

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр  
Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)  
Институт физики им. Л.В. Киренского  
Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное  
подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

На правах рукописи



**Максимова Ольга Александровна**

**Оптические и магнитооптические свойства магнитных  
наноструктур по данным  
*in situ* спектральной магнитооптической эллипсометрии**

01.04.07 – физика конденсированного состояния

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук, профессор,  
заслуженный деятель науки РФ  
Овчинников Сергей Геннадиевич

Красноярск – 2020

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

<b>ОГЛАВЛЕНИЕ .....</b>	<b>2</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>5</b>
<b>ГЛАВА 1     Отражательная     спектральная     магнитооптическая эллипсометрия как метод анализа оптических и магнитооптических свойств тонких пленок.....</b>	<b>17</b>
<b>1.1 Традиционная эллипсометрия .....</b>	<b>18</b>
<b>1.2 Поверхностный магнитооптический эффект Керра .....</b>	<b>24</b>
<b>1.3 Математическое описание метода магнитооптической эллипсометрии при геометрии ЭЭК.....</b>	<b>27</b>
<b>1.4 Расчет коэффициентов отражения .....</b>	<b>32</b>
<b>1.4.1 Однородная полубесконечная среда .....</b>	<b>33</b>
<b>1.4.2 Модель «среда – пленка - подложка» .....</b>	<b>35</b>
<b>1.4.3 Модель многослойной среды.....</b>	<b>39</b>
<b>1.5 Использование метода магнитооптической эллипсометрии: литературный обзор.....</b>	<b>47</b>
<b>ГЛАВА 2 Методика нахождения компонент тензора диэлектрической проницаемости по экспериментальным магнитоэллипсометрическим данным для различных моделей отражающих ферромагнитных наноструктур.....</b>	<b>53</b>
<b>2.1 Модель однородной полубесконечной среды при исследовании объемного ферромагнитного образца на немагнитной подложке .....</b>	<b>55</b>
<b>2.1.1 Аналитический метод определения компонент тензора диэлектрической проницаемости .....</b>	<b>56</b>

2.1.2 Численный метод определения компонент тензора диэлектрической проницаемости .....	63
2.2 Модель «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка» .....	66
2.3 Модель многослойной среды для образца с одним ферромагнитным слоем .....	70
2.4 Обоснование выбора симплекс-метода Нелдера-Мида для определения экстремумов функции минимизации .....	73
2.5 Вычисление погрешностей .....	76
2.6 Выводы к главе .....	78
ГЛАВА 3 Апробация методики нахождения компонент тензора диэлектрической проницаемости по экспериментальным магнитоэллипсометрическим данным при анализе структуры Fe/SiO <sub>2</sub> /Si .....	80
3.1 Методика проведения эксперимента .....	80
3.2 Анализ структуры Fe/SiO <sub>2</sub> /Si методом <i>in situ</i> спектральной магнитооптической эллипсометрии .....	82
3.2.1 Спектральные оптические свойства структуры Fe/SiO <sub>2</sub> /Si .....	83
3.2.2 Спектральные магнитооптические свойства структуры Fe/SiO <sub>2</sub> /Si .....	83
3.3 Анализ компонент тензора диэлектрической проницаемости поликристаллического Fe в структуре Fe/SiO <sub>2</sub> /Si, рассчитанных по экспериментальным магнитоэллипсометрическим данным .....	86
3.4 Выводы к главе .....	88
ГЛАВА 4 Экспериментальные исследования методом <i>in situ</i> спектральной магнитооптической эллипсометрии тонких	

поликристаллических пленок Fe/SiO <sub>2</sub> /Si с разными толщинами слоя Fe.....	89
4.1 Экспериментальные образцы и методика проведения эксперимента .....	89
4.2 Обработка экспериментальных магнитоэллипсометрических данных для различных моделей отражающих ферромагнитных наноструктур.....	93
4.2.1 Анализ роли толщины слоя Fe.....	95
4.2.2 Анализ влияния интерфейсов SiO <sub>2</sub> /Fe и Fe/вакуум .....	99
4.3 Анализ диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости.....	105
4.4 Анализ недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости.....	111
4.5 Выводы к главе .....	115
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	117
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ .....	119
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	120

## ВВЕДЕНИЕ

### **Актуальность темы исследования**

Синтез новых наноструктур с чередованием магнитных и немагнитных слоев чрезвычайно актуален в связи с бурным развитием нового направления электроники – спинтроники, основанном на спин-поляризованном электронном транспорте. Это обуславливает актуальность разработки высокоточных и удобных в использовании методов контроля свойств получаемых структур. В современной технологии производства и методах анализа тонкопленочных ферромагнитных материалов важнейшую роль играют поверхностные эффекты, которые чувствительны к остаточной атмосфере в технологической камере и вне ее при стандартных измерениях *ex situ*.

Неразрушающие *in situ* методы анализа тонких ферромагнитных пленок позволяют улучшить воспроизводимость результатов эксперимента, уменьшить характерные размеры синтезируемых ферромагнитных структур за счет исключения влияния атмосферных газов на пленку. Применение поверхностно-чувствительных оптических и магнитооптических методов анализа в этом случае дополнительно позволяет исследовать и контролировать физико-химические процессы, происходящие на границах раздела "вакуум-пленка", "пленка-подложка", а также состояния межслоевых интерфейсов при условии оптической прозрачности всей структуры на подложке, то есть для толщин до 100 нм в случае металлических ферромагнетиков на полупроводниковой подложке. Также появляется возможность с высокой точностью измерять магнитные свойства ферромагнитных пленок. Альтернативой оптическим и магнитооптическим методам для таких толщин является метод малоугловой рентгеновской дифракции, просвечивающая электронная микроскопия, дифракция

электронов на просвет, магнитометрия, но данные методы требуют специальной подготовки образца, исключающей проведение *in situ* измерений в ростовой камере, либо предполагают использование сложных математических моделей с вычислениями, затрудняющими экспресс-анализ.

В связи с представленными преимуществами неразрушающих быстродействующих магнитооптических методов анализа ферромагнитных структур, можно говорить об актуальности развития таких методов в прикладных и исследовательских целях. Научная значимость развития методов *in situ* магнитооптического анализа определяется их широкими аналитическими возможностями, среди которых измерение спектральных зависимостей оптических и магнитооптических свойств, толщин, фазового состава тонких (до единиц ангстрем) многослойных ферромагнитных структур, получение температурных зависимостей физико-химических свойств отдельных слоев в структуре, межслоевых интерфейсов, анализ морфологии и дефектности поверхности образца непосредственно в процессе его синтеза.

На настоящий момент существует проблема воспроизводимых и неразрушающих *in situ* оптических, магнитооптических и магнитных измерений, состоящая как в сложности технической реализации оптической системы, так и в интерпретации результатов *in situ* магнитооптических измерений.

В контексте данной ситуации представляется перспективным развитие нового метода магнитооптической эллипсометрии (далее по тексту – магнитоэллипсометрии), основанного на измерении магнитооптического экваториального эффекта Керра с помощью спектральной эллипсометрии *in situ* и реализующегося на спектральном эллипсометре со статической нулевой схемой, с приложением к образцу внешнего магнитного поля. Размещение измерительной оптической схемы в сверхвысоковакуумной ростовой камере позволяет использовать стандартное эллипсометрическое оборудование с дополнительным внешним электромагнитом взамен

отдельной установки магнитооптического эффекта Керра. Предлагаемый метод обладает несколькими явными преимуществами. Он обеспечивает возможность не только исследования оптических, структурных и магнитных свойств наноструктур традиционным методом *ex situ*, когда образец вынимается из камеры, но и диагностики материалов *in situ*, то есть внутри сверхвысоковакуумной камеры в процессе их создания, а значит, позволяет синтезировать наноматериалы с управляемыми на атомном уровне составом, структурой и свойствами. При этом метод не изменяет свойств исследуемых объектов, является неразрушающим и обладает достаточной поверхностной чувствительностью. Магнитоэллипсометрия позволяет получать информацию о комплексных значениях как диагональных, так и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости и величины магнитного кругового дихроизма [1], а также о связи электронной структуры с магнитными свойствами исследуемого материала.

В лаборатории физики магнитных явлений ИФ СО РАН давно ведутся работы по совершенствованию методов оптических и магнитооптических измерений [2], а в последние годы совместно с Институтом физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск, Россия (ИФП СО РАН) разработан и создан сверхвысоковакуумный комплекс для получения и *in situ* исследования наноструктур методом спектральной магнитооптической эллипсометрии [3], который позволяет проводить напыление магнитных слоев в присутствии внешнего постоянного магнитного поля и измерение эллипсометрических параметров и их изменений в магнитном поле.

Однако, существует проблема интерпретации экспериментальных данных, особенно при магнитных измерениях, так как в этом случае требуется определенный математический аппарат, позволяющий по эллипсометрическим измерениям анализировать магнитооптические свойства образца. В связи с этим данная работа посвящена разработке и применению алгоритмов анализа физических свойств магнитных

наноструктур по данным, полученным в ходе эллипсометрического и магнитоэллипсометрического эксперимента. Необходимость получения информации о компонентах тензора диэлектрической проницаемости и их зависимости от магнитного поля послужила стимулом к появлению настоящей диссертации. Актуальным решением является использование моделей эллипсометрии слоистых систем, модернизированных для случая совместного анализа результатов измерений отражательной спектральной эллипсометрии и изменений эллипсометрических параметров ферромагнитного образца при его перемагничивании.

### **Степень разработанности темы исследования**

Результаты, полученные автором, соответствуют мировому уровню, так как известные в мире научные группы, также занимающиеся развитием магнитооптической эллипсометрии, в большинстве случаев проводят *ex situ* исследования для измерения недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости. То есть исследование свойств образцов выполняется вне технологической камеры, где проходил их синтез [1, 4-7], что является существенным недостатком для развития технологий создания наноструктур с контролируемыми свойствами. Попытки получить одновременно информацию о диагональных и недиагональных компонентах тензора диэлектрической проницаемости немногочисленны, они предпринимались, например, в работе [8], однако авторам не удалось провести все необходимые измерения на одной экспериментальной установке и им пришлось помимо эллипсометра использовать магнитометрию для измерения величины намагниченности образца.

Ранее уже разрабатывались подходы к применению магнитоэллипсометрии для определения полного тензора диэлектрической проницаемости. Например, в работе [9] был разработан подход к вычислению недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости ферромагнитной многослойной структуры на основе матриц



Мюллера (M-матриц), в том числе и для оптически анизотропных сред, используя нормальное падение света для случая полярного эффекта Керра. Далее уже были предприняты успешные попытки измерений, используя метод из [9], для анализа ферромагнитной непрозрачной пленки при различных температурах [5]. Однако для интерпретации данных эксперимента при толщинах ферромагнитных слоев, сопоставимых с глубиной проникновения света в используемом спектральном диапазоне, недостаточно пользоваться моделью полубесконечного ферромагнитного слоя, разработанной для объемных материалов и толстых пленок. И уже в работе [9] была создана методика проведения обобщенной магнитооптической спектральной эллипсометрии с применением октопольного электромагнита и проведены измерения полного тензора диэлектрической проницаемости прозрачной изотропной пленки кобальта с поверхностным оксидным слоем. При этом в литературе практически отсутствуют упоминания о применении магнитоэллипсометрии для *in situ* анализа многослойной ферромагнитной среды, что, возможно, связано с конструкционными ограничениями размещения многополюсного электромагнита непосредственно в камере синтеза.

Настоящая работа направлена на разработку и апробацию разработанного варианта анализа магнитоэллипсометрических данных, не требующего M-матриц четвертого порядка, основанного на применении эллипсометрических соотношений, в которых магнитооптический вклад учитывается как возмущение, и на проведение *in situ* анализа магнитных наноструктур на экспериментальной установке с простой дипольной электромагнитной системой на основе экваториального магнитооптического эффекта Керра.

**Целью диссертационной работы является развитие методов анализа данных спектральной магнитооптической эллипсометрии и их применение для экспериментального *in situ* исследования магнитных наноструктур.**

**Для достижения указанной цели были поставлены следующие задачи:**

1. Выполнить анализ моделей различных магнитных наноструктур, включая модели однородной полубесконечной среды, тонкой ферромагнитной пленки на полубесконечной немагнитной подложке и многослойной структуры с ферромагнитным и немагнитными слоями, на предмет установления математической связи измеряемых магнитоэллипсометрических параметров и коэффициентов отражения, несущих информацию о физических свойствах образца.

2. Разработать и реализовать алгоритмы расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости с использованием моделей ферромагнитных наноструктур по данным магнитоэллипсометрических измерений в виде программного кода в среде MATLAB; провести апробацию алгоритмов расчета комплексного магнитооптического параметра в рамках различных моделей для образцов большой толщины, для которых заведомо очевидно, что все модели должны приводить к одинаковому результату.

3. Провести экспериментальные исследования *in situ* эллипсометрических и магнитоэллипсометрических спектров для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разной толщиной слоя ферромагнетика.

4. Провести анализ экспериментальных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических данных и выбрать наилучшие модели для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si разной толщины слоя ферромагнетика.

5. Сопоставить результаты спектральных измерений комплексных диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости магнитного слоя для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разной толщиной слоя ферромагнетика с литературными данными и данными расчета тензора диэлектрической проницаемости Fe в рамках теории функционала плотности.

## Научная новизна

Работа содержит новые теоретические и экспериментальные результаты.

В работе впервые проведен комплекс теоретических и экспериментальных магнитоэллипсометрических спектральных исследований магнитных наноструктур Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разной толщиной слоя Fe на подложке SiO<sub>2</sub>/Si. Рассмотрен ряд моделей отражающих систем, учитывающих структуру, толщину, оптические и магнитные свойства слоев, для каждой из них получены соотношения, связывающие наблюдаемые в эксперименте эллипсометрические и магнитоэллипсометрические углы с компонентами тензора диэлектрической проницаемости магнитного слоя. Разработаны и реализованы алгоритмы расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости с использованием моделей ферромагнитных наноструктур по данным магнитоэллипсометрических измерений в виде программного кода в среде MATLAB; предложенный метод позволяет определять параметры всех диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости и толщин слоев для наноструктур с немагнитными и одним магнитным слоями.

Успешно проведена апробация алгоритмов расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости на образце Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с толстым слоем Fe (160,5 нм). Экспериментально исследованы образцы Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с толщинами слоя Fe 77,0 нм, 33,5 нм и 11,5 нм в диапазоне 1,38-3,45 эВ. Выбрана наилучшая модель для анализа экспериментальных данных для каждого образца. Полученные спектральные зависимости компонент тензора диэлектрической проницаемости сравниваются с рассчитанными зависимостями для железа в рамках теории функционала плотности и с литературными данными других авторов.

### Научная и практическая значимость работы

Показана новая возможность применения *in situ* спектральной магнитооптической эллипсометрии для проведения фундаментальных исследований магнитооптических свойств, анализа всех компонент тензора диэлектрической проницаемости ферромагнетиков. Полученные данные можно будет использовать в дальнейшем для контроля процессов формирования структур «ферромагнетик/полупроводник».

Ключевыми преимуществами являются достаточность, надежность, простота, а также возможность использования разработанных моделей для анализа, как *ex situ*, так и *in situ* измерений, что сокращает время и повышает эффективность анализа экспериментальных данных.

Разработанные модели можно применить как для исследовательских целей, так и в прикладных задачах по контролю качества продукции микроэлектронной промышленности, где используются многослойные эпитаксиальные и поликристаллические ферромагнитные структуры, например, в производстве энергонезависимой магнитной памяти для ЭВМ, высокочувствительных датчиков магнитного поля на эффекте гигантского магнетосопротивления или высококачественных СВЧ-фильтров с высокой добротностью и узкой полосой пропускания.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

1 Для расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости ферромагнитных наноструктур по данным магнитоэллипсометрических измерений предложен новый алгоритм, разработанный с использованием различных моделей изотропных ферромагнитных отражающих слоистых систем.

2 Различие спектральных зависимостей всех компонент тензора диэлектрической проницаемости для слоев разной толщины и для объемного железа связано с глубиной проникновения света и подтверждено методом *in situ* спектральной магнитооптической эллипсометрии.

3 Для структур Fe/SiO<sub>2</sub>/p-Si с толщиной слоя Fe, сопоставимой с глубиной проникновения света (11,5 и 33,5 нм), вклады интерфейсов на границах раздела магнитный/немагнитный слой различаются для диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости, определенных методом *in situ* спектральной магнитооптической эллипсометрии.

### **Апробация результатов работы**

Основные результаты работы были представлены и обсуждались на следующих международных и российских конференциях:

Восемнадцатая Всероссийская научная конференция студентов-физиков и молодых ученых «ВНКСФ-18, Красноярск» (Красноярск, Россия, 2012); Всероссийская молодежная научная школа «Актуальные проблемы физики» в рамках фестиваля науки (Ростов-на-Дону, Россия, 2012); 2-я Всероссийская научная конференция «Методы исследования состава и структуры функциональных материалов» МИССФМ-2013 (Новосибирск, Россия, 2013), The 6th International Conference on Spectroscopic Ellipsometry (ICSE VI in Kyoto) (Kyoto, Japan, 2013); 3-rd international conference Nanomaterials: Application & Properties-2013 – NAP-2013 (Crimea, Ukraine, 2013); Moscow International Symposium on Magnetism – MISM (Moscow, Russia, 2014, 2017); Third Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials (Vladivostok, Russia, 2015); 24<sup>th</sup> and 26<sup>th</sup> Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology” (Saint Petersburg, Russia, 2016, 2018); Euro-Asian Symposium “Trends in Magnetism” - EASTMAG (Красноярск, Россия, 2016; Екатеринбург, Россия, 2019); 8th Joint European Magnetic Symposia – JEMS-2016 (Glasgow, UK, 2016); Fourth Asian school-conference on physics and technology of nanostructured materials (Vladivostok, Russia, 2018).

**Личный вклад автора** состоит в выполнении анализа моделей различных магнитных наноструктур на предмет установления математической связи измеряемых магнитоэллипсометрических параметров и коэффициентов отражения, а также в реализации в виде программного кода в среде MATLAB алгоритмов расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости с использованием моделей ферромагнитных наноструктур по данным магнитоэллипсометрических измерений. Автором диссертации проведена апробация алгоритмов расчета комплексного магнитооптического параметра в рамках различных моделей для образца большой толщины ферромагнитного слоя, проведен анализ и обобщение полного набора экспериментальных данных, а также интерпретация полученных результатов. При участии автора проведены экспериментальные измерения магнитоэллипсометрических спектров. Автором выполнены все этапы обработки эллипсометрических и магнитоэллипсометрических экспериментальных данных с использованием разработанных моделей. Автором проведено сравнение результатов первопринципных расчетов тензора диэлектрической проницаемости железа с экспериментальными данными. Автору принадлежит ведущая роль в написании статей по теме диссертации.

### **Публикации**

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 6 статьях, из которых 6 работ опубликовано в журналах, индексируемых базами Web of Science и Scopus, а также журналах, входящих в перечень ВАК РФ. Кроме этого, опубликовано 20 тезисов в сборниках трудов всероссийских и международных конференций и симпозиумов.

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка литературы.

Во введении рассмотрено научное значение и новизна исследований по теме диссертационной работы. Обоснована актуальность, дана общая характеристика работы, сформулированы цели и задачи диссертации.

Первая глава посвящена таким известным в литературе методикам исследования свойств отражающих слоистых структур, как традиционная эллипсометрия, измерение поверхностного магнитооптического эффекта Керра и объединяющей их методики магнитооптической эллипсометрии. Рассмотрены классические модели отражающих структур с целью упорядочения имеющихся в литературе формул для расчета коэффициентов отражения от магнитных наноструктур. Также в первой главе дано обоснование возможности реализации метода магнитоэллипсометрии для анализа свойств тонких пленок при проведении *in situ* измерений, а также приведена информация о перспективности и возможности развития метода в дальнейшем. Проведен обзор литературы с целью выявления подходящих вариантов анализа экспериментальных данных, получаемых на магнитоэллипсометрическом сверхвысоковакуумном комплексе [3], однако остановиться на одном из существующих вариантов не удалось.

Во второй главе представлены полученные автором точные выражения для анализа магнитоэллипсометрических данных с помощью различных моделей ферромагнитных наноструктур, а именно представлены модель однородной полубесконечной среды для объемного ферромагнитного образца на немагнитной подложке, модель «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка», модель многослойной среды для образца с одним ферромагнитным слоем. Для каждой из перечисленных моделей приведены все математические выражения и операции, позволяющие переходить от экспериментальных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических параметров к тензору диэлектрической проницаемости ферромагнитного слоя в составе исследуемой наноструктуры.

Третья глава посвящена описанию апробации алгоритмов расчета магнитооптического параметра по экспериментальным

магнитоэллипсометрическим данным от объемной структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с использованием различных моделей, для которых заведомо очевидно, что все модели должны приводить к одинаковому результату.

В четвертой главе приведены результаты исследования методом магнитоэллипсометрии оптических и магнитооптических свойств гибридных структур Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с различной толщиной ферромагнитного слоя Fe, для каждого образца выбраны наилучшие модели из предлагаемых к использованию при обработке магнитоэллипсометрических экспериментальных данных. Представлено сопоставление компонент тензора диэлектрической проницаемости слоя Fe для всех трех образцов по данным эллипсометрических измерений в спектральном диапазоне от 1,38 до 3,45 эВ с результатами расчета в рамках теории функционала плотности и с литературными данными.

Диссертация изложена на 130 страницах машинописного текста, включая 30 рисунков, 5 таблиц, 222 формулы. Библиографический список содержит 97 наименований.



## **ГЛАВА 1 Отражательная спектральная магнитооптическая эллипсометрия как метод анализа оптических и магнитооптических свойств тонких пленок**

Есть два метода исследования тонких пленок, которые имеют схожие оптические схемы измерений и взаимно дополняют друг друга по набору измеряемых параметров. Первый метод – классическая эллипсометрия [10, 11], позволяющая анализировать оптические показатели преломления и поглощения материала, толщины тонких пленок, второй – измерение магнитооптического эффекта Керра [12, 13], используемый для диагностики магнитооптических свойств наноматериалов. Оба метода являются неразрушающими и обладают высокой чувствительностью. Сочетание двух этих методов для исследования одного образца позволило говорить о появлении метода магнитоэллипсометрии, который в литературе известен так же как магнитооптическая эллипсометрия, обобщенная магнитооптическая эллипсометрия [4-9, 14, 15].

Положительные стороны применения нового метода уже сейчас очевидны. Его можно использовать *in situ* для неразрушающего контроля структурных, оптических и магнитных свойств наноматериалов непосредственно в процессе их изготовления в высоковакуумной камере. Если ранее полная оптическая и магнитооптическая характеристика выполнялась с помощью проведения нескольких экспериментов с привлечением разных методик: эллипсометрии, магнитооптических эффектов Фарадея и Керра и др., то теперь стало возможным создание и использование комбинированного прибора, позволяющего проводить исследование в рамках одной экспериментальной установки во время роста наноструктур [16]. Одним из преимуществ является отсутствие послеростового окисления, сопровождающего *ex situ* измерения [17].

Магнитоэллипсометрия позволяет осуществлять прецизионный высокоинформативный контроль, требуемый для развития нанотехнологий, позволяет получать информацию также и об электронной структуре и ее связи с магнитными свойствами исследуемого материала. Открывается возможность синтеза наноструктур Fe/FeSi/Si с управляемыми на атомном уровне составом, структурой, свойствами для нужд спинтроники. В перспективе планируется отработка технологии изготовления приборов нанoeлектроники, в частности спинтроники, с применением нового метода исследования – магнитоэллипсометрии. Применение полученных результатов анализа магнитных наноструктур позволит освоить воспроизводимую технологию получения высококачественных материалов для нужд нанoeлектроники.

### 1.1 Традиционная эллипсометрия

Под термином “эллипсометрия” понимают оптический метод исследования поверхностей или объемных сред, который основан на анализе изменения поляризации света при отражении от исследуемого образца [10, 18].

Рассмотрим отражение волны от зеркально гладкой поверхности. Пусть плоская волна падает на поверхность, расположенную в плоскости XY. Выберем оси X и Y так, чтобы ее волновой вектор  $\vec{K}_i$  лежал в плоскости YZ (Рисунок 1). Тогда электрические векторы падающей и отраженной волн можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E}_i(r, t) &= \vec{E}_{0i} \exp(i(\omega t - \vec{K}_i \vec{r})) \\ \vec{E}_r(r, t) &= \vec{E}_{0r} \exp(i(\omega t - \vec{K}_r \vec{r})) \end{aligned} \quad (1)$$

здесь  $\vec{E}_{0i}$ ,  $\vec{E}_{0r}$  - комплексные амплитуды падающей и отраженной волн,  $\vec{K}_i$ ,  $\vec{K}_r$  - волновые векторы, а  $\omega$  - частота волны. Амплитуды получаются комплексными потому, что в общем случае в показателях экспонент для каждой волны следовало бы приписать еще фазовые добавки. Однако удобнее отнести эти фазовые добавки к амплитудному множителю.

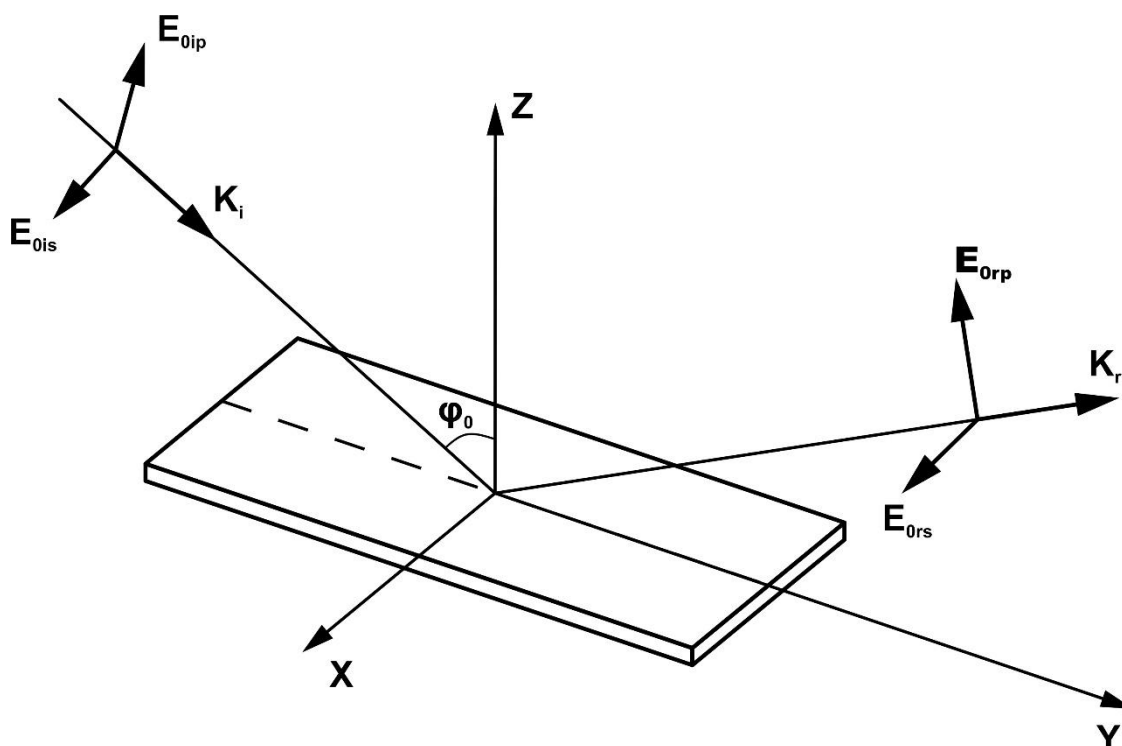


Рисунок 1 - Отражение волны от зеркально гладкой поверхности [19]

Волновой вектор и частота связаны дисперсионным соотношением

$$K_1 - iK_2 = \frac{(n - ik)\omega}{c}, \quad (2)$$

где величины  $n$  и  $k$  называются показателями преломления и поглощения среды и характеризуют ее взаимодействие с волной. Величину

$$N = n - ik = \sqrt{\varepsilon} \quad (3)$$

называют комплексным показателем преломления среды (будем считать среды оптически изотропными и немагнитными ( $\mu = 1$ )). Таким образом, при распространении волны в изотропной однородной среде за счет взаимодействия поля со средой изменяется фазовая скорость волны и изменяется ее длина. Кроме того, происходит затухание волны вдоль направления распространения, связанное с поглощением.

Плоскость, проведенная через векторы  $\vec{K}_i$  и  $\vec{K}_r$ , называется плоскостью падения (в нашем случае она совпадает с плоскостью YZ). Для дальнейшего удобно разложить векторы амплитуд электрического поля на составляющие, лежащие в плоскости падения и перпендикулярно к ней (p и s компоненты):

$$\vec{E}_{0i} = \vec{e}_p E_{0ip} + \vec{e}_s E_{0is}, \quad (4)$$

$$\vec{E}_{0r} = \vec{e}'_p E_{0rp} + \vec{e}_s E_{0rs}, \quad (5)$$

где  $\vec{e}'_p$ ,  $\vec{e}_p$  и  $\vec{e}_s$  - единичные векторы вдоль соответствующих направлений.

Комплексными коэффициентами отражения называются отношения амплитуд отраженной и падающей волн:

$$R_p = \frac{E_{0rp}}{E_{0ip}}, \quad (6)$$

$$R_s = \frac{E_{0rs}}{E_{0is}}. \quad (7)$$

Модуль коэффициента отражения показывает во сколько раз изменилась амплитуда волны при отражении, а фаза характеризует фазовый сдвиг между падающей и отраженной волнами.

Значения коэффициентов отражения (6, 7) определяются свойствами отражающей поверхности, то есть распределением оптических постоянных в

приповерхностных слоях, геометрией поверхности (рельефом), а также внешними по отношению к поверхности параметрами. Внешними параметрами называют: угол между нормалью к поверхности и вектором  $\vec{K}_i$ , (угол падения света  $\varphi$ ), показатель преломления внешней среды  $N_0$ , длину волны  $\lambda$ ; все эти параметры можно считать при измерениях известными величинами. Поскольку значения коэффициентов отражения содержат в неявном виде информацию о структуре отражающей поверхности, то полезно было бы измерить их амплитуды и фазы. Однако экспериментально при эллипсометрических измерениях определяются не сами коэффициенты отражения, а их отношение. В силу исторических причин это отношение представляют в виде:

$$\rho = \operatorname{tg} \psi \exp(i\Delta) = \frac{R_p}{R_s} . \quad (8)$$

Параметры  $\psi$  и  $\Delta$  называются эллипсометрическими параметрами (или эллипсометрическими углами, реже – поляризационными параметрами) и являются измеряемыми в эксперименте величинами. Иногда для удобства записанную выше комбинацию эллипсометрических параметров обозначают символом  $\rho$  и называют комплексным эллипсометрическим параметром. Физический смысл эллипсометрических параметров простой:  $\operatorname{tg} \psi$  показывает отношение амплитуд коэффициентов отражения для р- и s- волн, а параметр  $\Delta$  равен разности между фазовыми скачками этих волн при отражении.

Обратимся к уравнению (8). В левой его части стоят измеряемые величины, в правой - отношение комплексных коэффициентов отражения. Для конкретного исследуемого объекта комплексные коэффициенты отражения можно рассчитать, если задать оптическую модель отражающей структуры. Пусть  $p_1, p_2, \dots, p_N$  - параметры этой модели. Это могут быть

оптические постоянные, толщины слоев структуры или какие-либо другие величины. Тогда уравнение (8) можно переписать в символическом виде:

$$\operatorname{tg} \psi \exp(i\Delta) = \rho(p_1, p_2, \dots, p_N, N_0, \varphi, \lambda) . \quad (9)$$

Параметры  $p_i$  в (9) называют внутренними параметрами оптической модели, а угол падения, длину волны и показатель преломления внешней среды - внешними параметрами. Для заданной структуры (модели) с известными внутренними и внешними параметрами всегда можно представить аналитически и рассчитать численно соответствующие ей эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$ . Такую задачу называют прямой задачей эллипсометрии. Уравнение (8) - комплексное алгебраическое уравнение и оно позволяет определить любые два неизвестных из числа параметров  $p_{i1}$  и  $p_{i2}$ . Такая задача – определение параметров модели по измеренным значениям  $\psi$  и  $\Delta$  называется обратной задачей эллипсометрии. В отличие от прямой, обратная задача лишь в исключительных случаях имеет аналитическое решение, поэтому чаще всего для отыскания неизвестных параметров прибегают к численным методам, либо используют другие приемы [18].

Эллипсометрия является достаточно многоцелевым методом, основанным на измерении поляризации света после его отражения (как правило) от исследуемой поверхности (реже – после его прохождения сквозь нее), который может применяться как универсальное средство контроля в любых технологических и биотехнологических процессах, включающих работу с тонкими, в том числе многослойными, покрытиями, пленками и адсорбционными слоями.

Основными преимуществами метода являются:

- неразрушающий и бесконтактный анализ [20];
- метод не требует подготовки образца;

- экспрессность метода;
- возможность проведения измерений как в вакууме, так и в воздухе;
- предельно точные измерения толщины ультратонких слоев (от 1 ангстрема), диапазон измеряемых толщин составляет от нескольких ангстрем до десятков микрометров;
- автоматизированный анализ образца в выбранных точках;
- благодаря тому, что измеряется не абсолютное значение величины, а отношение двух величин, метод эллипсометрии характеризуется высокой точностью и воспроизводимостью, сравнительной нечувствительностью к условиям измерения, рассеиванию света, различным флуктуациям, а также отсутствием необходимости применять какие-либо образцы сравнения.

Всё выше перечисленное делает метод эллипсометрии привлекательным для целого ряда применений в различных областях знаний: физике полупроводников, физике и химии поверхности, материаловедении, химии, биологии и др. Области применения эллипсометрии включают [21]: нанотехнологии, полупроводниковые элементы, фотоэлектрические преобразователи энергии, солнечные батареи, плоские дисплеи и мониторы, различные функциональные (в т.ч. оптические) покрытия, биотехнологии и адсорбционные технологии.

Недостаток метода – трудность правильного выбора модели отражающей системы и интерпретации результатов измерений. Это связано с тем, что эллипсометрические измерения характеризуют все физические параметры и процессы не напрямую, а опосредованно через оптическую модель. Эта модель должна быть с одной стороны достаточно простой, допускающей ее анализ и численные расчеты, а с другой стороны должна быть адекватна тому физическому процессу или той структуре, который она описывает. Создание такой модели предполагает достаточно глубокие знания как в области эллипсометрии, так и понимание физики исследуемых процессов [18].

