэффициент отражения/пропускания света в структуре. В дальнейшем, если не оговорено отдельно, будем рассматривать структуру, функционирующую на пропускание.

Недостаток акцентирования внимания только на относительном изменении коэффициента пропускания можно понять, если рассмотреть определение параметра  $\delta$ (уравнение 2.8). Так, легко можно увидеть, что если при одном из направлений намагниченности пропускание будет равно нулю, то  $\delta$  достигает максимального значения равного 2. Однако, при противоположной намагниченности пропускание может быть любой величины и, например, не превышать доли %.

Однако, для практических применений желательно иметь как большое изменение, так и достаточную интенсивность принимаемого детектором света. Например, в работе [101] теоретически предложена структура, в которой значение  $\delta$  достигает значения близкого к максимально возможному, в соответствии с их определением – ±1. При этом такие значения достигаются в области спектра, где отражение составляет ~  $10^{-4}$ . Таким образом большая часть падающего света бесполезно теряется на поглощение. В работе [59] было отмечено, что благодаря возбуждению в структуре локализованного плазмонного резонанса усиление эффекта Керра достигается одновременно с высоким значением пропускания. Однако было сделано лишь качественное замечание об улучшении по сравнению с ранее исследованными структурами, без попытки ввести количественную оценку указанных особенностей.

Для количественной оценки эффективности какого-либо устройства или метода применяется показатель эффективности (Figure of merit, FOM), который позволяет получить интегральную оценку с учетом нескольких параметров, и, таким образом, подобрать оптимальную конфигурацию системы или сравнивать между собой однотипные устройства. Показатель эффективности можно определить разными способами в зависимости от рассматриваемого явления. Одним из подходов может служить определение в виде произведения функций от интересующих параметров:

$$F(I,\Delta I,\lambda,\cdots) = f_1(I) \cdot f_2(\Delta I)\cdots$$
(5.1)

Например, в случае оптических сигналов, параметрами могут служить интенсивность света, величина изменения интенсивности, спектральный диапазон, ширина максимума сигнала и т.д. Выбор функций *f* определяет вкладом каждого параметра в результирующую эффективность. В результате максимумы *F* показывают наиболее эффективные области с точки зрения всех рассматриваемых параметров.

В случае магнитооптических эффектов наиболее важными параметрами являются величина эффекта и коэффициент пропускания. Для эффекта Фарадея показатель эффективности наиболее часто определяется как отношение угла поворота на коэффициет поглощения. Для полярного эффекта Керра показатель эффективности был предложен в виде:

$$FOM = S_k \cdot R \tag{5.2}$$

где  $S_k = \sqrt{\theta_k^2 + \psi_k^2}$  – сигнал Керра, а R – коэффициент отражения [28]. Легко понять, что оба подхода – деление на поглощение и умножение на отражение дают качественно похожую картину – в спектральном диапазоне, где уровень сигнала слабее – эффективность меньше. Однако с практической точки зрения более важна интенсивность света, попавшего на детектор, а не только поглощенного в структуре.

В случае поперечного эффекта Керра показатель эффективности был предложен в работе [102]. Вывод производился по аналогии с показателем эффективности полярного эффекта Керра, отличным от уравнения 5.2, а именно  $F_p = \Theta_K \sqrt{R}$ . На основе расчетов коэффициентов Френеля было получено выражение в виде  $F_T = \Delta R/4\sqrt{R}$ , учитывающее только магнитный вклад в магнитооптический эффект. Угловая зависимость полученной величины совпадала с зависимостью параметра  $\delta$  и отличалась только количественно.

Для количественной оценки эффективности структур, разрабатываемых для использования поперечного магнитооптического эффекта Керра с учетом коэффициента пропускания/отражения по аналогии с уравнением 5.2 предлагается следующее определение показателя эффективности:

$$FOM = S_k \cdot I_0 \tag{5.3}$$

где  $S_k = |I(+M) - I(-M)|$  – сигнал Керра, а  $I_0 = (I(+M) + I(-M))/2$  – коэффициент пропускания/отражения. Сигнал Керра выбран в виде модуля разности пропускания/отражения при противоположных направлениях намагниченности так как отрицательный/положительный знак б определяется только выбором положительного направления оси намагниченности.

Достоинства такого определения показателя эффективности можно продемонстрировать на примерах измерений структур описанных в предыдущих разделах.

