

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИСиС»

На правах рукописи

Хашим Хишам Мохамед Аттия Мохамед

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАНОРАЗМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
МУЛЬТИСЛОЯХ

01.04.07 Физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Панина Лариса Владимировна

доктор физико-математических наук,
профессор кафедры Технология материалов
электроники, НИТУ «МИСиС»

Москва – 2020

Содержание

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1: ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР	12
1.1 Наноразмерные тонкие пленки	12
1.1.1 Общие сведения о тонких пленках	12
1.1.2 Свойства тонких пленок	13
1.1.3 Технология получения тонких пленок	13
1.1.4 Структурная характеристика тонких пленок	15
1.1.5 Оптические свойства тонких пленок	16
1.2 Спектральная эллипсометрия (SE)	17
1.2.1 Теория спектральной эллипсометрии	19
1.2.2 Теоретические модели спектральной эллипсометрии	22
1.3 Магнитооптические эффекты.....	25
1.3.1 Магнитооптический эффект Керра (МОКЕ)	29
1.3.2 Обобщенный магнитооптический и эллипсометрический алгоритм....	32
1.4 Поверхностные плазмонные поляритоны (SPP)	35
1.4.1 Схема SPP возбуждения	36
1.4.2 Поверхностные плазмонные поляритоны с использованием дифракционных решеток	38
ГЛАВА 2: МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	42
2.1 Изготовление образцов	42
2.1.1 Двухслойные и трехслойные системы с металлическим слоем	42
2.1.2 Двухслойные пленки типа антиферромагнетик/ферромагнетик	43
2.1.3 Магнитоплазмонные кристаллы с симметричными дифракционными решетками	44
2.2 Экспериментальные методы	48
2.2.1 Эллипсометрия	48
2.2.2 Вибрационная магнитометрия (VSM)	49
2.2.3 Поперечный магнитооптический эффект (ТМОКЕ) (по отражению)	50

2.2.4 Поперечный магнитооптический эффект (ТМОКЕ) (по прохождению)	51
2.2.5 Измерение коэффициентов отражения	53
ГЛАВА 3: Экспериментальные результаты и их анализ	54
3.1 Сравнение магнитооптических свойств двуслойных и трехслойных пленок.....	54
3.2 Управление ТМОКЕ в пленках Cr/NiFe посредством изменения толщины слоя Cr	60
3.3 ТМОКЕ в пленках феррит-гранатов симметричными дифракционными решетками	68
3.4 Магнитоплазмонные структуры с несимметричными дифракционными решетками	78
ВЫВОДЫ.....	88
Литература	92

ВВЕДЕНИЕ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

Материалы в виде тонких пленок играют важную роль в современных технологиях, используемых как в повседневной жизни, так и во многих областях науки. Особое значение тонкие пленки приобрели в качестве покрытий, которые используются для изменения и/или увеличения функциональности поверхности объемного материала или подложек. Одним из ярких примеров применения - это покрытия контактных линз, датчиков или для защиты поверхностей от износа, коррозии, улучшения смазки и химической устойчивости [1–4]. Во многих случаях тонкие пленки не меняют свойств объемного материала. Тем не менее, они могут полностью изменить оптические и тепловые свойства поверхности или подложки, расширяя функциональные свойства материала.

Магнитные многослойные тонкие пленки являются важным классом нано структурированных материалов для широкого спектра применений. Они используются как среды для продольной или перпендикулярной магнитной записи, для магнитооптической записи, как элементы для гигантского магнитосопротивления, а также как миниатюрные магнестрикционные материалы для различных сенсоров и актуаторов. Подробный обзор по свойствам и применениям магнитных тонких пленок можно найти в работе [5].

Значительный интерес к таким материалам также связан с возможностью усиления и контроля магнитооптических эффектов, например, путем возбуждения долгоживущих мод плазмонных поверхностных

поляритонов [6,7] или пространственного перераспределения спинов в ферромагнитных слоях [8].

Технологические методы производства и условия осаждения тонких пленок позволяют контролировать толщину слоя с точностью до нанометров [9,10]. Тем не менее, свойства тонких пленок могут значительно отличаться от свойств объемных материалов того же состава [11–13], что является результатом изменения структурных параметров, таких как размер кристаллитов, качества поверхности промежуточных слоев и диффузии. Защита функциональных слоев с необходимыми физическими свойствами в процессе формирования многослойных пленочных структур является одной из главных задач. Необходимо контролировать физические свойства отдельных слоев одновременно с их геометрическими параметрами и общим магнитным откликом.

Рост популярности применения тонкопленочных структур в сенсорных приложениях обуславливает повышение требований к точности измерений параметров пленок. Как в исследовательских лабораториях, так и в коммерческом производстве эффективно используются оптические методы определения физических параметров. Эти методы позволяют измерять в процессе производства такие параметры как толщину, оптические константы и другие величины, связанные с оптическими свойствами материала. Использование методов магнитооптической характеристики позволяет определять изменение интенсивности отраженного или прошедшего света в образце под действием внешнего магнитного поля. Стандартные измерения параметров отражения и прохождения света являются относительно простыми экспериментами, но часто недостаточно информативными для измерения всё

более тонких слоев, сложных многослойных структур, которые используются в современных устройствах на основе тонкопленочных материалов.

Цель работы

Целью данной работы является разработка обобщенных магнитооптических и эллипсометрических методов исследования многослойных тонкопленочных систем, а также методов контроля магнитооптического отклика за счет процессов интерференции с немагнитными слоями и плазмонного резонанса.

Основные задачи:

В работе ставились следующие **конкретные задачи**:

- 1) Подготовка серий различных тонкопленочных систем с толщиной пленок в диапазоне от 2 до 50 нм.
- 2) Разработка методов и моделей магнито-эллипсометрии для изучения и сравнения оптических параметров и процессов намагничивания в двух- и трехслойных пленках (на примере Cr, Al/NiFe, и Cr, Al/Ge/NiFe на ситалловых подложках) с различной толщиной слоев.
- 3) Исследование эллипсометрических свойств и поперечного магнитооптического эффекта Керра (ТМОКЕ), измерение кривых магнитного гистерезиса тонких пленок с помощью метода ТМОКЕ (на примере Cr,Al/NiFe, и Cr,Al/Ge/NiFe на ситалловых подложках) и определение влияния толщины ферромагнитных слоев и угла падения света на магнитооптические характеристики.
- 4) Исследование спектров прохождения и ТМОКЕ (на прохождении) пленок висмут-замещенного феррит-граната с периодическими

решетками из золота с различными толщинами (19, 46 и 60 нм) и периодами (347, 322 и 324 нм).

Объекты исследования

- 1) Двухслойные и трехслойные тонкие пленки $\text{Al/Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$ и $\text{Al/Ge/Ni}_{50}\text{Fe}_{50}$ на стеклянных (или ситалловых) подложках с различной толщиной верхнего слоя Al (от 2 до 20 нм).
- 2) Серия антиферромагнитных/ферромагнитных двухслойных тонких пленок $\text{Cr/Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ на стеклянных (или ситалловых) подложках с различной толщиной верхнего слоя Cr (от 2 до 20 нм) и $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ слоя (от 10 до 20 нм).
- 3) Пленки феррит-граната $\text{Bi}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{Lu}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 19, 46 и 60 нм. Эти образцы были выращены с помощью $\text{Bi}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{Lu}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 19, 46 и 60 нм. Эти образцы были выращены с помощью жидкофазной эпитаксии (LPE) на подложке гадолиний галлиевого граната ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, GGG) с кристаллографической ориентацией (100).
- 4) Пленки висмут-замещенного феррит-гранат на гадолиний-галлиевой подложке с верхним слоем Au в виде несимметричной дифракционной решетки с определенным периодом.

Научная новизна

Данное исследование связано с изучением изменения магнитно-оптических свойств тонких пленок в диапазоне нескольких нанометров. Оптические и магнитооптические свойства отдельных слоев тонких пленок сильно отличаются от массивных материалов или толстых слоев. Изменение геометрии, композиции, толщины и количества слоев оказывает сильное влияние на эти свойства.

Обобщенные методы спектроскопической эллипсометрии и ТМОКЕ были использованы для характеристики двухслойных и трехслойных пленок с ферромагнитными слоями. Это позволило получить одновременно отклик ТМОКЕ с фактическими оптическими параметрами слоев, которые сильно отличаются от массивных материалов (или толстых слоев). Было продемонстрировано, что угловая зависимость сигнала ТМОКЕ зависит от толщины антиферромагнитного слоя Cr. Кроме того, в зависимости от его толщины, сигнал изменяет знак и может быть значительно усилен. Такое усиление похоже на эффект интерферометрии, но получено с проводящими слоями Cr, которые могут служить функциональными пленками для спинтроники, устройств хранения данных и даже для биологических сенсорных приложений.

Для согласования экспериментальных и теоретических результатов разработана обобщенная магнитооптическая и эллипсометрическая (ГМОЕ) модель на основе модифицированных характеристических матриц Абеля.

Проводились исследования спектрально-угловых свойств ТМОКЕ магнитоплазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией. Важным и новым результатом является то, что величина ТМОКЕ эффекта при нормальном падении света оказывается значительной даже при слабой асимметрии плазмонной решетки. Кроме того, при более сильной асимметрии плазмонных наноструктур значения ТМОКЕ при нормальном и наклонном падении света имеют величины одного порядка. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с численным моделированием, основанном на поведении внутренних энергетических потоков, что подтверждает неэквивалентное возбуждение поверхностных

плазмон-поляритонных (SPP) мод внутри несимметричной плазмонной наноструктуры.

Практическая ценность работы

Контроль магнитооптических свойств наноразмерных материалов имеет широкий спектр применений. Результаты этой работы представляют интерес для изучения магнитооптических свойств немагнитных/ферромагнитных тонких пленок при воздействии внешнего магнитного поля. При этом геометрические параметры и структура отдельных слоев могут использоваться в качестве эффективного инструмента управления/модификации оптических свойств таких пленочных систем. В настоящее время магнитоплазмонные наноструктуры интенсивно исследуются для применения в биосенсорике, магнитометрии и телекоммуникационных приложениях.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

- 1) Обобщенная магнитооптическая и эллипсометрическая модель на основе модифицированных характеристических матриц Абея позволяет одновременное определение оптических и магнитооптических параметров многослойных пленочных структур с ферромагнитными слоями.
- 2) Угловая зависимость сигнала ТМОКЕ зависит от толщины антиферромагнитного слоя, при увеличении толщины которого сигнал изменяет знак и может быть значительно усилен, что соответствует эффекту интерферометрии, однако такое усиление получено с

проводящими слоями Cr, которые могут служить функциональными пленками для различных приложений.

- 3) Сигнал ТМОКЕ (на прохождение) в тонких ферритовых пленках с плазмонной решеткой сохраняет высокие значения даже для пленок толщиной около 20 нм, что может использоваться для исследования сверхтонких магнитных пленок, применяемых в нанофотонных и спинтронных устройствах.
- 4) Сигнал ТМОКЕ (на прохождение) магнитоплазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией возникает при нормальном падении света, причем при сильной асимметрии плазмонных наноструктур значения ТМОКЕ при нормальном и наклонном падении света имеют величины одного порядка, что обусловлено неэквивалентным возбуждением SPP мод внутри несимметричной плазмонной наноструктуры.

Достоверность результатов работы:

Результаты получены с использованием современного измерительного и аналитического оборудования. Двухслойные тонкие пленки Cr/Ni₈₀Fe₂₀ были получены методом магнетронного распыления (ATC Orion 8 Sputtering Systems, AJA International, North Scituate, MA, USA) на стеклянных подложках, концентрация компонентов в слое NiFe после осаждения контролировалась с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) (Oxford Instruments, Oxford, UK), EDS детектор использовался для определения точности толщины получаемых пленок.

Для определения эллипсометрических параметров (дельта и пси) и толщины всех плоских тонких пленок использовались два устройства: спектральный эллипсометр (Ellipse 1891) на основе статической

измерительной схемы с фиксированным углом падения 70° в диапазоне длин волн 350-1050 нм с шагом 2 нм; и спектральный эллипсометр с переменным углом (VASE; J.A. Woollam and Co., Nebraska, USA) при двух углах падения 65° и 70° , который работал во вращающемся режиме анализатора в диапазоне длин падающей волны от 300 до 1050 нм. WVASE32 - пакет программного обеспечения, содержащий базу данных показателей преломления для большого количества материалов, был использован в качестве симулятора для подгонки и анализа измеренных спектров образцов при определении оптических констант отдельных слоев.

Морфология магнитоплазмонных тонких пленок исследовалась с помощью электронной микроскопии для уточнения последовательного увеличения асимметрии золотой плазмонной наноструктуры, покрывающей магнитную пленку. Геометрические параметры золотой решетки измерялись при помощи просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ). Результаты работы опубликованы в международных журналах после тщательного рецензирования, а также докладывались на российских и международных конференциях. На опубликованные работы имеются ссылки.

ГЛАВА 1: ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Наноразмерные тонкие пленки

1.1.1 Общие сведения о тонких пленках

Физика и технология тонких пленок являются важным направлением современной науки, и в особенности, материаловедения, целью которой является создание новых материалов с необычайным сочетанием химических, физических и механических свойств. Расширяются научные исследования и технологии, позволяющие получать тонкие пленки для различных применений, от покрытий для контактных линз, окон с эффективным использованием солнечной энергии и оптоэлектроники до компонентов сотовых телефонов, плоских дисплеев, фотоники, магнитных устройств и магнитных датчиков [14,15]. Термин - тонкая пленка- определяется как низкоразмерные материалы или слои, созданные путем конденсации или осаждения одного за другим на подложку различными методами, толщина варьируется от нескольких нанометров в случае монослоя до одного микрона с несколькими слоями [3,4]. Исследования тонких пленок включают множество передовых современных областей науки в области физики и химии твердого тела, которые основаны на поверхностных явлениях, что характерно для структуры и геометрии пленок [16,17].

Тонкие пленки используются в покрытиях для модификации и увеличения функциональности поверхности или подложки. Кроме того, тонкие пленки используются для защиты поверхностей от износа, улучшения коррозионной и химической стойкости. Считается, что тонкие пленки служат мостом между монослоем и объемной структурой. Во многих случаях тонкие пленки не изменяют свойств объемного материала. Однако они могут

полностью изменить оптические, магнитные и тепловые свойства поверхности или подложки, а также обеспечить улучшенные магнитооптические свойства поверхности [18].

1.1.2 Свойства тонких пленок

Тонкие пленки обладают уникальными свойствами, которые являются результатом процесса роста атомов. Размерные эффекты, включая квантовые размерные эффекты, характеризуются толщиной, кристаллической ориентацией и многослойностью. Основные свойства тонкой пленки, такие как состав, кристаллическая фаза, толщина и микроструктура, могут контролироваться условиями осаждения, которые будут подробно обсуждаться в следующем разделе [19]. Тонкие пленки демонстрируют множество важных характеристик, таких как долговременная температурная стабильность из-за сильной адгезии и конечной прочности. Кроме того, их отличает технологичность даже для многослойных структур, которая включает высокую производительность, возможность микрообработки, энергосбережение и прочное защитное покрытие даже для краевых областей. Обработка материалов в виде тонких пленок позволяет легко интегрировать их в различные типы устройств [20]. Свойства функциональных материалов в виде тонких пленок могут резко отличаться от соответствующих объемных материалов из-за их особых электрических, оптических и магнитных свойств [21]. Технология тонких пленок должна учитывать, что свойства могут контролироваться, в частности, параметром толщины.

1.1.3 Технология получения тонких пленок

Происхождение тонких пленок любых материалов, созданных методами осаждения, начинается со случайного процесса зародышеобразования. Процесс формирования тонких пленок, зародышеобразование и процессы

роста в первую очередь зависят от нескольких параметров осаждения, таких как температура роста, скорость роста и химический состав подложки, и могут быть значительно изменены внешними воздействиями, такими как электронная или ионная бомбардировка [22]. Существует два основных метода осаждения для создания тонких пленок: физический и химический, как показано на рисунке 1.1.

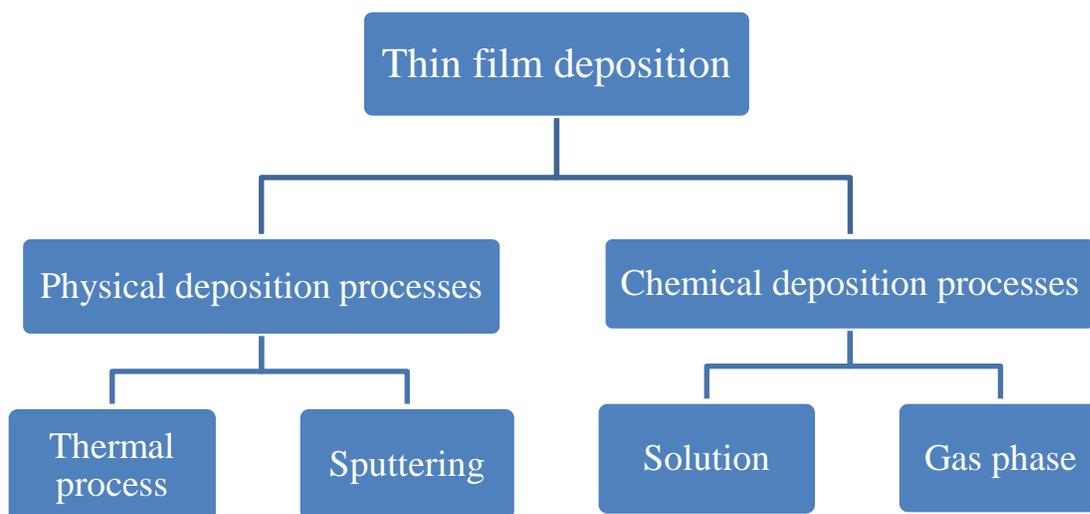


Рисунок 1.1- Методы синтеза тонких пленок.

Технологические методы производства и условия нанесения [9,23] тонких пленок позволяют контролировать толщину слоя с точностью до нанометра. Однако свойства тонких пленок могут существенно отличаться от свойств объемных материалов [13,24]. Это обусловлено влиянием структурных свойств и процессов, таких как размер кристаллитов, качество границ раздела промежуточных слоев и диффузия. Структура многослойных пленок может быть усложнена необходимостью защиты функциональных слоев с интересующими физическими свойствами. Следовательно, задача состоит в том, чтобы управлять физическими свойствами отдельных слоев, а также геометрией и общими физическими свойствами.

Тонкие пленки с магнитными слоями являются важным классом наноструктурированных материалов для приложений в наноэлектронике и спинтронике [24–26]. Значительный интерес к таким системам также связан с возможностью усиления и модификации магнитооптических эффектов, например, возбуждением долгоживущих мод поверхностных плазмон-поляритонов [27] или пространственной диффузией спинов в ферромагнитных слоях [28].

1.1.4 Структурная характеристика тонких пленок

Значительный рост применений тонких пленок в функциональных материалах и приборах требует развития методов исследования их структурных и физических свойств, в частности, оптических и магнитооптических свойств. Определение этих свойств является фундаментом для изучения тонкопленочных материалов и интерференционных устройств, таких как просветляющие покрытия, лазерные зеркала и монохроматические фильтры. Эти исследования также важны для оптоэлектроники, интегрированной оптики, солнечной энергетики, микроэлектроники и технологии оптических датчиков.

Методы оптических измерений представляют более широкий интерес, так как они являются бесконтактными (не требуют физического контакта с поверхностью и не разрушают поверхность [29]) и могут выполняться в режиме реального времени. Это является уникальной возможностью при измерениях наноразмерных материалов. При этом информация об оптических параметрах позволяет косвенно судить о структурных изменениях, например, в процессе производства. Большинство оптических методов основано на детектировании отраженных от поверхности (или прошедших) световых волн, например,

интерферометрия, рефлектометрия, эллипсометрия и спектрофотометрия.

Стандартные измерения, основанные на отражении или пропускании, являются относительно простыми экспериментами, но часто недостаточны для измерения все более тонких слоев и сложных многослойных структур, которые встречаются в современных устройствах на основе тонких пленок. Поэтому разрабатываются более точные методы, например, эллипсометрия. Для исследования магнитных свойств применяются магнитооптические методы, в которых используется зависимость интенсивности или поляризации отраженного (или прошедшего) света от направления намагниченности.

1.1.5 Оптические свойства тонких пленок

Оптические измерения являются одними из самых точных методов исследования и определения спектральных распределений оптических констант: показателя преломления n , показателя поглощения k и, следовательно, коэффициента поглощения α . Предлагаются многочисленные методы определения оптических констант тонких пленок [30], которые можно разделить на следующие категории: спектрофотометрические, эллипсометрические, интерферометрические и комбинированные методы. Спектрофотометрические методы позволяют определить спектральные зависимости коэффициентов пропускания и отражения для тонкопленочных систем при интерференции между внутренними поверхностями образца в интересующих спектральных областях. Отражение и пропускание измеряются при угле падения, близком к нормальному, и при нормальном падении, соответственно, с использованием различных типов спектрофотометров [31].

Эллипсометрические методы анализируют изменение состояния поляризованного света, прошедшего через многопленочные системы и

отраженного от них. Эллипсометры используют наклонно падающий свет в интересующих спектральных диапазонах для определения геометрических величин тонких пленок: они включают толщину и шероховатость [32].

Интерферометрия использует интерференционные микроскопы и интерферометры для определения характеристик тонких пленок. Интерферограммы, которые могут быть получены на отраженном или проходящем свете, анализируются для определения геометрических величин тонких пленок, таких как шероховатость границ и толщина [33]. Кроме того, комбинированные методы предполагают одновременное использование отдельных методов, относящихся к перечисленным выше методам.

Один из популярных таких методов использует спектроскопическую эллипсометрию с переменным углом (VASE) и спектроскопическую рефлектометрию (SR). Комбинированный подход включает спектральные зависимости эллипсометрических параметров, измеренные при различных углах падения, полученные с помощью VASE, и спектральные зависимости коэффициента отражения, измеренного при почти нормальном падении. Искомые параметры определяются из численного метода минимизации ошибки при сравнении экспериментальных и модельных данных, например, с помощью метода наименьших квадратов (LSM) [34]. В следующем разделе мы обсудим VASE для измерения толщины и оптических свойств тонких пленок более подробно.

1.2 Спектральная эллипсометрия (SE)

Чтобы отслеживать и контролировать толщину пленки на практике, инженеры-технологи могут использовать спектроскопическую эллипсометрию для измерения толщины пленки выбранных слоев образца.

Спектроскопическая эллипсометрия - это хорошо разработанный метод, который становится все более популярным для определения характеристик тонких пленок, поскольку он имеет значительную чувствительность и может использоваться для характеристики даже очень тонких пленок (включая пленки субнанометровой толщины), может использоваться в процессе производства и дает расширенную информацию об образце, включая толщину слоев и оптические постоянные в широком диапазоне длин волн [35].

При измерении более толстых пленок этот метод усложняется и требует дополнительных расчетов. Для получения результатов спектроскопической эллипсометрии обычно требуются мощные компьютеры. Поэтому этот прием получил широкое распространение только недавно. Однако он был известен и использовался с тех пор, как Пол Друде (Paul Drude) предложил его более 115 лет назад [36]. Спектроскопическая эллипсометрия позволяет характеризовать ряд дополнительных свойств тонких пленок, таких как коэффициент растяжения, шероховатость поверхности или однородность образца [37].

Толчком к интенсивному развитию эллипсометрии как метода исследования пленочных структур в микроэлектронике послужило появление источников направленного монохроматического излучения (лазеров) и широким распространением быстродействующей вычислительной техники. Последнее обстоятельство позволило облегчить процедуру интерпретации измерений, существенно расширить рамки модельных представлений при описании исследуемых структур и тем самым перейти к изучению более сложных объектов. Развитие метода шло по нескольким взаимосвязанным направлениям. Прежде всего, это разработка его аппаратного обеспечения: создание эллипсометров широкого спектрального диапазона, быстродействующих лазерных эллипсометров, а также специализированных

приборов с узкофункциональными возможностями. Параллельно этому шло развитие методических основ, разработка моделей для интерпретации эллипсометрических измерений, создание алгоритмов и методов численного решения эллипсометрических задач. Это, в свою очередь, привело к распространению метода эллипсометрии из микроэлектроники в другие области знаний: физику твердого тела, физику поверхности, материаловедение, технологию оптических покрытий, химию полимеров и электрохимию, биологию, медицину и др.