Наиболее просто выглядят модели, описывающие исследуемую поверхность как стопку последовательно нанесенных пленок, которые являются:

- дискретными (не проникающими друг в друга),
- тонкими (от долей нанометра до нескольких микрометров),
- прозрачными, или, по крайней мере, полупрозрачными в изучаемом спектральном диапазоне,
- оптически гомогенными,
- изотропными.

В остальных случаях требуется применение более сложных моделей. Программное обеспечение современных эллипсометров содержит базу данных стандартных моделей, а также позволяет применять для обсчета экспериментальных данных модифицированные стандартные или собственные модели.

## 1.2 Поверхностный магнитооптический эффект Керра

Из вышесказанного очевидно, что традиционный метод классической эллипсометрии не позволяет исследовать магнитные свойства веществ. Поэтому обычно для исследования ряда веществ, в том числе ферромагнетиков, обладающих магнитной оптической активностью, необходимо проведение дополнительных измерений [22].

Для исследования наведенной магнитным полем оптической активности веществ [23] можно исследовать магнитооптические эффекты Фарадея и Керра. Первый сводится к повороту плоскости линейной поляризации светового луча, *проходящего* через магнитооптическую среду [22], при этом угол поворота, если магнитное поле направлено вдоль луча, пропорционален напряженности магнитного поля. Магнитооптический эффект Керра (МОКЕ) представляет собой нечто похожее, но при *отражении* линейно поляризованного луча света от поверхности среды в



присутствии магнитного поля. Прошедший или отраженный свет несет, таким образом, информацию о текущем значении напряженности магнитного поля на поверхности ферромагнитного материала, зафиксированную углом поворота плоскости поляризации луча.

В основном, МОКЕ наблюдается при отражении света от металлических ферромагнетиков. Причина состоит в том, что достаточную для измерения величину магнитооптического эффекта Керра имеют вещества, обладающие большой намагниченностью и высоким коэффициентом поглощения [24].

В зависимости от геометрии (ориентации вектора намагниченности относительно отражающей поверхности и плоскости падения светового пучка) измерения магнитооптический эффект Керра можно подразделить на три вида: полярный, меридиональный и экваториальный (Рисунок 2) [12, 13, 24].

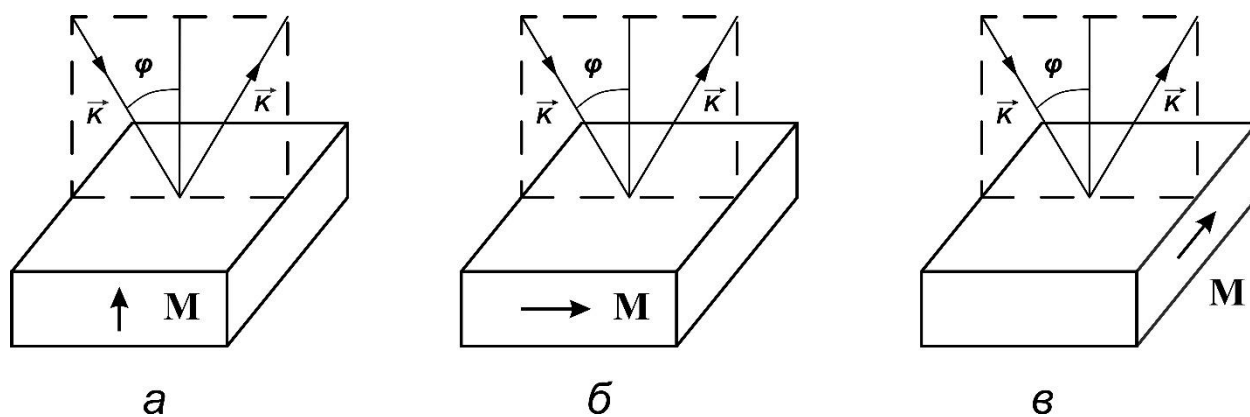


Рисунок 2 – Магнитооптический эффект Керра: а — полярный, б — меридиональный, в — экваториальный;  $\vec{M}$  — вектор намагниченности,  $\vec{K}$  — волновой вектор [12]

При полярном эффекте вектор намагниченности  $\vec{M}$  направлен перпендикулярно отражающей поверхности и параллельно плоскости падения светового луча (Рисунок 2, а). Под воздействием намагниченности

происходит вращение плоскости поляризации, появляется эллиптичность отражённого от поверхности магнетика линейно поляризованного света.

При меридиональном МОКЕ вектор намагниченности  $\mathbf{M}$  направлен параллельно отражающей поверхности и плоскости падения (Рисунок 2, б). Влияние намагниченности аналогичное тому, что наблюдается при полярном магнитооптическом эффекте Керра.

В случае, когда плоскость поляризации падающего линейно поляризованного света составляет с плоскостью падения угол, отличный от  $0^\circ$  и  $90^\circ$ , то полярный и меридиональный эффекты проявляются в линейных по намагниченности изменениях интенсивности отражённого света.

Экваториальный магнитооптический эффект Керра [25] предсказал в 1897 С. Н. Wind [26], впервые его наблюдал Р. Zeeman [27] в 1898, сейчас он широко используется в оптической спектроскопии и исследовании магнитных доменов в ферромагнитных металлах и магнитных оксидах [28-38]. Он наблюдается при перпендикулярном расположении вектора намагниченности относительно плоскости падения и параллельно плоскости отражения (Рисунок 2, в). При этом наблюдается изменение интенсивности и фазового сдвига линейно поляризованного света, отражённого намагниченной средой. Экваториальный эффект Керра (ЭЭК) является линейным по фазовым и амплитудным изменениям в отражённом свете в зависимости от намагниченности.

В связи с тем, что отраженный свет несет информацию о текущем значении напряженности магнитного поля на поверхности ферромагнитного материала, зафиксированную углом поворота плоскости поляризации луча, магнитооптический эффект Керра применяется в магнитооптических запоминающих устройствах и для детектирования намагниченности среды [39].

Магнитооптический эффект Керра применяется для характеристики:

- тонких пленок (например, в магнитных тонких многослойных пленках металл-диэлектрик [16, 40, 41]);

- нанокomпозитов (например, в работе [42] методом экваториального эффекта Керра исследовались нанокomпозиты на базе кремния и ферромагнитного металла-кобальта; была установлена корреляция между величиной магнитооптического эффекта Керра, размерами микрогранул ферромагнетика и характером пористости подложки);

- монокристаллов (работа [43] посвящена изучению процессов смещения блоховской точки под действием внешнего магнитного поля; измерялся экваториальный эффект Керра, обусловленный колебаниями блоховской точки при различных значениях амплитуды магнитного поля);

- наногранулированных пленок (в [44] рассматриваются магнитооптические спектры полученных пленок в сравнении со спектрами сплошных пленок металлов, были сняты кривые перемагничивания пленок Co-Ti-O, измеренные магнитооптическим методом (полярный эффект Керра) в магнитном поле, проанализировано наличие/отсутствие гистерезиса).

### **1.3 Математическое описание метода магнитооптической эллипсометрии при геометрии ЭЭК**

Как было сказано выше, метод классической эллипсометрии основан на изучении изменения состояния поляризации света после взаимодействия его с поверхностью границ раздела сред. В эксперименте измеряются эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$ , на основе которых рассчитывается комплексный эллипсометрический параметр  $\rho$  [10], равный отношению комплексных коэффициентов отражения или пропускания для двух типов поляризации световой волны: в плоскости падения (индекс  $p$ ) и перпендикулярно к ней (индекс  $s$ ). В случае проведения магнитоэллипсометрических измерений изменение намагниченности исследуемой структуры приводит к изменениям эллипсометрических углов, благодаря вкладу экваториального магнитооптического эффекта в состояние

поляризации [12]. В рамках данной работы рассматривается отражение в оптическом видимом диапазоне, поскольку большинство эллипсометров в настоящее время работают именно на этих частотах.

Эллипсометрические углы, соответствующие отсутствию намагниченности ( $Q=0$ ), обозначим  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ . В случае магнито-эллипсометрической характеристики при ненулевой намагниченности образца магнитооптический параметр  $Q=Q_1-iQ_2$  отличен от нуля, и поверхностный экваториальный магнитооптический эффект Керра приводит к изменениям эллипсометрических углов  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$ , вычисляемых как модуль разности полученных эллипсометрических углов для двух состояний намагниченности образца (при подаче на электромагнит тока равной величины в двух противоположных направлениях). Тем самым снимается проблема остаточной намагниченности.

Эллипсометрические параметры могут быть представлены в виде суммы  $\psi_0$  и  $\Delta_0$ , измеряемых без приложения внешнего магнитного поля, и добавочных эллипсометрических параметров  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$ , которые являются результатом приложения магнитного поля и принимают вид  $\psi_0+\delta\psi$ ,  $\Delta_0+\delta\Delta$  [45-47].

Это означает, что есть четыре измеряемые независимые реально-значимые величины ( $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ ), а следовательно, можно вычислить четыре реально-значимые величины  $\varepsilon'_{11}$ ,  $\varepsilon''_{11}$ ,  $\varepsilon'_{12}$ ,  $\varepsilon''_{12}$ .

Линейные магнитооптические эффекты наблюдаются в гиротропной среде, т.е. среде, диэлектрическая или магнитная проницаемость которой представляет собой антисимметричный тензор определенного вида [48]. Так, среда гиромагнитна, если ее магнитная проницаемость описывается в общем случае тензором

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & -i\mu Q_\mu & 0 \\ i\mu Q_\mu & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Среда называется гироэлектрической, если аналогичный вид имеет тензор диэлектрической проницаемости [12, 13]:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon & -i\varepsilon Q & 0 \\ i\varepsilon Q & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где  $Q = Q_1 - iQ_2$ ,  $Q_\mu = Q_\mu' - iQ_\mu''$  – комплексные магнитооптические параметры среды [5], которые пропорциональны намагниченности среды и феноменологически связывают магнетизм и оптику;  $\mu = \mu' - i\mu''$  и  $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$  — комплексные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, причем  $\varepsilon \approx \varepsilon_0$ . На оптических частотах  $\mu \approx \mu_0 \approx 1$ . Коэффициент отражения ненамагниченной среды определяется формулой Максвелла  $\varepsilon \approx \varepsilon_0 = N^2$ , где  $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ ,  $N = n - ik$ ,  $n$  – коэффициент преломления,  $k$  – коэффициент поглощения. Решение уравнений Максвелла с учетом тензора диэлектрической восприимчивости при соответствующих граничных условиях дает полное описание линейных магнитооптических эффектов.

Таким образом, в простейшем случае изотропной среды или кубического кристалла тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости, описывающие гиротропные свойства среды, представляют собой антисимметричные тензоры второго ранга с одной комплексной недиагональной компонентой. Если эта компонента отлична от нуля в тензоре диэлектрической проницаемости (11), то среда называется гироэлектрической, если в тензоре магнитной проницаемости (10) — гиромангнитной, если в обоих — бигиротропной. Нас интересуют формулы для магнитооптических эффектов в гироэлектрической среде.

Обычно измерения оптических констант и магнитооптического параметра, выполняются независимо, что дает в итоге значительные

расхождения результатов. По этой причине одновременные измерения этих величин, осуществляемые при проведении одного эксперимента, представляют интерес. С этой целью предлагается эллипсометрический метод расчётов с использованием модуляции намагниченности. Этот случай может быть определен как магнитооптическая модулированная эллипсометрия.

Тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнитного металла строится на основе вынужденной анизотропии и выглядит следующим образом [5, 13]:

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & 0 \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11} & -i(\varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11})(Q_1 - iQ_2) & 0 \\ i(\varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11})(Q_1 - iQ_2) & \varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11} \end{bmatrix}, \quad (12)$$

где  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости среды,  $\varepsilon'' = 4\pi\sigma/\omega$ ,  $Q = Q_1 - iQ_2$  – пропорциональный намагниченности магнитооптический параметр. Без ограничения общности можно считать, что вектор намагниченности направлен вдоль оси  $z$ . Все плоскости, проходящие через это выделенное направление  $z$ , равноценны между собой. Значит, тензор диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнетика должен обладать цилиндрической симметрией.

При намагниченности равной нулю, что означает равенство нулю магнитооптического параметра  $Q$ , недиагональные компоненты тензора обращаются в нуль. Диагональные элементы тензора отвечают за традиционные показатели преломления и поглощения, недиагональные элементы связаны с магнитооптическими эффектами через магнитооптический параметр  $Q$ . Соответственно, зная все элементы тензора диэлектрической проницаемости, получаем достаточно много информации об образце.

Запишем основное уравнение эллипсометрии, связывающее измеряемые в эксперименте эллипсометрические параметры с комплексными коэффициентами отражения, соответствующими поляризации световой волны в плоскости (p) и вне плоскости (s) [10, 11] в отсутствии внешнего магнитного поля магнетизма

$$\rho_0 = \operatorname{tg}\psi_0 \exp(i\Delta_0) = \frac{R_{p0}}{R_{s0}}, \quad (13)$$

где нижним индексом 0 обозначим отсутствие внешнего магнитного поля. В случае приложения внешнего магнитного поля в основном уравнении эллипсометрии возникают изменения в левой и правой части:

$$\operatorname{tg}\psi \exp(i\Delta) = \operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) \exp(i(\Delta_0 + \delta\Delta)) = \frac{R_p}{R_s}. \quad (14)$$

Интерес представляет возможность анализа магнитооптических свойств образца, поэтому рассмотрим вклад, вносимый внешним магнитным полем, в коэффициенты отражения. Поскольку рассматривается конфигурация магнитоэллипсометрических измерений, соответствующая экваториальному магнитооптическому эффекту Керра, при котором намагниченность перпендикулярна плоскости падения и параллельна поверхности образца, в коэффициентах, соответствующих s- поляризации отсутствуют магнитные слагаемые, а магнитное поле влияет на коэффициенты отражения только для p-поляризованной компоненты световой волны [45, 46, 47, 49]:

$$R_p = R_{pp} + \Delta R_{pp}, \quad (15)$$

$$R_s = R_{ss} = R_{s0}. \quad (16)$$

## 1.4 Расчет коэффициентов отражения

Существует несколько моделей, применяемых в эллипсометрии и магнитоэллипсометрии отражения и пропускания. Ниже рассмотрим отражение на плоских границах между изотропными средами в модели однородной полубесконечной среды, модели «среда-плёнка-подложка» и многослойной модели.

Довольно часто в установках все магнитоэллипсометрические измерения, которые направлены на исследования состояния вещества в тонком приповерхностном слое, от которого происходит отражение света, проводятся в конфигурации экваториального эффекта Керра. Это связано с конструктивными особенностями высоковакуумных камер и электромагнитов, применяемых для перемагничивания образца, а именно с тем, что продольные эффекты реализовать сложнее, особенно, если угол падения света достаточно велик. При экваториальной конфигурации можно использовать различные углы падения света практически без ограничений. Таким образом, в связи с необходимостью детальной проработки методических основ метода магнитоэллипсометрии, требуется рассмотреть уравнения Максвелла для случая экваториального эффекта Керра в оптическом диапазоне длин волн.

Важно разграничивать случай отражения света на границе двух немагнитных сред [10, 18, 50] и случай с отражением на границе немагнитного диэлектрика и ферромагнетика, особенно интересный при измерении магнитооптического экваториального эффекта Керра. Если в первом случае имеем дело с традиционными коэффициентами Френеля, то в последнем случае симметрия коэффициентов нарушается за счет появления второго слагаемого, учитывающего магнитооптический параметр  $Q$  [51].



### 1.4.1 Однородная полубесконечная среда

Рассмотрим отражение и пропускание плоской световой волны, наклонно падающей на плоскую границу между двумя бесконечными однородными оптически изотропными средами 0 и 1 с комплексными показателями  $N_0$  и  $N_1$  (Рисунок 3). Предполагается, что показатель преломления на границе раздела изменяется резко, представляя собой ступенчатую функцию.

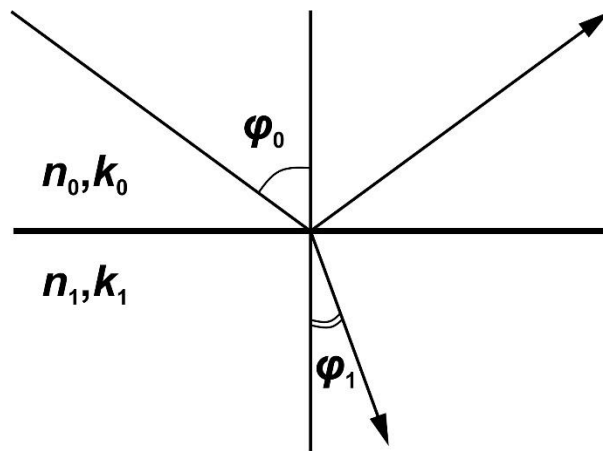


Рисунок 3 – Поведение волны на границе между бесконечными однородными оптически изотропными средами 0 и 1 [19]

Волна, падающая из среды 0, приводит к возникновению отраженной волны в той же среде и преломленной (прошедшей) в среде 1. Их направления должны лежать в одной плоскости, называемой плоскостью падения, перпендикулярной границе раздела (т.е. плоскость рисунка). Поля внутри сред 0, 1 описываются уравнениями Максвелла и граничными условиями на границе раздела сред [13]. А именно, должно выполняться равенство тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля на границе раздела. На оптических частотах, как было указано выше,  $\mu \approx \mu_0 \approx 1$ .

Из рассмотрения с учетом граничных условий двух случаев: 1) вектор  $\vec{E}$  перпендикулярен плоскости падения («s»- поляризация), 2) вектор  $\vec{E}$

параллелен плоскости падения («р» - поляризация), получаем комплексные коэффициенты отражения ( $r_s$ ,  $r_p$ ) и пропускания ( $t_s$ ,  $t_p$ ) света на границе раздела сред 0 и 1 (Таблица 1).

Таблица 1 – Коэффициенты отражения для модели однородной полубесконечной среды

Граница раздела немагнитных сред 0 и 1 [10]	Граница раздела немагнитной диэлектрической среды 0 и ферромагнетика 1 [51]
$r_s = \frac{N_0 \cos \varphi_0 - N_1 \cos \varphi_1}{N_0 \cos \varphi_0 + N_1 \cos \varphi_1}$ , (17)	$R_s = \frac{N_0 \cos \varphi_0 - N_1 \cos \varphi_1}{N_0 \cos \varphi_0 + N_1 \cos \varphi_1}$ , (19)
$r_p = \frac{N_1 \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_1}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1}$ , (18)	$R_p = \frac{N_1 \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_1}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1} - i \frac{2QN_0^2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{(N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1)^2}$ . (20)

Первая колонка в Таблице 1 (выражения (17, 18)) соответствует падению волны из немагнитной диэлектрической среды, характеризуемой показателем преломления  $N_0$ , на другую немагнитную диэлектрическую среду, характеризуемую показателем преломления  $N_1$ .

Вторая колонка в Таблице 1 (выражения (19, 20)) соответствует падению волны из немагнитной диэлектрической среды, характеризуемой показателем преломления  $N_0$ , на ферромагнитный слой, характеризуемый показателем преломления  $N_1$ .

Как видно, при геометрии экваториального магнитооптического эффекта Керра намагничивание не влияет на интенсивность отраженной s-компоненты света, т.е. выражение для  $R_s$  определяется обычной формулой Френеля. Влияние намагниченности на отражение света выражается вторым слагаемым правой части формулы для  $R_p$ . При намагниченности равной нулю,  $Q$  также обращается в нуль (поскольку  $Q$  пропорционален намагниченности), и получается обычная формула Френеля. Именно второе

слагаемое отвечает за влияние магнитного поля на эллипсометрические характеристики материалов для модели однородной полубесконечной среды.

Также важно отметить, что воспользовавшись законом Снеллиуса

$$N_0 \sin \varphi_0 = N_1 \sin \varphi_1, \quad (21)$$

для данной модели легко аналитически получить значение комплексного коэффициента преломления ферромагнетика [10]:

$$N_1 = N_0 \sin \varphi_0 \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0 \left( \frac{1 - \rho_0}{1 + \rho_0} \right)^2}, \quad (22)$$

где  $\rho_0$  - комплексный эллипсометрический параметр (13), соответствующий измерениям без приложения магнитного поля.

Модель однородной полубесконечной среды является грубой, так как в реальности:

- на практике недостижима зеркальная поверхность, поскольку любая технология подготовки поверхности приводит к образованию нарушенной приповерхностной области, размеры которой могут составлять от нескольких Ангстрем до микрон,

- большинство материалов при контакте с воздухом образуют тонкий слой оксида на поверхности,

- не удастся получать оптически резкую границу раздела из-за дискретности строения вещества.

#### 1.4.2 Модель «среда – пленка - подложка»

Падающая волна расщепляется на каждой границе раздела на две: отраженную и прошедшую и в результате образуется бесконечный ряд

парциальных волн, амплитуды которых уменьшаются по геометрической прогрессии (Рисунок 4).

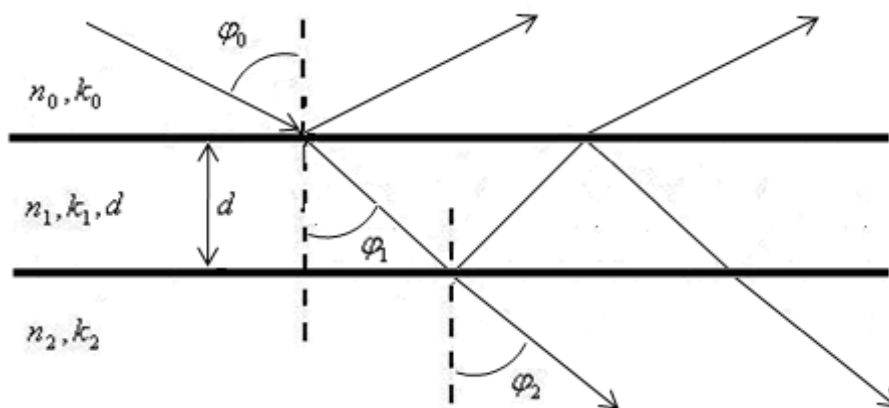


Рисунок 4 – Модель «среда – пленка - подложка» [10]

Предположение: плёнка плоскопараллельна, однородна, имеет толщину  $d$ , расположена между полубесконечной внешней средой и полубесконечной подложкой. Внешняя среда (0), плёнка (1) и подложка (2) – однородны, оптически изотропны и характеризуются комплексными показателями преломления  $N_0$ ,  $N_1$  и  $N_2$ .

В Таблице 2 ниже  $R$  - полные комплексные амплитудные коэффициенты отражения, полученные с помощью формул для бесконечной геометрической прогрессии. Эти соотношения справедливы, если падающая волна линейно поляризована параллельно (p) или перпендикулярно (s) плоскости падения.

Фазовая толщина плёнки  $\beta_1$  - это изменение фазы при однократном прохождении между границами 0-1 и 1-2. Она может быть представлена в виде:

$$\beta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d_1 N_1 \cos \varphi_1 . \quad (23)$$

Таблица 2 – Коэффициенты отражения и пропускания для модели «среда – пленка - подложка»

p/s пол яри зац ия	Модель с границами раздела немагнитных сред 0-1 и 1-2 [10]	Модель с границами раздела немагнитной диэлектрической среды 0 и ферромагнетика 1 и ферромагнетика 1 и немагнитной диэлектрической среды 2 [10, 51]
S		$R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s} \exp(-i2\beta_1)}{1 + r_{01s}r_{12s} \exp(-i2\beta_1)}, \quad (24)$ $r_{01s} = \frac{N_0 \cos \varphi_0 - N_1 \cos \varphi_1}{N_0 \cos \varphi_0 + N_1 \cos \varphi_1}, \quad (25)$ $r_{12s} = \frac{N_1 \cos \varphi_1 - N_2 \cos \varphi_2}{N_1 \cos \varphi_1 + N_2 \cos \varphi_2}, \quad (26)$ $t_{01s} = \frac{2N_0 \cos \varphi_0}{N_0 \cos \varphi_0 + N_1 \cos \varphi_1}, \quad (27)$ $t_{12s} = \frac{2N_1 \cos \varphi_1}{N_1 \cos \varphi_1 + N_2 \cos \varphi_2}, \quad (28)$ $r_{10_s} = -r_{01_s}, \quad (29)$ $t_{10_s} = (1 - r_{01_s}^2) / t_{01_s}, \quad (30)$
p	$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p} \exp(-i2\beta_1)}{1 + r_{01p}r_{12p} \exp(-i2\beta_1)}, \quad (31)$ $r_{01p} = \frac{N_1 \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_1}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1}, \quad (32)$ $r_{12p} = \frac{N_2 \cos \varphi_1 - N_1 \cos \varphi_2}{N_2 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_2}, \quad (33)$ $t_{01p} = \frac{2N_0 \cos \varphi_0}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1}, \quad (34)$ $t_{12p} = \frac{2N_1 \cos \varphi_1}{N_2 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_2}, \quad (35)$	$R_p = r_{01p} + \frac{t_{01p}t_{10p}r_{12p} \exp(-i2\beta_1)}{1 - r_{10p}r_{12p} \exp(-i2\beta_1)}, \quad (38)$ $r_{01p} = \frac{N_1 \cos \varphi_0 - N_0 \cos \varphi_1}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1} - i \frac{2QN_0^2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{(N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1)^2}, \quad (39)$ $r_{12p} = \frac{N_2 \cos \varphi_1 - N_1 \cos \varphi_2}{N_2 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_2} - i \frac{2QN_1^2 \sin \varphi_1 \cos \varphi_1}{(N_2 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_2)^2}, \quad (40)$

	$r_{10p} = -r_{01p}, \quad (36)$	$t_{01-p} = \frac{2N_0 \cos \varphi_0}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1} +$
	$t_{10p} = (1 - r_{01p}^2) / t_{01p}, \quad (37)$	$+ i \frac{2QN_0^3 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0}{N_1(N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1)^2}, \quad (41)$
		$t_{12-p} = \frac{2N_1 \cos \varphi_1}{N_2 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_2} +$ $+ i \frac{2QN_1^3 \sin \varphi_1 \cos \varphi_1}{N_2(N_2 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_2)^2}, \quad (42)$
		$r_{10p} = \frac{N_0 \cos \varphi_1 - N_1 \cos \varphi_0}{N_0 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_0} +$ $+ i \frac{2QN_1^2 \sin \varphi_1 \cos \varphi_1}{(N_0 \cos \varphi_1 + N_1 \cos \varphi_0)^2}, \quad (43)$
		$t_{10p} = \frac{2N_1 \cos \varphi_1}{N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1} -$ $- i \frac{2QN_1^3 \sin \varphi_1 \cos \varphi_1}{N_0(N_1 \cos \varphi_0 + N_0 \cos \varphi_1)^2}. \quad (44)$

Первая колонка в Таблице 2 (выражения (24-30) и (31-37)) соответствует падению волны из немагнитной диэлектрической среды, характеризующейся показателем преломления  $N_0$ , на другую немагнитную диэлектрическую среду, характеризующуюся показателем преломления  $N_1$  и далее на немагнитную подложку с показателем преломления  $N_2$ .

Вторая колонка в Таблице 2 (выражения (24-30) и (38-44)) соответствует падению электромагнитной световой волны из немагнитной диэлектрической среды (характеризующейся показателем преломления  $N_0$ ) на пленку, являющуюся ферромагнитным слоем толщины  $d_1$  (с показателем преломления  $N_1$ ) на немагнитной подложке (с показателем преломления  $N_2$ ),  $\varphi_0$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – углы падения и преломления, связанные законом Снеллиуса:

$$N_0 \sin \varphi_0 = N_1 \sin \varphi_1 = N_2 \sin \varphi_2. \quad (45)$$

Коэффициенты  $r_{01}$  и  $r_{12}$  - коэффициенты отражения для границы раздела 01 и 12 соответственно, именно они получены выше при расчете модели полубесконечной среды (обозначены заглавными буквами  $R$ , так как там они характеризовали всю структуру, а не одну границу раздела из нескольких имеющихся, как это происходит в данном случае).

Во второй колонке, в отличие от модели структуры, состоящей из немагнитных сред, при распространении волны в обратном направлении, то есть во внешнюю среду, из-за наличия второго слагаемого в  $R_p$  френелевские коэффициенты отражения и пропускания на границе 1-0 не связаны для данной поляризации с соответствующими коэффициентами на границе 0-1 привычными симметричными соотношениями (36, 37), которые теперь действительны только для s-поляризации, коэффициенты отражения для которой сохранили симметричный вид (29, 30).

При наблюдении данной модели должны соблюдаться условия [52]:

- протяженность плёнки должна во много раз превышать её толщину, чтобы многократно отраженные и прошедшие парциальные волны можно было суммировать до бесконечности;

- спектральная ширина полосы источника, диаметр и степень коллимации светового пучка, а также толщина плёнки должны быть такими, чтобы многократно отраженные и прошедшие волны могли интерферировать;

- материал плёнки не должен быть усиливающим.

Эти условия в большинстве случаев удовлетворяются.

### 1.4.3 Модель многослойной среды

Метод сложения многократно отраженных пучков света становится неэффективным при исследовании отражения и пропускания поляризованного света многослойной плёнкой, расположенной между полубесконечной средой и подложкой (Рисунок 5). Поэтому, как вариант,

используют более изящный метод  $2 \times 2$  матриц [10], основанный на том факте, что уравнения, описывающие распространение света, линейны и что непрерывность электрического и магнитного полей световой волны на границе между двумя изотропными средами можно описывать с помощью линейного  $2 \times 2$  матричного преобразования.

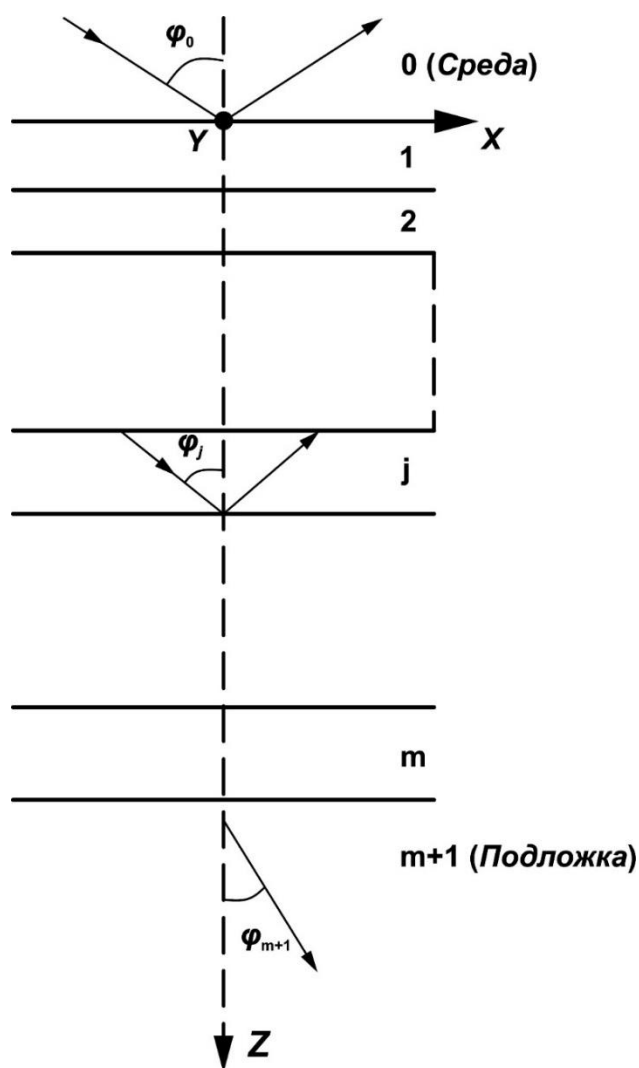


Рисунок 5 – Многослойная модель [10]

Рассмотрим слоистую структуру из  $m$  параллельных слоев, помещенных между полубесконечными средами: окружающей средой (0) и подложкой ( $m+1$ ). Все среды однородны и изотропны.



Падающая монохроматическая плоская волна в среде 0 порождает результирующую отраженную плоскую волну в среде 0 и результирующую прошедшую волну в среде  $m+1$  (подложка).

Если падающая волна в среде 0 линейно поляризована (р- или s-поляризация), то все плоские волны, возбуждаемые этой падающей волной в различных слоях многослойной структуры, поляризованы подобным же образом, т.е. все волны обладают либо р-, либо s-поляризацией.

Пусть  $E^+(z)$  и  $E^-(z)$  - комплексные амплитуды плоских волн, распространяющихся в прямом или обратном направлении в произвольной плоскости  $z$ .

Полное поле в плоскости  $z$  описывается  $2 \times 1$  вектор-столбцом:

$$E(z) = \begin{bmatrix} E^+(z) \\ E^-(z) \end{bmatrix}. \quad (46)$$

Рассмотрим поля в двух разных плоскостях  $z'$  и  $z''$ , параллельных границам слоя. Следовательно, в силу линейности системы:

$$\begin{bmatrix} E^+(z') \\ E^-(z') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^+(z'') \\ E^-(z'') \end{bmatrix}, \quad (47)$$

$$\vec{E}(z') = \hat{S} \vec{E}(z''), \quad (48)$$

$$\hat{S} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}. \quad (49)$$

Матрица (49) – это матрица, характеризующая часть слоистой структуры, заключенную между параллельными плоскостями  $z'$  и  $z''$ .

Если  $z'$  и  $z''$  лежат на противоположных сторонах границы раздела ( $j-1$ ), расположенной в плоскости  $z_j$  между слоями  $j-1$  и  $j$ , то (48) примет вид

$$\vec{E}(z_j - 0) = \hat{I}_{j-1,j} \vec{E}(z_j + 0), \quad (50)$$

где  $\hat{I}_{j-1,j}$  -  $2 \times 2$  матрица, характеризующая только границу раздела  $(j-1)$  и  $j$ . Если  $z'$  и  $z''$  выбираются внутри  $j$ -слоя на его границах, то (48) перейдет в

$$\vec{E}(z_j + 0) = \hat{L}_j \vec{E}(z_j + d_j - 0), \quad (51)$$

где  $\hat{L}_j$  -  $2 \times 2$  матрица, характеризующая только  $j$ -й слой толщиной  $d_j$ .

Измерить можно только параметры отраженной волны во внешней среде и параметры прошедшей волны в подложке, так что необходимо связать поля этих волн с полем падающей волны.

