

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Новиков Илья Алексеевич

**Нестационарная магнитооптическая и терагерцовая
спектроскопия одномерных плазмонных кристаллов**

1.3.19. Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
к. ф.-м. н. Долгова Т.В.
д. ф.-м. н., проф. Федянин А.А.

Москва – 2024

Оглавление

Введение	5
Глава I	
Обзор литературы	14
1. Поверхностные плазмоны на границе раздела металла и диэлектрика. Закон дисперсии, основные свойства и способы возбуждения.	14
2. Тензор диэлектрической проницаемости гиротропных сред. Магнитооптические эффекты.	23
3. Сверхбыстрый лазерный нагрев металлов. Двухтемпературная модель. Методика накачки-зондирования.	33
4. Резонансное усиление статических и сверхбыстрых магнитооптических эффектов за счет возбуждения плазмонов	40
5. Оптические потери как фактор ограничения плазмонного усиления. Способы уменьшения потерь.	49
6. Терагерцовый диапазон спектра электромагнитного излучения. Источники и детекторы терагерцового излучения. Лазерные методы генерации терагерцовых импульсов.	54
7. Терагерцовая спектроскопия с временным разрешением	69
8. Терагерцовые метаповерхности. Фотодинамическое формирование субмиллиметровых структур.	74
9. Постановка задачи	79
Глава II	
Управление величиной резонансного усиления магнитооптического эффекта Керра в никелевых плазмонных кристаллах с различным профилем	80
1. Исследуемые образы: никелевые плазмонные кристаллы с различной глубиной профиля поверхности. Метод изготовления и твердотельная характеристика.	80
2. Спектры отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной профиля поверхности.	82

- | | |
|--|----|
| 3. Численный расчет спектров отражения и эффекта Керра никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной модуляции поверхности. Зависимость резонансного усиления эффекта Керра от соотношения плазмонных потерь. | 89 |
| 4. Выводы к главе. | 93 |

Глава III

Сверхбыстрая динамика отражения и магнитооптического эффекта Керра никелевого плазмонного кристалла 95

- | | |
|---|-----|
| 1. Экспериментальная реализация методики накачки-зондирования для измерения сверхбыстрой модуляции оптического и магнитооптического отклика образца. | 95 |
| 2. Сверхбыстрая модуляция отражения никелевого магнитоплазмонного кристалла | 97 |
| 3. Анализ динамики термализации и релаксации в исследуемом образце. Сравнение отклика гладкой пленки и плазмонного кристалла. | 99 |
| 4. Расчеты стационарного распределения ближнего поля и поглощенной мощности на длинах волн накачки и зондирования. | 102 |
| 5. Сверхбыстрая модуляция экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом магнитоплазмонном кристалле. Механизмы модуляции. | 105 |
| 6. Динамика размагничивания никеля в присутствии поверхностных плазмонов. Неоднородное размагничивание поверхности никелевого плазмонного кристалла | 107 |
| 7. Выводы к главе. | 110 |

Глава IV

Фотодинамическое формирование терагерцовых плазмонных решеток с различной пространственной конфигурацией 111

- | | |
|---|-----|
| 1. Экспериментальная реализация методики терагерцовой спектроскопии с временным разрешением. Плечо фотоиндуцирования. | 111 |
| 2. Измерение пропускания однородно засвеченного полупроводника. Расчет концентрации фотовозбужденных носителей. | 114 |
| 3. Расчет диэлектрической проницаемости засвеченных областей в модели Друде-Лоренца. Проверка выполнения условия на возбуждение поверхностных плазмонов | 118 |

4. Множественные отражения терагерцового импульса от граней пластинки. Альтернативный метод исследования пропускания.....	123
5. Исследование отклика фотодинамически сформированных на поверхности арсенида галлия одномерных решеток с различной пространственной конфигурацией	130
6. Краткие выводы	141
Заключение	142
Список литературы	145

Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей магнитооптических эффектов и их фемтосекундной динамики в одномерных никелевых плазмонных кристаллах с различной формой профиля поверхности, а также изучению терагерцового отклика фотоиндуцированных на поверхности арсенида галлия одномерных плазмонных решеток. Рассматривается влияние глубины профиля поверхности никелевого плазмонного кристалла на величину резонансного усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра и его сверхбыстрая динамика в никелевом плазмонном кристалле в условиях нерезонансного нагрева фемтосекундным лазерным импульсом накачки и резонансного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов импульсом зондирования. Отдельно изучается пропускание фотоиндуцированных на поверхности низколегированного арсенида галлия субмиллиметровых решеток и возможность возбуждения в них поверхностных плазмон-поляритонов терагерцового диапазона.

Актуальность проводимого исследования обусловлена интересом научного сообщества к наноразмерным и субмиллиметровым структурам, поддерживающим резонансное возбуждение в оптическом и терагерцовом диапазонах плазмонных мод различных типов. Поверхностные плазмоны обладают рядом специфических свойств, имеющих ключевое значение как для фундаментальных исследований, так и для практических применений. Высокая чувствительность поверхностных плазмонов к физическим свойствам сред, на границе раздела которых происходит их возбуждение, делает возможным их применение в задачах сенсорики. На основе плазмонных структур были реализованы биосенсоры оптического [1] и терагерцового [2] диапазонов, сенсоры показателей преломления [3, 4], датчики магнитного поля [5]. Еще одним важным свойством поверхностных плазмонов является возможность локализовывать падающее электромагнитное излучение на масштабах в десятки раз меньших длины его волны. Это свойство делает плазмонные наноструктуры перспективной платформой для термомагнитной записи (HAMR, Heat-assisted magnetic recording) [6]. Кроме того, возбуждение поверхностных плазмонов в резонансных структурах позволяет увеличить сечение взаимодействия с ними падающего излучения. Это можно использовать, например, для повышения эффективности генерации ТГц излучения в фотопроводящих антеннах [7], увеличения КПД солнечных батарей [8], а также для усиления рамановского рассеяния [9], флуоресценции [10], магнитооптических [11], нестационарных [12] и нелинейных [13] эффектов в наноструктурах.

Одним из основных факторов, ограничивающих усиление магнитооптическо-

го отклика в магнитоплазмонных наноструктурах, являются потери возбуждающихся в них поверхностных плазмонов на поглощение в материале и излучение в дальнюю зону. Поиск методов уменьшения плазмонных потерь является одной из актуальных задач нанопотоники. Так, для уменьшения потерь плазмона на поглощение было предложено комбинировать ферромагнитные материалы с благородными. Ферромагнитный слой обеспечивает магнитную активность среды, слой благородного металла – возбуждение поверхностных плазмонов. Полученные таким образом мультислойные структуры показали существенно большее плазмонное усиление магнитооптических эффектов [11, 14]. К такому же результату привело включение металлических наночастиц в слой магнитного диэлектрика [15, 16]. Для уменьшения радиационных потерь плазмонов было предложено гибридизовать плазмонные резонансы с малой добротностью со спектрально-узкими электромагнитными модами, такими как, например, волноводная мода [17] или дифракционный порядок [18, 19]. Гибридизованное возбуждение обладало более узким спектром с характерной резонансной особенностью, в окрестности которой наблюдалось существенно большее усиление магнитооптического отклика. Основным механизмом радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных решетках является рассеяние на периодических неровностях (выступах и канавках) профиля их поверхности. Уменьшение глубины профиля поверхности одномерных периодических решеток позволяет уменьшить сечение рассеяния плазмонов и, как следствие, их радиационные потери, но при этом влияет на эффективность перекачки падающего излучения в поверхностный плазмон. В пределе нулевой глубины профиля возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов происходить не будет. Численные и экспериментальные исследования оптического отклика одномерных плазмонных решеток показали, что наибольшая эффективность связывания излучения в плазмон наблюдается для решеток, глубина профиля которых обеспечивает равенство омических (на поглощение в материале) и радиационных потерь возбуждающихся поверхностных плазмон-поляритонов [20]. Коэффициент отражения таких решеток на резонансной длине волны близок к нулевому значению. Условие равенства омических и радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов, при котором наблюдается наибольшая перекачка в них энергии падающего излучения, также называют условием критической связи [20]. Однако до сих пор не ясно, какой из двух рассматриваемых факторов – более эффективная перекачка энергии в плазмон или меньшие радиационные потери – имеет определяющее значение для плазмонного усиления магнитооптического отклика. Этот вопрос остается открытым и требует более детального исследования.

Сверхбыстрое лазерное размагничивание магнитных материалов (точнее, с

магнитным упорядочиванием) остается одной из ключевых научных проблем на стыке нанофотоники и магнетизма уже более трех десятилетий: ведутся дискуссии на предмет характерных времен [21,22] и механизмов [23,24] процесса, предлагаются новые методики исследования [25,26], рассматриваются новые материалы и объекты [27], к числу которых с недавнего времени также относятся и плазмонные наноструктуры [28, 29]. Так, например, было показано, что резонансное возбуждение поверхностных плазмонов импульсом накачки приводит к еще большему нагреву структуры, в результате чего она размагничивается сильнее [28]. Такой подход, в частности, позволяет уменьшить пороговые значения плотности энергии лазерного излучения, необходимые для размагничивания и перемагничивания [29], что, помимо фундаментальной значимости, имеет также ключевое значение для таких прикладных задач, как упомянутая ранее термомагнитная запись и полностью оптическое переключение. Альтернативный подход состоит в использовании поверхностных плазмонов для резонансного зондирования сверхбыстрой динамики магнитооптического отклика наноструктур, индуцированной их нерезонансным лазерным нагревом. В этом случае на волновой вектор поверхностного плазмона может оказать влияние сверхбыстрое изменение как намагниченности структуры, так и ее диэлектрической проницаемости. Для реализации такого подхода в схеме зонд-накачка требуется чтобы поверхностный плазмон возбуждался в резонансе с зондирующим импульсом, вдали от накачивающего. Исследования сверхбыстрой динамики магнитооптического отклика ферромагнитной наноструктуры в условиях резонансного возбуждения зондирующим импульсом поверхностных плазмон-поляритонов еще не проводилось.

Одной из ключевых задач терагерцовой фотоники является поиск устройств и методов управления излучением терагерцового (ТГц) диапазона – изменения его длины волны, частоты, состояния поляризации, направления распространения, преобразования волнового фронта. За более, чем десять лет работы был достигнут прогресс в решении этой проблемы. В частности, были предложены, усовершенствованы и коммерчески реализованы некоторые пассивные элементы ТГц оптики - фильтры, линзы, зеркала, светоделители, поляризаторы [30,31]. Материалы, из которых они изготавливаются, обладают низким показателем преломления в ТГц диапазоне, из-за чего для набора излучением необходимого фазового набег элемента требуется делать объемными. Это значительно ограничивает возможности их использования в фотонных интегральных схемах и устройствах на чипе. Еще одним недостатком современных элементов ТГц оптики является их пассивность: геометрия и физические свойства элемента и, как следствие, реализуемое им преобразование фиксируются в момент изготовления и практически не изменяются внешними воздействиями. В работе [32] был предложен метод, позволяющий ре-

шить сразу обе проблемы – создать динамические квази-планарные субмиллиметровые структуры, позволяющие управлять ТГц излучением. Идея метода состоит в формировании фазовой маски в поверхностном слое полупроводника при его засветке оптическим излучением с пространственно-модулированным на субмиллиметровых масштабах профилем. В засвеченных областях вследствие фотоэффекта происходит генерация свободных носителей, концентрация которых определяет, в том числе, диэлектрическую проницаемость данных областей. В результате в поверхностном слое полупроводника формируется субмиллиметровая структура с периодической (может быть и нерегулярной) модуляцией диэлектрической проницаемости, функционирующая для падающего ТГц излучения как фазовая маска, при взаимодействии с которой волновой фронт ТГц импульса меняется требуемым образом. Изменяя пространственный профиль фотоиндуцирующего пучка при помощи, например, пространственного модулятора света или проектора, можно в реальном времени управлять конфигурацией формируемой фазовой маски и, как следствие, реализуемым этой маской преобразованием. Данный метод, получивший название фотодинамического формирования или фотоиндуцирования, позволил создать целый набор перестраиваемых ТГц элементов, включая фильтры [33], модуляторы [34], волноводы [35], дифракционные решетки [32], на базе которых впоследствии были реализованы поляризаторы [36] и дефлекторы [37], простейшие ТГц метаповерхности [38]. В подавляющем большинстве случаев в качестве платформы (подложки) для фотоиндуцирования использовался высокоомный кремний, а концентрации возбужденных носителей было достаточно для реализации требуемого преобразования, но недостаточно для возбуждения в сформированной структуре поверхностных плазмонов. В фотоиндуцированных перестраиваемых субмиллиметровых структурах возбуждение плазмонных мод ТГц диапазона было показано на примере локализованных плазмонов в расположенных случайным образом субмиллиметровых антеннах, сформированных на поверхности арсенида галлия [39]. Экспериментального наблюдения возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов ТГц диапазона в перестраиваемых субмиллиметровых периодических структурах, фотоиндуцированных оптическим излучением на поверхности полупроводника, еще не было.

Таким образом, можно считать, что **степень разработанности** данной темы является достаточной. Существует хорошо развитый аппарат методов и подходов к проведению исследований по данной теме и интерпретации полученных результатов. Кроме того, понятна их как фундаментальная, так и практическая значимость. Несмотря на это, ряд актуальных вопросов все еще остается открытым.

Цели и задачи

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование особенностей магнитооптического отклика и его лазерно-индуцированной сверхбыстрой динамики в одномерных никелевых магнитоплазмонных кристаллах с различной глубиной профиля поверхности, а также терагерцового отклика одномерных перестраиваемых плазмонных решеток, фотоиндуцированных на поверхности арсенида галлия.

В рамках диссертационной работы были поставлены следующие **задачи**:

1. Исследование зависимости величины резонансного усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра от глубины профиля поверхности одномерных никелевых плазмонных кристаллов, определяющей соотношение омических и радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов.
2. Изучение сверхбыстрой динамики экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом плазмонном кристалле при его нерезонансном нагреве фемтосекундным лазерным импульсом накачки в условиях резонансного возбуждения импульсом зондирования поверхностных плазмон-поляритонов.
3. Обнаружение поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных перестраиваемых субмиллиметровых решетках, индуцированных на поверхности низколегированного арсенида галлия фемтосекундными лазерными импульсами при помощи пространственного модулятора света.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Впервые показано, что усиление экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерных никелевых плазмонных кристаллах в спектральной области резонанса поверхностных плазмон-поляритонов зависит от соотношения между потерями плазмонов на поглощение в материале и на излучение в дальнюю зону и достигает максимума при их равенстве.
2. Обнаружено, что резонансное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов импульсом зондирования позволяет увеличить чувствительность регистрации сверхбыстрой динамики экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом плазмонном кристалле при его нерезонансном нагреве фемтосекундным лазерным импульсом накачки.
3. На примере экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерном никелевом плазмонном кристалле впервые показано, что в наноструктурах, поддерживающих возбуждение резонансных электромагнитных

мод, возможно разделение вкладов в сверхбыструю динамику их магнитооптического отклика от размагничивания и от изменения диэлектрической проницаемости, индуцированного лазерным нагревом.

4. Предложена и реализована модификация времяразрешающей терагерцовой спектроскопии, основанная на анализе вклада множественных отражений во временной профиль электрического поля прошедшего терагерцового импульса. Модифицирование методика впервые применена для исследования терагерцового отклика фотоиндуцированных решеток.
5. Впервые экспериментально продемонстрировано возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных перестраиваемых субмиллиметровых решетках, фотоиндуцированных на поверхности низколегированного арсенида галлия фемтосекундным лазерным импульсом с профилем, сформированным при помощи пространственного модулятора света.

Теоретическая и практическая значимость диссертационной работы заключается в потенциальном использовании полученных результатов для расширения функциональных возможностей уже существующих и разрабатываемых устройств и приборов нано- и терагерцовой фотоники, реализующих управление (в т.ч. активное) излучением соответствующего диапазона. Предложенный подход к управлению величиной плазмонного усиления магнитооптического отклика может быть использован для повышения чувствительности сенсоров и датчиков магнитного поля, увеличения эффективности магнитооптических модуляторов, поляризаторов и дефлекторов. Показанная в работе высокая чувствительность поверхностных плазмон-поляритонов к изменению намагниченности системы на субпикосекундных временных масштабах перспективна в контексте исследования процессов сверхбыстрого лазерного размагничивания различных магнитных материалов. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в фотодинамически сформированных с использованием пространственного модулятора света перестраиваемых ТГц метаповерхностях представляет интерес с точки зрения увеличения сечения взаимодействия с ними падающего ТГц излучения и, как следствие, эффективности реализуемого ими преобразования.

Методология диссертационного исследования

Экваториальный магнитооптический эффект Керра в никелевых плазмонных кристаллах исследовался методом магнитооптической спектроскопии на отражение с использованием синхронного детектирования. Характеризация профиля поверхности никелевых плазмонных кристаллов проводилась методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии. Численные расчеты спектров

отражения и магнитооптического эффекта Керра исследуемых образцов, стационарного распределения компонент ближнего поля в их сечении проводились методом конечных разностей во временной области (FDTD) в программном пакете Ansys Lumerical. Сверхбыстрая динамика экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевых плазмонных кристаллах исследовалась в схеме фемтосекундной спектроскопии с временным разрешением методом “зонд-накачка”. Исследование пропускания фотоиндуцированных субмиллиметровых решеток в терагерцовом диапазоне проводилось в схеме терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, в которую было добавлено плечо оптической накачки.

Личный вклад

Личный вклад автора является определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. Автором осуществлялись сбор и юстировка экспериментальных установок, проведение измерений, обработка и анализ полученных данных, выполнение аналитических и численных расчетов.

Объект и предмет исследования

В роли объектов исследования в настоящей работе выступают одномерные никелевые плазмонные кристаллы с различной глубиной профиля поверхности и фотоиндуцированные на поверхности арсенида галлия одномерные плазмонные решетки, возбуждающиеся в таких структурах поверхностные плазмон-поляритоны. Предметом исследований являются экваториальный магнитооптический эффект Керра и его субпикосекундная динамика в никелевых плазмонных кристаллах и терагерцовый отклик фотоиндуцированных плазмонных решеток.

Положения, выносимые на защиту:

- Величина резонансного экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерных никелевых плазмонных кристаллах достигает максимума при равенстве омических и радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов.
- В никелевом плазмонном кристалле в условиях критической связи возможно разделение термооптического и магнитного вклада в сверхбыструю динамику экваториального магнитооптического эффекта Керра при резонансном возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов зондирующим импульсом.
- В одномерных перестраиваемых фотоиндуцированных субмиллиметровых

решетках, сформированных на поверхности низколегированного арсенида галлия, при достижении пороговой плотности энергии импульса накачки возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны терагерцового диапазона.

Достоверность результатов

Результаты экспериментальных исследований были получены на современном оборудовании, воспроизводятся в пределах погрешности при повторении измерений, не противоречат существующим литературным данным. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и результатами численных и аналитических расчетов, которые, в свою очередь, воспроизводят параметры экспериментальных образцов и условия проводимых экспериментов. Результаты диссертационной работы прошли стадии рецензирования при их публикации в научных изданиях. Все вышеперечисленное указывает на высокую степень достоверности представленных результатов.

Апробация работы

Результаты, отраженные в настоящей диссертации, представлены на следующих всероссийских и международных научных конференциях:

- Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2017), Москва, Россия, 2017
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных “Ломоносов”, Москва, Россия, 2018 и 2019
- XVI Всероссийская школа-семинар “Волновые явления в неоднородных средах” имени профессора А.П. Сухорукова (Волны-2018), Красновидово, Россия, 2018
- 11th International Conference of Electrical, Transport, and Optical Properties on Inhomogeneous Media (ETOPIM11), Краков, Польша, 2018
- Swiss-Russian Workshop “Materials of electronics in ultrashort ultrastrong electromagnetic field”, Москва, Россия, 2018
- International Baltic Conference on Magnetism (IBCM), Светлогорск, Россия, 2019 и 2023
- International Conference on Ultrafast Optical Science “Ultrafast Light-2019”, Москва, Россия, 2019
- SPIE Photonics Europe Digital Forum, Страсбург, Франция, 2020 (онлайн)

- 5th International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO), Тбилиси, Грузия, 2020 (онлайн)

Основные результаты, представленные в диссертации, опубликованы в 4 статьях в рецензируемых научных изданиях, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus, РИНЦ:

1. **I. A. Novikov** “Ultrafast Magneto-Optics in Nickel Magnetoplasmonic Crystals” / M. A. Kiryanov, P. K. Nurgalieva, A. Yu. Frolov, V. V. Popov, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin *Nano Letters* **20** (12), 8615–8619 (2020), WoS JIF: 10.8 / 0.7 п. л. / вклад соискателя: 30 %
2. M. A. Kiryanov “Surface profile-tailored magneto-optics in magnetoplasmonic crystals” / A. Yu. Frolov, **I. A. Novikov**, P. A. Kipp, P. K. Nurgalieva, V. V. Popov, A. A. Ezhov, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin *APL Photonics* **7** (2), 026104-1 – 026104-7 (2022), WoS JIF: 5.6 / 0.85 п.л. / вклад соискателя: 25 %
3. **И. А. Новиков** “Пространственно неоднородное сверхбыстрое размагничивание никелевого магнитоплазмонного кристалла”/М. А. Кирьянов, А. Ю. Фролов, В. В. Попов, Т.В. Долгова, А. А. Федянин *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* **118** (8), 584–589 (2023), ИФ РИНЦ: 0.528 / 0.54 п.л. / вклад соискателя: 25 %
Переводная версия: **I. A. Novikov** “Spatially Inhomogeneous Ultrafast Demagnetization of a Nickel Magnetoplasmonic Crystal” / M. A. Kiryanov, A. Yu. Frolov, V. V. Popov, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin *JETP Letters*, **118** (8), 574–578 (2023), WoS JIF: 1.4/0.48 п.л./вклад соискателя: 25 %
4. **И. А. Новиков** “Времяразрешающее детектирование терагерцового отклика фотодинамически сформированных плазмонных метаповерхностей”/М.А. Кирьянов, В. И. Стадничук, Т. В. Долгова, А. А. Федянин *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики* **119** (9), 651–657 (2024), ИФ РИНЦ: 0.528 / 0.75 п.л. / вклад соискателя: 35 %
Переводная версия: **I. A. Novikov** “Time-Resolved Detection of Terahertz Response in Photodynamically Induced Plasmonic Metasurfaces” / M. A. Kiryanov, V. I. Stadnichuk, T. V. Dolgova, A. A. Fedyanin *JETP Letters*, **119** (9), 665–671 (2024) WoS JIF: 1.4 / 0.74 п.л. / вклад соискателя: 35 %

Глава I

Обзор литературы

1. Поверхностные плазмоны на границе раздела металла и диэлектрика. Закон дисперсии, основные свойства и способы возбуждения.

Свободные электроны на поверхности металла могут совершать когерентные колебания, формируя области сгущения и разрежения электронной плотности. Между данными областями возникает электромагнитное поле, электрическая компонента которого лежит в плоскости колебания (продольная), а магнитная - перпендикулярно ей. За счет кулоновского взаимодействия подобные возмущения электронной плотности могут передаваться вдоль границы раздела металл-диэлектрик на расстояния, существенно превышающие собственную длину волны.

Когерентные электронные колебания в разных областях пространства не могут возникнуть за счет случайных актов рассеяния свободных электронов между собой, требуется некоторое внешнее воздействие. Такие колебания, называемые также плазменными волнами на поверхности (surface plasma oscillations [40]), можно возбудить при помощи коллимированного электронного пучка или световой волны. Возбужденные световой волной когерентные коллективные колебания носителей заряда на поверхности металла называются поверхностными плазмон-поляритонами (Surface plasmon-polaritons, SPP). Отметим, что колебания электронов находятся в резонансе с полем возбуждающей их световой волны. Поверхностный плазмон-поляритон (ППП) является поверхностной волной: поле плазмона сконцентрировано вблизи границы раздела двух сред и экспоненциально убывает по обе стороны от нее. ППП является ТМ-поляризованной (р-поляризованной) волной: электрическая компонента поля лежит в плоскости падения возбуждающей световой волны, магнитная - перпендикулярна ей.

Выведем закон дисперсии ППП на гладкой поверхности. Пусть р-поляризованная поверхностная волна распространяется вдоль (положительное направление x) гладкой поверхности раздела между двумя полубесконечными средами с ε_1 ($z < 0$) и ε_2 ($z > 0$). Электрическое и магнитное поля такой волны, способной распространяться вдоль поверхности раздела и быстро затухающей в перпендикулярных от нее направлениях, могут быть записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} E &= E_0^\pm e^{i(k_x x \pm k_z z - \omega t)} \\ H &= H_0^\pm e^{i(k_x x \pm k_z z - \omega t)} \end{aligned} \quad (1)$$

где \pm относится к $z > 0$ и $z < 0$, соответственно. Важным здесь является то, что волновой вектор k_z должен быть чисто мнимым. В противном случае не будет выполнено условие затухания волны на бесконечности ($z \rightarrow \pm\infty$). Запишем

покомпонентные выражения для полей E и H в обеих средах:

$$\begin{aligned}
 z < 0 : \\
 E_1 &= (E_{1x}, 0, E_{1z})e^{i(k_{1x}x - k_{1z}z - \omega t)} \\
 H_1 &= (0, E_{1y}, 0)e^{i(k_{1x}x - k_{1z}z - \omega t)} \\
 z > 0 : \\
 E_2 &= (E_{2x}, 0, E_{2z})e^{i(k_{2x}x + k_{2z}z - \omega t)} \\
 H_2 &= (0, H_{2y}, 0)e^{i(k_{2x}x + k_{2z}z - \omega t)}
 \end{aligned} \tag{2}$$

Воспользуемся системой уравнений Максвелла в среде и граничными условиями для компонентов электромагнитного поля, справедливыми при $z = 0$ [41]. Будем рассматривать электронейтральный случай ($\rho = 0, j = 0$).

$$\begin{cases}
 \operatorname{rot} H = \frac{1}{c} \frac{dD}{dt}, \\
 \operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{dB}{dt}, \\
 \operatorname{div} D = 0, \\
 \operatorname{div} B = 0.
 \end{cases} \tag{3}$$

$$\begin{cases}
 E_{1\tau} = E_{2\tau}, \\
 [n, H_2 - H_1] = 0, \\
 D_{2n} - D_{1n} = 0, \\
 B_{1n} - B_{2n} = 0.
 \end{cases} \tag{4}$$

Подставим покомпонентное представление векторов (2) в условия (4). Из непрерывности тангенциальных компонент электрического поля получим:

$$E_{1x}e^{ik_{1x}x} = E_{2x}e^{ik_{2x}x} \tag{5}$$

Данное выражение выполняется при любом x , в т. ч. при $x = 0$, тогда:

$$E_{1x} = E_{2x} \tag{6}$$

С учетом только что полученного результата и необходимости выполнения условия (5) при любом x , справедливо:

$$k_{1x} = k_{2x} = k_x \tag{7}$$

Из второго уравнения системы (4) с учетом непрерывности k_x (7), имеем:

$$H_{2y}e^{ik_{2x}x} = H_{1y}e^{ik_{1x}x} \Rightarrow H_{2y}e^{ik_x x} = H_{1y}e^{ik_x x} \Rightarrow H_{2y} = H_{1y} \tag{8}$$

Третье уравнение системы (4) приводит к следующему результату:

$$\varepsilon_2 E_{2z} = \varepsilon_1 E_{1z} \quad (9)$$

Воспользуемся первым из системы уравнений Максвелла (3), раскроем ротор вектора \mathbf{H} по определению, приравняем коэффициенты при одинаковых ортах, получим:

$$\begin{cases} \mp k_{iz} H_{iy} = \varepsilon_i \frac{\omega}{c} E_{ix} \\ k_{ix} H_{iy} = \varepsilon_i \frac{\omega}{c} E_{iz} \end{cases} \quad (10)$$

Индекс i относится к рассматриваемой среде. Явно запишем первое выражение полученной системы (10) для обеих сред:

$$\begin{cases} k_{1z} H_{1y} = \varepsilon_1 \frac{\omega}{c} E_{1x} \\ k_{2z} H_{2y} = -\varepsilon_2 \frac{\omega}{c} E_{2x} \end{cases} \quad (11)$$

Разделим первое уравнение данной системы на второе и, с учетом $E_{1x} = E_{2x}$ и $H_{1y} = H_{2y}$, получим:

$$\frac{k_{1z}}{k_{2z}} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \quad (12)$$

Полный волновой вектор любой волны может быть представлен через его проекции. В нашем случае справедливым будем следующее представление:

$$k_x^2 + k_{zi}^2 = k^2 = \varepsilon_i \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \quad (13)$$

Расписав данное выражение для двух рассматриваемых сред, получим:

$$\begin{cases} \varepsilon_1 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_{1z}^2 \\ \varepsilon_2 \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 = k_x^2 + k_{2z}^2 \end{cases} \quad (14)$$

Второе уравнение этой полученной системы необходимо домножить на $\varepsilon_1^2/\varepsilon_2^2$, далее воспользоваться формулой (12) и вычесть одно уравнение из другого. Тогда для $k_x = k_{SPP}$ справедливо:

$$k_{SPP} = k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (15)$$

Подставим найденное значение k_x в уравнение (13), чтобы найти z -проекцию волнового вектора, получим:

$$k_{zi} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_i^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (16)$$

Для обеспечения затухания волны на бесконечности ($z \rightarrow \infty$), необходимо, чтобы k_{zi} был мнимым. Это возможно только в том случае, если подкоренное выражение будет отрицательным, а значит:

$$\varepsilon_1 < -\varepsilon_2 \quad (17)$$

Будем для определенности считать, что одна из сред (вторая) является диэлектриком. Для нее характерна действительная и положительная диэлектрической проницаемость ($\varepsilon_2 > 0$). Тогда ε_1 должна быть, во-первых, отрицательной, а, во-вторых, по модулю большей, чем ε_2 . ε может достигать отрицательных значений в металлах (или сильнолегированных полупроводниках).

Диэлектрическая проницаемость металла является комплексной величиной ($\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$) и вдали от межзонных переходов может быть описана в рамках модели свободных электронов Друде-Лоренца [42], [43]:

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}\right) + i \left(\frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^3 + \omega \gamma^2}\right), \quad (18)$$

где γ - постоянная затухания, $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m^* \varepsilon_0}}$ - плазменная частота. Здесь n - концентрация свободных носителей (электронов) в металле, e - элементарный электронный заряд, m^* - эффективная масса свободных носителей, ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума (свободного пространства). В случае, если $\omega \gg \gamma$, что справедливо для слабопоглощающих металлов на оптических частотах, выражение (18) упрощается:

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) + i \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^3/\gamma}\right) \quad (19)$$

Более того, в таком приближении мнимая часть диэлектрической проницаемости оказывается значительно меньше действительной, поэтому можно считать, что полная диэлектрическая проницаемость определяется простым выражением:

$$\varepsilon(\omega) = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \quad (20)$$

Остановимся на этом выражении более подробно. Пусть на слабопоглощающую среду, проницаемость которой задается выражением (20), падает электромагнитная волна с частотой ω . В зависимости от соотношения между ω_p и ω возможно три варианта взаимодействия волны со средой [44]:

- $\omega > \omega_p \Rightarrow \varepsilon(\omega) > 0$: Электромагнитная волна "воспринимает" среду как прозрачную (диэлектрик). Волна распространяется через нее без затухания.

- $\omega < \omega_p \Rightarrow \varepsilon(\omega) < 0$: Среда "воспринимается" волной как металл. Волна по мере распространения экспоненциально затухает.
- $\omega = \omega_p \Rightarrow \varepsilon(\omega) = 0$: Возбуждение объемных плазмонов - собственных колебаний носителей заряда на плазменной частоте.

Требуемое для возбуждения ППП отрицательное значение ε достигается на частотах, меньших плазменной. Для большинства металлов ω_p лежит в УФ-диапазоне.

Вернемся к закону дисперсии поверхностного плазмона. Будем считать, что плазмон возбуждается на границе металла с малым поглощением (ε_1 или ε_m) и диэлектрика (ε_2 или ε_d). Воспользуемся выражением для диэлектрической проницаемости металла в приближении малого поглощения (формула (20)) и подставим его в закон дисперсии, получим:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{(\omega^2 - \omega_p^2) \varepsilon_d}{(1 + \varepsilon_d) \omega^2 - \omega_p^2}} \quad (21)$$

Рассмотрим предельные случаи данного выражения:

- $\omega \rightarrow 0$: $k_x \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_d}$. Закон дисперсии поверхностного плазмона приближается к закону дисперсии световой волны в среде с ε_d .
- $\omega \rightarrow \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \varepsilon_d}}$: $k_x \rightarrow \infty$, $\varepsilon_m \rightarrow -\varepsilon_d$

При дальнейшем увеличении частоты диэлектрическая проницаемость металла по модулю оказывается меньше, чем проницаемость окружающего диэлектрика. Поверхностный плазмон в этом случае возбудиться не может (см. условие 17)). Отметим еще одну граничную точку по частоте: $\omega = \omega_p$. В этом случае $\varepsilon_m = 0$, и происходит возбуждение объемных плазмонов. Построим закон дисперсии (21) для поверхностного плазмона, распространяющегося на границе раздела воздух-золото. Плазменную частоту золота возьмем равной $\omega_p = 1.32 \cdot 10^{16}$ рад/с [45]. Из рисунка 1 видно, что закон дисперсии поверхностного плазмона при любом k_x лежит правее закона дисперсии света в вакууме ("световой линии"), т. е. $k_x > \sqrt{\varepsilon_d} \frac{\omega}{c}$. На фиксированной частоте (энергии фотона) существует некоторая расстройка Δk_x между волновыми векторами. Переход световой волны в плазмон и обратный переход (переизлучение плазмона в свет) в общем случае невозможны до тех пор, пока она не будет скомпенсирована. Сообщить световой волне дополнительный импульс $\hbar \Delta k_x$ можно несколькими способами. Более подробно мы остановимся на двух из них - на дифракционных и призмных методах [41, 46].

Наличие вектора обратной решетки позволяет скомпенсировать расстройку между волновым вектором поверхностного плазмона и проекцией световой волны на плоскость решетки. Пусть световая волна с $k = \omega/c$ падает на дифракционную

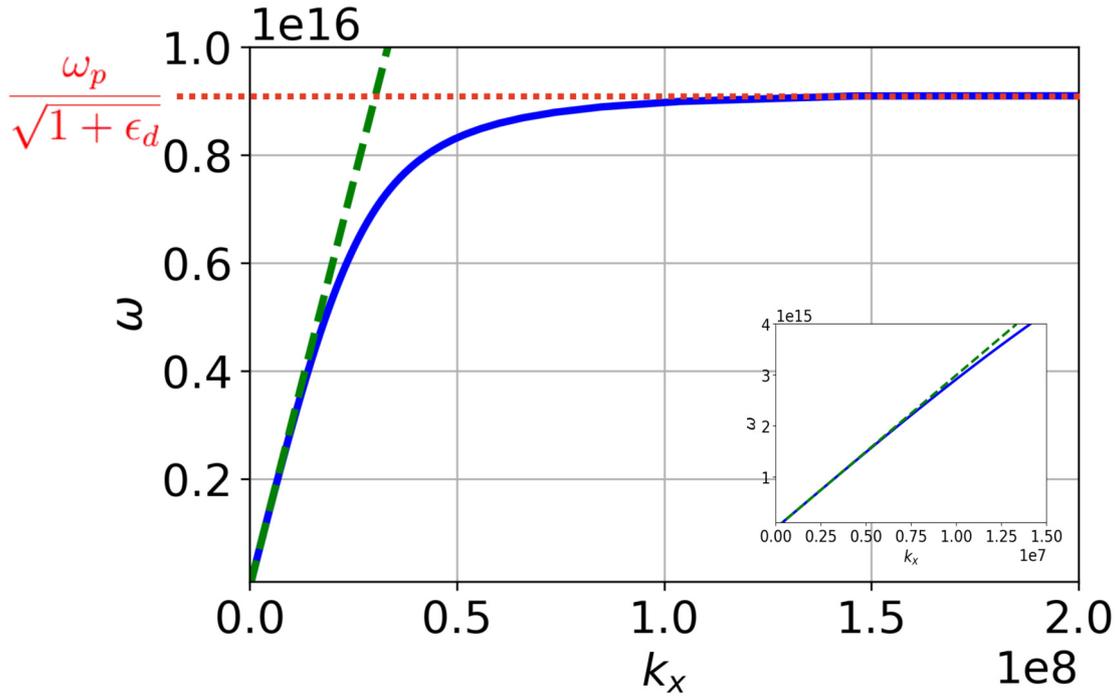


Рис. 1: Закон дисперсии поверхностного плазмона, распространяющегося по гладкой границе раздела золото-воздух (синяя кривая). Зеленой прерывистой линией показана “световая линия” - закон дисперсии света в воздухе (вакууме). Красная точечная линия показывает предельно возможную частоту плазмона в такой системе ($\approx 0.92 \cdot 10^{16}$ рад/с). На вставке изображены законы дисперсии света в вакууме и плазмона при малых значениях k_x .

решетку с периодом d под углом θ_0 , ее проекция на плоскость решетки равна $k_{0x} = (\omega/c) \sin \theta_0$. Справедливо следующее соотношение:

$$k_{0x} + \Delta k_x = (\omega/c) \sin \theta_0 \pm m \frac{2\pi}{d} = k_{SPP} \quad (22)$$

Это соотношение называется условием фазового синхронизма. Наличие дополнительного слагаемого позволяет замкнуть синхронизм и возбудить поверхностный плазмон для одной из спектральных компонент падающего излучения. Целое число m определяет порядок возбуждающегося плазмона. Возможен и обратный процесс перехода плазмона в световую волну с переизлучением части энергии. Переизлученная плазмоном волна способна интерферировать с волной, взаимодействие которой с решеткой носило нерезонансный характер. По спектру возникающей между двумя этими волнами (резонансной и нерезонансной компонент) интерференции и регистрируют возбуждение плазмона в данной системе.

Дисперсионные кривые плазмона и световой волны в среде лежат близко друг к другу (особенно при малых k_x), но не пересекаются. Если бы существовала возможность наклонить закон дисперсии световой волны (например, "поместив" ее в более оптически плотную среду), оставив при этом закон дисперсии плазмона

неизменным, то пересечение обеих кривых, а значит, и возбуждение ППП оказалось бы возможным. Эта концепция лежит в основе призмных методик возбуждения. Области распространения световой волны и поверхностного плазмона пространственно разводятся. Световая волна распространяется в диэлектрике с более высоким показателем преломления по сравнению с диэлектриком, на границе с которым возбуждается ППП. Например, поверхностный плазмон может возбуждаться на поверхности металла, граничащего с воздухом ($\epsilon = 1$), а поверхностная волна распространяться в стеклянной ($\epsilon = 2.25$) призме, как это и показано на рис.2 ниже. Увеличение x-проекции световой волны в 2.25 раза ока-

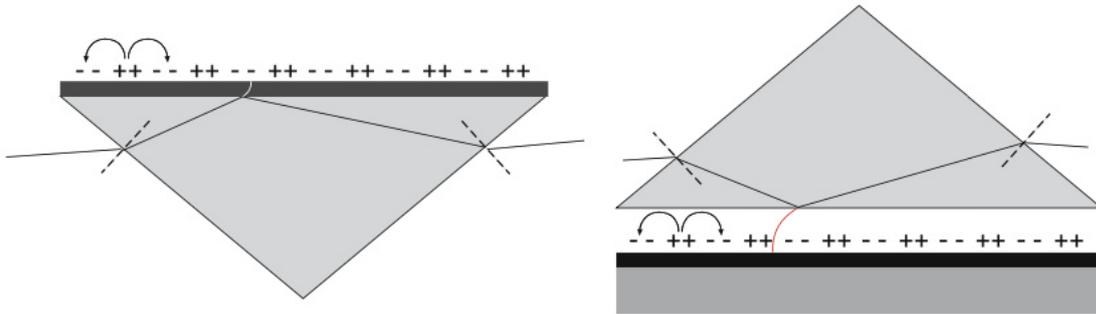


Рис. 2: Призмные схемы возбуждения поверхностных плазмонов [46]. Показаны возможные траектории распространения световой волны (линии) и области сгущения и разряжения электронной плотности (значки \pm) (области возбуждения ППП). Схема без воздушного зазора (слева) называется схемой Кречманна [47], схема с воздушным зазором (справа) - схемой Отто [48]. Как правило, используются стеклянные призмы.