1.2.1 Теория спектральной эллипсометрии

Спектроскопическая эллипсометрия, как правило, представляет собой неинвазивный неразрушающий метод измерения для получения оптических свойств материала образца с помощью сравнения коэффициентов отражения световых волн различной поляризации. Этот метод измеряет относительное изменение поляризации и, следовательно, не зависит от абсолютной интенсивности, если абсолютная интенсивность достаточна. Это делает эллипсометрические измерения очень точными и воспроизводимыми [38].

Когда плоская монохроматическая световая волна падает на поверхность под углом, вектор направления распространения называется волновым вектором (\mathbf{K}). Взаимно перпендикулярные вектора электрического поля (\mathbf{E}) и магнитного поля (\mathbf{B}) световой волны перпендикулярны волновому вектору \mathbf{K} . Вектор электрического поля \mathbf{E} выбран в качестве вектора, определяющего поляризацию световой волны. Он раскладывается на две компоненты, соответственно, параллельную и перпендикулярную плоскости падения, где плоскость падения определяется как плоскость, перпендикулярная поверхности образца и содержащая падающий и

отраженный световой луч. Векторы названы по их немецким названиям «Parallel» и «Senkrecht», и отсюда даны соответствующие обозначения: p- и s-поляризации.

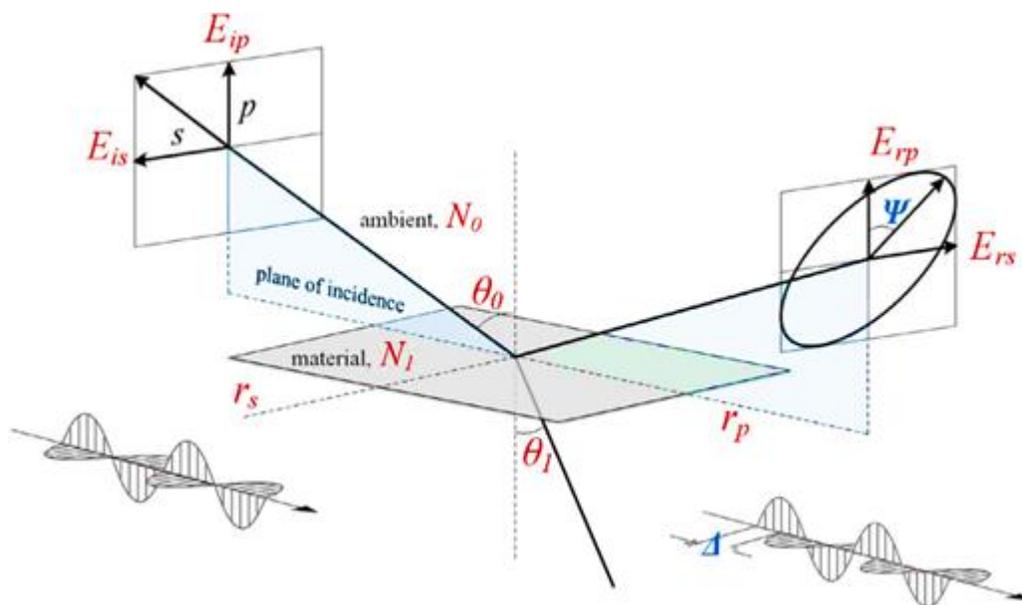


Рисунок 1.2- - Принцип эллипсометрии [39].

Принцип действия эллипсометра показан на Рисунок 1.2. На исследуемый образец падает плоскополяризованная волна, которая после отражения становится в общем случае эллиптически поляризованной. Параметры эллипса поляризации, т.е. ориентация его осей и эксцентриситет, определяются оптическими свойствами отражающей структуры и углом падения света. В эксперименте измеряется отношение комплексных коэффициентов отражения для двух типов поляризации световой волны: в плоскости падения (*p*)- r_p и перпендикулярно к ней (*s*)- r_s . Это отношение ρ принято выражать через эллипсометрические параметры ψ и Δ , которые характеризуют относительное изменение амплитуд для *p*- и *s*-поляризаций и сдвиг фаз между ними [13][40]:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan \psi \exp i\Delta \quad (1)$$

Эллипсометрические измерения оказываются более информативными, чем фотометрические, так как одновременно измеряются сразу две величины: амплитудный параметр ψ и фазовый – Δ . Поэтому из уравнения (1) можно определить любые два параметра модели, описывающей коэффициенты отражения r_p и r_s для плоских волн с поляризациями p и s , соответственно. Последние зависят от оптических свойств исследуемой структуры, а также от угла падения света и длины волны. Если количество параметров, подлежащих определению, больше двух, то можно провести измерения при нескольких углах падения света (многоугловая эллипсометрия) или при сканировании длины волны света (спектральная эллипсометрия) и тем самым увеличить число уравнений.

Эллипсометрический эксперимент предполагает последовательное выполнение следующих шагов [41]: – проведение необходимого количества измерений (определение левой части уравнений вида (1)); – выбор адекватной оптической модели, описывающей отражающие свойства исследуемого образца (моделирование правой части уравнения (1)); – численное решение системы уравнений и определение искомых параметров модели; – интерпретация полученных численных результатов на языке физических характеристик исследуемого объекта. Существующие на сегодняшний день модели позволяют рассчитать коэффициенты отражения многослойных и неоднородных по толщине структур, гетерогенных слоев, состоящих из смеси нескольких компонентов, описать отражение от шероховатых поверхностей и островковых пленок.

В результате такого комплексного подхода удается проводить неразрушающий оперативный контроль достаточно сложных слоистых наноструктур.

1.2.2 Теоретические модели спектральной эллипсометрии

Эллипсометрический анализ многослойных пленок основан на определении характеристических матриц отдельных слоев. Такой подход более удобен для численных расчетов, чем использование матрицы Мюллера или матрицы Джонса.

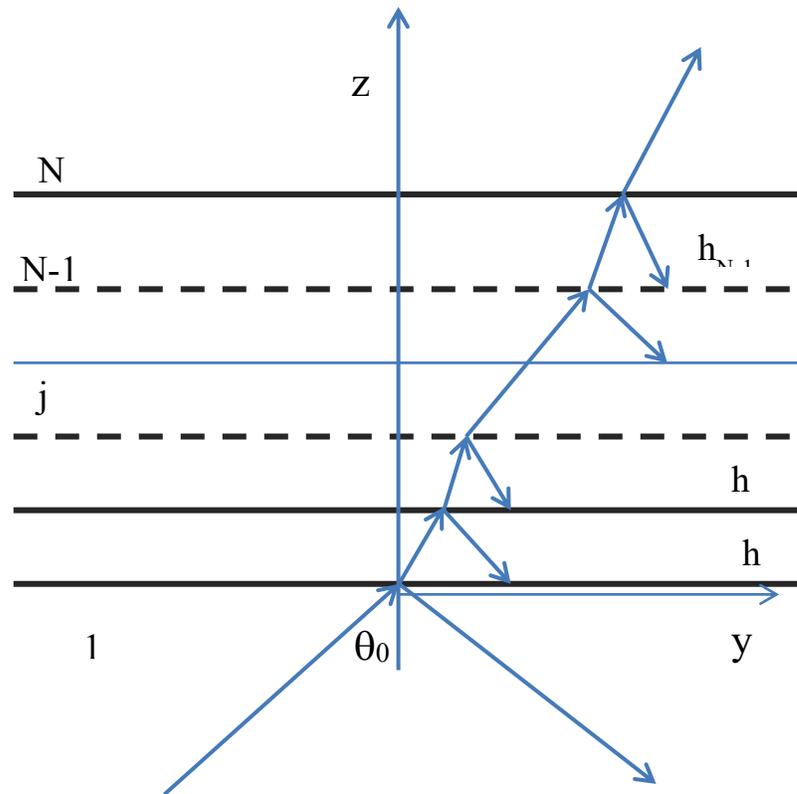


Рисунок 1.3- Ход лучей в многослойной структуре.

Многослойные структуры представляют собой последовательность слоев с различными толщинами h_j ($j=2, 3, \dots, N-1$). Ход лучей в

такой структуре показан на Рисунок 1.3. Предполагается, что все среды оптически изотропны (симметрия не ниже кубической), и слои намагничены однородно. Среда ($j=0$), свет из которой попадает на многослойную структуру, считается прозрачной; роль подложки учитывается самым нижним слоем ($j=N$).

В рассматриваемой модели будет возможно учесть наличие магнитных слоев с намагниченностью в плоскости пленки с помощью введения антисимметричного тензора второго ранга для матрицы диэлектрической проницаемости [42,43].

Для волн с p -поляризацией коэффициенты отражения r_p и пропускания t_p для многослойной системы находятся из матричного уравнения:

$$\begin{pmatrix} 1 + r_p \\ (-1 + r_p)p_{p1} \end{pmatrix} = \widehat{M}_p t_p \begin{pmatrix} 1 \\ -p_{pN} \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$p_{p1} = \frac{\cos \theta}{n_1}, \quad (3)$$

$$p_{pN} = \frac{\cos \theta_N}{n_N} \quad (4)$$

В уравнениях (2-4), \widehat{M}_p – характеристическая матрица многослойной системы для p -поляризации, θ -угол падения на многослойную систему из среды с показателем преломления n_1 , θ_N – угол преломления в последней среде (подложке) с показателем преломления n_N . Матрица \widehat{M}_p определяется произведением соответствующих матриц отдельных слоев с индексом j и с параметрами: $n_j = \sqrt{\varepsilon_j}$ - комплексный коэффициент преломления и h_j - толщина:

$$\hat{M}_p = \prod_{j=2}^{N-1} \hat{M}_{pj} \quad (5)$$

$$\hat{M}_{pj} = \begin{pmatrix} \cos(\beta_j h_j) & \frac{i}{p_{pj}} \sin(\beta_j h_j) \\ ip_{pj} \sin(\beta_j h_j) & \cos(\beta_j h_j) \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$\beta_j = k_0 n_j \cos \theta_j, p_{pj} = \frac{\cos \theta_j}{n_j}, k_0 = 2\pi/\lambda \quad (7)$$

Здесь λ – длины волны в вакууме. Углы θ_j определяются следующим образом:

$$n_j \cos \theta_j = \sqrt{n_j^2 - n_1^2 \sin^2 \theta}$$

Для s -поляризации уравнения остаются по форме прежними, только необходимо заменить p_{pj} на $p_{sj} = n_j \cos \theta_j$.

Характеристические матрицы зависят от показателей преломления, которые необходимо определять путем сравнения результатов эксперимента и моделирования. Поскольку эллипсометрический метод не является прямым, следует сделать определенные предположения о спектрах диэлектрической проницаемости. Например, в определенном диапазоне длин волн для слоев с затуханием возможны простые приближения (Cauchy-Urbach) для комплексного показателя преломления [13]:

$$\tilde{n}_j(\lambda) = A_{nj} + \frac{B_{nj}}{\lambda^2} + \frac{C_{nj}}{\lambda^4} \quad (8)$$

$$k_j(\lambda) = A_{kj} \exp\left(\frac{B_{kj}}{\lambda} - C_{kj}\right) \quad (9)$$

Используются и другие аппроксимации, полученные путем экстраполяции экспериментальных данных. Неизвестные параметры модели и толщины определяются минимизацией соответствующего функционала. Обычно в качестве критерия используется среднеквадратичная ошибка

$$MSE = \frac{1}{M-m-1} \sum_j^M [\rho_{exp}(\lambda_j) - \rho_{cal}(\lambda_j, \boldsymbol{\eta})]^2.$$

Здесь $\rho_{exp}(\lambda_j)$, $\rho_{cal}(\lambda_j, \boldsymbol{\eta})$ – экспериментальные и вычисленные эллипсометрические параметры при определенной длине волны, M – число таких длин волн, $\boldsymbol{\eta}$ – вектор, определяющий параметры модели.

1.3 Магнитооптические эффекты

Под магнито-оптическими (МО) эффектами понимают влияние намагниченности ферромагнетика или магнитного поля на состояние поляризации или интенсивности отраженного от поверхности образца (или прошедшего через образец) света [44]. МО эффекты позволяют манипулировать поляризацией и интенсивностью света с помощью намагниченности среды [45]. Эти эффекты широко используются в различных оптических устройствах, таких как оптические изоляторы [46], приборы для модуляции света [47], а также востребованы для проведения исследований магнитной структуры [48].

В исследование магнитооптического эффекта внесли значительный вклад многие ученые, от Зеемана (Zeeman), Фойгта (Voigt) и Коттона-Мутона (Cotton-Mouton) до Фарадея и Керра. Эффекты Зеемана связаны с расщеплением спектральных линий в присутствии магнитного поля. Расстояние между Зеемановскими подуровнями напрямую зависит от величины вектора магнитного поля [49]. Этот эффект также используется для

определения магнитного поля плазмы и в таких приложениях, как ядерный магнитный резонанс, магнитно-резонансная томография и Мессбауэровская спектроскопия.

В эффектах Фойгта и Коттона-Мутона конфигурация распространения света такая же, как и в эффектах Фарадея, за исключением того, что направление магнитного поля параллельно поверхности образца. Эффекты Фойгта и Коттона-Мутона возникают из-за разницы показателей преломления двух компонентов светового излучения, которые линейно поляризованы параллельно и перпендикулярно намагниченности, когда свет распространяется в поперечно намагниченной среде (волновой вектор перпендикулярен намагниченности). Линейно поляризованный свет, плоскость поляризации которого ориентирована под углом к направлению намагниченности, после распространения через среду становится эллиптически поляризованным.

И эффект Коттона, и эффект Фойгта имеют одно и то же физическое происхождение. Однако эффект Фойгта был обнаружен с использованием паров натрия, тогда как эффект Коттона-Мутона был обнаружен с использованием парамагнитной жидкости. Эффект Фойгта и Коттона-Мутона в твердых материалах обычно намного меньше эффекта Фарадея.

Эффект Фарадея - это фундаментальное магнитооптическое явление, связанное с поляризацией электромагнитной волны в магнитном поле, обнаруженное М. Фарадеем в 1845 году [50]. Эффект Фарадея проявляется как прохождение линейно поляризованного света через образец под действием внешнего магнитного поля или в магнитной среде с намагниченностью

параллельной падающему свету, плоскость поляризации поворачивается на угол θ пропорционально магнитному полю B и толщине образца L :

$$\theta = VBL \quad (10)$$

Коэффициент V называется постоянной Верде, он определяется как вращение на единицу пути и на единицу напряженности поля, зависит от свойств материала, энергии фотонов и температуры. Поскольку угол вращения пропорционален полю, эффект Фарадея полезен в качестве дополнительного инструмента для точной калибровки магнитного поля. Однако существуют ограничения на образцы, поскольку они должны быть относительно тонкими, чтобы пропускать достаточно света. Вращение Фарадея обычно измеряется с помощью установки, показанной на рисунке 1.4.

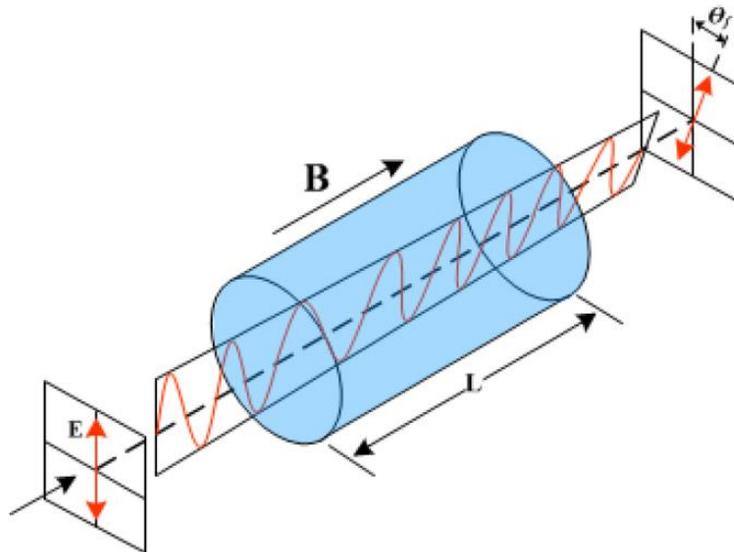


Рисунок 1.4- Схематическая диаграмма эффекта Фарадея [51].

Эффект Фарадея возникает из-за разницы показателей преломления волн с правой и левой круговой поляризацией $n_+ - n_-$, возникающей под действием магнитного поля. Линейно поляризованный свет можно рассматривать как суперпозицию волн с левой и правой круговой

поляризацией и с определенной разностью фаз. Результатом разницы между n_+ и n_- является различие в скоростях распространения волн с разной поляризацией: c/n_- и c/n_+ в присутствии магнитного поля. Последнее приводит к вращению плоскости поляризации линейно поляризованного света на угол θ [52]:

$$\theta = \frac{\omega}{2c}(n_+ - n_-)L \quad (11)$$

В уравнении (11) ω - угловая частота, c - скорость света. Феноменологическое отличие эффекта Фарадея от естественной оптической активности заключается в невзаимности эффекта Фарадея: значение θ будет удвоено, если свет пройдет обратно по тому же пути через намагниченную среду (например, после отражения от зеркала). В случае естественной оптической активности, когда свет возвращается после нормального отражения, $\theta = 0$. Следует отметить, что эффект Фарадея растет с увеличением длины оптического пути в образце. По этой причине Фарадеевское вращение, полученное от всей магнитной пленки, мало для более тонких пленок и становится трудно обнаруживаемым, когда толщина пленки составляет всего несколько нанометров.

Основываясь на теории Фарадея, шотландский физик Р. Джон Керр исследовал влияние намагниченности поверхности на отражение света от нее и в 1877 году сформулировал основные положения этого эффекта, который впоследствии был назван магнитооптическим эффектом Керра (МОКЕ). В настоящее время МОКЕ - это стандартный метод измерения изменения намагниченности на поверхности материала, в частности, можно построить кривую магнитного гистерезиса. Экспериментальные методы МОКЕ внесли значительный вклад в изучение спинтроники [25,53], которая в настоящее

время является одним из ведущих направлений научных исследований. Мы обсудим МОКЕ более подробно в следующем разделе.

1.3.1 Магнитооптический эффект Керра (МОКЕ)

МОКЕ - очень чувствительный метод исследования поверхностного слоя, который использовался для определения характеристик тонких пленок, ультратонких пленок и многослойных тонких пленок при воздействии внешнего магнитного поля. Понимание влияния магнитной анизотропии в тонких магнитных пленках важно для непрерывного прогресса современной информационной технологии тонких пленок, которые являются важными компонентами жестких дисков, нано-электромеханических систем, магнитооптической записи и хранения данных [54]. Ферромагнитные металлы демонстрируют высокое поглощение ($\alpha \approx 10^5-10^6 \text{ cm}^{-1}$) в видимой и ближней ИК-области спектра, и это позволяет получить магнитооптический отклик от очень тонкого поверхностного слоя (10-30 нм) [55,56].

В зависимости от геометрии расположения поверхности ферромагнитного слоя по отношению к плоскости падения линейно поляризованного света, а также по направлению вектора намагниченности в образце различают три основных варианта эффекта Керра (см. Рисунок 1.5) [52]:

- *Меридиональное намагничивание* – Рисунок 1.5 а. Вектор M параллелен и плоскости ферромагнитной пленки, и плоскости падения света. При перемагничивании магнетика наблюдается меридиональный эффект Керра (ЛМОКЕ), который выражается: а) во вращении плоскости поляризации; б) в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света.

- *Полярное намагничивание* – Рисунок 1.5 в. Вектор намагниченности M перпендикулярен плоскости ферромагнитной пленки и параллелен плоскости падения света. При перемагничивании магнетика и при нормальном падении света наблюдается полярный эффект Керра (РМОКЕ), состоящий: а) во вращении плоскости поляризации; б) в появлении эллиптичности отраженного от магнетика линейно-поляризованного света. При падении света под углом наблюдается изменение интенсивности света. Полярный эффект Керра имеет большое значение для оптического хранения данных, так как он используется для считывания информации с магнитооптических дисков [49].
- *Экваториальное(поперечное) намагничивание* – Рисунок 1.5с. Вектор M параллелен плоскости ферромагнитной пленки и перпендикулярен плоскости падения света. При перемагничивании наблюдается экваториальный эффект Керра (ТМОКЕ) , выражающийся: а) в изменении интенсивности света; б) сдвиге фазы линейно-поляризованного света, отраженного магнитным слоем.

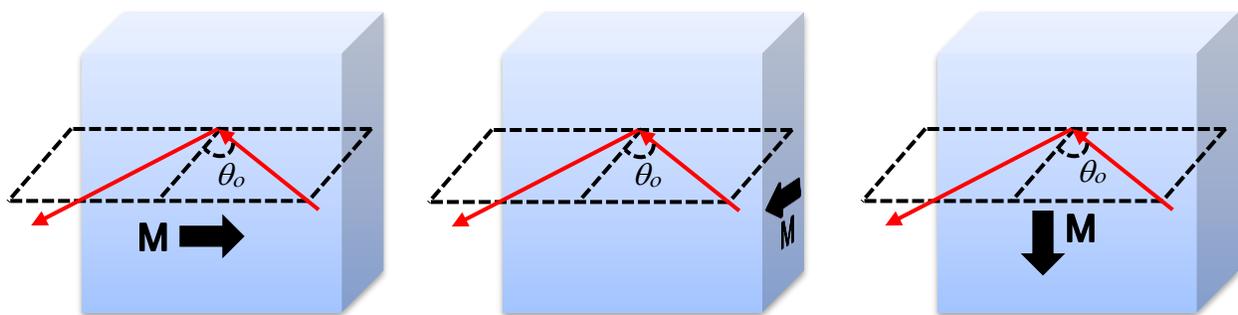


Рисунок 1.5- Схема конфигураций магнитооптического эффекта Керра: а) LMOKE б) PMOKE and с) TMOKE.

ТМОКЕ в основном наблюдается для поглощающих материалов и вызывает изменение интенсивности отраженного света путем

перемагничивания. Для ТМОКЕ не происходит вращения плоскости поляризации света, в отличие от РМОКЕ и ЛМОКЕ. Отметим преимущества экваториального эффекта Керра. Поскольку намагниченность образца лежит в плоскости пленки и размагничивающие поля близки к нулю, для его намагничивания достаточно прикладывать магнитные поля, сравнимые с коэрцитивной силой, т.е. ТМОКЕ целиком определяется магнитным состоянием вещества. Применение ТМОКЕ позволяет измерить все магнитные характеристики вещества, которые определяются из кривых намагничивания и петли гистерезиса. Этот эффект используется при наблюдении магнитных доменов на поверхности намагниченного образца [52] и представляет интерес для магнитооптической записи и хранения информации [57]. Первоначально ТМОКЕ рассматривался для отраженного света. Однако комбинация магнитных материалов и плазмонных наноструктур открывает новую возможность наблюдать ТМОКЕ и в проходящем свете [58]. Мы обсудим ТМОКЕ в конфигурации прохождения ниже.

Для анализа экспериментальных данных и сопоставления с теорией, мы разработали обобщенную модель магнитооптической и эллипсометрической характеристики (ГМОЕ), основанную на модифицированных характеристических матрицах Абея. Спектроскопические методы эллипсометрии хорошо разработаны для измерения оптических параметров и толщины многослойных слоев с низкими потерями. Охарактеризовать поглощающие мультислои сложнее, поскольку существует корреляция между комплексным показателем преломления и толщиной слоя. Между тем может быть предложена простая аналитическая модель для обобщенной схемы ГМОЕ в конфигурации ТМОКЕ [59]. Формализм позволяет подобрать уникальную диагональную диэлектрическую проницаемость, зависящую от

длины волны, каждого слоя в многослойных пленках и идентифицировать недиагональные элементы, ответственные за магнитооптические сигналы [60]. Всесторонний теоретический и экспериментальный анализ показывает возможность усиления ТМОКЕ за счет использования неферромагнитных слоев. Для удобства мы представим формализм в этом разделе.