Выбираем  $z'$  и  $z''$  так, чтобы они лежали во внешней среде и подложке и непосредственно примыкали к границам раздела 01 и  $m(m+1)$ . Тогда

$$\vec{E}(z_1 - 0) = \hat{S} \vec{E}(z_{m+1} + 0). \quad (52)$$

Формула (52) определяет матрицу рассеяния  $\hat{S}$ , описывающую общие свойства отражения и пропускания света слоистой структурой:

$$\hat{S} = \hat{I}_{01} \hat{L}_1 \hat{I}_{12} \hat{L}_2 \dots \hat{I}_{(j-1)j} \hat{L}_j \dots \hat{L}_m \hat{I}_{m(m+1)}, \quad (53)$$

из которой можно рассчитать коэффициенты отражения [11]

$$R_p = \frac{S_{21p}}{S_{11p}}, \quad (54)$$

$$R_s = \frac{S_{21s}}{S_{11s}}. \quad (55)$$

Таким образом, необходимо рассчитать матрицы всех отдельных границ раздела  $\hat{I}$  и всех слоев  $\hat{L}$ .

Матрица  $\hat{I}$  границы между средами  $a$  и  $b$  связана с полями по обеим её сторонам соотношением:

$$\begin{bmatrix} E_a^+ \\ E_a^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} \\ I_{21} & I_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b^+ \\ E_b^- \end{bmatrix}. \quad (56)$$

Благодаря рассмотрению прохождения плоской волны через границу раздела двух сред, можно рассчитать элементы матриц  $\hat{I}$  и  $\hat{L}$ . Они представлены в Таблице 3 ниже.

Френелевские коэффициенты можно определить из значений комплексных показателей преломления рассматриваемых двух сред, образующих границу раздела, и значений угла падения в данной точке. Показатели преломления сред связаны законом Снеллиуса

$$N_0 \sin \varphi_0 = N_1 \sin \varphi_1 = \dots = N_j \sin \varphi_j = \dots = N_{m+1} \sin \varphi_{m+1}, \quad (57)$$

где  $N_j$  – показатель преломления слоя  $j$ .

Теперь согласно (52), (53) можно рассчитать матрицу рассеяния слоистой структуры  $\hat{S}$  и записать

$$\begin{bmatrix} E_a^+ \\ E_a^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s^+ \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (58)$$

где нижние индексы  $a$  и  $s$  относятся к внешней среде и подложке.

Матрица рассеяния должна быть рассчитана для обеих линейных поляризаций: (p) и (s), матрицы  $\hat{S}_p$  и  $\hat{S}_s$  не равны друг другу, так как матрицы

$\hat{i}$  различны для р- и s-поляризаций, в то время как матрицы  $\hat{L}$  одинаковы для двух поляризаций:

$$\hat{S}_s = \hat{I}_{01_s} \hat{L}_1 \hat{I}_{12_s} \hat{L}_2 \dots \hat{I}_{(j-1)j_s} \hat{L}_j \dots \hat{L}_m \hat{I}_{m(m+1)_s}, \quad (59)$$

$$\hat{S}_p = \hat{I}_{01_p} \hat{L}_1 \hat{I}_{12_p} \hat{L}_2 \dots \hat{I}_{(j-1)j_p} \hat{L}_j \dots \hat{L}_m \hat{I}_{m(m+1)_p}, \quad (60)$$

$$\hat{L}_j = \begin{bmatrix} \exp(i\beta_j) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_j) \end{bmatrix}, \quad (61)$$

где  $\beta_j$  фазовая толщина слоя

$$\beta_j = \frac{2\pi d_j N_j}{\lambda} \cos \varphi_j, \quad (62)$$

где  $\varphi_j$  - угол между направлением распространения в слое  $j$  и перпендикуляром к его границам (осью  $z$ ), а матрицы границы раздела, коэффициенты отражения и пропускания для р-, s-поляризации представлены в Таблице 3.

Также важно принять во внимание направление светового луча в пленке: нижний индекс  $ab$  соответствует направлению света от поверхности пленки к подложке, в то время как  $ba$  соответствует обратному направлению распространения света (см. Таблицу 4).

Исходя из приведенного выше расчета модели «среда – пленка – подложка», можно определить, как наличие экваториального эффекта Керра изменит матрицы, характеризующие слоистые структуры: матрицу рассеяния  $\hat{S}$ , описывающую общие свойства отражения и пропускания света слоистой структурой, матриц  $\hat{I}_{j-1,j}$ , характеризующих границы раздела  $(j-1)$  и  $j$ , и матриц  $\hat{L}_j$ , характеризующих  $j$ -е слой толщиной  $d_j$ .

Таблица 3 - Матрицы границы раздела, коэффициенты отражения и пропускания для многослойной модели

p / s	Модель многослойной структуры с границами раздела немагнитных сред $a$ - $b$ [10]	Модель многослойной структуры с границами раздела немагнитной диэлектрической среды $a$ и ферромагнетика $b$ [10, 51]
s	$\hat{I}_{ab\_S} = \frac{1}{t_{ab\_S}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ab\_S} \\ r_{ab\_S} & 1 \end{bmatrix},$ $t_{ab\_S} = \frac{2N_a \cos \varphi_a}{N_a \cos \varphi_a + N_b \cos \varphi_b},$ $r_{ab\_S} = \frac{N_a \cos \varphi_a - N_b \cos \varphi_b}{N_a \cos \varphi_a + N_b \cos \varphi_b},$ $r_{ba\_S} = -r_{ab\_S},$ $t_{ba\_S} = (1 - r_{ab\_S}^2) / t_{ab\_S}.$	$\hat{I}_{ab\_S} = \frac{1}{t_{ab\_S}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ab\_S} \\ r_{ab\_S} & 1 \end{bmatrix}, \quad (63)$ $t_{ab\_S} = \frac{2N_a \cos \varphi_a}{N_a \cos \varphi_a + N_b \cos \varphi_b}, \quad (64)$ $r_{ab\_S} = \frac{N_a \cos \varphi_a - N_b \cos \varphi_b}{N_a \cos \varphi_a + N_b \cos \varphi_b}, \quad (65)$ $r_{ba\_S} = -r_{ab\_S}, \quad (66)$ $t_{ba\_S} = (1 - r_{ab\_S}^2) / t_{ab\_S}. \quad (67)$
p	$\hat{I}_{ab\_p} = \frac{1}{t_{ab\_p}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ab\_p} \\ r_{ab\_p} & 1 \end{bmatrix}, \quad (68)$ $t_{ab\_p} = \frac{2N_a \cos \varphi_a}{N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b}, \quad (69)$ $r_{ab\_p} = \frac{N_b \cos \varphi_a - N_a \cos \varphi_b}{N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b}, \quad (70)$ $r_{ba\_p} = -r_{ab\_p}, \quad (71)$ $t_{ba\_p} = (1 - r_{ab\_p}^2) / t_{ab\_p}, \quad (72)$	$\hat{I}_{ab\_p} = \frac{1}{t_{ab\_p}} \begin{bmatrix} 1 & -r_{ba\_p} \\ r_{ab\_p} & t_{ba\_p} t_{ab\_p} - r_{ab\_p} r_{ba\_p} \end{bmatrix}, \quad (73)$ $t_{ab\_p\_FM} = \frac{2N_a \cos \varphi_a}{N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b} + i \frac{2QN_a^3 \sin \varphi_a \cos \varphi_a}{N_b (N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b)^2}, \quad (74)$ $r_{ab\_p\_FM} = \frac{N_b \cos \varphi_a - N_a \cos \varphi_b}{N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b} - i \frac{2QN_a^2 \sin \varphi_a \cos \varphi_a}{(N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b)^2}, \quad (75)$ $r_{ba\_p\_FM} = \frac{N_a \cos \varphi_b - N_b \cos \varphi_a}{N_a \cos \varphi_b + N_b \cos \varphi_a} + i \frac{2QN_b^2 \sin \varphi_b \cos \varphi_b}{(N_a \cos \varphi_b + N_b \cos \varphi_a)^2}, \quad (76)$

	$t_{ba-p-FM} = \frac{2N_b \cos \varphi_b}{N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b} - i \frac{2QN_b^3 \sin \varphi_b \cos \varphi_b}{N_a (N_b \cos \varphi_a + N_a \cos \varphi_b)^2} \quad (77)$
--	--

Таблица 4 - Соответствие коэффициентов пропускания и отражения типу границы раздела сред [10]

Тип границы раздела	Коэффициенты пропускания	Коэффициенты отражения
<i>FM/non-FM</i> , направление <i>ab</i>	$t_{ab-p-FM}$ , $t_{ab-s}$	$r_{ab-p-FM}$ , $r_{ab-s}$
<i>FM/non-FM</i> , направление <i>ba</i>	$t_{ba-p-FM}$ , $(1 - r_{ab-s}^2)/t_{ab-s}$	$r_{ba-p-FM}$ , $-r_{ab-s}$
<i>non-FM/non-FM</i> , направление <i>ab</i>	$t_{ab-p0}$ , $t_{ab-s}$	$r_{ab-p0}$ , $r_{ab-s}$
<i>non-FM/non-FM</i> , направление <i>ba</i>	$(1 - r_{ab-p0}^2)/t_{ab-p0}$ , $(1 - r_{ab-s}^2)/t_{ab-s}$	$-r_{ab-p0}$ , $-r_{ab-s}$

Проанализируем содержание Таблицы 3. Формулы, которые определяют матрицу рассеяния  $\hat{S}$ , описывающую общие свойства отражения и пропускания света слоистой структурой, и матрицу слоя  $\hat{L}_j$ , одинаковы в левой и правой колонке. При этом, матрицы границы раздела  $\hat{I}$  для р-поляризации и s-поляризации отличаются, в виду того, что когда речь идет о р-поляризации для неё не работают соотношения (71) и (72), упрощающие вид  $\hat{I}_{ab}$  для s-поляризации.

Видно, что матрицы  $\hat{S}_p$  и  $\hat{S}_s$  не равны друг другу, так как матрицы  $\hat{I}$  различны для р- и s-поляризаций, в то время как матрицы  $\hat{L}$  одинаковы для

этих поляризации. Следовательно, экваториальный магнитооптический эффект Керра дает вклад только в матрицы границы раздела в случае р-поляризации, поскольку именно для неё у коэффициентов отражения и пропускания, определяющих элементы матриц, возникает второе слагаемое.

### **1.5 Использование метода магнитооптической эллипсометрии: литературный обзор**

На сегодняшний день магнитооптической эллипсометрии посвящено много статей, однако большинство из них описывают исследования, в которых предполагается извлечение образца из технологической камеры на воздух для проведения измерений, что накладывает некоторые ограничения на физико-химическую стабильность поверхности и часто требует введения в оптическую модель поверхностного оксидного слоя [6, 7].

Проведение анализа *in situ* эллипсометрических и магнитоэллипсометрических данных сопряжено с рядом сложностей, как технических, так и методических. Говоря о технических, можно упомянуть, создание объединенной системы оптической характеристики образца и одновременного приложения однородного магнитного поля высокой интенсивности более 1 кЭ. В работе [14] авторы сообщают о разработке гибридной установки с гелиевым охлаждением образца, который находится в высоком вакууме между кольцами Гельмгольца с рабочим полем 400 Э. Тем не менее, эта установка не позволяет исследовать образец без извлечения его на воздух из технологической камеры, и заявленной величины силы магнитного поля может быть явно недостаточно. Эти проблемы были решены при создании установки в ИФ СО РАН [16], предполагающей проведение *in situ* измерений методом магнитоэллипсометрии непосредственно в ростовой камере.

Другими авторами ранее предпринимались попытки создания единой установки для определения в ней магнитооптических и традиционных

оптических показателей образца [4, 5, 14, 45, 46, 47], но лишь малое количество исследований сфокусировано на обработке данных, которую можно осуществлять непосредственно в процессе синтеза ферромагнитной пленки. Разработчики установок сталкивались с трудностями интерпретации получаемых данных и необходимостью дополнительных измерений.

Однако методические основы метода магнитоэллипсометрии не до конца проработаны. Наиболее ранние работы (1986 и далее) принадлежат группе польских ученых [9, 15, 53], их можно назвать наиболее систематизированными, поскольку они в рамках одного подхода позволяют анализировать самые различные системы – от кристаллов до многослойных анизотропных систем. Однако, несмотря на проработанность подхода, попытки разработать и применять иные варианты анализа данных до сих пор предпринимаются учеными разных стран. Ключевая причина кроется в сложности и громоздкости математического аппарата, основанного на формализме матриц размера  $4 \times 4$ , введенном Р. Уей в 1980 году [54].

Авторы других работ стремятся к более простому, лаконичному, но при этом надежному способу анализа экспериментальных данных магнитоэллипсометрии. Так, к примеру, авторы G. Neuber и A. Berger [4, 5, 14, 55] анализируют изменение интенсивности света до и после отражения и прохождения через исследуемый образец, однако их подходы эффективны только для объемных образцов, а значит, не универсальны, поскольку для интерпретации данных эксперимента при толщинах ферромагнитных слоев, сопоставимых с глубиной проникновения света в используемом спектральном диапазоне, недостаточно пользоваться моделью полубесконечного ферромагнитного слоя, разработанной для объемных материалов и толстых пленок.

Нами найдены работы группы грузинских авторов О. Bakradze и др [45, 46, 47, 56], попытавшихся разработать более универсальный подход, базирующийся на идее анализа изменений эллипсометрических параметров  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  как малых поправок к  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$  при экваториальном эффекте Керра,



однако их работы ограничились рассмотрением двух моделей – для объемного ферромагнитного образца и тонкопленочного образца на немагнитной подложке.

Авторы К. Postava и др. в работе [49] уже рассматривают многослойную структуру с одним ферромагнитным слоем, проводят измерения на основе нуль-эллипсометрии с усреднением по зонам для исключения влияния меридионального и полярного эффектов Керра. При этом приведенных математических выражений недостаточно для расчета тензора  $\epsilon$  образца на основе собираемых экспериментальных данных.

Группа К. Мок решила пойти по иному пути. При получении информации о диагональных и недиагональных компонентах тензора диэлектрической проницаемости они представили  $Q$  [6-8], как независимый от намагниченности параметр:  $\epsilon_{ij} = -iQ_k M_k$ . Соответственно, для характеристики магнитооптических свойств образца недостаточно эллипсометрических измерений, и пришлось помимо магнитооптической эллипсометрии использовать сверхпроводящий квантовый интерференционный магнитометр (СКВИД) для измерения величины намагниченности образца. В результате, они могут работать как с тонкопленочными, так и многослойными системами, но при этом потеряли возможность провести полный цикл измерений *in situ*.

Помимо указанных выше, есть еще ряд работ, проведенных в лаборатории физики магнитных явлений ИФ СО РАН, где в последние годы совместно с ИФП СО РАН разработана и создана оригинальная магнитоэллипсометрическая установка [3, 16, 57]. Она позволяет проводить *in situ* измерения магнитооптических параметров и оптических констант при фиксированном угле падения света на ферромагнитный образец и проводить совместный анализ результатов измерений отражательной спектральной эллипсометрии и изменений эллипсометрических параметров ферромагнитного образца при его перемагничивании, возникающих благодаря вкладу магнитооптического экваториального эффекта Керра в

состояние поляризации. В данной установке метод магнитоэллипсометрии реализуется на спектральном эллипсометре со статической нулевой схемой с приложением к образцу внешнего магнитного поля, в том числе с возможностью размещения измерительной оптической схемы на сверхвысоковакуумной ростовой камере. Такой подход позволяет использовать стандартное эллипсометрическое оборудование ростовой камеры с дополнительным внешним электромагнитом взамен отдельной измерительной установки магнитооптического эффекта Керра.

Поскольку при проведении измерений существует проблема остаточной намагниченности, перемагничивание образца в поле от  $-H$  до  $+H$  проводится следующим образом [57]: 1) с помощью подачи тока на электромагнит на образце задается внешнее магнитное поле, достаточное для ферромагнитного насыщения пленки; 2) производится спектральные эллипсометрические измерения углов  $\psi$  и  $\Delta$  по 4-м оптическим зонам [58] с усреднением; 3) производится перемагничивание образца с насыщением, заданием магнитного поля той же амплитуды, но обратное по направлению; 4) повторно производятся спектральные эллипсометрические измерения по 4-м оптическим зонам с усреднением. В завершении производится вычисление магнитного вклада в измеряемые углы как разности  $\delta\psi = \psi(H) - \psi(-H)$ ,  $\delta\Delta = \Delta(H) - \Delta(-H)$  для двух состояний намагниченности образца. Также рассчитывается среднее арифметическое измерений углов  $\psi$  и  $\Delta$ . Указанный алгоритм измерений повторяется 50 раз для усреднения данных и вычисления среднеквадратической погрешности измерений.

Таким образом, сделанный обзор обосновывает актуальность развития метода магнитоэллипсометрии и неполноту литературы по анализу экспериментальных данных, полученных с помощью этой методики.

Выявленные преимущества и недостатки имеющихся разработок в области магнитоэллипсометрии говорят об актуальности разработки и создания алгоритмов, позволяющих исследовать оптические и магнитооптические свойства образцов по экспериментальным данным

магнитоэллипсометрии (в том числе *in situ*). Должно быть разработано программное обеспечение для интегрированного анализа и расчета полного тензора диэлектрической проницаемости ферромагнетика с комплексными диагональными и недиагональными элементами по  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ . Оно должно быть применимо для различных типов образцов, а значит, в его основе должны лежать уже известные данные по отражению и прохождению света в различных слоистых структурах. В связи с тем, что в установке ИФ СО РАН реализована геометрия ЭЭК, алгоритм также должен подходить для этой конфигурации. Использование программного обеспечения, основанного на таких алгоритмах, должно сокращать время и упрощать анализ экспериментальных данных.

В связи с этим настоящая работа направлена на внедрение и апробацию варианта анализа магнитоэллипсометрических данных, основанного на применении эллипсометрических соотношений, в которых магнитооптический вклад учитывается как возмущение, и анализ *in situ* экспериментов по исследованию магнитных наноструктур с помощью экваториального магнитооптического эффекта Керра.

Поэтому первостепенная задача - аккуратный и последовательный вывод необходимых математических соотношений, связывающих измеряемые  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$  и коэффициенты отражения, который будет сделан в главе 2. Представляется целесообразным не прибегать к матрицам четвертого порядка, а внедрить более простой алгоритм обработки данных, не требующий проведения большого количества измерений для определения всех элементов матрицы четвертого порядка. Основным преимуществом предлагаемой к разработке модели является её достаточность, надежность и простота.

Из анализа литературных источников вытекают следующие цели и задачи.

**Целью диссертационной работы является** развитие методов анализа данных спектральной магнитооптической эллипсометрии и их применение для экспериментального *in situ* исследования магнитных наноструктур.

**Для достижения указанной цели были поставлены следующие задачи:**

1 выполнить анализ моделей различных магнитных наноструктур, включая модели однородной полубесконечной среды, тонкой ферромагнитной пленки на полубесконечной немагнитной подложке и многослойной структуры с ферромагнитным и немагнитными слоями на предмет установления математической связи измеряемых магнитоэллипсометрических параметров и коэффициентов отражения, несущих информацию о физических свойствах образца;

2 разработать и реализовать алгоритмы расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости с использованием моделей ферромагнитных наноструктур по данным магнитоэллипсометрических измерений в виде программного кода в среде MATLAB; провести апробацию алгоритмов расчета комплексного магнитооптического параметра в рамках различных моделей для образцов большой толщины, для которых заведомо очевидно, что все модели должны приводить к одинаковому результату;

3 провести экспериментальные исследования *in situ* эллипсометрических и магнитоэллипсометрических спектров для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разной толщиной слоя ферромагнетика;

4 провести анализ экспериментальных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических данных и выбрать наилучшие модели для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si разной толщины слоя ферромагнетика;

5 сопоставить результаты спектральных измерений комплексных диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости магнитного слоя для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разной толщиной слоя ферромагнетика с литературными данными и данными расчета тензора диэлектрической проницаемости Fe в рамках теории функционала плотности.

**ГЛАВА 2 Методика нахождения компонент тензора  
диэлектрической проницаемости по экспериментальным  
магнитоэллипсометрическим данным для различных моделей  
отражающих ферромагнитных наноструктур**

Алгоритм анализа экспериментальных данных состоит из 6 шагов:

1. Проведение классических спектрально-эллипсометрических измерений без приложения внешнего магнитного поля (получение параметров  $\psi_0, \Delta_0$ ) и измерений в конфигурации магнитооптического эффекта Керра с приложением внешнего магнитного поля ( $\psi_0 + \delta\psi, \Delta_0 + \delta\Delta$ ).

2. Выбор модели для описания исследуемого образца и расчет спектральных зависимостей коэффициентов преломления ( $n$ ) и поглощения ( $k$ ), определяющих диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{11}$ .

3. Расчет эллипсометрических параметров ( $\psi_0, \Delta_0, \delta\psi, \delta\Delta$ ) посредством расчета значений коэффициентов отражения при приложении внешнего магнитного поля и без него в рамках соответствующей модели. Для этого введем следующие обозначения. В случае приложения внешнего магнитного поля распишем в (14) в явном виде действительную и мнимую части комплексных коэффициентов отражения,

$$R_p = R'_p - iR''_p, \quad (78)$$

$$R_s = R'_s - iR''_s, \quad (79)$$

где действительные части обозначены одним штрихом ( $R'_p$  и  $R'_s$ ), а мнимые части двумя штрихами ( $R''_p$  и  $R''_s$ ). У коэффициентов отражения выделим вклад, вносимый внешним магнитным полем и обозначим его нижним

индексом 1 (у действительных  $R'_{p1}$  и  $R'_{s1}$ , у мнимых частей коэффициентов отражения  $R''_{p1}$  и  $R''_{s1}$ ), немагнитные слагаемые обозначим нижним индексом 0 ( $R'_{p0}$ ,  $R'_{s0}$ ,  $R''_{p0}$  и  $R''_{s0}$ ). При конфигурации магнитоэллипсометрических измерений, соответствующей экваториальному магнитооптическому эффекту Керра, имеем:

$$R'_p = R'_{p0} + R'_{p1}, \quad (80)$$

$$R''_p = R''_{p0} + R''_{p1}, \quad (81)$$

$$R'_S = R'_{S0} + R'_{S1} = R'_{S0}, \quad (82)$$

$$R''_S = R''_{S0} + R''_{S1} = R''_{S0}. \quad (83)$$

4. Нахождение спектральных зависимостей действительной  $Q_1$  и мнимой  $Q_2$  частей магнитооптического параметра  $Q$  с помощью сопоставления измеряемых и расчетных магнитоэллипсометрических параметров и проведения для каждой длины волны минимизации средне-квадратичного отклонения рассчитанных и измеренных магнитоэллипсометрических параметров методом Нелдера-Мида [59].

5. Расчет значений компонент тензора диэлектрической проницаемости намагниченного ферромагнитного слоя [13] по формуле (12), а также формулам из Таблицы 5.

Таким образом, получаем информацию обо всех элементах тензора диэлектрической проницаемости.

6. Оценка погрешности величины комплексной диэлектрической проницаемости.

Ниже в разделах 2.1 – 2.3 приведено детальное описание шагов 3 и 4 анализа экспериментальных данных для разных моделей отражающих систем, именно эти шаги представляют наибольшую трудность в виду учета влияния магнитного поля.

Таблица 5 - Расчет компонент тензора диэлектрической проницаемости

Диагональные компоненты тензора $\varepsilon$	Недиагональные компоненты тензора $\varepsilon$
$\varepsilon_{11} = \varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11} = (n - ik)^2$ , (84)	$\varepsilon_{12} = \varepsilon'_{12} - i\varepsilon''_{12} =$ $= -i(\varepsilon'_{11} - i\varepsilon''_{11})(Q_1 - iQ_2) = -i(n - ik)^2(Q_1 - iQ_2)$ , (87)
$\varepsilon'_{11} = n^2 - k^2$ , (85)	$\varepsilon'_{12} = -2nkQ_1 - (n^2 - k^2)Q_2$ , (88)
$\varepsilon''_{11} = 2nk$ , (86)	$\varepsilon''_{12} = (n^2 - k^2)Q_1 - 2nkQ_2$ . (89)

## 2.1 Модель однородной полубесконечной среды при исследовании объемного ферромагнитного образца на немагнитной подложке

Далее показано, как интерпретировать *in situ* экспериментальные данные эллипсометрических ( $\psi_0$  и  $\Delta_0$ ) и магнитоэллипсометрических ( $\psi_0 + \delta\psi$  и  $\Delta_0 + \delta\Delta$ ) измерений с помощью модели однородной полубесконечной среды для отражающих магнитных наноструктур при наличии магнитного поля в конфигурации магнитооптического экваториального эффекта Керра, а именно как находить значения величин коэффициентов преломления ( $n$ ), поглощения ( $k$ ), действительной ( $Q_1$ ) и мнимой ( $Q_2$ ) части магнитооптического параметра на основании анализа коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра  $Q$  [60, 61].

Рассматривается случай падения электромагнитной волны из немагнитной диэлектрической среды (характеризуемой коэффициентом преломления  $N_0 = n_0 - ik_0$ ) на ферромагнитный слой (коэффициент преломления  $N = n - ik$ ) в видимом диапазоне. Для модели полубесконечной среды комплексные коэффициенты преломления внешней среды ( $N_0 = n_0 - ik_0$ ) и исследуемого материала ( $N_1 = n_1 - ik_1$ ) соотносятся согласно выражению (22) [62].

Необходимо проанализировать аналитические выражения для коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра  $Q = Q_1 - iQ_2$ , входящего в недиагональные члены тензора диэлектрической проницаемости, в соответствии с формулами (78-83).

### 2.1.1 Аналитический метод определения компонент тензора диэлектрической проницаемости

Обратная задача магнитоэллипсометрии может быть решена аналитически в случае использования малых параметров и разложения по ним в ряд изменений эллипсометрических параметров  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$ . Введение малых параметров возможно в ходе нахождения зависимостей действительной и мнимой частей магнитооптического параметра  $Q$  от  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  при рассмотрении ситуации, когда вклад от магнетизма мал. Для этого необходимо провести ряд математических операций над основным уравнением эллипсометрии, которое имеет следующий вид:

$$\operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) e^{i(\Delta_0 + \delta\Delta)} = \frac{R_{p0} + R_{p1}}{R_{s0}}. \quad (90)$$

1. Распишем правую часть основного уравнения эллипсометрии для немагнитного состояния:

$$\operatorname{tg}\psi_0 e^{i\Delta_0} = \frac{R_{p0}}{R_{s0}} = \frac{R'_{p0} - iR''_{p0}}{R'_{s0} - iR''_{s0}} = \frac{(R'_{p0}R'_{s0} + R''_{p0}R''_{s0}) - i(R''_{p0}R'_{s0} - R'_{s0}R''_{p0})}{(R'_{s0})^2 + (R''_{s0})^2}. \quad (91)$$

С другой стороны, исходя из определения комплексного числа



$$\begin{aligned}
x + iy &= z \\
|z| &= \sqrt{x^2 + y^2} \\
\operatorname{tg} \operatorname{Arg} z &= y / x = \operatorname{tg} \theta \\
z &= |z| e^{i\theta}
\end{aligned} \tag{92}$$

МОЖНО ЗАПИСАТЬ СЛЕДУЮЩЕЕ:

$$\operatorname{tg} \psi_0 e^{i\Delta_0} = \frac{R_{p0}}{R_{S0}} = \frac{\sqrt{(R'_{p0} R'_{S0} + R''_{p0} R''_{S0})^2 + (-R''_{p0} R'_{S0} + R''_{S0} R'_{p0})^2}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2} e^{i\theta}, \tag{93}$$

ГДЕ

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{R''_{S0} R'_{p0} - R'_{S0} R''_{p0}}{R'_{p0} R'_{S0} + R''_{p0} R''_{S0}}, \tag{94}$$

$$\operatorname{tg} \psi_0 = \frac{\sqrt{(R'_{p0} R'_{S0} + R''_{p0} R''_{S0})^2 + (R''_{S0} R'_{p0} - R''_{p0} R'_{S0})^2}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2}, \tag{95}$$

$$e^{i\Delta_0} = e^{i\theta}, \tag{96}$$

$$\Delta_0 = \theta = \operatorname{arctg} \frac{R''_{S0} R'_{p0} - R'_{S0} R''_{p0}}{R'_{p0} R'_{S0} + R''_{p0} R''_{S0}}. \tag{97}$$

2. Аналогично шагу 1, распишем, что получается в случае приложения магнитного поля с учетом (78-83):

$$\begin{aligned}
\operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) e^{i(\Delta_0 + \delta\Delta)} &= \frac{R'_{p0} + R'_{p1} - i(R''_{p0} + R''_{p1})}{R'_{S0} - iR''_{S0}} = \\
&= \frac{((R'_{p0} + R'_{p1})R'_{S0} + (R''_{p0} + R''_{p1})R''_{S0}) + i(R''_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - R'_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1}))}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2}, \tag{98}
\end{aligned}$$

откуда следует, что

$$\operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) = \frac{\sqrt{((R'_{p0} + R'_{p1})R'_{S0} + (R''_{p0} + R''_{p1})R''_{S0})^2 + (R''_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - R'_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1}))^2}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2}, \quad (99)$$

$$\Delta_0 + \delta\Delta = \operatorname{arctg} \frac{R''_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - R'_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1})}{R'_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) + R''_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1})}. \quad (100)$$

С учетом выше полученного выражения (97) для  $\Delta_0$  для немагнитного случая, имеем

$$\delta\Delta = \operatorname{arctg} \frac{R''_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - R'_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1})}{R'_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) + R''_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1})} - \operatorname{arctg} \frac{R''_{S0}R'_{p0} - R'_{S0}R''_{p0}}{R'_{p0}R'_{S0} + R''_{p0}R''_{S0}}. \quad (101)$$

Аналогично необходимо выделить отдельно  $\delta\psi$ , для этого сравниваем

$$\operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) = \frac{\sqrt{((R'_{p0} + R'_{p1})R'_{S0} + (R''_{p0} + R''_{p1})R''_{S0})^2 + (R''_{S0}(R'_{p0} + R'_{p1}) - R'_{S0}(R''_{p0} + R''_{p1}))^2}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2} \quad (102)$$

и

$$\operatorname{tg}\psi_0 = \frac{\sqrt{(R'_{p0}R'_{S0} + R''_{p0}R''_{S0})^2 + (R''_{S0}R'_{p0} - R'_{S0}R''_{p0})^2}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2}. \quad (103)$$

Знаменатели равны, значит, сопоставляем числители, а именно, их подкоренные выражения. При раскрытии всех имеющихся скобок, можно заметить, что

$$\operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) = \frac{\sqrt{\gamma + \chi}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2}, \quad (104)$$

$$\operatorname{tg}(\psi_0) = \frac{\sqrt{\gamma}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2}. \quad (105)$$

То есть,

$$\operatorname{tg}(\psi_0 + \delta\psi) = \frac{\sqrt{\gamma}}{(R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2} \sqrt{1 + \frac{\chi}{\gamma}} = \operatorname{tg}(\psi_0) \sqrt{1 + \frac{\chi}{\gamma}}, \quad (106)$$

где

$$\frac{\chi}{\gamma} = \frac{((R'_{S0})^2 + (R''_{S0})^2)(R'_{p1}{}^2 + R''_{p1}{}^2 + 2(R'_{p0}R'_{p1} + R''_{p0}R''_{p1}))}{(R'_{p0}R'_{S0} + R''_{p0}R''_{S0})^2 + (R''_{S0}R'_{p0} - R'_{S0}R''_{p0})^2} . \quad (107)$$

Таким образом,

$$\delta\psi = \arctg \left( \operatorname{tg}(\psi_0) \sqrt{1 + \frac{\chi}{\gamma}} \right) - \psi_0 . \quad (108)$$

3. Разложим в ряд Маклорена полученные выражения для  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  по малым параметрам и ограничимся первым порядком малости:

$$\alpha = \frac{R'_{p1}}{R'_{p0}} , \quad (109)$$

$$\beta = \frac{R''_{p1}}{R''_{p0}} , \quad (110)$$

$$f(\alpha, \beta) \approx f(0,0) + \alpha \frac{\partial f(0,0)}{\partial \alpha} + \beta \frac{\partial f(0,0)}{\partial \beta} . \quad (111)$$

Соответственно, имеем

$$\delta\psi \approx \frac{\operatorname{tg}\psi_0}{1 + \operatorname{tg}^2\psi_0} \frac{\alpha(R'_{p0})^2 + \beta(R''_{p0})^2}{(R'_{p0})^2 + (R''_{p0})^2} , \quad (112)$$

$$\delta\Delta \approx \frac{(\alpha - \beta)R'_{p0}R''_{p0}}{(R'_{p0})^2 + (R''_{p0})^2} . \quad (113)$$

В (112) и (113) оставлены только члены, пропорциональные первой степени  $\alpha$  и  $\beta$  на том основании, что существует пропорциональность эффекта первой степени магнитооптического параметра [58].