зывается достаточным для возбуждения ППП на границе с воздухом. Условие фазового синхронизма для такой системы можно записать следующим образом:

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon} \sin \theta_0 = k_{SPP} \quad (23)$$

Помимо выполнения условия фазового синхронизма для возбуждения плазмона также необходимо вывести электроны на поверхности из положения равновесия. В случае с дифракционным методом смещение электронов из положений равновесия осуществлялось полем световой волны. В рассматриваемом случае световая волна просто не доходит до области возбуждения. Смещение зарядов происходит под действием поля эванесцентных мод, возникающих при полном внутреннем отражении световой волны от нижней поверхности призмы. Поле эванесцентной моды способно "дотянуться" до и "раскачать" свободные электроны металла. Этим и обусловлена необходимость использования геометрии полного внутреннего отражения. Возбуждение поверхностного плазмона в призмной схеме регистрируется по появлению провала в спектре отражения.

Перейдем к рассмотрению свойств поверхностных плазмонов. Для этого снова вернемся к закону дисперсии и учтем, что в общем случае диэлектрическая проницаемость металла является комплексной функцией, содержащей действительную и мнимую части. По этой причине волновой вектор поверхностного плазмона также является комплексной величиной $k_x = k_{SPP} = k'_x + ik''_x$. Действительная часть отвечает за распространение волны в среде, мнимая - за ослабление (затухание). В общем случае выражение для k'_x и k''_x выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} k'_x = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\varepsilon_d}{(\varepsilon'_m + \varepsilon_d)^2 + \varepsilon''_m{}^2} \right]^{1/2} \left[\frac{\varepsilon_e^2 + \sqrt{\varepsilon_e^4 + (\varepsilon''_m \varepsilon_d)^2}}{2} \right]^{1/2} \\ k''_x = \frac{\omega}{c} \left[\frac{\varepsilon_d}{(\varepsilon'_m + \varepsilon_d)^2 + \varepsilon''_m{}^2} \right]^{1/2} \left[\frac{(\varepsilon''_m \varepsilon_d)^2}{2\varepsilon_e^2 + 2\sqrt{\varepsilon_e^4 + (\varepsilon''_m \varepsilon_d)^2}} \right]^{1/2} \end{cases}, \quad (24)$$

где $\varepsilon_e^2 = \varepsilon'_m{}^2 + \varepsilon''_m{}^2 + \varepsilon_d \varepsilon'_m$. В пределе малого поглощения ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$) выражение для k'_x и k''_x в значительной степени упрощается [41, 46]:

$$\begin{cases} k'_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{1/2} \\ k''_x = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon'_m \varepsilon_d}{\varepsilon'_m + \varepsilon_d} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon''_m}{2\varepsilon'^2_m} \end{cases} \quad (25)$$

Действительная часть волнового вектора k'_x плазмона позволяет найти его длину волны:

$$\lambda_{SPP} = \frac{2\pi}{k'_x} \quad (26)$$

Мнимая часть волнового вектора определяет длину распространения плазмона вдоль границы раздела металл-диэлектрик:

$$L_{SPP} = \frac{1}{2k''_x} \quad (27)$$

Для поверхностного плазмона, распространяющегося по гладкой границе раздела воздух-золото, L_{SPP} составляет примерно 3 мкм на длине волны возбуждения $\lambda_0 = 633$ нм и порядка 20 мкм для $\lambda_0 = 805$ нм [49]. По отношению длины распространения плазмона к его фазовой скорости ($v_{ph} = \omega/k'_x$) можно оценить время его жизни в рассматриваемой системе. Более точным способом является оценка времени жизни из ширины плазмонного резонанса.

Известно, что поле поверхностного плазмона в направлении, перпендикулярном границе раздела убывает как $e^{-|k_{zi}|z}$. Глубина, на которой z-компонента поля плазмона убывает в e раз, называется глубиной проникновения поля плазмона в

материал и определяется как:

$$z_i = \frac{1}{|k_{zi}|} \quad (28)$$

В приближении малого поглощения ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$) z_i может быть найден по следующим формулам:

$$\begin{aligned} z_2 &= \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_2^2} \right)^{1/2} \\ z_1 &= \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\varepsilon'_1 + \varepsilon_2}{\varepsilon_1'^2} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (29)$$

Значение z_2 и z_1 для золота на длине волны возбуждения $\lambda_0 = 600$ нм составляет 280 и 31 нм, соответственно [41]. Поле плазмона проникает в металл слабее [50].

В заключение отметим особенность, связанную с длиной распространения ППП. Рассмотрим следующую модельную задачу. Пусть световая волна с длиной 800 нм возбуждает плазмон на границе металл-воздух. Допустим, что отношение действительной и мнимой частей ε этого металла поддается изменению. Пусть параметр $|\varepsilon''/\varepsilon'|$ может быть изменен в пределах от 0.1 (материал с малым поглощением, например, золото) до 10 (материал с большим поглощением, например, никель). Проведем аналитический расчет L_{SPP} по формуле 27 с учетом второго уравнения системы 24. Для упрощения расчетов возьмем $\varepsilon' = -10$. Фрагмент таблицы с рассчитанными значениями и построенная зависимость L_{SPP} от параметра $|\varepsilon''/\varepsilon'|$ показаны на рисунке 3. Видно, что полученная зависимость имеет

$ \varepsilon''/\varepsilon' $	$L_{SPP}, \mu m$
0.1	11.068
0.2	5.726
0.3	4.032
0.4	3.248
0.5	2.830
0.6	2.593
0.7	2.461
0.8	2.394
0.9	2.370
1.0	2.377
1.1	2.405

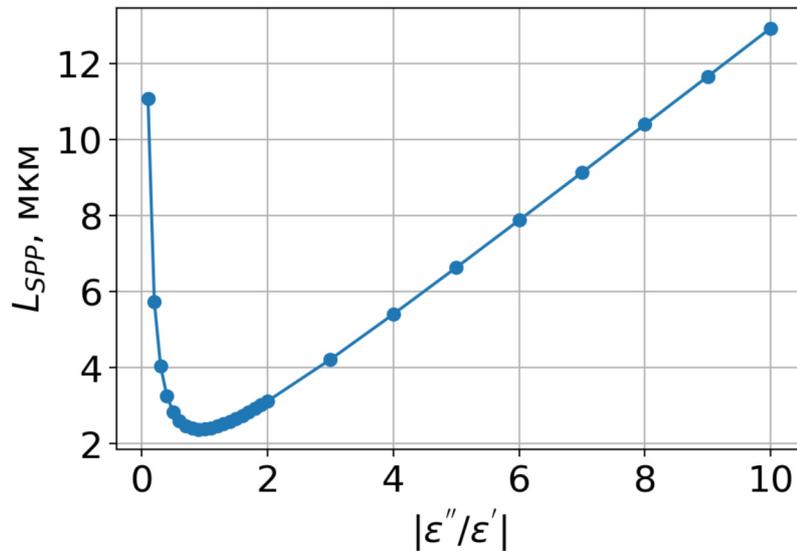


Рис. 3: Зависимость длины распространения ППП от соотношения $|\varepsilon''/\varepsilon'|$ металла немонотонный характер. При малых значениях $|\varepsilon''/\varepsilon'|$ длина пробега плазмона уменьшается с увеличением ε'' до определенного минимального значения, после

чего наблюдается рост L_{SPP} с увеличением поглощения. Минимальное значение длины пробега достигается в случае, когда $|\varepsilon'| \sim \varepsilon''$, более точно $|\varepsilon' + \varepsilon_d| \approx \varepsilon''$. Это значение можно расценивать как некоторую границу между двумя режимами изменения L_{SPP} . Отметим, что утверждение об увеличении длины пробега с ростом потерь плазмона выглядит контринтуитивно, однако наблюдаемый эффект можно объяснить феноменологически с помощью изменения постоянной затухания γ в модели Друде.

2. Тензор диэлектрической проницаемости гиротропных сред. Магнитооптические эффекты.

При наложении внешнего поля однородная изотропная среда может приобрести анизотропные свойства. Такая среда называется гиротропной. В случае, если анизотропия наводится внешним магнитным полем, то среду принято называть магнитоактивной. Перейдем к рассмотрению основных магнитооптических эффектов. Будем проводить его в рамках феноменологической теории, описывающей макроскопические параметры среды (например, недиагональные компоненты тензора ε) без объяснения причин их возникновения. Тензор магнитной проницаемости на оптических частотах будем считать скаляром (гироэлектрическое приближение). Будем пользоваться этим приближением в дальнейшем. В качестве объекта рассмотрения выберем однородный изотропный ферромагнетик.

Намагничивание однородного изотропного ферромагнетика понижает его симметрию до одноосной. Кроме того, в тензоре диэлектрической проницаемости становятся отличными от нуля недиагональные компоненты, пропорциональные намагниченности M . В общем случае, тензор ε при наличии M является асимметричным тензором ($\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ji}$) 2-го ранга:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & ig_z & -ig_y \\ -ig_z & \varepsilon_1 & ig_x \\ ig_y & -ig_x & \varepsilon_0 \end{pmatrix} \quad (30)$$

Здесь $g = g_x, g_y, g_z$ – вектор гирации. В первом приближении гирацию g можно считать прямо пропорциональной намагниченности вещества: $g = \alpha M$. Ориентируем магнитное поле так, чтобы вектор намагниченности совпадал с одной из главных осей, например, с осью z . Тогда отклик среды на внешнее электромагнитное поле, описываемый вектором электрической индукции, примет вид:

$$D = \hat{\varepsilon}E = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 E_x + ig E_y \\ -ig E_x + \varepsilon_1 E_y \\ \varepsilon_0 E_z \end{pmatrix} \quad (31)$$

Полученное соотношение можно переписать в более общем виде [51]:

$$D = \varepsilon_0 E + i[gE] + b(E - m(mE)), \quad (32)$$

где $\vec{m} = \vec{M}/M$ - единичный вектор намагниченности, $b = \varepsilon_1 - \varepsilon_0$ характеризует наведенную магнитным полем анизотропию. Второе слагаемое в этом выражении определяет эффекты магнитного циркулярного двулучепреломления ($n'_R \neq n'_L$) и дихроизма ($n''_R \neq n''_L$). Последнее слагаемое определяет магнитное линейное двулучепреломление ($n'_{\parallel} \neq n'_{\perp}$) и магнитный линейный дихроизм ($n''_{\parallel} \neq n''_{\perp}$).

Важную роль для магнитооптики играют нормальные моды - решения уравнений Максвелла, имеющие гармоническую зависимость от координат и времени:

$$A \sim e^{-i(\omega t - kr)}, \quad (33)$$

где A - любой полевой вектор. Можно прямой подстановкой (33) в (3) показать, что уравнения Максвелла для нормальных мод имеет вид:

$$\begin{cases} [k, H] = -\frac{\omega}{c} \varepsilon E \\ [k, E] = \frac{\omega}{c} \mu H \\ (k, D) = 0 \\ (k, B) = 0 \end{cases} \quad (34)$$

Для простоты положим $\mu = 1$, что можно в первом приближении считать справедливым на оптических частотах. Выразим H из второго уравнения и подставим в первое, получим:

$$\frac{c}{\omega} [k, [k, E]] = -\frac{\omega}{c} \varepsilon E \quad (35)$$

Раскроем двойное векторное произведение, после чего домножим получившееся выражение на c^2/ω^2 :

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 E - \frac{ck}{\omega} \left(\frac{ck}{\omega}, E\right) = \hat{\varepsilon} E \quad (36)$$

Введем вектор рефракции $n = \frac{ck}{\omega}$, с учетом которого предыдущее уравнение примет вид:

$$n^2 E - n(n, E) = \hat{\varepsilon} E \quad (37)$$

Полученное уравнение является векторным, оно равносильно системе из трех скалярных уравнений. Условием разрешимости этой системы является равенство нулю ее детерминанта:

$$\det(n^2 \delta_{ij} - n_i n_j - \varepsilon_{ij}) = 0 \quad (38)$$

Полученное уравнение называется уравнением Френеля. Оно определяет вектор

рефракции $n(\omega)$ нормальных мод. Подстановка $n(\omega)$ позволяет решить задачу о нахождении собственных векторов нормальных мод. При рассмотрении магнитооптических эффектов искомую волну раскладывают по базису собственных векторов, соответствующих конфигурации задачи. В случае если используется продольная конфигурация, при которой направление распространения волны совпадает с направлением намагниченности, т. е. $k \parallel M$ собственными векторами являются лево- и право- циркулярно поляризованные волны. В случае поперечной конфигурации, когда $k \perp M$, линейно поляризованные волны, поляризованные перпендикулярно и параллельно намагниченности, являются собственными модами. К продольным магнитооптическим эффектам относятся эффект Фарадея, а также эффект Керра в полярной и меридиональной геометрии. К поперечным магнитооптическим эффектам относятся эффекты Фохта (Коттона-Муттона) и Керра в экваториальной геометрии.

Перейдем к рассмотрению магнитооптических эффектов. Эффект Фарадея проявляется во вращении плоскости поляризации линейно поляризованной волны при ее распространении в среде вдоль направления, совпадающего с направлением намагниченности ($k \parallel M$). Поворот плоскости поляризации обусловлен различием показателей преломления для лево- и право- циркулярно поляризованной волны. Пусть образец намагничен в направлении оси Oz. На его поверхность падает волна, линейно поляризованная в плоскости XY. Компоненты поля этой волны в среде имеют вид:

$$E = \{E_x e^{-i(\omega t - k_z z)}, E_y e^{-i(\omega t - k_z z)}, 0\} = \left\{E_x e^{-i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)}, E_y e^{-i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)}, 0\right\} \quad (39)$$

В этом случае справедливо равенство $\text{div} E = 0$, значит волновое уравнение для вектора E будет иметь вид:

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} \quad (40)$$

Компоненты вектора электрической индукции D уже были посчитаны ранее (см. формулу 31). Поочередно подставим компоненты вектора E из (39) в волновое уравнение и с учетом (31) получим следующую систему из двух уравнений:

$$\begin{cases} n^2 E_x = D_x = \varepsilon_1 E_x + ig E_y \\ n^2 E_y = D_y = \varepsilon_1 E_y - ig E_x \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (n^2 - \varepsilon_1) E_x - ig E_y = 0 \\ ig E_x + (n^2 - \varepsilon_1) E_y = 0 \end{cases} \quad (41)$$

Условием разрешимости этой системы является равенство нулю ее детерминанта (см. уравнение 38). Тогда получим:

$$(n^2 - \varepsilon_1)^2 = g^2 \Rightarrow n_{\pm}^2 = \varepsilon_1 \pm g \quad (42)$$

Поочередная подстановка n_+ и n_- в первое уравнение системы (41) позволяет

найти собственные вектора для нормальных мод:

$$\begin{cases} n_+ : E_x - iE_y = 0 \\ n_- : E_x + iE_y = 0 \end{cases} \quad (43)$$

Компоненты амплитуд могут быть связаны таким образом только в волнах с циркулярной поляризацией. Полные выражения для собственных векторов будут иметь вид:

$$e_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} e^{-i\omega \left(t - \frac{n_+ z}{c} \right)}; \quad e_- = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} e^{-i\omega \left(t - \frac{n_- z}{c} \right)} \quad (44)$$

Таким образом, в среде, намагниченной вдоль направления распространения, показатели преломления для лево- и право- циркулярно поляризованных волн отличаются, в чем и есть суть эффекта Фарадея.

Электромагнитная линейно поляризованная (например, по оси x) волна с амплитудой E_0 возбуждает в рассматриваемой среде ($g \parallel M$) две нормальные моды с собственными векторами e_+ и e_- :

$$E = c_+ e_+ + c_- e_- \quad (45)$$

Коэффициенты c_+ и c_- определяются из условия непрерывности тангенциальных составляющих вектора напряженности электрического поля на границе $z = 0$ ($E_{1\tau} = E_{2\tau}$):

$$\begin{cases} E_{x1} = E_{x2} \\ E_{y1} = E_{y2} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E_0 = c_+ + c_- \\ 0 = -i(c_+ - c_-) \end{cases} \Rightarrow c_+ = c_- = E_0/2 \quad (46)$$

Полное выражение для отклика среды будет иметь вид:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{E_0}{2} \left(e^{-i\omega \left(t - \frac{n_+ z}{c} \right)} + e^{-i\omega \left(t - \frac{n_- z}{c} \right)} \right) \\ E_y &= \frac{E_0}{2} (-i) \left(e^{-i\omega \left(t - \frac{n_+ z}{c} \right)} - e^{-i\omega \left(t - \frac{n_- z}{c} \right)} \right) \end{aligned} \quad (47)$$

Каждая из экспонент в обоих выражениях может быть приведена к виду:

$$\begin{aligned} e^{n_+} &= e^{\frac{n_+ - n_-}{2} + \frac{n_+}{2} + \frac{n_-}{2}} = e^{\Delta n + n_0} \\ e^{n_-} &= e^{\frac{n_- - n_+}{2} + \frac{n_-}{2} + \frac{n_+}{2}} = e^{-\Delta n + n_0} \end{aligned} \quad (48)$$

Здесь для удобства восприятия был опущен числовой множитель перед n_{\pm} . Преобразуем выражение (47) с учетом (48). Фазовый множитель вида $e^{-i\omega(t - \frac{n_0 z}{c})}$ вынесем за скобки. Получим:

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos\left(\frac{\omega \Delta n z}{c}\right) e^{-i\omega\left(t - \frac{n_0 z}{c}\right)} \\ E_y &= E_0 \sin\left(\frac{\omega \Delta n z}{c}\right) e^{-i\omega\left(t - \frac{n_0 z}{c}\right)} \end{aligned} \quad (49)$$

Здесь $n_0 = (n_+ + n_-)/2$, $\Delta n = (n_+ - n_-)/2$. В случае, если $|g| \ll \varepsilon$, что, как правило, выполняется для ферромагнитных материалов, в которых $g/\varepsilon \sim 10^{-3} - 10^{-2}$, то выражения для n_0 и Δn приобретают вид:

$$\begin{aligned} n_0^2 &= \varepsilon_1 \\ \Delta n &= \frac{g}{2n_0} \end{aligned} \quad (50)$$

Таким образом, видно, что изначально поляризованная по x волна в намагниченной среде приобретает также и y -компоненту. Другими словами, происходит поворот плоскости ее поляризации. Угол поворота после прохождения кристалла (пленки) толщиной L равен:

$$\Phi = \Phi_F L = \frac{\omega g}{2cn_0} L, \quad (51)$$

где Φ_F - удельное фарадеевское вращение (поворот плоскости поляризации на единицу длины материала). Видно, что эффект является линейным по намагниченности. Изменение направления намагниченности на противоположное ($M \rightarrow -M$) приводит к изменению знака эффекта. Значение фарадеевского вращение в пленках монокристаллического никеля ($\langle 111 \rangle$) в поле насыщения на длине волны 546 нм составляет порядка 10 град/мкм [52].

В случае, если g и ε_1 действительные, волна после прохождения среды остается линейно поляризованной. Если же в среде есть поглощение, т. е. $\varepsilon_1'' \neq 0$ и $g'' \neq 0$, то помимо показателей преломления отличными также становится и показатели поглощения для лево- и право- циркулярно поляризованных волн ($n_R'' \neq n_L''$). Это приводит к изменению поляризации волны на эллиптическую. В этом состоит эффект магнитного кругового дихроизма.

Эффект Фохта заключается в появлении эллиптичности у линейно поляризованной волны после прохождения материала, намагниченного перпендикулярно направлению ее распространения. Эффект обусловлен различием показателей преломления для волн, линейно поляризованных в плоскости намагниченности и

перпендикулярно ей. Получим основные формулы, описывающие данный эффект.

Пусть линейно поляризованная в плоскости YZ электромагнитная волна $D_0 = \{0, D_0 \cos \theta_0, D_0 \sin \theta_0\}$, распространяющаяся вдоль оси x , попадает на кристалл, намагниченный перпендикулярно этому направлению (например, вдоль оси z). Когда волна распространяется перпендикулярно намагниченности, теряется коллинеарность векторов E и D . Это приводит к тому, что вектор E может содержать все три ненулевые проекции. Вектор D при этом не может содержать больше двух, т.к. справедливо $(k, D) = 0$. Отклик среды на падающую электромагнитную волну задается вектором D , который уже был найден ранее (см. формулу 31). Равенство нулю компоненты D_x позволяет найти условие связи на амплитуды E_x и E_y в гиротропной среде, которое понадобится в дальнейшем:

$$0 = \varepsilon_1 E_x + igE_y \Rightarrow E_x = -igE_y/\varepsilon_1 \quad (52)$$

Подставим гармонически зависящие от времени и координат вектора E и $D \sim e^{-i\omega(t - \frac{nx}{c})}$ в волновое уравнение. Отметим, что в этом случае дивергенция вектора E не будет равна нулю. Получим следующую систему уравнений на x, y, z -проекции вектора электрического поля:

$$\begin{cases} E_x = -igE_y/\varepsilon_1 \\ -\omega^2 \frac{n^2}{c^2} E_y = -\frac{\omega^2}{c^2} (-igE_x + \varepsilon_1 E_y) \\ -\omega^2 \frac{n^2}{c^2} E_z = -\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 E_z \end{cases} \quad (53)$$

Подставим первое уравнение системы во второе. Показатель преломления для y -компоненты (перпендикулярной направлению намагниченности) обозначим n_{\perp} , для z -компоненты (параллельной намагниченности) - n_{\parallel} . Получим:

$$\begin{cases} n_{\perp}^2 = \varepsilon_1 - \frac{g^2}{\varepsilon_1} \\ n_{\parallel}^2 = \varepsilon_0 \end{cases} \quad (54)$$

Видно, что показатели преломления волн, поляризованных в плоскости намагниченности и перпендикулярно ей, отличаются. Эффект является в чистом виде магнитным, т.к. при $M \rightarrow 0$: $g \rightarrow 0$ и $b = \varepsilon_1 - \varepsilon_0 \rightarrow 0$

Собственными векторами нормальных мод в рассматриваемом случае (и вообще в поперечной конфигурации) являются две линейно поляризованные волны,

поляризованные вдоль и перпендикулярно намагниченности:

$$d_{\perp} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-i\omega(t - \frac{n_{\perp}x}{c})}; \quad d_{\parallel} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-i\omega(t - \frac{n_{\parallel}x}{c})} \quad (55)$$

Это несложно показать подстановкой полученных значений n_{\perp} и n_{\parallel} в систему (53). Электромагнитная волна $D_0 = \{0, D_0 \cos \theta_0, D_0 \sin \theta_0\}$, где θ_0 - угол поляризации (относительно оси y), возбуждает в рассматриваемой среде две нормальные моды с собственными векторами d_{\parallel} и d_{\perp} :

$$D = c_{\parallel}d_{\parallel} + c_{\perp}d_{\perp} \quad (56)$$

Коэффициенты разложения определяются граничными условиями при $x = 0$:

$$c_{\perp} = D_0 \cos \theta_0; \quad c_{\parallel} = D_0 \sin \theta_0 \quad (57)$$

В конечном счете возбужденная в среде волна будет иметь вид:

$$D = \begin{pmatrix} D_0 \cos \theta_0 e^{-i\omega(t - \frac{n_{\perp}x}{c})} \\ D_0 \sin \theta_0 e^{-i\omega(t - \frac{n_{\parallel}x}{c})} \end{pmatrix} \Rightarrow D = D_0 e^{-i\omega t} \begin{pmatrix} \cos \theta_0 e^{i\frac{\omega n_{\perp}x}{c}} \\ \sin \theta_0 e^{i\frac{\omega n_{\parallel}x}{c}} \end{pmatrix} \quad (58)$$

Видно, что сдвиг фаз между y - и z - компонентами вектора D не равен $0, \pi/2, \pi$ и кратным им значениям. Поляризация волны после прохождения намагниченной среды будет эллиптической. Угол эллиптичности при этом будет равен:

$$\delta = \phi_1 - \phi_2 = \frac{\omega}{c}x (n_{\perp} - n_{\parallel}) \approx \frac{\omega}{c}x \left(b - \frac{g^2}{\varepsilon_0} \right) \quad (59)$$

Эффект является квадратичным по намагниченности. Отметим, что в оптически прозрачных средах (без поглощения) поворота плоскости поляризации излучения в результате эффекта Фохта не происходит. Если среда является поглощающей, то помимо отличия показателей преломления для линейно поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности волн, различаются также показатели их поглощения ($n''_{\perp} \neq n''_{\parallel}$). В результате чего, помимо появления эллиптичности, происходит также поворот эллипса поляризации (угол ориентации $\neq \theta_0$). В этом заключается эффект магнитного линейного дихроизма.

Рассмотренные выше магнитооптические эффекты были связаны с прохождением света сквозь намагниченную среду. Однако такие эффекты могут проявляться также и при отражении света от намагниченного вещества. Магнитооптические эффекты на отражение получили общее название эффектов Керра. В зависимо-

сти от направления распространения волны, ориентации вектора намагниченности и нормали к поверхности образца выделяют полярный, меридиональный и экваториальный эффект Керра. Общий подход к рассмотрению эффектов Керра заключается в разложении падающей волны по базису из собственных векторов нормальных мод, соответствующих данной конфигурации, после чего разложение подставляется в граничные условия уравнений Максвелла. Данная задача является аналогичной задаче Френеля нахождения амплитуд отраженной и прошедшей волн. Иногда допускается использование формул Френеля напрямую.

Полярный и меридиональный эффекты Керра состоят во вращении плоскости поляризации и появлении эллиптичности у света, отраженного от среды, намагниченной в плоскости падения ($g \in POI$) по нормали к образцу ($g \perp POS$) и вдоль поверхности образца ($g \parallel POS$, соответственно). Оба эти эффекта относятся к продольным магнитооптическим эффектам. Напомним, что собственными векторами для такой конфигурации являются лево- и право-циркулярно поляризованные волны. Рассмотрим более подробно полярный эффект Керра.

Пусть на намагниченный (по оси z) кристалл под нормалью падает ($k = k_z$) волна, поляризованная по оси x (случай p -поляризации)). Разложим падающую, отраженную и преломленную волну по базису лево- и право-циркулярных волн:

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{E_0}{2} e_+^I + \frac{E_0}{2} e_-^I \\ E_r &= A_+ e_+^{II} + A_- e_-^{II} \\ E_t &= B_+ e_+^{III} + B_- e_-^{III} \end{aligned} \quad (60)$$

Здесь $e_{\pm}^I, e_{\pm}^{II}, e_{\pm}^{III}$ определяются формулами (44) с отличающимися значениями вектора рефракции n : $n^I = \{0, 0, -1\}$, $n^{II} = \{0, 0, 1\}$ и $n^{III} = \{0, 0, n \pm g/2n\}$. Значения амплитуд отраженных волн могут быть найдены из формул Френеля. Коэффициент отражения p -поляризованной волны, падающей под нормалью из воздуха в среду с показателем преломления n_{\pm} , равен [53]:

$$r_p = \frac{n_{\pm} - 1}{n_{\pm} + 1} \quad (61)$$

Тогда полное поле отраженной волны будет равно:

$$E_r = \frac{E_0}{2} e^{-i\omega \left(t - \frac{z}{c} \right)} \left(\begin{array}{c} \frac{n_+ - 1}{n_+ + 1} + \frac{n_- - 1}{n_- + 1} \\ i \left[\frac{n_+ - 1}{n_+ + 1} - \frac{n_- - 1}{n_- + 1} \right] \end{array} \right) \quad (62)$$

С помощью явной подстановки значений n_{\pm} и последующих алгебраических пре-

образований полученное выражение можно привести к виду:

$$E_r = E_0 e^{-i\omega(t-\frac{z}{c})} \begin{pmatrix} \frac{n-1}{n+1} \\ \frac{ig}{n(n+1)^2} \end{pmatrix} \quad (63)$$

После отражения от намагниченного образца линейная поляризация волны изменяется на эллиптическую. Эллиптичность определяется формулой:

$$\Psi = Re \left[\frac{1}{n(n^2-1)} \right] g \quad (64)$$

Кроме того, происходит также поворот эллипса поляризации на угол Φ , равный:

$$\text{tg } \Phi \approx \Phi = -Im \left[\frac{1}{n(n^2-1)} \right] g \quad (65)$$

Видно, что эффект является линейным по намагниченности: перемагничивание материала приводит к изменению знака эффекта на противоположный.

Для описания меридионального эффекта Керра используется тот же подход (базис из лево- и право- циркулярно поляризованных волн, определение коэффициентов разложения по формулам Френеля) с той лишь разницей, что из-за другого направления намагниченности ненулевыми компонентами вектора рефракции становятся x-компоненты. Так, вектор рефракции преломленной волны будет равен $n_{\pm}^{III} = \{n \pm g/2n, 0, 0\}$. Кроме того, эффект практически не заметен при нормальном падении, только при наклонном, что приводит к необходимости использования формул Френеля для произвольного угла падения. Угол рефракции определяется законом Снеллиуса и отличается для правой и левой волн. Меридиональный эффект Керра также проявляется в повороте плоскости поляризации линейно поляризованной волны и появлении эллиптичности. Он является нечетным по намагниченности и меняет знак при перемагничивании материала.

Экваториальный магнитооптический эффект Керра (ЭМОЭК) состоит в изменении интенсивности и сдвиге фазы линейно поляризованной волны при ее отражении от кристалла, намагниченного перпендикулярно плоскости падения. Он проявляется только в средах с поглощением ($\varepsilon'' \neq 0$ и $g'' \neq 0$). Используемый для описания полярного и меридионального эффекта Керра подход справедлив и для экваториальной геометрии, однако требует некоторых уточнений. В силу того, что ЭМОЭК является поперечным магнитооптическим эффектом, базисными векторами в этом случае являются волны, линейно поляризованные параллельно и перпендикулярно намагниченности. Будем считать, что на намагниченный по оси z кристалл падает линейно поляризованная в плоскости YZ волна $D_0 = \{0, D_0 \cos \theta_0, D_0 \sin \theta_0\}$, волновой вектор которой направлен по оси x ($k \perp M$).

Разложим падающую, отраженную и преломленную волны по базису $\{d_{\parallel}, d_{\perp}\}$:

$$\begin{aligned} D_i &= D_0 \cos \theta_0 d_{\perp}^I + D_0 \sin \theta_0 d_{\parallel}^I \\ D_r &= A_{\perp} d_{\perp}^{II} + A_{\parallel} d_{\parallel}^{II} \\ D_t &= B_{\perp} d_{\perp}^{III} + B_{\parallel} d_{\parallel}^{III} \end{aligned} \quad (66)$$

Так как волна падает из воздуха, можно считать $D_i = E_i$ и $D_r = E_r$. Аналогичное соотношение для преломленной волны неверно. Базисные вектора $\{d_{\parallel}, d_{\perp}\}$ определяются формулами (55) и отличаются для трех волн значениями векторов рефракции: $n_{\perp, \parallel}^I = \{-1, 0, 0\}$, $n_{\perp, \parallel}^{II} = \{-1, 0, 0\}$, $n_{\perp, \parallel}^{III} = \{n_{\perp, \parallel}, 0, 0\}$. Амплитуды отраженных волн A_{\perp}, A_{\parallel} могут быть найдены по формулам Френеля для r_p и r_s , соответственно. Уточним, что индекс \perp относится к направлению ОУ, перпендикулярному намагниченности (OZ), но лежащему в плоскости падения, что соответствует р-поляризации падающей волны. Как и в случае с меридиональным эффектом Керра, здесь также необходимо учитывать наклонное падение. Угол рефракции определяется законом Снеллиуса. Он отличается для волн, поляризованных параллельно и перпендикулярно намагниченности. Подставляя найденные по формулам Френеля амплитуды в выражение для поля отраженной волны, заменяя n_{\perp}, n_{\parallel} на их настоящие значения через $\varepsilon_1, \varepsilon_0$ и g , после алгебраических преобразований можно получить следующий результат [54]:

$$\delta_p = ag' + bg'', \quad (67)$$

где

$$\begin{aligned} a &= 2 \sin 2\phi \frac{A_1}{A_1^2 + B_1^2}, \quad b = 2 \sin 2\phi \frac{B_1}{A_1^2 + B_1^2} \\ A_1 &= \varepsilon'' (2\varepsilon' \cos^2 \phi - 1), \quad B_1 = (\varepsilon''^2 - \varepsilon'^2) \cos^2 \phi + \varepsilon_1 - \sin^2 \phi, \end{aligned} \quad (68)$$

где ε' и ε'' - действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости рассматриваемой намагниченной среды, g' и g'' - действительная и мнимая часть гирации, ϕ - угол падения излучения на образец. δ характеризует изменение интенсивности р-поляризованной компоненты волны, отраженной от намагниченного кристалла. Выделим важные следствия из данной формулы. Коэффициенты a и b становятся равными нулю при углах падения $\phi = 0$ и $\phi = 90$. Кроме того, если среда является прозрачной ($\varepsilon'' = 0$), то “зануляются” коэффициенты A_1 и B_1 и, как следствие, и b . Таким образом, для существования ЭМОЭК необходимо а) наличие поглощения в среде и б) наклонное падение. ЭМОЭК является нечетным по намагниченности: знак эффекта меняется при перемагничивании образца. Обратим также внимание на индекс “р” в формуле (67): в гироэлектрическом приближении (ε - тензор, μ - скаляр) изменение интенсивности испытывает лишь компонента, поляризованная в плоскости падения. S-поляризованная компонента

остаётся неизменной. Можно показать, что для ее изменения необходимо наличие недиагональных компонент тензора магнитной проницаемости.

Экспериментально значение δ может быть найдено по формуле:

$$\delta = 2 \frac{I(+M) - I(-M)}{I(+M) + I(-M)} = 2 \frac{I(+H) - I(-H)}{I(+H) + I(-H)}, \quad (69)$$

где H - напряженность внешнего магнитного поля. Как правило, эффект Керра смотрят в поле насыщения. Для тонких никелевых пленок в видимом диапазоне абсолютное значение ЭМОЭК может достигать до 0.1-0.2 % [55, 56].

Как ЭМОЭК, так и другие магнитооптические эффекты в тонких пленках по порядку величины редко превосходят 10^{-3} , что существенно ограничивает возможность их использования в нанопотонных устройствах, таких как, например, магнитооптические модуляторы света, интерферометры, поляризаторы и дефлекторы. Таким образом, возникает довольно естественная необходимость усиления магнитооптических эффектов.

3. Сверхбыстрый лазерный нагрев металлов. Двухтемпературная модель. Методика накачки-зондирования.

Сверхбыстрый лазерный нагрев металла начинается с поглощения энергии ультракороткого лазерного импульса свободными электронами металла, которые при этом выводятся из состояния термодинамического равновесия на фемтосекундных временных масштабах. Неравновесные электроны посредством электрон-электронных столкновений приходят в новое состояние термодинамического равновесия за время термализации τ_{ee} . Время термализации τ_{ee} зависит от огромного количества параметров, таких как материал, тип образца (объемный образец, пленка, наночастица), длина волны лазерного излучения, плотность мощности излучения, длительность импульса, наличие в материале примесей. Примерный диапазон значений τ_{ee} составляет 10-500 фс [57]. До достижения термализации электронная подсистема является неравновесной, ей нельзя поставить в соответствие определенную температуру. Вследствие чего рассмотрение динамики такой системы в рамках моделей, оперирующих с температурой на временном масштабе $0 \leq t \leq \tau_{ee}$ некорректно. Одним из валидных для такой задачи методов является анализ интегралов столкновений Больцмана [58, 59]. В работе [60] было проведено численное исследование процессов возбуждения неравновесных электронов и их термализации. Было получено, что температура электронной подсистемы по достижению термализации зависит не только от поглощенной мощности, но также и от плотности электронных состояний (Density of states, DOS) вблизи поверхности Ферми. Металлы с более высоким значением DOS при $E = E_F$, прогреваются лазерным излучением слабее, чем металлы с малым DOS. Максимальная темпера-

тура электронов в никеле, имеющим максимум d-электронных состояний вблизи уровня Ферми, в несколько раз меньше, чем соответствующая температура в золоте. Время электронной термализации τ_{ee} определяется плотностью состояний вблизи уровня Ферми ($\tau_{ee} \sim \frac{1}{D_{EF}^3}$) и параметром экранировки электрического поля β . Время электронной термализации увеличивается с ростом β . Данный эффект практически не заметен для золота и алюминия, но имеет определяющее значение для никеля. Для модельной задачи нагрева тонкой (по сравнению с глубиной распространения тепла) металлической пленки 10-фс лазерным импульсом с длиной волны 800 нм были получены времена термализации 11 фс, 47 фс и 86 фс для алюминия, золота и никеля соответственно.

Электронной подсистеме в состоянии термодинамического равновесия можно поставить в соответствие температуру T_e и функцию распределения. Распределение термализованных электронов (Ферми с параметром T_e) уширено по сравнению с изначальным. Дальнейшая эволюция электронной подсистемы определяется электрон-фононной релаксацией – процессом передачи энергии термализованных электронов фононам решетки через столкновения. В рассмотрение вводится еще одна подсистема – фононная – ей присваивается температура T_l . Динамика температур обеих подсистем в процессе электрон-фононной релаксации описывается системой связанных дифференциальных уравнений параболического типа - двухтемпературной моделью (Two Temperature Model, ТТМ) [61]:

$$\begin{cases} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla(K_e \nabla T_e) - g(T_e - T_l) + S(r, t) \\ C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = \nabla(K_l \nabla T_l) + g(T_e - T_l), \end{cases} \quad (70)$$

где C_e и C_l - электронная и фононная теплоемкости, K_e и K_l - теплопроводность электронного газа и решетки, соответственно, g - коэффициент электрон-фононного связывания, $S(z, t)$ - член, характеризующий источник излучения и поглощенную энергию. В общем виде двухтемпературная модель представляет собой трехмерные уравнения диффузии для электронной и фононной подсистем с дополнительным членом, учитывающим электрон-фононное взаимодействие. Сила этого взаимодействия характеризуется коэффициентом g .

Рассмотрим основные приближения, которые делаются в рамках данной модели. Теплоемкость решетки слабо зависит от температуры, поэтому часто принимается за постоянную величину [62]. Часто используют приближение линейной зависимости электронной теплоемкости от температуры:

$$C_e(T_e) = \gamma T_e, \quad (71)$$

где γ - постоянная величина, определяемая эмпирически [63]. Для обычных ме-

таллов такое приближение справедливо в широком диапазоне электронных температур, для благородных – при $T_e < 3 \cdot 10^3$ К. Для переходных металлов данное приближение работает плохо. Линейная функция также не учитывает выход теплоемкости на насыщение при достижении температур порядка $10^4 - 10^5$ К. Степенная зависимость вида:

$$C_e = \gamma T_e^\alpha \quad (72)$$

где $\alpha \approx 0.5 - 0.75$ (зависит от металла) позволяет лучше аппроксимировать значения теплоемкостей металлов всех типов в широком диапазоне температур. На суб- и пикосекундных временных масштабах можно пренебречь процессами теплопереноса, положив $K_l = 0$. Температурную зависимость коэффициента теплопроводности электронного газа можно считать пропорциональной отношению температур двух подсистем:

$$K_e(T_e, T_l) = K_0 \frac{T_e}{T_l}, \quad (73)$$

где K_0 - электронная теплопроводность при комнатной температуре. Выражение для плотности поглощенной энергии задается следующим образом: [64]:

$$S(z, t) = \frac{\alpha A I(z, t) e^{-\alpha z}}{1 - e^{-\alpha d}}, \quad (74)$$

где α - величина обратная глубине скин-слоя металла, d - толщина рассматриваемой пленки, A - коэффициент поглощения, равный $A = 1 - R - T$, $I(z, t)$ - профиль интенсивности источника излучения.