### 5.2 Примеры применения показателя эффективности

На рисунке 5.1 представлены спектрально-угловые зависимости пропускания, модуля параметра δ, и показателя эффективности, рассчитанного в соответствии с выражением 5.3, для структуры S2. На изображении спектрально-угловой зависимости |δ|



Рисунок 5.1 — Спектрально-угловые зависимости, полученные для структуры S2: (a) – пропускание, (б) – модуль параметра  $\delta$ , (в) – FOM

присутствуют два максимума одинаковой амплитуды – в области 800 и 850 нм (рисунок 5.1 (б)). Однако, для пропускания в области 850 нм наблюдается минимум (рисунок 5.1 (а)). В результате, с точки зрения интенсивности прошедшего через структуру света спектральный диапазон 800 нм более предпочтителен. Это хорошо проявляется на рисунке 5.1 (в), в котором наибольшее значение FOM достигается в области максимума  $|\delta|$  800 нм.

Другим примером могут служить результаты измерений структуры S3 (рисунок 5.2). В разделе 4.2 было указано, что наибольшее значение параметра  $\delta$  достигается при самых больших измеренных углах падения света в области 870 нм. При этом пропускание в этом диапазоне не превышает 5%. В результате наибольшее значение FOM достигается в области более слабых максимумов  $\delta$  (рисунок 5.2 (б)-(в)). Кроме того, хотя максимум  $\delta$  структуры S3 (6.1 · 10<sup>-3</sup>) больше чем для структуры S2 (5.3 · 10<sup>-3</sup>) из-за более слабого пропускания значение FOM оказывается в 4 раза меньше.

В случае структуры S4 положения максимумов на спектрально-угловой зависимости FOM практически совпадают с положениями максимумов  $\delta$  (рисунок 5.3 (б)-(в)). Однако, хотя максимум  $\delta$  почти равен максимуму для структуры S2, FOM достигает в



Рисунок 5.2 — Спектрально-угловые зависимости, полученные для структуры S3: (a) – пропускание, (б) – модуль параметра  $\delta$ , (в) – FOM



Рисунок 5.3 — Спектрально-угловые зависимости, полученные для структуры S4: (a) – пропускание, (б) – модуль параметра  $\delta$ , (в) – FOM

два раза большей величины.

Аналогично сравнению различных магнитооптических структур можно сравнить эффективность одной структуры в режиме на отражение и пропускание. На рисунке 5.4 представлены результаты для структуры S1. Видно, что хотя максимум  $\delta$  в режиме на пропускание в 6 раз больше, чем на отражение, FOM дает значение в 1.5 раза меньше. Причем в случае отражения положение максимума FOM повторяет положение максимума  $\delta$ , а в случае пропускания максимум FOM занимает более узкий угловой и спектральный диапазон по сравнению с  $\delta$ .

Последним рассмотренным примером применения показателя эффективности в предложенном виде явлется сравнение двух структур, изображенных на рисунке 5.5 (a) и (б). Структуры были подобраны таким образом, чтобы максимальное значение  $\delta$ для обеих структур были одинаковыми. В результате моделирования спектров отражения/пропускания при противоположных направлениях намагниченности наибольшее значение  $\delta$  составило  $9 \cdot 10^{-3}$  на пропускание для структуры изображенной на рисунке 5.5 (a) и на отражение для структуры (б). Однако, как можно видеть на рисунке 5.5 (в), пропускание структуры (а) во всем представленном диапазоне длин волн и углов не превышало значения 0.024, тогда как отражение структуры (б) было не меньше



Рисунок 5.4 — Спектрально-угловые зависимости, полученные для структуры S1 на отражение (верхний ряд) и на пропускание (нижний ряд): (a) – отражение, (г) – пропускание: (б), (д) – модуль параметра δ; (в), (е) – FOM

0.3 (рисунок 5.5 (г)). При этом хотя максимум  $\delta$  структуры (а) попадает в область относительно большого пропускания, а структуры (б) в область относительно слабого отражения величина, FOM для структуры (а) на 3 порядка меньше, чем для структуры (б) (рисунок 5.5 (ж), (з)).

Таким образом, представленные примеры показывают, что для наиболее эффективного практического применения магнитооптических структур на основе поперечного эффекта Керра может быть недостаточно знания только относительного изменения пропускания/отражения света (параметра  $\delta$ ). Показатель эффективности в виде выражения 5.3 позволяет оценивать эффективность магнитооптических структур с учетом интесивности света отраженного или прошедшего через структуру.