4. Как указано выше, вклад, вносимый магнитным полем в коэффициенты отражения, обозначен  $R'_{p1}$  и  $R''_{p1}$ , а в выражениях (109) и (110) за магнетизм отвечают малые параметры. Значит, необходимо выразить  $\alpha$  и  $\beta$  из (112) и (113), из них получить выражения для  $R''_{p1}$  и  $R'_{p1}$ , из которых в

свою очередь найти искомые  $Q_1$  и  $Q_2$ . Выражаем малые параметры  $\alpha$  и  $\beta$  через измеряемые в эксперименте величины  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$ :

$$\alpha \approx \frac{\delta\psi(1+\operatorname{tg}^2\psi_0)}{\operatorname{tg}\psi_0} + \frac{R''_{p0}}{R'_{p0}} \delta\Delta, \quad (114)$$

$$\beta \approx \frac{\delta\psi(1+\operatorname{tg}^2\psi_0)}{\operatorname{tg}\psi_0} - \frac{R'_{p0}}{R''_{p0}} \delta\Delta. \quad (115)$$

5. Теперь, переходим к собственно расчету магнитооптического параметра  $Q$ . С помощью ПК, задав комплексный коэффициент преломления внешней среды  $N_0$ , угол падения света на образец  $\varphi$ , данные спектральной эллипсометрии ( $\psi_0$  и  $\Delta_0$ ) и магнитоэллипсометрии ( $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$ ), можно аналитически рассчитать действительную и мнимую части  $Q$ . Для этого необходимо воспользоваться следующими формулами (95) и (97) для получения информации об оптических свойствах, а также воспользуемся законом Снеллиуса (21):

$$\cos \varphi_1 = \sqrt{1 - \frac{N_0^2 \sin^2 \varphi_0}{N_1^2}}. \quad (116)$$

И далее, для перехода к анализу магнитооптических свойств вводим дополнительные обозначения:

$$\cos \varphi_0 = a + ic, \quad (117)$$

$$\cos \varphi_1 = b + id, \quad (118)$$

$$\xi_0 = b^2 - d^2, \quad (119)$$

$$\xi_1 = n_1 a + n_0 b, \quad (120)$$

$$\xi_2 = n_1 c + n_0 d; \quad (121)$$

$$\xi_3 = k_1 a + k_0 b, \quad (122)$$

$$\xi_4 = k_1 c + k_0 d, \quad (123)$$

$$\xi_5 = n_1^2 + k_1^2, \quad (124)$$

$$\xi_6 = a^2 - c^2, \quad (125)$$

$$\xi_7 = n_0^2 + k_0^2, \quad (126)$$

$$\xi_8 = n_0 k_1 - n_1 k_0, \quad (127)$$

$$\xi_9 = bc + ad, \quad (128)$$

$$A = \xi_1^2 - \xi_2^2 + \xi_3^2 - \xi_4^2, \quad (129)$$

$$B = -\xi_1 \xi_2 - \xi_3 \xi_4, \quad (130)$$

$$A_1 = \xi_5 \xi_6 - \xi_7 \xi_8 + 2\xi_8 \xi_9, \quad (131)$$

$$B_1 = -2\xi_5 ac + 2\xi_7 bd + 2\xi_8 \gamma_1. \quad (132)$$

Получаем значения для коэффициентов отражения для случая отсутствия внешнего магнитного поля:

$$R'_{p0} = (AA_1 + 2BB_1) / (A^2 + 4B^2), \quad (133)$$

$$R''_{p0} = (AB_1 - 2BA_1) / (A^2 + 4B^2). \quad (134)$$

При приложении магнитного поля используем в расчетах малые параметры (114, 115, 109, 110). Важно проверить, чтобы результаты экспериментальных измерений позволяли использовать выражения, т.е. чтобы условие  $\alpha, \beta \ll 1$  выполнялось на всем спектральном диапазоне.

Затем проводим еще дополнительные вычисления:

$$E = (A^2 + 4B^2)^2, \quad (135)$$

$$P_1 = \operatorname{Re}(\sin \varphi_0)a - \operatorname{Im}(\sin \varphi_0)c, \quad (136)$$

$$P_2 = -\operatorname{Re}(\sin \varphi_0)c - \operatorname{Im}(\sin \varphi_0)a. \quad (137)$$

Еще дополнительные обозначения:

$$\gamma_1 = (ab - cd), \quad (138)$$

$$\gamma_2 = n_1 k_0 + n_0 k_1, \quad (139)$$

$$U = n_1 k_1 \xi_6 + n_0 k_0 \xi_0 + \gamma_1 \gamma_2, \quad (140)$$

$$V = \xi_1^2 - \xi_2^2 - \xi_3^2 + \xi_4^2, \quad (141)$$

$$W = -2n_1 k_1 ac - 2n_0 k_0 bd - \gamma_2 \xi_9, \quad (142)$$

$$X = -\xi_1 \xi_2 + \xi_3 \xi_4, \quad (143)$$

$$C = \frac{E((A^2 - 4B^2)R'_{p1} - 4ABR''_{p1})}{(A^2 - 4B^2) + 16A^2 B^2}, \quad (144)$$

$$D = \frac{E((A^2 - 4B^2)R''_{p1} + 4ABR'_{p1})}{(A^2 - 4B^2) + 16A^2 B^2}, \quad (145)$$

$$T = \frac{1}{2} \frac{DP_1 - P_2 C}{P_1^2 + P_2^2}, \quad (146)$$

$$S = \frac{1}{2} \frac{CP_1 + P_2 D}{P_1^2 + P_2^2}, \quad (147)$$

$$K_1 = \frac{2S(U - X) + T(V + 2W)}{(V + 2W)^2 + 4(U - X)^2}, \quad (148)$$

$$K_2 = \frac{2T(U - X) - S(V + 2W)}{(V + 2W)^2 + 4(U - X)^2}. \quad (149)$$

И тогда, наконец, получаем выражения для действительной и мнимой частей магнитооптического параметра:

$$Q_1 = \frac{(n_0^2 - k_0^2)K_1 + 2n_0k_0K_2}{(n_0^2 - k_0^2)^2 + 4(n_0k_0)^2}, \quad (150)$$

$$Q_2 = \frac{(n_0^2 - k_0^2)K_2 - 2n_0k_0K_1}{(n_0^2 - k_0^2)^2 + 4(n_0k_0)^2}. \quad (151)$$

В итоге имеем все формулы для искомого комплексного магнитооптического параметра и можем аналитически посчитать

$$Q = Q_1 - iQ_2. \quad (152)$$

Таким образом, найдена искомая зависимость действительной и мнимой частей магнитооптического параметра  $Q$  от данных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических измерений. Получены выражения, используя которые для модели полубесконечной среды из данных эллипсометрических ( $\psi_0$  и  $\Delta_0$ ) и магнитоэллипсометрических ( $\psi_0 + \delta\psi$  и  $\Delta_0 + \delta\Delta$ ) измерений, можно аналитически получить значения величин коэффициентов преломления ( $n$ ) и поглощения ( $k$ ) ферромагнетика, а также действительной ( $Q_1$ ) и мнимой ( $Q_2$ ) частей магнитооптического параметра  $Q$ , то есть показана возможность одновременной характеристики оптических и магнитооптических свойств исследуемого объекта методом магнитооптической эллипсометрии.

### 2.1.2 Численный метод определения компонент тензора диэлектрической проницаемости

В общем случае, когда вклад от магнитного поля при проведении магнитоэллипсометрических измерений не позволяет перейти к приближению малых параметров, при решении поставленной задачи

необходимо использовать численные методы. Рассмотрим этот случай подробно.

Учтем комплексность коэффициентов преломления и магнитооптического параметра и сопоставим выражения (19, 20) с (78-83), тем самым получим выражения для  $R'_{p0}$ ,  $R''_{p0}$ ,  $R'_{s0}$ ,  $R''_{s0}$ , а также для  $R''_{p1}$  и  $R'_{p1}$

$$R'_{p0} = \alpha_1(AA_1 + 2BB_1), \quad (153)$$

$$R''_{p0} = \alpha_1(AB_1 - 2BA_1), \quad (154)$$

$$R'_{s0} = \alpha_2(A_2C_2 + 2B_2D_2), \quad (155)$$

$$R''_{s0} = \alpha_2(B_2C_2 - 2A_2D_2), \quad (156)$$

$$R'_{p1} = \alpha_1(A^2C - 4B^2C + 4ABD), \quad (157)$$

$$R''_{p1} = \alpha_1(A^2D - 4B^2D - 4ABC). \quad (158)$$

Здесь используются описанные выше (129-132), и введены новые обозначения:

$$\alpha_1 = (A^2 + 4B^2)^{-1}, \quad (159)$$

$$\alpha_2 = (C_2^2 + 4D_2^2)^{-1}. \quad (160)$$

Следует отметить, что выражения для  $C$  и  $D$  приведены в несколько ином виде, нежели они были представлены в разделе 2.1.1. Причина в том, что при численном расчете нельзя выразить магнитооптический параметр в явном виде, а значит, выражения (144,145) неудобны, соответственно, выражаем  $C$ ,  $D$  из формул (146, 147) так, чтобы они не рассчитывались через коэффициенты отражения:

$$C = 2(P_1S - P_2T), \quad (161)$$



$$D = 2(P_1T + P_2S), \quad (162)$$

$$A_2 = \xi_6\xi_7 - \xi_5\xi_0 - 2\xi_8\xi_9, \quad (163)$$

$$B_2 = -2\xi_7ac + 2\xi_5bd - 2\gamma_1\xi_8, \quad (164)$$

$$C_2 = \gamma_3^2 - \gamma_4^2 + \gamma_5^2 - \gamma_6^2, \quad (165)$$

$$D_2 = -\gamma_3\gamma_4 - \gamma_5\gamma_6, \quad (166)$$

$$T = K_1(2W + V) + K_2(2U - 2X), \quad (167)$$

$$S = K_1(2U - 2X) - K_2(2W + V), \quad (168)$$

$$K_1 = Q_1(n_0^2 - k_0^2) - 2n_0k_0Q_2, \quad (169)$$

$$K_2 = Q_2(n_0^2 - k_0^2) + 2n_0k_0Q_1, \quad (170)$$

$$\gamma_3 = n_0a + n_1b, \quad (171)$$

$$\gamma_4 = n_0c + n_1d, \quad (172)$$

$$\gamma_5 = k_0a + k_1b, \quad (173)$$

$$\gamma_6 = k_0c + k_1d. \quad (174)$$

Также помимо выражений (159-174) используем выражения (117-128, 136-143) из раздела 2.1.1. Подставляя найденные с помощью (22) значения коэффициентов преломления ( $n$ ) и поглощения ( $k$ ) и используя (153-158), получаем окончательные значения искомых величин  $R'_{p0}$ ,  $R''_{p0}$ ,  $R'_{s0}$ ,  $R''_{s0}$ ,  $R''_{p1}$  и  $R'_{p1}$ .

Таким образом, вместе с формулами, полученными в разделе 2.1.1 на этапах 1-5, которые используются для связи между полученными выражениями для значений  $R'_{p0}$ ,  $R''_{p0}$ ,  $R'_{p1}$ ,  $R''_{p1}$ ,  $R'_{s0}$  и  $R''_{s0}$ , и измеряемыми  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ , имеем все необходимые величины для теоретического расчета эллипсометрических углов (95, 97, 101, 108). Для того чтобы расчетные значения имели наилучшую сходимость с экспериментом, используем для каждой длины волны минимизацию эллипсометрических углов методом Нелдера-Мида. В итоге, получены спектральные зависимости реальной ( $Q_I$ ) и

мнимой ( $Q_2$ ) частей магнитооптического параметра  $Q$ . Таким образом, с учетом (84-89) получена информация обо всех элементах тензора диэлектрической проницаемости.

Экспериментальная реализация модели полубесконечной среды предполагает массивный ферромагнетик. Возможность пользоваться такой упрощенной моделью для описания экспериментов с пленками достаточно большой толщины будет обсуждаться ниже в главах 3 и 4.

Однако стоит отметить, что помимо данной модели исследователи имеют дело с более сложными, например, с моделью отражающих систем «среда – пленка - подложка». Посмотрим, как в этом случае изменятся коэффициенты отражения.

## **2.2 Модель «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка»**

В этом параграфе описана интерпретация *in situ* экспериментальных данных эллипсометрических ( $\psi_0$  и  $\Delta_0$ ) и магнитоэллипсометрических ( $\psi_0 + \delta\psi$  и  $\Delta_0 + \delta\Delta$ ) измерений с помощью модели «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка» [63] на основании анализа коэффициентов Френеля с учетом магнитооптического параметра  $Q$  [13]. Проанализируем коэффициенты отражения, сопоставляя формулы (24, 38) и (78-83).

Для этой модели комплексные коэффициенты преломления исследуемого материала ( $N_1 = n_1 - ik_1$ ) рассчитываются до того, как приступить к анализу магнитооптического параметра. Расчет оптических параметров  $n_1$  и  $k_1$  можно производить исходя из измеряемых эллипсометрических параметров  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$  различными способами, например, по многоугловой методике, описанной в статье [64] и позволяющей дополнительно определять неизвестную толщину слоя 1. Значения коэффициентов преломления  $N_0 = n_0 - ik_0$ ,  $N_1 = n_1 - ik_1$ ,  $N_2 = n_2 - ik_2$  необходимы для дальнейшего расчета магнитооптического параметра в последующих формулах.

Коэффициенты  $r_{01p}$ ,  $r_{01s}$  и  $r_{12p}$ ,  $r_{12s}$  в выражениях (39, 25) и (40, 26) – это коэффициенты отражения для границ раздела 0-1 и 1-2 соответственно. Коэффициенты  $t_{01p}$  и  $t_{10p}$  в выражениях (41, 44) – это коэффициенты пропускания. Коэффициенты  $r_{01p}$  и  $t_{01p}$  соответствуют направлению распространения волны из среды 0 в среду 1, а  $r_{10p}$  и  $t_{10p}$  – соответственно, в обратном направлении. Принимая во внимание выражения (78-83), распишем  $r_{01p}$ ,  $r_{12p}$ ,  $r_{01s}$ ,  $r_{12s}$ ,  $r_{10p}$ ,  $t_{01p}$ ,  $t_{10p}$  по аналогии с коэффициентами отражения и пропускания в модели однородной полубесконечной среды (раздел 1.4.1):

$$r_{01s} = (R'_{s0})_{01} - i(R''_{s0})_{01}. \quad (175)$$

$$r_{12s} = (R'_{s0})_{12} - i(R''_{s0})_{12}. \quad (176)$$

$$r_{01p} = (R'_{p0})_{01} + (R'_{p1})_{01} - i((R''_{p0})_{01} + (R''_{p1})_{01}) = rr_{01} - i ri_{01}, \quad (177)$$

$$r_{12p} = (R'_{p0})_{12} + (R'_{p1})_{12} - i((R''_{p0})_{12} + (R''_{p1})_{12}) = rr_{12} - i ri_{12}, \quad (178)$$

$$r_{10p} = (R'_{p0})_{10} + (R'_{p1})_{10} - i((R''_{p0})_{10} + (R''_{p1})_{10}) = rr_{10} - i ri_{10}, \quad (179)$$

$$t_{01p} = (T'_{p0})_{01} + (T'_{p1})_{01} - i((T''_{p0})_{01} + (T''_{p1})_{01}) = tr_{01} - i ti_{01}, \quad (180)$$

$$t_{10p} = (T'_{p0})_{10} + (T'_{p1})_{10} - i((T''_{p0})_{10} + (T''_{p1})_{10}) = tr_{10} - i ti_{10}, \quad (181)$$

где  $(R'_{s0})_{01}$ ,  $(R''_{s0})_{01}$ ,  $(R'_{p0})_{01}$ ,  $(R''_{p0})_{01}$ ,  $(R'_{p1})_{01}$ ,  $(R''_{p1})_{01}$  – это, соответственно,  $R'_{s0}$ ,  $R''_{s0}$ ,  $R'_{p0}$ ,  $R''_{p0}$ ,  $R'_{p1}$ ,  $R''_{p1}$  в модели однородной полубесконечной среды. Нижний индекс 01 означает, что световая волна падает из внешней среды 0 на слой 1. Выражения  $(R'_{s0})_{12}$ ,  $(R''_{s0})_{12}$ ,  $(R'_{p0})_{12}$ ,  $(R''_{p0})_{12}$ ,  $(R'_{p1})_{12}$ ,  $(R''_{p1})_{12}$  также вычисляются по формулам для модели полубесконечной среды с той лишь разницей, что необходимо учесть, что индекс 12 обозначает прохождение луча из слоя 1 на подложку 2, и, соответственно, необходимо провести следующие замены:  $\cos \varphi_0 \rightarrow \cos \varphi_1$ ,  $\cos \varphi_1 \rightarrow \cos \varphi_2$ ,  $\sin \varphi_0 \rightarrow \sin \varphi_1$ ,  $n_1 \rightarrow n_2$ ,  $n_0 \rightarrow n_1$ ,  $k_1 \rightarrow k_2$ ,  $k_0 \rightarrow k_1$ . Аналогично поступаем с выражениями  $(R'_{p0})_{10}$ ,  $(R''_{p0})_{10}$ ,  $(R'_{p1})_{10}$ ,  $(R''_{p1})_{10}$ , которые описывают прохождение света из слоя 1 во внешнюю среду 0:  $\cos \varphi_0 \leftrightarrow \cos \varphi_1$ ,  $\sin \varphi_0 \leftrightarrow \sin \varphi_1$ ,  $n_0 \leftrightarrow n_1$ ,  $k_0 \leftrightarrow k_1$ .

Коэффициенты пропускания не фигурировали в расчетах по модели полубесконечной среды. Поэтому выражения для  $(T'_{p0})_{01}$ ,  $(T''_{p0})_{01}$ ,  $(T'_{p1})_{01}$ ,  $(T''_{p1})_{01}$  приведем в данной главе:

$$(T'_{p0})_{01} = 2 \frac{(n_0 n_1 + k_0 k_1)(a^2 + c^2) + (n_0^2 + k_0^2)(ab + cd)}{A_3^2 + B_3^2}, \quad (182)$$

$$(T''_{p0})_{01} = 2 \frac{(n_0^2 + k_0^2)(ad - bc) + (n_1 k_0 - n_0 k_1)(a^2 + c^2)}{A_3^2 + B_3^2}, \quad (183)$$

$$(T'_{p1})_{01} = 2 \frac{Q_1(pq + rs) - Q_2(pr - sq)}{(n_1^2 + k_1^2)(A_3^2 + B_3^2)^2}, \quad (184)$$

$$(T''_{p1})_{01} = 2 \frac{Q_1(pr - sq) + Q_2(pq + rs)}{(n_1^2 + k_1^2)(A_3^2 + B_3^2)^2}, \quad (185)$$

где

$$A_3 = n_1 a + k_1 c + n_0 b + k_0 d, \quad (186)$$

$$B_3 = k_1 a - n_1 c + k_0 b - n_0 d, \quad (187)$$

$$p = P_1(3n_0^2 k_0 - k_0^3) + P_2(n_0^3 - 3n_0 k_0^2), \quad (188)$$

$$q = n_1(A_3^2 - B_3^2) - 2A_3 B_3 k_1, \quad (189)$$

$$r = k_1(B_3^2 - A_3^2) - 2A_3 B_3 n_1, \quad (190)$$

$$s = P_1(n_0^3 - 3n_0 k_0^2) - P_2(3n_0^2 k_0 - k_0^3), \quad (191)$$

где  $a, b, c, d, P_1, P_2$  рассчитываются с помощью выражений (117,118,136,137).

Для вычисления  $(T'_{p0})_{10}$ ,  $(T''_{p0})_{10}$ ,  $(T'_{p1})_{10}$ ,  $(T''_{p1})_{10}$ , описывающих прохождение света из слоя 1 в среду 0, нужно произвести замены в формулах для  $(T'_{p0})_{01}$ ,  $(T''_{p0})_{01}$ ,  $(T'_{p1})_{01}$ ,  $(T''_{p1})_{01}$ :  $\cos \varphi_0 \leftrightarrow \cos \varphi_1$ ,  $\sin \varphi_0 \leftrightarrow \sin \varphi_1$ ,  $n_0 \leftrightarrow n_1$ ,  $k_0 \leftrightarrow k_1$ .

Учтем, что  $N_0 = n_0 - ik_0$ ,  $N_1 = n_1 - ik_1$ ,  $N_2 = n_2 - ik_2$ ,  $Q = Q_1 - iQ_2$  и сопоставим выражения (24, 38) и (78-83) тем самым получим выражения для  $\text{for } R'_{p0}, R''_{p0}, R'_{s0}, R''_{s0}$ , а также для  $R'_{p1}, R''_{p1}$ .

$$R'_{p0} = (((R'_{p0})_{01} + \zeta_1(R'_{p0})_{12} - \eta_1(R''_{p0})_{12})(1 + \zeta_1 L_{0112} - \eta_1 M_{0112}) + ((R''_{p0})_{01} + \eta_1(R'_{p0})_{12} + \zeta_1(R''_{p0})_{12}) \\ (\zeta_1 M_{0112} + \eta_1 L_{0112}))((1 + \zeta_1 L_{0112} - \eta_1 M_{0112})^2 + (\zeta_1 M_{0112} + \eta_1 L_{0112})^2)^{-1}, \quad (192)$$

$$R''_{p0} = (((R''_{p0})_{01} + \eta_1(R'_{p0})_{12} + \zeta_1(R''_{p0})_{12})(1 + \zeta_1 L_{0112} - \eta_1 M_{0112}) - ((R'_{p0})_{01} + \zeta_1(R'_{p0})_{12} - \eta_1(R''_{p0})_{12}) \\ (\zeta_1 M_{0112} + \eta_1 L_{0112}))((1 + \zeta_1 L_{0112} - \eta_1 M_{0112})^2 + (\zeta_1 M_{0112} + \eta_1 L_{0112})^2)^{-1}, \quad (193)$$

$$R'_{p1} = \frac{\Omega\chi - \Gamma\varpi}{\Omega^2 + \Gamma^2} - R'_{p0}, \quad (194)$$

$$R''_{p1} = \frac{\Omega\varpi + \Gamma\chi}{\Omega^2 + \Gamma^2} - R''_{p0}, \quad (195)$$

$$R'_{S0} = (((R'_{S0})_{01} + \zeta_1(R'_{S0})_{12} - \eta_1(R''_{S0})_{12})(1 + \zeta_1 H_{0112} - \eta_1 J_{0112}) + ((R''_{S0})_{01} + \eta_1(R'_{S0})_{12} + \zeta_1(R''_{S0})_{12}) \\ (\zeta_1 J_{0112} + \eta_1 H_{0112}))((1 + \zeta_1 H_{0112} - \eta_1 J_{0112})^2 + (\zeta_1 J_{0112} + \eta_1 H_{0112})^2)^{-1}, \quad (196)$$

$$R''_{S0} = (((R''_{S0})_{01} + \eta_1(R'_{S0})_{12} + \zeta_1(R''_{S0})_{12})(1 + \zeta_1 H_{0112} - \eta_1 J_{0112}) - ((R'_{S0})_{01} + \zeta_1(R'_{S0})_{12} - \eta_1(R''_{S0})_{12}) \\ (\zeta_1 J_{0112} + \eta_1 H_{0112}))((1 + \zeta_1 H_{0112} - \eta_1 J_{0112})^2 + (\zeta_1 J_{0112} + \eta_1 H_{0112})^2)^{-1}, \quad (197)$$

где введены следующие обозначения:

$$L_{0112} = (R'_{p0})_{12}(R'_{p0})_{01} - (R''_{p0})_{12}(R''_{p0})_{01}, \quad (198)$$

$$M_{0112} = (R'_{p0})_{01}(R''_{p0})_{12} + (R'_{p0})_{12}(R''_{p0})_{01}, \quad (199)$$

$$\zeta_1 = \text{Re}(\exp(-i2\beta_1)), \quad (200)$$

$$\eta_1 = -\text{Im}(\exp(-i2\beta_1)), \quad (201)$$

$$J_{0112} = (R'_{S0})_{01}(R''_{S0})_{12} + (R'_{S0})_{12}(R''_{S0})_{01}, \quad (202)$$

$$H_{0112} = (R'_{S0})_{01}(R'_{S0})_{12} - (R''_{S0})_{12}(R''_{S0})_{01}, \quad (203)$$

$$\Omega = 1 - \zeta_1(rr_{10}rr_{12} - ri_{10}ri_{12}) + \eta_1(ri_{10}rr_{12} + rr_{10}ri_{12}), \quad (204)$$

$$\varpi = ri_{01} - (\zeta_1 rr_{12} - \eta_1 ri_{12})(ri_{01}rr_{10} + ri_{10}rr_{01} - \tau) - (\zeta_1 ri_{12} + \eta_1 rr_{12})(rr_{01}rr_{10} - ri_{01}ri_{10} - \theta), \quad (205)$$

$$\Gamma = \zeta_1(ri_{10}rr_{12} + rr_{10}ri_{12}) + \eta_1(rr_{10}rr_{12} - ri_{10}ri_{12}), \quad (206)$$

$$\chi = rr_{01} - (\zeta_1 rr_{12} - \eta_1 ri_{12})(rr_{01}rr_{10} - ri_{01}ri_{10} - \theta) + (\zeta_1 ri_{12} + \eta_1 rr_{12})(ri_{01}rr_{10} + ri_{10}rr_{01} - \tau), \quad (207)$$

$$\theta = tr_{01}tr_{10} - ti_{01}ti_{10}, \quad (208)$$

$$\tau = ti_{01}tr_{10} + ti_{10}tr_{01}. \quad (209)$$

Теперь в сочетании с формулами, полученными в разделе 2.1.1 на этапах 1-5, есть все необходимые формулы (175-209) для теоретического расчета эллипсометрических параметров (95, 97, 101, 107, 108) в случае применения модели отражающих систем «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка». Завершающим этапом является нахождение наилучшего соответствия экспериментальным данным с помощью поволновой минимизации эллипсометрических параметров методом Нелдера-Мида. В свою очередь, это дает возможность получить искомую спектральную зависимость действительной и мнимой частей магнитооптического параметра  $Q$ , характеризующего ферромагнитный слой структуры.

### **2.3 Модель многослойной среды для образца с одним ферромагнитным слоем**

Для диагностики свойств многослойных наноструктур соответственно применяют многослойную модель (Рисунок 5), для которой используют метод  $2 \times 2$  матриц [10, 65, 66].

Алгоритма анализа данных для многослойных структур [66], который представлен на рисунке 6, удобно реализовать в среде MATLAB, поскольку эта среда позволяет работать с большими массивами данных и матрицами напрямую [67] и использовать некоторые функции Matlab, которые вызываются главной программой.

В главной программе исследователь имеет возможность задать самостоятельно следующие данные: количество слоев в структуре  $m$  (подложке номер не присваивается), номер ферромагнитного слоя в структуре  $i_{FM}$ , угол падения света  $\varphi_0$ , оптические параметры  $n_j$ ,  $k_j$  подложки и других слоев (кроме параметров ферромагнетика, поскольку именно они и подлежат изучению), массивы экспериментальных данных, таких как магнитооптическая эллипсометрия ( $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ ) и спектральная эллипсометрия

$(\psi_0, \Delta_0)$ , толщины слоев (они должны быть заранее определены из эллипсометрических данных)  $d_j$ .

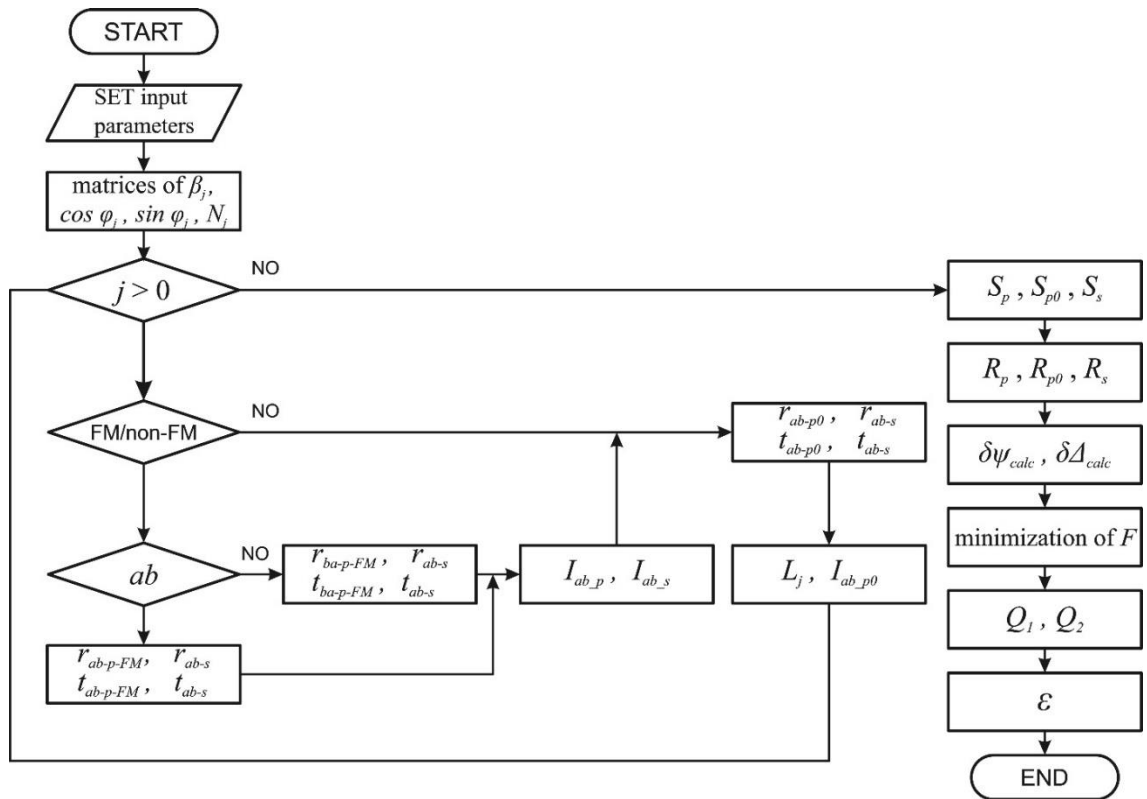


Рисунок 6 – Алгоритм анализа данных от многослойных структур

Все эти параметры помогают сгенерировать  $lx \times m$  матрицу оптических толщин слоя  $\beta_j$  (62),  $lx \times (m+1)$  матрицу косинусов углов падения и косинусов углов преломления,  $lx \times (m+1)$  матрицу синусов углов падения и синусов углов преломления,  $lx \times (m+1)$  матрицу комплексных показателей преломления слоя  $N_j$ , где  $lx$  и  $m$  в размерностях матриц равны количеству длин волн, на которых проводились измерения, в спектре и количеству слоев в структуре, соответственно.

Как только все необходимые значения заданы, главная программа вызывает другие программы, которые производят промежуточные вычисления матриц и коэффициентов (63-77). Нужно вычислить матрицы слоев  $L_j$  (61) и матрицы границы раздела  $I_{ab}$  (68, 73) [10]. Матрица слоя для каждого слоя составляет одна, а матриц границы раздела в общем случае

три. Причина в том, что матрицы слоя не зависят от поляризации, однако нужно вычислять две матрицы границы раздела для  $p$ -поляризации падающего света (они отмечены как  $p_0$  – для немагнитного случая,  $p$  – для магнитного случая) и одна матрица границы раздела, отвечающая  $s$ -поляризации падающего света, поскольку она не подвержена воздействию магнитного поля. Эти матрицы включают в себя коэффициенты пропускания ( $t$ ) и четыре показателя отражения ( $r$ ), которые в свою очередь зависят от того, является ли данная граница раздела между ферромагнетиком и неферромагнетиком ( $FM/non-FM$ ), обозначим ее нижним индексом  $FM$ , или между двумя неферромагнитными слоями ( $non-FM/non-FM$ ), без нижнего индекса  $FM$ .

Следующим шагом является расчет трех  $S$ -матриц рассеяния, которые соответствуют всей слоистой структуре при различных поляризациях света и наличии/отсутствии магнитного поля ( $S_p$ ,  $S_{p0}$  и  $S_s$ ). Чтобы получить  $S_{p0}$  матрицу необходимо в формуле (60) использовать только соответствующие  $p_0$ -матрицы границы раздела, чтобы получить  $S_s$  матрицу – использовать в (59) только соответствующие  $s$ -матрицы границы раздела, а для  $S_p$  матрицы необходимо в выражении (60) использовать как  $p$ , так и  $p_0$ -матрицы границы раздела, поскольку только один слой в структуре является ферромагнитным, что приводит к двум границам раздела, характеризуемым  $p$ -матрицами границы раздела.

Затем элементы  $S$ -матрицы (2,1) и (1,1) используются для расчета действительной и мнимой частей полных коэффициентов отражения структуры  $R_p$ ,  $R_{p0}$ ,  $R_s$  [10]:

$$R_p = R_{p0} + R_{p1} = \frac{S_{21p}}{S_{11p}}, \quad (210)$$

$$R_{p0} = \frac{S_{21p0}}{S_{11p0}}. \quad (211)$$



Для  $s$ -поляризованной компоненты световой волны магнитное поле не влияет на коэффициенты отражения, поэтому  $R_s$  рассчитываем точно так же, как и для случая отсутствия внешнего магнитного поля, то есть по формуле (55).

После этого  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$  рассчитываются по формулам (101, 108). Последним шагом является использование метода Нелдера-Мида [59] для минимизации функции суммы квадратов разностей экспериментальных и рассчитанных  $\delta\psi$  и  $\delta\Delta$   $\{(\delta\psi_{exp}-\delta\psi_{calc})^2+(\delta\Delta_{exp}-\delta\Delta_{calc})^2\}$ , что в итоге дает нам наилучшие значения действительной и мнимой частей магнитооптического параметра Фогта  $Q$ . Это значит, что при использовании (12) могут быть найдены все недиагональные элементы тензора диэлектрической проницаемости.

Теперь, зная, как выглядят матрицы рассеяния при конфигурации экваториального магнитооптического эффекта Керра, можно рассчитать любую многослойную изотропную структуру, чередующиеся слои которой могут носить как немагнитный, так и ферромагнитный характер. Для первых используются традиционные матрицы [10], для последних – матрицы, приведенные в разделе 1.4.3.

## **2.4 Обоснование выбора симплекс-метода Нелдера-Мида для определения экстремумов функции минимизации**

Алгоритм Нелдера-Мида был впервые опубликован в 1965 году [59], и сейчас он один из самых известных алгоритмов оптимизации. Данный метод не требует информации о производных, что позволяет его использовать при решении задач с негладкими функциями. Он широко используется для оценки параметров и решения статистических задач, где значение функции неясно или присутствуют шумы. Также его используют для задач с разрывными функциями, которые часто встречаются в статистике и экспериментальной математике.

Этот метод основан на автоматическом модифицировании  $M$ -мерного симплекса (многогранника, содержащего  $(M+1)$  – точек) до того момента, пока разность значений функции минимизации  $\zeta$  не достигнет заранее заданной величины [57].

Алгоритм заканчивается, когда [68]:

- 1) было выполнено необходимое количество итераций,
- 2) площадь симплекса достигла определенной величины,
- 3) текущее лучшее решение достигло необходимой точности.

Этот метод обладает рядом преимуществ и недостатков.

**К недостаткам** можно отнести низкую скорость сходимости. Метод находит локальный экстремум и может «застрять» в одном из них. Если всё же требуется найти глобальный экстремум, можно пробовать выбирать другой начальный симплекс [59, 69, 70, 71].

Как и в большинстве эвристических методов, не существует идеального способа выбора инициализирующих точек. Можно брать случайные точки, находящиеся недалеко друг от друга для формирования симплекса; но есть решение и получше, которое используется в реализации алгоритма в MATLAB: выбор первой точки поручаем пользователю, если он имеет некоторое представление о возможном хорошем решении, в противном случае выбирается случайным образом. Остальные точки выбираются на небольшом расстоянии вдоль направления каждого измерения [68].