Система уравнений двухтемпературной модели может быть решена численно с учетом сделанных приближений. Полученное решение позволит предсказать эволюцию температур электронной и фононной подсистем со временем. Характерный вид кривых $T_e(t)$ и $T_l(t)$ для 100-нм пленок из золота и никеля, нагретых 200-фс лазерным импульсом с длиной волны 400 нм и плотностью энергии излучения 23 мДж/см², показан на рисунке 4 [65]. Изначальный рост электронной температуры обусловлен процессами поглощения энергии лазерного излучения электронами металла и их термализацией. Этот период характеризуется существованием неравновесного электронного распределения, для которого некорректно вводить понятие температуры и применять формализм двухтемпературной модели. Уравнения Больцмана предсказывают более сильный нагрев золота по сравнению с никелем, что согласуется с представленными на графике 4 результатами. Дальнейшее уменьшение электронной температуры обусловлено процессом электрон-фононной релаксации и происходит по экспоненциальному закону с характерным временем τ_{e-ph} . Процесс остывания электронного газа продолжается

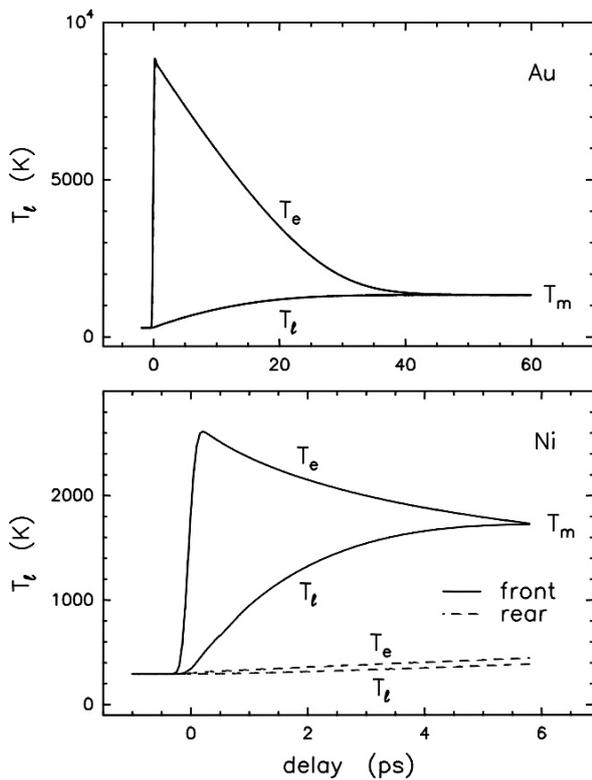


Рис. 4: Рассчитанная по двухтемпературной модели динамика температур электронной и фононной подсистем в золоте (верхний рисунок) и никеле (нижний) при нагреве 400-нм 200-фс лазерным импульсом с плотностью энергии 23 мДж/см².

материалов к эффектам термализации и релаксации добавляется эффект сверхбыстрого размагничивания. Под действием сверхкороткого лазерного импульса происходит разупорядочение магнитных моментов атомов ферромагнетика. Впервые этот эффект был обнаружен Ватерлаусом и др. в тонких пленках гадолиния, время размагничивания для которых составило 100 ± 80 пс [21]. Через некоторое время группа Берепэра провела исследование сверхбыстрого лазерного размагничивания тонких никелевых пленок [22]. Полученный ими результат шел вразрез с выводами группы Ватерлауса: оказалась, что разупорядочение магнитных моментов атомов в никеле происходит за время τ_R порядка 2 пс. Впоследствии это было подтверждено различными экспериментальными методами (спи-разрешающая фотоэмиссия [66], рентгеновский магнитный циркулярный дихроизм [67]) и схожие результаты и времена были получены для большинства переходных металлов (Co, Ni, Fe) и некоторых сплавов [68].

Для объяснения эффекта размагничивания под действием лазерном импуль-

до достижения термодинамического равновесия с решеткой ($T_l = T_e$). Чем выше коэффициент g электрон-фононного связывания, тем быстрее достигается равновесие. Значение g никеля ($36 \cdot 10^{16}$ Вт/м³К) примерно в 18 раз больше, чем у золота ($2.1 \cdot 10^{16}$ Вт/м³К), что и обуславливает более короткое время релаксации в никеле ($\tau_{e-ph} \approx 3$ пс) по сравнению с золотом ($\tau_{e-ph} = 17.5$ пс). Функция распределения электронов по энергиям также меняется в процессе релаксации: уширенное Ферми-распределение с параметром T_e переходит в более узкое распределение с параметром T_l , где $T_l < T_e$. Дальнейшее остывание системы происходит за счет процесса фонон-фононной релаксации (обмена энергией между “горячими” и “холодными” фононами), характерная длительность τ_{ph-ph} которого в металлах составляет десятки пс.

Мы рассмотрели основные эффекты, возникающее в немагнитных металлах в процессе сверхбыстрого лазерного нагрева. В случае ферромагнитных

са авторами работы [22] была введена феноменологическая трехтемпературная модель (three-temperature model, 3ТМ) - система из трех связанных дифференциальных уравнений, описывающая взаимодействие электронной, фононной и введенной авторами спиновой подсистем:

$$\begin{cases} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = -G_{el}(T_e - T_l) - G_{es}(T_e - T_s) + S(t) \\ C_l(T_l) \frac{\partial T_l}{\partial t} = G_{el}(T_e - T_l) + G_{sl}(T_s - T_l) \\ C_s(T_s) \frac{\partial T_s}{\partial t} = G_{es}(T_e - T_s) - G_{sl}(T_s - T_l), \end{cases} \quad (75)$$

где использованы те же самые обозначения, что и в ТТМ (см. систему 70). C_s - теплоемкость спиновой подсистемы. Коэффициенты G_{el} , G_{es} , G_{sl} характеризуют электрон-фононное, электрон-спиновое и спин-решеточное связывание. Разупорядочение магнитных моментов атомов в металле авторы связали с увеличением температуры спиновой подсистемы. Было экспериментально и численно показано, что на временах, меньших времени размагничивания τ_R , наблюдаются отличия между динамикой электронной и спиновой температур (см. рис. ??). Электрон-

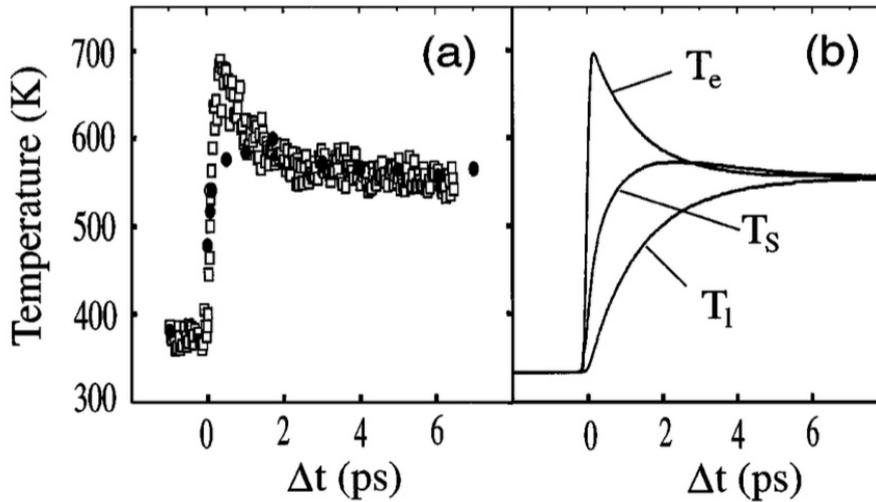


Рис. 5: а) Восстановленная по экспериментальным кривым эффекта Керра сверхбыстрая динамика температур электронной и спиновой подсистем, вызванная нагревом 20-нм никелевой пленки лазерным импульсом (60 фс) с плотностью энергии 7 мДж/см². б) Рассчитанная на основе системы уравнений 75 динамика электронной, решеточной и спиновой температур для тех же условий.

ная температура достигла максимума через 260 фс с момента прихода лазерного импульса и после релаксировала с характерным временем 1 пс. Максимум температуры спиновой подсистемы достигался при $t = \tau_R = 2$ пс и был гораздо более размытым. На временах больших времени размагничивания спиновая динамика следовала за электронной. Задержку авторы феноменологически объяснили тем,

что для разупорядочения магнитных моментов требуется рассеяние, начинающееся спустя некоторое время после прихода импульса накачки. Оптические переходы электронов сохраняют спин. Был также установлен физический смысл коэффициентов связывания: G_{es} определяет максимальное значение спиновой температуры, а G_{sl} - ее релаксацию.

Трехтемпературная модель, несмотря на простоту, не лишена недостатков. Она не учитывает закон сохранения углового момента L и упускает механизм его передачи. ЗТМ также не объясняет различия в динамике размагничивания никеля и гадолиния. Обе эти проблемы были рассмотрены Купмансом и др. в работах [69], [23]. При рассеянии электронов на фонах существует некоторая ненулевая вероятность переворота их спинов (т.н. механизм Эллиот-Яффета). Именно этот механизм и обуславливает передачу углового момента при размагничивании. Закон сохранения L при этом выполняется. На основе этого факта была предложена новая трехтемпературная модель, оперирующая с макроскопическим магнитным моментом вместо температуры и теплоемкости спиновой подсистемы:

$$\begin{cases} C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = -g(T_e - T_l) + S(t) \\ C_l \frac{\partial T_l}{\partial t} = g(T_e - T_l) \\ \frac{\partial m}{\partial t} = Rm \frac{T_l}{T_c} \left(1 - m \coth \left(\frac{mT_c}{T_e} \right) \right) \end{cases} \quad (76)$$

Часть обозначений из системы (70) сохранена. m – нормированная на собственное значение в отсутствии импульса намагниченность ($m = M/M_s$), $R \approx a_{sf} \frac{T_c^2}{\mu_{at}}$, где a_{sf} - вероятность переворота спина при рассеянии, T_c - температура Кюри фазового перехода ферромагнетик-парамагнетик, μ_{at} - атомный магнитный момент. Из последнего уравнения системы 76 видно, что от R зависит скорость размагничивания металла. Если R достаточно высокое, то размагничивание произойдет быстрее, чем электрон-фононная релаксация. Если R мало, то размагничивание не закончится за время $\tau_e - ph$. В этом случае система проходит две стадии размагничивания: более быстрое при высокой электронной температуре T_e и более медленное при равновесной температуре T_l . В результате полное размагничивание системы, соответствующее равной вероятности переворотов спина электрона в обе стороны, достигается значительно позже. Для никеля характерна более высокая температура Кюри (630К против 290 К у гадолиния), а также более высокая вероятность переворота спина электрона при рассеянии на фоне ($a_{sf} = 0.185$ против 0.08 у гадолиния), соответствующее значения коэффициента R в никеле больше примерно в 9 раз. Этим и объясняется различие сверхбыстрой магнитной динамики: в никеле размагничивание успевает завершиться за одну стадию ($\tau_M < \tau_{e-ph}$), для гадолиния требуется две.

Существует целый класс оптических методов, позволяющих измерить индуцированную лазерным нагревом динамику носителей заряда в металле.

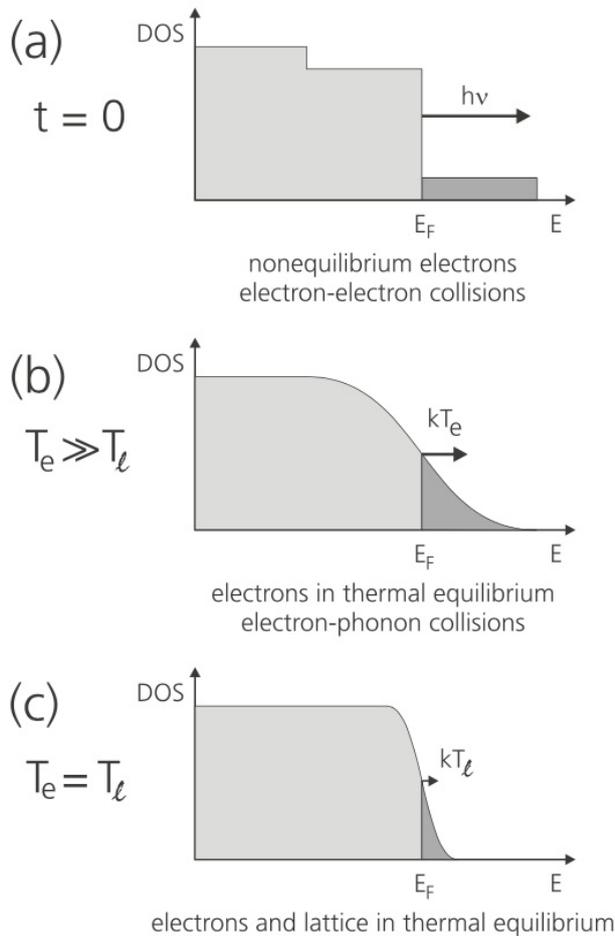


Рис. 6: Изменение функции распределения электронов в металле после его возбуждения оптическим импульсом [65]. а) Генерация неравновесного распределения непосредственно после возбуждения ($t=0$) б) формирование уширенного Ферми-распределения с параметром T_e в процессе электронной термализации в) Релаксация (сужение) распределения в результате электрон-фононной релаксации до температуры T_l .

По изменению его оптического отклика можно полностью восстановить всю картину эволюции T_e и T_l . Функция распределения электронов по энергиям меняется в процессе возбуждения, термализации и релаксации электронной подсистемы - наглядно этот процесс представлен на рисунке 6. Сразу после лазерного возбуждения электроны выводятся из состояния термодинамического равновесия (пункт а) на рис.6), после чего посредством столкновений приходят в новое с температурой T_e . Функция их распределения по энергиям в этом случае представляет собой уширенное относительно невозбужденного состояния распределение Ферми с параметром T_e (пункт б) на рис. 6). Далее происходит релаксация (сужение) распределения до равновесной температуры T_l (пункт с) на рис. 6). Уширение электронного распределения означает изменение плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми и, в частности, появление вакансий. Становятся возможными ранее “заблокированные” переходы электронов под действием света, что приводит к увеличению поглощения металла. Свет, ранее отражавшийся от поверхности невозбужденного металла, начнет поглощаться, что приведет к изменениям в коэффициенте или спектре его отражения. Эти изменения будут следовать за динамикой электронной температуры. Возможно и

решение обратной задачи: восстановление температурной динамики электронной и фононной подсистемы по оптическому отклику металла. Одними из наиболее часто используемых для регистрации сверхбыстрой температурной динамики но-

сителей в металлах оптических методик являются корреляционные (невозмущающие) методики, а также методика накачки-зондирования.

Суть методики накачки-зондирования состоит в разделении исходного лазерного импульса на два пучка разной интенсивности. Более мощный пучок используется для сверхбыстрого лазерного нагрева, менее мощный - для регистрации наведенных изменений. Оптический путь одного из пучков можно варьировать при помощи линии задержки. Это позволяет регистрировать наведенные изменения в разные моменты времени, получая в конечном счете картину динамики [70]. Длительность импульсов выбирается соизмеримой временным масштабам исследуемых процессов. Длины волн накачивающего и зондирующего импульсов могут различаться. Зачастую для регистрации наведенных в среде изменений используют импульсы континуума [71–73]. Измеряемой величиной в методике накачки-зондирования является дифференциальное отражение или пропускание - нормированная разница коэффициентов (спектров) отражения или пропускания оптически возбужденной или невозбужденной сред:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{pump} - R_{no\ pump}}{R_{no\ pump}} \quad (77)$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T_{pump} - T_{no\ pump}}{T_{no\ pump}} \quad (78)$$

С учетом того, что с поглощением металла, меняющегося в процессе нагрева, тесно связана диэлектрическая проницаемость ϵ , задачу о сверхбыстром лазерном нагреве можно переформулировать. Можно считать, что импульс накачки индуцирует в среде изменение $\Delta\epsilon$, которое впоследствии регистрируется импульсом зонда. При умеренных значениях флюенса $\frac{\Delta R}{R}$ и $\frac{\Delta T}{T}$ представимы в виде линейной комбинации изменений действительной и мнимой частей ϵ металла [58]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha\Delta\epsilon' + \beta\Delta\epsilon'' \quad (79)$$

Коэффициенты α и β могут быть подобраны из аппроксимации экспериментальных данных или рассчитаны аналитически.

4. Резонансное усиление статических и сверхбыстрых магнитооптических эффектов за счет возбуждения плазмонов

Возбуждение поверхностных плазмонов в наноструктурах приводит к резонансной модификации спектра их отклика. Рассмотрим этот процесс более подробно на примере отражения световой волны от поверхности металлической нанорешетки, поддерживающей возбуждение ППП. Часть энергии световой волны, падающей на решетку, может переходить в поверхностный плазмон в соответ-

ствии с условиями фазового синхронизма. Возможен и обратный процесс: ППП при рассеянии на неровностях может переизлучить часть своей энергии в форме плоской волны. Переизлученный плазмон свет имеет лоренцеву форму линии спектра, его частота совпадает с частотой падающего излучения. Другая часть энергии падающей волны испытывает нерезонансное отражение. Спектр нерезонансно отраженной волны является широким и не содержит каких-либо особенностей. Между нерезонансно отраженным от решетки и (резонансно) переизлученным плазмон светом возникает интерференция, результат которой зависит от соотношения фаз участвующих в ней волн. Так, в спектре регистрируемого сигнала может появиться резонансная особенность [74]. Подобного рода интерференция резонансного излучения (с узким спектром) с нерезонансным (с широким спектром) называется Фано-интерференцией. Итоговый вид спектра пропускания или отражения структуры в условиях возбуждения ППП будет зависеть от разности фаз между резонансной и нерезонансной компонентами. Резонансная длина волны определяется условиями фазового синхронизма (22) и связана с действительной частью волнового вектора плазмона. Мнимая часть волнового вектора отвечает за форму линии резонанса в спектре.

Другой особенностью, связанной с возбуждением поверхностных плазмонов, является локализация плазмонами поля падающей электромагнитной волны вблизи границы раздела металл-диэлектрик. Свет начинает более эффективно взаимодействовать со средой, результатом чего является значительное усиление отклика последней. Плазмонное усиление было продемонстрировано для линейного магнитооптического [75–78], нестационарного [12, 79] и нелинейного отклика [80].

Закон дисперсии поверхностного плазмона, возбуждающегося в намагниченной среде, изменяется по сравнению с немагнитным случаем [11]:

$$k_{SPP}^M = k_{SPP} \left(1 + \frac{g}{\xi} \right), \quad (80)$$

где k_{SPP} - закон дисперсии плазмона для немагнитной среды, определяемый выражением (21), g - вектор гирации, ξ - комбинация диэлектрических функций металла и диэлектрика в отсутствие намагниченности. Действие магнитного поля приводит к сдвигу плазмонного резонанса ($\Delta k'_{SPP} \rightarrow 0$), модификации формы резонанса, как правило, не происходит ($\Delta k''_{SPP} \rightarrow 0$).

Одной из первых работ, показавшей усиление магнитооптического отклика за счет возбуждения ППП, является работа [81]. Рассматривалось усиление ЭМОЭК в тонких пленках железа и никеля (~ 20 нм) за счет возбуждения в них ППП призмными методами. Проводился расчет значений ЭМОЭК для разных углов падения (62° – 72° для железа и 55° – 65° для никеля) и разных длин волн. Было получено, что величина усиления экваториального эффекта Керра может достигать до 18 раз в железе и до 30 раз в никеле по сравнению с толстыми пленка-

ми, поле эванесцентных мод в которых не достаёт до противоположной границы. Полученные результаты были качественно подтверждены в эксперименте с никелевой пленкой, однако величина усиления составила всего 3 раза. Плазмонное усиление магнитооптических эффектов в тонких ферромагнитных пленках долгое время оставалось предметом исследования [82–84]. Проблема здесь состояла в малой величине плазмонного усиления, которое, как выяснилось позднее, обуславливалось высоким показателем поглощения ферромагнетиков в оптическом диапазоне. Возникла необходимость поиска структур, поддерживающих возбуждение ППП, но обладающих при этом высокой магнитной активностью и малым оптическим поглощением.

Одним из наиболее эффективных подходов к решению данной задачи стало комбинирование благородных металлов с ферромагнитными материалами (металлами или диэлектриками) [11, 16, 85–87]. Ферромагнитный слой обеспечивает магнитную активность, слой благородного металла – возбуждение поверхностных плазмонов. Существуют разные способы комбинирования указанных материалов. Можно, например, создавать мультислойные структуры из гладких пленок. Плазмоны в этом случае возбуждаются с помощью призмных методик. В работе [14] в наноструктуре, состоящей из помещенных друг на друга тонких пленок золота, кобальта и золота (Au/Co/Au) было показано усиление ЭМОЭК в спектральной области возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в 40 раз по сравнению с нерезонансным случаем. Другой способ состоит в напылении на пленку из ферромагнитного диэлектрика периодической золотой нанорешетки. В такого рода структуре, называемой также магнитоплазмонным кристаллом, возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, в спектральной области резонанса которых и будет наблюдаться усиление магнитооптического отклика. На примере ЭМОЭК в геометрии на прохождение это было показано в магнитоплазмонных кристаллах на основе золота (решетка) и висмут-замещенного железиттриевого граната (ферромагнитная пленка) [11], а также золота и магнетита [86]. Величина усиления по сравнению с гладкими ферромагнитными пленками (из Bi:YIG и магнетита) составила несколько десятков раз. Усиления магнитооптического отклика можно добиться также при включении золотых наночастиц в матрицу из ферромагнитного диэлектрика, например, Bi:YIG, что было показано в работах [15] и [16]. Отметим также, что в качестве “плазмонного” материала, обладающего малыми потерями в оптическом диапазоне, можно также использовать серебро [88].

Возбуждение ППП в металлических наноструктурах позволяет усиливать их нестационарный отклик. Здесь возможны два подхода:

- Использование плазмонов для локализации падающей энергии лазерного излучения и более эффективного нагрева структуры

- Использование плазмонных резонансов для увеличения чувствительности регистрации наведенных лазерным нагревом изменений диэлектрической проницаемости металла

Методика “зонд-накачка” позволяет реализовать каждый из подходов. Так, если длина волны плазмона совпадает с длиной волны импульса накачки, то поле падающей волны локализуется на поверхности металла. Это эквивалентно увеличению плотности энергии падающего излучения. В результате металл нагревается сильнее: увеличивается равновесная электронная температура, сокращается время термализации. Альтернативный подход состоит в использовании плазмона в качестве зонда. ППП хорошо чувствуют изменения диэлектрической проницаемости сред, на границе которых возбуждаются. Как известно, в процессе сверхбыстрого лазерного нагрева происходит модуляция действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости металла. Изменение ϵ' и ϵ'' металла приводит к изменению условий возбуждения зондирующим импульсом поверхностного плазмона, модификация волнового вектора последнего. Плазмонный резонанс при этом может как сдвигаться ($\Delta k'_{SP} \neq 0$), так менять свою форму ($\Delta k'' \neq 0$). Последнее характерно для металлов с большим поглощением (железо, никель). Отметим, что концепция активного управления плазмонными резонансами при помощи внешних стимулов (лазерный нагрев, наложение электрического или магнитного полей и др) получило название активной плазмоники.

Одной из первых работ по активной плазмонике является работа [89]. В данной работе использовался волновод, представляющий собой слой плавленого кварца, соприкасающийся с алюминиевой пленкой. На границе раздела алюминий-кварц в начале и конце волновода были изготовлены алюминиевые дифракционные решетки. На первой решетке происходило возбуждение зондирующим импульсом поверхностных плазмонов, впоследствии распространявшихся на расстояние 5 мкм до второй решетки, где происходил обратный процесс преобразования плазмона в световую волну. Область между решетками засвечивалась импульсом накачки. Схематично эксперимент группы Макдональда показан на рис.7. Длина волны используемого излучения составляла 780 нм. Плотность энергии варьировалась от 0 до примерно 14 мДж/см². Было получено, что сверхбыстрый нагрев поверхности алюминия в области распространения плазмонов приводит к заметной модуляции интенсивности переизлученной плазмонной световой волны. Так, для плотности энергии в 10 мДж/см² величина модуляции составила 7.5 %. Основным результатом данной работы стала демонстрация возможности управления условиями распространения плазмонов, а также их чувствительности даже к небольшим изменениям диэлектрических функций граничащих сред.

Усиление нестационарного отклика за счет возбуждения плазмонов было показано в работах [79], [12]. В работе [79] в качестве объекта исследования выступала золотая дифракционная решетка с пилообразным профилем. Период решетки

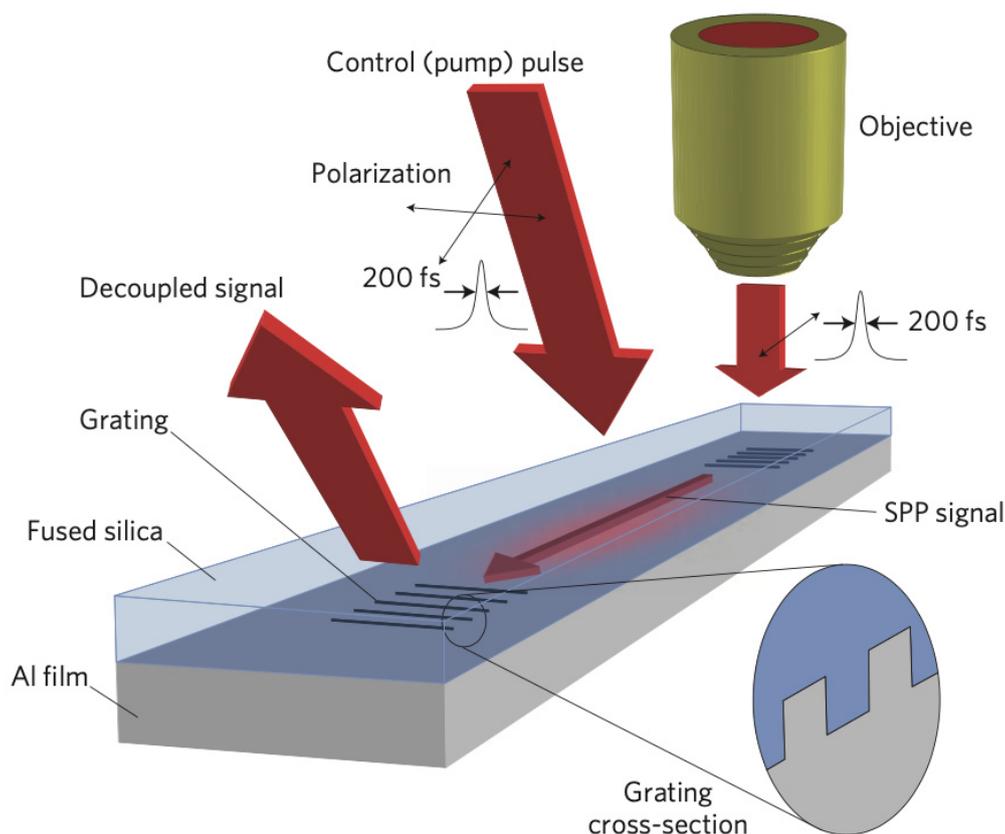


Рис. 7: Схема эксперимента в работе [89]. Решетки используются для связывания света в плазмон и обратного процесса перехода плазмона в свет. Область свободного распространения поверхностных плазмонов модулируется лазерным нагревом.

составлял 830 нм, угол блеска $\approx 30^\circ$. Исследовалась вызванная нагревом ультракоротким лазерным импульсом (810 нм, 100 фс) модуляция спектра отражения. Поверхностные плазмоны возбуждались зондирующим импульсом (суперконтинуум, 480-700 нм) на длине волны 570 нм вблизи d-резонанса в золоте. Переключение между резонансной и нерезонансной конфигурацией осуществлялось изменением поляризации зондирующего импульса. Пиковая плотность мощности накачки составляла 20 ГВт/см^2 , что соответствует плотности энергии в примерно 6 мДж/см^2 . Угол падения составлял 18° . Полученные спектры дифференциального отражения для обеих поляризаций зондирующего импульса показаны на рис.8. Видно, что в случае ТМ-поляризации (плазмонной) спектр $\Delta R/R$ является немонотонным: в нем содержится характерная для плазмонов особенность пик-провал с переходом эффекта через нулевое значение. Наибольшее значение дифференциального отражения достигается на длине волны 570 нм через 200 фс с момента прихода импульса накачки и составляет 6 %. Спектр $\Delta R/R$ для (неплазмонной) ТЕ-поляризации является монотонным и не содержит никаких особенностей.

В работе [12] исследовалась индуцированная лазерным нагревом модуляция

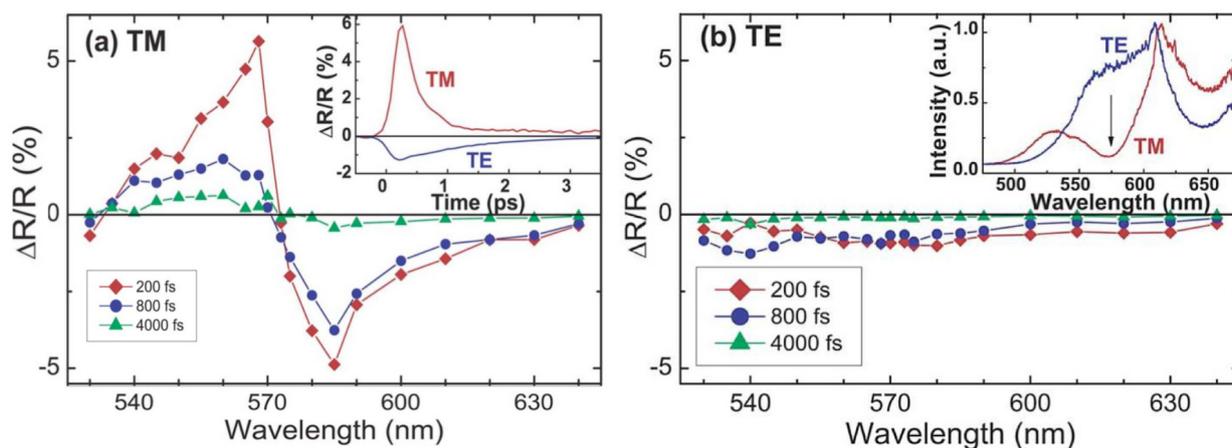


Рис. 8: Спектры дифференциального отражения золотых нанорешеток для двух поляризаций зондирующего импульса. Цвета соответствуют разным временным задержкам между импульсами накачки и зондирования. Вставка на левой картинке показывает сечение $\Delta R/R$ по времени на длине волны 570 нм. Вставка на правой картинке показывает ненормированные спектры отражения [79].

пропускания наноструктуры для разных конфигураций (резонансная и нерезонансная) накачивающего и зондирующего импульсов. Объектом исследования выступал плазмонный кристалл, состоящий из золотой нанорешетки, расположенной на гладкой пленке из Bi:YIG. Переключение между резонансной и нерезонансной конфигурациями обоих импульсов осуществлялось изменением их поляризации. В качестве накачивающего импульса использовался 30-фс 800-нм импульс от источника, длина волны зондирующего импульса варьировалась в диапазоне 740–810 нм. Важной особенностью данной работы, во-первых, является использование небольших значений плотности энергии (0.5 мДж/см^2 , что на порядок меньше, чем в предыдущей работе), а также использование длин волн, расположенных вдали от резонансных переходов в золоте. Удаление от внутренних резонансных переходов означает меньшее поглощение материала и позволяет надеяться на меньшее затухание плазмона по мере его распространения. Динамика пропускания плазмонного кристалла для разных поляризаций (и, соответственно, конфигураций) импульсов зонда и накачки показана на рисунке 9. Конфигурация (p, s) соответствует случаю, когда плазмоны резонансно возбуждаются как импульсом накачки, так и импульсом зондирования. В конфигурации (p, p) возбуждение плазмонов происходит только в импульсе накачки, в (s, s) – только в импульсе зондирования. В конфигурации (s, p) плазмоны не возбуждаются. Видно, что максимум дифференциального пропускания достигается в случае, когда поверхностные плазмоны возбуждаются резонансно с обоими импульсами.

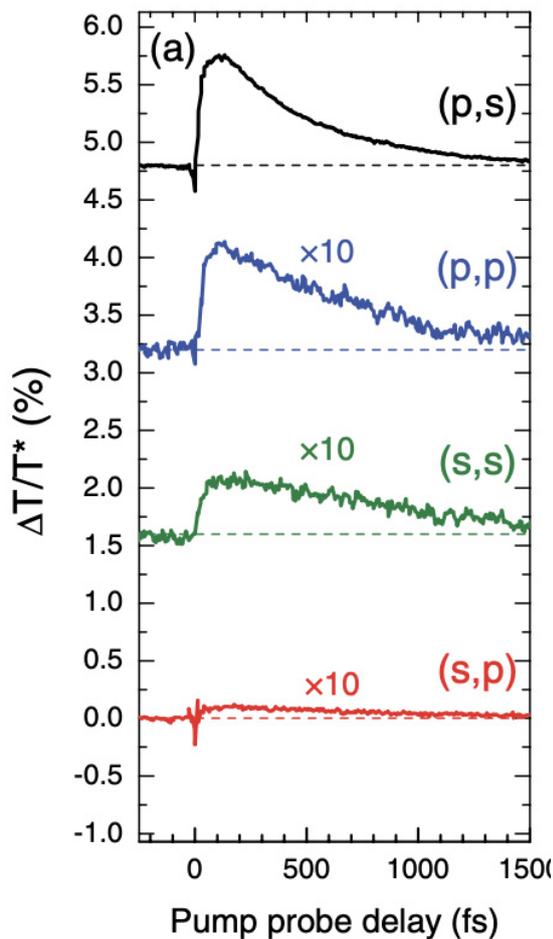


Рис. 9: Динамика дифференциального пропускания в зависимости от поляризации импульсов накачки и зондирования. Нулевые уровни каждого сигнала обозначены пунктирной линией. Значения $\Delta T/T$ для всех конфигураций, кроме (p, s) увеличены в 10 раз. Длина волны излучения составляет 800 нм, угол падения – 17° [12]

пермаллоя ($Ni_{80}Fe_{20}$), частично покрытой слоем из случайно расположенных золотых наноструктур (10×41 нм, покрытие занимает 4 % всей площади). Такая система поддерживает возбуждение локализованных поверхностных плазмонов (ЛПП). Авторами была подобрана геометрия наноструктур таким образом, чтобы резонансная длина волны совпадала с центральной длиной волны источника излучения (795 нм, 135 фс). Плотность энергии варьировалась в диапазоне от 0.08 до 0.26 мДж/см². Измерения проводились в схеме накачки-зондирования в геометрии полярного эффекта Керра. В качестве референсного образца использовалась гладкая пленка пермаллоя той же толщины. Кривые изменения намаг-

Если плазмон возбуждается только в одном канале, то величина эффекта падает примерно в 10 раз, если же возбуждения нет ни в одном канале – примерно в 100 раз.

На примере последних двух рассмотренных работ намечается некоторая тенденция: как правило, в качестве плазмонных материалов в сверхбыстрых экспериментах используют благородные металлы, пренебрегая ферромагнитными. Для первых характерно слабое поглощение в оптическом диапазоне, а значит, большее время жизни и длина распространения. Однако, если рассматривать одно из потенциальных применений сверхбыстрой плазмоники - полностью оптическое переключение (управление характеристиками одного пучка за счет изменений среды, вносимых другим) - то в этом случае ферромагнитные металлы предоставляют дополнительную степень свободы. Появляется возможность более гибкой настройки отклика.

Возбуждение плазмонных мод позволяет также уменьшить пороговые значения плотности энергии, необходимой для размагничивания [28, 29]. В работе [28] исследовалось сверхбыстрое размагничивание тонкой пленки из

ниченности насыщения от времени для двух образцов (основного и референсного) представлены на рис.10 для двух выбранных значений плотности энергии: Видно,

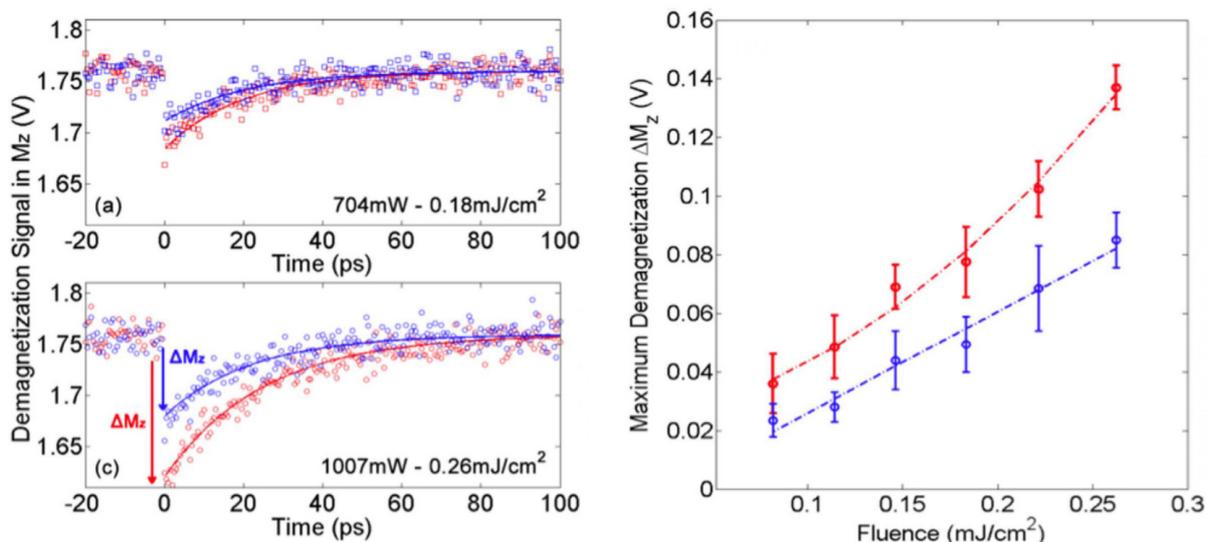


Рис. 10: Слева: Динамика размагничивания пленок из пермаллоя с покрытием (красные точки) и без покрытия (синие точки) слоем золотых наночастиц для разных плотностей энергии излучения. Справа: Зависимость величины размагничивания ΔM от плотности энергии для тех же образцов [28].

что возбуждение ЛПП способствует увеличению размагничивания по сравнению с нерезонансным случаем. Наблюдаемый эффект зависит от плотности энергии F лазерного излучения. При $F = 0.26$ мДж/см² величина ΔM для покрытого слоем наночастиц образца примерно в 1.5 раза (т.е. на 50 %) больше, чем для непокрытого. Авторы аналитически посчитали, что для достижения той же величины размагничивания в референсном образце потребуется плотность энергии $F = 0.42$ мДж/см². Усиление размагничивания авторы объяснили повышением эффективной температуры системы. Следует отметить, что во всех измерениях импульс накачки был линейно поляризован.

В работе [29] объектом исследования выступал упорядоченный массив никелевых наночастиц, расположенных на стеклянной подложке. Диаметр частиц составлял 100 нм, высота - 110 нм, период образованной частицами структуры (квадратная решетка) - 420 нм (в обоих направлениях). В такой системе (упорядоченный массив наночастиц) возможно дифракционное связывание отдельных металлических наночастиц, поддерживающих возбуждение локализованных плазмонных резонансов. Это приводит к возникновению высокодобротного решеточного резонанса (surface lattice resonance, SLR). Преимуществом использования решеточной моды по сравнению с ЛПП является более узкий спектр соответствующего резонанса (высокая добротность), а также подавление радиационных потерь

(решеточная мода поглощает излучение, практически не рассеивает его). Нагрев структуры осуществлялся 100-фс импульсами от источника, длина волны которого перестраивалась в диапазоне от 610 до 700 нм. Плотность энергии излучения варьировалась от 2.2 до 4.2 мДж/см². Изменения намагниченности регистрировались

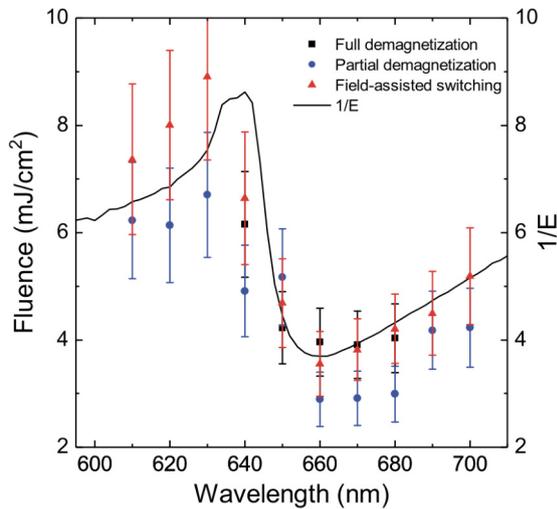


Рис. 11: Спектральная зависимость плотности энергии, необходимой для полного размагничивания (черные квадраты), частичного размагничивания до величины $0.4M_s$ (синие круги), переключения намагниченности (красные треугольники) массива никелевых наночастиц. Сплошной линией показан обратный спектр экстинкции [29].