1.3.2 Обобщенный магнитооптический и эллипсометрический алгоритм

В случае линейной по намагниченности слоя МОКЕ феноменологическое описание многослойной системы основано на диэлектрической проницаемости в виде недиагональной матрицы для магнитных слоев. Рассматривая эллипсометрические и ТМОКЕ-отклики, удобно использовать модифицированные характеристические матрицы Абея [61].

Далее предполагается, что плоскость падения света является плоскость (y, z) , а поверхность образца $(y-x)$, как показано на Рисунок 1.6. Намагниченность лежит в плоскости образца вдоль оси x . Тензор диэлектрической проницаемости ферромагнитного слоя имеет вид:

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_F \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & -iQ\gamma \\ 0 & iQ\gamma & 1 \end{pmatrix} \quad (12)$$

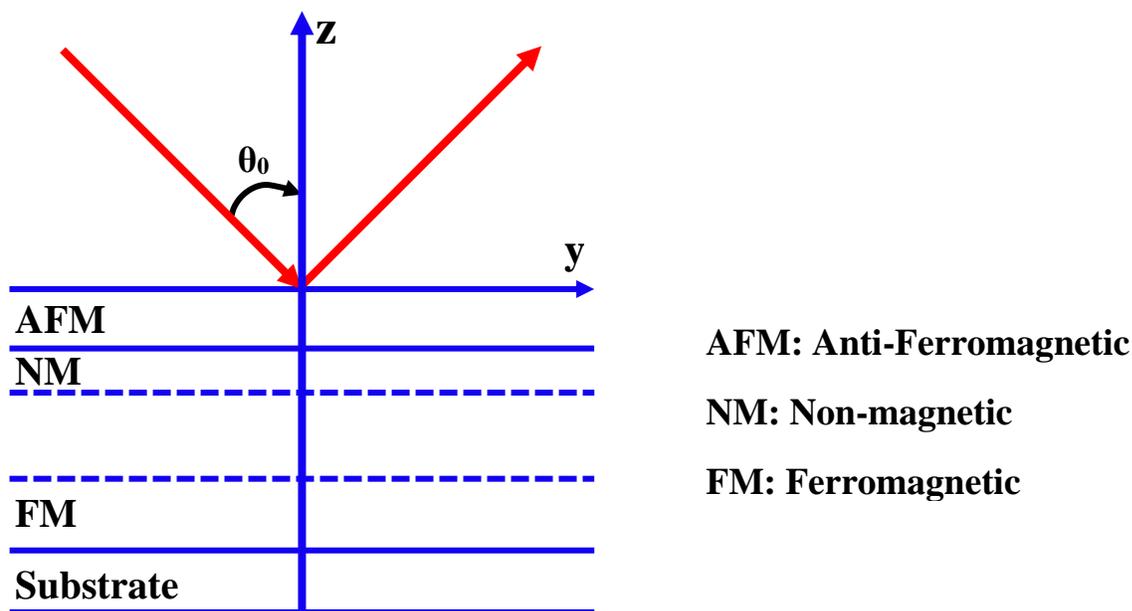


Рисунок 1.6- Схематичное представление оптической модели многослойной пленки с ферромагнитными слоями

В уравнении (12) ε_F – диагональная диэлектрическая проницаемость, Q – магнитооптическая константа и γ – косинус угла между намагниченностью и осью x . В этом случае, $p(H_x, E_y, E_z)$ и $s(E_x, H_y, H_z)$ поляризованные волны остаются собственными функциями системы. Влияние намагниченности сводится к изменению интенсивности и сдвигу фазы p -волны. Рассмотрим влияние намагниченности слоя на прохождение света через него. Для волны с поляризацией p собственными функциями задачи будут H_x, E_y, E_z . Они связаны следующими уравнениями

$$\frac{dH_x}{dy} = ik_0\varepsilon_F(iQ\gamma E_y + E_z) \quad (13)$$

$$\frac{dH_x}{dz} = -ik_0\varepsilon_F(E_y - iQ\gamma E_z) \quad (14)$$

Уравнения (13)-(14) приводят к волновому уравнению, решение которого имеют вид:

$$H_x = U(z) \exp(ik_0 \alpha y) \quad (15)$$

$$E_y = V(z) \exp(ik_0 \alpha y) \quad (16)$$

Для плоской волны волновой вектор в направлении y постоянен, и

$$\alpha = \tilde{n} \sin \theta, \quad \tilde{n}^2 = \varepsilon_F (1 + (Q\gamma)^2) \quad (17)$$

Функции $U(z)$ и $V(z)$ определяются стандартным образом, и их значения связываются на разных границах слоя:

$$\begin{pmatrix} U_0 \\ V_0 \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} \quad (18)$$

Выражая в (18) входящие функции U_0, V_0 через параметры падающей и отраженной волн, а функции U и V через параметры преломленной волны, окончательно получим матричное уравнение для расчета комплексных коэффициентов отражения r_p и прохождения t_p . Характеристическая матрица для магнитного слоя (для волны с поляризацией p) записывается в виде, аналогичном уравнению (6):

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \cos(\beta h) - \zeta \sin(\beta h) & i \sin(\beta h) / q \\ i q \sin(\beta h) & \cos(\beta h) + \zeta \sin(\beta h) \end{pmatrix} \quad (19)$$

Параметры в уравнении (18) определяются как:

$$\beta = k_0 n_F \cos \theta_F, \quad \zeta = Q\gamma \tan \theta_F, \quad q = \frac{\cos \theta_F}{n_F}, \quad n_F = \sqrt{\varepsilon_F} \quad (20)$$

В уравнении (20), θ_F – угол преломления в магнитном слое. Интересно отметить, что в линейном приближении по отношению к параметру ζ ,

детерминант матрицы (19) равен 1, что и обуславливает возможность использования формализма матриц Абея.

Для s -поляризации интенсивность отраженного света не зависит от намагниченности, то есть в матрице (19) нет членов, которые зависят от намагниченности. Она определяется также, как и для немагнитных слоев. Но эта мода также будет нужна для моделирования эллипсометрических параметров и определения оптических констант. Таким образом, разработанный формализм позволяет одновременный анализ эллипсометрических параметров и ТМОКЕ, для которого вводится дополнительный параметр $\delta(\gamma)$, который определяется как относительное изменение интенсивности отраженной волны с p -поляризацией при изменении направления намагниченности:

$$\delta(\gamma) = 2 \frac{|r_p(\gamma)|^2 - |r_p(\gamma = -1)|^2}{|r_p(\gamma = 1)|^2 + |r_p(\gamma = -1)|^2} \quad (21)$$

1.4 Поверхностные плазмонные поляритоны (SPP)

Поперечный магнитооптический эффект Керра (ТМОКЕ) является многообещающим, поскольку он очень чувствителен к намагничиванию вблизи поверхности образца и, следовательно, может приводить к значительному отклику даже для ультратонких пленок [52]. Между тем, относительное изменение интенсивности отраженного света в ТМОКЕ составляет порядка 10^{-3} , что ограничивает его применимость [62]. При использовании ТМОКЕ на прохождение может возникнуть сопутствующий эффект, для которого необходимым условием является разница между противоположными границами магнитной пленки. Однако его трудно

наблюдать из-за небольшого пропускания через ферромагнитные металлы в дополнение к его небольшой величине [63].

Представляет интерес усиление магнитооптического отклика в конфигурации прохождения света. Недавно было предложено несколько концепций для улучшения ТМОКЕ [64–67]. В частности, эти концепции включают возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (SPP), которые определяются как связанные колебания электромагнитного поля и электронной плазмы в металле, которые локализованы и распространяются вдоль границы раздела металл / диэлектрик [68]. Современные требования к скорости обработки оптических сигналов побуждают исследовать различные способы манипулирования светом на нано масштабе. Область плазмоники представляет собой новую захватывающую область применения поверхностных плазмонов, в которой схемы на основе поверхностных плазмонов объединяют области фотоники и электроники на нано уровне [69].

SPP могут служить основой для построения фотонных схем нанометрового масштаба, которые обеспечивают передачу оптических сигналов и электрических токов [70,71], или служить основой для проектирования, изготовления и определения характеристик компонентов субволновых волноводов [72]. В рамках плазмоники были исследованы модуляторы и переключатели [73], а также использование SPP в качестве медиаторов при передаче энергии от донорных молекул акцепторам на противоположных сторонах металлических пленок [74].

1.4.1 Схема SPP возбуждения

Если магнитная тонкая пленка покрыта металлической пленкой, позволяющей возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов (SPP),

магнитооптические эффекты могут быть значительно усилены вблизи резонанса SPP, и ТМОКЕ может достигать нескольких процентов [67,75]. Это делает его пригодным для исследования прозрачных магнитооптических пленок. Для сохранения волнового вектора были разработаны специальные экспериментальные установки. Волновые векторы фотонов и SPP могут быть согласованы с использованием либо туннелирования фотонов в геометрии полного внутреннего отражения, как конфигурации Кречмана и Отто (Kretschmann and Otto configurations), либо эффекта дифракции на решетке, как показано на рисунке 1.7.

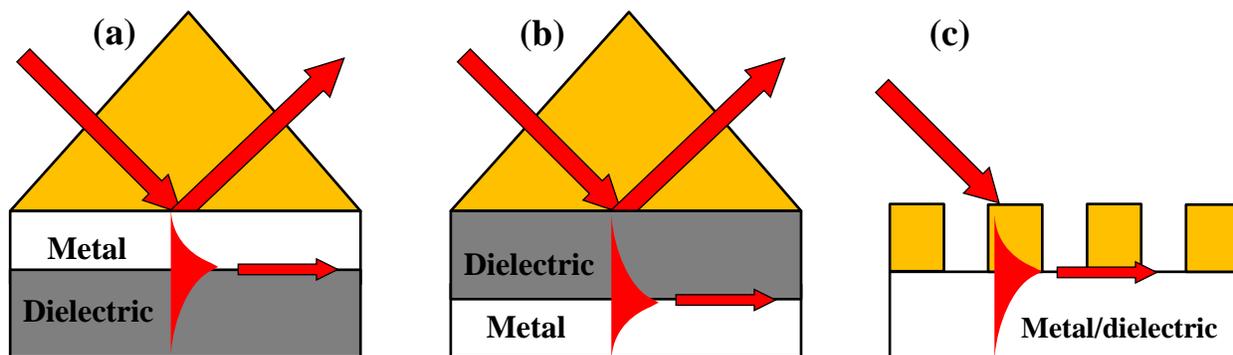


Рисунок 1.7- Основные схемы SPP возбуждения: (a) Kretschmann конфигурация, (b) Otto конфигурация and (c) конфигурация с дифракционной решеткой [76].

В данной работе мы рассмотрим конфигурацию дифракционной решетки, обеспечивающую сохранение волнового вектора для возбуждения плазмонной волны. Это может быть реализовано, если металл или диэлектрик периодически перфорировать решеткой щелей или отверстий. Такие решетки обеспечивают дифрагированный свет с различными составляющими волнового вектора в плоскости. Если некоторые из них совпадают с волновым вектором SPP, то свет будет связан с SPP, как показано на Рисунке 1.7-с.

1.4.2 Поверхностные плазмонные поляритоны с использованием дифракционных решеток

В последние десятилетия было сделано много значительных открытий в области симметричных и несимметричных плазмонных наноструктур [77,78]. Показано, что при возбуждении плазмонных волн возникает сильная концентрация энергии электромагнитного поля. Это приводит к резкому увеличению эффективности взаимодействия световой материи и усилению оптического отклика. В качестве отправной точки можно описать основы поверхностных плазмонных поляритонов как на одиночных плоских границах раздела, так и в многослойных структурах металл/диэлектрик.

Поверхностные возбуждения характеризуются дисперсией и пространственным профилем. Поверхностные плазмонные поляритоны (SPPs) представляют собой поверхностные ТМ-волны, распространяющиеся на границе раздела между материалами с диэлектрической проницаемостью противоположного знака, обычно металлом и диэлектриком. Они возникают в результате взаимодействий между падающей световой волной и свободными электронами проводника, генерируя сильно локализованные электромагнитные (ЕМ) поля на границе раздела. Постоянная распространения SPP на границе раздела между металлом и диэлектриком может быть выражена как

$$k_{sp} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_a}{\epsilon_m + \epsilon_a}} \quad (22)$$

В уравнении (22) ϵ_m и ϵ_a диэлектрические постоянные металла и воздуха, соответственно. Это дисперсионное соотношение сильно зависит от диэлектрической проницаемости диэлектрика и металла, как показано на

рисунке 1.8, иллюстрирующем дисперсионное соотношение SPP для двух различных металлических пленок, одной магнитной и одной немагнитной, таких как Au в контакте с воздухом.

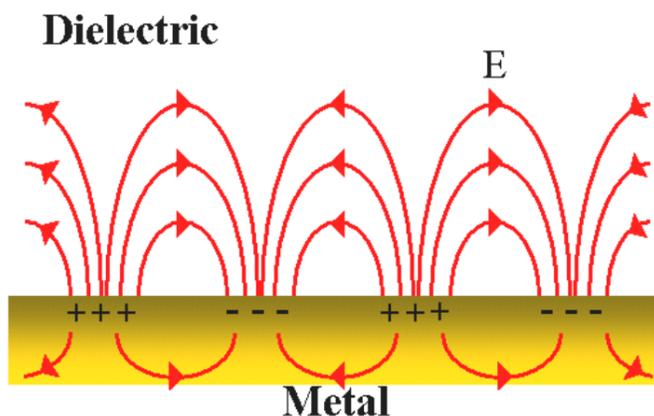


Рисунок 1.8- Схема электромагнитного поля, создаваемого поверхностными плазмонами, распространяющимися вдоль границы раздела металла и диэлектрика.

Ультратонкие магнитные диэлектрические пленки имеют первостепенное значение в связи с их применением в нанофотонике и спинтронике. На основе поперечного магнитооптический эффект Керра (ТМОКЕ), усиленного поверхностными плазмон-поляритонами, будет возможно исследовать ультратонкие магнитные пленки, что позволяет получить информацию о магнитной структуре и магнитооптических свойствах. В наших экспериментах мы проанализировали пленки висмут замещенного феррит-граната толщиной менее 100 нм, покрытых симметричными плазмонными решетками из золота, как показано на рисунке 1.9. Для пленок толщиной более 40 нм ТМОКЕ незначительно зависит от толщины пленки. Дальнейшее уменьшение толщины пленки приводит к уменьшению ТМОКЕ, так как при таких толщинах поверхностное плазмон-

поляритонное поле частично проникает внутрь немагнитной подложки. Тем не менее, ТМОКЕ остается измеримым даже для пленок толщиной несколько нм, что делает этот метод уникальным для магнитооптического исследования ультратонких пленок.

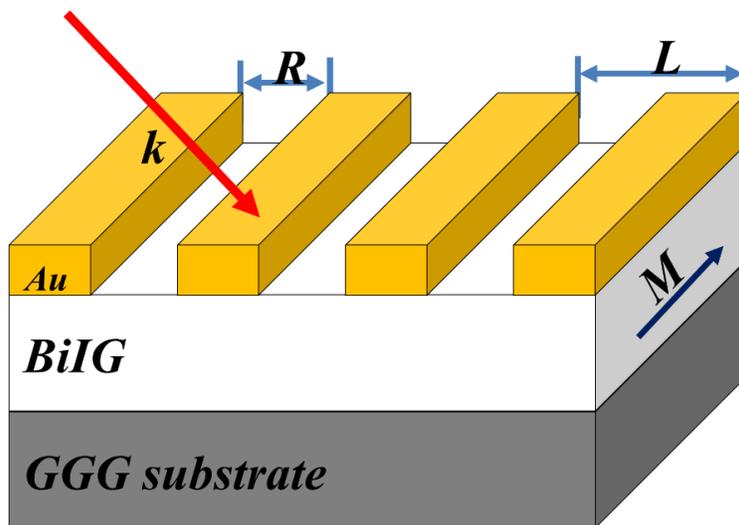


Рисунок 1.9- Схематическое изображение магнитоплазмонной кристалла, состоящего из металлической решетки поверх ферромагнитной пленки, выращенной на немагнитной подложке. Намагниченность M в ферромагнитном слое параллельна щелям, а падающий свет р-поляризован; k -волновой вектор.

По причинам симметрии ТМОКЕ исчезает при нормальном падении. Это справедливо и для ТМОКЕ в комбинации с SPP, поскольку плазмонные моды, распространяющиеся в противоположных направлениях, эквивалентны и компенсируют друг друга [79,80]. Совершенно другая ситуация возникает, когда при наклонном падении света нарушается эквивалентность встречных мод SPP, что имеет место при несимметричной плазмонной решетке, то есть нарушается пространственная симметрия в латеральном направлении. Было показано, что особая конструкция этих несимметричных структур приводит к

увеличению добротности плазмонного резонанса [78], широкодиапазонной перестройке групповой скорости плазмонов и изменению структуры запрещенной зоны. Более важным является тот факт, что в несимметричных структурах плазмонные моды при нормальном падении света возбуждаются с разной эффективностью [81]. Этот эффект, его механизм и свойства обсуждаются, например, в [80,82].

Здесь мы демонстрируем, что введение асимметрии в магнитоплазмонные структуры приводит к появлению новых магнитооптических эффектов, в частности к модуляции интенсивности света при нормальном падении для противоположных направлений намагниченности. Новое явление можно назвать эффектом поперечного магнитофотонного пропускания (ТМРТЕ). Его физический механизм заключается в одновременном нарушении вырождения возбуждения и Т-симметрии для плазмонных мод, распространяющихся в противоположных направлениях. В то время как первое связано с искусственно созданным нарушением пространственной (Р) симметрии структуры в поперечном направлении, второе присуще магнитным средам.

ГЛАВА 2: МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Изготовление образцов

В данной работе мы исследовали наноразмерные тонкие пленки с различными слоями, включая ферромагнитные, ферримагнитные, металлические и дифракционные решетки. Все образцы приведены в таблице 2.1.

Тип структуры	Состав	подложка
Немагнитные/ферромагнитные слои	Al/Ni ₅₀ Fe ₅₀	Ситал
	Al/Ge/Ni ₅₀ Fe ₅₀	
Антиферромагнитный/ферромагнитные слои	Cr/Ni ₈₀ Fe ₂₀	Стекло
ферритовая пленка, покрытая симметричными решетками	Bi _{0.8} Gd _{0.2} Lu ₂ Fe ₅ O ₁₂	гадолиний галлий
ферритовая пленка, покрытая асимметричными решетками	Bi _{1.5} Gd _{1.5} Fe _{4.5} Al _{0.5} O ₁₂	гранат (GGG)

Таблица 2.1 Состав и конструкция мультипленок.

2.1.1 Двухслойные и трехслойные системы с металлическим слоем

Оптические свойства отдельных слоев и возможность управления магнитооптическими эффектами с помощью немагнитных слоев исследовались с использованием системы двухслойных и трехслойных пленок на подложках из ситалла или стекла. Первый тип образцов имел верхний слой Al, толщина которого изменялась от 2 до 20 нм. Толщина пермаллоя и Ge поддерживалась постоянной, 20 нм и 2 нм, соответственно. Двух- и трехслойные пленки выращивали методом термического испарения в вакууме на многоцелевой установке VUP-5M с опцией послойной конденсации. Для обеспечения хорошей однородности держатель образца вращался. После нанесения нижнего слоя пермаллоя образцы отжигали в вакууме до

температуры $T = 550$ К для получения структурно однородных образцов. Следующий слой наносили после охлаждения образцов до комнатной температуры. Дальнейший отжиг не использовался, чтобы исключить тепловую диффузию атомов между слоями. Толщину пленки измеряли методом кварцевого резонатора.

2.1.2 Двухслойные пленки типа антиферромагнетик/ферромагнетик

Серия двухслойных пленок типа антиферромагнетик/ферромагнетик Cr/Ni₈₀Fe₂₀ были получены с помощью магнетронного напыления (AJA International, MA, USA) на стеклянных подложках. Толщина слоев изменялась от 2 до 20 нм, и от 10 до 20 нм для слоев Cr и Ni₈₀Fe₂₀, соответственно. Для получения слоя пермаллоя использовалась мишень Ni₈₀Fe₂₀ (от AJA International).

Скорость распыления составила 0.13 нм/с для Ni₈₀Fe₂₀ и 0.28 нм/с для Cr (99.99% степень чистоты; AJA International). Скорость распыления была оптимизирована для используемого материала. Пленки готовились в условиях сверхвысокого вакуума и высокочистой атмосферы аргона, поэтому более низкая скорость распыления не влияла на качество слоя. Толщину контролировали методом кварцевого резонатора. Мы также контролировали концентрацию компонентов в слое NiFe после осаждения с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDS) (Oxford Instruments, Oxford, UK). Полученные результаты показывают, что отклонение от заданной концентрации не превышало 0,5% для всех образцов, что соответствует пределам точности детектора EDS.

2.1.3 Магнитоплазмонные кристаллы с симметричными дифракционными решетками

Системы ферритовых тонких пленок $\text{Bi}_{0.8}\text{Gd}_{0.2}\text{Lu}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 19 нм, 46 нм и 60 нм с дифракционными решетками как показано на рисунке 2.1 использовались для изучения магнитоплазмонных эффектов. Образцы выращивались методом жидкофазной эпитаксии (LPE) на подложке из (100) гадолиний галлиевый гранат ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) (GGG). Тонкие пленки имеют намагниченность насыщения $4\pi M_s = 1800 \text{ G}$ и магнитную анизотропию типа «легкая плоскость». Все образцы были получены из одной и той же исходной магнитной пленки путем последовательного травления в ортофосфорной кислоте при медленном вращении образца для обеспечения равномерной толщины. Однородность толщины проверялась путем зондирования различных точек поверхности образца с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

Для получения магнитоплазмонного кристалла слой золота толщиной 80 нм был нанесен на поверхность магнитной пленки методом магнетронного распыления. Затем с помощью электронно-лучевой литографии сверху была сформирована резистивная маска, а нанесение золотого слоя осуществлялось методом ионного травления в аргоно-ионном плазменном одночастотном разряде. Структура представляет собой периодическую решетку щелей, и ее оптимальные геометрические параметры были определены путем предварительного численного моделирования для каждого образца.

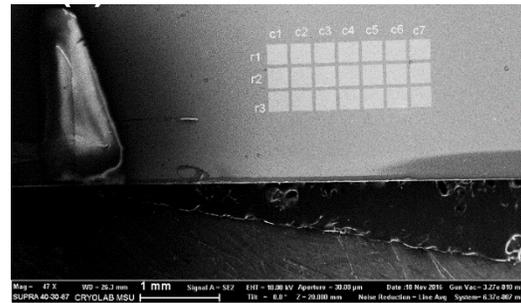
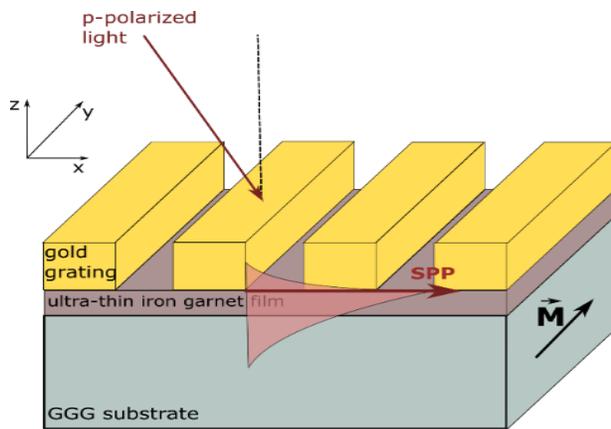


Рисунок 2.1- Схематическое изображение плазмонного кристалла. Ультратонкая пленка, LPE-выращенная на основе висмут-замещенного феррит-граната на подложке GGG и покрытая субволновой золотой решеткой освещается косо падающим р-поляризованным светом.

Период решетки и ширина щели выбраны так, чтобы обеспечить эффективное возбуждение SPP на одинаковых частотах для разных образцов. Это помогает избежать влияния эффекта диэлектрической дисперсии и исключить влияние толщины магнитной пленки на магнитооптический отклик. Геометрические параметры золотой решетки измеряются с помощью анализа TEM изображений, как показано на рисунке 2.2.