**К достоинствам** можно отнести простоту, эффективность, применимость к негладким функциям.

Метод высоко лоялен к начальным данным и поведению самой целевой функции в отличие от, например, модификаций метода Ньютона. Более того, алгоритм Нелдера-Мида допускает использование любого количества подгоняемых параметров вследствие работы со стандартной матричной алгеброй, где размерность матриц и векторов равна количеству искомым параметров. При оптимизации эллипсометрической модели ведется поиск

минимального расхождения между теоретической кривой и экспериментальными данными. Таким образом, алгоритм симплекс-метода ищет локальный минимум [57].

Алгоритм Нелдера-Мида дает сильное уменьшение значения функции уже при первых нескольких итерациях и позволяет быстро достичь необходимой точности. Как правило, алгоритм производит одно или два вычисления функции на каждой итерации, если не учитывать сжатие, которое редко используется на практике. Это крайне важно в тех ситуациях, когда вычисление значений функции очень дорого или же требует много времени. Для подобных задач алгоритм Нелдера-Мида гораздо эффективнее многих других методов, требующих вычисления не менее  $n$  значений функции на каждой итерации [70-72].

Во многих практических задачах, таких как оценка параметров и управление процессом, значения функций являются неопределенными или подвержены шуму. Поэтому высокоточное решение не является необходимым. Все, что требуется, - это улучшение значения функции, а не полная оптимизация.

Метод Нелдера-Мида часто дает значительные улучшения в первые несколько итераций и быстро дает вполне удовлетворительные результаты. Кроме того, метод обычно требует только одну или две оценки функции на итерацию, за исключением усадочных преобразований, которые на практике встречаются крайне редко. Это очень важно в приложениях, где каждая оценка функции очень дорога или занимает много времени. Для таких задач метод часто быстрее, чем другие методы, особенно те, которые требуют как минимум  $n$  оценок функции на одну итерацию.

Суть алгоритма довольно проста и доступна пониманию. Поэтому этот алгоритм очень популярен во многих областях науки, особенно химии и медицине. Симплекс-метод Нелдера-Мида приобрел популярность очень быстро. Благодаря своей простоте и низким требованиям к памяти, он идеально подходил для использования на миникомпьютерах, особенно в

лабораториях. В 1970-х годах этот метод стал стандартной частью нескольких основных программных библиотек. Его популярность еще больше возросла в 1980-х годах с его появлением в широко используемом справочнике «Числовые рецепты» [73] и в пакете программ Matlab, где он называется «fminsearch» (Matlab, 2008) [74]. Расчеты в данной работе проводились в среде MATLAB, поэтому был использован готовый алгоритм «fminsearch».

## 2.5 Вычисление погрешностей

Оценка погрешности величины комплексной диэлектрической проницаемости требует сначала определить экспериментальную погрешность величины  $Q$ . Последняя рассчитывается, как погрешность косвенных измерений по формуле [75]:

$$\Delta Q = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \Delta x_i \frac{\partial Q}{\partial x_i} \right)^2}, \quad (212)$$

где в общем случае  $Q = Q(\varphi_0, \psi_0, \Delta_0, \delta\psi, \delta\Delta, d_k)$ ,  $x_i$  - непосредственно измеряемые независимые величины  $\varphi_0, \psi_0, \Delta_0, \delta\psi, \delta\Delta$ ,  $d_k$  имеющие погрешность  $\Delta x_i$ . Поскольку магнитооптический параметр является комплексной величиной  $Q = Q_1 - iQ_2$ , то

$$\Delta Q = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \Delta x_i \frac{\partial(Q_1 - iQ_2)}{\partial x_i} \right)^2}. \quad (213)$$

Ниже приведем расписанный вид этой формулы для каждой модели отражающих ферромагнитных наноструктур:

- модель однородной полубесконечной среды для объемного ферромагнитного образца на немагнитной подложке

$$\Delta Q = \left( \begin{aligned} & \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \varphi_0} \Delta(\varphi_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \varphi_0} \Delta(\varphi_0) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \psi_0} \Delta(\psi_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \psi_0} \Delta(\psi_0) \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \Delta_0} \Delta(\Delta_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \Delta_0} \Delta(\Delta_0) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial (\delta\psi)} \Delta(\delta\psi) - i \frac{\partial Q_2}{\partial (\delta\psi)} \Delta(\delta\psi) \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial (\delta\Delta)} \Delta(\delta\Delta) - i \frac{\partial Q_2}{\partial (\delta\Delta)} \Delta(\delta\Delta) \right)^2 \end{aligned} \right)^{1/2}, \quad (214)$$

где действительная часть  $\Delta Q$  соответствует погрешности  $Q_1$ , мнимая часть  $\Delta Q$  соответствует погрешности  $Q_2$ ;

- модель «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка»

$$\Delta Q = \left( \begin{aligned} & \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \varphi_0} \Delta(\varphi_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \varphi_0} \Delta(\varphi_0) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \psi_0} \Delta(\psi_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \psi_0} \Delta(\psi_0) \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \Delta_0} \Delta(\Delta_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \Delta_0} \Delta(\Delta_0) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial (\delta\psi)} \Delta(\delta\psi) - i \frac{\partial Q_2}{\partial (\delta\psi)} \Delta(\delta\psi) \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial (\delta\Delta)} \Delta(\delta\Delta) - i \frac{\partial Q_2}{\partial (\delta\Delta)} \Delta(\delta\Delta) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial d} \Delta(d_1) - i \frac{\partial Q_2}{\partial d} \Delta(d_1) \right)^2 \end{aligned} \right)^{1/2}, \quad (215)$$

где  $d_1$  – толщина учитываемого верхнего ферромагнитного слоя;

- многослойная модель для образца с одним ферромагнитным слоем

$$\Delta Q = \left( \begin{aligned} & \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \varphi_0} \Delta(\varphi_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \varphi_0} \Delta(\varphi_0) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \psi_0} \Delta(\psi_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \psi_0} \Delta(\psi_0) \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial \Delta_0} \Delta(\Delta_0) - i \frac{\partial Q_2}{\partial \Delta_0} \Delta(\Delta_0) \right)^2 + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial (\delta\psi)} \Delta(\delta\psi) - i \frac{\partial Q_2}{\partial (\delta\psi)} \Delta(\delta\psi) \right)^2 + \\ & + \left( \frac{\partial Q_1}{\partial (\delta\Delta)} \Delta(\delta\Delta) - i \frac{\partial Q_2}{\partial (\delta\Delta)} \Delta(\delta\Delta) \right)^2 + \sum_{k=1}^m \left( \frac{\partial Q_1}{\partial d_k} \Delta(d_k) - i \frac{\partial Q_2}{\partial d_k} \Delta(d_k) \right)^2 \end{aligned} \right)^{1/2}, \quad (216)$$

где  $d_k$  – толщина слоя,  $k=1:1:m$ ,  $m$ - количество слоев в структуре, подложка слоем не считается (ее учитываем как среду  $(m+1)$ ).

Экспериментальная погрешность величины комплексной диэлектрической проницаемости также рассчитывалась как погрешность косвенных измерений. Соответственно, погрешности в определении действительной и мнимой частей компонент тензора равны

$$\Delta(\varepsilon'_{11}) = 2\sqrt{n^2(\Delta n)^2 + k^2(\Delta k)^2}, \quad (217)$$

$$\Delta(\varepsilon''_{11}) = 2\sqrt{k^2(\Delta n)^2 + n^2(\Delta k)^2}, \quad (218)$$

$$\Delta(\varepsilon'_{12}) = \sqrt{(2kQ_1 + 2nQ_2)^2(\Delta n)^2 + (2nQ_1 - 2kQ_2)^2(\Delta k)^2 + (2nk\Delta Q_1)^2 + (n^2 - k^2)^2(\Delta Q_2)^2}, \quad (219)$$

$$\Delta(\varepsilon''_{12}) = \sqrt{(2nQ_1 - 2kQ_2)^2(\Delta n)^2 + (-2kQ_1 - 2nQ_2)^2(\Delta k)^2 + (n^2 - k^2)^2(\Delta Q_1)^2 + (-2nk\Delta Q_2)^2}. \quad (220)$$

## 2.6 Выводы к главе

Таким образом, представлен алгоритм анализа экспериментальных магнитоэллипсометрических данных  $(\psi_0, \Delta_0, \psi_0 + \delta\psi, \Delta_0 + \delta\Delta)$ , позволяющий получать информацию об оптических и магнитооптических свойствах, в том числе легко и надежно характеризовать тонкопленочные материалы в процессе синтеза.

Получены выражения, используя которые для различных моделей по данным эллипсометрических  $(\psi_0$  и  $\Delta_0)$  и магнитоэллипсометрических  $(\psi_0 + \delta\psi$  и  $\Delta_0 + \delta\Delta)$  измерений можно получить значения действительной ( $Q_1$ ) и мнимой ( $Q_2$ ) частей магнитооптического параметра  $Q$  ферромагнетика. Показана возможность получения всех компонент тензора диэлектрической проницаемости для магнитного слоя исследуемого объекта методом магнитоэллипсометрии. Для однородной ферромагнитной полубесконечной среды получены аналитические выражения, связывающие компоненты

тензора диэлектрической проницаемости с измеряемыми эллипсометрическими и магнитоэллипсометрическими углами, для других моделей эта задача решена численно с минимизацией функций симплекс-методом Нелдера-Мида.

### ГЛАВА 3 Апробация методики нахождения компонент тензора диэлектрической проницаемости по экспериментальным магнитоэллипсометрическим данным при анализе структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/Si

#### 3.1 Методика проведения эксперимента

Для демонстрации метода интерпретации данных *in situ* магнитоэллипсометрических измерений был изучен образец в форме поликристаллического слоя железа на поверхности SiO<sub>2</sub>/Si(100) [60, 61]. Процесс предварительной химической обработки подложки SiO<sub>2</sub>/Si(100) описан в [76]. Поликристаллическая пленка Fe была изготовлена путем термического испарения в условиях сверхвысокого вакуума с осаждением на охлажденную подложку внутри установки [16]. Общее время напыления железа составило 10 часов. Все измерения проводились внутри установки. Скорость напыления Fe контролировалась с помощью луча света на длине волны 577 нм. Угол падения при *in situ* измерениях был зафиксирован на 56°. Спектральные измерения эллипсометрических параметров  $\psi$  и  $\Delta$  во время напыления железа проводились в четырехзонном режиме [77]. При проведении магнитоэллипсометрических измерений образец перемагничивался в поле 2 кЭ.

Для определения структурных свойств слоя железа были проведены *in situ* эллипсометрические измерения в отсутствие внешнего магнитного поля в спектральном диапазоне 1,38-5 эВ. Для оценки толщины слоя железа по данным измерений методом *in situ* спектральной эллипсометрии было проведено моделирование образца Fe(слой)/SiO<sub>2</sub>(слой)/Si(подложка) двуслойной моделью. Алгоритм Нелдера-Мида использовался для оптимизации толщины [59, 78]. Значения диэлектрической проницаемости SiO<sub>2</sub>, Si, необходимые для оптимизации, были взяты из экспериментальных



работ [79-81]. В соответствии с оптической моделью для четких границ раздела толщина слоя  $\text{SiO}_2$  составляла  $3,8 \pm 0,2$  нм. Итоговая толщина слоя Fe была  $160,5 \pm 0,8$  нм.

Также во время напыления контролировались оптические свойства образца. Эллипсометрические измерения в отсутствие магнитного поля проводились во время процесса синтеза тонких пленок Fe/SiO<sub>2</sub>/Si, результатом были эллипсометрические параметры  $\psi$  и  $\Delta$ , которые сразу пересчитывались в толщину ( $d$ ), показатель преломления ( $n$ ) и показатель поглощения ( $k$ ) железа. На рисунке 7 можно их увидеть, как функцию времени напыления в течение первых минут роста пленки.

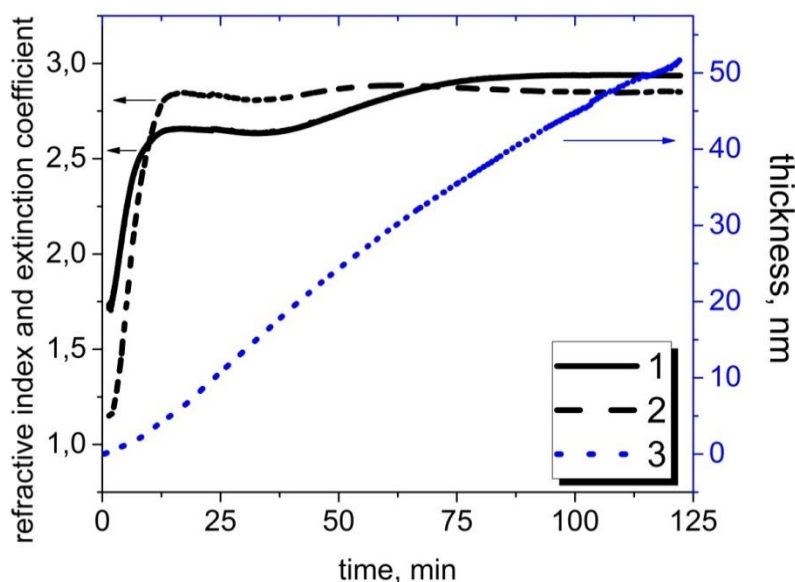


Рисунок 7 – Показатель поглощения  $k$  (1), показатель преломления  $n$  (2) и толщина  $d$  (3) пленки железа, полученные как функция времени напыления и рассчитанные во время синтеза тонкой пленки Fe/SiO<sub>2</sub>/Si

Для анализа эволюции магнитооптических свойств образца были проведены *in situ* измерения экваториального магнитооптического эффекта Керра при перемагничивании образца в поле 2 кЭ. На рисунке 8

представлены экспериментальные значения параметров  $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ , полученные по окончании напыления структуры.

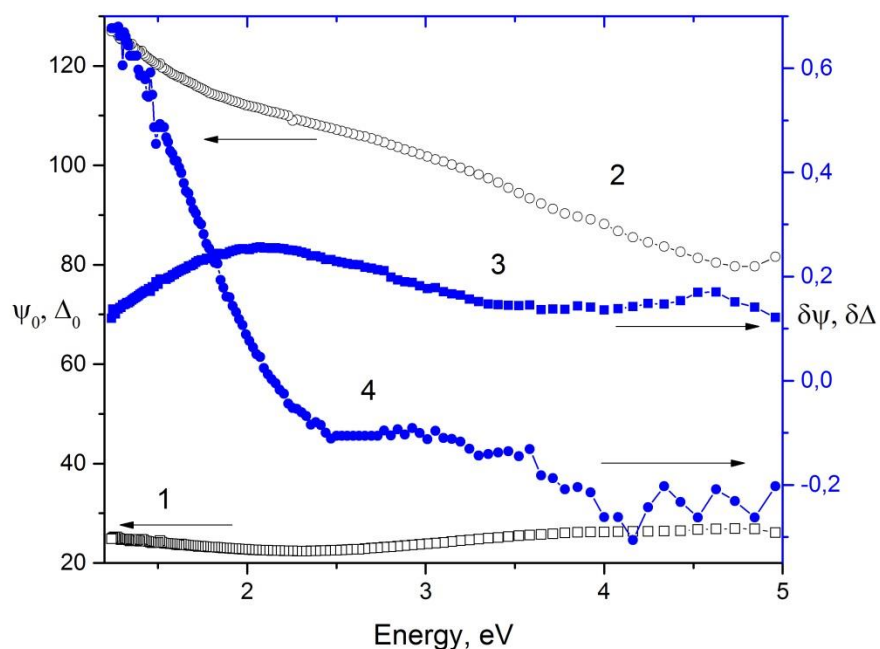


Рисунок 8 – Экспериментальные значения эллипсометрических параметров: 1 -  $\psi_0$ , 2 -  $\Delta_0$ , 3 -  $\delta\psi$ , 4 -  $\delta\Delta$ .

### 3.2 Анализ структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/Si методом *in situ* спектральной магнитооптической эллипсометрии

Исходя из выше описанных экспериментальных данных является возможным получить информацию об оптических и магнитооптических свойствах исследуемой структуры. Для этого все алгоритмы расчета магнитооптического параметра  $Q$  и компонент тензора диэлектрической проницаемости, описанные в главе 2, были реализованы в виде программного кода в среде MATLAB. Описываемые ниже результаты получены с помощью данных программ.

### 3.2.1 Спектральные оптические свойства структуры Fe/SiO<sub>2</sub>/Si

На основе проведенных эллипсометрических измерений без приложения магнитного поля были рассчитаны показатель преломления ( $n$ ) и показатель поглощения ( $k$ ) пленки железа в рамках оптического спектрального диапазона. Результаты представлены на рисунке 9. В виду большой толщины пленки железа, расчет проведен по формуле (22), применяемой для модели однородной полубесконечной среды.

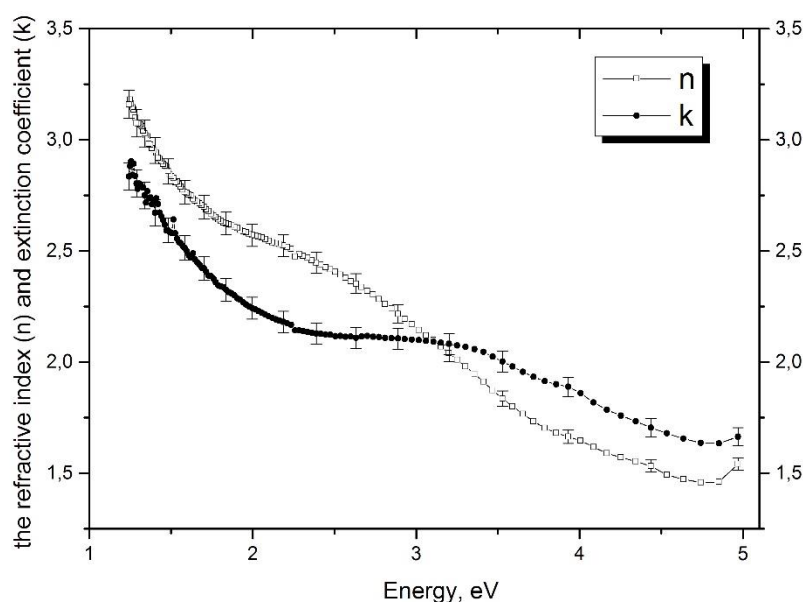


Рисунок 9 – Спектры показателя преломления  $n$  и показателя поглощения  $k$  железа после синтеза тонкой пленки Fe/SiO<sub>2</sub>/Si

### 3.2.2 Спектральные магнитооптические свойства структуры

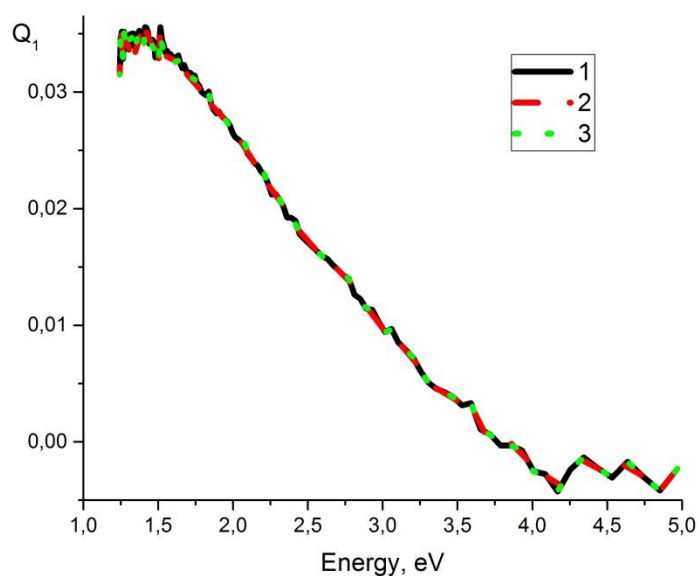
С целью апробации алгоритмов расчета магнитооптического параметра  $Q$  с использованием различных моделей, был рассчитан магнитооптический параметр для данной пленки железа, используя все вышеописанные в главе 2 модели. Результаты представлены на рисунке 10 ниже, где 1 – модель

однородной полубесконечной среды, 2 – модель «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка», 3 – многослойная (в данном случае, частный случай - двухслойная модель «магнитная пленка - немагнитный буферный слой - полубесконечная немагнитная подложка»).

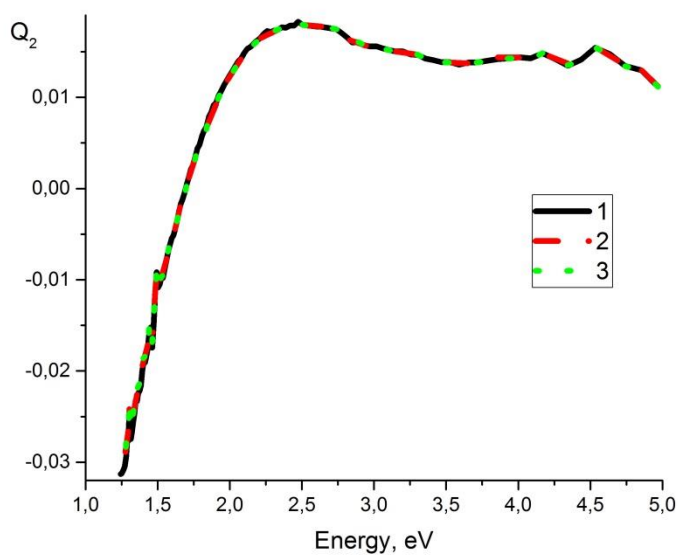
Как видно, результаты совпадают между собой. Это ожидаемо, поскольку пленка имеет толщину 160,5 нм, что существенно превышает глубину проникновения света. В данном случае если бы результаты для более точных моделей давали отклонение от расчетов по самой простой модели, это бы говорило о неточностях написания алгоритмов на ПК. Полученный результат является удовлетворительным и дает право сделать вывод о возможности использования разработанных алгоритмов для расчета  $Q$  для пленок различной толщины.

На рисунке 11 приведено сравнение зависимостей действительной и мнимой частей магнитооптического параметра  $Q$  с литературными данными [14]. В обоих случаях толщина Fe превышает оптическую глубину проникновения света, что позволяет производить сопоставление: толщина исследуемого образца (Fe/SiO<sub>2</sub>/Si) - 160,5 нм, а толщина образца в [14] Fe/Si(100) - 60 нм. Наблюдается качественное согласие. Отличия в кривых на рисунке могут быть вызваны различными технологическими условиями создания образцов и, как следствие, различными спектральными зависимостями оптических постоянных Fe, которые использовались при расчете  $Q$ . Также количественно кривые не идентичны, поскольку, метод эллипсометрии чувствителен вплоть до порядка пяти оптических глубин проникновения света [11], соответственно в исследуемом спектральном диапазоне только толщина слоя Fe нашего образца превышает чувствительность метода, а толщина слоя Fe в [14] преодолевает величину в пять глубин проникновения только в коротковолновом диапазоне. Однако качественное совпадение кривых по спектру показывает наличие характерных оптических переходов во всех экспериментальных работах, что подтверждает достоверность методики для анализа спектральных

магнитооптических свойств различных ферромагнитных пленок с неизвестными оптическими свойствами.



а



б

Рисунок 10 – Значения действительной (а) и мнимой частей (б) магнитооптического параметра Fe  $Q = Q_1 - i Q_2$ , рассчитанные с использованием различных моделей отражающих систем для образца с толщиной Fe 160,5 нм

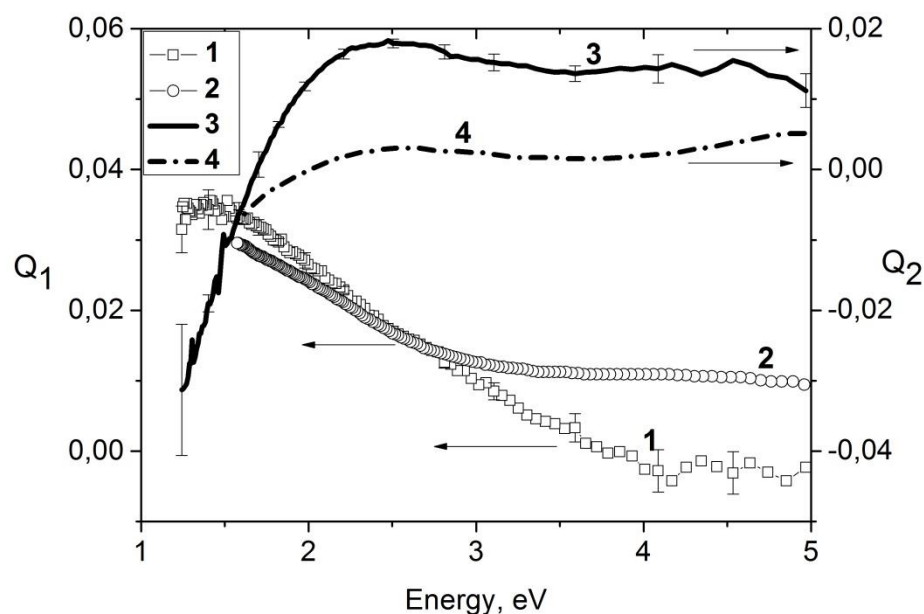


Рисунок 11 – Рассчитанные значения действительной и мнимой частей магнитооптического параметра Fe  $Q = Q_1 - i Q_2$  в сравнении с полученными для Fe в [14]: 1 – рассчитанные значения  $Q_1$ , 2 -  $Q_1$  в [14], 3 – рассчитанные значения  $Q_2$ , 4 -  $Q_2$  в [14]

### 3.3 Анализ компонент тензора диэлектрической проницаемости поликристаллического Fe в структуре Fe/SiO<sub>2</sub>/Si, рассчитанных по экспериментальным магнитоэллипсометрическим данным

Как было сказано выше, получены спектральные зависимости оптических и магнитооптических свойств железа, что позволяет из этих кривых (Рисунок 9 и 10) полностью определить все элементы тензора диэлектрической проницаемости (Рисунок 12 и 13) по формуле (12).

Полученные значения на рисунке 13 сопоставлены с литературными данными [5, 82, 83]. Наблюдается качественное согласие, преимущественно с кривыми, описывающими недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости в работе [5].

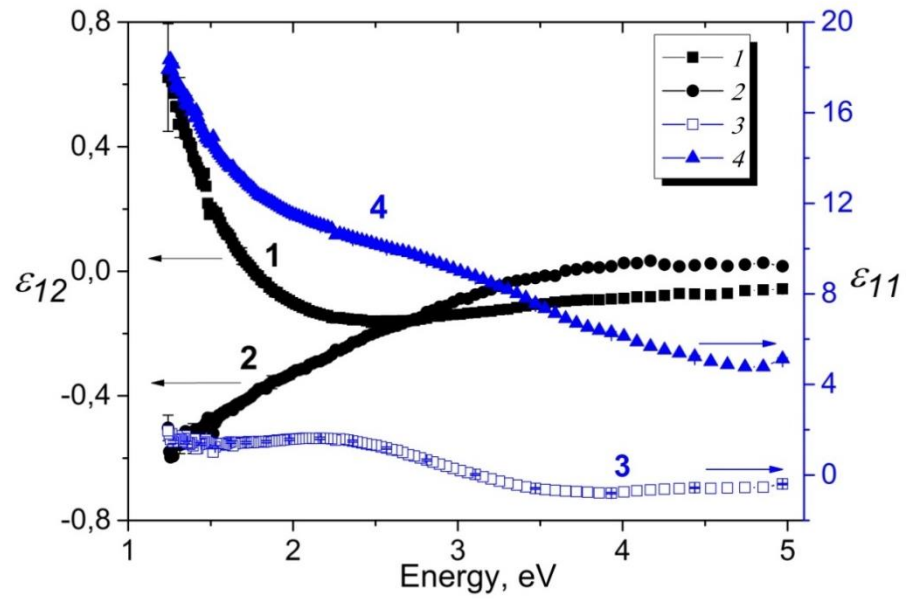


Рисунок 12 – Рассчитанные значения действительной и мнимой части диагональных  $\varepsilon_{11}$  и недиагональных  $\varepsilon_{12}$  элементов тензора диэлектрической проницаемости: 1 -  $\varepsilon''_{12}$ , 2 -  $\varepsilon'_{12}$ , 3 -  $\varepsilon'_{11}$ , 4 -  $\varepsilon''_{11}$

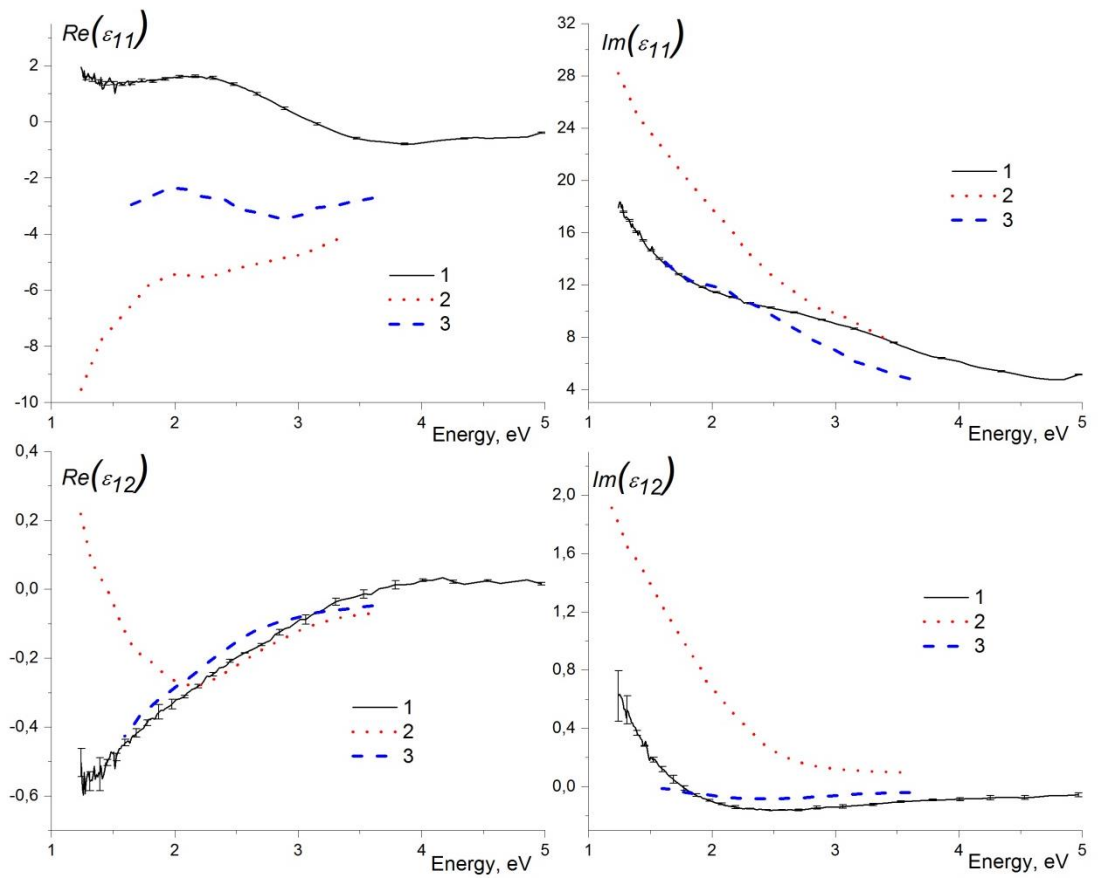


Рисунок 13 – Рассчитанные значения действительной и мнимой части диагональных  $\varepsilon_{11}$  и недиагональных  $\varepsilon_{12}$  элементов тензора диэлектрической

проницаемости в сопоставлении с литературными данными: 1 – вычисления по алгоритмам, описанным в главе 2, 2- литературные данные из работ Г.С. Кринчика [82, 83], 3 – литературные данные из работ G. Neuber [5]

Значения действительной  $Q_1$  и мнимой  $Q_2$  частей магнитооптического параметра  $Q = Q_1 - iQ_2$ , также как и значения показателей преломления ( $n$ ) и поглощения ( $k$ ) ферромагнитного слоя, были получены с использованием данных эллипсометрических ( $\psi_0$  и  $\Delta_0$ ) и магнитоэллипсометрических ( $\psi_0 + \delta\psi$  and  $\Delta_0 + \delta\Delta$ ) измерений. Это означает, что проведение измерений четырех независимых действительных величин ( $\psi_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $\delta\psi$ ,  $\delta\Delta$ ) достаточно для вычисления четырех действительных величин ( $n$ ,  $k$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2$ ) или четырех величин ( $\varepsilon'_{11}$ ,  $\varepsilon''_{11}$ ,  $\varepsilon'_{12}$ ,  $\varepsilon''_{12}$ ).

### 3.4 Выводы к главе

Таким образом, продемонстрирована возможность для одновременной *in situ* характеристики оптических и магнитооптических параметров пленок методом магнитоэллипсометрии без проведения дополнительных *ex situ* измерений. Сопоставление и совпадение спектральных кривых магнитооптического параметра  $Q$ , полученных с привлечением различных моделей отражающих систем, позволяет говорить о возможности использования разработанных и описанных в главе 2 алгоритмов для контроля синтеза тонких пленок.



## **ГЛАВА 4 Экспериментальные исследования методом *in situ* спектральной магнитооптической эллипсометрии тонких поликристаллических пленок Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разными толщинами слоя Fe**

В этой главе приводится результат анализа данных, полученных в ходе эксперимента на ферромагнитных наноструктурах системы Fe(ферромагнитный слой) - SiO<sub>2</sub>(изолирующий слой) - Si(подложка) с различной толщиной слоя Fe и обработанных с использованием различных моделей, в том числе и многослойной модели отражающих систем, содержащей ферромагнитную и неферромагнитную пленки на полубесконечной неферромагнитной подложке [65, 66], а также учитывающей наличие интерфейсов SiO<sub>2</sub>/Fe и Fe/вакуум [84].

Все магнитоэллипсометрические измерения проведены в геометрии, соответствующей экваториальному эффекту Керра. Дополнительно проведено тестирование разработанных алгоритмов на различных спектральных диапазонах в рамках того или иного подхода. Для результатов измерений проведены сравнения с известными литературными данными, например, для пленок железа с результатами из работы [5].