темнопольным магнитооптическим микроскопом. Было получено, что для полного размагничивания системы в случае, если длина волны лазера совпадает с резонансной, достаточно плотности мощности 3.9 мДж/см². Возможно также переключение намагниченности (изменение знака на противоположный), но только при наличии небольшого внешнего магнитного поля (5 мТл). Плотность энергии излучения при этом должна составлять 4.2 мДж/см². Возможность перестройки длины волны источника излучения позволила отойти от резонанса решеточной моды и определить пороговые значения плотности энергии для размагничивания и перемагничивания в других (нерезонансных) случаях. Зависимость пороговой плотности энергии от длины волны импульса накачки для рассматриваемого массива никелевых наночастиц показана на Рис. 11 вместе со спектром экстинкции. Пик в спектре экстинкции (635 нм) соответствует аномалии Рэлея, связанной с исчезновением дифракционного порядка, провал на 660 нм - возбуждению решеточной моды. Полученная зависимость наглядно демонстрирует уменьшение пороговых плотностей энергии в присутствии плазмонных мод. Так, для размагничивания массива наночастиц до величины $0.4 M_s$ в нерезонансном случае (например, при $\lambda = 610$ нм) требуется 6 мДж/см², при наличии решеточного резонанса ($\lambda = 660$ нм) - всего 2.8 мДж/см². Необходимые для переключения в присутствии малого внешнего поля (5 мТл) 7.2 мДж/см² в резонансном случае уменьшаются до 3.5-3.6 мДж/см². Причиной уменьшения пороговой плотности энергии, как уже было отмечено ранее, является более эффективный нагрев металла в присутствии плазмонных мод. Следует отметить, что все измерения в работе [29] проводились как для линейной поляризации “накачивающего” импульса,

так и для циркулярной. Полностью оптического переключения намагниченности обнаружено не было.

На примере двух рассмотренных выше работ мы видим, что плазмонные моды в нестационарных магнитных экспериментах, как правило, возбуждают для более эффективного нагрева наноструктур, увеличения размагничивания и снижения пороговых значений плотностей энергии. Исследований сверхбыстрой динамики магнитооптического отклика в условиях резонансного возбуждения импульсом зондирования ППП еще не проводилось. Также отметим, что нестационарные магнитооптические эффекты не исследовались в присутствии поверхностных плазмон-поляритонов, только для случая локализованных плазмонов.

5. Оптические потери как фактор ограничения плазмонного усиления. Способы уменьшения потерь.

Одним из основных ограничивающих факторов плазмонного усиления магнитооптических эффектов являются плазмонные потери. Они ограничивают время жизни поверхностного плазмона, область пространственной локализации электромагнитного излучения, величину локального поля. Полные потери плазмона включают в себя потери на поглощение (Γ_{abs}) и радиационные потери (Γ_{rad}) [41, 46]:

$$\Gamma = \Gamma_{abs} + \Gamma_{rad}, \quad (81)$$

Γ_{abs} связаны с безызлучательным переходом энергии плазмона фононам решетки (нагрев), Γ_{rad} - с переизлучением (в дальнее поле) части энергии плазмона при его рассеянии на неровностях. На основании формулы (81) можно выделить два основных подхода к уменьшению плазмонных потерь:

- уменьшение потерь на поглощение Γ_{abs}
- уменьшение потерь на переизлучение Γ_{rad}

Первый подход довольно подробно обсуждался в предыдущем параграфе. Объединение благородных металлов с магнитными материалами [11, 86], мультислойные структуры [14, 90], металлические наночастицы в матрице из магнитного диэлектрика [15, 16] - во всех перечисленных случаях результатом стало уменьшение поглощательных потерь плазмона и, как следствие, большее усиление магнитооптических эффектов. Другой подход состоит в подстройке радиационных потерь плазмона. Уменьшения Γ_{rad} можно добиться за счет гибридизации локализованных плазмонов с волноводной модой, возбуждения поверхностных решеточных мод, а также подстройкой степени неровности поверхности субволновых дифракционных решеток. Рассмотрим эти методы более подробно.

Отдельные металлические наночастицы поддерживает возбуждение локализованных поверхностных плазмонов. Соответствующие им резонансы, как правило, обладают низкой добротностью, что связано с большими радиационными потерями частиц. Однако, если упорядочить эти наночастицы в одномерный или двумерный массив, может возникнуть ситуация, когда рассеянное излучение от одной частицы сможет когерентно “раскачать” другую частицу, после третью и так далее. Чтобы такая связь стала возможной, необходимо, чтобы рассеянный (или дифрагированный) частицами свет распространялся вдоль поверхности этого упорядоченного массива (аномалия Релэя). Дифракционно связанные локализованные плазмоны образуют поверхностную решеточную моду (surface lattice modes, SLM). В отличие от локализованных плазмонов решеточная мода обладает более узким асимметричным спектром с характерным резонансом типа Фано [91]. Для решеточных мод характерны очень низкие радиационные потери, они способны распространяться на десятки периодов упорядоченного массива. Возбуждение SLM приводит к резонансной модификации спектра магнитооптического отклика и его усилению. Так в работе [92] было показано, что упорядоченном двумерном массиве ($p_x = p_y = 400$ нм) никелевых нанодисков (120 x 90 нм) в окрестности резонанса решеточной моды происходит резонансное усиление полярного эффекта Керра (как эллиптичности, так и поворота эллипса поляризации) в 2-3 раза по сравнению со случаем случайного расположения тех же самых дисков. Также было показано, что изменением периода можно осуществлять подстройку полосы усиления.

Вообще говоря, в упорядоченных массивах наночастиц происходит возбуждение двух типов решеточных мод: дипольно-активных (ярких) и антисимметричных мод, дипольный момент которых равен нулю (темных) [93]. При нормальном падении темные моды практически не взаимодействуют с падающим излучением. Если нарушить симметрию системы (геометрически или при помощи наклонного падения), то дипольный момент темных мод станет отличным от нуля, что приведет к возможности их возбуждения светом. С дипольным моментом также связана и вероятность излучения системой в дальнее поле. Чем меньше дипольный момент, тем меньше радиационные потери системы. Это является одним из главных преимуществ темных решеточных мод над яркими. Усиление магнитооптического отклика в окрестности резонанса темных плазмонных мод исследовалось в работе [19]. Рассматривался массив нанонитей трапецевидного сечения, расположенных на сапфировой подложке. Каждая нанонить состояла из слоев золота (100 нм), никеля (10 нм) и золота (10 нм). Период такой структуры был равен 430 нм, ширина воздушного зазора составляла 60 нм. Проводилось измерение спектров пропускания (400-900 нм) и магнитооптического эффекта Керра в экваториальной геометрии для разных углов падения света на образец в диапазоне $0 - 20^\circ$. Величина приложенного магнитного поля составляла 16 мТл. Было

показано, что такая система поддерживает возбуждение как дипольно-активных ярких, так и темных решеточных мод. При небольших углах падения ($\theta = 3-10^\circ$) усиление ЭМОЭК в окрестности темной моды оказалось примерно в 3 раза больше, чем в окрестности яркой. Усиление по сравнению с нерезонансным случаем составило 135 и 50 раз, соответственно.

Гибридизация локализованных плазмонов и волноводной моды также может привести к подавлению радиационных потерь и значительному усилению магнитооптического отклика. Это было показано в работе [17]. В качестве образца использовалась пленка из сульфида европия (магнитный диэлектрик) с включениями из золотых нанонитей, помещенная на стеклянную подложку. Толщина пленки составляла 139 нм, высота и ширина нанонитей - 33 и 85 нм, соответственно. Золотые нанонити были удалены на небольшое расстояние (25-33 нм) от границы с подложкой. Это позволило совместить области локализации плазмонов и волноводной моды. Измерения проводились в геометрии эффекта Фарадея ($k \parallel M$). Было получено, что в поле 5 Т величина фарадеевского вращения достигает 14° . Такое высокое значение обусловлено, во-первых, значительной локализацией поля гибридным возбуждением, во-вторых, высоким значением приложенного магнитного поля. Кроме того, немаловажными являются также и магнитооптические свойства сульфида европия. EuS прозрачен в оптическом диапазоне и обладает высоким значением постоянной Верде.

Перейдем к рассмотрению субволновых дифракционных решеток, поддерживающих возбуждение ППП. Основным механизмом радиационных потерь в таких системах является рассеяние плазмона на неровностях (“горбиках”) решетки. Интуитивно кажется, что уменьшение амплитуды неровностей h (амплитуды модуляции поверхности или глубины модуляции) приведет к уменьшению Γ_{rad} . Стоит однако учитывать, что бесконечно уменьшать неровности нельзя: при $h \rightarrow 0$ (гладкая поверхность) возбуждение плазмонов невозможно. Можно предположить, что существует некоторый диапазон h , при котором, во-первых, происходит эффективное возбуждение плазмонов, и, во-вторых, радиационные потери не слишком большие. Вне этого диапазона плазмон или не возбуждается, или переизлучает в дальнее поле слишком быстро. Зависимость эффективности возбуждения ППП от амплитуды модуляции поверхности исследовалась в работе [94]. Численно рассматривалось влияние обширного набора параметров на спектр отражения серебряных решеток, профиль которых близок к синусоидальному и содержит две пространственных гармоники. Набор параметров включает амплитуды фундаментальной a_0 , первой a_1 и второй a_2 пространственных гармоник, а также фазы последних. Расчет проводится для разных порядков плазмонов и для разных углов падения на образец. Так как магнитооптические эффекты, как правило, смотрят в нулевом порядке, мы также ограничимся рассмотрением только его. Кроме того, при небольших амплитудах 1-й и более высоких

пространственных гармоник ($a_1/a_0 \leq 0.1$) глубина модуляции поверхности решетки определяется удвоенным значением амплитуды фундаментальной гармоники, $2a_0$, поэтому также целесообразно ограничиться рассмотрением влияния на отклик амплитуды только основной (фундаментальной) гармоники. Длина волны ТМ-поляризованного излучения берется равной 632 нм, период решетки - 1100 нм. Угловой спектр отражения в нулевом порядке R_0 от амплитуды фундаментальной пространственной гармоники показан на рисунке 12. Необходимо обра-

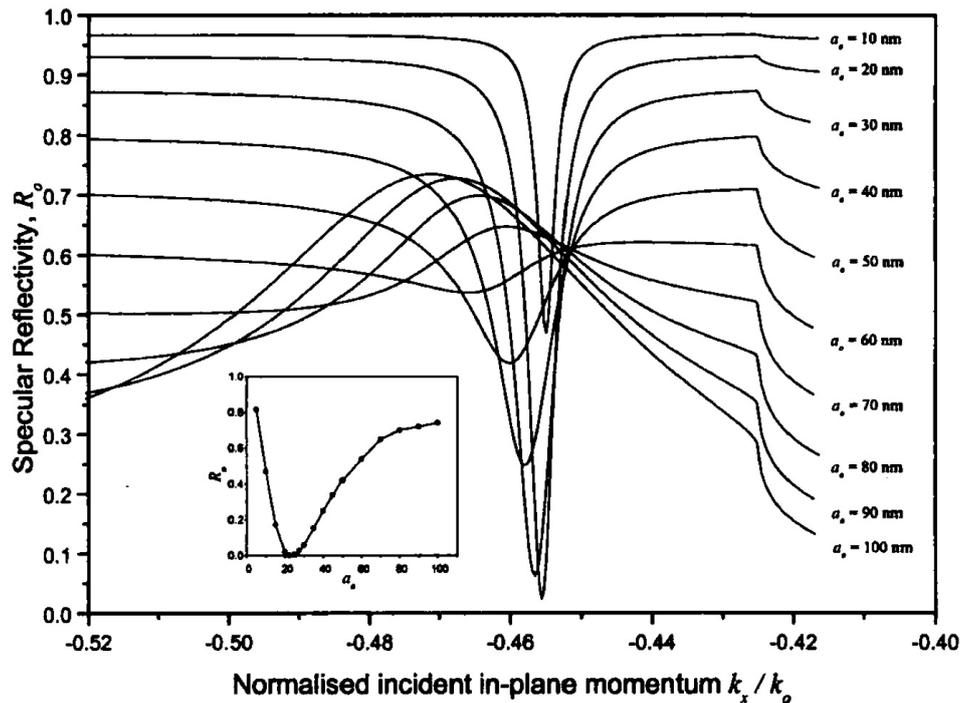


Рис. 12: Рассчитанный угловой спектр отражения серебряной дифракционной решетки с синусоидальным профилем для разных амплитуд a_0 основной пространственной гармоники [94]. Вставка показывает значение коэффициента отражения в минимуме плазмонного резонанса для разных значений a_0 . Расчеты проводились для длины волны поверхностного плазмона -1го порядка.

тить внимание на несколько вещей. Во-первых, видно, что плазмонный провал наблюдается в спектре даже при минимальном значении a_0 ($a_0 = 10$ нм). Это говорит о возбуждении поверхностных плазмонов даже для небольших неровностей. Во-вторых, качественные предположения о снижении радиационных потерь с уменьшением амплитуды неровностей получили подтверждение. Наблюдается монотонное уменьшение ширины резонанса с понижением a_0 : ширина резонанса при $a_0 = 50$ нм в несколько раз больше, чем при $a_0 = 10$ нм. Но куда более важно то, что значение коэффициента отражения в минимуме (грубо, глубина резонанса) зависит от амплитуды фундаментальной гармоники a_0 (или другими словами, от глубины модуляции поверхности $h = 2a_0$) немонотонно. Существует некоторое критическое значение амплитуды (и глубины) модуляции, при котором $R \approx 0$.

Для рассматриваемой решетки значение a_0^c находится примерно на 20-25 нм. Равенство нулю коэффициента отражения означает, что на этой длине волны вся энергия падающей волны перешла в поверхностный плазмон (с учетом внутреннего поглощения материала). Глубина модуляции поверхности решетки напрямую влияет на количество переходящей в плазмон световой энергии (на резонансной длине волны), т.е. на эффективность связывания (перекачки) света в плазмон.

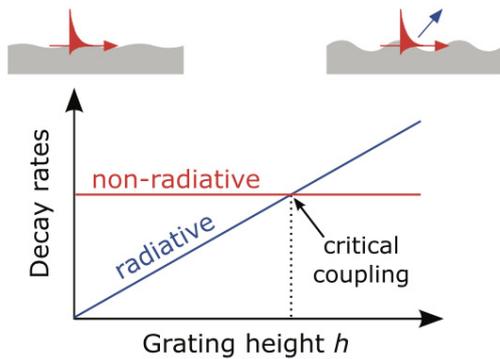


Рис. 13: Качественная зависимость радиационных (синяя кривая) и омических (красная) потерь плазмона от глубины профиля решетки [20]. Точка пересечения соответствует наибольшей перекачке световой энергии в плазмон (критическая связь).

Из литературы [20, 41] известно, что нулевое отражение в минимум резонанса возникает при равенстве радиационных и омических (на поглощение) потерь плазмона ($\Gamma_{abs} = \Gamma_{rad}$). Таким образом, изменение глубины модуляции поверхности позволяет через радиационные потери управлять эффективностью связывания света в плазмон. Наглядно эта идея представлена на рисунке 13. При достижении оптимального связывания наблюдается полное поглощение падающей световой волны и минимум отражения. Отметим, что потери плазмона на поглощение определяются, прежде всего, материалом и слабо зависят от глубины профиля.

Возникает вопрос о том, в каком случае плазмонное усиление магнитооптического отклика будет наибольшим - в случае минимальных потерь ($\Gamma \rightarrow 0$) или при достижении их баланса и максимальной перекачки света в плазмон ($\Gamma_{abs} = \Gamma_{rad}$)? На примере ЭМОЭК мы знаем, что причиной его усиления является сдвиг плазмонного резонанса в спектре отражения. Чем быстрее меняется отражение (т. е. чем выше производная $\partial R/\partial \lambda$), тем большее усиление эффекта будет наблюдаться. Кажется, что с этой точки зрения более узкий резонанс выглядит предпочтительнее. С другой стороны, согласно материальному уравнению $D = \varepsilon E$ максимальный отклик следует ожидать там, где поле волны E наибольшее. Очевидно, что в случае с рассмотренными в статье [94] серебряными решетками локализация поля для $a_0 = 50$ нм выше, чем для $a_0 = 10$ нм (на такой a_0 в плазмон переходит в 2 раза меньше световой энергии). Получается, что с этой точки зрения нужно добиваться оптимальной перекачки света в плазмон. Какой из двух обозначенных выше факторов имеет решающее значение для достижения максимально возможной величины плазмонного усиления магнитооптического отклика наноструктуры? На текущий момент ответа на этот вопрос нет.

6. Терагерцовый диапазон спектра электромагнитного излучения. Источники и детекторы терагерцового излучения. Лазерные методы генерации терагерцовых импульсов.

Под терагерцовым (ТГц) излучением понимают электромагнитное излучение с частотой, лежащей в диапазоне от примерно 0.1 до 10 ТГц ($1 \text{ ТГц} = 10^{12} \text{ Гц}$), что соответствует длинам волны от 3 мм до 30 мкм. В силу того, что длина ТГц волны составляет от единиц до сотых долей мм, ТГц излучение нередко называют субмиллиметровым. В спектре электромагнитного излучения ТГц диапазон расположен между дальним ИК и микроволновым, что приводит к появлению у ТГц излучения некоторых свойств, характерных для данных диапазонов. Так, например, как и микроволны, ТГц излучение способно проходить через непроводящие материалы, такие как бумага, ткань, картон, пластик, керамика, но как и ИК-излучение в значительной степени поглощается водой и металлами. Длительное время ТГц излучение оставалось недоступным для экспериментального исследования по причине отсутствия источников и слабого развития подходов и методов детектирования. В связи с этим в научную литературу было введено понятие ТГц провала (THz Gap). Существенное развитие ТГц фотоника (область науки, исследующая вопросы генерации, детектирования, преобразования, управления излучением ТГц диапазона) получила после появления в конце 90-х фемтосекундных лазеров оптического и ближнего ИК-диапазона.

Терагерцовое излучение обладает рядом специфических свойств, делающих возможным его применение в самых разных областях науки и техники. Так, например, неионизирующий характер ТГц излучения, энергия кванта которого (4 мЭв) примерно на 3 порядка меньше, чем энергия ионизации органических соединений, возможность проникновения в биологические объекты и ткани с низким содержанием воды, а также существенно меньшее по сравнению с видимым и инфракрасным видами излучения сечение рассеяния на субмиллиметровых неоднородностях, позволяют использовать данный вид излучения для биомедицинской диагностики [95]. Способность ТГц волн проходить через бумагу, картон, пластик и другие виды упаковочных материалов может быть использована для неинвазивного контроля качества лекарственных препаратов [96] и пищевой продукции [97] или, например, для обнаружения предметов и веществ, запрещенных к перевозке воздушным и другими видами транспорта [98]. Ещё одним потенциальным применением ТГц излучения являются беспроводные телекоммуникации. В атмосфере существуют окна прозрачности, в которых затухание ТГц волны мало ($\sim 1\text{-}2 \text{ dB/km}$) [99] и она может распространяться на расстояния в десятки-сотни метров [100]. Шестое поколение мобильной связи (стандарт 6G, скорость передачи данных: 100 Гбит/с - 1 Тбит/с, ввод в эксплуатацию: 2028-2030) будет реализовано с использованием ТГц излучения. По состоянию на апрель 2024 года

рекорд скорости беспроводной передачи данных составляет 240 Гбит/с и установлен для излучения с длиной волны 0.3 ТГц [101]. С фундаментальной точки зрения привлекательность ТГц диапазона обусловлена тем, что в него попадают частоты колебаний и вращений макромолекул [102], оптических фононов [103] и других элементарных возбуждений в твердых телах [104]. При помощи ТГц излучения можно исследовать различные химические и физические процессы, такие как, например, фазовые переходы металл-полупроводник [105] или переход между кристаллическим и аморфным состоянием в мультислойных структурах [106], динамика носителей заряда в полупроводниках [107].

Одним из основных проявлений технологического отставания ТГц фотоники от смежных областей науки (нанофотоники и микроэлектроники) на начало 00-х было отсутствие источников и детекторов ТГц излучения. За более, чем два десятилетия аппарат методов генерации и детектирования ТГц излучения существенно расширился. Сейчас, источниками излучения с длиной волны 0.03 - 1 мм являются синхротроны [108], лазеры на свободных электронах [109], лампы прямой и обратной волн [110], гиротроны [111], диоды Ганна [112], транзисторы [113], сверхпроводники [114]. Кроме того, предложены так называемые ТГц лазеры (мазеры) с инверсией населенностей между уровнями, смещенными по энергии на величину ТГц кванта. Примерами ТГц лазеров являются газовые [115, 116], полупроводниковые [117], а также квантово-каскадные лазеры на основе гетероструктур [118] (например, InAlAs/InGaAs [119]). Существуют также методы генерации ТГц излучения при помощи непрерывных и импульсных лазеров видимого и ближнего ИК диапазона [120]. Импульсы с наибольшей энергией (десятки мкДж) генерируются релятивистскими электронными пучками в синхротронах и лазерах на свободных электронах. Сгенерированное такими источниками ТГц излучение обладает высокой степенью когерентности и направленности, является перестраиваемым. Недостатком таких источников является, прежде всего, их дороговизна и громоздкость. С другой стороны, наиболее компактные устройства – вакуумные лампы и полупроводниковые диоды – генерируют ТГц излучение малой мощности и, что более важно, строго до определенной частоты 0.3–0.5 ТГц. Газовые и полупроводниковые ТГц лазеры, как правило, не поддаются перестройке, а квантово-каскадные – работают только при низких температурах. Некоторой “золотой середины” с точки зрения компактности используемых источников, энергии в импульсе получаемого ТГц излучения, ширины его спектра и возможности перестройки можно добиться при генерации ТГц излучения при помощи лазеров ближнего ИК и видимого диапазона.

Лазерные методы генерации излучения ТГц диапазона можно разделить на две группы по характеру (резонансный и нерезонансный) изменения поляризации среды, в которой происходит генерация [120]. К первой группе относятся методы (далее – резонансные), в которых ТГц излучение генерируется при резонансном

возбуждении среды импульсными или непрерывными лазерами. В результате генерируется широкополосное расходящееся ТГц излучение с энергией в импульсе, не превышающей одного мкДж. В основе второй группы методов (нерезонансных) лежат параметрические процессы нелинейного взаимодействия когерентных оптических волн в средах с χ^2 вдали от ее резонанса. В результате нелинейного преобразования частоты, как правило, происходит генерация узкополосного коллимированного ТГц излучения с энергией вплоть до единиц мкДж.

Резонансные методы лазерной генерации излучения ТГц диапазона

Резонансная модуляция поляризации среды используется для генерации ТГц излучения в:

- Фотопроводящих антеннах
- Поверхностных излучателях
- Лазерно-индуцированной плазме

Фотопроводящая антенна представляет собой слой полупроводника, на поверхность которого помещаются металлические электроды, к которым прикладывается постоянное напряжение [121]. Фемтосекундный лазерный импульс с энергией фотона, превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника, фокусируется в зазор между контактами, в результате чего в этой области за счет фотоэффекта происходит генерация свободных носителей. Они ускоряются приложенным к контактам внешним полем и в результате ускоренного движения излучают на ТГц частотах. Увеличение приложенного к электродам напряжения приводит к увеличению энергии ТГц импульса. Спектр генерируемого в фотопроводящих антеннах ТГц излучения может быть сверхшироким и достигать до 20 ТГц [121].

Объемные полупроводники, поверхность которых засвечивается фемтосекундным лазерным излучением, поддерживают генерацию ТГц импульсов и без приложения внешнего поля. В этом случае испускание ТГц фотонов может быть вызвано, например, сверхбыстрым переносом заряда [122, 123] или другими механизмами [124]. Сверхбыстрый перенос заряда возбужденных в зону проводимости электронов может происходить как под действием внутреннего поверхностного поля полупроводника [122], так и за счет эффекта Дембера [125] (возникновения электрического поля при неравномерном освещении полупроводника из-за разной подвижности электронов и дырок). Как правило, используются такие полупроводниковые материалы как GaAs, InAs, InP, InSb. Общей чертой поверхностных излучателей является низкая энергия генерируемого ТГц импульса ($E < 10^{-11}$ Дж). Эффективность генерации может быть усилена, например, за счет приложения внешнего магнитного поля [126].

Еще одним резонансным методом генерации ТГц излучения является генерация в лазерно-индуцированной плазме [127]. Плазма выступает в роли среды с

(резонансной) кубической нелинейностью, в которой происходит четырехволновое смешение волн накачки ω и второй гармоники 2ω . Нелинейная поляризация для такого процесса имеет вид:

$$P_{nl}(\Omega_{THz}) = \chi^{(3)} E(2\omega - \Omega_{THz}) E^*(\omega) E^*(\omega) \quad (82)$$

Генерация второй гармоники осуществляется в нелинейном кристалле $\beta - BBO$ в условиях фазового синхронизма 1-го типа (ооо) тем же самым пучком накачки, что впоследствии участвует в четырехволновом смешении. В работе [127] была показана возможность генерации указанным методом ТГц излучения в спектральном диапазоне от 0 до 7 ТГц с амплитудой поля, доходящей до 400 кВ/см, что всего в несколько раз меньше, чем амплитуды импульсов, получаемых в лазерах на свободных электронах [128, 129]. Столь широкий диапазон генерируемого излучения обусловлен отсутствием фоновых резонансов (критичных для нелинейных кристаллов), а большая амплитуда ТГц поля – отсутствием отражений участвующих в смешении импульсов от каких-либо граней или стенок. Немаловажно так же и то, что амплитуда поля генерируемого таким способом импульса линейно зависит от энергии импульса накачки, что делает возможным получение импульсов с еще большей амплитудой ТГц поля.

Нерезонансные методы лазерной генерации ТГц излучения

Вторая группа методов лазерной генерации терагерцового излучения объединяет методы, где ТГц фотоны испускаются в результате (параметрического) нелинейного взаимодействия когерентных оптических импульсов в средах с квадратичной восприимчивостью вдали от ее резонанса. Обычно используется два основных нелинейных процесса – генерация разностной частоты (Difference Frequency Generation, DFG) и оптическое выпрямление (Optical Rectification, OR).

Генерация разностной частоты

Пусть на нелинейный кристалл с нерезонансной квадратичной восприимчивостью падают две монохроматические волны с частотами ω_1 и ω_2 . В результате параметрического взаимодействия обеих волн в таком кристалле возможно возникновение третьей волны с (разностной) частотой $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, которая может попадать в ТГц диапазон при условии близости частот ω_1 и ω_2 . Амплитуда такой волны будет максимальной при выполнении условия фазового синхронизма:

$$\Delta k_f = k_1 - k_2 - k_{THz} \quad (83)$$

Индекс f означает, что волна разностной частоты генерируется в прямом направлении (в направлении вперед) на выходе из кристалла. Теоретически существует также возможность генерации волны в обратном направлении на входе кристал-

ла, для которой условие фазового синхронизма будет иметь вид:

$$\Delta k_b = k_2 - k_1 - k_{THz} \quad (84)$$

Далее будет показано, что точное выполнение фазового синхронизма для обратной волны невозможно в области нормальной дисперсии при условии, что поляризация волн накачки одинакова и эффекты двулучепреломления не существенны.

Поле волны разностной частоты может быть найдено из волнового уравнения с учетом нелинейной поляризации. Полное волновое уравнение нетрудно получить из первой пары уравнений Максвелла (3), взяв ротор от второго уравнения, после чего раскрыть левую часть получившегося выражения, а в правую часть подставить первое уравнение из указанной пары, положив $\mu = 1$. В полученном выражении вектор электрической индукции D выразить через вектор поляризации P . В конечном счете волновое уравнение примет вид:

$$\Delta E(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(r, t)}{\partial t^2} \quad (85)$$

В левой части уравнения (85) находятся поля, в правой – источники этих полей. Ограничимся первыми двумя членами разложения полной поляризации среды $P(r, t)$ в ряд по степеням внешнего электрического поля $E(r, t)$:

$$P(r, t) = \chi^{(1)}(r, t)E(r, t) + \chi^{(2)}(r, t)E(r, t)E(r, t) + \dots = P_L + P_{NL}, \quad (86)$$

Каждый m -член этого ряда является сверткой тензора восприимчивости m -го порядка (и $m+1$ ранга) с соответствующей комбинацией векторов E . $\chi^{(1)}$ и $\chi^{(2)}$ являются тензорами линейной и квадратичной восприимчивости среды (2-го и 3-го рангов, соответственно). Подставим выражение для полной поляризации в волновое уравнение и учитывая, что $D = E + 4\pi P_L = \varepsilon E$, получим:

$$\Delta E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (87)$$

Перед нами полное волновое уравнение с нелинейной поляризацией. Вернемся к задаче о генерации в нелинейном кристалле волны с разностной (ТГц) частотой. Для простоты будем рассматривать одномерный случай (коллинеарную генерацию). Решение уравнения (87) будем искать в виде гармонической волны с частотой $\Omega = \omega_1 - \omega_2$: $E = E(\Omega, x)e^{-i\Omega t}$. Подставим выражение для E в уравнение (87) и для случая коллинеарной генерации получим:

$$\frac{\partial^2 E(\Omega, x)}{\partial x^2} e^{-i\Omega t} + \frac{\varepsilon \Omega^2}{c^2} E(\Omega, x) e^{-i\Omega t} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{NL}(\Omega, x)}{\partial t^2} \quad (88)$$

Нелинейная поляризация $P_{NL}(\Omega, x)$ в процессе генерации разностной частоты

имеет вид:

$$\begin{aligned} P_{NL}(\Omega, x) &= \chi^{(2)} E_1(\omega_1, x) E_2^*(\omega_2, x) = \\ &= \chi^{(2)} A_1(\omega_1) A_2^*(\omega_2) e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t + i(k_1 - k_2)x} \end{aligned} \quad (89)$$

После подстановки выражения для нелинейной поляризации в уравнение (88) в конечном счете получим:

$$\frac{\partial^2 E(\Omega, x)}{\partial x^2} + \frac{\varepsilon \Omega^2}{c^2} E(\Omega, x) = -\frac{4\pi \Omega^2}{c^2} \chi^{(2)} A_1(\omega_1) A_2^*(\omega_2) e^{i(k_1 - k_2)x}. \quad (90)$$

Можно показать [130, 131], что в приближении постоянной накачки (амплитуды волн накачки постоянны на всей длине кристалла) решением этого уравнения являются две волны, распространяющиеся в двух противоположных направлениях:

$$E(\Omega, x) = A_f(\Omega, x) e^{-i(\Omega t - k_{THz} x)} + A_b(\Omega, x) e^{-i(\Omega t + k_{THz} x)} \quad (91)$$

где A_f и A_b – амплитуды соответствующих волн. Амплитуда волны A_f , генерирующейся в направлении вперед, задается следующим образом:

$$A_f = \frac{2\pi i \Omega^2}{k_{THz} c^2} \int_{-L/2}^{L/2} P_{NL}(\Omega, \xi) e^{-i k_{THz} \xi} d\xi. \quad (92)$$

Здесь L – толщина нелинейного кристалла. Для волны, распространяющейся в обратном направлении, выражение для амплитуды будет точно таким же с точностью до знака в степени экспоненты. Подставив явный вид нелинейной поляризации (89) в выражения для амплитуды A_f , получим:

$$\begin{aligned} A_f(\Omega, x) &= \frac{2\pi i \Omega^2}{k_{THz} c^2} A_1(\omega_1) A_2^*(\omega_2) \int_{-L/2}^{L/2} \chi^{(2)} e^{i(k_1 - k_2 - k_{THz})\xi} d\xi = \\ &= \frac{2\pi i \Omega^2}{k_{THz} c^2} A_1(\omega_1) A_2^*(\omega_2) \int_{-L/2}^{L/2} \chi^{(2)} e^{i \frac{\Delta k_f L}{L} \xi} d\xi = \frac{2\pi i \Omega^2}{k_{THz} c^2} A_1 A_2^* \times \\ &\times \int_{-L/2}^{L/2} \chi^{(2)} \exp\left(\frac{i \xi \Delta_f}{L}\right) d\xi \end{aligned} \quad (93)$$

Полученное выражение можно сделать более компактным, введя две дополнительные функции:

$$\begin{cases} C(\omega_1, \omega_2) = A_1(\omega_1) A_2^*(\omega_2) \\ T(\Delta_{f,b}) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \chi^{(2)} \exp\left(\frac{i \xi \Delta_{f,b}}{L}\right) d\xi. \end{cases} \quad (94)$$

Первая функция характеризует энергию накачки, вторая функция – распространение в нелинейной среде. Отметим, что Т-функция достигает максимума при выполнении условия фазового синхронизма ($\Delta_{f,b} = 0$). Нетрудно видеть, что в случае пространственно однородной нелинейной среды ($\chi^{(2)} = \text{const}$) без потерь Т-функция зависит от безразмерной расстройки $\Delta_{f,b} = \Delta k_{f,b}L$ как sinc:

$$T(\Delta_{f,b}) = \chi^{(2)} \text{sinc} [\Delta_{f,b}/2] \quad (95)$$

Следует также учесть поглощение ТГц волны по мере распространения в нелинейном кристалле ($k''_{THz} = \alpha/2 \neq 0$). Тогда, с учетом замены (94) полные выражения для амплитуд $A_{f,b}$ волн разностной частоты, генерирующихся в прямом и обратном направлениях, примут вид:

$$A_{f,b} = \frac{2\pi i \Omega^2 L}{k_{THz} c^2} \exp\left(-\frac{\alpha L}{4}\right) C(\omega_1, \omega_2) T(\Delta_{f,b}) \quad (96)$$

Можно видеть (см. формулы (95) и (96)), что амплитуда генерирующейся в кристалле ТГц волны определяется, во-первых, его квадратичной восприимчивостью $\chi^{(2)}$, во-вторых, показателем его поглощения α и, что более важно, величиной расстройки $\Delta_{f,b}$. Даже если кристалл будет обладать высокой $\chi^{(2)}$ и будет прозрачным как для волн накачки, так и для ТГц излучения эффективность его генерации вдали от синхронизма будет крайне низкой. В формулу для $A_{f,b}$ также входит и длина нелинейной среды L (толщина кристалла). Можно предположить, что линейное увеличение L приведет к увеличению амплитуды генерирующейся разностной частоты, что на самом деле не совсем так. Изменение L объемного кристалла повлияет на величину расстройки. Наибольшая эффективность генерации наблюдается тогда, когда расстройка $\Delta_{f,b} = \Delta k_{f,b}L$ близка к нулю. Это означает, что при увеличении L кристалла условие фазового синхронизма потребует выполнить более точно ($\Delta k_{f,b} \downarrow$). По этой причине экспериментально реализовать генерацию разностной частоты в более тонком нелинейном кристалле будет проще.

Условие фазового синхронизма для коллинеарной генерации разностной частоты может быть сведено к более простому. Напомним, что безразмерные расстройки для волн с разностной частотой, генерирующихся в прямом и обратном направлениях, задаются следующим образом:

$$\Delta_f = (k_1 - k_2 - k_{THz})L; \quad \Delta_b = (k_2 - k_1 - k_{THz})L. \quad (97)$$

В диспергирующей среде волновой вектор одной из волн накачки может быть

представлен в виде следующего ряда:

$$k_1 \approx k_2 + \frac{\partial k}{\partial \omega} \Delta \omega = k_2 + \frac{\Delta \omega}{v_{gr}} = k_2 + \frac{\Omega}{v_{gr}},$$

где v_{gr} – групповая скорость волн оптической накачки. Подставим такое разложение в выражения для расстройек, получим:

$$\Delta_f \approx \left(\frac{\Omega}{v_{gr}} - k_{THz} \right) L; \quad \Delta_b \approx \left(-\frac{\Omega}{v_{gr}} - k_{THz} \right) L. \quad (98)$$

Из этих формул видно, что в области нормальной дисперсии ($\frac{\partial n}{\partial \omega} > 0$ и $v_{gr} > 0$) расстройка может быть равна нулю только для одной из волн – волны, возбуждающейся в прямом направлении. Расстройка для обратной волны в области нормальной дисперсии будет всегда отрицательной. Из условия $\Delta_f = 0$ следует:

$$\Delta_f = 0 \Rightarrow \frac{\Omega}{v_{gr}} = k_{THz} \Rightarrow v_{ph}(\Omega) = v_{gr}^{opt} \quad (99)$$

При коллинеарной генерации волны разностной частоты условие фазового синхронизма сводится к равенству фазовой скорости ТГц волны и групповой скорости волн накачки.

Для генерации ТГц излучения методом DFG, как правило, используются объемные диэлектрические кристаллы (LiNbO_3 , LiTaO_3), полупроводники с кристаллической решеткой типа цинковой обманки (ZnTe , GaAs , GaP , CdTe , InP , ZnSe), а также периодически поляризованные кристаллы (PPLN). Особенностью кристаллов ниобата и танталата лития является более чем двукратное отличие между групповыми скоростями на оптических частотах и фазовыми на ТГц частотах во всем диапазоне их прозрачности, делающее невозможным точное выполнение условия фазово-группового синхронизма (99). Это приводит к тому, что эффективная генерация разностной частоты происходит не во всем объеме нелинейного кристалла, а в некотором слое толщиной, равной когерентной длине (l_{coh}):

$$l_{coh} = \frac{\pi}{\Delta k} \quad (100)$$

Для распространяющейся вперед волны $\Delta k \approx \frac{\Omega}{v_{gr}^{opt}} - k_{THz}$. Тогда справедливо:

$$l_{coh} \approx \frac{\pi}{\frac{\Omega}{v_{gr}^{opt}} - k_{THz}} = \frac{\pi}{\frac{\Omega}{v_{gr}^{opt}} - \frac{\Omega}{c}} = \frac{\pi c}{\Omega(n_{gr}^{opt} - n_{THz})}, \quad (101)$$

где $v_{gr}^{opt} = c/n_{gr}^{opt}$. Когерентная длина ограничивает активный объем нелинейного кристалла, что, в свою очередь, ограничивает амплитуду испускаемой ТГц волны

и не позволяет ей быть спектрально узкой.

Невозможность выполнения условия фазово-группового синхронизма в кристаллах ниобата и танталата лития приводит к крайне низкой эффективности коллинеарной генерации разностной частоты. Тем не менее остается возможной неколлинеарная генерация. Такая геометрия открывает широкие возможности для перестройки частоты испускаемого ТГц фотона путем изменения угла падения волны накачки на нелинейный кристалл. Недостатком является слабое связывание между волнами накачки и нелинейной поляризации, ограничивающее амплитуду испускаемой ТГц волны. Тем не менее, неколлинеарная геометрия хорошо себя показывает в схемах, использующих мощные импульсные лазеры с модуляцией добротности. Энергии в импульсах испущенного ТГц излучения может достигать до десятков пикоджоулей [132], что в среднем на порядок больше, чем у поверхностных излучателей.

Качественно противоположная картина наблюдается для нелинейных полупроводниковых кристаллов со структурой типа цинковой обманки (ZnTe , GaP и др.). Как известно, терагерцовые волны в нелинейных средах распространяются в виде фонон-поляритонов. Используя кристалл с правильно подобранным законом дисперсии данных квазичастиц (нижнюю ветвь закона дисперсии), можно обеспечить близкое к точному выполнение условия фазового-группового синхронизма ($v_{gr}^{opt} = v_{ph}(\Omega)$) для коллинеарной генерации ТГц излучения в широком диапазоне частот. Было показано, что расстройка между обеими скоростями минимальна для вышеуказанного семейства полупроводниковых кристаллов [133]. Так, например, практически идеальный синхронизм наблюдается в кристалле теллурида цинка (ZnTe) на частоте $\Omega = 2.3$ ТГц в случае, если длина волны накачки составляет 800 нм. Расстройка остается малой в некоторой полосе частот, обеспечивая эффективную коллинеарную генерацию ТГц излучения (в прямом направлении) в диапазоне от 0.1 до примерно 4 ТГц [133]. Характерное значение когерентной длины в данном кристалле и других кристаллах из вышеуказанного семейства для коллинеарной генерации с использованием накачки ближнего ИК диапазона составляет единицы миллиметров [134]. Характерная величина энергии в импульсе сгенерированного в полупроводниковых кристаллах ТГц излучения составляет единицы наноджоулей [135, 136]. Помимо больших значений когерентной длины, для полупроводниковых кристаллов с кристаллической структурой типа цинковой обманки также характерен сравнительно малый коэффициент поглощения α . Так, в кристалле арсенида галлия (GaAs) α меняется от 0.5 см^{-1} до 5.7 см^{-1} в диапазоне частот от 1 до примерно 3 ТГц [137]. В таком же частотном интервале коэффициент поглощения α в кристалле ниобата лития меняется от примерно 10 см^{-1} до 170 см^{-1} [138].