Рисунок 5.5 — (a), (б) – схемы структур для моделирования поперечного эффекта Керра. Спектрально-угловые зависимости пропускания (в), отражения (г); модуля параметра δ (д), (е) и FOM (ж), (з)

### Заключение

В результате исследования особенностей усиления поперечного магнитооптического эффекта Керра, обусловленного резонансными оптическими возбуждениями в дифракционных структурах на основе магнетита были получены следующие результаты:

- Экспериментально исследованы оптические и магнитооптические свойства пленок магнетита, осажденных методом лазерного электродиспергирования. Определены спектральные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости и вектора гирации в видимом диапазоне длин волн. Измеренная величина магнитного поля насыщения (100 мТ) приблизительно в два раза меньше, чем в случае пленок магнитных диэлектриков и в несколько раз меньше эпитаксиальных пленок Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> такой же толщины, как следует из литературных данных.
- 2. Исследованы спектрально-угловые зависимости поперечного магнитооптического эффекта Керра в субмикронных пленках магнетита в геометриях на отражение и пропускание. Наибольшей величины относительное изменение интенсивности света достигает на длине волны 800 нм. При увеличении угла падения света амплитуда эффекта Керра монотонно растет и в случае отражения достигает значений на порядок больше, чем в случае пропускания.
- 3. Изготовлены дифракционные структуры с периодическими массивами золотых полосок на поверхности пленок магнетита с различной толщиной магнитного слоя и шириной полосок. Показано, что в случае пленок толщиной 50 нм определяющую роль в спектральных зависимостях эффекта Керра играет возбуждение поверхностного плазмонного резонанса на границе раздела золото/подложка, а в случае пленок толщиной 220 нм возбуждение квазиволноводных резонансов в структуре. В дифракционных структурах достигнуто усиление поперечного эффекта Керра по сравнению с пленками без массива полосок до 2.5 раз в геометрии на отражение и до 160 раз в геометрии на пропускание.
- 4. Проведены измерения спектрально-угловых зависимостей пропускания и поперечного магнитооптического эффекта Керра в структуре с периодическим массивом золотых полосок, расположенных под магнитной пленкой. Показано, что в такой структуре поверхностный плазмонный резонанс на границе раздела золото/воздух эффективно подавляется, при этом усиление эффекта Керра, связанное с возбуждение квазиволноводных резонансов не ухудшается.
- 5. Предложено выражение для оценки эффективности структур, функционирующих на основе поперечного магнитооптического эффекта Керра, учитывающая как величину изменения коэффициента пропускания (отражения) при изме-

нении намагниченности, так и среднюю величину коэффициента пропускания (отражения) структуры.

Таким образом, в диссертационной работе экспериментально исследованы оптические и магнитооптические свойства дифракционных структур на основе магнетита, определены эффекты, ответственные за резонансное усиление поперечного магнитооптического эффекта Керра в зависимости от геометрических параметров и взаимного расположения магнитного слоя и массива полосок. Исследованные структуры представляются перспективнми для разработки новых типов магнитооптических устройств. Предложенный способ оценки эффективности структур, функционирующих на основе поперечного эффекта Керра может быть полезным для разработки магнитооптических устройств, основанных на данном эффекте.

### Список публикаций по теме диссертации

- A1 Transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite covered by array of gold nanowires / S.A. Dyakov, F. Spitzer, I. Akimov, D.A. Yavsin, S.I. Pavlov, S.Y. Verbin, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.B. Pevtsov, M. Bayer //Semiconductors.— 2018.— Vol. 52, no. 14.— Pp 1857-1860.
- A2 Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals / S.A. Dyakov, I.M. Fradkin, N.A. Gippius, L. Klompmaker, F. Spitzer, E. Yalcin, I.A. Akimov, M. Bayer, D.A. Yavsin, S.I. Pavlov, A.B. Pevtsov, S.Y. Verbin, S.G. Tikhodeev // Phys. Rev. B.— 2019.— Vol. 100, no. 21.— P.214411.
- A3 Transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic waveguide structures based on Fe3O4 / S.I. Pavlov, A.B. Pevtsov, S.A. Dyakov, D.A. Yavsin, F. Spitzer, I. Akimov, S.Y. Verbin, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.V. Nashchekin, M. Bayer //J. Phys.: Conf. Ser.—2019.— Vol. 1400, no. 6.— P.066014
- A4 Efficiency evaluation of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic structures / S.I. Pavlov, A.B. Pevtsov, S.A. Dyakov, D.A. Yavsin, A.V. Nashchekin //J. Phys.: Conf. Ser.-2019.- Vol. 1400, no. 6.-P.066013
- A5 Wide band enhancement of transverse magneto-optic Kerr effect in magnetite / S.A. Dyakov, F. Spitzer, I. Akimov, D.A. Yavsin, S.I. Pavlov, S.Y. Verbin, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.B. Pevtsov, M. Bayer //J. Phys.: Conf. Ser.—2019.— Vol. 1461, no. 1.— P.012033