### **4.1 Экспериментальные образцы и методика проведения эксперимента**

Серия из трех экспериментальных образцов была получена методом термического испарения высокочистого железа (99,99+ %) и его осаждения в сверхвысоком вакууме 10<sup>-7</sup> Па (СВВ) на подложку допированного бором монокристаллического кремния толщиной 300 мкм с кристаллографической ориентацией поверхности (100). На поверхности подложки предварительно был химически сформирован слой SiO<sub>2</sub> толщиной не более 2 нм по методу из

работы [85]. Толщина сформированного слоя диоксида кремния измерялась методом спектральной эллипсометрии на воздухе и в дальнейшем использовалась для настройки оптической схемы *in situ* спектральных эллипсометрических измерений, в частности – для определения угла падения зондирующего пучка на образец, используя простую модель «среда – пленка – подложка» с известными дисперсиями оптических постоянных подложки Si и слоя SiO<sub>2</sub>. До осаждения железа подложки SiO<sub>2</sub>/Si(100) отжигались в СВВ до 670 К прямым пропусканием тока с целью очистки поверхности от остаточных газов. После отжига *in situ* спектральные эллипсометрические измерения показали уменьшение толщины слоя SiO<sub>2</sub> в среднем на 0.6 нм, что предположительно вызвано близкими дисперсиями оптических постоянных воды и диоксида кремния при субнанометровых толщинах и десорбцией воды с поверхности подложки при отжиге.

Испарение железа в СВВ осуществлялось автотигельным методом с электронно-лучевым нагревом. Технологические условия осаждения Fe и параметры подложек для всех трех образцов были идентичными, с разницей только по времени осаждения Fe. Осаждение Fe и последующие *in situ* измерения проводились с применением специального держателя образца [16] при комнатной температуре. Скорость потока Fe была заранее откалибрована по данным рентгеноспектрального флуоресцентного анализа (РСФА) с использованием анализатора ARL QUANT'X (Thermo Scientific) и составляла около 1.3 нм/мин. Для получения дополнительных данных о толщине и химическом составе пленок Fe все образцы впоследствии исследовались методом РСФА в пересчете плотности железа при нормальных условиях 7,874 г/см<sup>3</sup>. Толщины Fe по данным РСФА для образцов 1, 2 и 3 составили 77,0±0.6, 33,5±0,6 и 11,5±0,6 нм, соответственно. Результаты измерений толщин SiO<sub>2</sub> по данным спектральной эллипсометрии для всех трёх образцов равны 0,7±0,2, 1,8±0,2 и 1,0±0,2 нм.

Третий образец с наименьшей толщиной слоя дополнительно исследовался методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) на сколе

(рисунок 14) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС) с послойным травлением образца ионами аргона (рисунок 15).

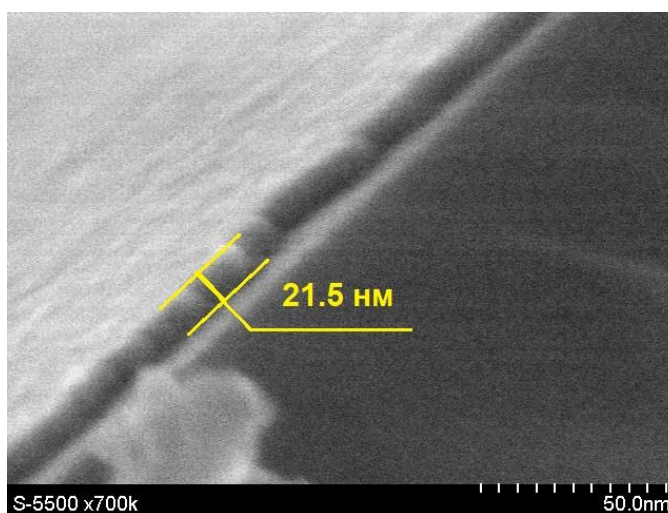


Рисунок 14 – РЭМ изображение скола образца №3 в режиме рассеянных электронов. Угол кадра  $28,1^\circ$  к нормали поверхности образца, энергия электронов 5 кэВ

РЭМ проводилась на сканирующем электронном микроскопе сверхвысокого разрешения Hitachi FE-SEM S-5500 в Красноярском региональном центре коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН. По фотографии РЭМ отчетливо наблюдаются границы поликристаллической пленки с гранью монокристалла кремния. Инструментальная погрешность измерения толщины пленки составляет порядка  $\pm 1,5$  нм.

Рентгеновские фотоэлектронные спектры были записаны в Красноярском региональном центре коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН с помощью фотоэлектронного спектрометра SPECS (Германия) с полусферическим энергоанализатором PNOIBOS 150 MCD 9 при возбуждении излучением  $Mg K_\alpha$  (1253,6 эВ) магниевого анода рентгеновской трубки и нормального угла регистрации фотоэлектронов. Энергии пропускания энергоанализатора были равны 20 эВ для обзорных спектров и 8 эВ – для спектров высокого разрешения. Для получения профиля распределения элементов по глубине использовался растровый источник

ионов аргона PU-IQE 12/38 (SPECS), энергия ионов аргона 2,6 кэВ, ионный ток 60 мкА, что соответствует скорости распыления порядка 2 нм/мин. Обработку спектров выполняли с помощью программного пакета CasaXPS.

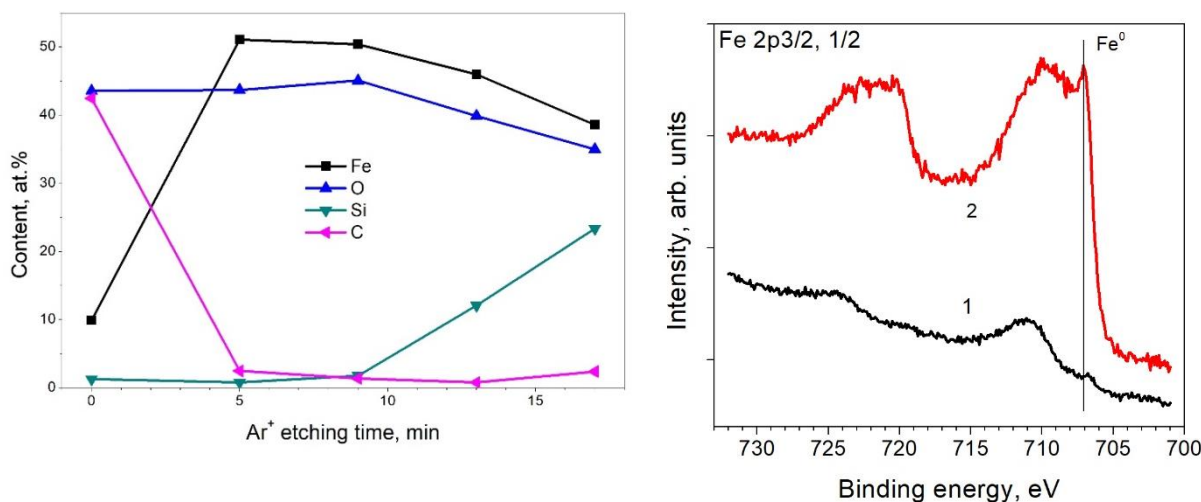


Рисунок 15 – РФС с послойным травлением образца ионами аргона: 1 – без ионного травления, 2 – после 5 мин травления ионами Ar<sup>+</sup>

Спектры Fe 2p показывают наличие металлического железа с энергией связи ~706,8 эВ и, вероятно, нескольких оксидных фаз, содержащих, после удаления поверхностного сильно окисленного слоя ионным травлением, Fe<sup>3+</sup> и Fe<sup>2+</sup>. Доля металлического железа в спектрах растет по мере травления от ~20 до ~50%. Наличие значительной доли углерода и кислорода в структуре пленки вызвано воздействием атмосферы на образец после его извлечения из СВВ и при исследовании *in situ* данные примеси не учитывались. Атомарная концентрация железа согласуется с данными РСФА и РЭМ.

Магнитоэллипсометрические измерения проводились по схеме, описанной в разделе 1.5. Проведение *in situ* спектральных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических измерений осуществлялось непосредственно после синтеза структур Fe/SiO<sub>2</sub>/Si(100) в СВВ технологической камеры. Применялся быстродействующий спектральный эллипсометр Эллипс-1891 с приставкой для задания

магнитного поля на образце [86]. Поле ферромагнитного насыщения образца задавалось  $\pm 2$  кЭ по результатам предварительных измерений петли перемагничивания.

#### **4.2 Обработка экспериментальных магнитоэллипсометрических данных для различных моделей отражающих ферромагнитных наноструктур**

В данном разделе приведено сравнение значений магнитооптического параметра  $Q$ , рассчитанного с использованием трех моделей, описанных в главе 2, – расчет с использованием модели однородной полубесконечной среды для объемного ферромагнитного образца на немагнитной подложке, модели «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка», модели двухслойной среды для образца с одним ферромагнитным слоем.

При этом в зависимости от оптической толщины анализируемой ферромагнитной структуры приходится делать выбор в пользу той или иной магнитооптической модели из-за влияния глубины проникновения света, а также учета погрешности.

Экспериментальную проверку применимости и сравнительный анализ трех разработанных магнитооптических моделей удобно провести по соответствию расчета магнитооптического параметра  $Q$  с помощью трех моделей с его экспериментальной погрешностью. Абсолютная погрешность величины  $Q$  рассчитывается, как погрешность косвенных измерений. Аналогичным образом рассчитывается абсолютная погрешность компонент тензора диэлектрической проницаемости.

Важно отметить, что случайная аппаратная погрешность измерений эллипсометрических углов имеет некоторую спектральную зависимость и в простейшем случае пропорциональна отношению среднеквадратического шума электронной схемы аналого-цифрового преобразователя (АЦП) к полезному сигналу, снимаемому с фотоприемников. Полезный сигнал

представляет из себя произведение спектров излучения источника света, оптического пропускания всех элементов оптической схемы и тока кремниевого фотодиода при постоянной мощности падающего света. Итоговая спектральная зависимость фототока на фотоприемниках для используемого спектрального эллипсометра с ксеноновой лампой обычно имеет широкий максимум в районе 470 нм и несколько узких пиков в ближней инфракрасной области. Шумы электронной схемы АЦП, в свою очередь, не зависят от состояния монохроматора и имеют постоянную величину во всем спектральном диапазоне. При интегральной мощности в единицы мВт падающего на фотоприемники излучения, спектральная зависимость случайной аппаратной погрешности принимает вид пологого плато минимальных значений в диапазоне от 400 до 800 нм с несколькими «всплесками» в диапазоне от 850 до 1000 нм.

Расчет оптических показателей проводился в программе Спектроскан (Version 1.10). Для расчета использовались данные по спектральной зависимости  $\varepsilon_{11}$  для  $\text{SiO}_2$  из работы [80], в свою очередь диэлектрическая проницаемость кремния была получена из эллипсометрических измерений монокристаллической подложки Si(100) при комнатной температуре с учетом шероховатого оксидного слоя по методике из работы [16] в спектральном диапазоне от 1,38 до 3,45 эВ. Возможность применения данных по спектральной зависимости  $\varepsilon_{11}$  для объемного  $\text{SiO}_2$  из работы [80] показана в работе [76], где по эллипсометрическим измерениям пленок  $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$  с привлечением объемных данных для  $\varepsilon_{11}$  была получена толщина слоя оксида кремния, совпадающая с прямыми измерениями методом электронной микроскопии. Суммарная толщина слоя Fe при проведении расчетов  $\varepsilon_{11}$  соответствовала данным результатов РСФА.

### 4.2.1 Анализ роли толщины слоя Fe

На рисунках 16-18 представлены результаты расчета параметра  $Q$  из измерений спектральной магнитоэллипсометрии по всем трем магнитооптическим моделям для всех трех образцов, соответственно. Символ **a** на графиках обозначает расчет с использованием модели однородной полубесконечной среды для объемного ферромагнитного образца на немагнитной подложке, **b** - расчет с использованием модели «среда – тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка», **c** - расчет с использованием модели двухслойной среды «ферромагнитная пленка - немагнитный буферный слой - полубесконечная немагнитная подложка».

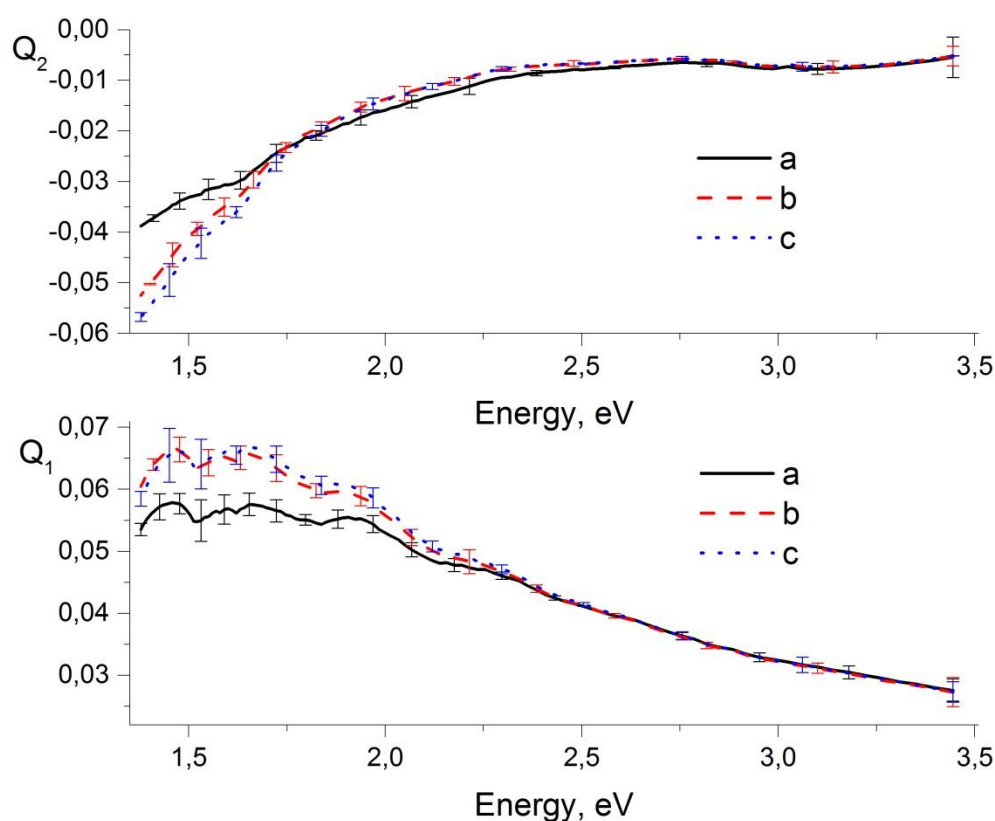


Рисунок 16 – Результаты расчета магнитооптического параметра Фогта  $Q$  по моделям **a**, **b**, **c** для первого образца с толщиной слоя Fe 77,0 нм

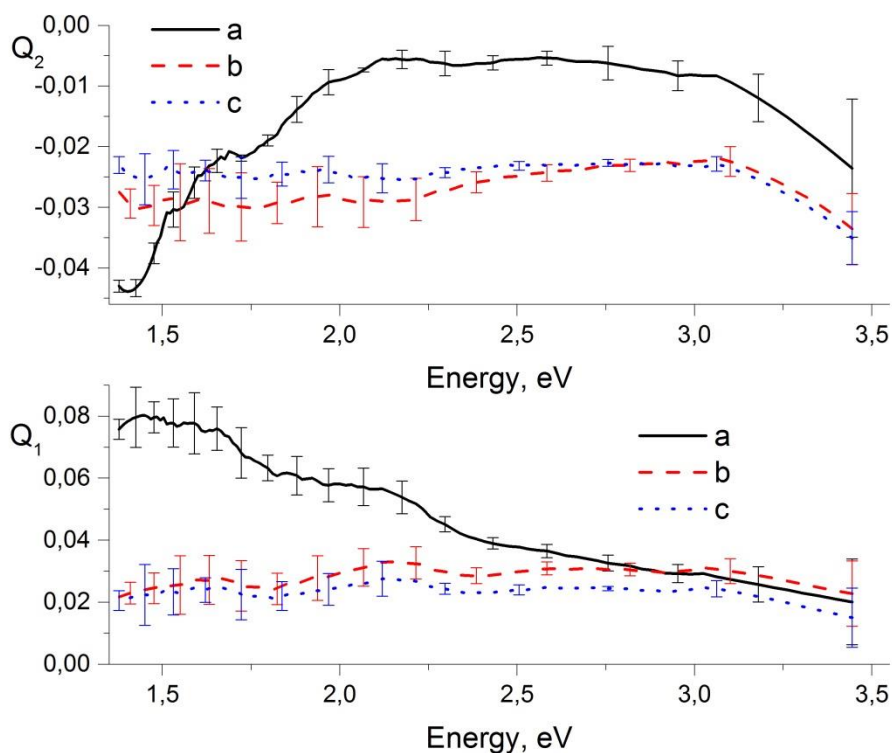


Рисунок 17 – Результаты расчета магнитооптического параметра Фогта  $Q$  по моделям **a**, **b**, **c** для второго образца с толщиной слоя Fe 33,5 нм

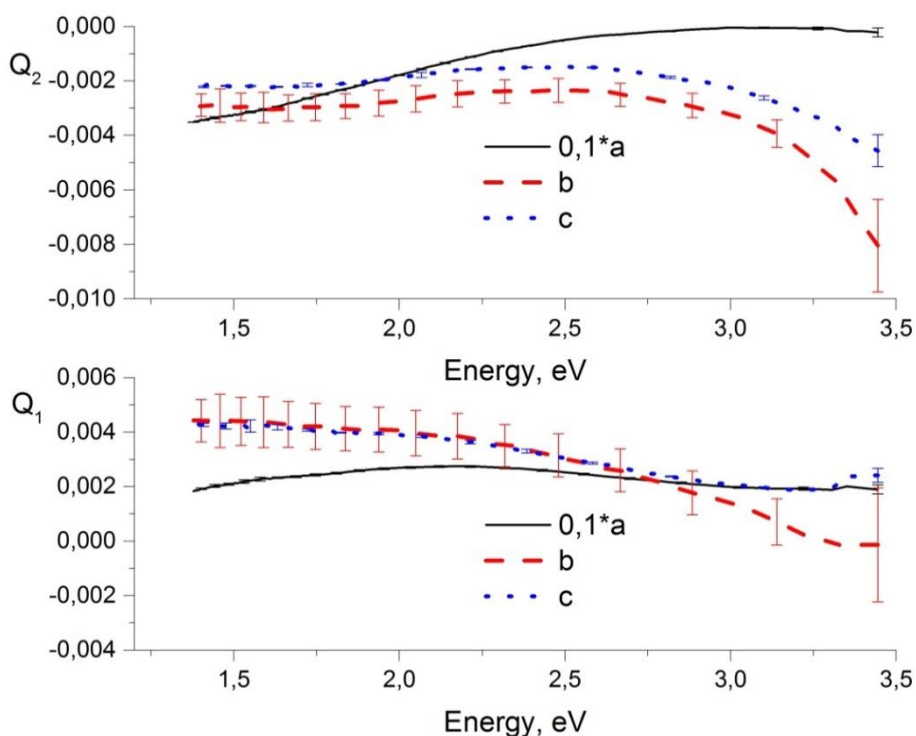


Рисунок 18 – Результаты расчета магнитооптического параметра Фогта  $Q$  по моделям **a**, **b**, **c** для третьего образца с толщиной слоя Fe 11,5 нм (данные, полученные по модели **a**, разделены на 10)



Важно отметить, что спектральные зависимости величины  $Q_1$ , полученные по модели «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка» и двухслойной модели, одинаковы в пределах погрешности почти во всём исследуемом диапазоне для всех трех образцов (кроме интервала вблизи 2,76 эВ для образца №2). Иная картина наблюдается для мнимой части магнитооптического параметра. Для  $Q_2$  спектральные зависимости, полученные с помощью модели однородной полубесконечной среды расходятся с другими спектральными зависимостями для всех образцов, причем для тонких образцов расхождение наблюдается на большем диапазоне энергий. Спектральная зависимость  $Q_2$ , полученная с привлечением модели полубесконечной среды, расходится с результатами остальных моделей для образца №1 в диапазоне менее 1,65 эВ. Модель «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка» и двухслойная модель пересекаются между собой для образца №2 почти на всем спектральном диапазоне, для образца №3 эти две модели расходятся на всем исследуемом диапазоне, но при этом они качественно близки.

Соответственно, в целом при расчете комплексного магнитооптического параметра для образца с толщиной магнитного слоя 77,0 нм при анализе экспериментальных данных достаточно ограничиться моделью полубесконечной среды для энергий падающего излучения выше 2 эВ, для более низких энергий необходимо учитывать наличие подложки (см. Рисунок 16). При этом, на основании Рисунка 17 можно говорить о том, что для образца с толщиной магнитного слоя 33,5 нм модель однородной полубесконечной среды не работает, модели «среда - тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка» и «ферромагнитная пленка - немагнитный буферный слой - полубесконечная немагнитная подложка» дают практически совпадающий результат для комплексного магнитооптического параметра. Из рисунка 18 следует, что для образца №3 двухслойная модель более

точная, чем модель полубесконечной среды и модель «среда – тонкая ферромагнитная пленка - немагнитная подложка».

На графиках видно, что толщина ферромагнитного слоя оказывает значительное влияние на результаты расчета по всем трем моделям. Расхождение кривых на различных участках спектра коррелирует с глубиной проникновения света в материале. При уменьшении толщины пленки железа уменьшается и длина волны зондирующего излучения, при которой расхождения зависимостей величин  $Q_1$  и  $Q_2$  между моделями начинают превышать величину экспериментальной погрешности измерений. Если построить спектральную зависимость глубины проникновения света в железе для образца №1 с наибольшей толщиной Fe (рисунок 19), рассчитанную в соответствии с глубиной проникновения электромагнитных волн [11] по формуле:

$$d_p = \lambda / (4\pi k), \quad (221)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения,  $k$  – коэффициент поглощения, и рассмотреть спектральные точки наложения  $Q_1$  и  $Q_2$  из всех трех моделей, то можно сделать вывод о применимости: модели однородной полубесконечной ферромагнитной среды – в спектральном диапазоне более 2 эВ, при этом энергия 2 эВ соответствует глубине проникновения света 18 нм. Таким образом, толщина слоя Fe 77,0 нм кратна  $\sim 4,3$  глубины проникновения для модели полубесконечной среды, что согласуется с оценками чувствительности метода эллипсометрии в  $\sim 5$  глубин проникновения из работы [11]. Для образцов №2 и 3 толщина слоя железа сопоставима с глубиной проникновения света, что требует учета отражения от внутренних слоев.

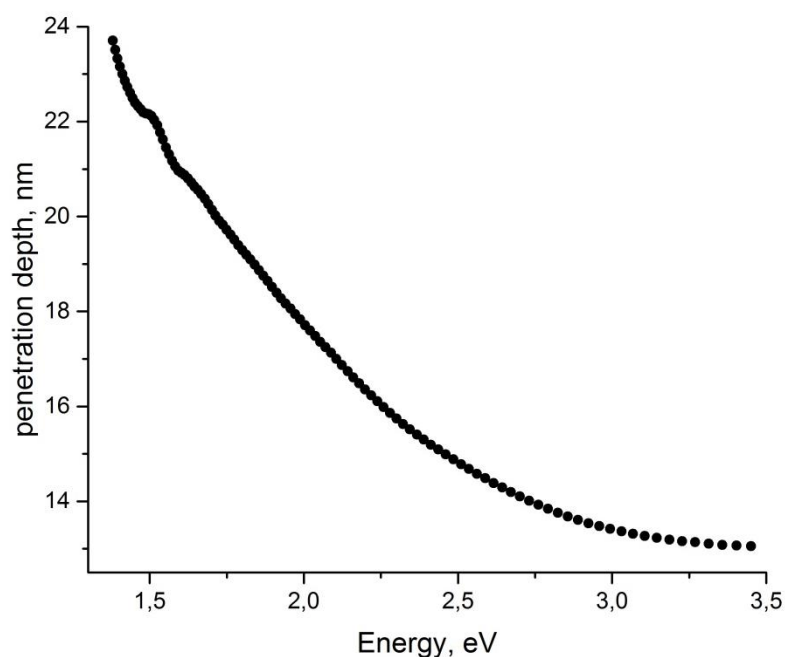


Рисунок 19 – Спектральная зависимость глубины проникновения света в Fe по данным спектральной эллипсометрии для образца №1

#### 4.2.2 Анализ влияния интерфейсов SiO<sub>2</sub>/Fe и Fe/вакуум

Учитывая, что реальные многослойные наноструктуры не обладают математически-гладкими межслоевыми границами, было проанализировано влияние двух дополнительных перемешанных ("intermix") слоев (рисунок 20), одинаковых для всех образцов: 1) на границе Fe/SiO<sub>2</sub>, толщиной 0,12 нм с содержанием железа 50%; 2) на границе Fe/вакуум, толщиной 0,58 нм с содержанием железа 50%. Толщины перемешанных слоев выбраны в соответствии со среднеквадратической шероховатостью, полученной из атомно-силовой микроскопии и соответствуют данным для аналогичных структур из работы [76]. Объемная доля Fe с постоянной по глубине величиной 50% выбрана для простоты расчета модели перемешанного слоя. Кроме того, магнитооптический вклад от обоих переходных слоев в данной работе не учитывался, так как в дополнительных экспериментах нами было обнаружено, что при усредненных толщинах поликристаллического слоя Fe менее 6 нм на SiO<sub>2</sub> при *in situ* магнитоэллипсометрических измерениях

магнитооптический вклад становится соизмеримым со среднеквадратической погрешностью эллипсометрических измерений. В литературе имеются данные о магнитооптических измерениях и гораздо более тонких ферромагнитных пленок (например, [87], где измерения проводились *ex situ*), однако в этой работе производились *in situ* спектральные магнитоэллипсометрические измерения с применением монохроматора и ксеноновой дуговой лампы высокого давления в качестве источника света, что технически позволяет добиться яркости зондирующего луча в среднем не более  $10^{-2}$  от яркости лазера. Если учесть дополнительное отражение луча от оптических окон технологической камеры синтеза и большой оптический путь от образца до фотоприемника по сравнению с настольной конфигурацией, то итоговая интенсивность луча может быть в  $10^3$  раз меньше чем у лазерного магнитоэллипсометра даже на длине волны  $\sim 500$  нм, соответствующей максимуму интенсивности свечения ксеноновой лампы. Логичным решением было бы увеличить время накопления сигнала, однако в этом случае возрастает вероятность адсорбции остаточной атмосферы на поверхность образца и образования оксидной пленки. Поэтому в проводимых расчетах учитываем переходные перемешанные слои с толщиной не более 0,6 нм, но не имеем оснований считать их магнитными.

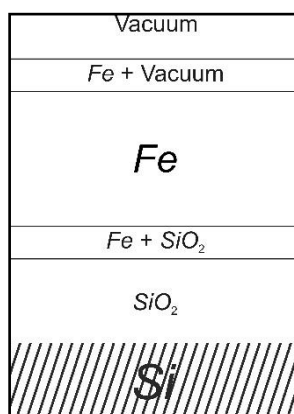


Рисунок 20 – Схематическое представление используемой модели экспериментального образца

Особенности электронной структуры на математических границах переходных слоев и граничащих материалов в данной работе не учитывались, так как изменение концентрации по толщине предполагается плавным, а «материалы» слоев имеют единое происхождение.

Для описания пограничных слоев, в данном случае перемешанных слоев между Fe и SiO<sub>2</sub> или Fe и вакуумом, в двухслойную (или в общем случае многослойную) модель структуры можно вводить дополнительные слои, диэлектрическую проницаемость которых описывает модель Бруггемана [11, 88]:

$$(1 - c_1) \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon}{\varepsilon_0 + 2\varepsilon} + c_1 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon} = 0, \quad (222)$$

где  $\varepsilon_1$  – включения (неоднородности),  $\varepsilon_0$  – матрица, в которой находятся неоднородности,  $c_1$  – объемная концентрация неоднородностей,  $\varepsilon$  – эффективная среда.

Именно так и было сделано. По данным эллипсометрии для всех образцов были рассчитаны спектральные зависимости магнитооптического параметра  $Q$  и комплексной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  Fe численным методом на основе модели двухслойной среды для образца с одним ферромагнитным слоем, которая не учитывает перемешанные слои, и на основе многослойной модели с одним ферромагнитным слоем с учетом перемешанных слоев на интерфейсах. Для расчета перемешанных слоев применялась модель Бруггемана (222), что позволило учесть шероховатость границ раздела. Далее был проведен сопоставительный анализ расчетов, проводимых по двум моделям. Результаты приведены на рисунках 21-23 ниже.

Символ **c** на графиках обозначает расчет с использованием двухслойной модели без учета интерфейсов, **d** - расчет с использованием

многослойной модели, учитывающей наличие интерфейсов SiO<sub>2</sub>/Fe, Fe/вакуум.

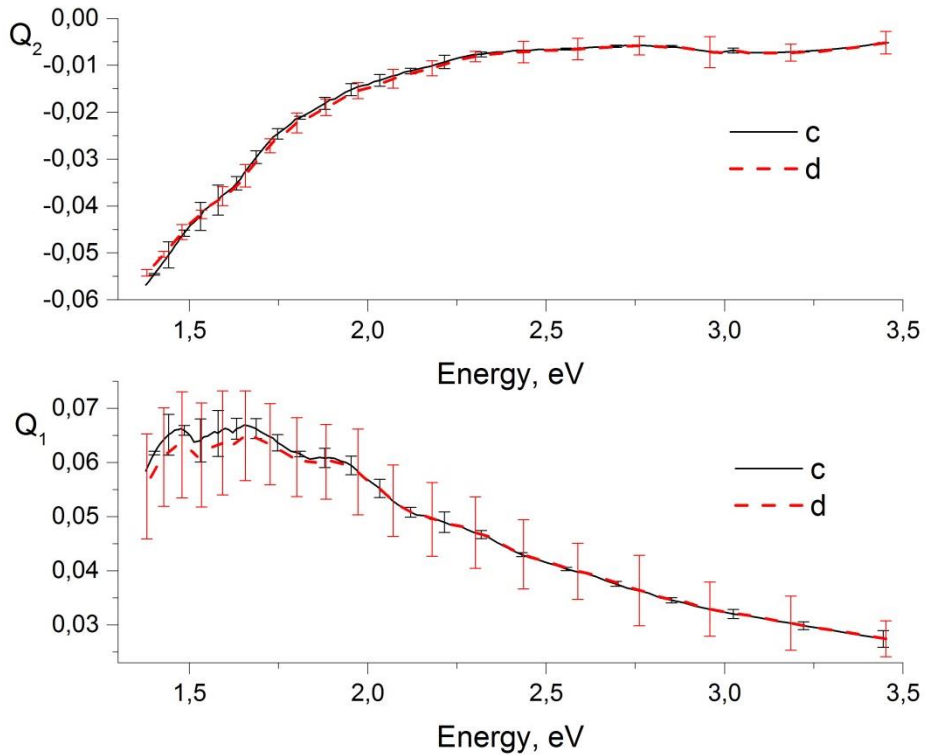


Рисунок 21 – Результаты расчета магнитооптического параметра Фогта  $Q$  слоя Fe по моделям **c** и **d** для первого образца с толщиной слоя Fe 77,0 нм

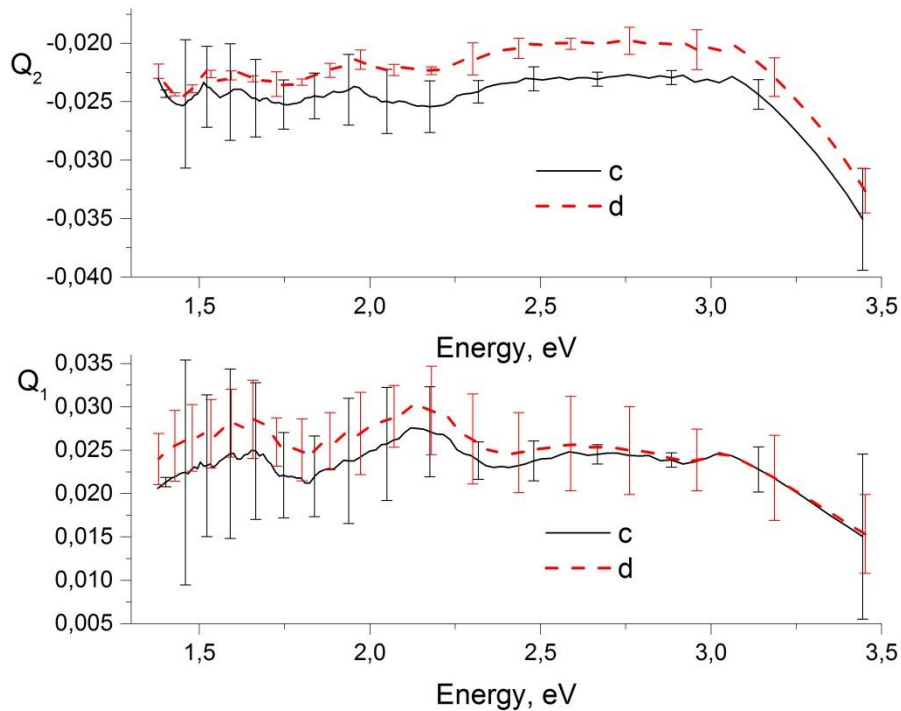


Рисунок 22 – Результаты расчета магнитооптического параметра Фогта  $Q$  слоя Fe по моделям **c** и **d** для второго образца с толщиной слоя Fe 33,5 нм

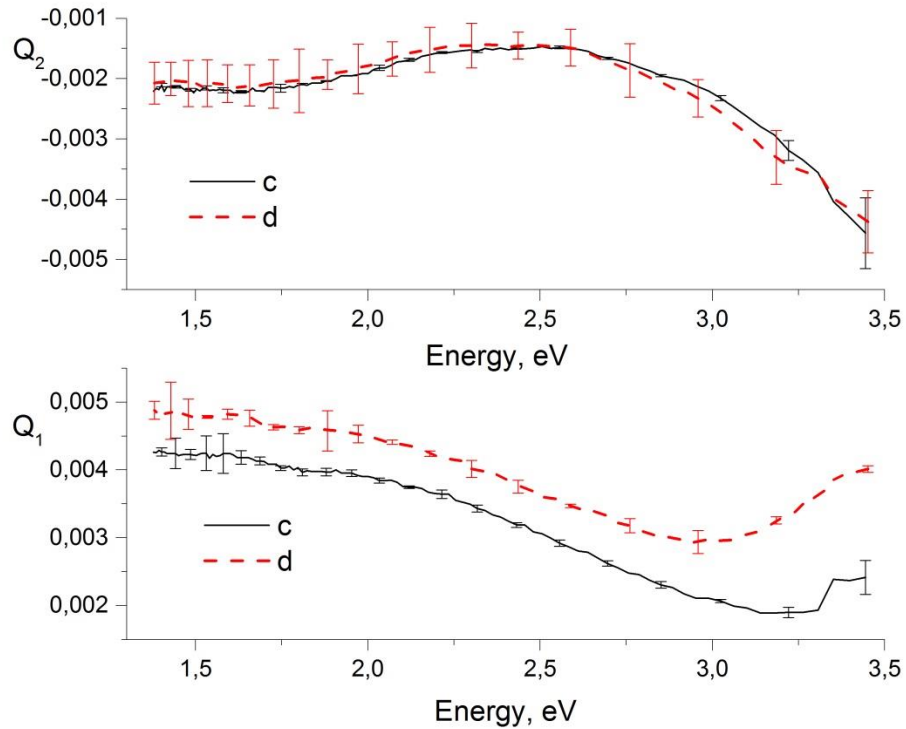


Рисунок 23 – Результаты расчета магнитооптического параметра Фогта  $Q$  слоя Fe по моделям **c** и **d** для третьего образца с толщиной слоя Fe 11,5 нм

На рисунках 24 и 25 показаны дисперсионные зависимости комплексных  $\varepsilon_{11}$  и  $\varepsilon_{12}$ , вычисленные для сплошного ферромагнитного слоя Fe всех трех образцов используя многослойную модель **d** с учетом перемешанных слоев на интерфейсах и более простую двухслойную модель **c**, не учитывающую «intermix» слои Fe/SiO<sub>2</sub> и Fe/vacuum, по результатам магнитоэллипсометрических измерений. При сопоставлении результатов расчетов с применением этих двух моделей оказывается, что разница между недиагональными компонентами  $\varepsilon_{12}$  была наиболее ярко выражена в длинноволновой области и возрастала с уменьшением толщины слоя железа. Диагональные компоненты  $\varepsilon_{11}$  при этом оказались равны в пределах экспериментальной погрешности для каждого образца вне зависимости от толщины слоя железа.