Генерация ТГц излучения в виде волны разностной частоты также возможна в периодически поляризованных кристаллах. Это кристаллы, составленные

из слоев со взаимно противоположными ориентациями оптических осей (между соседними слоями). Такая организация слоев (доменов) приводит к одномерной периодической модуляции знака квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$. Толщина домена выбирается равной когерентной длине для данного кристалла. По мере прохождения домена возникает фазовая расстройка между волнами разностной частоты и нелинейной поляризации, которая на границе домена составляет $\frac{\pi}{2}$. При изменении ориентации оптической оси кристалла (знака $\chi^{(2)}$) фаза волны нелинейной поляризации резко меняется на величину π , вследствие чего расстройка между обеими волнами становится равной $-\frac{\pi}{2}$. По мере их распространения в следующем домене величина расстройки плавно меняется от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$ и при переходе в соседний домен с инвертированной оптической осью снова резко меняется до значения $-\frac{\pi}{2}$ и так в каждом последующем домене. В результате в каждом из слоев периодически поляризованного кристалла разность фаз между волнами нелинейной поляризации и разностной частоты лежит в пределах от $-\frac{\pi}{2}$ до $\frac{\pi}{2}$, что обеспечивает конструктивную интерференцию этих волн по всей длине кристалла. В результате такой эффективной генерации разностной частоты по всему объему кристалла испускается фотон ТГц частоты с амплитудой поля выше, чем при генерации от отдельного слоя (толщиной l_{coh}) и в кристалле той же толщины, но при отсутствии синхронизма. В работе [139] было показано, что в периодически поляризованном макрокристалле ниобата лития, представляющем собой последовательность пластин (вафель) толщины 300 мкм, повернутых друг относительно друга на 180° , в процессе генерации разностной частоты возможно испускание ТГц фотона с энергией в импульсе 1.5 мДж на частоте 0.16 ТГц. В качестве замечания отметим, что условие фазового синхронизма в периодически поляризованных кристаллах отличается от традиционного $\Delta k = 0$. К нему также добавляется вектор q , характеризующий периодичность системы (определяется аналогично вектору обратной решетки), в результате чего получается новое условие, которое в литературе называют условием квазисинхронизма [140]. Наличие пространственной периодичности (вектора q) в таких структурах делает возможной коллинеарную генерацию разностной частоты в обратном направлении [141].

Оптическое выпрямление

Для получения терагерцового излучения в нелинейных средах с квадратичной восприимчивостью вместо двух близких по частоте монохроматических волн можно использовать один мощный квазимонохроматический импульс с достаточной шириной спектра. При прохождении такого импульса через нелинейную среду в ней возникает волна нелинейной поляризации, повторяющей форму огибающей возбуждающего импульса. Такой процесс в литературе принято называть оптическим выпрямлением. Если в выпрямлении участвует квазимонохроматический импульс с достаточной шириной спектра, то в результате нелинейного взаимодей-

ствия между его спектральными компонентами в среде может возникнуть волна нелинейной поляризации с ТГц частотой. Впоследствии эта волна станет источником ТГц волн. Как правило, для этих целей используются ультракороткие лазерные импульсы с длительностью в сотни фемтосекунд. Нерезонансный процесс оптического выпрямления является параметрическим, протекает во всем объеме нелинейного кристалла (в отличие от резонансного), характеризуется практически мгновенным откликом нелинейно среды, а также высокой степенью когерентности и направленности ТГц излучения.

С математической точки зрения описания генерации ТГц излучения в процессах нерезонансного оптического выпрямления и разностной частоты идентичны с точностью до выражения для нелинейной поляризации и функции, характеризующей источник. В процессе оптического выпрямления используется следующее выражение для нелинейной поляризации [120]:

$$P_{nl}(\Omega, x) = \frac{\chi^{(2)}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |E_p(x, t)|^2 e^{i\Omega t} dt. \quad (102)$$

В этой формуле $E_p(x, t)$ – это зависящее от времени поле импульса накачки: $E_p(x, t) = B_p(t)e^{-i(\omega_0 t - k(\omega_0)x)}$, где $B_p(t)$ – огибающая, а ω_0 – центральная частота. Решением волнового уравнения (87) с нелинейной поляризацией такого вида являются две волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, с амплитудами, задающимися той же формулой, что и в случае DFG (см. формулу (96)). Единственным отличием является выражение для характеризующей источник накачки С-функции. Для случая оптического выпрямления С-функция задается как Фурье-образ от интенсивности импульса накачки [131]:

$$C(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} |B_p(t)|^2 e^{-i\Omega t} dt \quad (103)$$

К нелинейным материалам, используемым для генерации ТГц излучения методом оптического выпрямления фемтосекундного лазерного импульса, предъявляются те же требования, что и для метода генерации разностной частоты – большое значение $\chi^{(2)}$, малое поглощение и точный синхронизм между волной накачки и ТГц излучением. Для генерации используются те же материалы – ферроэлектрические кристаллы ниобата и тантала лития, полупроводниковые кристаллы ZnTe, ZnSe, GaAs, GaSe, CdTe и другие, а также органические вещества. Полупроводниковые кристаллы используются для коллинеарной генерации широкополосного ТГц излучения с энергией в импульсе вплоть до единиц мкДж [142]. Ферроэлектрические нелинейные кристаллы (LiNbO_3 и LiTaO_3) не поддерживают эффективную коллинеарную генерацию из-за существенной разницы в показателях преломления на оптических и терагерцовых частотах, что

приводит к невозможности выполнения условий фазово-группового синхронизма. В таких кристаллах возможна неколлинеарная относительно направления распространения волны накачки генерация ТГц излучения. Наиболее эффективные неколлинеарные методы преобразования фемтосекундных лазерных импульсов в терагерцовые основаны на использовании:

- синхронизма черенковского типа
- лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности

Черенковский синхронизм возникает в случае, когда скорость распространения источника превышает скорость распространения генерируемой им волны. В кристалле ниобата или танталата лития волна нелинейной поляризации распространяется с большей (групповой) скоростью V_g , чем генерируемая ей терагерцовая волна (ее скорость равна v_{ph}). В этом случае выполнение условия фазово-группового синхронизма становится возможным для волны, распространяющейся под некоторым углом θ к направлению распространения волны нелинейной поляризации таким, что:

$$v_{ph}(\Omega) = V_g \cos \theta$$

Обе волны будут находиться в фазе и испытывать конструктивную интерференцию [143]. Черенковский угол θ определяется как аркосинус отношения группового оптического индекса к показателю преломления на терагерцовой частоте: $\theta \approx \arccos(n_g^{opt}/n_{THz})$. Для кристалла LiNbO_3 он составляет примерно 65° . Для эффективного выполнения условия черенковского синхронизма излучение должно быть жестко сфокусировано на кристалл до масштабов меньше длины ТГц волны. В зависимости от типа фокусировки (в точку или линию) генерируемое ТГц излучение будет представлять или расходящийся конус, или клин (более удобен для юстировки). Для вывода черенковского ТГц излучения нелинейный кристалл срезают под углом θ . Из-за сильного поглощения ТГц импульса внутри кристалла ниобата лития ($\alpha = 170 \text{ см}^{-1}$) иногда его часть, ответственную за вывод излучения, заменяют на кремниевую или сапфировую призмы с малым поглощением (α мал), оставляя лишь тонкий слой кристалла для генерации [144]. Для улучшения эффективности генерации можно использовать многослойные сэндвич-структуры с сердцевиной из ниобата лития [145, 146]. Характерная величина энергии генерируемого с использованием черенковского синхронизма ТГц импульса составляет десятки нДж.

Другим эффективным методом неколлинеарной генерации ТГц излучения является оптическое выпрямление лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности [147]. Оптический импульс направляется на диспергирующий элемент (дифракционную решетку), после взаимодействия с которым между фазовым и интенсивностным фронтами данного импульса возникает некоторый угол

β . В нелинейном кристалле такой импульс будет распространяться с групповой скоростью V_g вдоль направления, перпендикулярного фазовому фронту. Проекция групповой скорости на направление, перпендикулярное к интенсивностному фронту ($v_I = V_g \cos \beta$) посредством подстройки угла β может быть выбрана равной фазовой скорости ТГц волны. Таким образом, между волной нелинейной поляризации, направленной вдоль нормали к фазовому фронту оптического импульса и терагерцовой волной, направленной по нормали к его интенсивностному фронту, возникнет синхронизм. Оптическое выпрямление импульсов со скошенными фронтами позволяет получить ТГц импульсы с рекордными значениями энергии. Она может достигать до единиц мДж [148], что сравнимо с энергией ТГц фотонов, генерирующихся лазерами на свободных электронах.

Таким образом, существует целый набор лазерных методов генерации ТГц излучения, позволяющий получать импульсы с разной энергией, спектральной шириной, направлением распространения и другими характеристиками. Выбор того или иного метода зависит от поставленной задачи. Если требуются мощные ТГц импульсы (например, для исследования нелинейных эффектов в ТГц диапазоне), то следует использовать оптическое выпрямление импульсов со скошенными фронтами интенсивности. Если необходим источник с широким спектром (например, для спектроскопии), то можно использовать фотопроводящие антенны или оптическое выпрямление в кристалле GaP. Если ключевое значение играет оптико-терагерцовая конверсия (мощность источника сильно ограничена), то хорошим выбором будет кристалл $LiNbO_3$. Если возможности юстировки ограничены и невозможно подвести внешнее поле, то неплохим выбором будет использование полупроводниковых кристаллов и коллинеарных методов генерации.

Детектирование терагерцового излучения электрооптическим методом

Существует довольно большой набор устройств, приборов и методов, позволяющих детектировать излучение терагерцового диапазона [149, 150]. Так, например, для регистрации ТГц импульсов можно использовать болометры [151], ячейки Голея [152], фотопроводящие антенны [153], аналогичные тем, что используются для генерации, а также электрооптические кристаллы [154]. Электрооптическое детектирование является наиболее часто используемым методом регистрации ТГц излучения. Рассмотрим данный метод более подробно.

В основе электрооптического детектирования лежит эффект Погкельса – явление возникновения анизотропии в среде под действием внешнего электрического поля. Наведенная анизотропия линейна по приложенному полю. При электрооптическом детектировании, как правило, используется два пучка – исследуемый ТГц импульс, поле которого наводит анизотропию в кристалле, и линейно поляризованный оптический пучок, по изменению состояния поляризации кото-

рого и оценивается величина наведенной анизотропии. Действительно, в анизотропном кристалле зондирующий пучок распадается на две волны (обыкновенную и необыкновенную), поляризованные в ортогональных плоскостях. В объеме кристалла между этими волнами возникает фазовый набег $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}d\Delta n,$$

где d – толщина электрооптического кристалла, $\Delta n = n_o - n_e$ – разница показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн. Ненулевое значение Δn и, как следствие, $\Delta\phi$ приводит к тому, что после прохождения кристалла поляризация оптической (зондирующей) волны меняется с линейной на эллиптическую. Можно показать [155], что наибольшего значения Δn будет достигать в кристалле с ориентацией $\langle 110 \rangle$ (оси x и y кристалла расположены под углом 45° к его грани, ось z ориентирована вдоль грани). Величина Δn в этом случае выражается следующей формулой:

$$\Delta n = n_0^3 r_{41} E_{THz},$$

где n_0 – показатель преломления среды в отсутствии внешнего поля, r_{41} – электрооптический коэффициент кристалла. Соответственно, чем больше поле терагерцового импульса, тем больше величина наведенной анизотропии и сдвига фаз между двумя волнами. С учетом выражения для Δn формула для фазового набег между обыкновенной и необыкновенной волнами примет вид:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}dn_0^3 r_{41} E_{THz}.$$

Эту формулу можно записать в более простом виде через так называемое полуволновое поле E_π :

$$\Delta\phi = \frac{\pi d E_{THz}}{E_\pi}, \quad (104)$$

Полуволновое поле E_π – такое внешнее электрическое поле, при приложении которого сдвиг фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами равен π (как в полуволновой пластинке). Полуволновое поле удобно тем, что позволяет найти абсолютные значения фазового набег, наведенного терагерцовым полем или же, наоборот, по значению сдвига фаз определить абсолютную величину ТГц поля. В таблице на Рис. 14 приведены значения полуволновых полей для материалов, используемых для электрооптического детектирования, вместе с другими их полезными характеристиками. Видно, что основными материалами, используемыми для электрооптического детектирования являются полупроводниковые кристаллы со структурой типа цинковой обманки. При выборе детектирующего кристалла, помимо значения полуволнового поля, определяющего величину электрооптического эффекта, следует также обращать внимание на частоту резонанса

	ZnTe	GaAs	InP	GaP	ZnS
E_{π} (при $d=1\text{мм}$) [кВ/см]	89,0	161	153	252	388
Частота фононного резонанса [ТГц]	5,3	8,0	10,4	11,0	10,8
n_0 (при $\omega \rightarrow 0$)	3,18	3,63	3,54	3,34	2,88
n_{opt} (при $\lambda = 800\text{ нм}$)	2,85	3,63	3,54	3,18	2,32
Длина волны синхронизма [нм]	822	1 405	1 230	1 030	470

Рис. 14: Основные характеристики полупроводниковых кристаллов, используемых для электрооптического детектирования [155].

оптических фононов в этом кристалле и длину волны синхронизма. Первая характеристика влияет на ширину спектра регистрируемого излучения: чем выше частота фононного резонанса, тем более широкий спектр может быть зарегистрирован. Вторая характеристика определяет требуемый лазерный источник.

Наведенное терагерцовым полем изменение поляризации зондирующего пучка при прохождении электрооптического кристалла может быть зарегистрировано двумя способами – путем балансного или скрещенного детектирования. Схема балансного детектирования представлена на рисунке 15. Линейно поляризо-

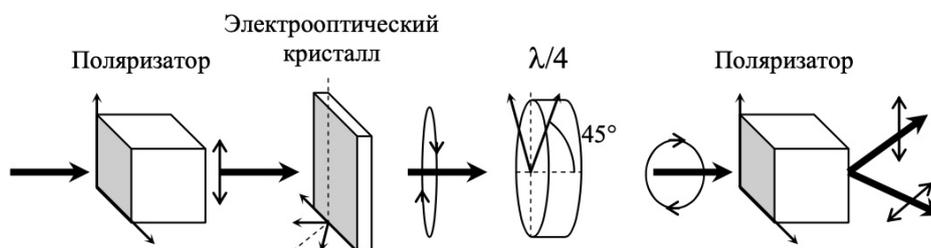


Рис. 15: Схематичное представление метода балансного детектирования поля ТГц импульса [155]. Если из схемы убрать пластинку $\lambda/4$ и в качестве второго поляризационного элемента использовать анализатор, то указанная схема будет реализовывать скрещенное детектирование.

ванный пучок попадает на электрооптический кристалл. Наведенная ТГц полем анизотропия приводит к изменению поляризации этого пучка на эллиптическую (эллиптичность, как правило, выражена слабо), которая впоследствии преобразуется пластинкой $\lambda/4$ в близкую к круговой. Отметим, что пластинка может быть также размещена и до электрооптического кристалла – в этом случае поляризация зондирующего пучка после ее прохождения будет строго круговой. Вторым поляризационный элемент (призма Волластона или Глана) делит поляризацию проходящего на него пучка на две ортогональные компоненты, разность интен-

сивности в которых и регистрируется балансным детектором. Соответственно, при отсутствии ТГц поля поляризация зондирующего пучка после прохождения кристалла остается линейной, в пластинке $\lambda/4$ преобразуется в круговую, после чего призмой Волластона разделяется на две ортогональные компоненты одинаковой интенсивности. В таком случае разностной сигнал на балансном детекторе будет равен нулю. При наличии ТГц поля поляризация зондирующего пучка будет эллиптической и сигнал на детекторе будет отличен от нуля. Схема скрещенного детектирования отличается от схемы балансного отсутствием пластинки $\lambda/4$. Вышедшее из кристалла оптическое излучение не разделяется на ортогональные компоненты, а проходит через анализатор, скрещенный с первым поляризатором. Для регистрации используется только один диод, детектирующий прошедший через анализатор сигнал. Схема скрещенного детектирования проще реализуется в эксперименте и требует меньше оптических элементов, однако ее чувствительность примерно вдвоем меньше, чем у балансной. При балансном детектировании регистрируемый сигнал (разностный) пропорционален ТГц полю ($\Delta I = I_0 \Delta \phi$), при скрещенном – квадрату ТГц поля ($I \approx \Delta \phi^2$).

Электрооптическое детектирование является стробируемой методикой: измерение ТГц поля происходит при его перекрытия с оптическим импульсом. В силу того, что длительность ТГц импульса существенно больше, чем зондирующего оптического, можно считать, что регистрируется квазипостоянное ТГц поле. Изменение длины оптического пути зондирующего импульса (линией задержки) позволяет изменить момент перекрытия двух импульсов, т.е. измерить ТГц поле в другой момент времени. В конечном счете, метод электрооптического детектирования позволяет измерить временной профиль $E(t)$ ТГц импульса.

7. Терагерцовая спектроскопия с временным разрешением

. Своеобразным прорывом в истории терагерцовой фотоники, наряду с первичной демонстрацией и последующей разработкой аппарата методов получения импульсного ТГц излучения при преобразовании коротких импульсов видимого и ближнего ИК диапазона, стало появление методики терагерцовой спектроскопии с временным разрешением (Terahertz time-domain spectroscopy, THz-TDS). За более, чем три десятилетия данная методика позволила решить целый спектр научных задач, некоторыми примерами которых являются исследование колебательных переходов в сложных органических молекулах и молекулярных цепях [102, 156], фазовых переходов различных типов [105, 106, 157], элементарных возбуждений в твердых телах [158–161], динамики релаксации фотовозбужденных носителей в полупроводниках [107], биологических тканей и происходящих в них процессов [162]. Методика THz-TDS позволила определить дисперсию материальных констант (показателей преломления и поглощения, проводимости, восприимчивости) в ТГц диапазоне у таких объектов как диэлектрики и полупро-

водники [163], сверхпроводники [164], двумерные материалы [165], топологические изоляторы [166], магнитные материалы [167, 168], полимеры [169], биологические ткани, жидкости и растворы [95]. Методика времяразрешающей ТГц спектроскопии актуальна и в настоящее время: практически ни одно современное исследование объектов ТГц излучением не обходится без ее использования.

Принципиальная схема экспериментальной установки, реализующей методику терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, показана на Рис. 16 [170]. Ее ключевыми элементами являются генератор и детектор ТГц излучения, линия

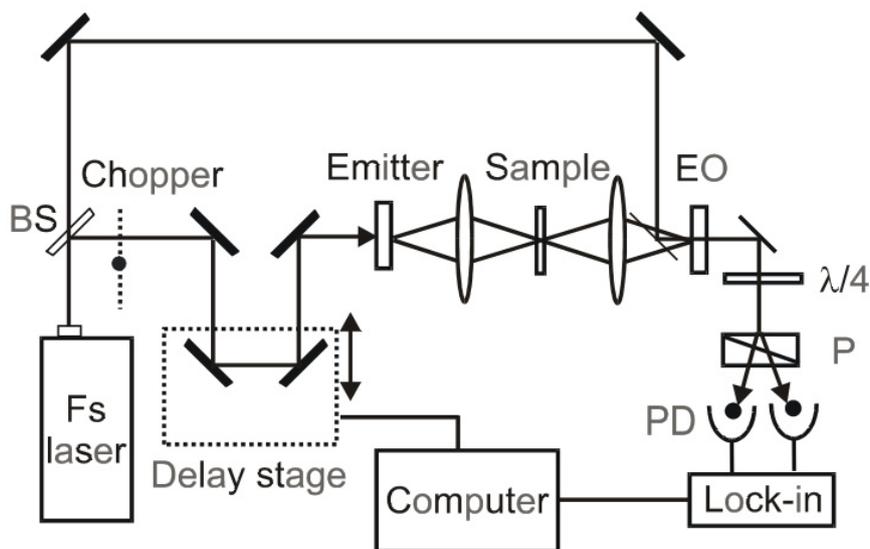


Рис. 16: Типичная схема установки для времяразрешающей терагерцовой спектроскопии. [170]

задержки, образец, оптический прерыватель и синхронный детектор. Импульс от источника фемтосекундного лазерного излучения (оптического или ближнего ИК диапазона) делится на два пучка (как правило, разной интенсивности), которые впоследствии используются для генерации и детектирования ТГц излучения. Назовем эти пучки генерирующим и зондирующим, соответственно. В литературе для первого пучка иногда используют термин "пучок накачки" (pump pulse), однако, как мы увидим далее, существуют схемы, объединяющие в себе методики накачки-зондирования и терагерцовой спектроскопии (так называемый optical-pump-terahertz-probe). В таких схемах могут использоваться три оптических пучка – для генерации и детектирования ТГц излучения, а также для возбуждения (нагрева, генерации носителей) образца. В этом случае (по аналогии с методикой накачки-зондирования) под пучком накачки понимают оптический импульс, возбуждающий образец. Вернемся к стандартной схеме THz-TDS. Более мощный генерирующий пучок направляется на ТГц излучатель. Обычно в качестве излучателей используются фотопроводящие антенны или полупроводниковые нелинейные кристаллы с решеткой типа цинковой обманки (ZnTe, GaAs). Сгенери-

рованное ТГц излучение фокусируется на образец, а после взаимодействия (прохождения или отражения) с ним собирается и направляется на электрооптический кристалл. Для сбора и фокусировки ТГц излучения можно использовать параболические зеркала. Зондирующий пучок (как правило, менее мощный) напрямую направляется на электрооптический кристалл соосно с терагерцовым излучением. Соосность достигается посредством введения в схему дополнительных элементов, например, тонкой пластинки из высокоомного кремния (практически прозрачна для ТГц излучения, не пропускает оптическое). Регистрация ТГц поля осуществляется электрооптическим методом, подробно описанным в предыдущем параграфе. В оптический путь одного из импульсов (в схеме на Рис. – генерирующего, но чаще вносят в плечо детектирующего) дополнительно вносят линию задержки. Изменение длины оптического пути в одном из плечей позволяет смещать один импульс относительно другого, измеряя амплитуду ТГц поля в разные моменты времени. В конечном счете методика THz-TDS позволяет получить профиль $E(t)$ ТГц импульса, прошедшего через образец. Применение к полученному (действительному) временному сигналу преобразования Фурье позволит получить комплексный спектр прошедшего ТГц импульса, в котором содержится информация как об амплитуде, так и о фазе ТГц поля. Характерный вид полученного методом THz-TDS временного сигнала и его спектр показаны на Рис.17 [171]. Отме-

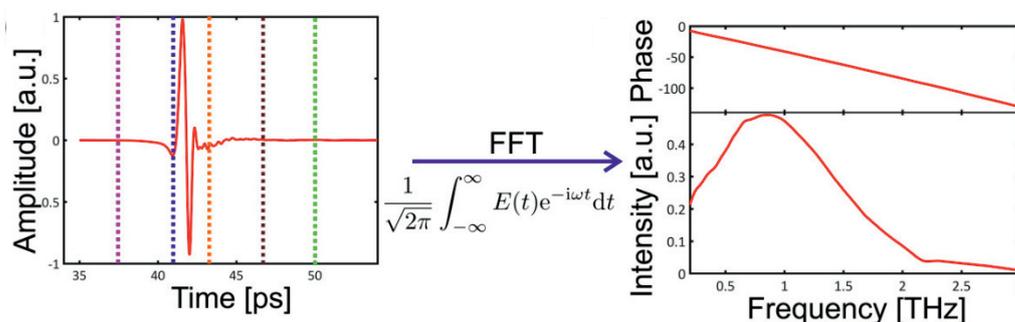


Рис. 17: Характерный вид временного сигнала и его спектра, полученных методом терагерцовой спектроскопии с временным разрешением [171].

тим, что наличие в спектре информации как об амплитуде поля прошедшего ТГц импульса, так и о его фазе является существенным преимуществом методики терагерцовой спектроскопии. Это позволяет рассчитать дисперсию показателей преломления и поглощения образца $n'(\Omega)$ и $n''(\Omega)$ напрямую без использования соотношений Крамерса-Кронига. Для этой цели, однако, потребуется проведение дополнительного референсного измерения в отсутствии образца.

Методика времяразрешающей ТГц спектроскопии обладает рядом преимуществ, включая субпикосекундное разрешение, когерентность, возможность стробирования детектирования, наличие в спектре прошедшего импульса информа-

ции об амплитуде и фазе ТГц поля. Кроме того, за более чем три десятилетия методика THz-TDS была существенно усовершенствована и расширена: были предложены альтернативные геометрии, позволяющие работать с поглощающими материалами [162], продемонстрированы способы увеличения чувствительности методики [172, 173], разработан аппарат нелинейной терагерцовой спектроскопии [174]. В то же время для методики времязрешающей ТГц спектроскопии остается характерным ряд особенностей, влияющих на точность получаемых с ее помощью результатов (например, в задаче определения дисперсии материальных констант в ТГц диапазоне), а в некоторых случаях и вовсе ограничивающих ее использование. Эти особенности связаны, прежде всего, с тем, что методика THz-TDS основана на использовании алгоритма быстрого или дискретного Фурье-преобразования. Получаемый на выходе спектр временного сигнала $E(t)$ зависит от параметров измерения, в ходе которого этот сигнал был получен, например, от его длительности и шага [171]. Также спектр чувствителен к параметрам постобработки, например, форме оконной функции (прямоугольник, Ханнинг и др.).

Более существенная проблема возникает в случае, если исследуемый образец представляет собой плоскопараллельную пластину. Множественные отражения от ее плоских граней приводят к появлению дополнительных особенностей во временном сигнале [175, 176]. В случае, если поглощение мало, каждая особенность представляет собой копию основного импульса (прошедшего пластинку напрямую) с меньшей амплитудой (из-за поглощения в объеме и отражения от границ раздела) и смещенную относительно него по времени. Величину смещения каждой m -й копии для случая нормального падения можно оценить как $\Delta t_m = \frac{2nd}{c}m$. Тот же эффект наблюдается и в резонаторе Фабри-Перо. Наличие одинаковых с точностью до амплитуды сигналов в последовательности существенно влияет на ее спектр. Одним из свойств преобразования Фурье является свойство запаздывания, согласно которому спектр сдвинутого на $\Delta\tau$ сигнала совпадает со спектром исходного с точностью до осциллирующего множителя $e^{-i\omega\Delta\tau}$:

$$f(t) \xrightarrow{\mathcal{F}} f(\omega); \quad f(t - \Delta\tau) \xrightarrow{\mathcal{F}} f(\omega)e^{-i\omega\Delta\tau} \quad (105)$$

Если исходная последовательность представляет собой сумму двух одинаковых с точностью до амплитуды сигналов, один из которых смещен относительно другого, то после преобразования Фурье в спектре такого сигнала будут наблюдаться осцилляции:

$$A * f(t) + B * f(t - \Delta\tau) \xrightarrow{\mathcal{F}} A * f(\omega) + B * f(\omega)e^{-i\omega\Delta\tau} \quad (106)$$

Частота осцилляций будет определяться задержкой $\Delta\tau$ между составляющими сигналами, степень выраженности осцилляций – отношением амплитуд сигналов.

Для иллюстрации данной проблемы рассмотрим некоторую модельную последовательность, состоящую из трех одинаковых по форме (фазе) импульсов с разной амплитудой, смещенных друг относительно друга (см. Рис. 18а). Как

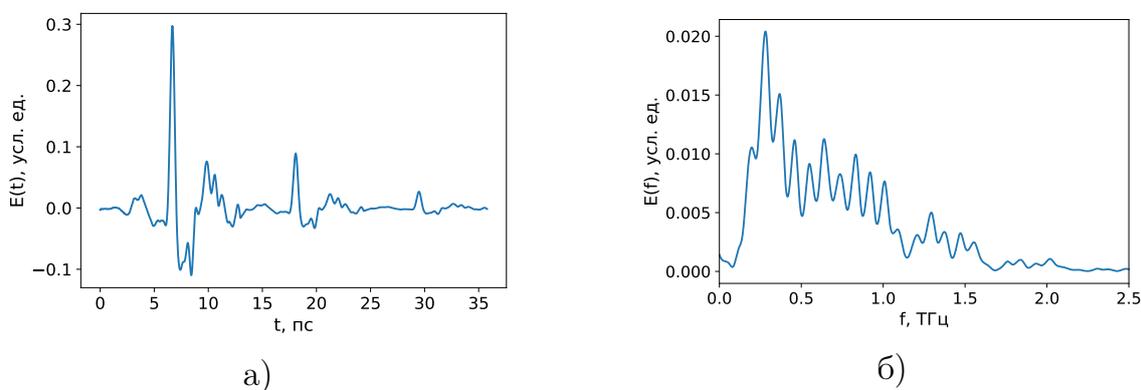


Рис. 18: а) Модельный сигнал, состоящий из трех одинаковых импульсов разной амплитуды, смещенных по времени друг относительно друга на одинаковую величину. б) Спектр модельного сигнала.

мы увидим позже, поле ТГц импульса, прошедшего через плоскопараллельную пластину, может описываться такой последовательностью (Гл. 4 п. 4). За основу модельной последовательности было взято поле ТГц импульса, прошедшего через HRFZ-Si пластину толщиной 0.5 мм, полученное в рамках калибровочных измерений. Копии основного импульса (сателлиты) были получены путем уменьшения его амплитуды в фиксированное число раз (3.33) и смещения на задержку 11.5 пс для каждого следующего импульса. Спектр такой последовательности показан на Рис. 18б, в нем присутствует большое количество осцилляций. На их фоне выраженные слабо резонансные особенности (например, из-за неточного попадания в резонанс или его низкой добротности), скорее всего, будут не различимы. Кроме того, использование такого спектра для определения дисперсии показателей преломления и поглощения материала приведет к трудно интерпретируемым результатам, требующим объемной пост-обработки. Другими словами, множественные отражения в объекте с плоскими параллельными гранями приводит к появлению осцилляций в спектре его ТГц отклика, полученном при помощи метода времязазрешающей ТГц спектроскопии. Для THz-TDS множественные отражения являются паразитным фактором, с которым необходимо бороться.

Уменьшить влияние множественных отражений при одинаковой длительности окна измерения можно выбором образца с большей толщиной (т.к. $\Delta t_m = \frac{2nd}{c}m$). Следует помнить, что длительность ТГц импульса может достигать до нескольких десятков пс. Чтобы исключить влияние второго импульса на первый могут потребоваться толщины порядка нескольких мм, что не всегда возможно или целесообразно в условиях решаемой задачи. Уменьшить влияние множественных отражений можно выбором подходящей геометрии эксперимента, однако это мо-

жет быть весьма сложной технической задачей [32].

Особенности во временном отклике, связанные с множественными отражениями ТГц импульса от плоских граней, могут быть исключены или учтены на этапе пост-обработки. В первом случае используются оконные функции, позволяющие “обрезать” сигнал, оставив только то, что попадает в окно [176, 177]. Например, можно наложить на модельный сигнал, показанный на Рис. 18а, прямоугольное окно шириной 15 пс, оставив только основной импульс и исключив его копии. Спектр такого сигнала не содержал бы осцилляций, или они были бы выражены слабо. Однако такая процедура привела бы к потере значительной части информации об основном импульсе (длительность которого существенно больше) и повлияла бы на спектральное разрешение метода ($\Delta f \sim \frac{1}{T_{det}}$). Чем больше время детектирования сигнала, тем более узкие спектральные особенности проявятся в его спектре. Второй подход основан на учете множественных отражений аналитически [178, 179] по аналогии с резонатором Фабри-Перо. Такой подход является гораздо более обоснованным и не приводит к потере информации или уменьшению спектрального разрешения. Однако в случае, если в рассматриваемом объекте присутствует асимметрия по направлению распространения (неэквивалентность распространения пучка в прямом и обратном направлениях), учет особенностей во временном сигнале по аналогии с множественными отражениями в резонаторе Фабри-Перо может приводить к некорректным результатам.

8. Терагерцовые метаповерхности. Фотодинамическое формирование субмиллиметровых структур.

Последние два десятилетия ознаменовались существенным прогрессом в развитии терагерцовой науки – значительно расширился парк приборов и методов генерации и детектирования излучения терагерцового диапазона, была предложена и усовершенствована методика терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, при помощи которой впоследствии были исследованы большой набор самых разных материалов и происходящих в них процессов. Новым вызовом для ТГц фотоники стал поиск методов управления ТГц излучением. Управление волновым фронтом ТГц излучения, его спектральными характеристиками, перестройка длины волны и фазы, изменение состояния поляризации и направления распространения являются примерами тех задач, которые нужно решить. Следует отметить, что к настоящему моменту некоторые задачи по управлению ТГц излучением уже частично решены – на рынке представлены (коммерчески доступные) ТГц линзы, фильтры, зеркала, светоделители и волновые пластинки [Tydex]. Для изготовления подобных элементов обычно используют такие материалы, как высокоомный кремний (HRFZ-Si), кварц, полиэтилен высокой плотности (HDPE), полиметилпентен (TPX), политетрафторэтилен (PTFE). Особенностью этих материалов является их невысокий (кроме, разве что, HRFZ-Si) показатель прелом-

ления в ТГц диапазоне ($n_{quartz} = 2.15$ [163], $n_{HDPE} = 1.53$ [180], $n_{TPX} = 1.46$ [181], $n_{PTPE} = 1.4$ [181], $n_{HRFZ-Si} = 3.4$ [163]), вследствие чего изготавливаемые из них элементы должны быть достаточно толстыми для того, чтобы обеспечить набор проходящим ТГц излучением фазы, необходимой для выполнения требуемого преобразования. Это в значительной степени ограничивает возможность внедрения таких элементов в фотонные интегральные схемы и другие устройства на чипе.

Как с точки зрения спектра реализуемых преобразований, так и компактности интерес представляют метаповерхности – искусственно созданные квази-планарные структуры, состоящие из упорядоченных субволновых элементов [182]. Специфический порядок приводит к появлению у структуры особых свойств, не характерных как для составляющих элементов, так и для материала [183, 184]. Другим преимуществом метаповерхностей является возможность поддерживать возбуждение резонансных электромагнитных мод [185–189], способных локализовать падающее излучение, значительно увеличивая эффективность реализуемого преобразования. Примерами таких резонансных возбуждений являются, в том числе, различные плазмонные моды [190–193]. Концепция управления излучением при помощи плазмонных метаповерхностей получила широкое распространение в оптическом диапазоне [185] и сейчас развивается в терагерцовом [194–196].

Общей проблемой метаповерхностей (любого диапазона) является их пассивность. Их структура и свойства, а значит и реализуемое преобразование, фиксируются в момент изготовления и меняются внешними воздействиями в очень малых пределах. Пассивность метаповерхностей, безусловно, ограничивает их функциональные возможности, в связи с чем задача создания активных метаповерхностей, позволяющих в реальном времени управлять характеристиками ТГц волн, стоит остро. Под активной метаповерхностью понимают метаповерхность, структура и свойства составляющих элементов которой могут быть перестроены внешними воздействиями. Примерами таких воздействий являются изменение температуры, приложение внешнего электрического или магнитного полей, механического напряжения, облучение лазерным импульсом. К настоящему времени были предложены (численно) или реализованы ТГц метаповерхности, перестраиваемые температурой [197], электрическим напряжением [198], а также оптическими лазерными импульсами [199]. Мы сосредоточимся на последнем типе – полностью оптически перестраиваемых ТГц метаповерхностях, так как в теории именно такой способ может обеспечить самую высокую скорость (частоту) переключения (определяемую длительностью лазерного импульса).

Перестраиваемая терагерцовая метаповерхность может быть реализована посредством структурированной оптической засветки поверхности полупроводника фемтосекундным лазерным импульсом [32]. В случае, если длина волны оптического излучения превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, в засвеченных областях вследствие фотоэффекта будет происходить генерация свобод-

ных носителей. В результате на поверхности (точнее, в скин-слое) полупроводника будет сформировано пространственное распределение заряда, повторяющее профиль оптической засветки. Пространственная модуляция (структурированность) оптического излучения достигается за счет использования масок [200], проекторов [36], пространственного модулятора света [39] (ПМС). Отметим, что оптическая засветка может быть некогерентна импульсам, используемым для генерации и детектирования ТГц излучения. Концентрация свободных носителей влияет на плазменную частоту ω_p и постоянную затухания γ в системе, которые, в свою очередь, определяют ее диэлектрическую проницаемость ϵ' и ϵ'' . Ниже мы приведем соответствующие формулы, а пока сфокусируемся на идее метода. Итак, структурированная оптическая засветка полупроводника позволяет получить на его поверхности заданное пространственное распределение диэлектрической проницаемости (условно, ϵ_1 в засвеченных (светлых) областях, ϵ_0 – в темных) или, другими словами, показателей преломления и поглощения. Разрешения современных проекторов (50 мкм для технологии DLP) и модуляторов света (вплоть до 2-4 мкм) достаточно для формирования пространственно модулированного профиля оптического пучка, период модуляции которого будет соизмерим с длиной волны ТГц излучения. Таким образом, структурированное освещение полупроводника фемтосекундным лазерным импульсом позволяет сформировать на его поверхности квази-планарную упорядоченную структуру, состоящую из одинаковых элементов субмиллиметрового размера или, другими словами, ТГц метаповерхность. Осуществить ее перестройку в реальном времени можно путем изменения подаваемого на проектор или пространственный модулятор света изображения. Данный метод получил название фотодинамического формирования или фотоиндуцирования (фотогенерации) ТГц структур.

Формализуем описание данного метода. Генерация свободных носителей в полупроводнике вследствие оптической засветки его поверхности приводит к изменению его пропускания [34]. Сравнение амплитуд ТГц импульсов, прошедших через полупроводник при наличии и отсутствии засветки, позволяет определить концентрацию N фотовозбужденных носителей [201]:

$$N = \frac{n + 1}{Z_0 e \delta \mu} \left(\frac{1}{1 - \frac{\Delta T}{T_0}} - 1 \right), \quad (107)$$

где n – показатель преломления материала в отсутствие засветки, Z_0 – импеданс свободного пространства, равный 377Ω , e – заряд электрона, δ – глубина проникновения поля оптического импульса в полупроводник, μ – зависящая от концентрации подвижность носителей заряда, ΔT – изменение пропускания полупроводника при засветке поверхности относительно незасвеченного случая (T_0). Значения пропускания берутся на задержке, соответствующей максимуму

поля ТГц импульса (в силу того, что фаза прошедшего ТГц импульса практически не меняется при засветке [201], можно выбрать значение и на других задержках). Функциональная зависимость μ от N носит следующий эмпирический характер [202]:

$$\mu = \frac{\mu_L}{1 + \sqrt{N \cdot 10^{-17}}}, \quad (108)$$

где μ_L – максимальное значение подвижности, обусловленное электрон-фононным рассеянием. Подстановка (108) в формулу (107) приводит к квадратному уравнению на N , решение которого и позволяет найти значение концентрации.

Следует сделать несколько замечаний относительно применимости формулы (107). Адекватная оценка значения N будет возможна только в случае однородной (сплошной) засветки, размер которой соизмерим или превышает сечение ТГц импульса (на поверхности полупроводника). При использовании структурированной засветки, ТГц импульс, помимо поглощения из-за свободных носителей, будет также дифрагировать на сформированной структуре, что приведет к дополнительному изменению его амплитуды. Использование формулы (107) в этом случае приведет к некорректным результатам. Кроме того, получаемое по этой формуле значение концентрации N_{av} является усредненным по скин-слою полупроводника δ . Зная значения δ (литературные данные) и усредненной концентрации N_{av} , нетрудно найти явную зависимость $N(z)$ (z – координата вглубь полупроводника).