#### Список литературы

- 1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т IV. Квантовая электродинамика. 3-е изд. — Москва: Наука, 1989. — 728 с.
- Kahn F.J., Pershan P.S., Remeika J.P. Ultraviolet Magneto-Optical Properties of Single-Crystal Orthoferrites, Garnets, and Other Ferric Oxide Compounds // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 186. - Pp. 891-918.
- Болотин Г.А., Соколов А.В. Оптические свойства гироэлектрической среды. III. Задача отражения для гироэлектрической среды // Физика Металлов и Металловедение. — 1961. — Т. 12, № 6. — С. 785–791.
- Krinchik G.S., Artem'ev V.A. Magneto-optical Properties of Ni, Co, and Fe in the Ultraviolet Visible, and Infrared Parts of the Spectrum // JETP. - 1968. - Vol. 26, no. 6. - P. 1080.
- Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers / M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe // Journal of Applied Physics. - 1998. - Vol. 83, no. 11. - Pp. 6768-6770.
- Steel M.J., Levy M., Osgood R.M. Photonic Bandgaps with Defects and the Enhancement of Faraday Rotation // J. Lightwave Technol. 2000. Vol. 18, no. 9. P. 1297.
- Kahl S., Grishin A. M. Magneto-optical rotation of a one-dimensional all-garnet photonic crystal in transmission and reflection // Phys. Rev. B. - 2005. - Vol. 71. -P. 205110.
- Zvezdin A.K., Belotelov V.I. Magnetooptical properties of two dimensional photonic crystals // Eur. Phys. J. B. - 2004. - Vol. 37. - Pp. 479-487.
- 9. Jalali A.A., Friberg A.T. Faraday rotation in a two-dimensional photonic crystal with a magneto-optic defect // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, no. 10. Pp. 1213-1215.
- Giant enhancement of Faraday rotation due to electromagnetically induced transparency in all-dielectric magneto-optical metasurfaces / A. Christofi, Y. Kawaguchi, A. Alù, A.B. Khanikaev // Opt. Lett. 2018. Vol. 43, no. 8. Pp. 1838-1841.
- Magneto-Optical Metamaterials: Nonreciprocal Transmission and Faraday Effect Enhancement / B. Fan, M.E. Nasir, L.H. Nicholls et al. // Advanced Optical Materials. 2019. Vol. 7, no. 14. P. 1801420.

- Enhancement of optical and magneto-optical effects in three-dimensional opal/Fe3O4 magnetic photonic crystals / V.V. Pavlov, P A. Usachev, R.V. Pisarev et al. // Applied Physics Letters. — 2008. — Vol. 93, no. 7. — P. 072502.
- Modified Faraday rotation in a three-dimensional magnetophotonic opal crystal consisting of maghemite/silica composite spheres / S. Murai, S. Yao, T. Nakamura et al. // Applied Physics Letters. - 2012. - Vol. 101, no. 15. - P. 151121.
- 3D magneto-photonic crystal made with cobalt ferrite nanoparticles silica composite structured as inverse opal / R. Kekesi, F. Royer, D. Jamon et al. // Opt. Mater. Express. — 2013. — Vol. 3, no. 7. — Pp. 935–947.
- Egashira K., Yamada T. Kerr-effect enhancement and improvement of readout characteristics in MnBi film memory // Journal of Applied Physics. - 1974. - Vol. 45, no. 8. - Pp. 3643-3648.
- 16. The effect of interference on magneto-optics in magneto-optical layered structures / Y. Wang, W.M. Zheng, S.M. Zhou et al. // Journal of Applied Physics. — 1997. — Vol. 81, no. 4. — Pp. 1956–1961.
- Steel M.J., Levy M., Osgood R.M. Large Magnetooptical Kerr Rotation with High Reflectivity from Photonic Bandgap Structures with Defects // J. Lightwave Technol. - 2000. - Vol. 18, no. 9. - P. 1289.
- Magneto-optical Faraday effect of discontinuous magnetic media with a one-dimensional array structure / M. Inoue, K. Isamoto, T. Yamamoto, T. Fujii // Journal of Applied Physics. - 1996. - Vol. 79, no. 3. - Pp. 1611-1624.
- Sadeghi S., Hamidi S.M. Enhanced Faraday rotation in one dimensional magnetoplasmonic structure due to Fano resonance // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2018. - Vol. 451. - Pp. 305-310.
- Магнитооптические эффекты дифракционных решеток, связанные с магнианомалиями Рэлея-Вуда и возбуждением плазмонов / В.И. Белотелов, Е.А. Безус, Д.А. Быков et al. // Компьютерная оптика. — 2007. — Vol. 31, no. 3. — Рр. 4–8.
- Magneto-optical enhancement through gyrotropic gratings / Y.H. Lu, M.H. Cho, J.B. Kim et al. // Opt. Express. - 2008. - Vol. 16, no. 8. - Pp. 5378-5384.
- Transverse magnetic field impact on waveguide modes of photonic crystals / D. Sylgacheva, N. Khokhlov, A. Kalish et al. // Opt. Lett. — 2016. — Vol. 41, no. 16. — Pp. 3813–3816.