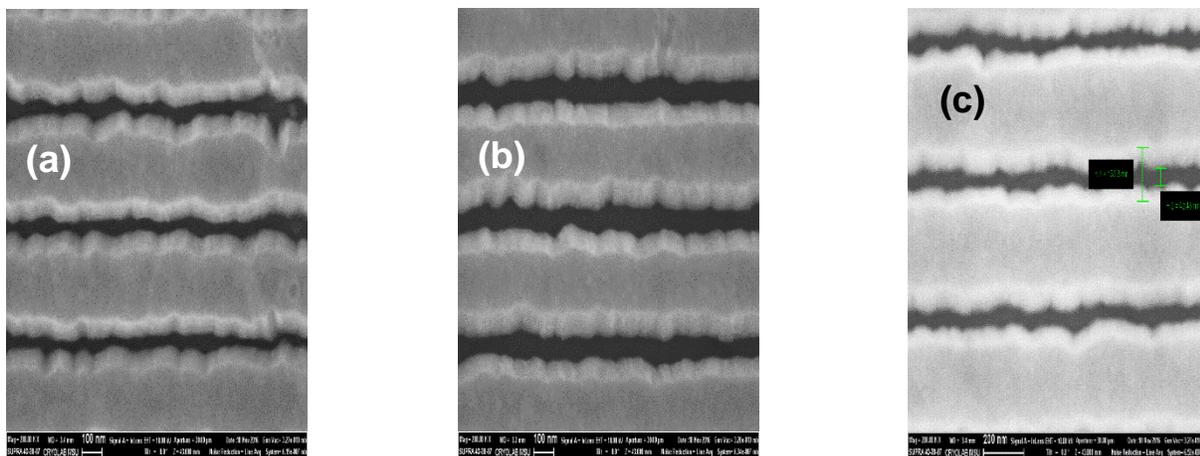


Рисунок 2.2- ТЕМ-изображения тонких пленок висмут-замещенного феррит-граната с золотыми решетками. Толщина пленок и период решетки: (а)-60 нм и 324 н (b)- 46 нм и 322 нм, (с)-19 нм и 347нм.

2.1.4 Магнитоплазмонные кристаллы с несимметричными дифракционными решетками

Пленка висмут-замещенного феррит-граната (BiIG) другого состава - $(\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12})$ - была нанесена реактивным ионно-лучевым распылением на подложку (111) гадолиний-галлиевый гранат (GGG), как показано на рисунке 2.3. Толщина пленки BiIG относительно небольшая - $0.1 \mu\text{m}$, чтобы избежать возбуждения множества волноводных мод внутри магнитной пленки и обеспечить преобладание SPPs в спектрах. Подобный ненулевой ТМРТЕ наблюдался в более толстой пленке BiIG толщиной $4 \mu\text{m}$, но большое количество возбуждаемых волноводных мод затрудняет изучение этого эффекта.

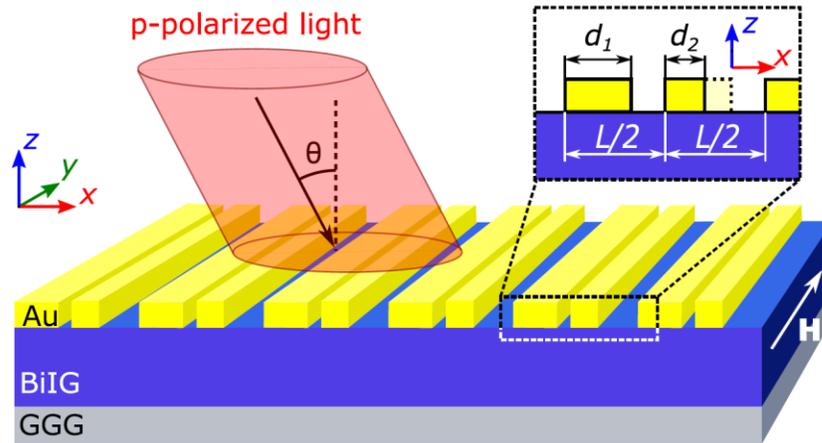


Рисунок 2.3- Схема несимметричной магнитоплазмонной наноструктуры. Каждая структурная ячейка содержит пару золотых полосок разной ширины, d_1 и d_2 . Размер ячейки $L=1.2 \mu\text{m}$. Левые грани всех золотых полос смещены относительно друг друга на $L/2$. Разница в ширине двух золотых полос, $d_1 - d_2$, определяет асимметрию всей структуры. Металлическая решетка изготовлена поверх магнитной диэлектрической пленки, выращенной на GGG-подложке. Внешнее магнитное поле H направлено вдоль золотых полос.

На следующем этапе магнетронным распылением на магнитные пленки наносился слой золота толщиной 80 нм. Затем с помощью электронно-лучевой литографии сверху была сформирована резистивная маска, а формирование золотой решетки осуществлялось методом ионного травления в одночастотном плазменном разряде ионов аргона. Изготовлено несколько комплектов асимметричных решеток с периодами $1.2 \mu\text{m}$ и $0.6 \mu\text{m}$. Каждый набор имеет одну симметричную решетку, играющую роль соответствующего вырожденного случая. Ширина золотых полос варьируется в каждом наборе решеток. Общий размер одиночной решетки составляет около $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$. Изображения симметричной (а) и несимметричной (b, c) решеток с золотыми полосками, полученные с помощью SEM, представлены на рисунке 2.4.

Эти образцы были получены в Учебно-методическом центре литографии и микроскопии, МГУ им. М. В. Ломоносова.

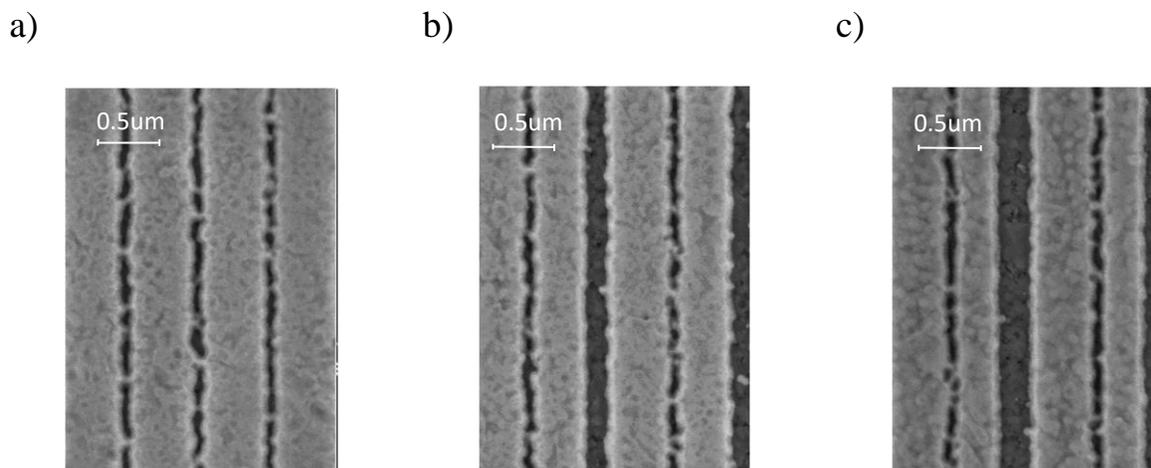


Рисунок 2.4- Растровые электронные микроскопические изображения симметричных (а) и несимметричных (b, c) решеток с золотыми полосками. Более светлые участки на изображениях сканирующего электронного микроскопа относятся к плазмонной наноструктуре золота.

2.2 Экспериментальные методы

Далее мы подробно обсудим используемые методы исследования и характеристики исследуемых структур.

2.2.1 Эллипсометрия

Для определения эллипсометрических параметров дельта (Δ) и пси (ψ) и толщины всех тонких пленок использовались два устройства: спектральный эллипсометр (Ellipse 1891) на основе статической измерительной схемы с фиксированным углом падения 70° в диапазоне длин волн 350-1050 нм с шагом 2 нм; и спектральный эллипсометр с переменным углом (VASE; J.A. Woollam and Co., Nebraska, USA) при двух углах падения 65° и 70° , который работал во вращающемся режиме анализатора, в диапазоне длин падающей волны от 300

до 1050 нм. WVASE32 - пакет программного обеспечения, содержащий базу данных показателей преломления для большого количества материалов, был использован в качестве симулятора для подгонки и анализа измеренных спектров образцов при определении оптических констант отдельных слоев.

Измеренные параметры использовались в модели ГМОЕ для количественного описания наблюдаемого магнитооптического отклика.



Рисунок 2.5- а) J.A.Woollam спектроскопический эллипсометр (VASE); б) спектральный эллипсометр (Ellipse 1891).

2.2.2 Вибрационная магнитометрия (VSM)

Кривые магнитного гистерезиса измерялись с помощью вибрационного магнитометра BM-07 (VSM) при напряженности магнитного поля до 200 мТ. Положение образца во время магнитных измерений менялось для исследования наличия магнитной анизотропии в плоскости, как показано на рисунке 2.6.

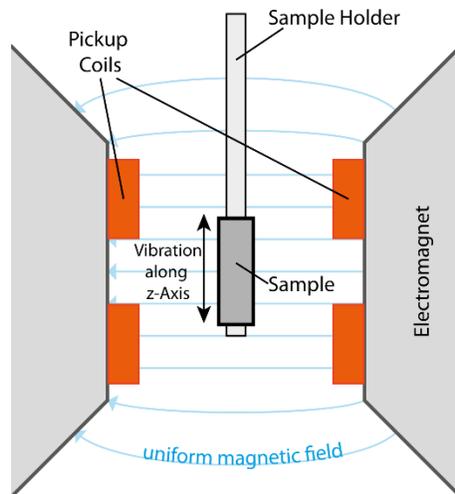


Рисунок 2.6- Схема вибрационного магнетометра (VSM).

2.2.3 Поперечный магнитооптический эффект (ТМОКЕ) (по отражению)

Схематическое изображение установки ТМОКЕ показано на рисунке 2.6. Экспериментальные измерения проводились при комнатной температуре с использованием лазерного диода с длиной волны 780 нм и мощностью 5 mW. Поляризатор регулировал положение плоскости поляризации. Образец помещался в катушку, создающую переменное магнитное поле с частотой 180 Hz и амплитудой 50 mT. Внешнее магнитное поле прикладывалось перпендикулярно плоскости падения света и параллельно поверхности образца. Отраженный световой пучок от поверхности образца попадал на Wollaston поляризационный свето-делитель и разделялся на два луча с вертикальной и горизонтальной поляризацией. После этого интенсивности пучков регистрировались с помощью сбалансированного фотоприемника.

Система сбора данных регулировалась с помощью LabVIEW интерфейса, который записывает и объединяет поступающие сигналы от электромагнита и сбалансированного фотоприемника. Записанные данные были проанализированы с помощью программы, написанной на языке Python,

для получения петли гистерезиса исследуемого образца. В диапазоне углов падения от 10° до 70° градусов измерялись коэффициент отражения в нулевом поле и максимальный сигнал ТМОКЕ, который пропорционален относительному изменению интенсивности отраженного света в двух противоположных направлениях внешнего магнитного поля. Максимальное значение поля 50 мТ достаточно для насыщения используемых пленок. Для измерения использовался диодный лазер мощностью 2 мW.

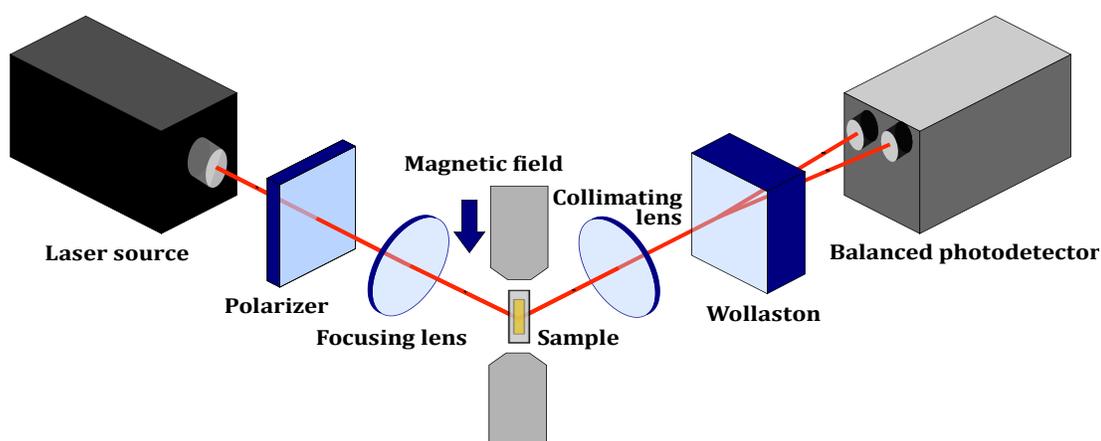


Рисунок 2.7- Схема установки ТМОКЕ в конфигурации отражения.

2.2.4 Поперечный магнитооптический эффект (ТМОКЕ) (по прохождению)

Используемая нами экспериментальная установка позволяет измерять магнитооптические эффекты в широком диапазоне длин волн и углов падения. В качестве источника света в видимом и ближнем-IR диапазонах применялась вольфрамовая галогенная лампа. Свет коллимируется ахроматической линзой (с фокусным расстоянием 75 мм) и фокусируется на образец другой ахроматической линзой (с фокусным расстоянием 35 мм) в пятно размером ~ 200 мкм.

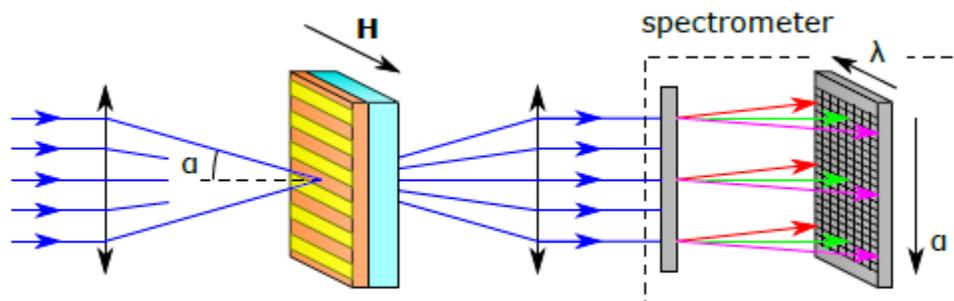


Рисунок 2.8- Схема магнитооптической спектроскопии для измерения частотных и угловых спектров пропускания и магнитооптических эффектов.

Образец помещается в однородное внешнее магнитное поле 2000 Oe, генерируемое электромагнитом, и направленное по оси Y (вдоль полосок на рисунке 2.8). Приложенное магнитное поле превышает магнитное поле, необходимое для насыщения рассматриваемых пленок феррит-граната и гарантирует воспроизводимость результатов. После выхода из образца свет коллимируется с помощью 20x объектива микроскопа и детектируется спектрометром. Щель спектрометра ориентирована перпендикулярно щелям решеток образца. 2D CCD камера в спектрометре используется для наблюдения спектральных характеристик вдоль одной оси и угловых характеристик вдоль перпендикулярной к ней оси. Поэтому можно измерять спектры прохождения в виде зависимостей от угла падения и длины волны для двух противоположных направлений магнитного поля.

Каждое измерение с чередованием противоположных направлений магнитного поля повторяется 200 раз, а затем эти результаты усредняются. Используемый режим обеспечивает воспроизводимость измерений, с отношением сигнал/шум более трех порядков в интересующем нас спектральном диапазоне. Основываясь на этих спектрах, мы можем найти δ согласно уравнению (21), значение ТМОКЕ можно упростить как

относительное изменение интенсивности проходящего света $T(M)$ при перемагничивании структуры:

$$\delta = 2 \frac{T(M) - T(-M)}{T(M) + T(-M)} \quad (23)$$

2.2.5 Измерение коэффициентов отражения

Коэффициенты отражения измерялись при нулевом магнитном поле и при двух противоположных направлениях магнитного поля. Максимальный сигнал ТМОКЕ пропорционален относительному изменению интенсивности отраженного света в двух противоположных направлениях внешнего магнитного поля.

ГЛАВА 3: Экспериментальные результаты и их анализ

3.1 Сравнение магнитооптических свойств двуслойных и трехслойных пленок

В этой части мы исследовали двуслойные и трехслойные тонкие пленки с верхним слоем Al. Эллипсометрические параметры (δ and ψ) были измерены с помощью спектральной эллипсометрии (Ellipse 1891) на основе статической измерительной системы с фиксированным углом падения 70° в диапазоне длин волн 350-1050 нм с шагом 2 нм. Подгоночная модель с доступными литературными данными применялась в диапазоне 400-800 нм.

На рисунке 3.1 показано сравнение экспериментальных и теоретических спектров эллипсометрического параметра ψ для тонких пленок Al/NiFe/sitall и Al/Ge/NiFe/sitall для трех различных значений толщины Al-слоя. Показатель преломления (n), коэффициент затухания (k) и толщина (h) отдельных слоев были определены путем достижения хорошего сопоставления между экспериментальными измерениями и смоделированными данными путем минимизации квадратичной формы, которая определяет разницу между ними.

Достаточно большие различия получены между экспериментальными и смоделированными данными для трехслойных пленок с промежуточным слоем Ge при использовании оптических параметров, определенных для двуслойных пленок, как видно из рисунка 3.2. Изменение (n) в разумных пределах также не привело к совпадению. Это означает, что простая трехслойная модель не соответствует реальным образцам. Очень вероятно, что большое влияние имеет взаимная диффузия или шероховатости, и необходимо ввести дополнительные промежуточные слои или пространственные градиенты оптических параметров.

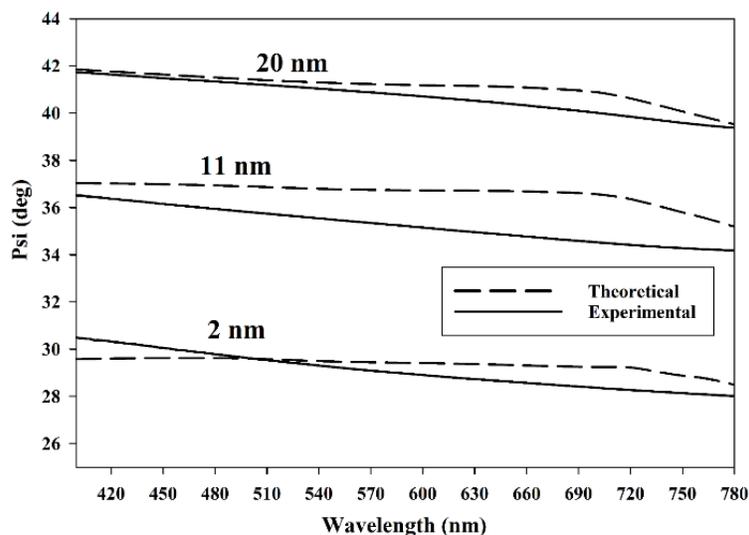


Рисунок 3.1- Спектр эллипсометрического параметра ψ для пленок Al/NiFe/sitall для различных значений толщины слоя Al. Сплошные линии - эксперимент, пунктирные линии - двухслойная оптическая модель.

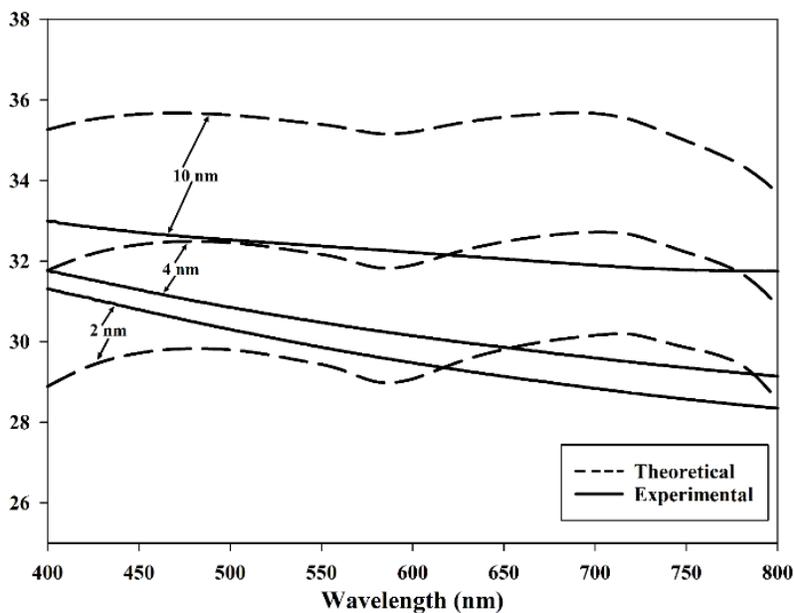


Рисунок 3. 2- Спектр эллипсометрического параметра ψ для пленки Al/Ge/NiFe/sitall с различной толщиной слоя Al. Сплошная линия – эксперимент, пунктирные линии – трехслойная оптическая модель.

Если оптические параметры (n), определенные для пленок с Al- слоем толщиной 20 нм, используются для описания эллипсометрических данных для более тонких слоев Al, наблюдается небольшое расхождение с экспериментом, что указывает на зависимость n от толщины слоя (в диапазоне 10-15%) для толщины $h < 20$ нм. На рисунке 4 представлены значения показателей преломления для слоев Al и NiFe, определенные по эллипсометрическим спектрам рисунка 2 для слоя Al толщиной $h = 20$ нм. Полученные результаты довольно хорошо (расхождение менее 10%) совпадают с опубликованными данными по объемным материалам[83].

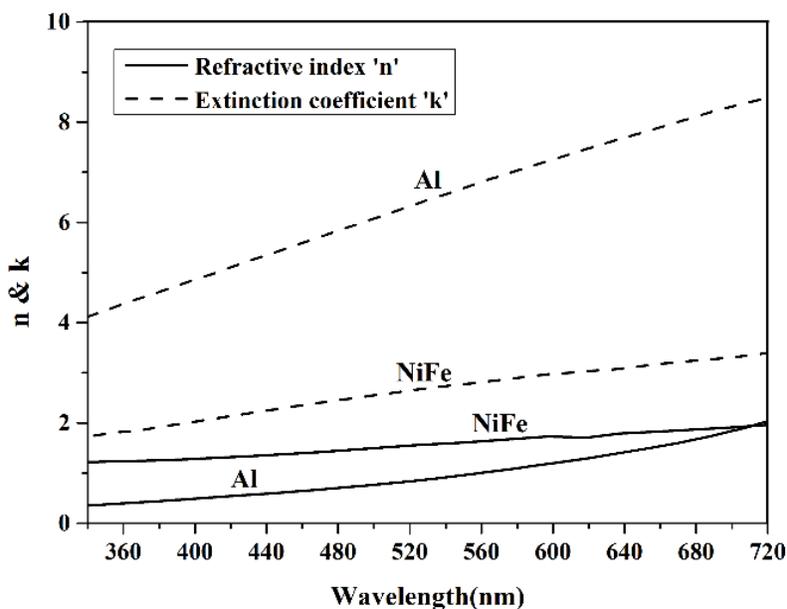


Рисунок 3.3- Комплексный показатель преломления n слоев Al и пермаллоя, определенные по экспериментальным эллипсометрическим спектрам рисунка 2 для $h_{Al} = h_{NiFe} = 20$ нм. Сплошные линии представляют реальную часть n , пунктирные линии показывают мнимую часть k .

Магнитооптические (МО) измерения в экваториальной конфигурации проводились отдельно путем измерения изменения интенсивности р-поляризованного света на длине волны 632 нм. Кривые магнитного

гистерезиса также измерялись при помощи вибрационного магнитометра VM-07 (VSM) в пределах изменения магнитного поля до 200 мТ. Положение образца относительно направления магнитного поля во время магнитных измерений изменялось для исследования существования магнитной анизотропии в плоскости.