Концентрация возбужденных носителей $N(z)$ определяет плазменную частоту ω_p и постоянную затухания γ системы:

$$\omega_p(z) = \sqrt{\frac{N(z)e^2}{m^*\epsilon_0}}; \quad \gamma(z) = \frac{e}{m^*\mu(z)}. \quad (109)$$

В этих формулах e – заряд электрона, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость свободного пространства, m^* – эффективная масса свободных носителей заряда. Эффективная масса может выбираться по-разному в зависимости от решаемой задачи и используемого полупроводника. Так, в задачах по фотогенерации носителей в кремнии используют эффективную оптическую массу, определяемую по формуле $\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}$, где $m_e = 0.27m_0$ и $m_h = 0.37m_0$ – эффективные массы электронов и дырок [32, 203]. Для арсенида галлия в качестве m^* выбирают эффективную массу электронов в центре зоны Бриллюэна (точке Γ), т.е. $0.063m_0$, где m_0 – масса покоя электрона [39]. Значения ω_p и γ определяют диэлектрическую проницаемость системы в соответствии с моделью Друде-Лоренца (см. формулу 18). В задачах по фотогенерации носителей в полупроводнике выражение для действительной части ϵ несколько модифицируется:

$$\epsilon'(z) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2 + \gamma^2(z)} \quad (110)$$

Здесь ε_∞ – высокочастотная часть диэлектрической проницаемости, равная, соответственно, 10.96 и 10.88 для кремния и арсенида галлия [39]. Здесь использованы те же обозначения, что и в формуле (18). Формула для определения мнимой части диэлектрической проницаемости не меняется. Подчеркнем, что на ТГц частотах не работает типичное для оптики приближение $\omega \gg \gamma$. Постоянная затухания может быть соизмеримой и даже превышать частоту ТГц импульса. Вышеперечисленные формулы позволяют лучше понять идею метода фотодинамического формирования. Понятно, что концентрация свободных носителей в незасвеченных (ε_∞) и засвеченных областях ($\varepsilon \neq \varepsilon_\infty$) будет отличаться. В результате на поверхности полупроводника будет сформирована структура требуемой геометрии с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости. Значение модуляции будет определяться, прежде всего, разницей концентраций носителей в засвеченных и темных областях, т.е. фактически, плотностью энергии оптической засветки. Разница значений ε в соседних областях может быть существенной и достигать до нескольких десятков (сильно зависит от используемого полупроводникового материала). Такой модуляции диэлектрической проницаемости может быть достаточно для требуемой модификации фазового профиля терагерцового пучка даже на небольших, сравнимых с толщиной скин-слоя, пространственных масштабах или, другими словами, реализации требуемого от метаповерхности преобразования.

Метод фотодинамического формирования позволил реализовать различные динамические ТГц элементы, включая модуляторы [34, 204, 205], поляризаторы [36], волноводы [35], дефлекторы [37], дифракционные решетки [32] и метаповерхности с более сложной конфигурацией [38]. Также при помощи этого метода были сгенерированы векторные пучки [34]. Сейчас данный метод в основном используется для создания пространственных масок для однопиксельных ТГц детекторов и систем визуализации [206, 207]. Некоторой общей тенденцией (за редкими исключениями) при использовании метода фотодинамического формирования для реализации вышеуказанных динамических ТГц элементов стал выбор геометрий, материалов и концентраций (т.е. мощностей засветки), достаточных для осуществления требуемого преобразования (например, отклонения пучка), но недостаточных для возбуждения в формируемых объектах резонансных плазмонных мод. Их использование позволило бы как увеличить эффективность реализуемого структурой преобразования, так и улучшить взаимодействие с ней падающего ТГц излучения. Возбуждение плазмонных мод в фотодинамически сформированных ТГц структурах было показано для хаотического расположения субволновых частиц (субмиллиметровых антенн) [39]. Для такого расположения характерно слабая ближнепольная связь между соседними частицами, приводящее к невозможности возбуждения коллективных мод, слабой локализации электромагнитного поля на поверхности, малым величинам плазмонного усиления

и низкой добротности соответствующих резонансов. Фотодинамически сформированных ТГц метаповерхностей, поддерживающих возбуждение коллективных плазмонных мод, ранее показано не было.

9. Постановка задачи

Проведенный обзор литературы показал, что, несмотря на большое количество исследований в областях статической магнитооптики плазмонных наноструктур, нестационарной активной плазмоники и терагерцовой фотоники субмиллиметровых структур, сформированных фемтосекундными лазерными импульсами на поверхности полупроводниковых материалов, ряд актуальных вопросов остается открытым. В связи с этим в рамках диссертационной работы были поставлены следующие задачи:

1. Исследование зависимости величины резонансного усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра от глубины профиля поверхности одномерных никелевых плазмонных кристаллов, определяющей соотношение омических и радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов.
2. Изучение сверхбыстрой динамики экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом плазмонном кристалле при его нерезонансном нагреве фемтосекундным лазерным импульсом накачки в условиях резонансного возбуждения импульсом зондирования поверхностных плазмон-поляритонов.
3. Обнаружение поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных перестраиваемых субмиллиметровых решетках, индуцированных на поверхности низколегированного арсенида галлия фемтосекундными лазерными импульсами при помощи пространственного модулятора света.

Глава II

Управление величиной резонансного усиления магнитооптического эффекта Керра в никелевых плазмонных кристаллах с различным профилем

Данная глава посвящена исследованию возможности управления величиной резонансного усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевых магнитоплазмонных кристаллах посредством подстройки радиационных потерь возбуждающихся в них поверхностных плазмон-поляритонов за счет изменения глубины пространственного профиля поверхности кристаллов.

1. Исследуемые образцы: никелевые плазмонные кристаллы с различной глубиной профиля поверхности. Метод изготовления и твердотельная характеристика.

Исследуемые образцы одномерных никелевых магнитоплазмонных кристаллов с различной глубиной профиля поверхности были изготовлены В.В. Поповым (старший научный сотрудник кафедры общей физики, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова). Изготовление осуществлялось методами электронно-лучевой литографии и гальваноластики. Сначала на стеклянную подложку наносился слой (~ 500 нм) негативного фоторезиста, который впоследствии экспонировался электронным пучком. Незасвеченные области фоторезиста вытравливались. Длительность экспонирования варьировалась, что позволило получить различную высоту неровностей. Далее маска из фоторезиста покрывалась тонким (50 нм) проводящим слоем серебра. На получившейся структуре происходило наращивание никеля методом гальваноластики. На финальной стадии наращенный магнитоплазмонный кристалл отрывался от полимерной маски, а слой серебра удалялся химически. В результате был получен набор полностью никелевых одномерных плазмонных кристаллов, представляющих из себя толстые никелевые пленки (~ 100 мкм), одна из поверхностей которых имела волнистую форму. Из-за разной длительности экспонирования каждого образца в наборе амплитуда неровностей этой поверхности (глубина модуляции) была разной. Форма поверхности слабо варьировалась от образца к образцу, но, в целом, была близка к синусоидальной. Впоследствии из данного набора образцов было выбрано три, обладающих наиболее выраженными плазмонными резонансами в оптическом спектре.

Профиль поверхности каждого из выбранных магнитоплазмонных кристаллов был охарактеризован с помощью атомно-силового и сканирующего электронного микроскопа. АСМ-изображения исследуемых образцов приведены на Рис. 19. Впо-

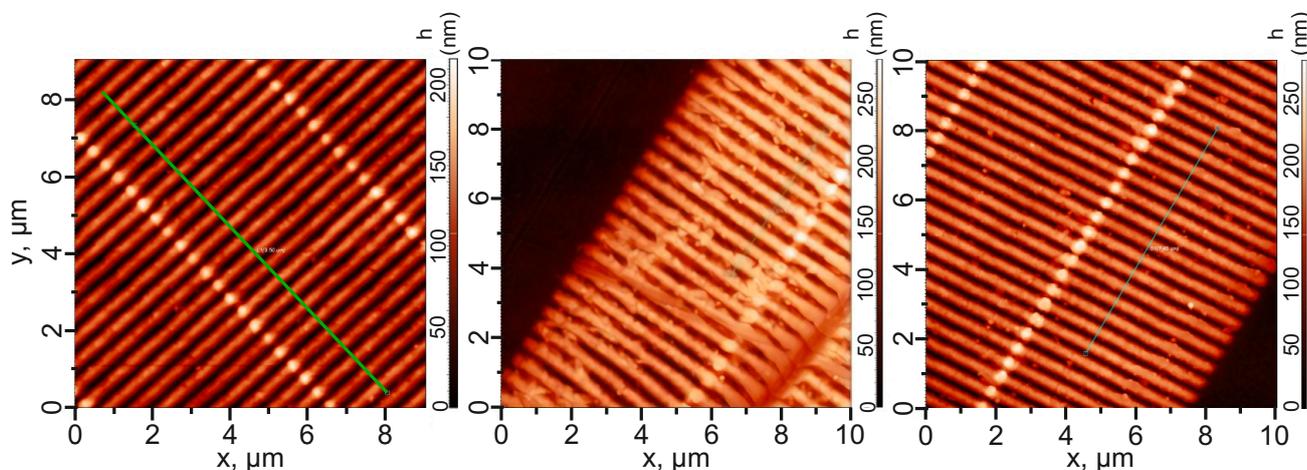


Рис. 19: АСМ-изображения исследуемых одномерных никелевых плазмонных кристаллов. Резкое увеличение высоты (белая полоса) связаны с наложением границ областей засветки при перемещении литографа. Зеленой линией на левой картинке показано сечение, используемое при дальнейшей обработке.

следствии сечения АСМ-изображений был проанализированы с помощью быстрого преобразования Фурье. Было получено, что пространственный профиль поверхности исследуемых образцов содержит две пространственные гармоники – основную (фундаментальную) и первую:

$$y(x) = a_0 \sin\left(\frac{2\pi}{d}x\right) + a_1 \cos\left(\frac{4\pi}{d}x\right) \quad (111)$$

Амплитуды высших пространственных гармоник пренебрежимо малы. Значения амплитуд a_0 фундаментальной гармоники для трех исследуемых образцов составили 45, 62.5 и 82.5 нм. Погрешность определения a_0 составила ± 5 нм, она связана с пространственной неоднородностью сечения образца, образовавшейся в ходе изготовления. Значения амплитуд a_1 первой пространственной гармоники составили 0, 4, 8 нм для первого, второго и третьего образца, соответственно. Таким образом, можно считать, что для всех исследуемых образцов справедливо соотношение $a_1/a_0 \ll 1$. Это означает, что форму поверхности всех образцов можно с высокой степенью считать синусоидальной. Кроме того, можно также считать

глубину профиля (модуляции) поверхности равной удвоенной амплитуде основной гармоники, $h = 2a_0$. Тогда значения h для первого, второго и третьего образца равны соответственно 90, 125 и 165 нм. Значение пространственного периода всех исследуемых образцов было одинаковым (определялось по АСМ-изображениям и по дифракции) и составляло 500 нм.

2. Спектры отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной профиля поверхности

Для каждого из исследуемых магнитоплазмонных кристаллов была проведена оптическая и магнитооптическая характеристика. Оптические измерения проводились в геометрии на отражение для различных углов падения излучения на образец в диапазоне от 5° до 45° . Падающая волна была поляризована в плоскости падения (p -поляризация). Полученные спектры отражения образцов показаны на Рис. 20. Видно, что в спектре отражения каждого образца наблюдается резонансная особенность асимметричной формы, содержащая пик на более коротких длинах волн и смещенный относительно него (в длинноволновую область) провал. Для того, чтобы определить, какая из особенностей связана с дифракционной аномалией (исчезновение дифракционного порядка), а какая с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов был проведен аналитический расчет частотно-угловых зависимостей аномалий Рэлея и Вуда, определяемых по формулам (для ± 1 порядка дифракции):

$$\lambda_R(\pm 1) = d(1 \mp \sin\theta). \quad (112)$$

$$\lambda_W(\pm 1) = d(\tilde{n} \mp \sin\theta). \quad (113)$$

Здесь $\lambda_{R,W}$ – длины волн, соответствующих аномалиям, d – период образца, θ – угол падения, $\tilde{n} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}}$, ε – диэлектрическая проницаемость никеля. В выражении для \tilde{n} учтено, что поверхностные плазмон-поляритоны возбуждаются на границе с воздухом. Для произвольного диэлектрика следует заменить 1 на значение его диэлектрической проницаемости. В выражении (113) необходимо также учесть дисперсию ε никеля. На рассматриваемом спектральном интервале (550–900 нм) зависимость диэлектрической проницаемости никеля от длины волны с

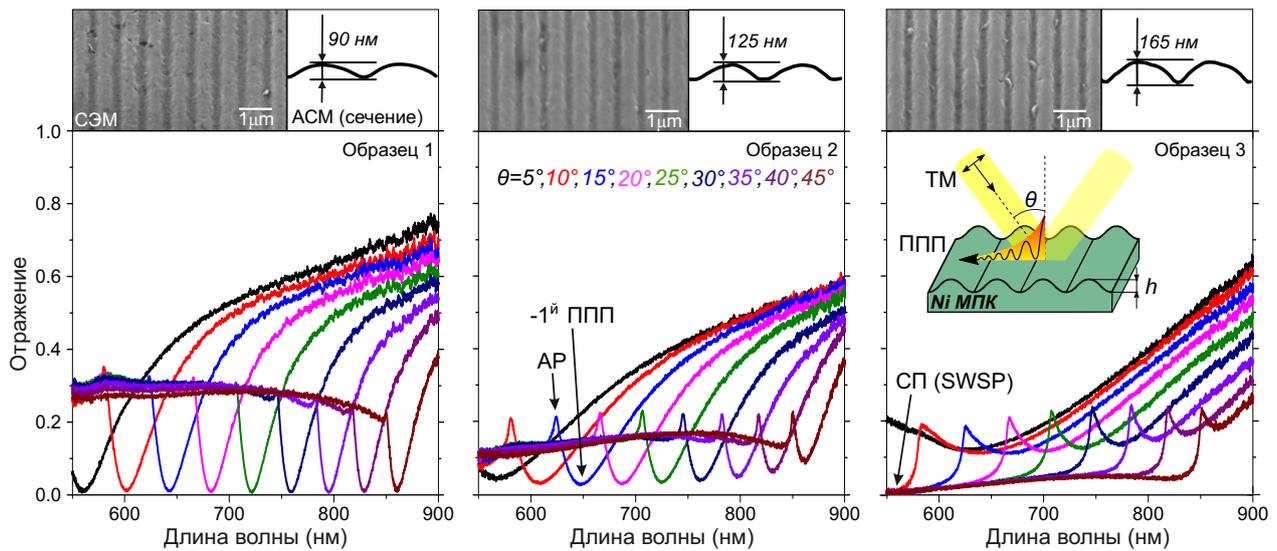


Рис. 20: Спектры отражения никелевых магнитоплазмонных кристаллов с различной глубиной модуляции поверхности для углов падения $5^\circ - 45^\circ$. Левая верхняя вставка: СЭМ изображение каждого образца. Правая верхняя вставка: сечение АСМ-изображений с указанием глубины модуляции каждого образца. Скетч иллюстрирует схему эксперимента. Сокращения: АР - аномалия Рэлея, ППП - поверхностный плазмон-поляритон, МПК - магнитоплазмонный кристалл, СП - стоячий поверхностный плазмон.

высокой точностью ($R^2 = 0.987$) можно считать линейной. Учет дисперсии никеля усложнит уравнение (113) – теперь неизвестная λ_W будет также входить и в \tilde{n} . Данное уравнение с учетом дисперсии диэлектрической проницаемости никеля было решено численно с помощью библиотеки символьных вычислений SymPy языка программирования Python 3.0 для того же набора углов падения, что использовался в эксперименте. Также на основании уравнения (112) была рассчитана частотно-угловая зависимость аномалии Рэлея. Обе кривые $\lambda_{R,W}(\theta)$ были нанесены на частотно-угловую зависимость измеренных ранее спектров отражения (см. Рис. 21). Видно, что рассчитанные положения аномалий обоих типов для -1 -го порядка дифракции близки к положениям особенностей в спектре. Особенности, связанные с $+1$ -м порядком дифракции, лежат вне исследуемого спектрального интервала (550–900 нм). В пользу -1 -го порядка говорит также и смещение особенностей (и пика, и провала) в сторону больших длин волн с увеличением угла падения (см. Рис. 21 и формулы (112) и (113)). При фиксированном угле падения аномалия Рэлея лежит на меньших длинах волн, чем аномалия

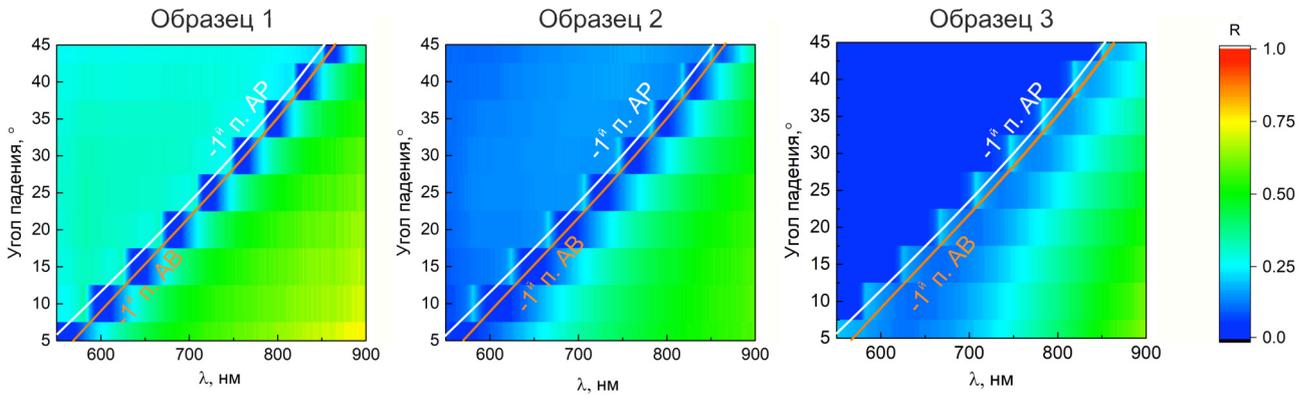


Рис. 21: Частотно-угловая зависимость спектров отражения исследуемых никелевых плазмонных кристаллов. Белой и оранжевой линиями, соответственно, показаны рассчитанные по формулам (112) и (113) дисперсионные кривые аномалии Вуда (AB) и Рэлея (AP).

Вуда. Следовательно, можно утверждать, что пик в спектре отражения исследуемых магнитоплазмонных кристаллов связан с дифракционной аномалией Рэлея, провал – с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов.

Вернемся к экспериментальным спектрам (Рис. 20). Видно, что для первого образца значение коэффициента отражения в минимуме резонанса близко к нулевому. Как уже было сказано ранее, это возможно только в случае равенства омических (на поглощение) и радиационных (излучение в дальнюю зону) потерь плазмона ($\Gamma_{abs} = \Gamma_{rad}$). В этом случае выполняется условие критической связи и достигается максимально возможная перекачка световой энергии в поверхностный плазмон-поляритон. Дальнейшее увеличение глубины профиля поверхности плазмонного кристалла h приводит к росту радиационных потерь плазмона, уменьшению его времени жизни, нарушению равенства плазмонных потерь и менее эффективной перекачке световой энергии в плазмон. Также видно, что с ростом h уменьшается коэффициент отражения нерезонансной компоненты (“плато” слева от аномалии Рэлея). Это связано с перекачкой энергии в другие дифракционные порядки.

Следует также отметить, что в рассматриваемой системе поддерживается возбуждение еще одного типа плазмонов - стоячих аналогов поверхностных плазмон-поляритонов, локализованных на боковых стенках решетки. В литературе подобное возбуждение иногда называют standing-wave surface plasmon (SWSP) [208]. Далее по тексту для обозначения этого возбуждения мы будем использовать аб-

бревиатуру СП (стоячий плазмон). Соответствующий этому возбуждению резонанс является широким и низкодобротным, он не зависит от угла падения излучения и перестраивается только за счет изменения глубины профиля поверхности плазмонного кристалла: с ростом h λ_{SWSP} увеличивается. Для рассматриваемого набора образцов СП наиболее существенно проявляется в спектре отражения третьего ($h = 165$ нм) на длине волны $\lambda \approx 550$ нм.

Для получения количественных оценок величин омических и радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов, а также времени их жизни в исследуемых никелевых плазмонных кристаллах проведем аппроксимацию полученных спектров уравнением, учитывающим интерференцию двух компонент – излучения, нерезонансно отраженного от поверхности образца, и света, (резонансно) переизлученного поверхностным плазмон-поляритоном. Аппроксимацию будем проводить для одного угла падения, например, для $\theta = 25^\circ$. Спектр отражение нерезонансной компоненты имеет характерный качественный вид ступеньки, связанный с исчезновением на определенной длине волны дифракционного порядка. Аналитически такая ступенька может быть задана как арктангенс. Альтернативой является использование спектра отражения s-поляризованного излучения: при такой поляризации в нашем случае возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов происходить не будет. Кроме того, при аппроксимации также учитывалось, что свет, резонансно переизлученный плазмоном, имеет лоренцеву форму линии спектра. С учетом вышеперечисленного для аппроксимации полученных в эксперименте спектров отражения использовалось следующее уравнение:

$$R(\lambda) = \left| r_{non-res} + \frac{a\Gamma e^{i\phi}}{\frac{2\pi c}{\lambda} - \frac{2\pi c}{\lambda_0} + i\Gamma} \right|^2, \quad (114)$$

где $r_{non-res}$ – коэффициент отражения (по полю) нерезонансной компоненты, который брался напрямую из эксперимента с s-поляризованным излучением, a – амплитуда резонанса, Γ – его характерная ширина, ϕ – сдвиг фаз между резонансной и нерезонансной компонентами, λ_0 – резонансная длина волны. Ключевым параметром для нас является ширина резонанса Γ . Результат аппроксимации спектра отражения первого образца уравнением (114) представлен на Рис. Уравнение (114) с хорошей точностью аппроксимирует экспериментальный спектр отражения первого образца. Значение Γ , как можно видеть, составляет 0.08×10^{15} 1/с, что соответствует времени жизни ППП в 12.5 фс. Первый образец поддерживает

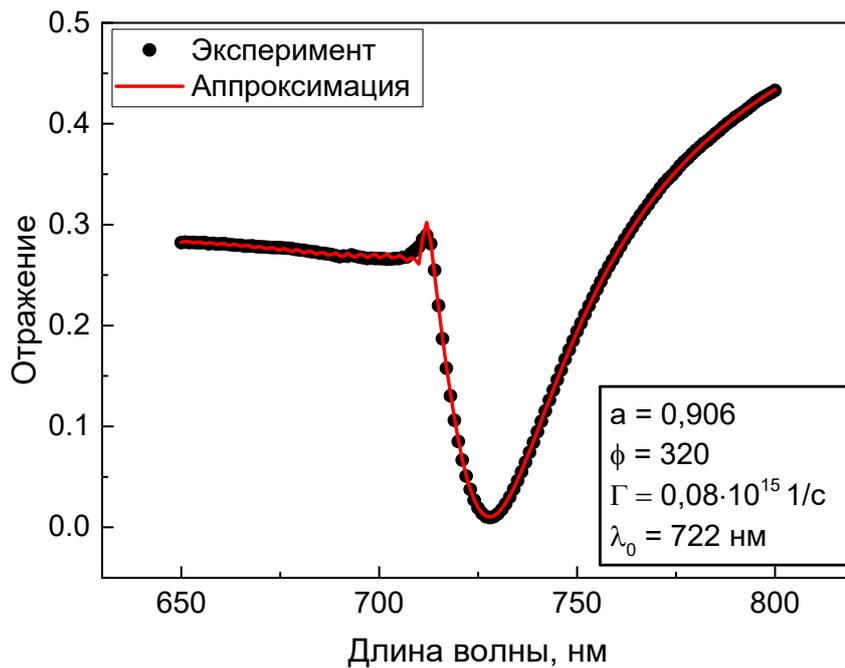


Рис. 22: Спектр отражения никелевого плазмонного кристалла с $h = 90$ нм для угла падения 25° (черные точки) и его аппроксимация уравнением (114). На графике приведены параметры аппроксимации, описание которых приведено в тексте.

равенство омических и радиационных потерь, тогда для него справедливо:

$$\Gamma_{rad} = \Gamma_{abs} = \frac{\Gamma}{2} = 0.04 \times 10^{15} \text{ 1/c}$$

Как уже было сказано ранее, омические потери (потери на поглощение в материале) не зависят от глубины профиля поверхности, поэтому приведенную выше оценку Γ_{abs} мы будем считать справедливой и для остальных образцов. Уравнение (114) позволило также хорошо аппроксимировать спектр отражения второго образца (с $h = 125$ нм). Полученное из аппроксимации значение Γ составило примерно $0.1 \times 10^{15} \text{ 1/c}$. Тогда время жизни поверхностного плазмон-поляритона в этом (втором) образце будет составлять 10 фс, а радиационные потери Γ_{rad} ($0.06 \times 10^{15} \text{ 1/c}$) будут в 1.5 раза превышать омические Γ_{abs} ($0.04 \times 10^{15} \text{ 1/c}$). Для аппроксимации спектра отражения третьего образца ($h = 165$ нм) в уравнение (114) потребовалось добавить еще один профиль Лоренца, учитывающий резонанс стоячего плазмона на длинах волн 600-700 нм. Он задавался аналогично первому. Модифицированное уравнение позволило с неплохой точностью (но хуже, чем в

предыдущих случаях) описать форму спектра отражения третьего образца. Найденное значение ширины Γ резонанса ППП составило примерно 0.34×10^{15} 1/с, резонанса СП – 0.79×10^{15} 1/с, что соответствует временам жизни 3 фс и 1.3 фс, соответственно. В третьем образце с $h = 165$ нм радиационные потери ППП Γ_{rad} (0.3×10^{15} 1/с) почти в 8 раз превышают омические Γ_{abs} (0.04×10^{15} 1/с).

Магнитооптические измерения проводились в геометрии экваториального эффекта Керра: переменное магнитное поле с амплитудой в 500 Гс прикладывалось перпендикулярно плоскости падения ТМ-поляризованной волны. Угол падения был зафиксирован и равен 25° . ЭМОЭК определялся по формуле, аналогичной (69):

$$\delta = \frac{R(H) - R(-H)}{R(0)}, \quad (115)$$

где $R(\pm H)$ - отражение для разных направлений намагничивания, $R(0)$ - отражение в отсутствии внешнего поля. Спектры ЭМОЭК для трех исследуемых образцов представлены на рисунке 23. Видно, что возбуждение поверхностных

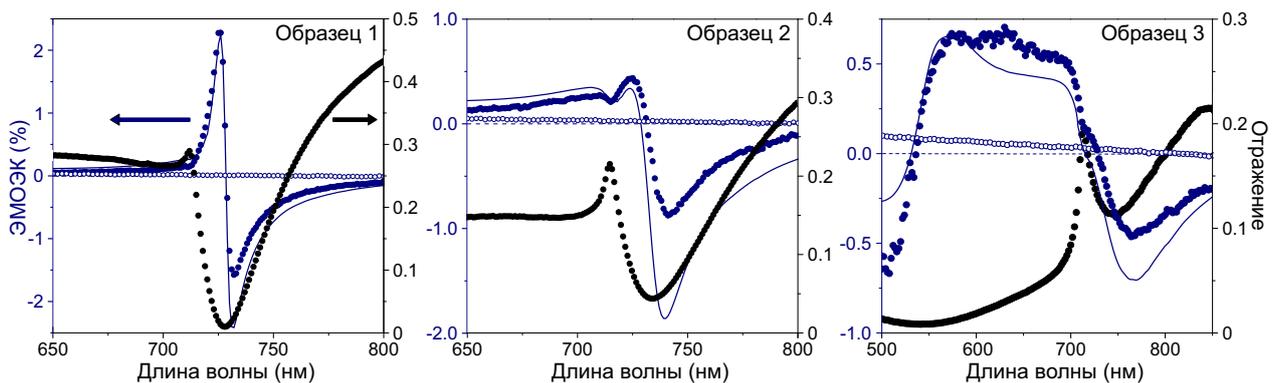


Рис. 23: Спектры отражения (черные точки) и экваториального магнитооптического эффекта Керра (синие закрашенные точки) для полностью никелевых магнитоплазмонных кристаллов с различным значением h . Синими открытыми точками показан спектр δ для гладкой никелевой пленки. Сплошная синяя линия соответствует расчетным кривым для исследуемых образцов.

плазмон-поляритонов приводит к значительному усилению эффекта Керра. Так для первого образца, в котором достигается баланс плазмонных потерь, величина ЭМОЭК доходит до 2.4% на длине волны 725 нм. Величина усиления по сравнению с гладкой пленкой на той же длине волны составляет 77 раз. С увеличением глубины модуляции и, как следствие, ростом радиационных потерь максималь-

ное значение эффекта Керра в окрестности плазмонного резонанса уменьшается: -0.8% на длине волны 740 нм для второго образца (27-кратное усиление по сравнению с пленкой), и -0.45 % для третьего при $\lambda = 760$ нм (23-кратное усиление). Кроме того, видно, что с ростом h резонанс становится все более асимметричным. Это связано с приближением “широкого” СП и постепенной гибридизацией обоих резонансов. Именно СП является причиной усиления ЭМОЭК для третьего образца в спектральном диапазоне до аномалии Рэлея (550-700 нм). Интересно, что величина δ в окрестности этого резонанса выше, чем в окрестности плазмонного. Отметим также, что при наложении магнитного поля резонансы, соответствующие обоим возбуждениям, ведут себя по-разному: для резонанса поверхностных плазмон-поляритонов характерен сдвиг под действием поля без изменения формы резонанса, для стоячего плазмона, наоборот, – изменение формы резонанса без его сдвига.

Можно предположить, что наблюдаемые высокие значения эффекта Керра обусловлены делением в формуле (115) на малую величину. При достижении нулевого отражения величина δ стремится к бесконечности. Для того, чтобы избежать этого недостатка, мы ввели в рассмотрение величину, равную произведению ЭМОЭК на коэффициент отражения при отсутствии внешнего магнитного поля:

$$FOM = \delta \cdot R(0) \quad (116)$$

Такую величину иногда называют магнитооптической добротностью. Она не растет бесконечно с уменьшением $R(0)$ и напрямую отражает величину плазмонного усиления. Экспериментальный спектр магнитооптической добротности FOM для трех исследуемых никелевых плазмонных кристаллов и никелевой пластинки с гладкой поверхностью представлен на Рис. 24. Можно видеть, что в резонансной области спектра магнитооптическая добротность в первом образце выше, чем в остальных. Так, значение FOM доходит до 0.08% на длине волны 720 нм и почти до -0.1% на длине волны 745 нм. У второго образца с глубиной профиля поверхности 120 нм FOM на длине волны 720 нм доходит до 0.045%, на длине волны 760 нм – до -0.055%. Примерно такие же значения FOM характерны и для третьего образца с $h = 165$ нм. Кроме того, в третьем образце в спектральной области возбуждения стоячего плазмона (550-700 нм) значение FOM не превышает 0.02 %, что примерно в 2-2.5 раза меньше, чем в полосе плазмонного усиления, и, вообще говоря, сравнимо со значением в референсной пленке.. Следовательно, высокие значения ЭМОЭК в области 550-700 нм обусловлены делением на малую величину

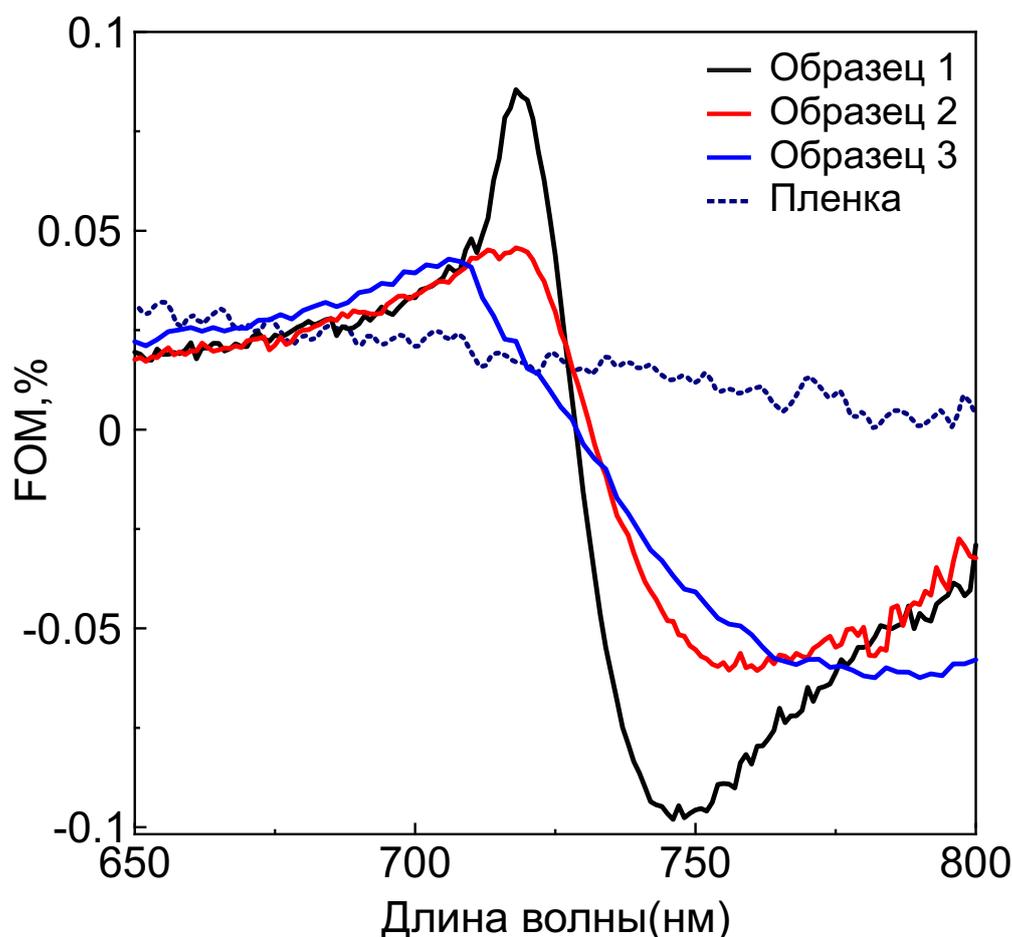


Рис. 24: Спектры полученной из экспериментальных данных магнитооптической добротности FOM для трех рассматриваемых образцов и референсной гладкой никелевой пластинки.

отражения (в знаменателе δ) и не связаны с магнитооптической активностью.

3. Численный расчет спектров отражения и эффекта Керра никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной модуляции поверхности. Зависимость резонансного усиления эффекта Керра от соотношения плазмонных потерь.

Мы убедились, что в рассматриваемом наборе образцов максимальное усиление экваториального магнитооптического эффекта Керра наблюдается для образца, поддерживающего баланс плазмонных потерь ($\Gamma_{rad} = \Gamma_{abs}$). При дальнейшем увеличении Γ_{rad} величина плазмонного усиления уменьшалась. Однако среди исследуемых образцов не было такого, который бы позволил подойти к этому равенству с другой стороны, т.е. для которого выполнялось бы условие “недо-связывания”

(связи ниже критической) $\Gamma_{rad} < \Gamma_{abs}$. Вопрос о максимуме плазмонного усиления (относительно точки баланса потерь) все еще остается открытым.

Первым этапом стало воспроизведение отклика рассматриваемых образцов и расчет стационарного распределения в их сечении электрической и магнитной компонент ближнего поля. Численное моделирование проводилось методом конечных разностей во временной области (FDTD) в программном пакете Ansys Lumerical. Профили исследуемых плазмонных кристаллов (две пространственные гармоники с нужными амплитудами) и условия эксперимента (углы падения, поляризация) были воспроизведены. Расчетные спектры исследуемых образцов вместе с распределением электромагнитного поля (электрической и магнитной компонент) в их сечении в минимуме плазмонного резонанса представлены на рисунке 25. Расчетные кривые имеют хорошее качественное согласие с экспери-

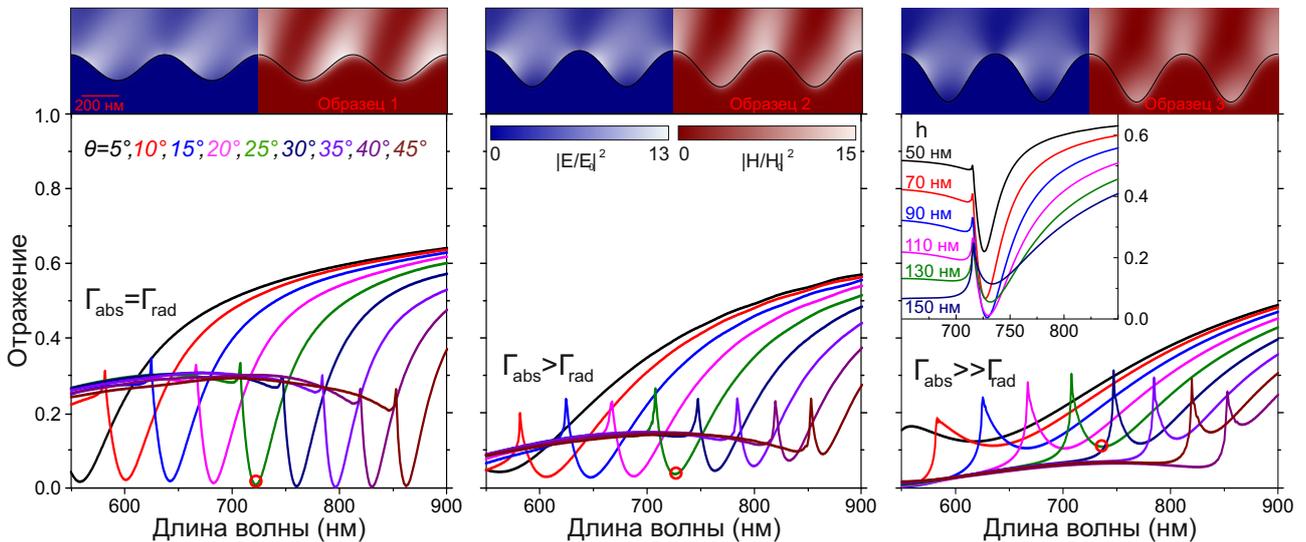


Рис. 25: Расчетные спектры отражения исследуемых никелевых магнитоплазмонных кристаллов для разных углов падения излучения. Вставки сверху показывают стационарные распределения электрической и магнитной компонент ближнего поля в сечении образцов. Синим цветом показано распределение $|E|^2$, красным - распределение $|H|^2$. Вставка на правом графике: расчетные спектры отражения для набора модельных никелевых нанорешеток с периодом 500 нм, синусоидальным профилем поверхности, глубина которого варьируется, для угла падения излучения 25° .

ментальными. В частности, видно, что в первом образце коэффициент отражения в минимуме плазмонного резонанса действительно достигает значений, близких

к нулевым. Степень локализации электромагнитного поля вблизи плазмонного резонанса для этого образца выше, чем у двух остальных. Величина локального усиления электрического поля за счет возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в этом образце составляет 13 раз, магнитного – 15 раз.

Далее были рассмотрены модельные никелевые периодические нанорешетки, глубина профиля поверхности которых варьировалась от 50 до 150 нм с шагом 20 нм. Период модельных решеток был взят таким же, как у исследуемых образцов (500 нм), форма поверхности для простоты была выбрана синусоидальной (одна пространственная гармоника a_0). Спектры отражения модельных решеток приведены в качестве вставки на правой картинке рисунка 25. Видно, что зависимость коэффициента отражения в минимуме плазмонного резонанса R_{dip} от глубины модуляции h является немонотонной: R_{dip} сначала уменьшается и достигает близкого к нулевому значения при $h = 90$ нм. Дальнейшее увеличение h приводит к росту коэффициента отражения на резонансной длине волны. В первом случае потери на поглощение превышают радиационные $\Gamma_{rad} < \Gamma_{abs}$. Во втором случае знак неравенства меняется, радиационные потери начинают превышать поглощательные, точка критической связи уже пройдена: $\Gamma_{rad} > \Gamma_{abs}$. Соответственно, границей между двумя режимами является глубина модуляции, равная $h_{opt} = 90$ нм, на которой и достигается равенство плазмонных потерь и критическое связывание падающего излучения в поверхностный плазмон. Уменьшение коэффициента отражения в нерезонансной области с увеличением h , как и в случае с экспериментом, связано с переходом все большей энергии падающего излучения в другие дифракционные порядки.