- Maksymov I.S., Hutomo J., Kostylev M. Transverse magneto-optical Kerr effect in subwavelength dielectric gratings // Opt. Express. — 2014. — Vol. 22, no. 7. — Pp. 8720– 8725.
- 24. Оптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости / В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович et al. // Физика твердого тела. 2009. Vol. 51, no. 8. Pp. 1562–1567.
- Magnetophotonic intensity effects in hybrid metal-dielectric structures / V.I. Belotelov,
   L.E. Kreilkamp, A.N. Kalish et al. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 045118.
- 26. Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity / N.E. Khokhlov, A.R. Prokopov, A.N. Shaposhnikov et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2015. Vol. 48, no. 9. P. 095001.
- 27. Optimization of the TMOKE response using the ATR configuration / L.G.C. Melo, A.D. Santos, L.M. Alvarez-Prado, Y. Souche // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2007. - Vol. 310, no. 2, Part 3. - Pp. e947-e949.
- Mahmoodi S., Moradi M., Mohseni S.M. Optimization of Magneto-Optical Kerr Effect in Cu/Fe/Cu Nano-structure // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. — 2016. — Vol. 29. — P. 1517–1523.
- 29. Surface-magnetoplasmon nonreciprocity effects in noble-metal/ferromagnetic heterostructures / J.B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles et al. // Phys. Rev. B. - 2007. - Vol. 76. - P. 153402.
- 30. Au/Fe/Au multilayer transducers for magneto-optic surface plasmon resonance sensing / D. Regatos, D. Fariña, A. Calle et al. // Journal of Applied Physics. — 2010. — Vol. 108, no. 5. — P. 054502.
- 31. Усиление экваториального эффекта Керра в наноперфорированных пленках кобальта / Э.Ю. Бучин, Е.И. Ваганова, В.В. Наумов и др. // Письма В Журнал Технической Физики. — 2009. — Т. 35, № 13. — С. 8–17.
- Magnetoplasmonic nanostructures based on nickel inverse opal slabs / A.A. Grunin, N.A. Sapoletova, K.S. Napolskii et al. // Journal of Applied Physics. - 2012. - Vol. 111, no. 7. - P. 07A948.
- 33. Plasmon-assisted high reflectivity and strong magneto-optical Kerr effect in permalloy gratings / N. Kostylev, I.S. Maksymov, A.O. Adeyeye et al. // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 102, no. 12. P. 121907.

- 34. Application of strong transverse magneto-optical Kerr effect on high sensitive surface plasmon grating sensors / K. Chou, E. Lin, T. Chen et al. // Opt. Express. — 2014. — Vol. 22, no. 16. — Pp. 19794–19802.
- 35. Unexpected large transverse magneto-optic Kerr effect at quasi-normal incidence in magnetoplasmonic crystals / R. Cichelero, M.A. Oskuei, M. Kataja et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2019. — Vol. 476. — Pp. 54–58.
- 36. Extraordinary transmission and giant magneto-optical transverse Kerr effect in plasmonic nanostructured films / V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 2009. Vol. 26, no. 8. Pp. 1594-1598.
- Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals / V.I. Belotelov, M. Pohl, V.A. Kotov et al. // Nature Nanotechnology. - 2011. - Vol. 6. - P. 370-376.
- 38. TMOKE as efficient tool for the magneto-optic analysis of ultra-thin magnetic films / O.V. Borovkova, H. Hashim, M.A. Kozhaev et al. // Applied Physics Letters. 2018. Vol. 112, no. 6. P. 063101.
- 39. Wide tunability of magnetoplasmonic crystals due to excitation of multiple waveguide and plasmon modes / A.L. Chekhov, V.L. Krutyanskiy, A.N. Shaimanov et al. // Opt. Express. - 2014. - Vol. 22, no. 15. - Pp. 17762-17768.
- Magnetoplasmonic crystal waveguide / A.L. Chekhov, P.N. Naydenov, M.N. Smirnova et al. // Opt. Express. — 2018. — Vol. 26, no. 16. — Pp. 21086–21091.
- 41. Wood R.W. On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum // Philosophical Magazine. - 1902. - Vol. 4. - Pp. 396-402.
- 42. Lord Rayleigh O.M. P.R.S. Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood // Philosophical Magazine. — 1902. — Vol. 14. — Pp. 60–65.
- Fano U. The Theory of Anomalous Diffraction Gratings and of Quasi-Stationary Waves on Metallic Surfaces (Sommerfeld's Waves) // J. Opt. Soc. Am. - 1941. - Vol. 31, no. 3. - Pp. 213-222.
- 44. Enoch S., Bonod N. Plasmonics, Springer Series in Optical Sciences, V. 167. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2012.
- Kretschmann E., Raether H. Notizen: Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light // Zeitschrift f
  ür Naturforschung A. 1968. Vol. 23. Pp. 2135–2136.
- Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // Z. Physik. - 1968. - Vol. 216. - Pp. 398-410.

- Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1988. — 136 pp.
- 48. Zayats A.V., Smolyaninov I.I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2003. Vol. 5, no. 4. Pp. S16-S50.
- Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A. Nano-optics of surface plasmon polaritons // Physics Reports. — 2005. — Vol. 408, no. 3. — Pp. 131 – 314.
- 50. Coupling of air/metal and substrate/metal surface plasmon polaritons in Au slit arrays fabricated on quartz substrate / S. H. Kim, C. M. Lee, K. J. Ahn, K. J. Yee // Opt. Express. - 2013. - Vol. 21, no. 19. - Pp. 21871-21878.
- Nagel J. R., Blair S., Scarpulla M.A. Exact field solution to guided wave propagation in lossy thin films // Opt. Express. - 2011. - Vol. 19, no. 21. - Pp. 20159-20171.
- 52. Waveguide-Plasmon Polaritons: Strong Coupling of Photonic and Electronic Resonances in a Metallic Photonic Crystal Slab / A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 183901.
- 53. Optical properties of planar metallic photonic crystal structures: Experiment and theory / A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl et al. // Phys. Rev. B. - 2004. - Vol. 70. -P. 125113.
- 54. Optical properties of silicon nanocrystals covered by periodic array of gold nanowires / S. A. Dyakov, D. M. Zhigunov, A. Marinins et al. // Phys. Rev. B. 2016. Vol. 93. P. 205413.
- 55. Plasmon induced modification of silicon nanocrystals photoluminescence in presence of gold nanostripes / S. A. Dyakov, D. M. Zhigunov, A. Marinins et al. // Scientific Reports. - 2018. - Vol. 8. - P. 4911.
- 56. Гигантский экваториальный эффект Керра в магнитоплазмонных гетероструктурах. Метод матрицы рассеяния / В.И. Белотелов, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович et al. // ЖЭТФ. – 2010. – Vol. 137, no. 5. – Рр. 932–942.
- 57. Intensity magnetooptical effect in magnetoplasmonic crystals / V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl et al. // Journal of Physics: Conference Series. - 2011. -Vol. 303. - P. 012038.
- 58. Tuning of the transverse magneto-optical Kerr effect in magneto-plasmonic crystals / M. Pohl, L. E. Kreilkamp, V. I. Belotelov et al. // New Journal of Physics. — 2013. — Vol. 15, no. 7. — P. 075024.

- 59. Waveguide-Plasmon Polaritons Enhance Transverse Magneto-Optical Kerr Effect / L. E. Kreilkamp, V. I. Belotelov, J. Y. Chin et al. // Phys. Rev. X. 2013. Vol. 3. P. 041019.
- Belov K.P., Talalaeva E.V., Yarkgo G.A. Magnetic Properties of Rare-earth Iron Garnets in the Curie-point Region // JETP. 1967. Vol. 25, no. 6. Pp. 989–992.
- Allen G.A., Dionne G.F. Accurate analysis of the magneto-optical permittivity tensor of Y3Fe5O12 // Journal of Applied Physics. — 2003. — Vol. 93, no. 10. — Pp. 6951– 6953.
- Curie temperature, exchange integrals, and magneto-optical properties in offstoichiometric bismuth iron garnet epitaxial films / B. Vertruyen, R. Cloots, J.S. Abell et al. // Phys. Rev. B. - 2008. - Vol. 78. - P. 094429.
- Dzibrou D. O., Grishin A. M. Fitting transmission and Faraday rotation spectra of [Bi3Fe5O12/Sm3Ga5O12]m magneto-optical photonic crystals // Journal of Applied Physics. - 2009. - Vol. 106, no. 4. - P. 043901.
- 64. Faraday effect of bismuth iron garnet thin film prepared by mist CVD method / S. Yao, T. Sato, K. Kaneko et al. // Japanese Journal of Applied Physics. 2015. Vol. 54, no. 6. P. 063001.
- 65. Effect of bismuth doping on thermal expansion and misfit dislocations in epitaxial iron garnets / V.J. Fratello, S.J. Licht, C.D. Brandle et al. // Journal of Crystal Growth. 1994. Vol. 142, no. 1. Pp. 93-102.
- Watanabe N., Takahashi N., Tsushima K. Non-equilibrium garnet films grown by pulsed laser deposition // Materials Chemistry and Physics. — 1998. — Vol. 54, no. 1. — Pp. 173–176.
- Epitaxial Bi3Fe5O12(001) films grown by pulsed laser deposition and reactive ion beam sputtering techniques / N. Adachi, V. P. Denysenkov, S. I. Khartsev et al. // Journal of Applied Physics. — 2000. — Vol. 88, no. 5. — Pp. 2734–2739.
- Faraday rotation in highly Bi-substituted yttrium iron garnet films prepared by ion beam sputtering / T. Okuda, N. Koshizuka, K. Hayashi et al. // *IEEE Transactions* on Magnetics. - 1987. - Vol. 23, no. 5. - Pp. 3491-3493.
- 69. Johansson P., Khartsev S.I., Grishin A.M. Comparison of Bi3Fe5O12 film giant Faraday rotators grown on (111) and (001) Gd3Ga5O12 single crystals // Thin Solid Films. - 2006. - Vol. 515, no. 2. - Pp. 477-480.