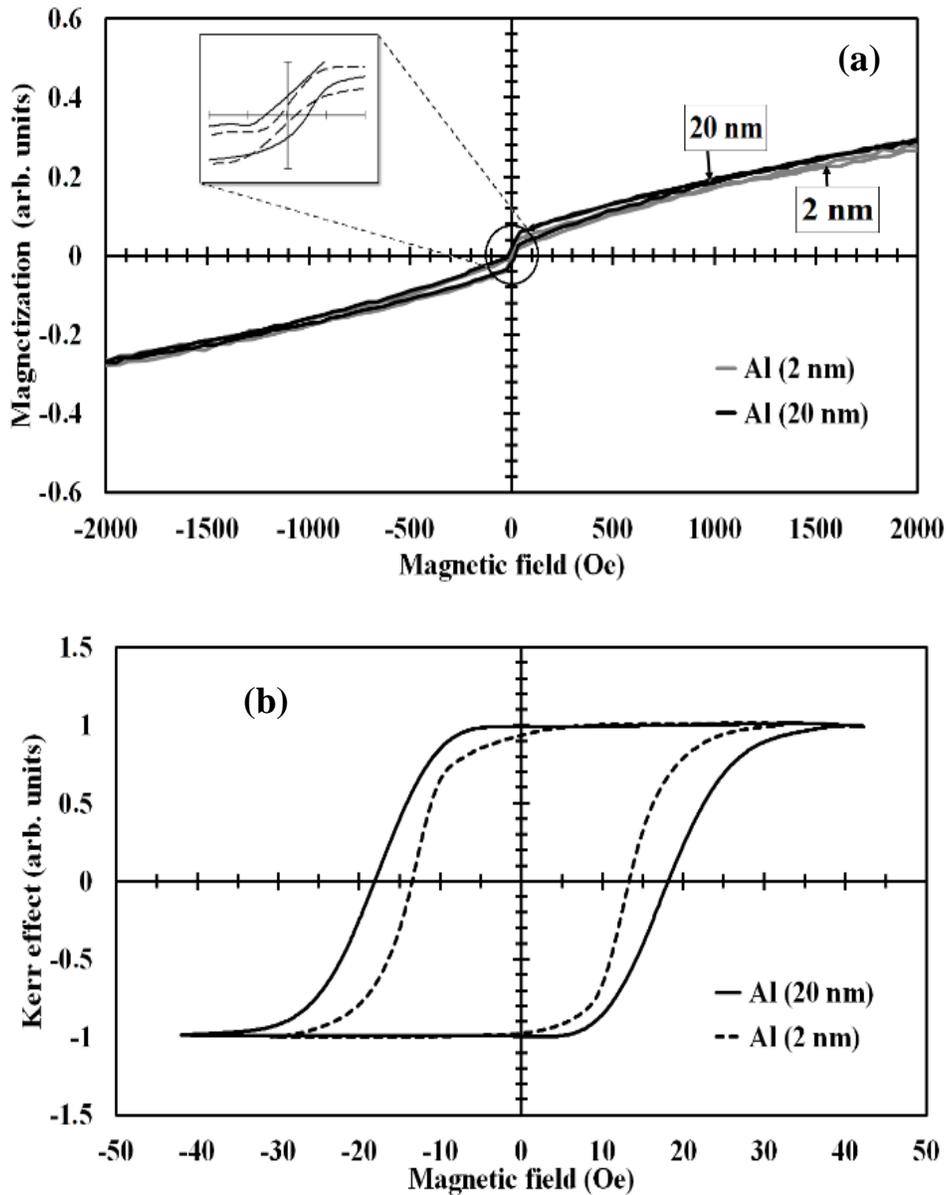


Рисунок 3.4- Кривые гистерезиса пленок Al/NiFe/sitall с разной толщиной слоя Al а) метод VSM, б) метод MO.

Кроме того, трехслойные пленки продемонстрировали необычно сильную зависимость коэрцитивной силы от толщины верхнего слоя Al, как показано на рисунке 3.4. Это указывает на большой вклад области поверхности NiFe в увеличение коэрцитивной силы. Известно, что коэрцитивная сила пленок пермаллоя очень чувствительна к внутренним напряжениям/деформациям.

Нанесение слоев Al не привело к заметным изменениям петель гистерезиса (сравните с рисунком 3.5). Таким образом, мы связываем увеличение коэрцитивной силы с увеличением h_{Al} структурными изменениями, вызванными слоем Ge на границах раздела NiFe и Al.

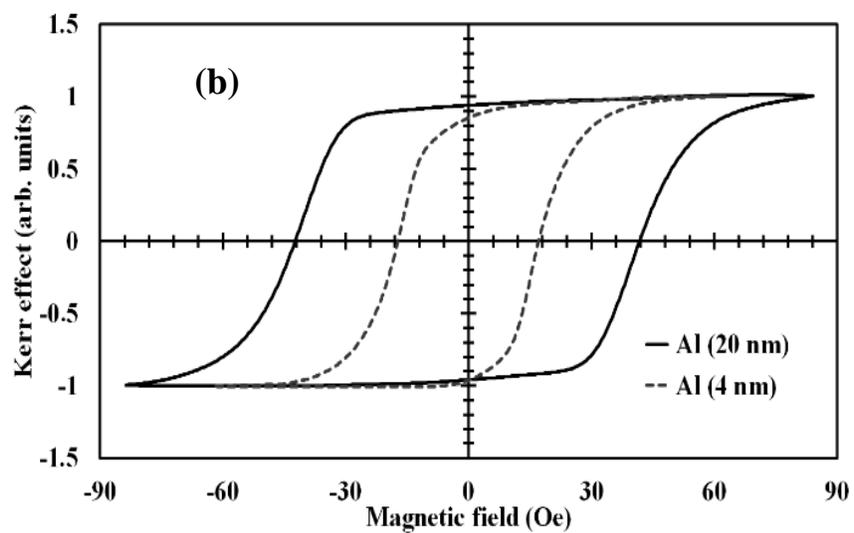
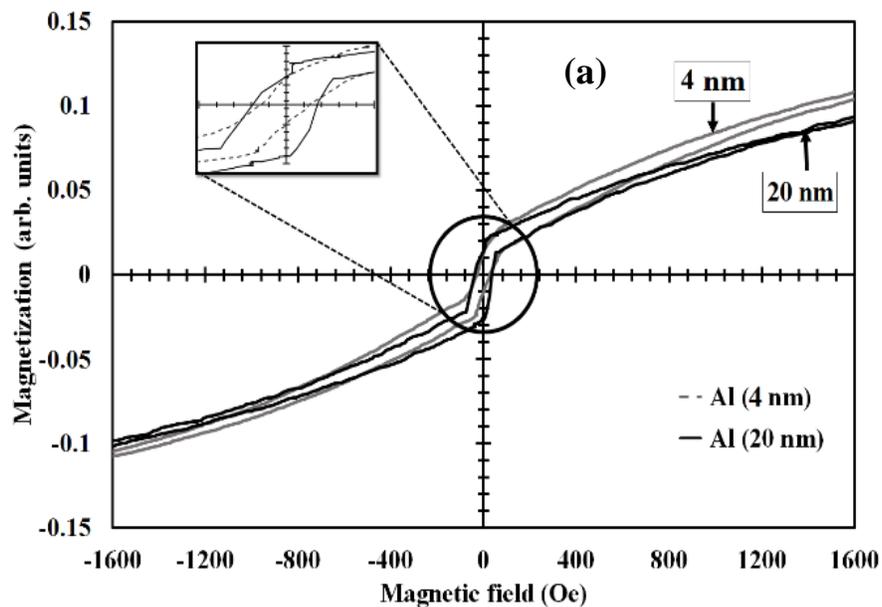


Рисунок 3. 5- Петли магнитного гистерезиса пленок Al/Ge/NiFe/Si(111) с различной толщиной слоя Al а) метод VSM б) метод MO.

Таким образом, в этой главе мы продемонстрировали возможности исследования оптических и структурные параметров многослойных пленок типа Al/NiFe/, Al/Ge/NiFe/sitall эллипсометрическими и магнитооптическими методами. Для двухслойных систем без внутреннего слоя Ge наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с данными двухслойной оптической модели. Трехслойная оптическая модель для Al/Ge/NiFe/sitall не соответствует эллипсометрическим спектрам, что указывает на более сложную структуру с возможными промежуточными слоями. Измерение петель магнитного гистерезиса трехслойных пленок методами МО и VSM показывает сильную зависимость коэрцитивной силы от толщины верхнего слоя, что также указывает на структурную модификацию.

3.2 Управление ТМОКЕ в пленках Cr/NiFe посредством изменения толщины слоя Cr

Представляет интерес исследовать влияние верхнего слоя на магнитооптический отклик от ферромагнитной пленки. Мы обнаружили, что петля гистерезиса тонких слоев $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, полученная с помощью ТМОКЕ претерпевает значительные изменения в зависимости от толщины верхнего слоя Cr: при увеличении толщины сигнал уменьшается до нуля, а затем начинает возрастать с обратным знаком, причем величина сигнала может быть в несколько раз выше, чем от чистой пленки $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Результат казался неожиданным, так как эффекты интерференции следовало исключить, учитывая металлические свойства Cr. Высказывались предположения, что это связано с диффузией спинов в верхний слой Cr. Для объяснения эффекта необходимо было определить диэлектрическую постоянную тонких слоев Cr и аккуратно определить ТМОКЕ отклик, используя разработанную модель ГМОЕ. Всесторонний теоретический и экспериментальный анализ на основе

оптической модели с определенными оптическими параметрами всех слоев позволяет объяснить наблюдаемые изменения в петле гистерезиса. Более того, он показывает возможность создания покрытия с использованием функционального слоя Cr для увеличения (или подавления) сигнала ТМОКЕ при определенных контролируемых углах падения.

На рисунке 3.6 показан пример измеренных спектров параметров эллипсометрии для двухслойной пленки Cr/NiFe, а также смоделированные спектры. Расчеты основаны на двухслойной модели. Существует очевидное соответствие между измеренными и рассчитанными углами ψ и Δ в рамках подгоночной модели. Разница менее 1%, что обеспечивает достоверность данных об оптических параметрах используемых тонких слоев.

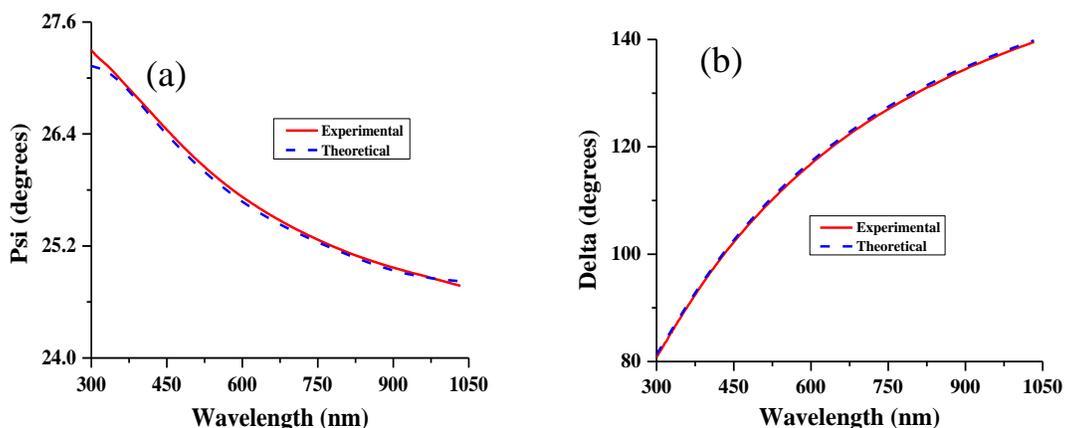


Рисунок 3.6- Экспериментальные и рассчитанные эллипсометрические углы (a) ψ и (b) Δ , полученные для Cr (2 нм)/NiFe (20 нм) пленки при угле падения 70° и комнатной температуре. Измеренные и смоделированные данные представлены сплошными и пунктирными линиями, соответственно.

На рисунке 3.7 показаны комплексные спектры диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ для отдельных слоев, составляющих пленочную систему, которые были получены путем сравнения экспериментальных и

теоретических параметров эллипсометрии, рассчитанные в рамках двухслойной оптической модели (как показано на рисунке 3.6). Для сравнения приведены данные для объемных материалов (в виде более толстых пленок). Данные диэлектрической проницаемости, полученные при подгонке для различных толщин слоя, согласуются. Однако может быть существенная разница между полученными значениями диэлектрической проницаемости тонких слоев и теми, которые известны для объемных материалов[84][85]. В случае тонкой пленки Cr, диэлектрическая проницаемость показывает “менее” металлическое поведение. В частности, действительная часть диэлектрической проницаемости для слоя Cr имеет положительные значения. Это согласуется с увеличением удельного сопротивления при уменьшении толщины слоя Cr [86]. Далее мы продемонстрируем, что полученные спектры диэлектрической проницаемости достаточно хорошо описывают наблюдаемое оптическое и магнитооптическое поведение.

Полученные из измерений эллипсометрии оптические параметры ϵ' и ϵ'' используются в модели ГМОЕ для получения теоретических зависимостей коэффициента отражения света и максимального сигнала ТМОКЕ δ_{max} от угла падения.

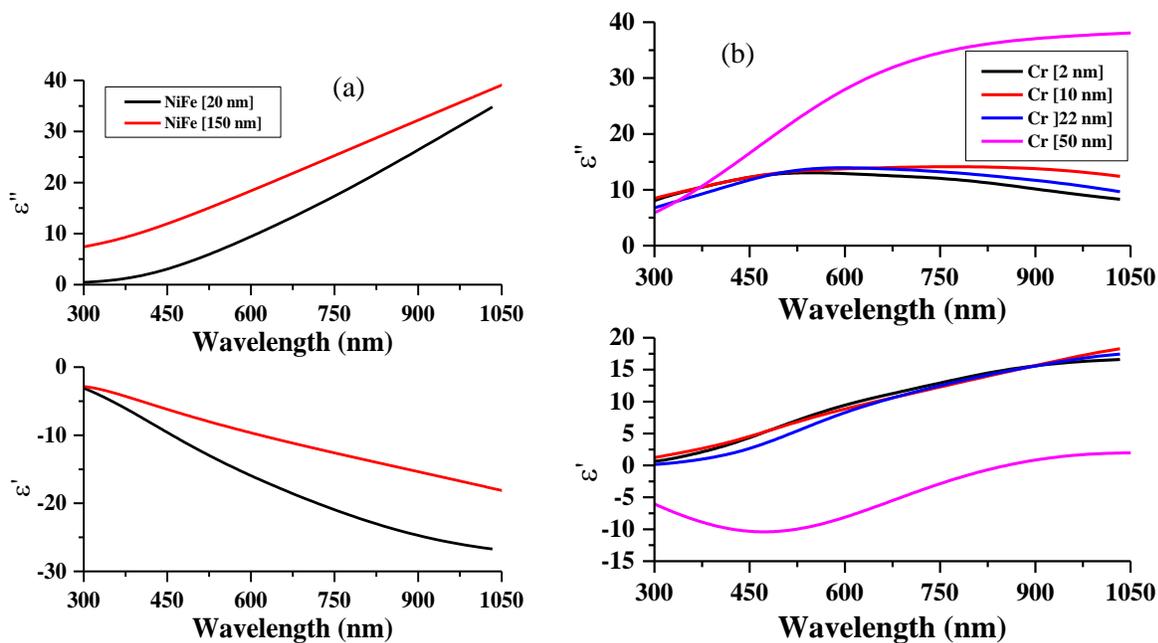


Рисунок 3.7- Реальная (ϵ') и мнимая (ϵ'') части диэлектрической проницаемости для пленок (a) NiFe и (b) Cr двухслойной системы, измеренные методом эллипсометрии. Для сравнения также приведены данные по объемным материалам (в виде толстых пленок) согласно [84,85].

Угловая зависимость коэффициента отражения для р-поляризованного лазерного света в диапазоне углов падения от 10° до 70° представлена на рисунке 3.8. Мы моделировали коэффициент отражения, используя значения диэлектрической проницаемости, полученные из данных эллипсометрии. Хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных (с точностью не менее 10%) демонстрирует, что полученные спектры диэлектрической проницаемости для тонких слоев количественно характеризуют оптическое поведение многослойных тонких пленок. Разница может быть связана со слабой зависимостью диэлектрической проницаемости слоя от толщины, как показано на рисунке 3.7. Коэффициент отражения показывает обратную зависимость от угла падения и увеличивается вместе с толщиной слоя Cr.

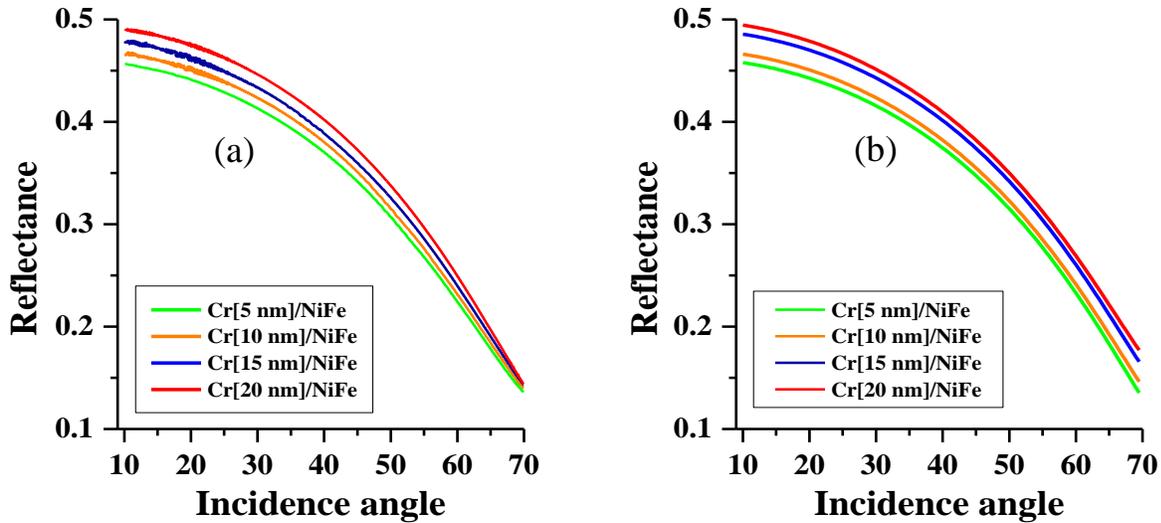


Рисунок 3.8- Зависимость коэффициента отражения р-поляризованного света от угла падения θ_0 для пленок Cr/NiFe с различной толщиной слоя Cr при фиксированной толщине слоя NiFe -10 нм. (а) Экспериментальные и (б) теоретические данные, рассчитанные с помощью оптических параметров слоев, определенных из эллипсометрических измерений.

На рисунке 3.9 показаны экспериментальные и рассчитанные угловые спектры максимального сигнала ТМОКЕ $\delta_{max} = \delta(1)$ для двухслойных пленок Cr/NiFe для разной толщины слоя Cr. Для моделирования использовались литературные данные для магнитооптической постоянной NiFe - $Q = 0.0177 - i 0.0063$ [8], а оптические постоянные слоев Cr и NiFe были определены из эллипсометрических измерений (рисунок 3.7). При увеличении угла падения θ_0 значение δ_{max} изменяется немонотонно, достигает максимума, проходит через ноль, меняя знак, и далее возрастает. Угол нулевого сигнала сильно зависит от толщины слоя Cr: θ_0 изменяется с 40° до 60° при увеличении толщины с 5 до 20 нм. При фиксированном θ_0 в этом диапазоне углов можно было наблюдать резкое изменение отклика ТМОКЕ по

мере увеличения толщины слоя Cr. В частности, сильный рост в четыре-пять раз наблюдался при $\theta_0 = 45^\circ - 50^\circ$.

Механизм ТМОКЕ связан с зависимостью граничных условий для полей (H_x, E_y) от x -намагниченности ферромагнитного слоя. В граничное условие также входят величины отраженных/прошедших волн. Соответственно, возникает интерференционный эффект от слоя Cr, который характеризуется относительно большой и положительной действительной частью диэлектрической проницаемости, что и приводит к наблюдаемым изменениям в сигнале ТМОКЕ. Если бы слоя Cr имел металлические оптические свойства, падающая волна сильно затухала при увеличении толщины этого слоя, что только бы ослабляло сигнал ТМОКЕ, как это наблюдалось в случае верхнего слоя Al. Теоретические результаты хорошо описывают экспериментальные данные в рамках полностью оптической модели. Некоторые неточности могут быть связаны с определением магнитооптической постоянной Q и возможное влияние ферромагнитного/антиферромагнитного взаимодействия, вызывающего спиновую диффузию. Рисунок 3.9 также показывает возможность анализа профиля сверхтонких двухслойных пленок по глубине методом ТМОКЕ, поскольку угловые спектры сигнала демонстрируют различную чувствительность по глубине.

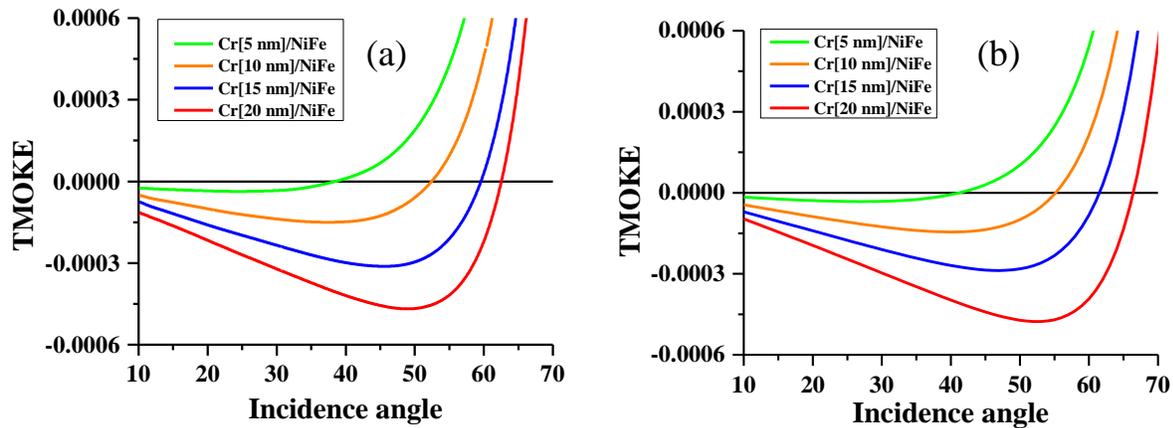


Рисунок 3.9- Максимальный сигнал ТМОКЕ δ_{max} как функция угла падения θ_0 для пленок Cr/NiFe с разной толщиной слоя Cr. Толщина слоя NiFe постоянна и равна 10 нм. (а) Экспериментальные кривые и (б) теоретические кривые. Теоретические кривые получены с использованием полученных значений оптических параметров эллипсометрическим методом.

Кривые намагниченности двухслойной системы Cr/NiFe были измерены в конфигурации ТМОКЕ, как показано на рисунке 2.5. Сигнал ТМОКЕ представлен относительным изменением интенсивности $\delta(\gamma)$ в уравнении (21), когда проекция намагниченности, задаваемая параметром γ , изменяется при изменении внешнего магнитного поля. Петли гистерезиса были измерены при двух углах падения 30° и 50° для различных толщин слоя Cr и приведены на рисунке 3.10.

Максимальный сигнал ТМОКЕ $\delta_{max} = \delta(1)$, который пропорционален намагниченности насыщения M_s системы, сильно зависит от толщины слоя Cr и угла падения. Для $\theta_0 = 30^\circ$, δ_{max} и кажущиеся значение намагниченности \tilde{M}_s постепенно увеличиваются с увеличением толщины слоя Cr. Увеличение θ_0 до 50° приводит к трансформации петель гистерезиса: при увеличении толщины слоя Cr происходит изменение формы петли на обратную с

последующем ростом δ_{max} и \tilde{M}_s . Такое поведение отражает изменение знака ТМОКЕ, при этом сигнал увеличивается в шесть раз, когда толщина слоя Cr увеличивается с 5 до 20 нм. Такое необычное поведение может быть количественно объяснено в рамках оптической модели с использованием оптических параметров, определенных из эллипсометрических измерений, как показано на рисунке 3.10-б. Коэрцитивная сила не изменяется, а толщина слоя Cr подтверждает, что на качество границы раздела не влияет увеличение толщины слоя Cr.