Рассматриваемый набор модельных структур включает образцы, для которых реализуется все три возможных случая соотношения между омическими и радиационными потерями поверхностных плазмон-поляритонов. Такой набор структур позволит ответить на вопрос данной главы о том, что является наиболее значимым для плазмонного усиления магнитооптических эффектов - малые потери ($\Gamma_{rad} < \Gamma_{abs}$) или максимально возможная перекачка световой энергии в поверхностный плазмон (условие критической связи, $\Gamma_{rad} = \Gamma_{abs}$). Был проведен расчет спектра ЭМОЭК для рассматриваемого набора модельных решеток. Как и в случае оптического отклика, численное моделирование проводилось методом конечных разностей во временной области в программном пакете Ansys Lumerical. Дисперсионные зависимости диэлектрической проницаемости и гирации никеля брались из литературы [209], [210]. Угол падения излучения был взят равным

экспериментальному (25°). Использовалась p -поляризация. Отдельно были рассчитаны значения магнитооптического эффекта Керра для набора образцов, исследованных ранее в эксперименте. Они показаны на рисунке 23 сплошными синими линиями. Рассчитанные спектры демонстрируют неплохое согласие с экспериментальными, расхождения обусловлены неидеальностью профиля поверхности образцов, угловой расходимостью падающего излучения и наличием тонкого слоя серебра, оставшегося в процессе изготовления. Далее был проведен расчет спектра ЭМОЭК для рассматриваемых структур, впоследствии переведенный в спектр магнитооптической добротности FOM. Среди всех значений в рассматриваемом спектральном диапазоне (550–900 нм) выбиралось максимальное. На

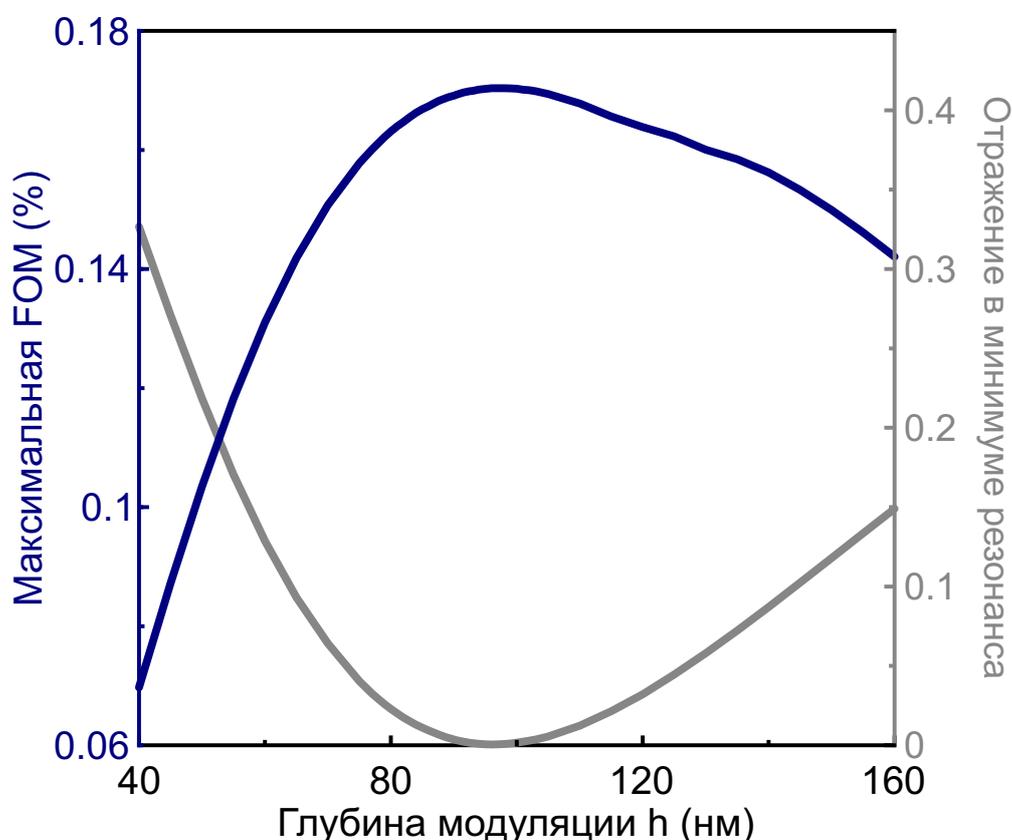


Рис. 26: Зависимость магнитооптической добротности FOM, максимальной в рассматриваемом спектральном диапазоне, от глубины профиля поверхности модельных никелевых решеток h (синяя кривая). Черной кривой показано значения коэффициента отражения в минимуме плазмонного резонанса R_{dip} .

рисунке 26 приведено максимальное значение магнитооптической добротности FOM как функция глубины профиля поверхности модельных никелевых решеток. Максимальное значение FOM, 0.18 %, наблюдается для глубины $h \approx 95$ нм,

на которой достигается практически нулевое отражение в минимуме плазмонного резонанса ($R_{dip} \rightarrow 0$). Даже небольшое изменение h приводит к уменьшению FOM и, как следствие, ЭМОЭК. Таким образом, наиболее благоприятным фактором для плазмонного усиления магнитооптического отклика является баланс радиационных и поглотительных потерь (критическая связь между оптическим излучением и ППП). Для этого случая также характерна наибольшая локализация электромагнитного поля падающей волны вблизи поверхности металл-воздух. Нарушение баланса в любую из сторон приводит к уменьшению значений магнитооптических эффектов в резонансной области. Так, рассчитанное значение FOM для $h = 50$ нм составляет примерно 0.1 %, что практически в 2 раза меньше, чем значение 0.18% для $h = 90$ нм. При этом ширина (FWHM) плазмонного резонанса в первом случае примерно в 2 раза меньше. Отметим, что впоследствии установленный факт был подтвержден экспериментально для серии образцов с другим пространственным периодом.

В качестве финального замечания следует отметить, что наблюдаемое в первом образце значение ЭМОЭК (2.4%) примерно на порядок больше значений, полученных ранее для полностью никелевых магнитоплазмонных кристаллов [56]. Это связано с тем, что в работе [56] использовалась конфигурация, далекая от оптимальной. Глубина профиля прямоугольной решетки составляла 50 нм, что на несколько десятков нм меньше необходимой для выполнения условия критической связи и достижения максимально возможной перекачки световой энергии в ППП. Следует однако отметить, что для прямоугольного профиля характерно большая вероятность рассеяния на неровностях и, как следствие, большие (чем для синусоидального) радиационные потери. Все описанные выше результаты окажутся справедливыми и для такого случае с той лишь разницей, что “оптимальное” значение h будет меньше. Интересно, что полученное в ходе эксперимента максимальное значение FOM (0.1 %) для рассматриваемого набора полностью никелевых магнитоплазмонных кристаллов оказалось сравнимым со значениями в мультислойных структурах типа благородный металл-магнитный диэлектрик [211], а также в Ми-резонансных ферромагнитных метаповерхностях [212].

4. Выводы к главе

- Подстраивая соотношение между потерями плазмонов, возбуждающихся в никелевых магнитоплазмонных кристаллах, посредством изменения глубины модуляции h их поверхности, можно управлять величиной резонансного

усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра. Максимум величины плазмонного усиления ЭМОЭК наблюдается в случае равенства омических и радиационных плазмонных потерь (условие критической связи).

- В условиях критической связи резонансно-усиленный возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов экваториальный магнитооптический эффект Керра в исследуемых никелевых магнитоплазмонных кристаллах достигает до 2.4 %.

Глава III

Сверхбыстрая динамика отражения и магнитооптического эффекта Керра никелевого плазмонного кристалла

Данная глава посвящена исследованию сверхбыстрого лазерного нагрева и размагничивания одномерного никелевого магнитоплазмонного кристалла в окрестности резонанса возбуждающихся в нем поверхностных плазмон-поляритонов. Исследования проводятся в схеме времяразрешающей спектроскопии методом накачки-зондирования. Магнитооптические измерения проводятся в геометрии экваториального эффекта Керра. Поверхностные плазмоны возбуждаются в резонансе с импульсом зондирования.

1. Экспериментальная реализация методики накачки-зондирования для измерения сверхбыстрой модуляции оптического и магнитооптического отклика образца

Сверхбыстрые измерения вызванной лазерным нагревом модуляции оптического и магнитооптического отклика никелевого магнитоплазмонного кристалла проводились методом накачки-зондирования на установке, схема которой представлена на рисунке 27. В качестве источника излучения использовался титан-сапфировый фемтосекундный лазер с регенеративным усилителем Coherent Libra, Центральная длина волны такого лазера составляет 800 нм, длительность импульса – 70 фс, частота повторения импульсов – 1 КГц, средняя выходная мощность – около 4 Вт. Импульс от источника, попадая на светоделительную пластинку, разделялся на два пучка в отношении 90:10 по интенсивности. Более мощный (импульс накачки) направлялся на образец под нормалью и использовался для сверхбыстрого нагрева его поверхности. Плотность энергии пучка накачки составляла 7 мДж/см², его диаметр – 700 мкм. Пучок с меньшей мощностью после деления направлялся на кристалл сапфира, в котором происходила генерация импульса континуума (500-700 нм). Последний использовался для регистрации наведенных импульсом накачки изменений в диэлектрической проницаемости образца, т.е. в качестве зондирующего импульса. Угол падения на образец данного импульса составлял 12°, диаметр на его поверхности – 400 мкм. Плотность энергии при этом не превышала 1 нДж/см². Измерения проводились в геометрии на отражение, отраженный пучок регистрировался спектрометром Solar Laser Systems S100. При проведении магнитных измерений к образцу перпендикулярно плоскости падения прикладывалось магнитное поле величиной 500 Гс. В эксперименте измерялись спектры дифференциального отражения и магнитооптического контраста

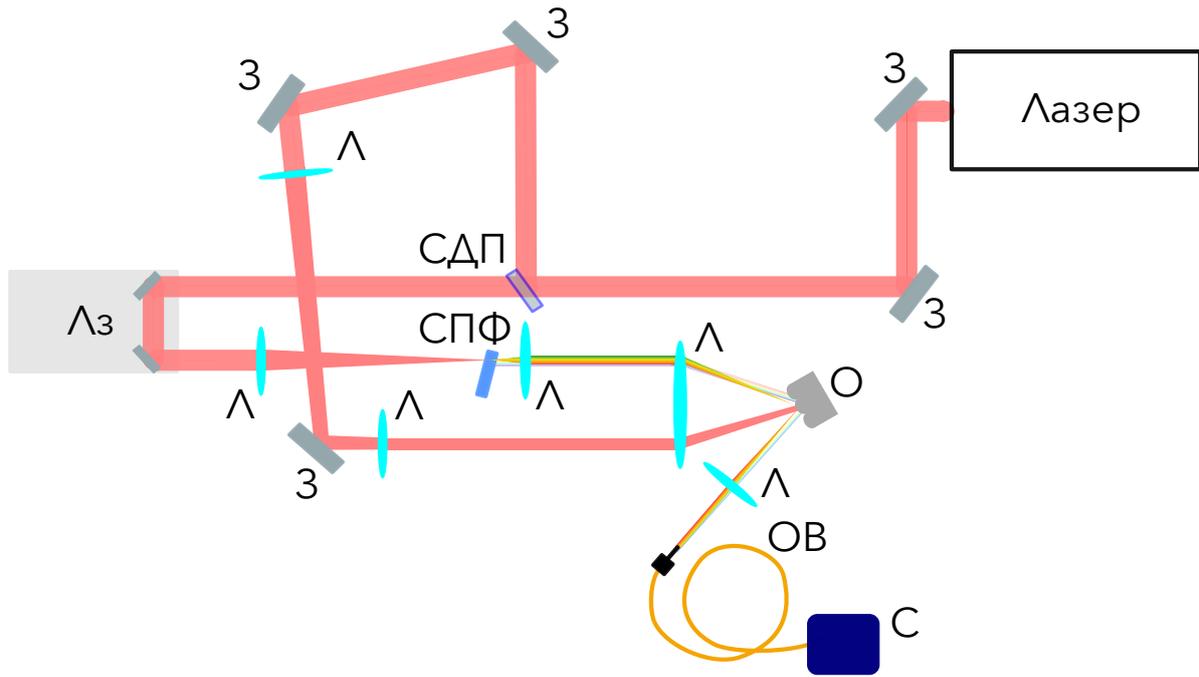


Рис. 27: Экспериментальная реализация методики накачки-зондирования. Сокращения: З - зеркало, Л - линза, СДФ - светоделительная пластинка, Лз - линия задержки, СПФ - кристалл сапфира, О - образец, ОВ - оптоволокно, С - спектрометр.

для разных времен задержки τ между импульсами накачки и зондирования, определяемые формулами:

$$\begin{cases} \frac{\Delta R}{R}(\tau) = \frac{R_{pump}(\tau) - R_{no\ pump}}{R_{no\ pump}} - \text{для немагнитных измерений} \\ \Delta\delta(\tau) = \delta_{pump}(\tau) - \delta_{no\ pump} - \text{для магнитных измерений} \end{cases} \quad (117)$$

Здесь R_{pump} и δ_{pump} – спектры отражения и ЭМОЭК образца под действием накачки, а $R_{no\ pump}$ и $\delta_{no\ pump}$ – те же величины, но при ее отсутствии.

В качестве образца был выбран один из ранее исследованных с помощью оптических и магнитооптических методов никелевых магнитоплазмонных кристаллов с различной глубиной модуляции поверхности. Выбранный образец ($h = 90$ нм) поддерживает баланс плазмонных потерь ($\Gamma_{abs} = \Gamma_{rad}$), в нем наблюдается максимальная перекачка световой энергии в поверхностный плазмон, наибольшая степень локализации его ближнего поля и, как следствие, максимальная величина усиления оптического отклика. Из Рис.20 можно видеть, что при освещении данного образца импульсом с длиной волны 800 нм под нормалью возбуждения

поверхностных плазмон-поляритонов не происходит. В нашей системе плазмоны возбуждаются в резонансе с импульсом зондирования на длине волны 625 нм (для угла падения 12°). Отметим, что плотности энергии данного импульса даже с учетом плазмонного усиления не будет достаточно для внесения дополнительных возмущений в диэлектрическую проницаемость образца.

2. Сверхбыстрая модуляция отражения никелевого магнитоплазмонного кристалла

Спектр дифференциального отражения исследуемого образца для разных времен задержки τ между импульсами накачки и зондирования представлен в виде двумерной тепловой карты на левой части Рис. 28. На правой части этого рисунка

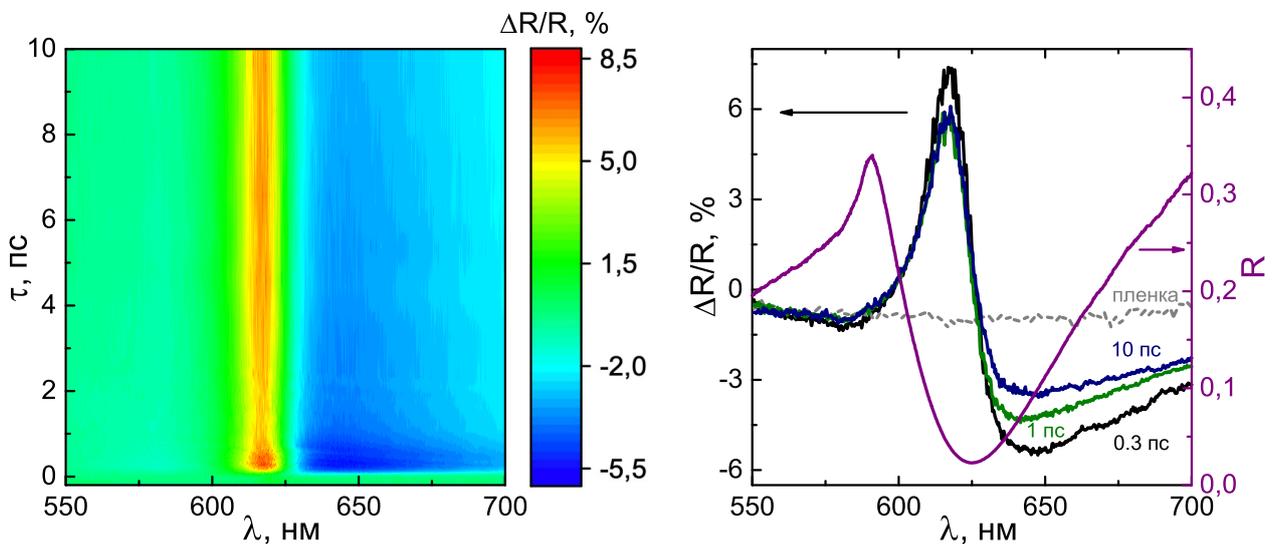


Рис. 28: Левый рисунок: Представленная в виде двумерной тепловой карты зависимость спектра дифференциального отражения $\frac{\Delta R}{R}$ никелевого магнитоплазмонного кристалла от времени задержки τ между импульсами накачки и зондирования. Правый рисунок: Спектры $\frac{\Delta R}{R}$ на фиксированных задержках, соответствующих трех различным временным масштабам: окончанию процесса электронной термализации ($\tau = 0.3$ пс), электрон-фононной релаксации ($\tau = 1$ пс) и во время фононной релаксации ($\tau = 10$ пс). Отдельно показан спектр $\frac{\Delta R}{R}$ гладкой неструктурированной пленки на задержке, соответствующей максимуму модуляции. На рисунке также представлен спектр отражения образца в отсутствии накачки.

представлены сечения двумерной карты – спектры дифференциального отражения при фиксированных временных задержках, примерно соответствующих окончанию процессов термализации ($\tau = 0.3$ пс) и релаксации ($\tau = 1$ пс) в образце,

и на более длительном временном масштабе ($\tau = 10$ пс). Кроме того, на рисунке также приведен спектр отражения невозбужденного образца. Можно видеть, что наиболее существенно термомодуляция отражения проявляется в спектральном диапазоне 610–660 нм, соответствующем области резонансного провала в спектре невозбужденного образца. Спектр дифференциального отражения меняется со временем: наибольшее значение модуляции приходится на временную задержку $\tau \approx 0.3$ пс, после чего, как видно из правой части Рис.28, она начинает медленно уменьшаться. Более аккуратный анализ временных сечений дифференциального отражения будет проведен в следующем параграфе. Максимальное значение $\frac{\Delta R}{R}$ в полосе плазмонного усиления составляет порядка 8% (на длине волны $\lambda = 615$ нм), минимальное – около -5.5% ($\lambda = 615$ нм), что примерно в 6 (по модулю) и 5 раз больше, чем значения $\frac{\Delta R}{R}$ в гладкой неструктурированной пленке на тех же длинах волн.

Форма линии спектра $\frac{\Delta R}{R}$ позволяет выявить влияние лазерного нагрева на резонансы возбуждающихся в системе электромагнитных мод. Как было сказано ранее рассматриваемый образец ($h = 90$ нм), как и другие образцы из исследуемого набора, помимо поверхностных плазмон-поляритонов, способен также поддерживать возбуждение стоячего плазмона на стенках решетки (см. пред. Главу). Соответствующий резонанс при этом проявляется в более синей, чем ППП, области спектра. Уменьшив угол падения по сравнению со стационарными измерениями с 25° до 12° . мы неосознанно могли “захватить” SWSP и зарегистрировать (550–700 нм) соответствующий ему резонанс. Из правой части Рис.28 видно, что в спектральной области левее полосы плазмонного усиления дифференциальное отражение практически не меняется как по времени, так и по длине волны. Постоянство $\frac{\Delta R}{R}$ в указанной области говорит о том, что SWSP и соответствующий ему резонанс не попадают в регистрируемый спектральный диапазон. В окрестности полосы плазмонного усиления дифференциальное отражение меняется монотонно: спектр представляет собой кривую с двумя экстремумами и переменной знака. Такая форма линии возникает только в случае сдвига резонанса на небольшую величину без изменения его формы, что, во-первых, подтверждается литературными данными [79] и, во-вторых, видно напрямую при сравнении спектров $R_{\text{питр}}$ и $R_{\text{но питр}}$. Такой результат можно получить аналитически. Для этого необходимо задать спектр отражения образца в отсутствии накачки, например, при помощи уравнения (114). Далее задать ещё один спектр (образца, засвеченного импульсом накачки) тем же уравнением (114) с теми же самыми параметрами (a , ϕ , Γ) за исключением λ_0 , которую взять, например, немного больше (на 0.5-1 нм). В таком случае оба спектра в области плазмонного резонанса будут одинаковыми по форме, но сдвинутыми друг относительно друга на некоторую величину.

При вычитании одного спектра из другого (и нормировке на исходный, не сдвинутый) получится кривая, по форме качественно совпадающая со спектром $\frac{\Delta R}{R}$, представленным на Рис. 28 справа. Для точного совпадения полученного аналитически спектра $\frac{\Delta R}{R}$ с экспериментальным в уравнении (114) необходимо также учесть угловую расходимость пучка зондирования. Таким образом, под действием лазерного нагрева происходит изменение действительной части волнового вектора поверхностного плазмона ($\Delta k'_{SPP} \neq 0$). Мнимая часть k''_{SPP} , отвечающая за форму плазмонного резонанса, остается постоянной. Определенное из сравнения экспериментальных кривых R_{pump} и $R_{no\ pump}$ значение индуцированного лазерным нагревом сдвига спектра в области плазмонного резонанса $\Delta\lambda$ составляет 3 нм.

Таким образом, засветка никелевого магнитоплазмонного кристалла оптическим импульсом с плотностью энергии 7 мДж/см² приводит к модуляции его отражения на величину вплоть до 8 %. Ранее было показано, что резонансно усиленные возбуждением плазмонов значения термомодуляции в плазмонных кристаллах на основе золота могут достигать до 6% при плотности энергии засветки F равной 5.5-6 мДж/см² [79]. Если в обоих экспериментах выравнивать значения F , то величина термомодуляции отражения образцов окажется примерно одинаковой. Другими словами, сверхбыстрая модуляция отражения никелевого магнитоплазмонного кристалла с высоким показателем поглощения оказалась соизмеримой по величине со значением в плазмонном кристалле на основе золота, для которого характерно малое поглощение. Проводить прямое сравнение некорректно: нами был использован магнитоплазмонный кристалл с оптимальной конфигурацией поверхности, поддерживающий баланс плазмонных потерь и максимальную локализацию электромагнитного поля, а в работе [79] мог, вероятно, использоваться кристалл с конфигурацией, отличающейся от оптимальной. Однако это не отменяет того факта, что методы наноструктурирования позволили даже в сильно поглощающем ферромагнитном плазмонном материале добиться (нестационарных) эффектов, соизмеримых по величине со значениями в плазмонных кристаллах на основе благородных металлов с малым поглощением.

3. Анализ динамики термализации и релаксации в исследуемом образце. Сравнение отклика гладкой пленки и плазмонного кристалла

Проведем анализ динамики модуляции отражения исследуемого образца в сравнении с референсной гладкой пленкой. В силу того, что в регистрируемом спектральном диапазоне (550–700 нм) образец поддерживает только одно резонансное возбуждение, динамика на каждой из длин волн внутри полосы плазмонного усиления будет примерно одинаковой с точностью до абсолютных значений $\frac{\Delta R}{R}$.

Временные зависимости дифференциального отражения исследуемого образца на фиксированной длине волны 645 нм, соответствующей минимуму $\frac{\Delta R}{R}$, и гладкой референсной пленки на той же длине волны представлены на Рис.29. Можно

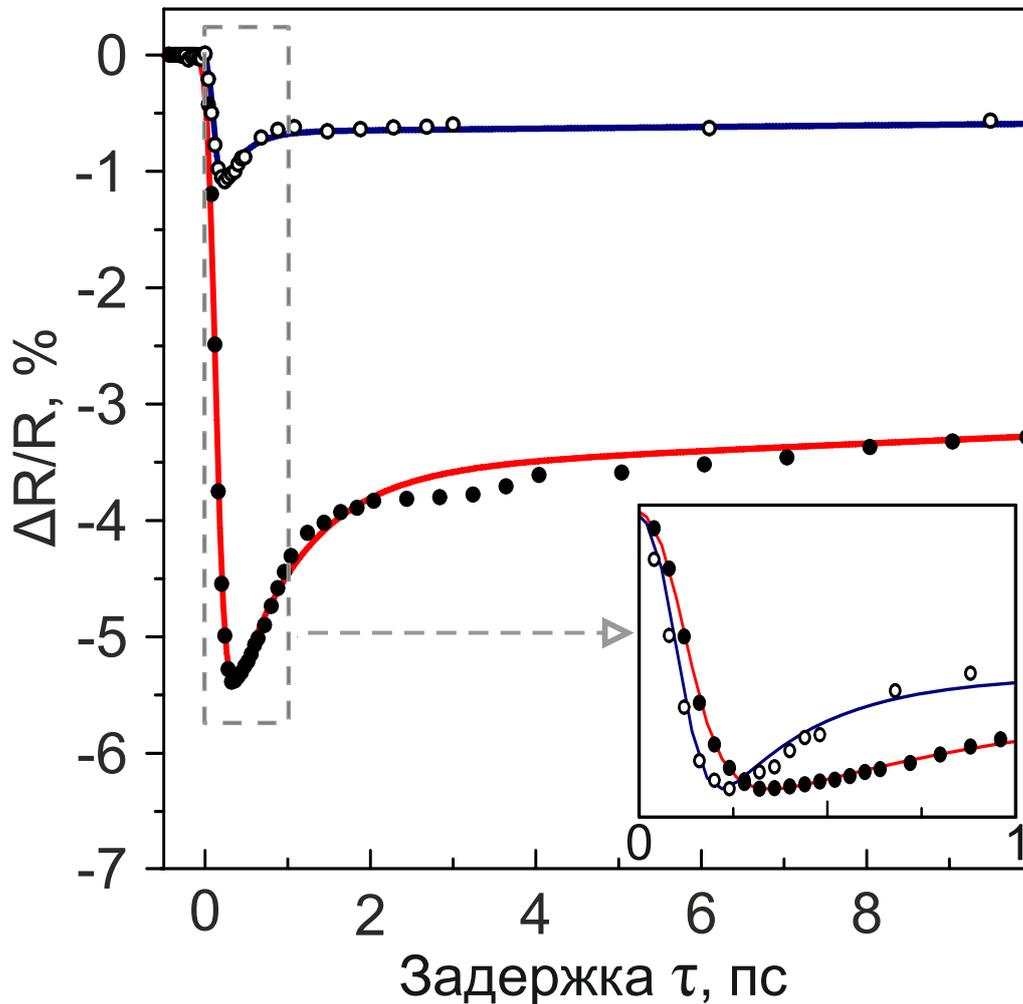


Рис. 29: Сверхбыстрая модуляция отражения исследуемого образца (закрашенные точки) и гладкой никелевой пленки (открытые точки) на длине волны 645 нм. Линиями показан результат аппроксимации экспериментальных кривых уравнением (118). Вставка: Экспериментальные и аналитические кривые дифференциального отражения $\frac{\Delta R}{R}(\tau)$ образца и пленки на временном интервале 0–1 пс. Каждая из кривых нормирована на свой максимум.

отметить качественную схожесть кривых для образца и пленки, обусловленную одинаковостью протекающих в них твердотельных процессов. Так, изначальный рост абсолютных значений $\frac{\Delta R}{R}$ вызван поглощением энергии лазерного излучения и процессом электронной термализации. Дальнейшие экспоненциальные спады - процессами электрон-фононной и фонон-фононной релаксации. Основное разли-

чие в динамике рассматриваемых объектов состоит в разной длительности данных процессов. Отметим, что временного разрешения нашей установки (~ 100 фс) не хватает для определения длительности процесса электронной термализации, составляющей десятки фс в никеле. Однако отчетливо видно (см. вставку к рисунку 29), что пик дифференциального отражения, фактически являющийся индикатором завершения процесса термализации, в пленке ($\tau_P = 200$ фс) достигается быстрее, чем в образце ($\tau_P = 360$ фс). Можно заметить, что также отличается и длительность быстрого экспоненциального спада дифференциального отражения, характеризующая время электрон-фононной релаксации. В пленке $\frac{\Delta R}{R}$ выходит на постоянную (медленно уменьшающуюся со временем) величину быстрее, чем в образце. Провести более точную оценку длительности данного процесса позволяет аппроксимация обеих временных зависимостей следующим уравнением [213], [214]:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R}(t) = \exp(-t^2/\tau_{pump}^2) \otimes & \left[A \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ee}}\right) \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{e-ph}}\right) + \right. \\ & \left. + B \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{e-ph}}\right) \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ph-ph}}\right) \right] H(t) \otimes \exp(-t^2/\tau_{probe}^2). \end{aligned}$$

Первая свертка характеризует поглощение энергии лазерного импульса свободными электронами и последующую релаксацию возмущения в результате электрон-электронных, электрон-фононных и фонон-фононных столкновений. Функция Хэвисайда ограничивает бесконечный рост временных экспонент при отрицательных задержках. Вторая свертка описывает процесс детектирования зондирующим импульсом наведенной лазерным нагревом модуляции. Значения длительности импульсов накачки и зондирования, τ_{pump} и τ_{probe} , в уравнении (118) выбираются одинаковыми и равными 50 фс. Из-за недостатка временного разрешения мы не можем определить точную длительность процесса электронной релаксации, в связи с чем в уравнении (118) τ_{ee} является просто подгоночным параметром. Величины τ_{e-ph} , τ_{ph-ph} соответствуют временам электрон-фононной и фонон-фононной релаксации. На рассматриваемых временных масштабах (0-10 пс) справедливо неравенство $t/\tau_{ph-ph} \ll 1$. Это позволяет немного упростить уравнение, положив экспоненту, содержащую данное соотношение, равной единице. Физически это означает, что на данном временном интервале вклад в динамику модуляции процесса фонон-фононной релаксации мал.

Аналитическая аппроксимация кривых дифференциального отражения уравнением (118) позволила получить следующие значения длительности процесса электрон-фононной релаксации:

- $\tau_{e-ph}^{film} = 260 \pm 10$ фс – для референсной пленки

- $\tau_{e-ph}^{film} = 800 \pm 50$ фс – для исследуемого магнитоплазмонного кристалла

Меньшая погрешность в значении длительности для пленки обусловлена более маленьким шагом измерения в данном диапазоне временных задержек (0-500 фс). Исходя из полученных аналитически значений длительности τ_{e-ph} процесса электрон-фононной релаксации, а также качественной оценке времени τ_P достижения экстремума в зависимости $\frac{\Delta R}{R}$ можно сделать вывод о том, что динамика в гладкой пленке протекает быстрее. Поверхностные плазмоны возбуждаются в резонансе с импульсом зондирования и не влияют на количество поглощенной энергии. Другими словами, что образцом, что пленкой поглощается одинаковое количество энергии. Ключевое различие между этими объектами состоит в кривизне поверхности, которая, вообще говоря, может влиять на процессы и положение областей нагрева и зондирования. Отследить это влияние можно, сравнив распределения поглощенной образцом и пленкой мощности на длинах волн соответствующих импульсов.

4. Расчеты стационарного распределения ближнего поля и поглощенной мощности на длинах волн накачки и зондирования.

Поглощенную материалом мощность (в единице объема) можно найти из теоремы Пойнтинга, которая при отсутствии поверхностных токов, принимает вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla S = 0, \quad (118)$$

здесь u - объемная плотность энергии (энергия единицы объема), $S = [E, H]$ - вектор Пойнтинга (в системе СИ). Производная объемной плотности энергии по времени представляет собой мощность единицы объема. Для дивергенции вектора Пойнтинга справедливо:

$$\begin{aligned} (\nabla, S) &= (\nabla, [E \times H]) = -(\nabla, [H \times E]) = -([\nabla \times H], E) = \\ &= -\left(\frac{\partial D}{\partial t}, E\right) = -i\omega\varepsilon|E|^2 = -i\omega\varepsilon'|E|^2 + \omega\varepsilon''|E|^2 \end{aligned} \quad (119)$$

где были использованы свойства векторного произведения и смешанного произведения, а также одно из уравнений Максвелла. Поглощенная мощность должна быть действительной величиной, поэтому первое слагаемое в предыдущем выражении отбрасывается. Финальное выражение для поглощенной мощности будет иметь вид:

$$P_{abs} = -0.5\omega\varepsilon''|E|^2 \quad (120)$$

Таким образом, задача нахождения распределения поглощенной образцом мощности (на некоторой длине волны) сводится к поиску стационарного распределения в его сечении квадрата электрической компоненты ближнего поля. Соответствующий расчет $|E|^2$ был проведен методом конечных разностей во временной области (FDTD) в программном пакете Comsol Multiphysics. Расчет проводился для двух объектов (образец и решетка) на длинах волн накачки (800 нм) и зондирования (645 нм). Пространственная конфигурация образца ($d = 500$ нм, $h = 90$), а также геометрия эксперимента ($\theta_{pump} = 0^\circ$, $\theta_{probe} = 12^\circ$) воспроизводились в модели. Впоследствии рассчитанное распределение $|E|^2$ на длине волны накачки пересчитывалось в распределение поглощенной энергии и подставлялась в двухтемпературную модель (70) в качестве пространственной части слагаемого $S(r, t)$, характеризующего источник. Временная часть данного слагаемого была выбрана повторяющей огибающую импульса накачки. Расчет по двухтемпературной модели позволил найти распределение электронных температур в сечении образца (и пленки) в различные моменты времени после прихода импульса накачки. Для дальнейшего анализа были выбраны распределения на временных задержках, соответствующих максимуму модуляции.

Отметим, что полученные для гладкой пленки распределения электронных температур и $|E|^2$ на длине волны 645 нм не отличались от ожидаемых. Поверхность пленки нагревается равномерно до максимальной температуры 720К, области нагрева совпадают с областями зондирования. Качественно другая картина наблюдается для образца. На Рис.30 показаны распределение электронной температуры в его сечении через $\tau = 300$ фс после прихода импульса накачки, а также стационарное распределение квадрата электрической компоненты ближнего поля на резонансной длине волны 645 нм. Из распределения электронных температур (верхняя панель на Рис.30) видно, что поверхность магнитоплазмонного кристалла нагревается неравномерно: тепло концентрируется преимущественно в канавках образца, в то время как его стенки нагреваются слабее, а вершины остаются холодными. Существование градиента температур по поверхности обуславливает наличие тепловых потоков. Теплу требуется некоторое конечное время, чтобы дойти до более холодных участков на поверхности образца. Область локализации поверхностных плазмонов, фактически являющаяся областью зондирования, как раз и приходится на эти более холодные участки поверхности, что видно из распределения $|E|^2$ на резонансной длине волны (нижняя часть Рис.30). Несовпадение и малое пространственное перекрытие областей нагрева и зондирования в плазмонном кристалле являются причиной замедления динамики по сравнению с гладкой пленкой, в которой вышеуказанные области полностью перекрываются.

Из полученного результата можно сделать два вывода. Во-первых, следует бо-

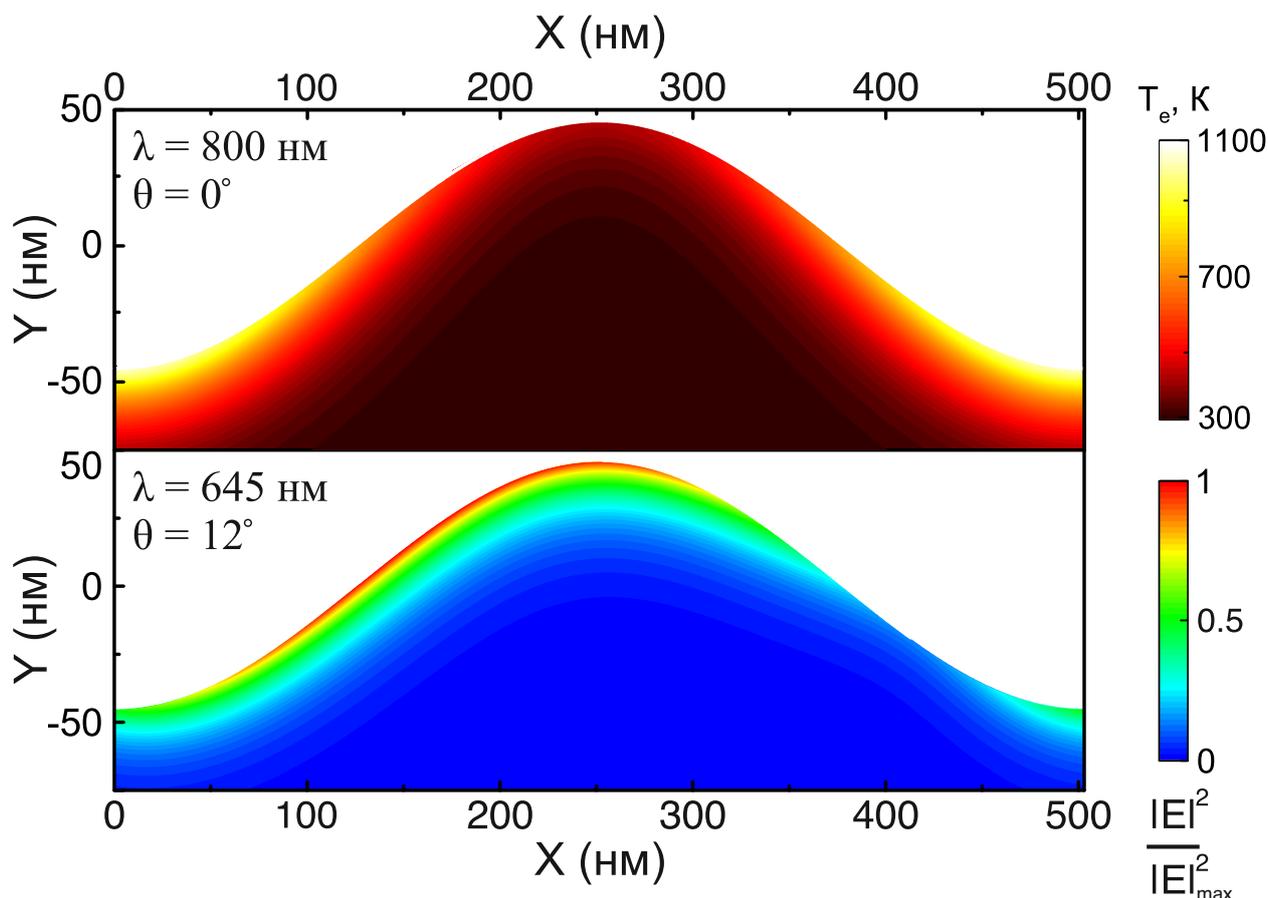


Рис. 30: Верхняя панель: распределение электронных температур в сечении образца через $\tau = 300$ фс после его засветки оптическим импульсом с длиной волны 800 нм под нормалью. Нижняя панель: нормированное на максимум распределение квадрата электрической компоненты ближнего поля в сечении образца на длине волны 645 нм, лежащей в окрестности полосы плазмонного усиления.

более аккуратно подходить к выбору резонансных электромагнитных мод для исследования временной динамики индуцированных лазерным нагревом твердотельных процессов в наноструктурах. Например, выбирать моды, пространственная локализация которых будет совпадать с положением области нагрева, или сделать поправку на несовпадение этих областей. В противном случае может оказаться так, что две принципиально разные по своим физическим свойствам наноструктуры будут демонстрировать близкую динамику просто из-за того, что процесс теплопереноса в зондируемую область в них будет занимать примерно одинаковое время. С другой стороны, управление положением области локализации позволит искусственно изменять временные характеристики нестационарного отклика объекта без изменения характера (мощности, длительности) лазерного нагрева, что может быть использовано в более прикладных задачах нанопотоники (оптиче-

ские вычисления, полностью оптическое переключение и др.).

5. Сверхбыстрая модуляция экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом магнитоплазмонном кристалле. Механизмы модуляции.