- 70. Preparation of polycrystalline Bi3Fe5O12 garnet films / T. Okuda, T. Katayama, K. Satoh, H. Yamamoto // Journal of Applied Physics. 1991. Vol. 69, no. 8. Pp. 4580-4582.
- 71. Toraya H., Okuda T. Crystal structure analysis of polycrystalline Bi3Fe5O12 thin film by using asymmetric and symmetric diffraction techniques // Journal of Physics and Chemistry of Solids. - 1995. - Vol. 56, no. 10. - Pp. 1317-1322.
- 72. Synthesis of New Magnetooptical Material, Bismuth Iron Garnet / T. Okuda, N. Koshizuka, K. Hayashi et al. // *IEEE Translation Journal on Magnetics in Japan*. - 1988. - Vol. 3, no. 6. - Pp. 483-484.
- 73. In Situ Growth of Polycrystalline Bismuth-iron-Garnet Films on Quartz Glass Substrate / T. Okuda, A. Kudoh, S. Yoshihara et al. // J. Phys. IV France. — 1997. — Vol. 07, no. C1. — Pp. 707–708.
- 74. Anomalous moment and anisotropy behavior in Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> films / D.T. Margulies, F.T. Parker, F.E. Spada et al. // Phys. Rev. B. - 1996. - Vol. 53. - Pp. 9175-9187.
- 75. Magnetic behavior and role of the antiphase boundaries in Fe3O4 epitaxial films sputtered on MgO (001) / J.F. Bobo, D. Basso, E. Snoeck et al. // The European Physical Journal B Condensed Matter and Complex Systems. 2001. Vol. 24. Pp. 43-49.
- 76. Optical and magneto-optical polar Kerr spectra of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> and Mg<sup>2+</sup>- or Al<sup>3+</sup>-substituted Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> / W. F. J. Fontijn, P. J. van der Zaag, M. A. C. Devillers et al. // *Phys. Rev.* B. 1997. Vol. 56. Pp. 5432-5442.
- 77. Magneto-optic spectra and the dielectric tensor elements of bismuth-substituted iron garnets at photon energies between 2.2-5.2 eV / S. Wittekoek, T. J. A. Popma, J. M. Robertson, P. F. Bongers // Phys. Rev. B. 1975. Vol. 12. Pp. 2777-2788.
- 78. Наноструктурированные магнитные пленки оксидов железа, полученные методом лазерного электродиспергирования / Б.Т. Мелех, Д.А. Курдюков, Д.А. Явсин и др. // Писъма В Журнал Технической Физики. — 2016. — Т. 42, № 19. — С. 62–69.
- 79. Granulated metal nanostructure deposited by laser ablation accompanied by cascade drop fission / V. M. Kozhevin, V. M. Yavsin, D. A. anf Kouznetsov, V. M. Busov et al. // J. Vac. Sci. Technol. B. - 2000. - Vol. 18. - Pp. 1402-1405.
- Richardson F.D. Physical Chemistry of Melts in Metallurgy, Volume 1. London: Academic Press, 1974.