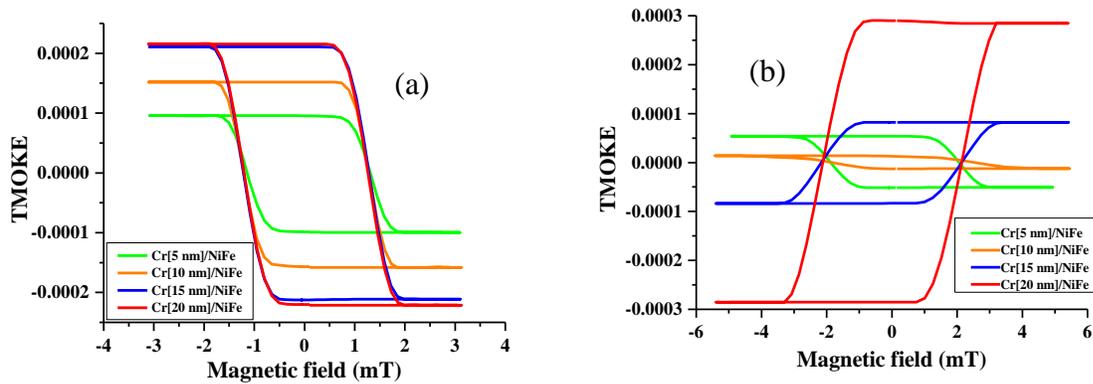


Рисунок 3.10- Петли гистерезиса пленок Cr/NiFe, полученные по измерению сигнала ТМОКЕ при изменении магнитного поля в плоскости пленки для различной толщины слоя Cr: (а) угол падения 30° и (б) угол падения 50° . Толщина слоя NiFe равна 10 нм.

В заключение, в этой главе было рассмотрено влияние верхнего слоя Cr на оптические и магнитооптические свойства двухслойных пленок на основе NiFe и продемонстрировано, что использование функционального слоя Cr может улучшить магнитооптический отклик, что обусловлено изменением оптических параметров тонких пленок Cr с толщиной менее 20 нм. Обобщенная модель для эллипсометрии и МОКЕ, основанная на

модифицированных характеристических матрицах Абея, была успешно использована для количественного описания магнитооптического отклика.

Для согласования экспериментальных и теоретических данных важно было определить оптические параметры тонких слоев Cr и NiFe, которые могли существенно отличаться от параметров массивных аналогов. Оптические параметры отдельных слоев были извлечены из измерений эллипсометрии. Некоторые дополнительные вклады в усиление поперечного отклика МОКЕ также могут быть связаны с взаимодействием между NiFe и антиферромагнитным Cr.

3.3 ТМОКЕ в пленках феррит-гранатов симметричными дифракционными решетками

Нами был разработан эффективный метод исследования ультратонких диэлектрических магнитных пленок, который основан на поперечном магнитооптическом эффекте Керра с использованием поверхностных плазмон-поляритонов (ТМОКЕ). Были использованы пленки феррит-гранатов с добавками висмута и лютеция толщиной менее 100 нм, покрытые металлической (золотой) дифракционной решеткой, как показано на рисунке 2.1. Выбор магнитного диэлектрика обусловлен тем, что указанные материалы обладают сравнительно малым поглощением в оптическом диапазоне и достаточно высоким магнитооптическим параметром.

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов обеспечивает резонансное усиление ТМОКЕ до нескольких процентов и делает его легко обнаруживаемым в эксперименте. Для пленок толщиной более 40 нм ТМОКЕ незначительно зависит от толщины пленки. Дальнейшее уменьшение толщины пленки приводит к уменьшению ТМОКЕ, поскольку при таких толщинах поле поверхностных плазмон-поляритонов только частично

проникает внутрь немагнитной подложки. Тем не менее, ТМОКЕ остается измеряемым даже для пленок толщиной несколько нм, что делает этот метод уникальным для магнитооптического исследования ультратонких диэлектрических пленок.

Измеренные спектры коэффициента прохождения (левый столбец) и ТМОКЕ (правый столбец) в зависимости от угла падения для трех образцов приведены на рисунке 3.11. Возбуждение SPP на границе [золото]/[ферромагнитный диэлектрик] приводит к провалам в спектрах пропускания, как следует из расчета дисперсии SPP при условии фазового синхронизма (пунктирные линии на рисунке 3.11).

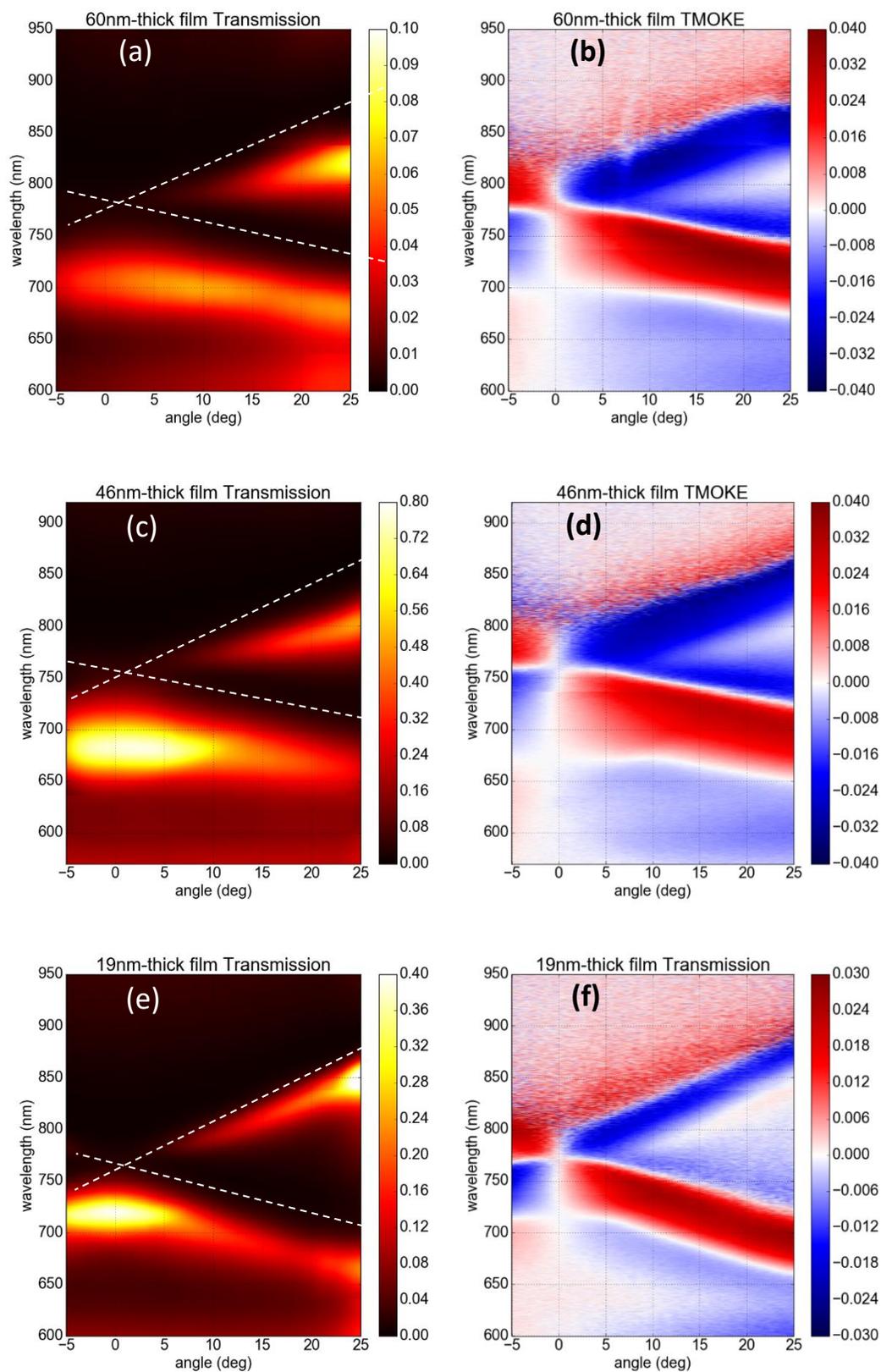


Рисунок 3.11- Спектры прохождения (а, с, е) и ТМОКЕ (b, d, и f) в зависимости от угла падения для трех образцов различной толщины: (а-б)- 60

нм, (с-d) - 46 нм, и (е-f)-19 нм. Белые пунктирные линии показывают дисперсию SPP, рассчитанную в упрощенной модели гладких интерфейсов.

Для расчета соответствующих спектров пропускания и ТМОКЕ трех образцов была учтена частотная дисперсия реальной части недиагональной компоненты ε_{\perp} феррит-граната, которая определяется оптическими переходами ионов Fe^{3+} между октаэдрической и тетраэдральной координатными подрешетками граната и описывается выражением [87]:

$$\varepsilon_{\perp}(\omega) = \omega_p^2 \sum_{i=a,d} \sum_{\pm} \frac{f_{i\pm}}{2\omega_{i0}} \frac{\omega(\omega_{i0\pm}^2 - \omega^2 - \Gamma_i^2) + i\Gamma_i(\omega_{i0\pm}^2 + \omega^2 + \Gamma_i^2)}{[(\omega_{i0\pm}^2 - \omega^2 + \Gamma_i^2)^2 + 4\omega^2\Gamma_i^2]} \quad (24)$$

Индексы суммирования a и d относятся к октаэдрической и тетраэдрической координированным подрешеткам граната, соответственно; $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m\epsilon(\infty)}}$ - плазменная частота, N - плотность центров электронных переходов, $\epsilon(\infty)$ - диэлектрическая проницаемость на очень больших частотах, e и m - заряд и масса электрона; $f_{i\pm} = \pm(f_i/2)(1 \pm \Delta_i/\omega_{i0})$ - интенсивность осцилляций электронных переходов, индуцированных волнами с соответствующими круговыми поляризациями (положительной или отрицательной); ω_{i0} и Γ_i - резонансная частота и полуширина перехода из основного состояния в возбужденное состояние Fe^{3+} , то есть соответствуют расщеплению спин-орбитального уровня $2\Delta_i$; и $\omega_{i0\pm} = \omega_{i0} \pm \Delta_i$.

Поперечное плоскостное магнитное поле смещает провалы в спектре пропускания, причем направление смещения (в сторону низких или высоких частот) зависит от направления магнитного поля по отношению к волновому вектору SPP. В результате вблизи частот SPP появляются резонансы возбуждения в спектрах ТМОКЕ. Они имеют S-образную форму с

положительными и отрицательными максимумами, где ТМОКЕ достигает нескольких процентов. Спектры ТМОКЕ антисимметричны по отношению к нормальному падению, когда ТМОКЕ обращается в нуль по причинам симметрии.

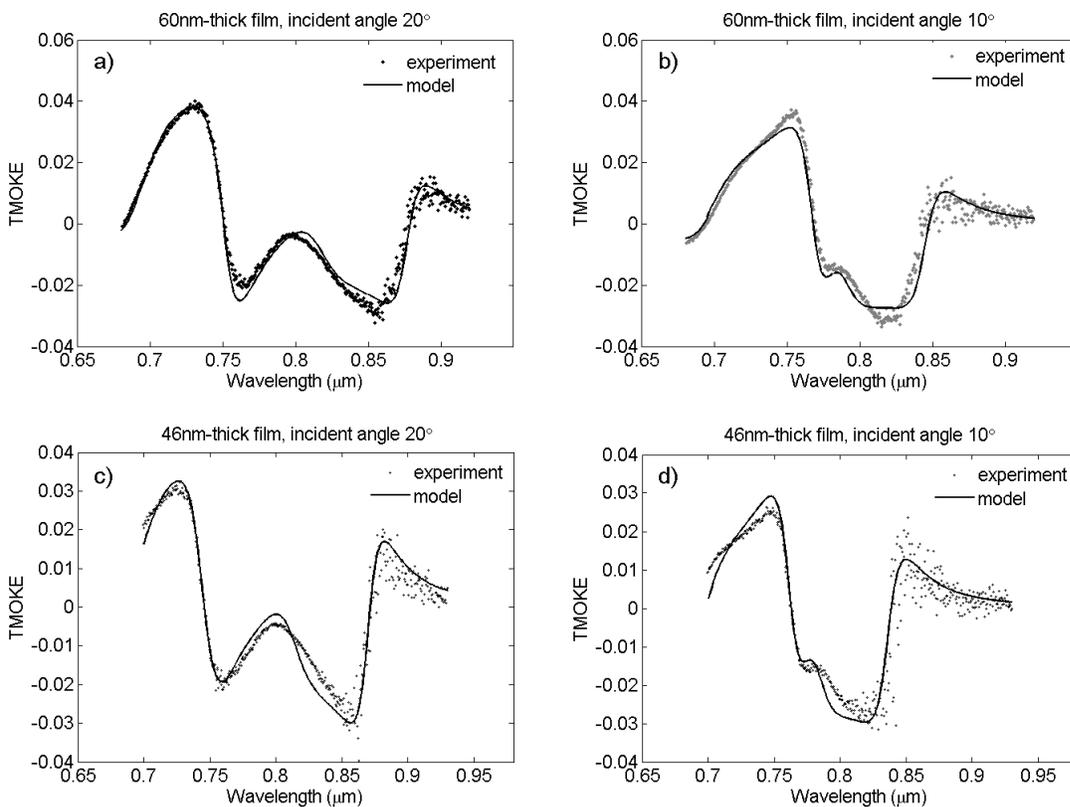
Хотя толщины пленок феррит-граната в рассматриваемых плазмонных кристаллах отличаются друг от друга, положения резонанса во всех трех случаях практически одинаковы. Это становится возможным при правильном выборе периодов плазмонной решетки: 324 нм для 60 нм пленки, 322 нм для 46 нм пленки, и 347 нм для 19 нм пленки. Подобное спектральное положение резонансов позволяет исключить влияние дисперсии материальных параметров и толщины пленки феррит-граната на магнитооптический отклик.

Если пленки феррит-граната достаточно толстые, например, порядка 60-100 нм, то ТМОКЕ практически не зависит от толщины пленки (сравните спектры ТМОКЕ на рисунке 3.12-b, d). Однако для более тонких пленок ТМОКЕ имеет тенденцию к уменьшению. Тем не менее, уменьшение не очень выражено, так что максимум ТМОКЕ падает с 0,04 до 0,03 для пленки толщиной 19 нм (3.11f). Такое поведение ТМОКЕ может быть связано с изменением тензора диэлектрической проницаемости пленки феррит-граната и модификацией режимов SPP, вызванных уменьшением толщины пленки.

Чтобы исследовать физическое происхождение наблюдаемого поведения ТМОКЕ, было выполнено электромагнитное моделирование на основе численного анализа связанных волн (RCWA) [88,89]. Показатели преломления золота, GGG и феррит-граната с добавками висмута взяты из [83,90]. Геометрические параметры золотой решетки измерены методом ТЕМ изображения. Остается только один неизвестный параметр: недиагональные

компоненты тензора диэлектрической проницаемости пленки феррит-граната, ϵ_1 . Следовательно, ϵ_1 можно найти путем сопоставления расчетных и экспериментально измеренных спектров пропускания и ТМОКЕ.

Рассмотрим подробно спектральный диапазон длин волн от 0,7 до 0,9 мкм, в котором присутствуют два S-образных резонанса ТМОКЕ (показано точками, рисунок 3.12). Это вызвано тем, что SPPs распространяются в противоположных направлениях, что делает их вклады противоположными друг другу. При падении под углом 10° два резонанса относительно близки, так что между ними происходит небольшое перекрытие. При падении под углом 20° резонансы достаточно разделены и не перекрываются друг с другом.



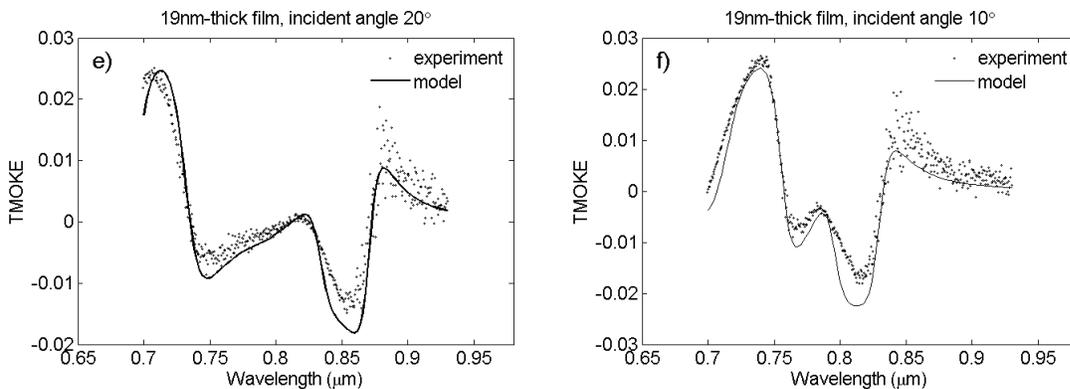
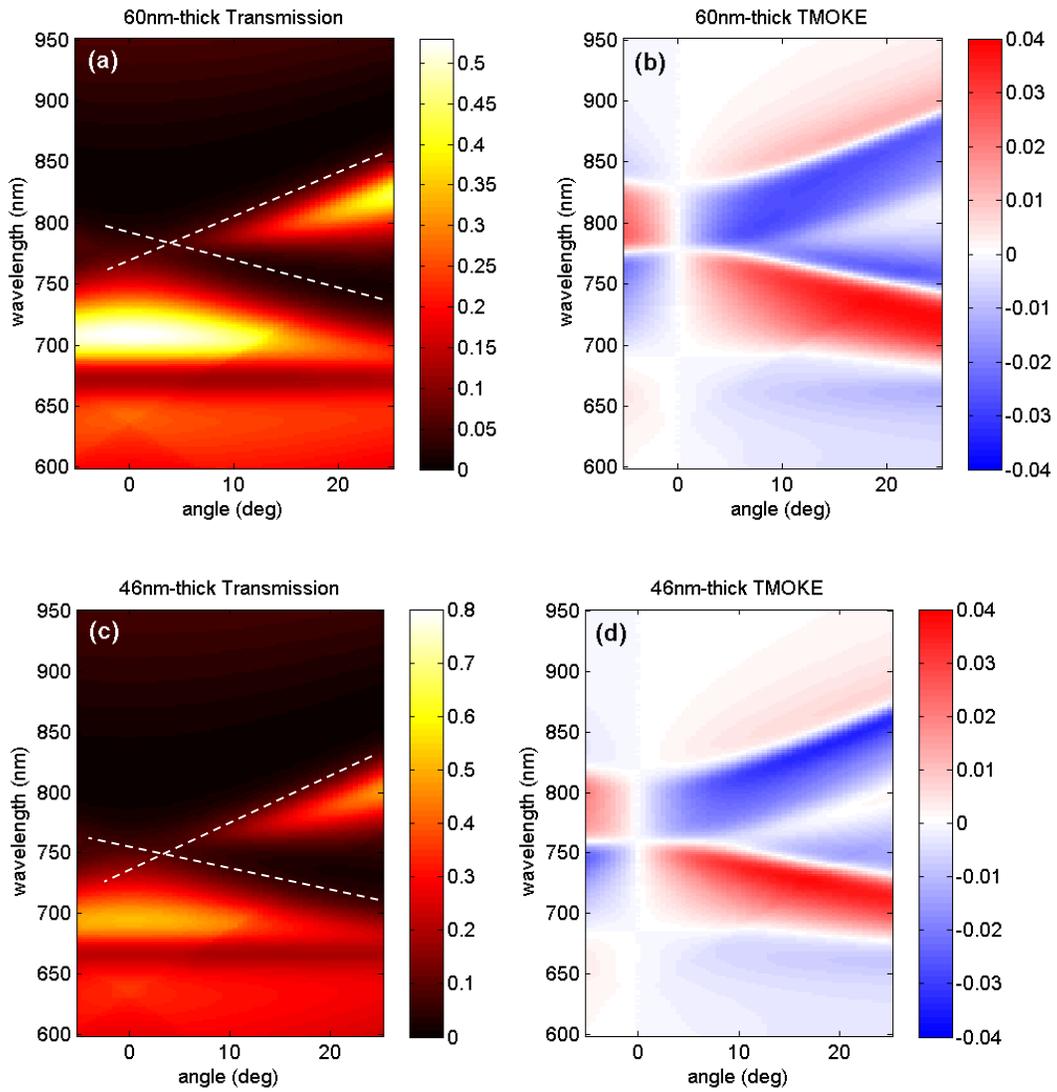


Рисунок 3.12- Теоретические (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) спектры ТМОКЕ для 60 нм- пленок (a, b), 46 нм - пленок (c, d), и 19 нм - пленок (e, f) для углов падения 20° и 10° . Периоды золотой решетки: 324 нм (60 нм - пленка), 322 нм (46 нм - пленка), и 347 нм (19 нм - пленка).

Для расчетов ТМОКЕ в рассматриваемом спектральном диапазоне мы должны учесть дисперсию в ϵ_{\perp} , которая определяется уравнением (24). Рассчитанные спектральные кривые ТМОКЕ хорошо согласуются с измеренными: они идентичны по форме, но есть небольшое расхождение в значениях, которое может быть связано с отклонениями профиля поперечного сечения золотой решетки от предполагаемого прямоугольного. Результаты расчета представлены на рисунке 3.13 в виде 2D изображений.

Следует отметить, что экспериментальные данные хорошо описываются при использовании частотной дисперсии ϵ_{\perp} , которая определяется уравнением (24). Однако параметры, входящие в это уравнение оказываются зависимыми от толщины пленки. В частности, при длине волны $\lambda = 0,754$ мкм, близкой к одному из резонансов ТМОКЕ, значения ϵ_{\perp} равны 0,0084, 0,0088 и 0,0102 для пленок толщиной 60, 45 и 19 нм, соответственно. Таким образом, измерения ТМОКЕ указывают на небольшой рост параметра магнитооптической

гиротропии пленки при уменьшении ее толщины. Это согласуется с имеющимися данными, полученными из измерений эффекта Фарадея[82].



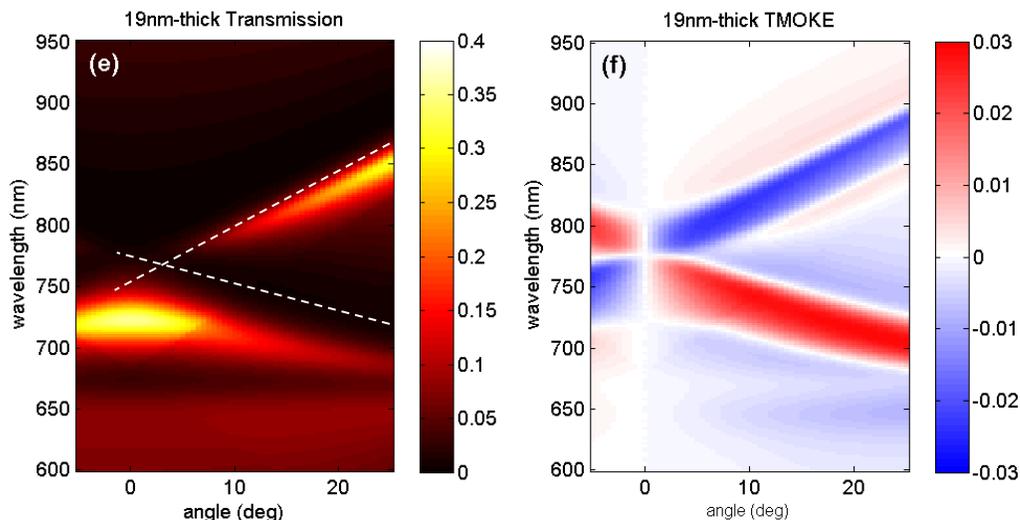


Рисунок 3.13- Рассчитанные спектры коэффициента прохождения (а, с, и е) и ТМОКЕ (b, d, и f) для пленок феррит-граната разной толщины: (a-b)- 60 нм, (c-d)-46 нм и (e-f) -19 нм. Белые пунктирные линии показывают дисперсию SPP, рассчитанную в упрощенной модели гладких интерфейсов. Периоды золотой решетки: 324, 322 и 347 нм для толщин 60, 46 и 19 нм, соответственно.