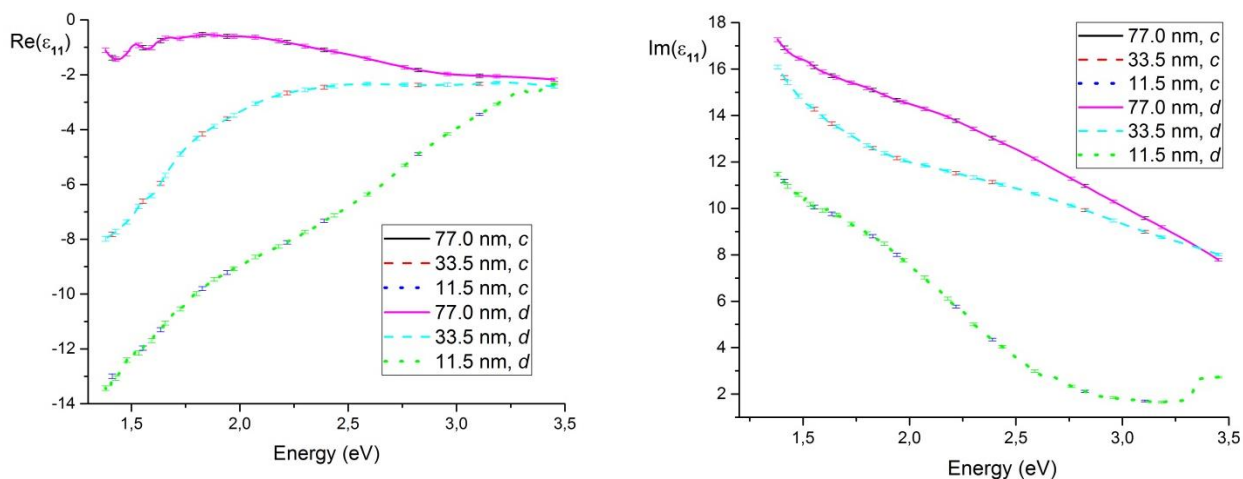


Рисунок 24 - Сопоставление расчетов действительной и мнимой компонент  $\epsilon_{11}$  слоя Fe по моделям **c** и **d**

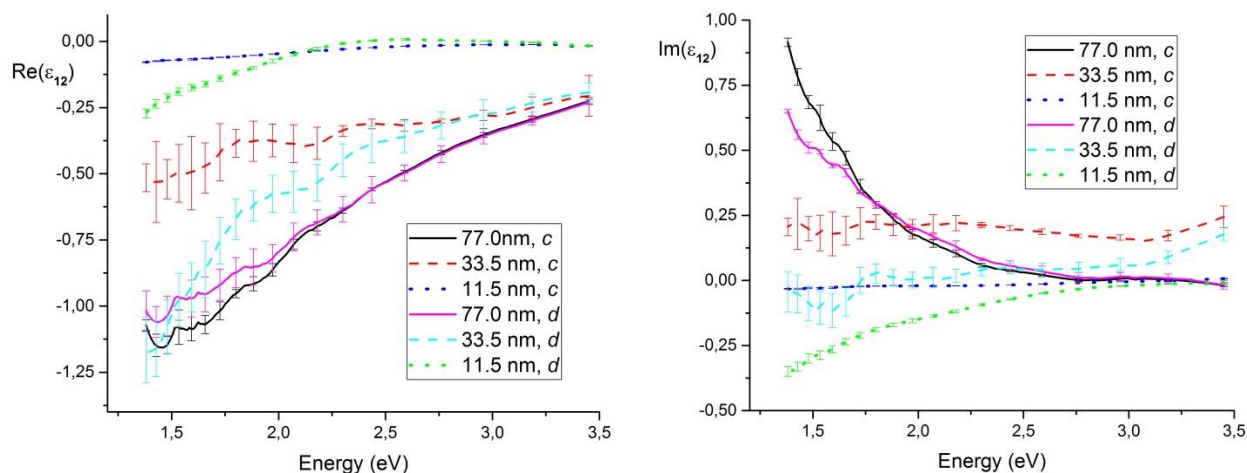


Рисунок 25 - Различия расчетов действительной и мнимой компонент  $\epsilon_{12}$  слоя Fe по моделям **c** и **d**

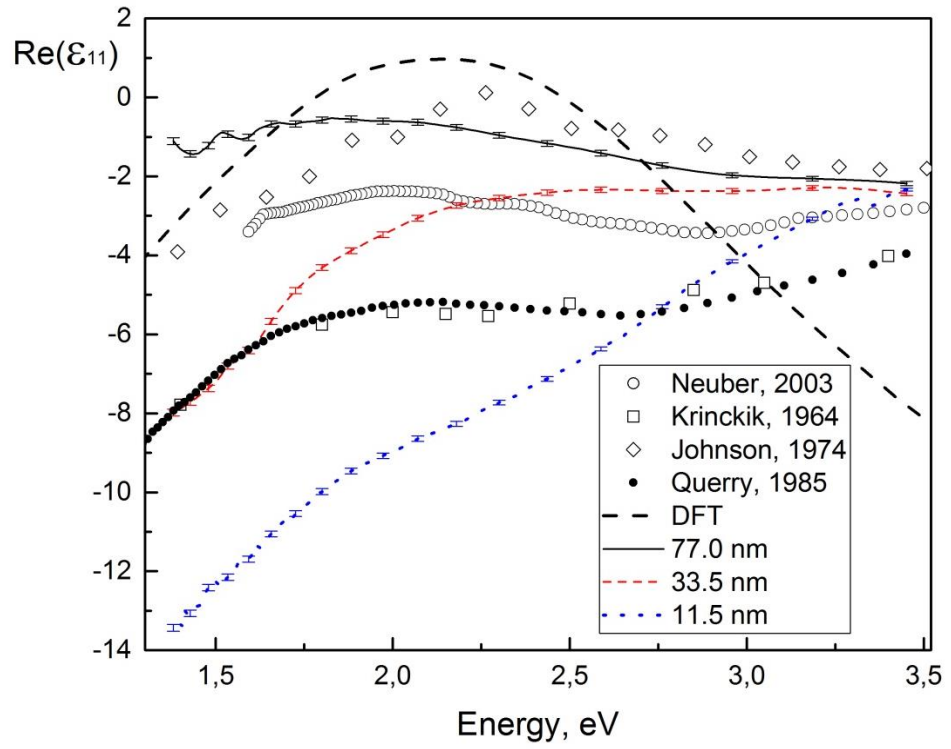
Из Рисунков 21-25 видно, что для образца №1, как и ожидалось, многослойная модель **d**, учитывающая intermix слои, является избыточной, для образца №2 – в диапазоне 2,2 - 3 эВ многослойная модель является более предпочтительной, чем модели **b** и **c**, а для наиболее тонкого образца наилучшей моделью на всем спектральном диапазоне является многослойная модель **d**, где слои Fe-SiO<sub>2</sub> разделены перемешанным слоем и учитывается дополнительный немагнитный перемешанный слой на границе Fe/вакуум.



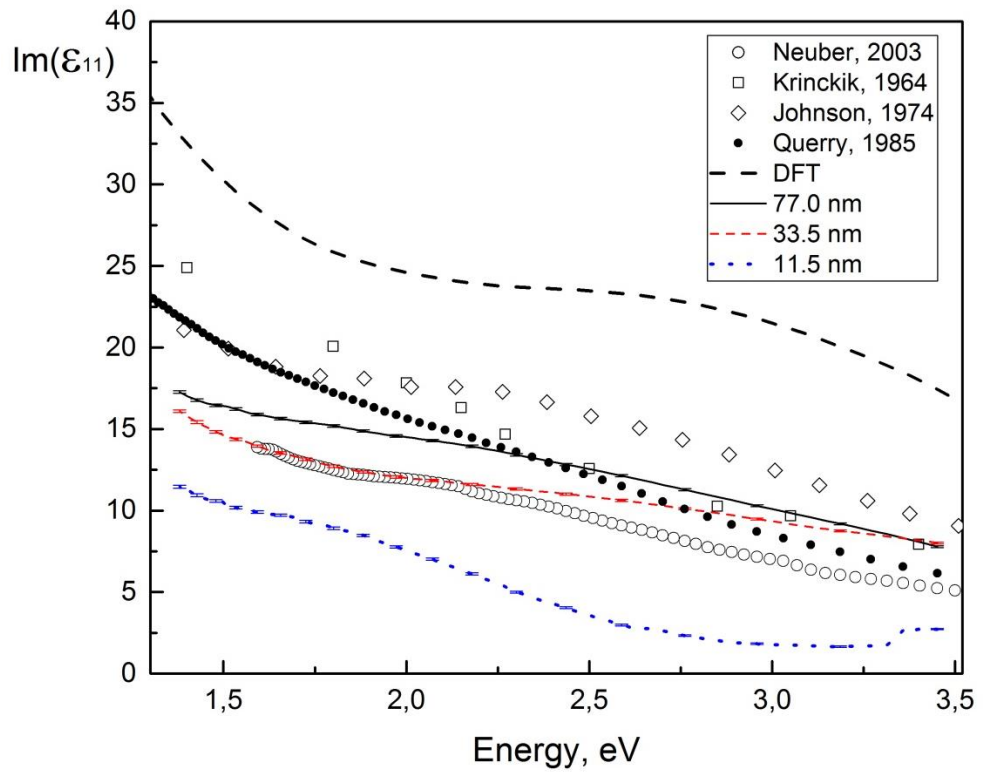
Поскольку многослойная модель с учетом перемешанных слоев наиболее полно описывает реальную структуру всех образцов, далее в разделах 4.3 и 4.4 анализируются компоненты тензора  $\varepsilon$ , рассчитанного с применением именно этой модели.

### **4.3 Анализ диагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости**

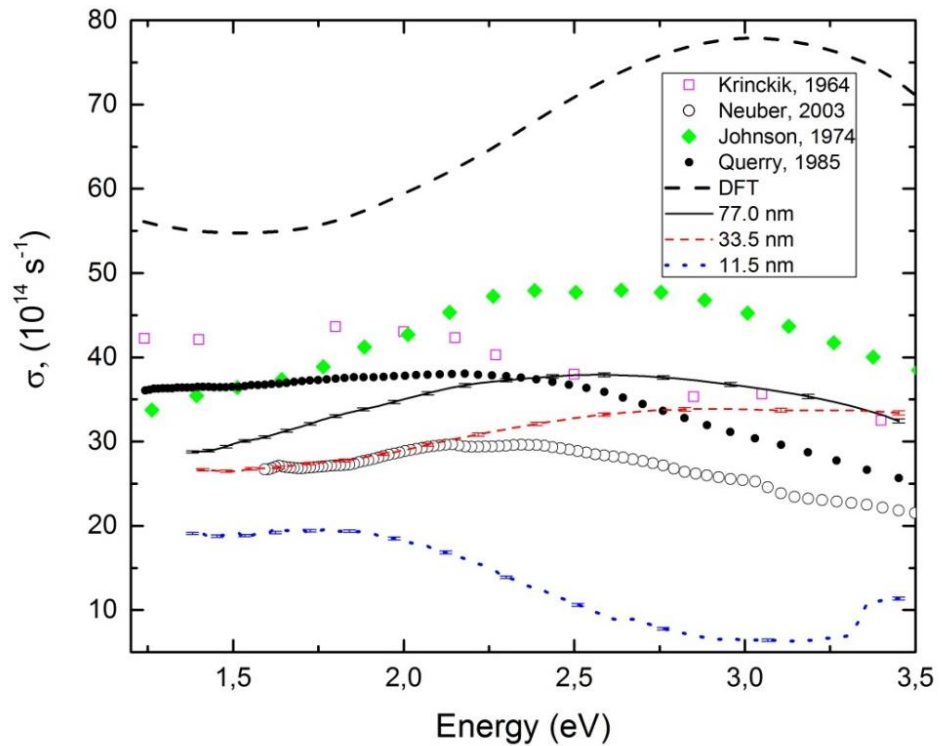
На рисунке 28 представлены результаты расчета  $\varepsilon_{11}$  слоя Fe для всех трех образцов по данным эллипсометрических измерений в спектральном диапазоне от 1,38 до 3,45 эВ совместно с результатами теоретического расчета и измерений других авторов. Теоретический расчёт тензора диэлектрической проницаемости Fe выполнен в работе [84] на основе теории функционала плотности (DFT) [89] в программном пакете VASP [90], в рамках обобщённого градиентного приближения GGA [91], с использованием обменно-корреляционного потенциала PBE, метода проектирования присоединённых волн [92] и с учётом спин-орбитального взаимодействия. Базис плоских волн ограничивался энергией обрезания 520 эВ. Для разбиения зоны Бриллюэна использовалась сетка  $18 \times 18 \times 18$  по схеме Монхорста-Пака [93]. Диагональные и недиагональные компоненты диэлектрического тензора были вычислены в приближении случайных фаз без учёта эффектов локального поля [94]. При суммировании учитывались только вертикальные межзонные переходы, параметр уширения равнялся 0,3 эВ. Теоретический расчет проводился для объемной среды без влияния температуры.



a



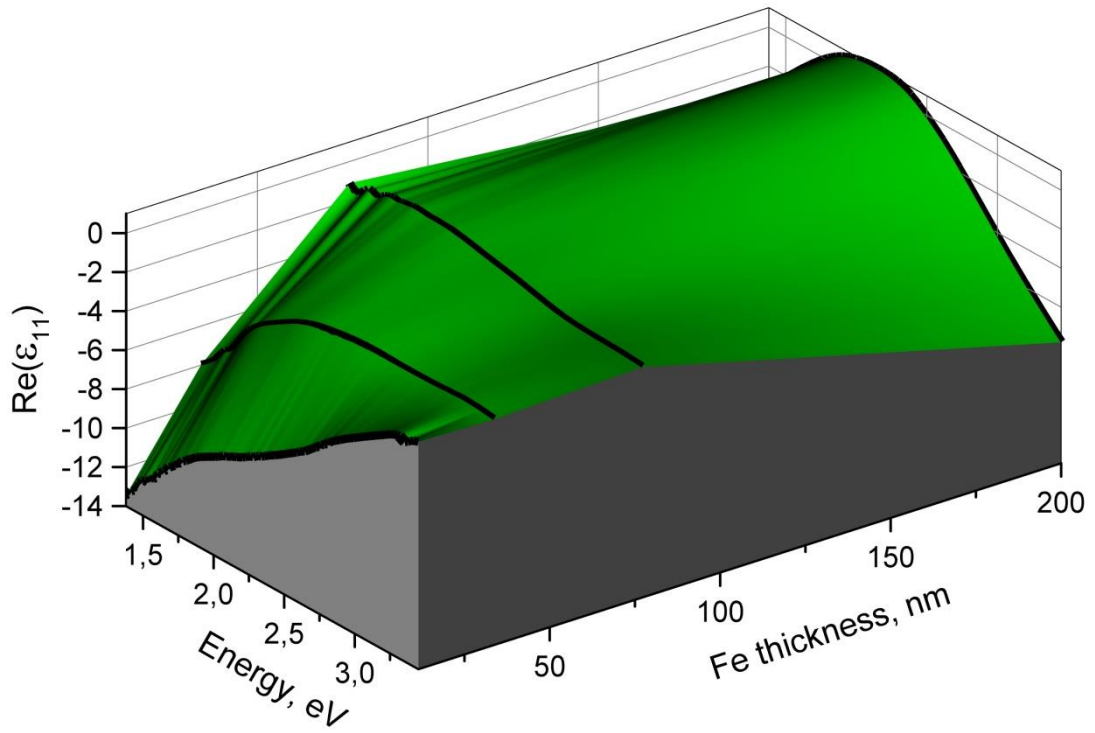
b



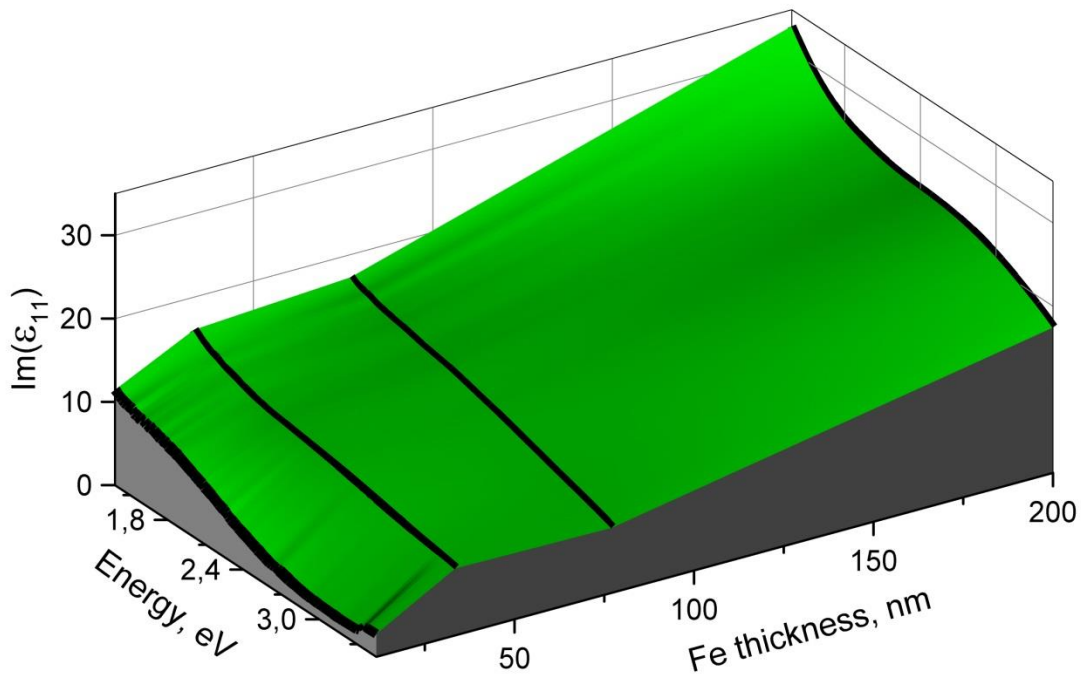
в

Рисунок 26 – Дисперсии действительной (а) и мнимой (б) компонент  $\varepsilon_{11}$  и дисперсия оптической проводимости (в) Fe для трех образцов различной толщины слоя, рассчитанные из данных *in situ* спектральной эллипсометрии и в рамках DFT в сравнении с литературными данными: Г.С. Кринчик [82] и M.R. Querry [95] - объемные образцы, G. Neuber [5] - пленки Fe толщиной 60 нм, P.V. Johnson [79] – среднее значение для пленок толщиной от 29 до 38 нм

Ниже на рисунке 27 представлены зависимости полученных по многослойной модели  $\mathbf{d}$  компонент тензора диэлектрической проницаемости в зависимости от энергии падающего излучения и толщины слоя железа. Черные жирные линии соответствуют толщинам железа 11,5 нм, 33,5 нм, 77,0 нм в образцах Fe/SiO<sub>2</sub>/Si и расчету в рамках теории функционала плотности для объемного кристалла железа [84], который отмечен как 200 нм, поскольку при такой толщине железа, вклад от подложки не ощутим.



а



б

Рисунок 27 – Зависимость диэлектрической проницаемости от энергии падающего излучения и толщины слоя железа: а – действительная часть диагональной компоненты, б – мнимая часть диагональной компоненты

По данным расчетов  $\varepsilon_{II}$  имеется качественное соответствие с измерениями других авторов. Видно монотонное уменьшение мнимой компоненты  $\varepsilon_{II}$  с ростом энергии излучения. Компоненты  $\varepsilon_{II}$  меняются от толщины слоя железа. Для мнимой части  $\varepsilon_{II}$  с уменьшением толщины слоя происходит изменение формы кривых на всем спектральном диапазоне, причем на всех кривых  $Im(\varepsilon_{II})$  виден широкий максимум, положение которого зависит от толщины слоя Fe. Для наглядности изменений положения этого максимума построены спектры оптической проводимости ( $\sigma = Im(\varepsilon_{II})\omega/4\pi$ ): широкий максимум в районе 3 эВ для образца 33,5 нм и DFT расчета смещается в длинноволновую область до 2,6 эВ и 1,8 эВ измерений [79] и образца 11,5 нм, соответственно. Слабый и широкий максимум наблюдается в районе 2,3-2,8 эВ для слоя Fe толщиной 77,0 нм. Для данных из работ [5, 82, 95] положение максимума также зависит от толщины Fe, при ее увеличении максимум смещается в длинноволновую область спектра.

Для выяснения причин появления максимума на DFT кривой оптической проводимости в области 3 эВ был проведен спин-поляризованный расчет плотности электронных состояний («density of states» -«DOS») для объемных образцов. На рисунке 28 показана полная плотность состояний, а также парциальные вклады в DOS от p- и d-орбиталей со спином «вверх» и «вниз». В качестве конечных состояний возможных электронных переходов можно отметить пики  $d_{\downarrow}(x^2-y^2)$  на +1,92 эВ выше уровня Ферми и широкий пик  $d_{\downarrow}(z^2)$  на +1,5 эВ. Начальными состояниями переходов, предположительно, является плато  $d_{\downarrow}(xy)+d_{\downarrow}(yz)+d_{\downarrow}(xz)$  состояний в диапазоне (-1,0; -0,5) эВ ниже уровня Ферми и пик p-состояний (с низкой, относительно d-электронов, плотностью) на уровне -1,06 эВ. Это даёт широкий пик переходов электронов со спином «вниз» в диапазоне 2,5-3,5 эВ. Электронная структура в целом и наличие широкого пика оптической проводимости  $\sigma$  (~3 эВ) хорошо согласуется с данными DFT расчётов в приближении локальной спиновой плотности, например, в работе [96], в которой делается вывод о преобладании вклада межзонных переходов на

частотах выше 0,5 эВ и о том, что пик у мнимой компоненты диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{II}$  на  $\sim 2,7$  эВ обусловлен состояниями со спином "вниз". Однако подробный анализ p- и d-состояний в области переходов в [96] отсутствует.

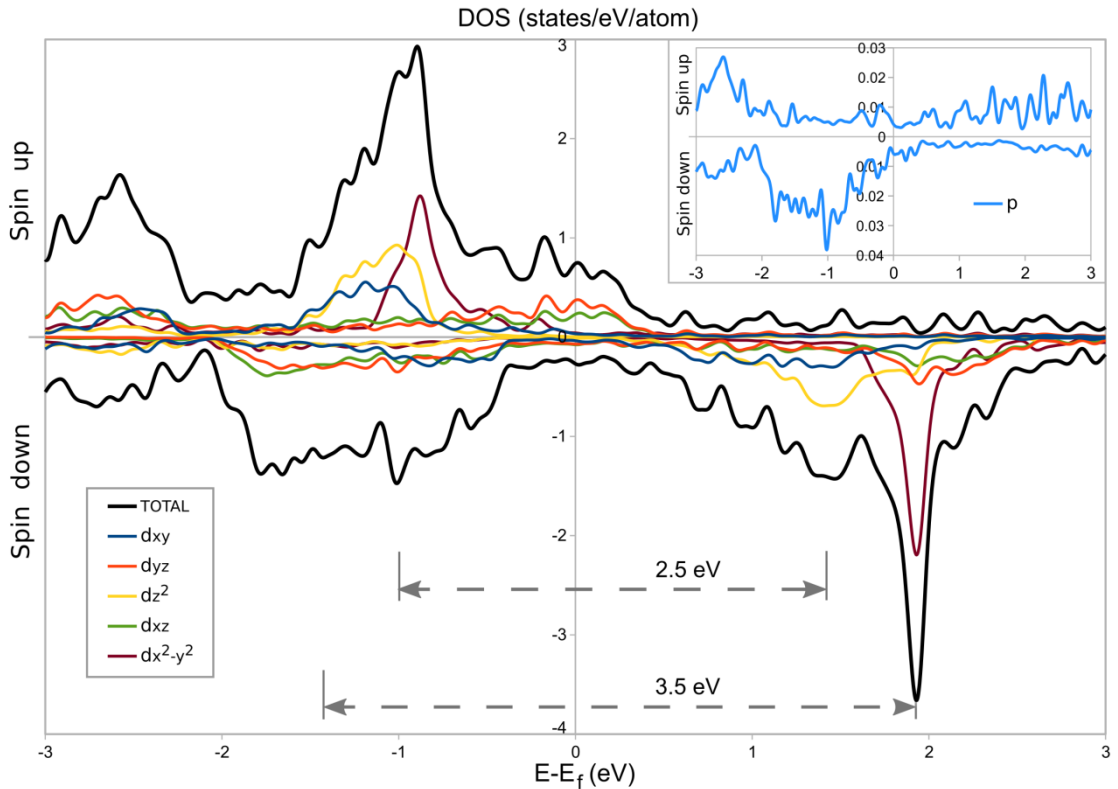


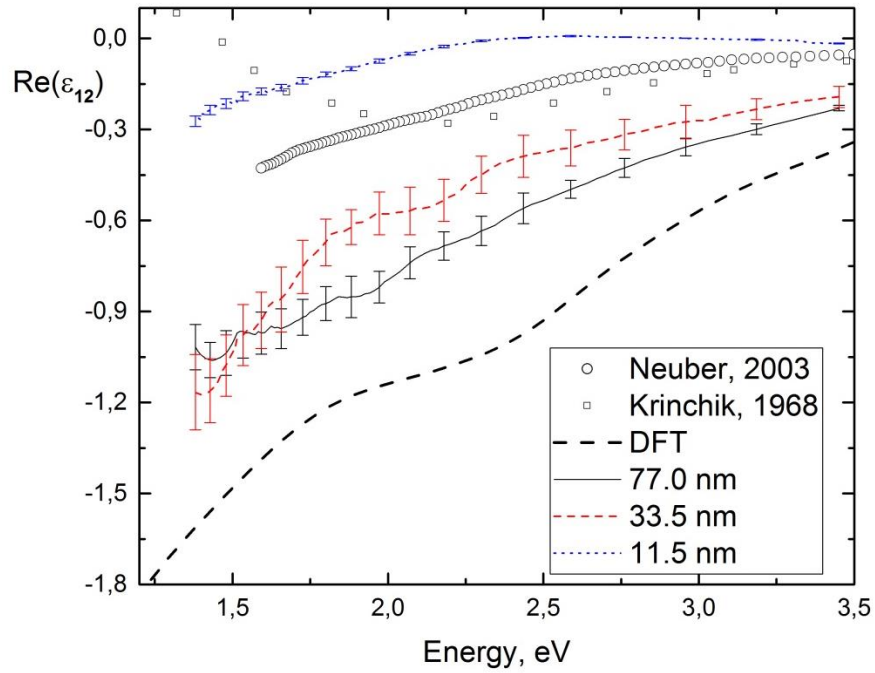
Рисунок 28 – Полная плотность электронных состояний (DOS) и парциальные вклады от d-орбиталей и p-орбиталей (на врезке), рассчитанные в рамках DFT. Ноль оси абсцисс соответствует уровню Ферми

При анализе четырехслойной модели « $\text{SiO}_2 - \text{SiO}_2/\text{Fe} - \text{Fe} - \text{Fe}/\text{вакуум}$ » на подложке Si с изменением толщин пограничных интерфейсных слоев  $\text{SiO}_2/\text{Fe}$  и  $\text{Fe}/\text{вакуум}$  от 0 до 1 нм выявлено, что вклады интерфейсов в эллипсометрические углы  $\psi$  и  $\Delta$  даже для самого тонкого слоя железа 11,5 нм не превысили экспериментальной погрешности измерений  $\psi$  и  $\Delta$ . Таким образом, если вклад пограничных слоев, моделирующих микрошероховатость, состоит в смещении пиков межзонных переходов по энергии за счет вклада поверхностных плазмонов [97], то ожидаемым

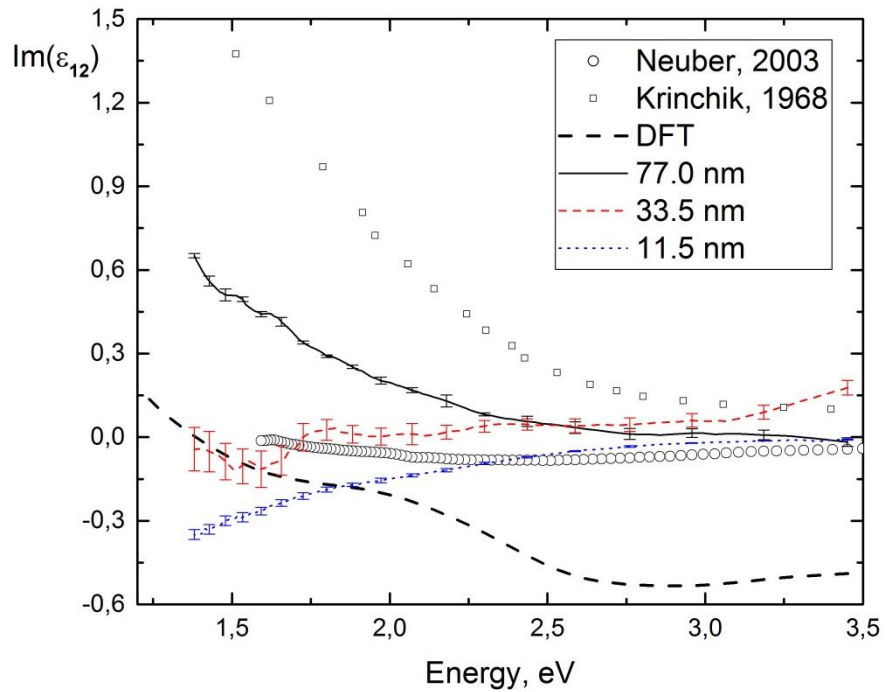
результатом было бы уширение пика межзонных переходов области 2,7-3 эВ в DFT расчете в сторону низких энергий при уменьшении толщины слоя Fe. Однако из экспериментальных данных наблюдается более сложная картина, когда у разных авторов на спектрограммах  $Im(\epsilon_{11})$  наблюдаются пики различной интенсивности в различных областях спектра почти независимо от толщины слоя Fe. Подобная картина наблюдается и для исследуемых образцов, и для других опубликованных ранее данных. В экспериментальных данных других авторов причины отличий в спектрах могут быть самыми различными – от скорости осаждения пленок и состава остаточной атмосферы в ростовой камере до природы абразивного материала при полировке массивных образцов в ранних работах [82, 95].

#### **4.4 Анализ недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости**

На рисунке 29 и 30 показаны дисперсионные зависимости  $\epsilon_{12}$ , вычисленные для сплошного ферромагнитного слоя Fe всех трех образцов с использованием многослойной модели с учетом перемешанных слоев на интерфейсах (рисунок 20) по результатам магнитоэллипсометрических измерений, а также результаты теоретического расчета и экспериментальные данные других авторов.