- 81. Masuda H., Higashitani K., Yoshida H. Powder Technology: Handling and Operations, Process Instrumentation, and Working Hazards. — CRC Press, 2006.
- Kronmüller H. Micromagnetic background of hard magnetic materials. In: Long G.J., Grandjean F. (eds) Supermagnets, Hard Magnetic Materials.NATO ASI Series (Series C: Mathematical and Physical Sciences), vol. 331. — Dordrecht: Springer, 1991. — 38 pp.
- 83. Energy dependence of proximity parameters investigated by fitting before measurement tests / L. I. Aparshina, S. V. Dubonos, S. V. Maksimov et al. // Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena. — 1997. — Vol. 15, no. 6. — Pp. 2298–2302.
- Samara G. A. Effect of Pressure on the Metal-Nonmetal Transition and Conductivity of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> // Phys. Rev. Lett. - 1968. - Vol. 21. - Pp. 795-797.
- Lieb M. A., Zavislan J. M., Novotny L. Single-molecule orientations determined by direct emission pattern imaging // J. Opt. Soc. Am. B. - 2004. - Jun. - Vol. 21, no. 6. - Pp. 1210-1215.
- Sersic I., Tuambilangana C., Koenderink A. F. Fourier microscopy of single plasmonic scatterers // New Journal of Physics. - 2011. - aug. - Vol. 13, no. 8. - P. 083019.
- Back focal plane imaging spectroscopy of photonic crystals / R. Wagner, L. Heerklotz, N. Kortenbruck, F. Cichos // Applied Physics Letters. — 2012. — Vol. 101, no. 8. — P. 081904.
- Direct Imaging of Isofrequency Contours of Guided Modes in Extremely Anisotropic All-Dielectric Metasurface / D. Pidgayko, I. Sinev, D. Permyakov et al. // ACS Photonics. — 2019. — Vol. 6, no. 2. — Pp. 510–515.
- 89. Goodman J.W. Introduction to Fourier Optics. McGraw-Hill physical and quantum electronics series. Roberts and Company Publishers, 2005.
- 90. Measuring large numerical apertures by imaging the angular distribution of radiation of fluorescing molecules / L. Dai, I. Gregor, I. von der Hocht et al. // Opt. Express. 2005. Nov. Vol. 13, no. 23. Pp. 9409–9414.
- 91. Визуализация изочастотных контуров сильно локализованных волноводных мод в планарных диэлектрических структурах / Д.В. Пермяков, И.С. Синев, С.К. Сычев и др. // Писъма В ЖЭТФ. — 2018. — Т. 107, № 1. — С. 12–17.
- 92. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, Gaylord. T. K. // J. Opt. Soc. Am. A. - 1995. - Vol. 12, no. 5. - Pp. 1068-1076.

- 93. Quasiguided modes and optical properties of photonic crystal slabs / S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al. // Phys. Rev. B. - 2002. - Vol. 66. - P. 045102.
- 94. Li L. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures // J. Opt. Soc. Am. A. - 1996. - Vol. 13, no. 9. - Pp. 1870-1876.
- 95. Quasiguided modes of opaline photonic crystals covered by Ge<sub>2</sub>Sb<sub>2</sub>Te<sub>5</sub> / S. A. Dyakov, N. A. Gippius, M. M. Voronov et al. // Phys. Rev. B. - 2017. - Vol. 96. - P. 045426.
- 96. Magnetooptical effects in the metal-dielectric gratings / V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, V.A. Kotov et al. // Optics Communications. — 2007. — Vol. 278, no. 1. — Pp. 104 – 109.
- 97. Optical constants and structural properties of thin gold films / D. I. Yakubovsky, A. V. Arsenin, Y. V. Stebunov et al. // Opt. Express. — 2017. — Vol. 25, no. 21. — Pp. 25574–25587.
- 98. Schlegel A/, Alvarado S. F., Wachter P. Optical properties of magnetite (Fe3O4) // Journal of Physics C: Solid State Physics. - 1979. - Vol. 12, no. 6. - Pp. 1157-1164.
- 99. Sehmi H. S., Langbein W., Muljarov E. A. Optimizing the Drude-Lorentz model for material permittivity: Method, program, and examples for gold, silver, and copper // Phys. Rev. B. - 2017. - Vol. 95. - P. 115444.
- 100. Chikazumi S. Physics of Ferromagnetism 2e. International Series of Monographs on Physics. — OUP Oxford, 2009.
- 101. Giant enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect through the coupling of ε-near-zero and surface plasmon polariton modes / J. A. Girón-Sedas, F. Reyes Gómez, Pablo Albella et al. // Phys. Rev. B. 2017. Vol. 96. P. 075415.
- 102. Figure of merit for transverse magneto-optical Kerr effect / Y. Souche, A.P.B Tufaile, C.E Santi et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2001. — Vol. 226-230. — Pp. 1686–1687.