Хотя в предлагаемом методе магнитооптического анализа сверхтонких магнитных пленок с помощью SPP-усиленного ТМОКЕ используется резонансный эффект, он по-прежнему допускает спектральное смещение резонансных пиков при изменении угла падения. Как видно на рисунках 3.12 и 3.13 резонанс ТМОКЕ, обусловленный SPP, имеет S-образную форму с двумя экстремумами противоположных знаков. Спектральная ширина одного экстремума около 50 нм. При изменении угла падения от 0 до 25 градусов можно наблюдать резонансы ТМОКЕ в спектральном диапазоне от 700 до 900 нм. Таким образом, измерения с угловым разрешением в предлагаемом методе предоставляют спектроскопическую информацию о магнитооптических свойствах ультратонких магнитных пленок, даже если в этом методе используется резонансный эффект.

В заключение, в этом разделе мы рассмотрели поперечный магнитооптический эффект Керра в ультратонких феррит-гранатах (с добавкой висмута), покрытых симметричными металлическими (золотыми) решетками. Плазмонная структура обеспечивает резонанс в спектре ТМОКЕ, относительное изменение интенсивности прошедшей волны достигает 0,04 для образцов с пленками толщиной 60 и 46 нм. Для образца с более тонкой пленкой феррит-граната (19 нм) сигнал ТМОКЕ незначительно снижается до 0,03.

Теоретический анализ спектров ТМОКЕ для всех образцов на основе магнитооптической модели с учетом суммы переходов подрешетки Fe^{3+} показывает, что наблюдаемые спектры ТМОКЕ определяются недиагональной составляющей тензора диэлектрической проницаемости магнитной пленки, значение которой несколько возрастает с уменьшением толщины пленки. Тем не менее, расчеты показывают, что ТМОКЕ остается относительно большим даже для пленок толщиной в несколько нм в отличие от эффекта Фарадея, который становится пренебрежимо малым и едва заметным в этих масштабах. Поэтому ТМОКЕ в ультратонких пленках с плазмонным покрытием - уникальная инструмент для исследования ультратонких магнитных пленок, их характеристик и их применения в устройствах нанофотоники и спинтроники.

3.4 Магнитоплазмонные структуры с несимметричными дифракционными решетками

В этом разделе исследуются пленки феррит-граната (BiIG) ($\text{Bi}_{1.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.5}\text{Al}_{0.5}\text{O}_{12}$) на немагнитной подложке, покрытые несимметричными металлическими (Au) решетками с периодом L , как показано на рисунке 2.3. Асимметрия структуры возникает из-за асимметрии элементарных ячеек, представляющих собой полоски металла, разделенные воздушными канавками. В каждой ячейке есть пара Au-полосок шириной d_1 и $d_2 \leq d_1$, чьи левые грани смещены на фиксированное расстояние $L/2$. Для того, чтобы с одинаковой эффективностью наблюдать возбуждение SPP в обеих полосках, мы рассматриваем структуры с достаточно большой шириной полоски $d_1 \sim L/2$ и $d_1 - d_2 \ll L/2$. Таким образом, асимметрия элементарной ячейки вызвана различием ширин полосок d_1, d_2 и воздушных канавок $(L/2 - d_1), (L/2 - d_2)$. Поэтому степень асимметрии можно количественно выразить как $P = \frac{d_1 - d_2}{L/2}$.

Мы рассматриваем три конфигурации с одинаковыми $L = 1.2 \text{ }\mu\text{m}$ и $d_1 = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$. Они отличаются шириной второй полосы: (1) $d_2 = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, (2) $d_2 = 0.42 \text{ }\mu\text{m}$, (3) $d_2 = 0.36 \text{ }\mu\text{m}$, поэтому третья решетка имеет большее значение параметра асимметрии P . Несимметричная магнитоплазмонная наноструктура освещалась р-поляризованным светом (рисунок 2.3) в угловом диапазоне от $\theta_0 = -10^\circ$ до 10° а в спектральном диапазоне $\lambda = 0.5\text{-}1 \text{ }\mu\text{m}$. Спектры пропускания для диапазона углов падения θ_0 измерялись для двух противоположных направлений магнитного поля $H = 200 \text{ мТ}$, приложенного параллельно щелям решетки, и достаточного для насыщения намагниченности пленки в плоскости. Наблюдается модуляция интенсивности проходящего света $T(\mathbf{M})$ из-за перемагничивания структуры в соответствии с уравнением (23).

Спектральные характеристики представлены на рисунке 3.14. Режим SPP реализуется на границе Au/BiIG при следующих условиях фазового синхронизма:

$$\pm\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \sin\theta_0 + \frac{2\pi m}{L} \quad (24)$$

где β постоянная распространения SPP и m целое число. Для рассматриваемой структуры $m = \pm 3$ и $m = \pm 4$ в видимом спектральном диапазоне. При фиксированном λ существуют SPP-моды, распространяющиеся в прямом SPP-f ($+\beta$) и обратном направлениях SPP-b ($-\beta$). Вырожденный случай соответствует симметричным решеткам с $d_1 = d_2$, которые имеет период $L/2$, поэтому условие возбуждения SPP в них справедливо только при четных значениях m , так что резонанс SPP для $m = \pm 3$ для этой структуры отсутствует (рис. 3.14 а и d).

В вырожденном случае симметричной наноструктуры ($P = 0$) спектр пропускания симметричен относительно $\theta_0 = 0^\circ$ (рисунок 3.14 а). Плазмонные резонансы возбуждаются в спектральном диапазоне 0,7-0,85 $\mu\text{м}$ с $m = \pm 4$. Они приводят к типичным резонансам типа Фано для коэффициента прохождения и S-образным резонансам в спектрах МО эффекта (рисунок 3.14 d). При нормальном падении магнитооптический эффект отсутствует и соответствующий МО параметр $\delta_T = 0$.

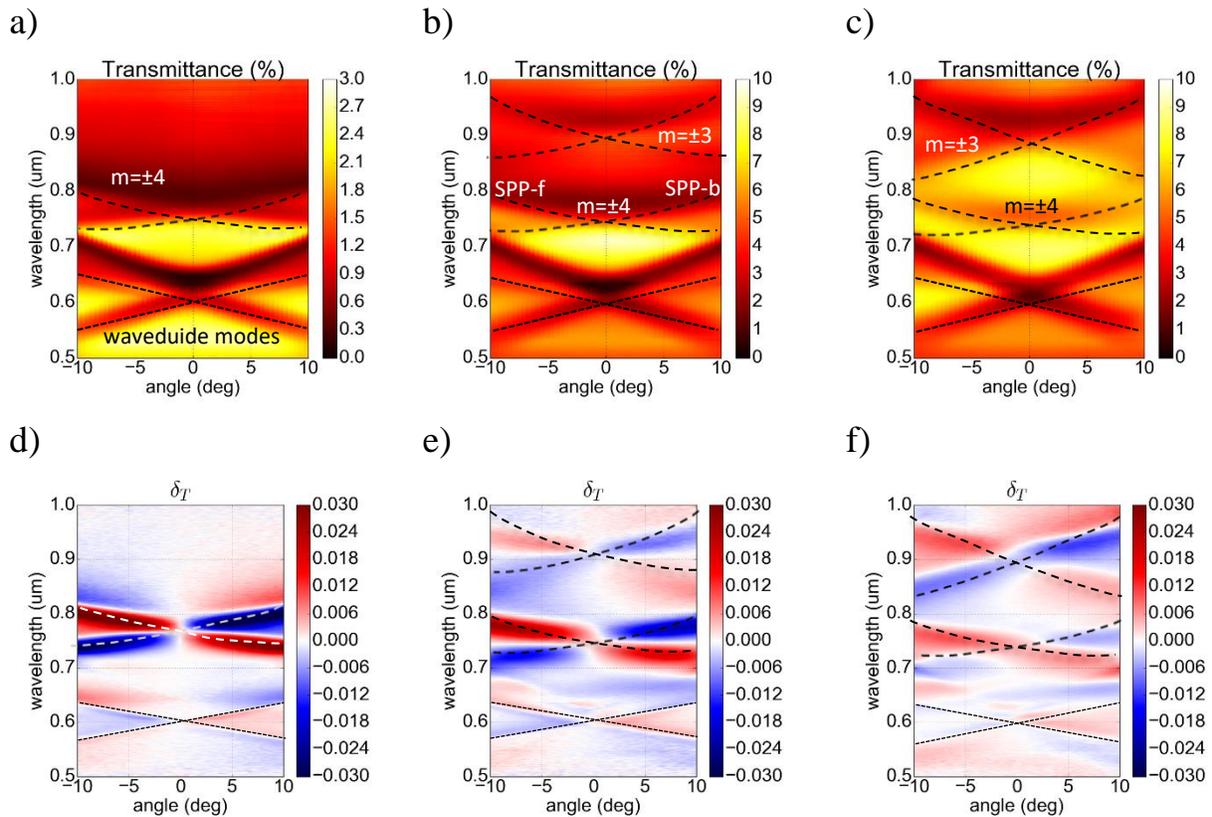


Рисунок 3.14- а-с) Угловые и волновые спектры пропускания симметричной (а) и несимметричных (b, c) решеток. Пунктирные линии (с мелким штрихом) указывают SPP режимы. Пунктирные кривые относятся к волноводным модам. (d-f) Угловые и волновые спектры магнитооптического параметр δ_T с использованием симметричных (d) и несимметричных (e, f) решеток. Параметр асимметрии: $P = 0$ (левая колонка), $P \sim 0.12$ (центральная колонка) and $P \sim 0.24$ (правая колонка).

Даже при относительно небольшой асимметрии коэффициент пропускания больше не симметричен относительно $\theta_0 = 0^\circ$, однако, угловая асимметрия спектра пропускания, показанная на (рисунок 3.14 b), едва заметна, так как она составляет единицы процентов. Если вычислить разницу между коэффициентами пропускания для $\delta T = T(+\theta_0) - T(-\theta_0)$ влияние

нарушенной симметрии становится очевидным. На рисунке 3.15 представлено значение δT для симметричной (а) и несимметричной (b,c) магнитоплазмонных структур. Видно, что с увеличением параметра асимметрии величина δT увеличивается.

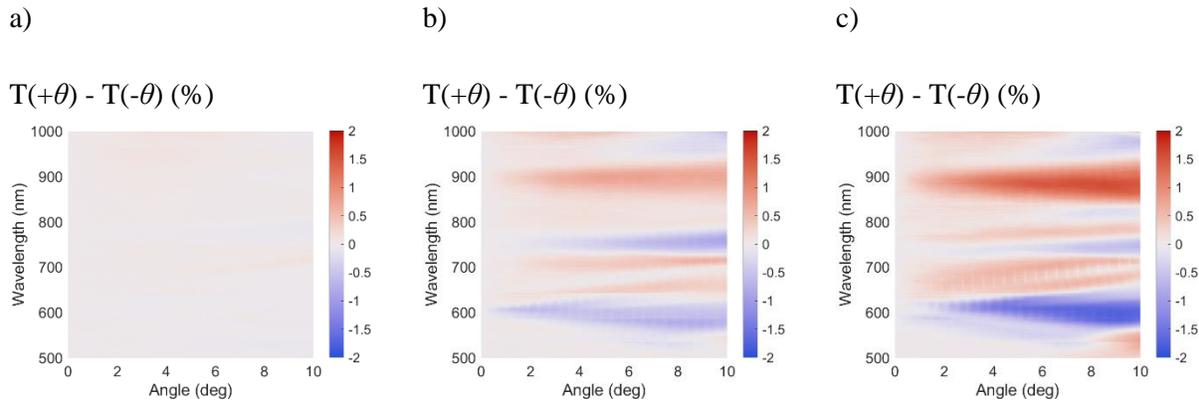


Рисунок 3.15- Спектры разности коэффициентов пропускания $\delta T = T(+\theta_0) - T(-\theta_0)$ для симметричной (а) и несимметричных (b, c) решеток. Параметр асимметрии: $P = 0$ (левая колонка), $P \sim 0.12$ (центральная колонка) and $P \sim 0.24$ (правая колонка).

Магнитное поле модулирует интенсивность проходящего света при нормальном падении (рисунок 3.14 e), и δT положительно для моды с $m = \pm 4$, что аналогично поведению δT для наклонного падения в режиме SPP-f (рисунок 3.14 b). Значение параметра δT отрицательно для моды $m = \pm 3$, как и для моды SPP-b, возбуждаемой при наклонном падении. Таким образом, в МО спектре появляется своеобразный «мостик» при $\theta_0 = 0$, соединяющий ветви плазмонного резонанса SPP-f при положительном и отрицательном значениях угла падения. Такая МО модуляция интенсивности света при $\theta_0 = 0$ указывает на неэквивалентность эффективности возбуждения SPP-мод, распространяющихся в несимметричных решетках в противоположных направлениях.

Результаты, представленные на рисунке 3.14, были численно рассчитаны с использованием строгого анализа связанных волн (RCWA), что применимо для периодических наноструктур. Он основан на решении уравнений Максвелла в пространстве Фурье конечной размерности [91,92]. Данный метод является наиболее оптимальным для расчета оптических характеристик слоистых структур и позволяет рассчитать распределение поля как в дальней, так и в ближней зоне. То есть, могут быть рассчитаны как оптические и магнитооптические спектры, так и распределение поля внутри структуры.

Поскольку ничего подобного не наблюдается ни для гладких образцов, ни для симметричных плазмонных структур, имеет смысл рассматривать это явление как новый МО эффект: эффект поперечного магнитофотонного пропускания (ТМРТЕ: *transverse magneto-photonic transmission effect*). Здесь «магнитофотонность» отражает решающую роль плазмонной наноструктуры в формировании эффекта. Физический механизм обсуждается ниже.

«Мостик» маленький и узкий, когда параметр асимметрии P достаточно мал. При увеличении параметра P угловая асимметрия спектра пропускания становится более выраженной (рисунок 3.14-с), а ширина «мостика» в МО спектре равна ширине плазмонного резонанса при наклонном падении. Более того, ТМРТЕ становится сопоставимым с МО модуляцией при наклонном падении для обычной симметричной структуры (рисунок 3.14-f).

Кроме того, видно, что с увеличением параметра асимметрии P , спектр МО становится все более и более асимметричным по углу относительно $\theta_0 = 0$. В частности, для плазмонных резонансов порядка $m = \pm 4$, возбуждаемых в спектральном диапазоне 0,7-0,85 μm , значение δ_T при отрицательных углах падения больше, чем при положительных. Помимо SPP-мод, исследуемая структура поддерживает также волноводные моды (WMs) в спектральном

диапазоне 0,55-0,68 $\mu\text{м}$ (рисунок 3.14 а-с). Эти моды хорошо видны в магнитооптическом эффекте в спектральном диапазоне 500-660 нм. WMs также обеспечивают резонансное усиление магнитооптических эффектов, но в отличие от SPP-мод их величина намного меньше. На рисунке 3.16 представлены спектры пропускания (а-с) и ТМРТЕ (d-f) из полученных экспериментальных данных.

В пространственно-симметричной структуре магнитооптический эффект на волноводных модах равен нулю при нормальном падении света. Аналогично SPP – модам, увеличение параметра асимметрии P приводит к появлению ТМРТЕ на WMs при нормальном падении света. Таким образом, описанный эффект наблюдается для обоих типов резонансов, SPP-мод и WMs. Этот факт подчеркивает, что ТМРТЕ - это общее явление, не ограниченное конкретной системой или оптическим режимом.

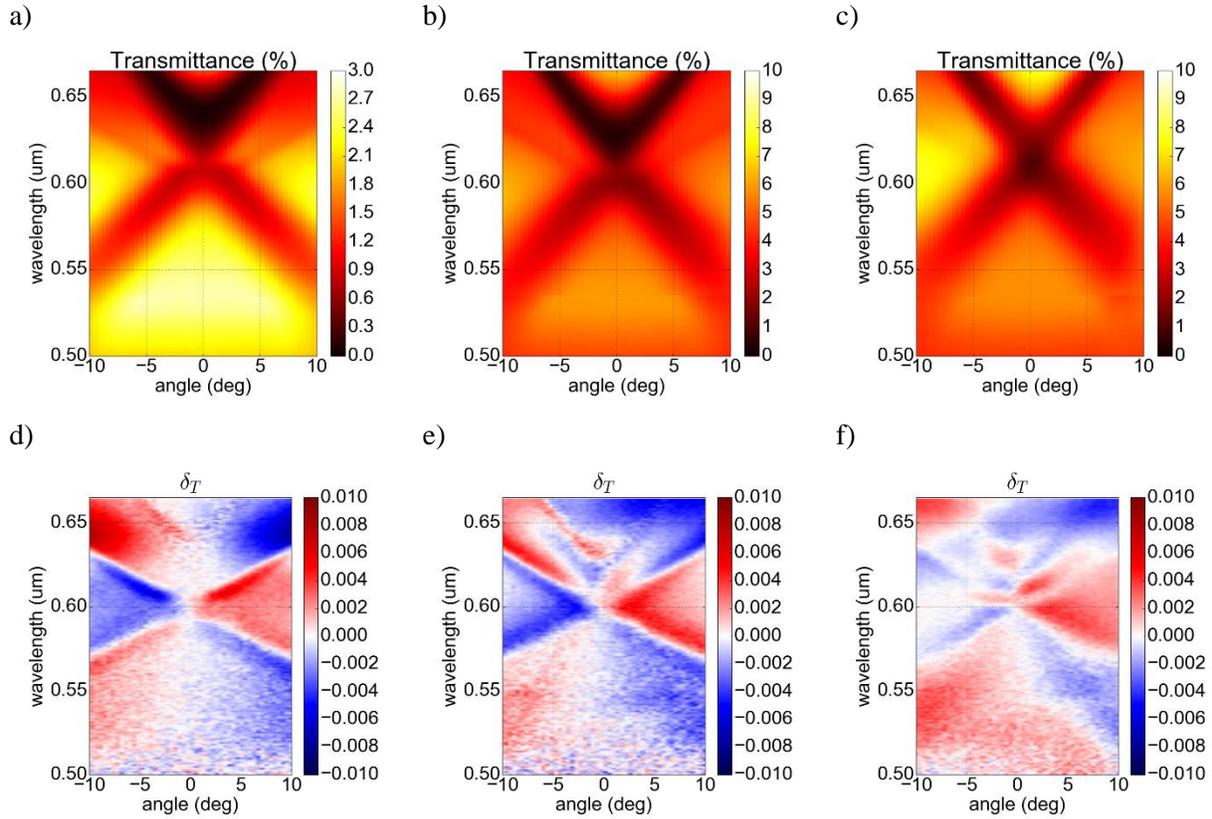


Рисунок 3.16- Угловые и волновые спектры пропускания симметричной (a) и несимметричной (b, c) решеток. (d-f) Магнитооптическая модуляция δ_T с угловым и волновым разрешением для симметричной (d) и несимметричных (e, f) решеток. Параметр асимметрии: $P = 0$ (левая колонка), $P \sim 0.12$ (центральная колонка) and $P \sim 0.24$ (правая колонка).

Чтобы понять связь между нарушением пространственной симметрии и появлением ТМРТЕ, мы также провели теоретический анализ модельной системы. Распространение света в магнитном материале с нарушенной пространственной симметрией вдоль одного направления можно описать аналитически, используя подход эффективной среды.

Оптическое воздействие поперечной намагниченности в среде с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ описывается вектором вращения $\mathbf{g} = (0, g, 0)$ [52]. Нарушенная пространственная симметрия

относительно преобразования $x \rightarrow -x$ в общем случае выражается через тензор $\hat{\kappa}$ с $\kappa_{ij} = 0$, за исключением $\kappa_{23} = i\kappa_{Ey}$, $\kappa_{32} = i\kappa_{Ex}$, соответствующих параметру асимметрии, что влияет на компоненту E_i электромагнитного поля. Для симметричной среды этот тензор равен нулю. Материальные уравнения следующие [91]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + i[\mathbf{g} \times \mathbf{E}] + \hat{\kappa} \mathbf{H}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} + \hat{\kappa}^+ \mathbf{E}, \quad (25)$$

где $\hat{\kappa}^+$ обозначает комплексно сопряженный тензор $\hat{\kappa}$. Поскольку р-поляризованный свет не имеет компоненты E_y , κ_{Ey} не участвует в дальнейшем анализе. Здесь и далее для удобства обозначим $\kappa_{Ex} = p$. Мы предполагаем, что g и p малы по сравнению с ε , поэтому рассматриваются только линейные члены. Собственные моды, полученные путем решения уравнений Максвелла с материальными уравнениями (25), представляют собой:

$$E_{\pm} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ in_{\pm} \end{pmatrix}, \quad H_{\pm} = \begin{pmatrix} 0 \\ \pm\sqrt{\varepsilon} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon} \pm \frac{gp}{\varepsilon} \quad (26)$$

где \pm соответствуют волнам, распространяющимся в направлениях $+z$ и $-z$, и n_{\pm} - безразмерные постоянные распространения. Коэффициенты отражения и пропускания света, падающего нормально на магнитную пластину толщиной d , обладающую нарушенной пространственной симметрией, могут быть рассчитаны с использованием собственных мод в (уравнение 26) и граничные условия для тангенциальных компонентов, подразумевающие, что E_x и H_y непрерывны на обоих интерфейсах. Поскольку E_x , H_y и общая фаза $\varphi = k_0(n_+d + n_-d)$ не зависят от p , мы находим, что коэффициент отражения не зависит от p : $R(g, p) = R(g = 0, p = 0)$. Следовательно, магнитооптический эффект в конфигурации ТМОКЕ (изменение интенсивности при отражении) отсутствует при нормальном падении света, даже если $p \neq 0$.

По указанным выше причинам влияние асимметрии на пропускание происходит только из-за изменений мнимых частей постоянных распространения, которые определяют спад поля, связанный с поглощением: $T(p, g) = T(p = 0, g = 0) \cdot e^{-2\psi''}$, где значение ψ'' определяется как

$$\psi'' = \frac{k_0 d g p \varepsilon''}{|\varepsilon|^2} \quad (27)$$

Таким образом, величина ТМРТЕ равна $\delta_T = -4\psi''$, поэтому МО модуляция света требует одновременно нарушения симметрии пространственной инверсии, воздействие поперечного магнитного поля и поглощение света. Кроме того, следует подчеркнуть, что для наблюдения ТМРТЕ при нормальном падении света нарушение пространственной симметрии и нарушение временной симметрии (из-за магнитного поля) должны происходить одновременно в одном и том же материале.

Если слой с нарушенной пространственной симметрией отделен от немагнитного слоя, ТМРТЕ будет равен нулю при нормальном падении. Таким образом, в случае плазмонных структур ТМРТЕ практически исчезнет, когда несимметричная золотая решетка будет отделена от феррит-гранатового слоя на расстояние, большее, чем глубина проникновения SPP. Это подчеркивает различие между обычно исследуемыми магнитоплазмонными структурами, обеспечивающими только усиление существующих МО эффектов, и предлагаемыми магнитоплазмонными структурами с искусственной пространственной асимметрией, в которых наблюдается ТМРТЕ.

Таким образом, впервые исследованы магнитооптические свойства плазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией. В

таких наноструктурах плоскостная асимметрия приводит к неэквивалентности возбуждения SPP-мод даже при нормальном падении света. В несимметричных плазмонных наноструктурах проявляются новые магнитооптические свойства по сравнению с симметричными и появляется поперечный магнитофотонный эффект при прохождении нормально падающего света.

Эффект продемонстрирован для SPP и волноводных мод. Обнаруженный эффект интересен как с фундаментальной точки зрения, так и с точки зрения возможных приложений. Идея ввести нарушение пространственной симметрии в магнитоплазмонную систему приводит к новым магнитооптическим эффектам, запрещенным в симметричных структурах. Поскольку это явление чувствительно как к намагниченности, так и к нарушению симметрии, оно может служить чувствительным инструментом для изучения намагничивания в сложных структурах.

ВЫВОДЫ

1. Оптические параметры пленок Al/NiFe/ и Al/Ge/NiFe/ были определены с помощью эллипсометрических измерений и сравнения с модельными результатами. Для двухслойных систем без слоя Ge получено очень хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими оптическими параметрами. Трехслойная Al/Ge/NiFe/sitall оптическая модель не согласуется с эллипсометрическими спектрами, что обусловлено более сложной структурой с возможными промежуточными слоями. Кривые намагниченности для трехслойных пленок, измеренные МО- и VSM-методами, обнаруживают значительную зависимость от толщины слоя Al, что обусловлено структурной модификацией на границе Ge/NiFe.