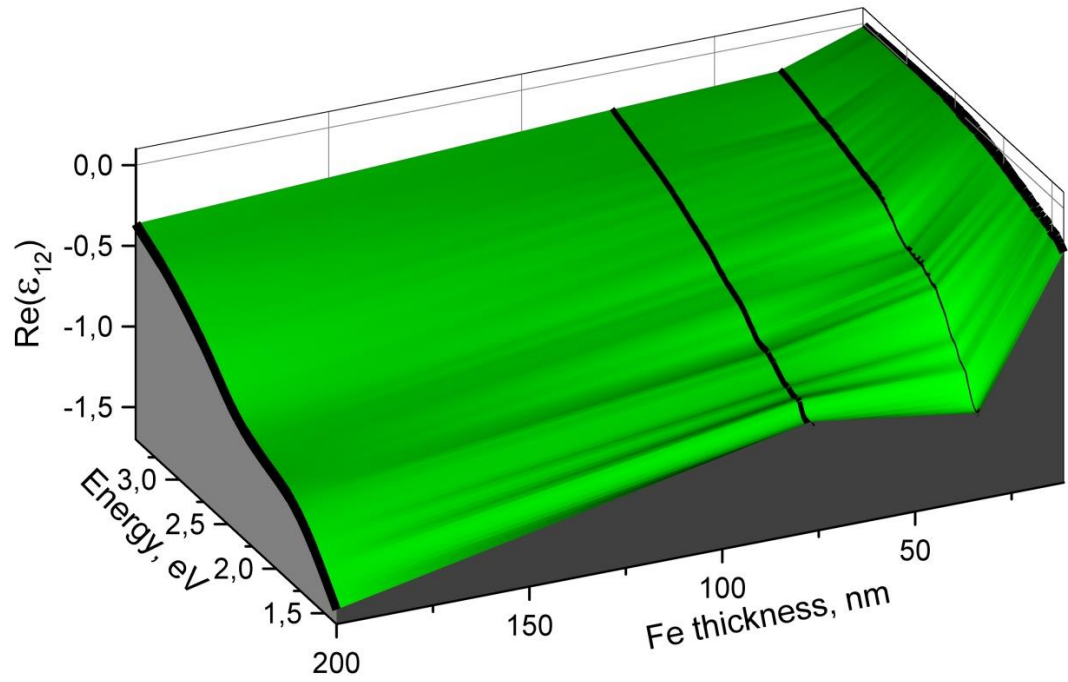
a



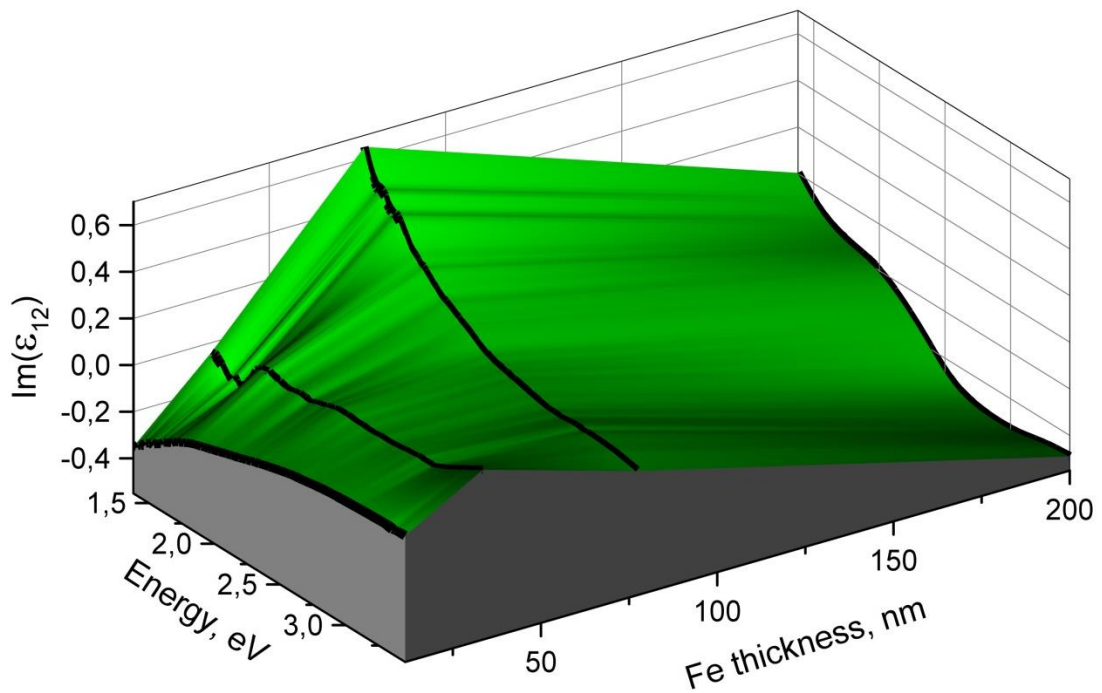
б

Рисунок 29 – Дисперсии действительной (а) и мнимой компонент (б)  $\epsilon_{12}$  Fe для трех образцов различной толщины слоя, рассчитанные из данных *in situ* спектральной эллипсометрии и в рамках DFT в сравнении с литературными данными: Г.С. Кринчик [83] – объемные образцы; G. Neuber [5] – пленки Fe толщиной 60 нм





a



б

Рисунок 30 – Зависимость диэлектрической проницаемости от энергии падающего излучения и толщины слоя железа: а - действительная часть недиагональной компоненты, б – мнимая часть недиагональной компоненты

При сравнении представленных на рисунках 29 и 30 кривых можно отметить качественное согласие  $\varepsilon_{12}$  из DFT расчета с экспериментом на образце толщиной 77,0 нм, а для  $Re(\varepsilon_{12})$  наблюдается качественное согласие DFT расчета с экспериментом и для образца толщиной 33,5 нм. Характерный наклон кривой для  $Im(\varepsilon_{12})$  толстого слоя Fe совпадает с литературными данными и расчетом в рамках теории функционала плотности. Наклон наблюдается и в большинстве данных других авторов, использующих толстые непрозрачные поликристаллические пленки железа. В целом прослеживается зависимость амплитуды  $\varepsilon_{12}$  от толщины слоя железа, для более тонких пленок согласие с теоретическим расчетом не наблюдается. Для экспериментальных результатов настоящей работы можно отметить изменение наклона кривых  $Im(\varepsilon_{12})$  и переход в отрицательную область с уменьшением толщины слоя Fe. Спектрограммы  $\varepsilon_{12}$  пленки Fe 77,0 нм согласуются с данными G. Neuber [5]. Возможно, что спектры для толстой пленки содержат Друде часть от вклада свободных электронов. Тогда уменьшение Друде пика можно связать с уменьшением вклада свободных электронов в тонких поликристаллических пленках, так как в реальных поликристаллических структурах заметную роль играют межкристаллитные дефекты и шероховатость поверхности, что скорее всего и дает другой спектральный отклик для  $Im(\varepsilon_{12})$  пленки толщиной 11,5 нм. Помимо этого, следует отметить, что расхождения с данными других авторов вызваны дополнительно и оксидами железа на поверхности исследуемых ими пленок, что обусловлено проведением измерений после пребывания образцов на воздухе, что приводит к образованию как минимум 3-4 нм оксида железа, причем у каждого автора эта толщина своя и она неизвестна. В то время как данное исследование полностью проводилось внутри сверхвысоковакуумной камеры непосредственно после синтеза образцов.

#### 4.5 Выводы к главе

В результате проведенных измерений для тонких поликристаллических слоев Fe было обнаружено значительное влияние толщины, как на диагональные, так и на недиагональные компоненты  $\varepsilon$ , что обусловлено, скорее всего, ростом доли поверхностных атомов поликристаллического слоя с уменьшением его толщины и неоднородностей в распределении магнитного момента. Зависимость тензора  $\varepsilon$  и, соответственно, оптических и магнитооптических свойств Fe от толщины возникает из-за изменений электронной структуры вблизи поверхности, а также в связи с шероховатостью поверхности, из-за которой также меняется электронная структура вблизи интерфейса. Соответственно, чем меньше толщина магнитного слоя, тем больше вклад интерфейса в значения компонент тензора  $\varepsilon$ . Для толстых слоев железа этим вкладом можно пренебречь, что обуславливает достаточность применения наиболее простой модели **a** для образца Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с толщиной слоя железа 77,0 нм.

Более того, наблюдается не только изменение амплитуды компонент  $\varepsilon$  при изменении толщины ферромагнитного слоя, но и изменение самого характера спектральных зависимостей, что косвенно указывает на смещение по энергии пиков характерных электронных переходов. В подтверждение такого смещения представлены результаты основанного на теории функционала плотности расчета  $\varepsilon$  для объемного ОЦК железа, которые согласуются с результатами измерений для образца толщиной Fe 77,0 нм.

В данной главе в рамках нового подхода к интерпретации модулированных магнитным полем спектральных эллипсометрических измерений, проводимых с использованием магнитооптического эффекта Керра в экваториальной конфигурации, используются различные модели для анализа ферромагнитных планарных структур, в том числе и модель многослойной среды, содержащей ферромагнитный слой с двумя пограничными интерфейсами, неферромагнитный буферный слой и

неферромагнитную подложку. В частности, исследуется влияние толщины ферромагнитного слоя на результаты магнитоэллипсометрических измерений. Для измерений были выбраны поликристаллические пленки Fe различной толщины на неферромагнитной поверхности SiO<sub>2</sub>/Si(100). В результате обработки данных спектральных магнитоэллипсометрических измерений определены комплексные диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости в спектральном диапазоне 1,38-3,45 эВ. Приведено сопоставление полученных результатов с литературными данными других авторов и расчетом тензора диэлектрической проницаемости Fe в рамках теории функционала плотности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённого исследования, в том числе анализа научной литературы и осуществлённых экспериментов, были получены следующие результаты, опубликованные в работах [60, 61, 63, 65, 66, 84]:

1. Для моделей магнитной пленки на подложке и многослойной структуры получены общие выражения, связывающие наблюдаемые в эксперименте эллипсометрические и магнитоэллипсометрические углы с компонентами тензора диэлектрической проницаемости одного магнитного слоя. Для однородной магнитной полубесконечной среды получены аналитические выражения, связывающие компоненты тензора диэлектрической проницаемости с измеряемыми эллипсометрическими и магнитоэллипсометрическими углами, для других моделей эта задача решена численно с минимизацией функций симплекс-методом.

2. Разработаны и реализованы алгоритмы расчета компонент тензора диэлектрической проницаемости по данным магнитоэллипсометрических измерений в виде программного кода в среде MATLAB; проведена апробация алгоритмов расчета комплексного магнитооптического параметра с использованием модели однородной полубесконечной среды, модели тонкой ферромагнитной пленки на полубесконечной немагнитной подложке и модели двухслойной среды «ферромагнитная пленка - немагнитный буферный слой - полубесконечная немагнитная подложка» на образце Fe/SiO<sub>2</sub>/Si, толщина слоя Fe в котором составляла 160,5 нм. В связи с совпадением результатов расчета, выполненных с использованием различных моделей отражающих структур, сделан вывод о возможности использования разработанных алгоритмов для расчета магнитооптического параметра для пленок различной толщины.

3. Для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с толщинами слоя Fe 77,0 нм, 33,5 нм и 11,5 нм, полученных в условиях сверхвысокого вакуума, измерены *in situ*

эллипсометрические и магнитоэллипсометрические спектры в диапазоне 1,38-3,45 эВ.

4. Для образцов разной толщины слоя железа рассмотрена целесообразность учета интерфейсов и показано влияние учета отражения от внутренних слоев на рассчитанные спектральные зависимости магнитооптического параметра.

5. На основе анализа экспериментальных эллипсометрических и магнитоэллипсометрических данных определено, что оптические и магнитооптические свойства железа в образцах Fe/SiO<sub>2</sub>/Si зависят от толщины слоя ферромагнетика.

6. В результате обработки данных спектральных магнитоэллипсометрических измерений определены комплексные диагональные и недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости магнитного слоя для образцов Fe/SiO<sub>2</sub>/Si с разными толщинами слоя ферромагнетика в спектральном диапазоне 1,38-3,45 эВ. Построен трехмерный график зависимости компонент тензора от толщины слоя железа и энергии падающего излучения.

7. В результате сравнения полученных экспериментальных результатов и рассчитанных компонент тензора диэлектрической проницаемости объемного Fe в рамках теории функционала плотности установлено качественное согласие зависимостей  $\epsilon'_{12}(\omega)$  для толщин 77,0 нм и 33,5 нм с результатами расчета, а для компоненты  $\epsilon''_{12}(\omega)$  качественное согласие имеется только при толщине 77,0 нм. Для более тонких слоев данные расчета объемного образца неприменимы.

**СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ**

ФИЦ КНЦ СО РАН – Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

ИФ СО РАН – Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Магнитоэллипсометрия – магнитооптическая эллипсометрия

ИФП СО РАН - Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

M-матрицы – матрицы Мюллера

МОКЕ – Магнитооптический эффект Керра

ЭЭК – Экваториальный эффект Керра

СКВИД – сверхпроводящий квантовый интерференционный магнитометр

ПК – персональный компьютер

СВВ – сверхвысокий вакуум

РСФА – рентгеноспектральный флуоресцентный анализ

РЭМ – растровая электронная микроскопия

РФС – рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

DFT – «Density functional theory», теория функционала плотности

GGA – «Generalized Gradient Approximation», обобщенное градиентное приближение

PBE – обменно-корреляционный функционал Пердью-Бурке-Эрнцерхофа

DOS – «density of states», плотность состояний

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

- 1 Nederpel, P. Q. J. Magneto-optical ellipsometer / P. Q. J. Nederpel, J. W. D. Martens // Review of Scientific Instruments. — 1985. — Vol. 56. — P. 687.
- 2 Заблуда, В.Н. Оптимизация способов регистрации поляризационных эффектов при спектрополяриметрических исследованиях: дисс. на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.01 / Заблуда Владимир Николаевич. — Красноярск, 1999. — 123 с.
- 3 Шевцов, Д. В. Разработка сверхвысоковакуумного комплекса для получения и *in situ* исследования наноструктур методом спектральной магнитооптической эллипсометрии в широком температурном диапазоне: дисс. на соискание ученой степени канд.технических наук: 01.04.01 / Шевцов Дмитрий Валентинович. — Красноярск, 2019. — 130 с.
- 4 Berger, A. Generalized magneto-optical ellipsometry / A. Berger and M. R Pufall // Applied Physics Letters. — 1997. — Vol. 71. — P. 965.
- 5 Neuber, G. Temperature-dependent spectral generalized magneto-optical ellipsometry / G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, T. Korn, C. Pels, G. Meier, U. Merkt, J. Bäckström, M. Rübhausen // Applied Physics Letters. — 2003. — Vol. 83 — P. 4509.
- 6 Mok, K. Vector-magneto-optical generalized ellipsometry / K. Mok, N. Du, H. Schmidt // Review of Scientific Instruments. — 2011. — Vol. 82. — P. 033112.
- 7 Mok, K. Thickness independent magneto-optical coupling constant of nickel films in the visible spectral range / K. Mok, C. Scarlat, G. J. Kovács, L. Li, V. Zviagin<sup>1</sup>, J. McCord, M. Helm, and H. Schmidt // Journal of Applied Physics. — 2011. — Vol. 110. — P. 123110.
- 8 Mok, K. Magneto-optical coupling in ferromagnetic thin films investigated by vector-magneto-optical generalized ellipsometry / K. Mok, G. J. Kovács, J. McCord, L. Li, M. Helm, H. Schmidt // Physical Review B. — 2011. — Vol. 84. — P. 094413.



9 Višňovský, Š. Magneto-optic polar Kerr and Faraday effects in magnetic superlattices / Š. Višňovský, K. Postava, T. Yamaguchi // Czechoslovak Journal of Physics. — 2001. — Vol. 51. — P. 917.

10 Аззам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Башара. — Москва : Мир, 1981.—583 с.

11 Fujiwara, H. Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications / H. Fujiwara. — Chichester, United Kingdom : John Wiley & Sons Ltd, 2007.—392 pp.

12 Кринчик, Г. С. Физика магнитных явлений : учебное пособие для студентов физических специальностей / Г. С. Кринчик. — Москва : Издательство Московского университета, 1976. — 367 с.

13 Соколов, А. В. Оптические свойства металлов / А. В. Соколов. — Москва : Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.—464 с.

14 Rauer, R. Temperature-dependent spectral generalized magneto-optical ellipsometry for ferromagnetic compounds / R. Rauer, G. Neuber, J. Kunze, J. Bäckström, and M. Rübhausen // Review of Scientific Instruments. — 2005. — Vol. 76. — P. 023910.

15 Višňovský, Š. Magneto-optical ellipsometry / Š. Višňovský // Czechoslovak Journal of Physics B. — 1986. — Vol. 36. — P.625.

16 Шевцов, Д. В. Сверхвысоковакуумная многофункциональная установка для синтеза низкоразмерных структур и их *in situ* исследований методом спектральной магнитоэллипсометрии в температурном диапазоне 85-900 К. / Д. В. Шевцов, С. А. Лященко, С. Н. Варнаков // Приборы и техника эксперимента. — 2017. — № 5. — С. 146.

17 Gao, X. Spectroscopic ellipsometry and magneto-optic Kerr effects in Co/Pt multilayers / X. Gao, D. W. Glenn, S. Heckens, D. W. Thompson, J. A. Woollam // Journal of Applied Physics. — 1997. — Vol. 82. — P. 4525.

18 Швец, В. А. Эллипсометрия : учебное пособие для студентов старших курсов физического факультета НГУ / В. А. Швец. — Новосибирск : Издательство НГУ, 2002.

19 Швец, В. А. Эллипсометрия : учебно-методическое пособие к лабораторным работам / В. А. Швец, Е. В. Спесивцев. — Новосибирск 2013.—87 с.

20 Швец, В. А. Эллипсометрия – прецизионный метод контроля тонкопленочных структур с субнанометровым разрешением: статья из электр. журн. [Электронный ресурс] / В.А. Швец, Е.В. Спесивцев, С.В. Рыхлицкий, Н.Н. Михайлов. // Российские нанотехнологии. – 2009. – №3 – 4. – Т.4. – Режим доступа: [http://www.physics.gov.az/pilot\\_project/Ellipsometry.pdf](http://www.physics.gov.az/pilot_project/Ellipsometry.pdf). - Загл. с экрана.

21 Эллипсометры – NYTEK Instruments [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://www.nytek.ru/catalog/spectroscopic-ellipsometers/> . - Загл. с экрана.

22 Магнитооптические материалы – Популярное материаловедение [Электронный ресурс] : Естественнонаучный музей инноваций / Южный федеральный университет – ЮФУ, [2008–]. – Режим доступа: <http://www.museion.ru/1.7/magnitooptika.html> . – Загл. с экрана.

23 Жувикин, Г. Спинтроника : статья из электр. журн. [Электронный ресурс] / Г. Жувикин // Компьютерра – № 3. – 2005. – Режим доступа: <http://offline.computerra.ru/2005/575/37385/>. – Загл. с экрана. (дата обращения: 15.01.2013)].

24 Керра эффект – Энциклопедия физики и техники [Электронный ресурс] – Режим доступа: [http://www.femto.com.ua/articles/part\\_1/1597.html](http://www.femto.com.ua/articles/part_1/1597.html). – Загл. с экрана. (дата обращения: 07.11.2011)].

25 Parker, M. R. The Kerr magneto-optic effect (1876–1976) / M. R. Parker //Physica B+C. — 1977. — Vol. 86-88. — P. 1171.

26 Wind, C. H. Etude theorique des phenomenes magneto-opticeus et du phenomene de Hall / C. H. Wind // Arch. Neerl. — 1898. — Vol. 1. — P. 119.

27 Zeeman, P. Zeeman effect / P. Zeeman, M. Bôcher // Arch. Neerl. — 1898. — Vol. 1. — P. 221.

28 Krirtchik, G. S. Magneto-optic Properties of Nickel, Iron, and Cobalt / G. S. Krinchik, V. A. Artemjev // Journal of Applied Physics. — 1968. — Vol. 39. — P 1276.

29 Krinchik, G. S. Investigation of interband transitions of ferromagnetic metals and alloys by the magneto-optical method / G. S. Krinchik and V. S. Gushchin // Journal of Experimental Theoretical Physics. — 1969. — Vol. 56. — P. 1833.

30 Krinchik, G. S. Orientation Magneto-optic Effect in Nickel and Ferrosilicon Monocrystals / G. S. Krinchik, E. A. Ganshina, V. S. Gushchin // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1969. — Vol. 60. — P. 209.

31 Krinchik, G. S. Magneto-optical study of stripe-structures in permalloy-films and perfect monocrystalline plates / G. S. Krinchik, E. E. Chepurova // Izvestiya akademii nauk SSSR seriya fizicheskaya. — 1972. — Vol. 36. — P. 1204.

32 Erskine, J. L. Magneto-optical studies of ferromagnetic metals / J. L. Erskine // AIP Conference Proceedings. — 1975. — Vol. 24. — P. 190.

33 Erskine, J. L. Measurement of the  $4f$ -shell optical edge in Gd metal / J. L. Erskine, C. P. Flynn // Physical Review B. — 1976. — Vol. 14. — P. 2197.

34 Krinchik, G. S. Magneto-optical spectra of 3d ions in spinel ferrites and weak ferromagnets / G. S. Krinchik, A. P. Khrebtov, A. A. Askochenskii, E. M. Speranskaya, S. A. Belyaev // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1977. — Vol. 72. — P. 699.

35 Кринчик, Г.С. Магнитооптические свойства празеодимсодержащих гранатов / Г.С. Кринчик, О.Б. Есикова // ФТТ. — 1977. — Т. 19. — В. II. — С. 3479.

36 Gorbunova, V. D. Magneto-optical properties of samarium ferrite-garnet/ V.D. Gorbunova, O.B. Esikova, A.G. Titova // Fiz. Tverd. Tela. — 1976. — Vol. 18. — No 1. — P. 272.

37 Zubov, V. E. Magneto-optical properties of hematite / V. E. Zubov, G. S. Krinchik, V. A. Lyskov // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1981. — Vol. 81. — P 1489.

38 Кринчик, Г. С. Магнитооптическое исследование кристаллов с ионами ге на отраженном свете в инфракрасной области спектра / Г. С. Кринчик, В. Е. Зубов, В. А. Лысков // ФТТ . — 1982 . — Т. 24. — В.12. — С. 3716.

39 Bauer, M. Suppression of magnetic field pulse induced magnetization precession by pulse tailoring / M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands // Applied Physics Letters. — 2000. — Vol. 76. — P. 2758.

40 Белотелов, В. И. Негиротропные магнитооптические эффекты в магнитных тонких многослойных пленках металл-диэлектрик / В. И. Белотелов, А. К. Звездин, В. А. Котов, А. П. Пятаков. // Физика твердого тела. — 2003. — том 45. — вып. 10. — С. 1862.

41 Qiu, Z. Q. Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE) / Z. Q. Qiu, S. D. Bader // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 1999. — Vol. 200. — P. 664.

42 Ганьшина, Е. А. Структура и магнитооптические свойства гранулированных нанокмозитов пористый кремний-кобальт / Е. А. Ганьшина, М. Ю. Кочнева, Д. А. Подгорный, П. Н. Щербак, Г. Б. Демидович и С. Н. Козлов. // Физика твердого тела. — 2005. — том 47. — вып. 7. — С. 1333.

43 Зубов, В. Е. Аномальная коэрцитивность блоховской точки в монокристаллах железа / В. Е. Зубов, Г. С. Кринчик, С. Н. Кузьменко. // Письма в ЖЭТФ. — 1990. — том 51. — вып. 8. — С. 419.

44 Поляков, В. В. Синтез и магнитооптические свойства наногранулированных пленок Со-Тi-О / В. В. Поляков, К. П. Поляков, В. А. Середкин, С. М. Жарков. // Физика твердого тела. — 2009. — том 51. — вып. 9. — С. 1757.

45 Bakradze, O. Ellipsometric method of measuring the parameters of a ferromagnetic / O. Bakradze // *Journal of Optical Technology*. — 1999. — Vol. 66. — P. 225.

46 Bakradze, O. An ellipsometric method for measuring the parameters of thin magnetic films / O. Bakradze // *Journal of Optical Technology*. — 2005. — Vol. 72. — P. 225.

47 Bakradze, O. Magneto-Optical Modulation Ellipsometry / Otar Bakradze, Zurab Alimbarashvili, Rusiko Janelidze // *arXiv:0909.2977* . — 2005.

48 Кринчик, Г. С. Задача «Линейные магнитооптические эффекты в ферромагнетиках в отраженном свете» : спецпрактикум кафедры магнетизма / Г. С. Кринчик, Е. Е. Шалыгина, В. Е. Зубов. — Москва : МГУ, 1997.—14 с.

49 Postava, K. Transverse magneto-optical Kerr effect measured using phase modulation / K. Postava, A. Maziewski, A. Stupakiewicz, A. Wawro, L. T. Baczewski, S. Visnovsky, T. Yamaguchi, // *Journal of the European Optical Society – Rapid Publications*. — 2006. — Vol. 1. — 06017.

50 Горшков, М. М. Эллипсометрия / М. М. Горшков. – Москва : Сов. Радио, 1974.—200 с.

51 Малаховский, А. В. Избранные вопросы оптики и магнитооптики соединений переходных элементов / А. В. Малаховский. — Новосибирск : Наука: Сибирское отделение, 1992.— 219 с.

52 Heavens, O. S. *Physics of Thin Films* / O. S. Heavens, Ed. G. Hass and R. E. Thun. – New York: Academic Press, 1964 — 2 Vol.

53 Višňovský, Š. Magneto-optic ellipsometry in multilayers at arbitrary magnetization / Š. Višňovský, R. Lopusník, M. Bauer, J. Bok, J. Fassbender, B. Hillebrands // *Optics Express*. — 2001. — Vol. 9. — P. 121.

54 Yeh, P. Optics of anisotropic layered media: a new 4 x 4 matrix algebra / P. Yeh // *Surface Science* — 1980. — Vol. 96. — P. 41.

55 Neuber, G. Generalized magneto-optical ellipsometry in ferromagnetic metals / G. Neuber, R. Rauer, J. Kunze, J. Backstrom, M. Rübhausen // *Thin Solid Films*. —2004. — Vol. 455-456. — P. 39.

56 Bakradze, O. Magneto-optical effects in Ni in visible and near-infrared regions (0,3-2,0  $\mu\text{m}$ ) / Otar Bakradze // ВИНТИ. — 1972. — N4451-72.

57 Лященко, С. А. Морфология, магнитные и магнитооптические свойства низкоразмерных структур Fe-Si: дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук: 01.04.07 / Лященко Сергей Александрович. — Красноярск, 2015. — 149 с.

58 Лященко, С. А. Исследования магнитооптических свойств тонких слоев Fe *in situ* методами / С. А. Лященко, И. А. Тарасов, С. Н. Варнаков, Д. В. Шевцов, В. А. Швец, В. Н. Заблуда, С. Г. Овчинников, Н. Н. Косырев, Г. В. Бондаренко, С. В. Рыхлицкий // ЖТФ. — 2013. — вып. 10. — С 139.

59 Nelder, J. A. A simplex method for function minimization / J. A. Nelder, R. Mead // The Computer Journal. — 1965. — Vol. 7. — P. 308.

60 Maximova, O. A. Magneto-ellipsometry as a powerful technique for investigating magneto-optical structures properties / O. A. Maximova, N. N. Kosyrev, I. A. Yakovlev, D. V. Shevtsov, S. A. Lyaschenko, S. N. Varnakov, S. G. Ovchinnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 440. — P. 153.

61 Maximova, O. A. In situ magneto-optical ellipsometry data analysis for films growth control / O. A. Maximova, N. N. Kosyrev, S. N. Varnakov, S. A. Lyaschenko, I. A. Yakovlev, I. A. Tarasov, D. V. Shevtsov, O. M. Maximova, S. G. Ovchinnikov // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 440. — P. 196.

62 Швец, В. А. Эллипсометрия процессов молекулярно-лучевой эпитаксии Hg(1-x)CdxTe : диссертация д-ра физ.-мат. наук : 01.04.01 / Швец Василий Александрович. — Новосибирск: Ин-т полупроводников СО РАН, 2010. — 234 с.

63 Maximova, O. A. Single-layer model of reflective nanostructures for magneto- ellipsometry data analysis / O. A. Maximova, N. N. Kosyrev, S. N. Varnakov, S. A. Lyashchenko, S. G. Ovchinnikov // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. — 2017. — Vol. 155. — P. 012030.

64 Urban III, F. K. Numerical ellipsometry: analysis of thin metal layers using n–k plane methods with multiple incidence angles / F.K. Urban III, D. Barton, T. Tiwald // Thin Solid Films. — 2009. — Vol. 518. — P. 1411.

65 Maximova, O. A. Two-layer Model of Reflective Ferromagnetic Films in Terms of Magneto-optical Ellipsometry Studies / O. A. Maximova, S. G. Ovchinnikov, N. N. Kosyrev, S. A. Lyaschenko // Journal of Siberian Federal University. Mathematics and Physics. — 2017. — Vol. 10. — P. 223.

66 Maximova, O. A. Multilayered ferromagnetic nanostructures study: processing data from magneto-ellipsometry measurements / O. A. Maximova, S. A. Lyaschenko, S. N. Varnakov, S. G. Ovchinnikov // Defect and Diffusion Forum. — 2018. — Vol. 386. — P. 131.

67 Matlab [Электронный ресурс] – Режим доступа: <https://www.mathworks.com/products/matlab.html>. – Загл. с экрана.

68 Метод оптимизации Нелдера — Мида. Пример реализации на Python [Электронный ресурс]. – 2017. – Режим доступа: <https://habr.com/ru/post/332092/>. – Загл. с экрана.

69 Метод Нелдера — Мида [Электронный ресурс] – Режим доступа: [ru.wikipedia.org/wiki/Метод\\_Нелдера\\_—\\_Мида](http://ru.wikipedia.org/wiki/Метод_Нелдера_—_Мида) – Загл. с экрана.

70 Банди, Б. Методы Оптимизации. Вводный курс / Б. Банди. — Москва : Радио и связь, 1988.—128 с.

71 Nelder-Mead algorithm [Электронный ресурс] – Режим доступа: [http://www.scholarpedia.org/article/Nelder-Mead\\_algorithm](http://www.scholarpedia.org/article/Nelder-Mead_algorithm). – Загл. с экрана.

72 Метод Нелдера-Мида [Электронный ресурс] – Режим доступа: [machinelearning.ru/wiki/index.php?title=Метод\\_Нелдера-Мида](http://machinelearning.ru/wiki/index.php?title=Метод_Нелдера-Мида). – Загл. с экрана.

73 Числовые рецепты : справочник. — 2-е изд.— Cambridge University Press, 1992.

74 Список функций Optimization Toolbox. [Электронный ресурс] – Режим доступа: <https://hub.exponenta.ru/post/spisok-funktsiy-optimization-toolbox842#fminsearch>. – Загл. с экрана.

75 Гольдин, Л. Л. Лабораторные занятия по физике : учебное пособие для физических специальностей вузов / Л. Л. Гольдин, Ф. Ф. Игошин, С. М. Козел, В. В. Можяев. — Москва : Наука, 1983. — 704 с.

76 Volkov, N. V. Magnetic-field- and bias-sensitive conductivity of a hybrid Fe/SiO<sub>2</sub>/p-Si structure in planar geometry / N. V. Volkov, A. S. Tarasov, E. V. Eremin, S. N. Varnakov, S. G. Ovchinnikov, S. M. Zharkov // Journal of Applied Physics. — 2011. — Vol. 109. — P. 123924.

77 Shvets, V. A. Analysis of a static scheme of ellipsometric measurements / V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, S. V. Rykhlytskii // Optics and Spectroscopy. — 2004. — Vol. 97. — P. 483.

78 Tarasov, I. A. Quick ellipsometric technique for determining the thicknesses and optical constant profiles of Fe/SiO<sub>2</sub>/Si(100) nanostructures during growth / I. A. Tarasov, N. N. Kosyrev, S. N. Varnakov, S. G. Ovchinnikov, S. M. Zharkov, V. A. Shvets, S. G. Bondarenko, O. E. Tereshchenko // Technical Physics. — 2012. — Vol. 57. — P. 1225.

79 Johnson, P. B. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd / P. B. Johnson, R. W. Christy // Physical. Review B. — 1974. — Vol. 9. — P. 5056.

80 Malitson, I. H. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica / I. H. Malitson // Journal of the Optical Society of America. — 1965. — Vol. 55. — P. 1205.

81 Aspnes, D. E. Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV / D. E. Aspnes, A. A. Studna // Physical. Review B. — 1983. — Vol. 27. — P. 985.

82 Кринчик, Г. С. Магнитооптика ферромагнитных материалов / Г. С. Кринчик // Известия Академии наук СССР. — 1964. — Том XXVIII. — №3. — С. 481.

83 Krinchik, G. S. Magneto-optical Properties of Ni, Co, and Fe in the Ultraviolet Visible, and Infrared Parts of the Spectrum / G. S. Krinchik, V. A.



Artem'ev // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1968. — Vol. 26. — P. 1080.

84 Максимова, О. А. Экспериментальное и теоретическое исследование слоистых ферромагнитных структур методом спектральной *in situ* магнитоэллипсометрии / О. А. Максимова, С. А. Лященко, М. А. Высотин, И. А. Тарасов, И. А. Яковлев, Д. В. Шевцов, А. С. Федоров, С. Н. Варнаков, С. Г. Овчинников // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — Т. 110. — вып. 3. — С. 155.

85 Яковлев, И. А. Исследование структурных и магнитных характеристик эпитаксиальных пленок Fe<sub>3</sub>Si/Si(111) / И. А. Яковлев, С. Н. Варнаков, Б. А. Беляев, С. М. Жарков, М. С. Молокеев, И. А. Тарасов, С. Г. Овчинников // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Vol. 99. — P.610.

86 Способ измерения магнитооптических эффектов *in situ*, патент #2560148RU от 20.08.2015, авторов Н. Н. Косырев, В. Н. Заблуда, И. А. Тарасов, С. А. Лященко, Д. В. Шевцов, С. Н. Варнаков, С. Г. Овчинников.

87 Talmadge, M. Magneto-optical Kerr effect in Fe<sub>21</sub> Ni<sub>79</sub> films on Si(100): Quantum behavior for film thicknesses below ~6 nm / M. Talmadge, J. Gao, M. P. Riley, R. J. Roth, S.-O. Kim, J. G. Eden // Applied Physics Letters. — 2004. — Vol. 84. — P. 4197.

88 Golovan, L. A. Optical properties of porous-system-based nanocomposites / L. A. Golovan, V. Yu. Timoshenko, P. K. Kashkarov // Physics-Uspekhi. — 2007. — Vol. 50, — P. 595.

89 Kohn, W. Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects / W. Kohn, L. J. Sham // Physical Review. — 1965. — Vol. 140. — A1133.

90 Kresse, G. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set / G. Kresse, J. Furthmüller // Physical Review B. — 1996. — Vol. 54. — P. 11169.

91 Perdew, J. P. Generalized Gradient Approximation Made Simple / J. P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof // Physical Review Letters. — 1996. — Vol. 77. — P. 3865.

92 Blochl, P. E. Projector augmented-wave method / P. E. Blochl // *Physical Review B*. — 1994. — Vol. 50. — P. 17953.

93 Monkhorst, H. J. Special points for Brillouin-zone integrations / H. J. Monkhorst, J. D. Pack // *Physical Review B*. — 1976. — Vol. 13. — P. 5188.

94 Gajdoš, M. Linear optical properties in the projector-augmented wave methodology / M. Gajdoš, K. Hummer, G. Kresse, J. Furthmüller, F. Bechstedt // *Physical Review B*. — 2006. — Vol. 73. — P. 045112.

95 Query, M.R. Optical constants [Электронный ресурс] / M.R. Query // *Contractor Report CRDC-CR-85034 (1985)* . — 1985. — Режим доступа: <http://www.dtic.mil/docs/citations/ADA158623>.

96 Cazzaniga, M. Ab initio intraband contributions to the optical properties of metals / M. Cazzaniga, L. Caramella, N. Manini, G. Onida // *Physical Review B*. — 2010. — Vol. 82. — P. 035104.

97 Бродский, А. Ж. Влияние микроскопической структуры поверхностей металлов на их оптические свойства / А. Ж. Бродский, М. И. Урбах // *Успехи физических наук*, — 1982. — Vol. 138. — P. 413.