2. Исследовано влияние верхнего слоя Cr на оптические и магнитооптические свойства двухслойных пленок Cr/NiFe. На основе эллипсометрических измерений определены диэлектрические проницаемости тонких слоев Cr и NiFe (с толщинами меньше 20 нм), которые в значительной степени отличаются от значений, характерных для объемных материалов. Показано, что оптические параметры пленок Cr соответствуют диэлектрикам. Теоретический анализ проведен на основе обобщенной модели эллипсометрии и магнитооптического эффекта Керра в поперечной конфигурации (ТМОКЕ) с использованием характеристических матриц Абея. Продемонстрирована немонотонная зависимость ТМОКЕ от толщины Cr-слоя при различных углах падения, что обусловлено эффектами интерференции. Получено очень хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

3. Поперечный магнитооптический эффект Керра был рассмотрен в ультратонких пленках феррит-граната с добавлением висмута, покрытых

плазмонными решетками. Плазмонная структура обеспечивает резонанс в спектре ТМОКЕ, при котором его величина достигает нескольких процентов для образцов с толщинами 60-20 нм. При уменьшении толщины пленки с 40 до 19 нм, величина ТМОКЕ снижается с 4 до 3%. Теоретический анализ спектра ТМОКЕ для всех образцов на основе магнитооптической модели с учетом Fe^{3+} – переходов показывает, что наблюдаемые спектры ТМОКЕ регулируются двумя факторами. С одной стороны, недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости растут с уменьшением толщины пленки. С другой стороны, имеется влияние распределения электромагнитного поля в SPP- волне. Анализ показывают, что ТМОКЕ остается относительно большим даже для пленок толщиной в несколько нм, в отличие от эффекта Фарадея, который становится ничтожно малым и едва обнаруживаемым в этих масштабах. Поэтому, ТМОКЕ в сверхтонких пленках с плазмонной решеткой может представлять уникальную методику для исследования сверхтонких магнитных пленок, которые применяются в нанофотонных и спинтронных устройствах.

4. Исследованы магнитооптические свойства плазмонных наноструктур с нарушенной пространственной симметрией. В таких наноструктурах отсутствует эквивалентность пространственного направления вдоль и против вектора асимметрии, что приводит к неэквивалентности SPP-мод даже при нормальном падении. Таким образом, в несимметричных плазмонных наноструктурах появляются новые магнитооптические свойства по отношению к симметричным. В частности, было продемонстрировано, что для нормального падения сигнал ТМОКЕ не обращается в ноль. Выявленный эффект интересен как с фундаментальной точки зрения, так и для возможного практического применения. В настоящее время магнитоплазмонные

наноструктуры интенсивно исследуются для биосенсоров, магнитометрии и телекоммуникационных приложений. Несимметричные плазмонные наноструктуры, изученные в данной работе, также очень перспективны в этом отношении, поскольку они дают возможность эффективно возбуждать только один режим SPP и обнаруживать магнитооптический отклик, связанный с этим режимом.

5. Выявлена связь между нарушением пространственной симметрии плазмонной решетки и появлением нового оптического эффекта- поперечного магнитофотонного пропускания (TMPTE: transverse magneto-photonic transmission effect), который невозможен в симметричных структурах. Это явление чувствительно как к нарушению симметрии, так и к намагниченности. Поэтому слой с нарушенной пространственной симметрией не должен быть отделен от намагниченного слоя на расстояние, большее, чем глубина проникновения SPP. Это подчеркивает различие между обычно исследуемыми магнитоплазмонными структурами, обеспечивающими только усиление существующих МО эффектов, и предлагаемыми магнитоплазмонными структурами с искусственной пространственной асимметрией.

ПУБЛИКАЦИИ ПО ДИССЕРТАЦИОННОЙ РАБОТЕ

Публикации в изданиях, рекомендованных ВАК РФ и входящих в базу данных WOS

1. **Х. Хашим**, С.П. Сингх, Л.В. Панина, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев, С.В. Подгорная, И.О. Шпетний, Применение метода спектральной эллипсометрии для характеристики наноразмерных пленок с ферромагнитными слоями// Физика твердого тела, 59 (2017) 2191- 2195.
2. O.V. Borovkova, **Н. Hashim**, M.A. Kozhaev, S.A. Dagesyan, A. Chakravarty, M. Levy, V.I. Belotelov, ТМОКЕ as efficient tool for the magneto-optic analysis of ultra-thin magnetic films//Applied Physics Letters, 112 (2018) 063101.
3. O.V. Borovkova, D.O. Ignatyeva, A.A. Vorono, A.N. Kalish, M.A. Kozhaev, **Н. Hashim**, S.A. Dagesyan, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, V.G. Achanta, A.K. Zvezdin, L.V. Panina, V.I. Belotelov, Transverse Magneto-Optical Intensity Effect in Non-symmetric Plasmonic Nanostructures//Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials), Rome, Italy, 2019, pp. X-071-X-073.
4. **Н. Hashim**, M. Kozhaev, P. Kapralov, L. Panina, V. Belotelov, I. Višová, D. Chvostová, A. Dejneka, I. Shpetnyy, V. Latyshev, S. Vorobiov, V. Komanický, Controlling the Transverse Magneto-Optical Kerr Effect in Cr/NiFe Bilayer Thin Films by Changing the Thicknesses of the Cr Layer//Nanomaterials, 10 (2019) 256.
5. O.V. Borovkova, **Н. Hashim**, D.O. Ignatyeva, M.A. Kozhaev, A.N. Kalish, S.A. Dagesyan, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, V.G. Achanta, L.V. Panina, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov, Magnetoplasmonic structures with broken spatial symmetry for light control at normal incidence// Physical Review B, 102 (2020) 081405(7).

Литература

- [1] S.M. Rosnagel, Thin film deposition with physical vapor deposition and related technologies// *Journal of Vacuum Science & Technology A*, 21 (2003) S74–S87.
- [2] J.N. Hilfiker, In situ spectroscopic ellipsometry (SE) for characterization of thin film growth// *Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials*, (2011) 99–151.
- [3] P.M. Martin, *Deposition technologies for films and coatings*, second edi, Elsevier Ltd, 2005.
- [4] K. Seshan, *Handbook of Thin Film Deposition Techniques Principles, Methods, Equipment and Applications*, Second Editon, 2002.
- [5] L.M. Falicov, D.T. Pierce, S.D. Bader, R. Gronsky, K.B. Hathaway, H.J. Hopster, D.N. Lambeth, S.S.P. Parkin, G. Prinz, M. Salamon, I.K. Schuller, R.H. Victora, *Materials Reports - Surface, interface, and thin-film magnetism*// *Journal of Materials Research*, 5 (1990) 1326–1329.
- [6] P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, F. Cardoso, *Magnetoresistive sensors*// *Journal of Physics Condensed Matter*, 19 (2007) 165221–21.
- [7] S. Demokritov, J.A. Wolf, P. Grünberg, Evidence for oscillations in the interlayer coupling of fe films across Cr films from spin waves and M(H) curves// *Europhysics Letters*, 15 (1991) 881–886.
- [8] G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, J. Backstrom, M. Rübhausen, *Generalized magneto-optical ellipsometry in ferromagnetic metals*// *Thin Solid Films*, 455–456 (2004) 39–42.
- [9] Milton Ohring, *The Materials Science of Thin Films*, 2nd Editio, Academic Press, 1991.
- [10] J. George, *Preparation of Thin Films*, CRC Press, New York, 1992.
- [11] S. Visnovsky, R. Lopusnik, M. Bauer, J. Bok, J. Fassbender, B. Hillebrands, *Magneto optic ellipsometry in multilayers at arbitrary magnetization*// *Optics Express*, 9 (2001) 121.
- [12] V.E. Buravtsova, E.A. Gan'shina, V.S. Gushchin, S.I. Kasatkin, A.M. Murav'ev, N. V. Plotnikova, F.A. Pudonin, *Magnetic and magneto optical properties of multilayer ferromagnet- semiconductor nanostructures*// *Physics*

- of the Solid State, 46 (2004) 891–901.
- [13] H. Fujiwara, Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications, John Wiley & Sons Ltd, 2007.
- [14] D. Mugle, G. Jadhav, Short review on chemical bath deposition of thin film and characterization// AIP Conference Proceedings, 1728 (2016) 020597–1(5).
- [15] B. Deposition, S. Mina, H. Kabir, M.M. Rahman, A. Kabir, M. Rahaman, M.S. Bashar, S. Islam, A. Sharmin, F. Ahmed, Optical and Morphological Characterization of BaSeThin Films Synthesized via Chemical Bath Deposition// IOSR Journal of Applied Physics, 4 (2015) 30–35.
- [16] R. Messier, J.E. Yehoda, Geometry of thin-film morphology// Journal of Applied Physics, 58 (1985) 3739–3746.
- [17] M.S. Rao, M.S. Shekhawat, A brief survey on basic properties of thin films for device application// International Journal of Modern Physics: Conference Series, 22 (2013) 576–582.
- [18] D. Schmidt, A.C. Kjerstad, T. Hofmann, R. Skomski, E. Schubert, M. Schubert, Optical, structural, and magnetic properties of cobalt nanostructure thin films// Journal of Applied Physics, 105 (2009) 113508–1(7).
- [19] J. Sarkar, Sputtering Materials for VLSI and Thin Film Devices, in: Sputtering Materials for VLSI and Thin Film Devices, 2014: pp. 291–416.
- [20] D.J. Maxwell, S.R. Emory, S. Nie, Nanostructured Thin-Film Materials with Surface-Enhanced Optical Properties// Chemistry of Materials, 13 (2001) 1082–1088.
- [21] V.R. Buch, A.K. Chawla, S.K. Rawal, Review on electrochromic property for WO₃ thin films using different deposition techniques// Materials Today: Proceedings, 3 (2016) 1429–1437.
- [22] R. Spolenak, E. Zschech, M. Weihnacht, J. Schumann, C.M. Schneider, H. Mai, S. Braun, Thin Film Systems: Basic Aspects, in: Metal Based Thin Films for Electronics, John Wiley & Sons, Ltd, 2005: pp. 7–120.
- [23] C. Targets, W. Somkhunhot, N. Pimpabute, T. Seetawan, Preparation of Thin Films by a Bipolar Pulsed-DC Magnetron Sputtering System Using Ca₃Co₄O₉ and CaMnO₃ Targets// Materials Sciences and Applications, 3 (2012) 645–649.

- [24] M. Bauer, J. Bok, J. Fassbender, B. Hillebrands, Magneto-optic ellipsometry in multilayers at arbitrary magnetization// *Optics Express*, 9 (2001) 121–135.
- [25] D.M.T. S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, Spintronics : A Spin-Based Electronics Vision for the Future// *Science*, 294 (2001) 1488–1495.
- [26] H. Search, C. Journals, A. Contact, M. Iopscience, I.P. Address, Magnetoresistive sensors// *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19 (2007) 165221(21).
- [27] G. Armelles, A. Cebollada, A. Garc, Magnetoplasmonic nanostructures: systems supporting both plasmonic and magnetic properties// *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 11 (2009) 114023(10).
- [28] J.A. Arregi, J.B. Gonzalez-Diaz, E. Bergaretxe, O. Idigoras, T. Unsal, A. Berger, Study of generalized magneto-optical ellipsometry measurement reliability// *Journal of Applied Physics*, 111 (2012) 103912.
- [29] A. Badawi, W.O. Al-Gurashi, A.M. Al-Baradi, F. Abdel-Wahab, Photoacoustic spectroscopy as a non-destructive technique for optical properties measurements of nanostructures// *Optik*, 201 (2020) 163389.
- [30] A.Eljalakya K. F. Abdel-El-Rahmanb M.M.Fadel, Optical characterization of Se₉₀S₁₀-xCd_x thin films// *IOSR Journal of Applied Physics*, 5 (2013) 29–44.
- [31] Leslie Ward, *The Optical Constants of Bulk Materials and Films*, Second Edi, 1988.
- [32] I. Ohlidal, D. Franta, Ellipsometry of thin film systems// *Progress in Optics*, 41 (2000) 181–282.
- [33] J. Kim, K. Kim, H.J. Pahk, Thickness Measurement of a Transparent Thin Film Using Phase Change in White-Light Phase-Shift Interferometry// *Current Optics and Photonics*, 1 (2017) 505–513.
- [34] I. Ohl, D. Necas, D. Franta, Spectroscopic ellipsometry and reflectometry of statistically rough surfaces exhibiting wide intervals of spatial frequencies// *Physica Status Solidi*, 5 (2008) 1399–1402.
- [35] J.N. Hilfiker, N. Singh, T. Tiwald, D. Convey, S.M. Smith, J.H. Baker, H.G. Tompkins, Survey of methods to characterize thin absorbing films with Spectroscopic Ellipsometry// *Thin Solid Films*, 516 (2008) 7979–7989.

- [36] H. Arwin, M. Poksinski, K. Johansen, Total internal reflection ellipsometry : principles and applications// *Applied Optics*, 43 (2004) 3028–3036.
- [37] R.A. Synowicki, T.E. Tiwald, Optical properties of bulk c-ZrO₂, c-MgO and a-As₂S₃ determined by variable angle spectroscopic ellipsometry// *Thin Solid Films*, 456 (2004) 248–255.
- [38] D. Gonçalves, E.A. Irene, Fundamentals and applications of spectroscopic ellipsometry// *Quimica Nova*, 25 (2002) 794–800.
- [39] T.K. ˆnski Krzysztof Dorywalski, Igor Maciejewski, Spectroscopic ellipsometry technique as a materials characterization tool for mechatronic systems—The case of composition and doping concentration monitoring in SBN crystals// *Mechatronics*, 1 (2015) 1–9.
- [40] D. Schmidt, Generalized Ellipsometry on Sculptured Thin Films made by Glancing Angle Deposition, University of Nebraska, 2010.
- [41] K. Khashim, S.P. Singkh, L. V Panina, P.A. Pudonin, I.A. Sherstnev, Spectral Ellipsometry as a Method for Characterization of Nanosized Films with Ferromagnetic Layers// *Magnetism*, 59 (2017) 2211–2215.
- [42] R.P. Hunt, MagnetoOptic Scattering from Thin Solid Films// *Journal of Applied Physics*, 38 (1967) 1652–1671.
- [43] Z.J. Yang, M.R. Scheinfein, Combined threeaxis surface magneto-optical Kerr effects in the study of surface and ultrathin film magnetism Combined three-axis surface magqeto-optical of surface and ultrathin-film magnetism// *Journal of Applied Physics*, 74 (1993) 6810–6823.
- [44] Z.Q. Qiu, S.D. Bader, Z.Q. Qiu, Surface magneto-optic Kerr effect// *Review Scientifiv Instruments*, 71 (2000) 1243–1255.
- [45] E.M.L. L. D. Landau, *Electrodynamics of Continuous Media - Course of theoretical physics*, Pergamon Press LTD, 1960.
- [46] T. Mizumoto, B.J.H. Stadler, T. Mizumoto, Integrated Magneto-Optical Materials and Isolators : A Review Integrated Magneto-Optical Materials and Isolators : A Review// *IEEE Photonics Journal*, 6 (2014) 1–15.
- [47] S. Kharratian, H. Urey, M.C. Onbařlı, RGB Magnetophotonic Crystals for High-contrast Magneto-optical Spatial Light Modulators// *Scientific Report*, 9 (2019) 1–12.

- [48] E.R. Moog, S.D. Bader, Smoke signals from ferromagnetic monolayers: p(1×1) Fe/Au(100)// *Superlattices and Microstructures*, 1 (1985) 543–552.
- [49] D.P. Zeeman, To, On the influence of magnetism on the nature of the light emitted by a substance// *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 43 (2009) 226–239.
- [50] T. Haider, A Review of Magneto-Optic Effects and Its Application// *International Journal of Electromagnetics and Applications*, 7 (2017) 17–24.
- [51] R.M. Silva, H. Martins, I. Nascimento, J.M. Baptista, A.L. Ribeiro, J.L. Santos, P. Jorge, O. Frazão, Optical Current Sensors for High Power Systems: A Review// *Applied Sciences*, 2 (2012) 602–628.
- [52] A.K. Zvezdin, A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*, IOP Publishing Ltd, 1997.
- [53] J.A. Wilkes, *The Experimental Ultrafast Magneto-Optical Kerr Effect*, College of William and Mary in Virginia, 2000.
- [54] C.O. Avci, A. Quindeau, C.F. Pai, M. Mann, L. Caretta, A.S. Tang, M.C. Onbasli, C.A. Ross, G.S.D. Beach, Current-induced switching in a magnetic insulator// *Nature Materials*, 16 (2017) 309–314.
- [55] Mikhail Pashkevich, *Ultrafast light-induced magnetization dynamics in Co/garnet heterostructures*, University of Bialystok, 2015.
- [56] H. Ebert, Magneto-optical effects in transition metal systems// *Reports on Progress in Physics*, 59 (1996) 1678–1689.
- [57] V.I. Belotelov, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, Magnetoplasmonics, in: *Digital Encyclopedia of Applied Physics*, American Cancer Society, 2019: pp. 1–24.
- [58] M.B. V I Belotelov, I A Akimov, M Pohl, A N Kalish, S Kasture, A S Vengurlekar, A V Gopal, V A Kotov, D Yakovlev, A K Zvezdin, Intensity magneto-optical effect in magnetoplasmonic crystals// *Journal of Physics: Conference Series*, 303 (2011) 012038.
- [59] K. Postava, A. Maziewski, A. Stupakiewicz, A. Wawro, L.T. Baczewski, Š. Višňovský, T. Yamaguchi, Transverse magneto-optical Kerr effect measured using phase modulation// *Journal of the European Optical Society*, 1 (2006) 060171(5).
- [60] G.A. Allen, G.F. Dionne, Accurate analysis of the magneto-optical

- permittivity tensor of Y₃Fe₅O₁₂// *Journal of Applied Physics*, 93 (2003) 6951–6953.
- [61] E. Born, M. Wolf, *Principles of Optics*, 7th editio, Cambridge University Press: New York, NY, USA, 2002.
- [62] G. Krinchik, V. Artem'ev, Magneto-optical Properties of Ni, Co, and Fe in the Ultraviolet Visible and Infrared Parts of the Spectrum// *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 26 (1968) 1080–1085.
- [63] G.B. A. V. Druzhinin, I. D. Lobov, V. M. Mayevskiy, Transverse magneto-optical Kerr effect in transmission// *Physics Metals Metallography*, 56 (1983) 58–65.
- [64] A.A. Grunin, A.G. Zhdanov, A.A. Ezhov, E.A. Ganshina, A.A. Fedyanin, Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings// *Applied Physics Letters*, 97 (2010) 261908–1(3).
- [65] C. Clavero, K. Yang, J.R. Skuza, R.A. Lukaszew, Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings// *Optics Letters*, 35 (2010) 1557–1559.
- [66] J.F. Torrado, J.B. González-Díaz, M.U. González, A. García-Martín, G. Armelles, Magneto-optical effects in interacting localized and propagating surface plasmon modes// *Optics Express*, 18 (2010) 15635–15642.
- [67] V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, A.K. Zvezdin, Extraordinary transmission and giant magneto-optical transverse Kerr effect in plasmonic nanostructured films// *Journal of the Optical Society of America B*, 26 (2009) 1594–1598.
- [68] S.A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, 2007.
- [69] E. Ozbay, Plasmonics: Merging photonics and electronics at nanoscale dimensions// *Science*, 311 (2006) 189–193.
- [70] S.I. Bozhevolnyi, *Plasmonic nanoguides and circuits*, Pan Stanford Publishing, 2009.
- [71] N.E. Khokhlov, A.R. Prokopov, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, M.A. Kozhaev, S.N. Andreev, A.P. Ravishankar, V.G. Achanta, D.A. Bykov, A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov, Photonic crystals with plasmonic patterns: Novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity// *Journal*

- of Physics D: Applied Physics, 48 (2015) 095001 (9).
- [72] S.A. Maier, M.D. Friedman, P.E. Barclay, O. Painter, Experimental demonstration of fiber-accessible metal nanoparticle plasmon waveguides for planar energy guiding and sensing// *Applied Physics Letters*, 86 (2005) 1–3.
- [73] A. V. Krasavin, N.I. Zheludev, Active plasmonics: Controlling signals in Au/Ga waveguide using nanoscale structural transformations// *Applied Physics Letters*, 84 (2004) 1416–1418.
- [74] P. Andrew, W.L. Barnes, Energy transfer across a metal film mediated by surface plasmon polaritons// *Science*, 306 (2004) 1002–1005.
- [75] V.I. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.N. Kalish, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin, Giant magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures// *Optics Letters*, 34 (2009) 398.
- [76] J. Zhang, L. Zhang, W. Xu, Surface plasmon polaritons: Physics and applications// *Journal of Physics D: Applied Physics*, 45 (2012) 113001(19).
- [77] O. V. Borovkova, H. Hashim, M.A. Kozhaev, S.A. Dagesyan, A. Chakravarty, M. Levy, V.I. Belotelov, TMOKE as efficient tool for the magneto-optic analysis of ultra-thin magnetic films// *Applied Physics Letters*, 112 (2018) 1–13.
- [78] X.Y. Zhu, Y.L. Xu, Y. Zou, X.C. Sun, C. He, M.H. Lu, X.P. Liu, Y.F. Chen, Asymmetric diffraction based on a passive parity-time grating// *Applied Physics Letters*, 109 (2016) 111101–1(5).
- [79] and V.I.B. Andrey N. Kalish, Roman S. Komarov, Mikhail A. Kozhaev, Venu Gopal Achanta, Sarkis A. Dagesyan, Alexander N. Shaposhnikov, Anatoly R. Prokopov, Vladimir N. Berzhansky, Anatoly K. Zvezdin, Magnetoplasmonic quasicrystals : an approach for multiband magneto-optical response// *Optica*, 5 (2018) 617–623.
- [80] V.I. Belotelov, I.A. Akimov, M. Pohl, V.A. Kotov, S. Kasture, A.S. Vengurlekar, A.V. Gopal, D.R. Yakovlev, A.K. Zvezdin, M. Bayer, Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals// *Nature Nanotechnology*, 6 (2011) 370–376.
- [81] T. Okamoto, J. Simonen, S. Kawata, Plasmonic band gaps of structured metallic thin films evaluated for a surface plasmon laser using the coupled-wave approach// *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 3 (2008) 1–8.

- [82] M. Levy, A. Chakravarty, H.-C. Huang, R.M. Osgood, Large magneto-optic enhancement in ultra-thin liquid-phase-epitaxy iron garnet films// *Applied Physics Letters*, 107 (2015) 11104.
- [83] Edward D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press Inc. (London) Ltd, 1997.
- [84] K.M. McPeak, S. V. Jayanti, S.J.P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, D.J. Norris, Plasmonic films can easily be better: Rules and recipes// *ACS Photonics*, 2 (2015) 326–333.
- [85] A.D. Rakić, A.B. Djurišić, J.M. Elazar, M.L. Majewski, Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices// *Applied Optics*, 37 (1998) 5271.
- [86] D. Qu, S.Y. Huang, C.L. Chien, Inverse spin Hall effect in Cr : Independence of antiferromagnetic ordering// *Physical Review B*, 92 (2015) 020418–1(4).
- [87] G.A. Allen, G.F. Dionne, Application of permittivity tensor for accurate interpretation of magneto-optical spectra// *Journal of Applied Physics*, 73 (1993) 6130–6132.
- [88] E.B. Grann, D. a. Pommet, M.G. Moharam, T.K. Gaylord, Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings// *Journal of the Optical Society of America A*, 12 (1995) 1068–1076.
- [89] L. Li, Fourier modal method for crossed anisotropic gratings with arbitrary permittivity and permeability tensors// *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 5 (2003) 345–355.
- [90] D.O. Dzibrou, A.M. Grishin, Fitting transmission and Faraday rotation spectra of [Bi Fe₅ O₁₂/ Sm₃ Ga₅ O₁₂] m magneto-optical photonic crystals// *Journal of Applied Physics*, 106 (2009) 043901–1(6).
- [91] R. M. Hornreich and S. Shtrikman, Theory of Gyrotropic Birefringence// *Physical Review*, 171 (1968) 1065–1074.
- [92] R. J. Potton, Reciprocity in optics// *Reports on Progress in Physics*, 67 (2004) 717–754.