Спектр магнитооптического контраста (см. формулу (117)) исследуемого образца для разных времен задержки τ между импульсами накачки и зондирования представлен на левой части Рис. 31. Как и в случае с термомодуляцией отраже-

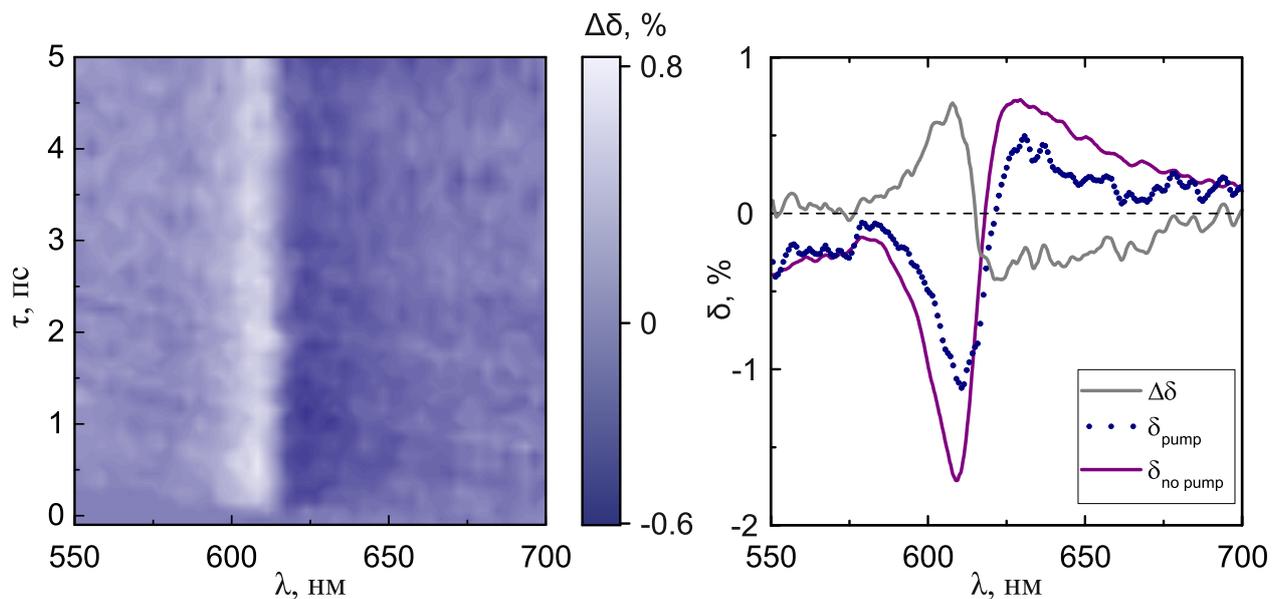


Рис. 31: Левый рисунок: Зависимость спектра магнитооптического контраста $\Delta\delta$ от времени задержки τ между импульсами накачки и зондирования. Правый рисунок: Спектры магнитооптического контраста $\Delta\delta$ (серая кривая) и экваториального магнитооптического эффекта Керра δ_{pump} (синие точки) в образце через $\tau = 360$ фс после прихода импульса накачки. Фиолетовой кривой показан спектр ЭМОЭК исследуемого образца $\delta_{no pump}$ при отсутствии накачки.

ния, наиболее существенно магнитооптический контраст меняется в полосе плазмонного усиления (600–650 нм). Максимум модуляции ЭМОЭК достигается на временном интервале 0–1 пс после прихода импульса накачки. На длине волны 610 нм значение $\Delta\delta$ доходит до 0.75%, при $\lambda = 630$ нм – до -0.5% . На этом же временном масштабе, как известно из литературы, происходит сверхбыстрое размагничивание никеля фс лазерным импульсом [22]. Рассмотрим спектр магнитооптического контраста при фиксированной временной задержке из данного

интервала, например, в момент времени, соответствующий максимуму модуляции отражения ($\frac{\Delta R}{R}$), при $\tau = 360$ фс. Он представлен на правой части Рис. 31 вместе со спектрами ЭМОЭК образца под действием накачки (та же задержка) и в ее отсутствии. Можно видеть, что под действием лазерного нагрева спектр резонансно усиленного возбуждением поверхностных плазмонов эффекта Керра меняется: наблюдается сдвиг кривой δ в длинноволновую область и уменьшение ее абсолютных значений. Так, абсолютная величина ЭМОЭК образца на длине волны 610 нм уменьшается с 1.75 % до примерно 1%, на длине волны 630 нм – с 0.75% до 0.4%, что соответствует относительной модуляции ($\frac{\Delta\delta}{\delta_{no\ pump}}$) в среднем в 45 %.

На основании закона дисперсии поверхностного плазмона в намагниченной среде (уравнение 80), можно выделить два основных механизма, обуславливающих такое изменение спектра резонансно усиленного ЭМОЭК: сверхбыстрое лазерное размагничивание (уменьшение g) образца и модификация волнового вектора возбуждающегося в нем поверхностного плазмона (k_{SPP}), его действительной и мнимой частей. Индуцированная лазерным нагревом модификация k_{SPP} не отличается от немагнитного случая ($\frac{\Delta R}{R}$): в обоих экспериментах используется одинаковая геометрия заведения и мощность накачки, зондирование производится в присутствии тех же резонансных электромагнитных мод (поверхностных плазмонов). Сверхбыстрые измерения термомодуляции отражения показывают, что под действием лазерного нагрева происходит сдвиг плазмонного резонанса без изменения его формы, т.е. $\Delta k''_{SPP} = 0$. Такого рода сдвиг положения резонанса на единицы нм в магнитном случае приведет к соизмеримому по величине сдвигу спектра резонансно усиленного ЭМОЭК, но практически не затронет его амплитуду. Следовательно, единственным механизмом, ответственным за уменьшение абсолютных значений δ_{pump} на 45%, будет являться размагничивание никеля вследствие нагрева лазерным импульсом.

Аналогичные измерения магнитооптического контраста были проведены в референсной гладкой никелевой пленке. Ранее такой объект уже исследовался: в работе [22] было показано уменьшение намагниченности тонкой никелевой пленки (15 нм) на примерно 40 % при ее нагреве фс лазерным импульсом с плотностью энергии 7 мДж/см². В нашем эксперименте в качестве референсной пленки использовалась объемный никель с существенно большей толщиной (500 мкм). Так как объемные образцы размагничиваются слабее тонких пленок [215], нами ожидалась меньшая величина уменьшения намагниченности, на уровне примерно 25-30%. Однако измерения магнитооптического контраста не дали значимого результата: эффект был неразличим на фоне шумов. При этом в образце, который является точно таким же объемным материалом (толщина нанорельефа сильно

меньше толщины всей структуры) и подвергается такому же воздействию изменение намагниченности было отчетливо различимо. Основная разница между двумя объектами была в том, что только один из них поддерживал резонансное возбуждение поверхностных плазмонов. Это говорит о том, что поверхностные плазмоны обладают высокой чувствительностью к намагниченности не только в стационарном режиме, но и при ее изменении на ультракоротких временных масштабах. К такому же выводу приводит оценка величины $\Delta\delta$ в пленке на основе соображений, приведенных выше. Так, значение ЭМОЭК в незасвеченной пленке на длине волны 610 нм составляет $4 \cdot 10^{-4}$. Если допустить, что под действием лазерного нагрева пленка действительно размагничивается на 30%, то в этом случае значение $\Delta\delta$ будет равно $0.3 \times 4 \cdot 10^{-4} = 1.2 \cdot 10^{-4}$. Это почти на два порядка меньше, чем величина $\Delta\delta$ в магнитоплазмонном кристалле. Столь малые значения эффектов повысят требования к используемым детекторам и методам регистрации. Таким образом, подход, основанный на использовании плазмонов в качестве зонда сверхбыстрого лазерного размагничивания материала, в значительной степени выигрывает в чувствительности у традиционных нерезонансных методов.

6. Динамика размагничивания никеля в присутствии поверхностных плазмонов. Неоднородное размагничивание поверхности никелевого плазмонного кристалла

Высокая чувствительность поверхностных плазмонов к изменению состояния намагниченности материала на сверхкоротких временных масштабах делает возможным более прецизионное исследование индуцированной лазером динамики размагничивания. Рассмотрим эту задачу на примере исследуемого никелевого плазмонного кристалла. На Рис. 32 представлена временная зависимость магнитооптического контраста, нормированного на величину эффекта Керра в незасвеченном образце. Сечение взято на резонансной длине волны 630 нм. Видно, что максимум (относительной) модуляции эффекта Керра достигается через $\tau_m = 600$ фс после прихода импульса накачки. Намагниченность образца при этом падает примерно на 60 %. Образец размагничивается медленнее, чем достигается максимум модуляции его отражения $\frac{\Delta R}{R}$ ($\tau_P = 360$ фс). Запаздывание обуславливается конечным временем переворота спина электрона при его рассеянии на фоне [23]. Можно также заметить, что процесс размагничивания завершается раньше, чем устанавливается термодинамическое равновесие между электронной и фононной подсистемами в никеле, т.е. $\tau_m < \tau_P + \tau_{e-ph}$. Следовательно, исследуемый образец обладает динамикой размагничивания I типа, что также находится в согласии с литературными данными [23]. На временном интервале 0.6–10 пс наблюдает-

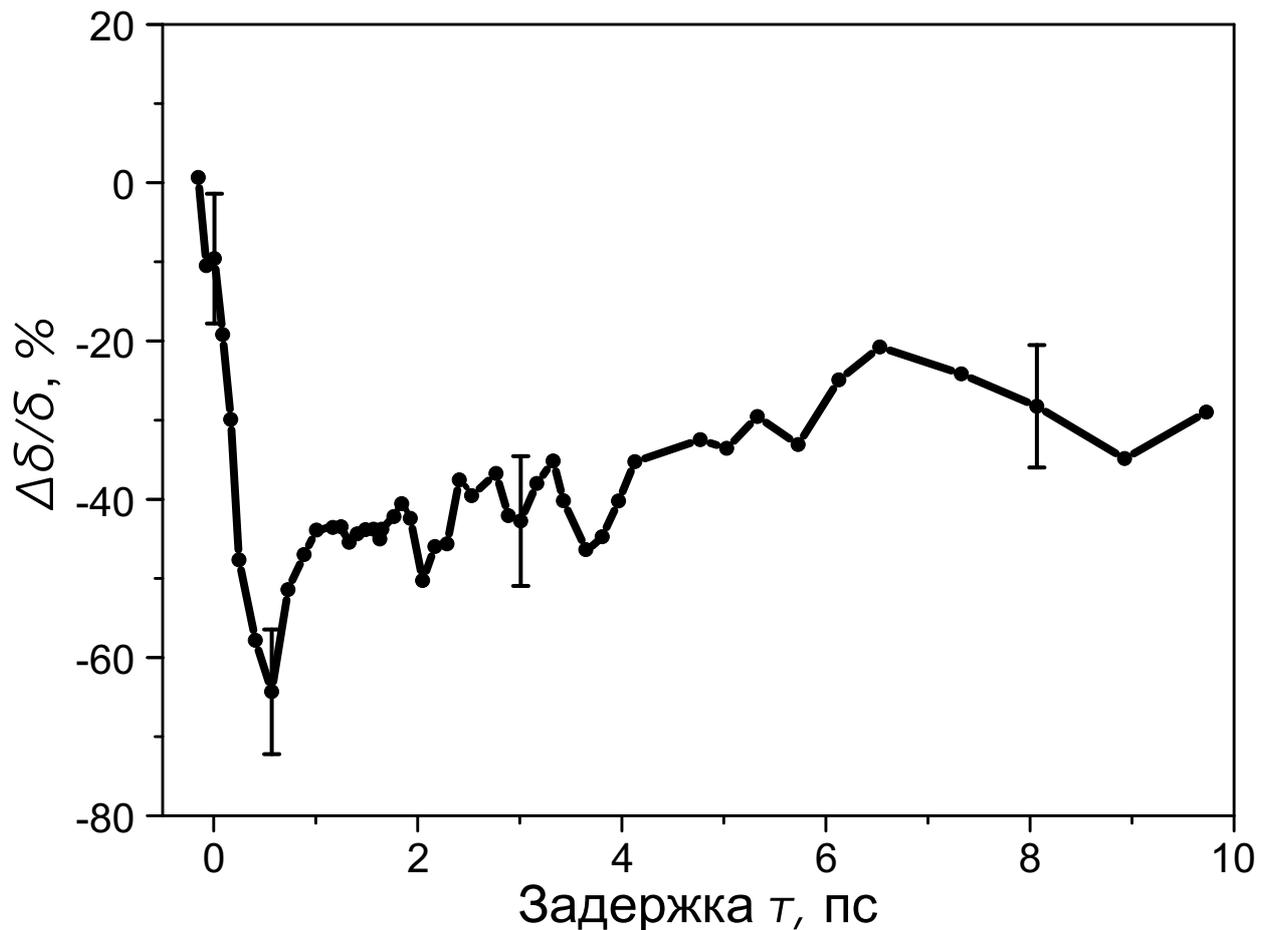


Рис. 32: Динамика изменения магнитооптического контраста никелевого магнито-плазмонного кристалла, индуцированная его сверхбыстрым лазерным нагревом. Сечение взято на длине волны 630 нм, лежащей в окрестности плазмонного резонанса. Магнитооптический контраст нормирован на значение ЭМОЭК незасвеченного образца.

ся плавное уменьшение величины $\frac{\Delta\delta}{\delta}$: магнитный порядок системы постепенно восстанавливается. За время порядка 10 пс с момента достижения максимума модуляция ЭМОЭК уменьшается примерно на 30-35 %.

Как уже было отмечено ранее, исследуемый магнитоплазмонный кристалл является объемным образцом: его толщина значительно превосходит масштаб (нано-)рельефа на поверхности. Объемные образцы, как известно, в одинаковых условиях размагничиваются слабее тонких (10–20 нм) пленок из-за наличия более глубоких слоев, не возмущенных лазерным импульсом [215]. Однако, наблюдаемое в эксперименте с исследуемым образцом значение лазерного размагничивания (доходящее вплоть до 60-65%) сравнимо и даже превосходит по величине соответствующее значение в гладкой никелевой пленке толщиной 15 нм, полу-

ченное при той же плотности энергии лазерного излучения [22]. Более того, в работе [216] было показано, что для размагничивания объемного никеля до такой степени требуются плотности энергии, сравнимые с его порогом плавления ($F \sim 21$ мДж/см² [65]). Как в таком случае объяснить полученный результат?

Вернемся к рассчитанному в рамках двухтемпературной модели распределению электронных температур в сечении образца (Рис. 30, верхняя панель). Видно, что температура электронов в области канавки доходит до 1100 К, на склоне по мере приближения к вершинам уменьшается от 900 до 500 К, а в самих вершинах практически не отличается от комнатной (300 К). Пленка же прогревается равномерно: при заданной плотности энергии лазерного импульса температура T_e на ее поверхности доходит примерно до 650–700 К [22] и уменьшается вглубь. Отметим, что на одних и тех же пространственных масштабах (например, в скин-слое зондирующего импульса) объемные пленки прогреваются слабее своих тонких аналогов за счет наличия более глубоких холодных слоев, не возмущенных импульсом накачки. Так как размагничивание следует за изменением температуры, в исследуемом образце в отличие от пленки происходит формирование неоднородного (неравномерного) профиля намагниченности. Какие-то области на его поверхности размагничиваются сильнее, чем поверхность пленки, какие-то, наоборот, слабее. В этом случае определяющую роль начинает играть пространственное расположение области зондирования, определяемое областью локализации поверхностных плазмонов. Как видно из нижней панели Рис. 30, в магнитоплазмонном кристалле области нагрева (размагничивания) и зондирования перекрываются лишь отчасти: размагничиваются преимущественно канавки и нижняя часть склона, а зондируются весь склон и вершины. Другими словами, зондируется строго определенная область поверхности образца, и конкретно в этой области он размагничивается в среднем на 60 %, что видно по значению модуляции эффекта Керра. Если бы зондировалась другая область поверхности, то степень размагничивания образца, как и значение модуляции эффекта Керра были бы другими. Положение области зондирования, как было сказано ранее, определяется пространственной локализацией выбранной резонансной электромагнитной моды. Выбирая различные моды, можно получать разные значения сверхбыстрой модуляции магнитооптического отклика исследуемого объекта. В нашем конкретном случае средняя степень размагничивания зондируемого участка поверхности никелевого плазмонного кристалла оказалась выше, чем соответствующее значение в тонкой пленке, следствием чего стала большая величина модуляции ЭМОЭК. Если бы наш образец поддерживал возбуждение резонансной моды, локализация которой в большей степени перекрывалась с областью повышенного нагрева (канавкой), то наблюдаемые значения модуляции эффекта

Керра (и размагничивания в данной области поверхности) были бы еще выше.

Из полученных результатов можно сделать два вывода. Во-первых, поверхностные плазмон-поляритоны обладают высокой чувствительностью к изменению магнитного порядка системы на ультракоротких временных масштабах. Они позволяют в значительной степени облегчить регистрацию индуцированной сверхбыстрым лазерным нагревом динамики размагничивания ферромагнетика. Предоставляемой данными резонансными электромагнитными модами чувствительности может оказаться достаточно для исследования процесса размагничивания в объектах с малым значением g , например, в ферромагнетиках или не полностью скомпенсированных антиферромагнетиках. Во-вторых, сверхбыстрая модуляция магнитооптического отклика наноструктур не является прямым индикатором изменения их намагниченности вследствие лазерного нагрева. Наблюдаемое в эксперименте значение модуляции определяет степень размагниченности не всей поверхности наноструктуры, а только той ее части, которая зондируется. При изменении области зондирования, определяемой локализацией ближнего поля используемой резонансной моды, величина индуцированного лазерным нагревом размагничивания также изменится. В связи с этим в каждый отдельный эксперимент по лазерному размагничиванию магнитных наноструктур в присутствии резонансных возбуждений требует тщательной интерпретации получаемых результатов.

7. Выводы к главе

- Сверхбыстрый лазерный нагрев никелевого магнитоплазмонного кристалла фемтосекундным импульсом с плотностью энергии 7 мДж/см^2 может приводить к модуляции его отражения на 7-8% и магнитооптического эффекта Керра на 1 % в окрестности плазмонного резонанса.
- В условиях пространственно-неоднородного сверхбыстрого лазерного нагрева никелевого плазмонного кристалла динамика модуляции его отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра определяется пространственным перекрытием областей нагрева и зондирования.
- Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов позволяет существенно повысить чувствительность детектирования сверхбыстрой модуляции экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом плазмонном кристалле, вызванной его лазерным нагревом. При тех же условиях модуляция эффекта Керра в гладкой никелевой пленке неразличима на фоне шумов.

Глава IV

Фотодинамическое формирование терагерцовых плазмонных решеток с различной пространственной конфигурацией

Данная глава посвящена исследованию одномерных субмиллиметровых решеток, сформированных на поверхности арсенида галлия посредством его структурированной засветки фемтосекундным лазерным излучением ближнего ИК диапазона. Пространственная модуляция профиля формирующего оптического пучка достигается за счет использования пространственного модулятора света. Пропускание сформированных решеток исследуется в схеме терагерцовой спектроскопии с временным разрешением путем анализа временного профиля прошедшего ТГц излучения напрямую, без использования преобразования Фурье. Исследования проводятся для решеток с различной пространственной конфигурацией (с разным периодом, скважностью, ориентацией полос) для разных значений плотности энергии оптической накачки. Показывается возможность возбуждения в таких структурах поверхностных плазмон-поляритонов с резонансной частотой, лежащей в ТГц диапазоне.

1. Экспериментальная реализация методики терагерцовой спектроскопии с временным разрешением. Плечо фотоиндуцирования.

В качестве подложек для фотодинамического формирования одномерных решеток были выбраны две полупроводниковые пластинки: пластинка из высокоомного кремния (HRFZ-Si) толщиной 1 мм, а также пластинка из низколегированного арсенида галлия толщиной 420 мкм. Измерения пропускания фотодинамически сформированных на их поверхности одномерных решеток проводились в схеме времяразрешающей терагерцовой спектроскопии (THz-TDS) на установке, показанной на Рис. 33. Путем последовательных разделений на двух светоделительных пластинках импульс от источника излучения (подробно описанного в предыдущей главе) разделся на три пучка в отношении 63:3:33. Назовем эти пучки генерирующим, детектирующим (зондирующим) и пучком накачки, соответственно. Первые два пучка использовались для генерации и детектирования ТГц излучения, третий – для формирования на поверхности полупроводниковых пластинок одномерных решеток. Генерация ТГц излучения осуществлялась методом нелинейно-оптического выпрямления в кристалле теллурида цинка ZnTe ($\langle 110 \rangle$) толщиной 0.5 мм. Излучение генерировалось в спектральном диапа-

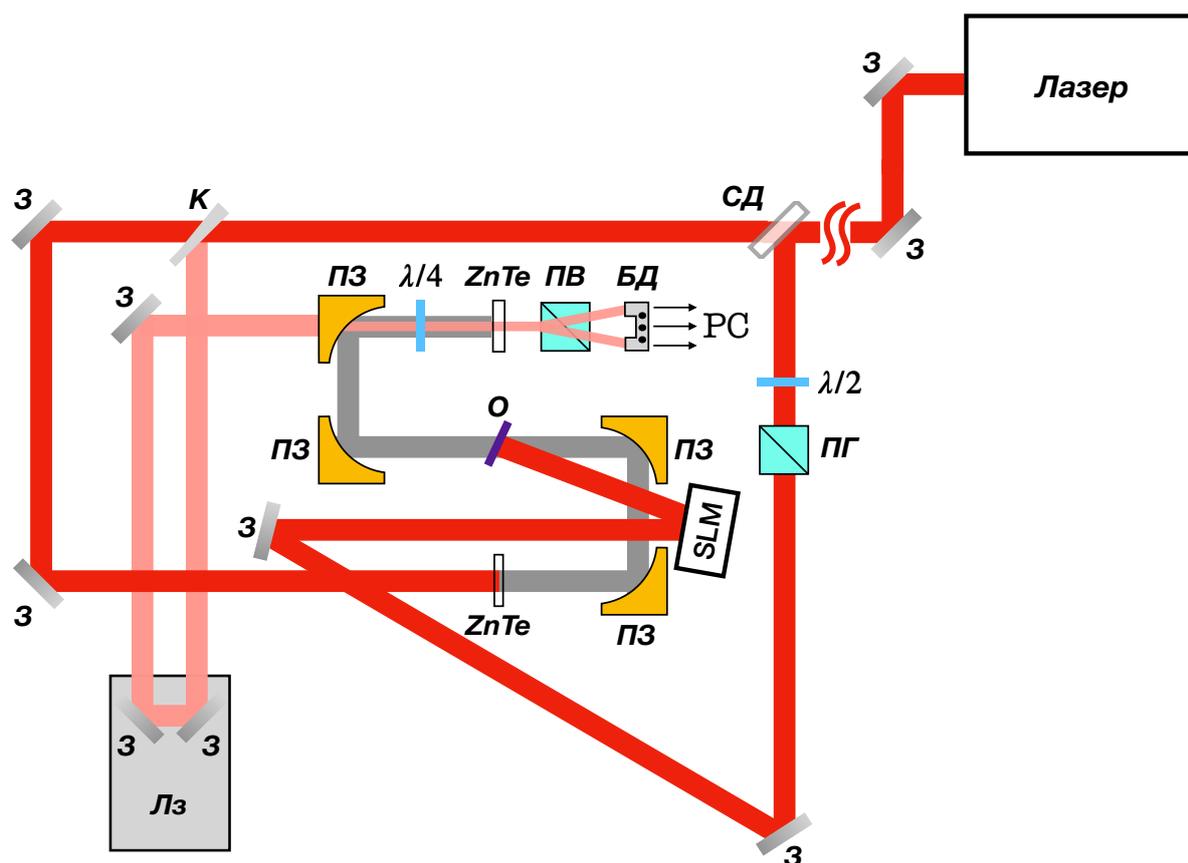


Рис. 33: Схема экспериментальной установки для терагерцовой спектроскопии с временным разрешением (THz-TDs). Используемые сокращения: З – зеркало, СД – светоделительная пластинка, К – клиновидная пластинка, ZnTe – кристалл теллурида цинка, ПЗ – параболическое зеркало, О – образец (пластинка из кремния или арсенида галлия), ПВ – призма Волластона, БД – балансный детектор, ПГ – призма Глана, SLM – пространственный модулятор света, Лз – линия задержки.

зоне от примерно 0.15 ТГц до 2.2 ТГц, при этом большая часть его энергии (80 %) приходилась на интервал [0.2 ТГц, 1.2 ТГц]. Сгенерированное (и расходящееся в телесный угол порядка 10-15 градусов) ТГц излучение сначала коллимировалось, а затем фокусировалось на поверхность образца при помощи двух золотых параболических зеркал. После взаимодействия с исследуемым образцом расходящееся ТГц излучение собиралось третьим зеркалом в параллельный пучок и направлялось на последнее параболическое зеркало, которое использовалось для фокусировки ТГц излучения на электрооптический кристалл (ZnTe толщиной 1 мм). Поле ТГц импульса детектировалось электрооптическим методом, т.е. по изменению поляризации зондирующего оптического пучка, проходящего электро-

оптический кристалл с наведенной в нем ТГц полем анизотропией. Регистрация изменения состояния поляризации зондирующего пучка проводилась в стандартной схеме балансного детектирования с использованием пластинки $\lambda/4$, призмы Волластона и балансного фотодетектора. Длина оптического пути зондирующего импульса контролировалась при помощи линии задержки, что позволяло получать значение амплитуды ТГц поле в разные моменты времени и, в конечном счете, измерить его временной профиль. Шаг линии задержки (транслятора) по времени варьировался в пределах от 5 до 500 фс. Для повышения чувствительности регистрации полезного ТГц сигнала в схему были введены оптический прерыватель света (частота вращения 500 Гц, т.е. пропускается каждый второй импульс) и синхронный детектор.

Фотоиндуцирующий пучок (пучок накачки) использовался для фотодинамического формирования на поверхности используемых полупроводниковых пластинок одномерных решеток с различной пространственной конфигурацией. Преобразование формы его пространственного профиля (изначально однородного) к требуемому (периодически модулированному) виду осуществлялось при помощи отражающего фазового пространственного модулятора света (ПМС) Holoeye Pluto-2.1. Модулятор преобразовывал волновой фронт (фазовый профиль) падающего пучка таким образом, чтобы тот формировал в дальней зоне (на поверхности полупроводниковой пластинки) изображение требуемой структуры (например, решетки или более сложной метаповерхности). Такое преобразование достигалось посредством подачи на ПМС голограммы ее изображения. Фактически, фотоиндуцирующий импульс выполнял роль опорной волны по отношению к голограмме и использовался для восстановления ее изображения на поверхности полупроводниковой пластинки. Всего использовалось два типа изображений: одномерные решетки с различными параметрами (период, скважность, ориентация полос) и сплошной прямоугольник, занимающий всю рабочую область пространственного модулятора света. Сплошная засветка использовалась для калибровочных измерений по определению концентрации фотовозбужденных носителей (см. след. параграф). Исходные изображения структур (решеток) создавались при помощи языка программирования Python версии 3.0 средствами библиотеки Pillow (PIL). Генерация голограммы осуществлялась в программе Holoeye SLM Pattern Generator и представляла собой двумерное Фурье-преобразование от исходного изображения. Изображение одной из исследуемых в эксперименте решеток (с периодом 1050 мкм, скважностью 0.5 и вертикальной ориентацией полос) и соответствующая ему программно сгенерированная голограмма (computer generated hologram. CGH) показаны на Рис. 34 Отметим, что программа для генерации голограмм позволяет дополнительно наложить на них фазу призмы и линзы.

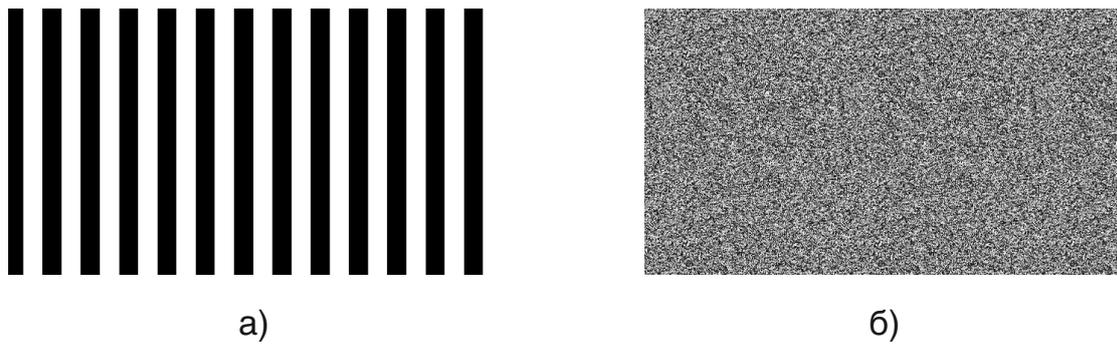


Рис. 34: Изображение одномерной вертикальной решетки с периодом $d = 1050$ мкм и скважностью $1/2$ (а) и программно сгенерированная голограмма от этого изображения (б). Изображение создается средствами библиотеки Pillow (PIL) языка программирования Python версии 3.0. Генерация голограммы производится в программе SLM Pattern Generator.

Наложение такой фазы эквивалентно добавлению в схему соответствующих элементов и позволяет, во-первых, развести на поверхности полупроводника нулевой порядок (опорный пучок) и восстановленное изображение, а, во-вторых, сфокусировать (восстановить) его в нужное место. Программа также позволяла регулировать размер восстановленного изображения. Как правило, он выбирался немного больше размера перетяжки ТГц импульса. Для регулировки плотности энергии фотоиндуцирующего пучка (и значения действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости в полосах решетки) с сохранением его поляризации использовались полуволновая фазовая пластинка и призма Глана-Тейлора. Допустимый диапазон изменения плотности энергии пучка накачки (для случая сплошной засветки) составлял от единиц мкДж/см² до 950 мкДж/см².

2. Измерение пропускания однородно засвеченного полупроводника. Расчет концентрации фотовозбужденных носителей

Калибровочные измерения с однородной (сплошной) засветкой позволяют оценить концентрацию возбуждающихся в поверхностном слое полупроводника носителей по изменению его пропускания. Для оценки используется формула (107 с учетом (108)). На Рис. 35 представлены зависимости поля ТГц импульса, прошедшего через однородно засвеченную пластинку высокоомного кремния (HRFZ-Si) толщиной 1 мм. Измерения проводились для разных значений мощности оптической накачки в диапазоне от 5 до 75 мВт, что при площади засветки равной 0.08 см² (4 мм × 2 мм) соответствует диапазону плотности энергии от примерно 60 мкДж/см² до 940 мкДж/см². При прохождении ТГц импульса через однородно

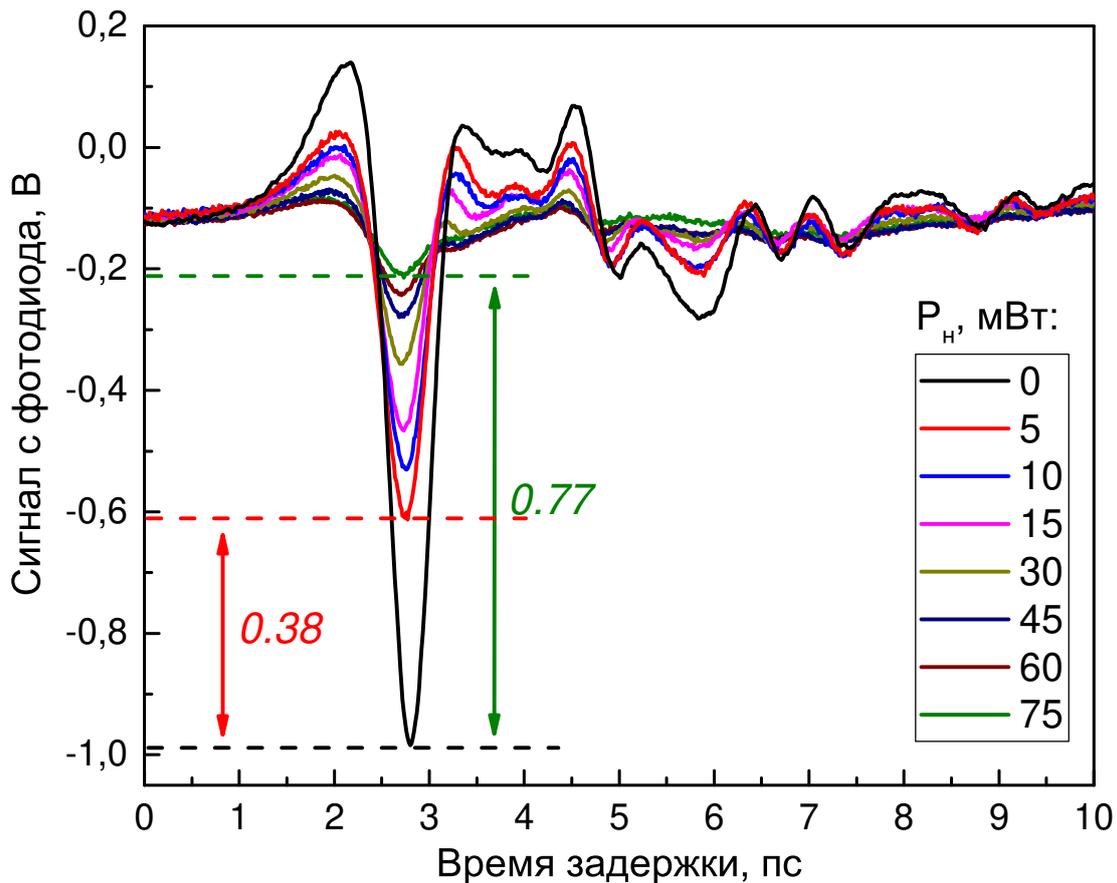


Рис. 35: Временная зависимость амплитуды поля ТГц импульса, прошедшего через HRfZ-Si пластинку из толщиной 1 мм, поверхность которой была однородно засвечена оптическим излучением разной мощности в диапазоне от 5 до 75 мВт. Числа на графике показывают изменение амплитуды поля прошедшего ТГц импульса в (абсолютном максимуме) при засветке пучком мощностью 5 мВт (показано красным) и 75 мВт (зеленым) по отношению к случаю отсутствия засветки.

засвеченную полупроводниковую пластинку практически не наблюдается изменения формы его профиля, что говорит о постоянстве фазы и согласуется с результатами работы [201]. Меняется прежде всего амплитуда ТГц импульса, причем изменение (уменьшение) амплитуды происходит немонотонно по мощности оптической накачки. Так, однородная засветка поверхности пучком с мощностью 5 мВт позволяет уменьшить амплитуду проходящего ТГц импульса почти на 40 % (на задержке, соответствующей максимальному абсолютному значению). Добиться в два раза большей модуляции пропускания ($\sim 75\%$ в максимуме) можно, используя в 15 раз большую мощность. Это обусловлено постепенным выходом процесса фотогенерации на насыщение. По наблюдающейся картине можно предположить, что существует некоторое значение мощности, при котором амплиту-

да проходящего через засвеченную HRfZ-Si пластинку ТГц импульса перестанет уменьшаться, что будет свидетельствовать об окончании процесса фотогенерации носителей. Мы оцениваем это значение как $\sim 85\text{--}90$ мВт. Отметим, что характер изменения амплитуды поля ТГц импульса в (абсолютном) максимуме может быть описан кривой, качественно совпадающей с представленной в работе [34].

Проведем расчет концентрации фотовозбужденных носителей в кремниевой пластинке по формуле (107) с учетом (108) для двух значений мощности оптической накачки (минимального в этом эксперименте и максимально возможного). Значение показателя преломления n возьмем равным 3.41 [163], толщины скин-слоя на длине волны 800 нм – 12 мкм [217], решеточной подвижности μ_L – 1400 см²/(В · с) [202]. Учтем, что $\Delta T/T_0 \sim \Delta E/E_0$, где ΔE – изменение амплитуды E_0 ТГц импульса, прошедшего через засвеченную пластинку. Тогда для мощности засветки 5 мВт (красная кривая, $\Delta E = 0.38$; $\frac{\Delta E}{E_0} = 0.387$) значение N_{av} составит 4.5×10^{16} см⁻³. Для мощности засветки 75 мВт (940 мкДж/см²) значение N_{av} будет равно 4.9×10^{17} см⁻³. Таким образом, варьирование мощности оптической накачки в указанном интервале 5–75 мВт (60 – 940 мкДж/см²) позволяет менять концентрацию возбуждаемых носителей примерно на порядок. Для нас ключевую роль играет максимально возможное значение концентрации возбуждаемых носителей. Как будет видно далее (см. след. параграф), именно оно определяет максимальную величину модуляции диэлектрической проницаемости в засвеченных областях (полосах решетки) и возможность выполнения условия на возбуждения поверхностных плазмонов.

Аналогичные измерения с однородной засветкой проводились и для пластинки из низколегированного арсенида галлия толщиной 420 мкм. Полученные кривые поля прошедшего через засвеченную пластинку ТГц импульса качественно отличались слабо от представленных на Рис. 35 (по этой причине не приведены здесь). Максимальное возможное ($P_{opt} = 75$ мВт) значение модуляции ΔE амплитуды проходящего засвеченную пластинку ТГц импульса составляет 0.187 ($E_0 = 0.197$). Значение показателя преломления арсенида галлия в спектральном диапазоне от 0.5 до 2 ТГц составляет 3.6 [163], толщина скин-слоя на длине волны 800 нм равна 1 мкм [218], решеточная подвижность – 9400 см²/(В · с) [202]. Тогда максимально возможная концентрация возбужденных оптической накачкой носителей, определенная по формулам (107) и (108), составит 2.6×10^{19} см⁻³, что примерно в 53 раза больше, чем в кремниевой пластине.

Следует понимать, что полученная указанным выше способом концентрация N будет являться усредненной по толщине скин-слоя δ . Нам же для дальнейших расчетов диэлектрической проницаемости и проверки выполнения условия на возбуждение плазмонов, потребуется явная зависимость концентрации возбуж-

денных носителей N от координаты z вглубь материала, т.е. $N(z)$. Будем искать ее в виде $N(z) = N_0 e^{-2z/\delta}$, где $N(0)$ – концентрация носителей непосредственно на поверхности. Распишем в явном виде определение усредненной по толщине скин-слоя величины концентрации:

$$N = N_{av} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} N(z) dz, \quad (121)$$

Подставим в это выражение явную зависимость $N(z)$ и раскроем интеграл. В результате получим несложное уравнение на $N(0)$, нахождение которого и требуется для определения явной зависимости $N(z)$. Нетрудно видеть, что значение N_0 будет равно $2.31N_{av}$. Тогда явный вид зависимости концентрации возбужденных носителей от координаты вглубь полупроводникового материала будет иметь вид:

$$N(z) = 2.31N_{av} e^{-2z/\delta} \quad (122)$$

Вернемся к N_{av} . Выше мы провели оценку (усредненной) концентрации носителей заряда, возбуждающихся при однородной засветке поверхности кремния и арсенида галлия. Введем для такой концентрации обозначение N_{hom} . Следует понимать, что для случая структурированной засветки (с профилем в виде одномерной прямоугольной решетки) значение концентрации фотовозбужденных носителей будет другим. Его нельзя определить напрямую из эксперимента по аналогии со случаем однородного профиля засветки по той причине, что вклад в пропускание неоднородно засвеченного полупроводника будет вносить не только поглощение, но и, например, дифракционные эффекты (подробнее см. Гл. I п.8). Однако для объектов с несложной пространственной конфигурацией, таких как, например, исследуемые одномерные прямоугольные решетки с известной скважностью, значение концентрации может быть пересчитано из значения N_{hom} . Для простоты полосы одномерных решеток будем считать идеально прямоугольными. Итак, концентрацию возбуждаемых оптическим излучением носителей N вдали от насыщения (прекращение генерации носителей в случае, когда плотность энергии превышает некоторое пороговое значение) можно считать пропорциональной плотности его энергии F , т.е. $N \sim F = E/S$, где E – энергия в импульсе оптического излучения накачки, S – площадь засвеченной области на поверхности образца. Важной особенностью работы пространственного модулятора света является то, что энергия восстанавливаемого в дальней зоне (на поверхности) изображения не зависит от подаваемой на него голограммы (было проверено экспериментально при помощи кремниевого диода). То есть в нашем случае энергия восстанавливаемого изображения как для однородного, так и для структурированного профиля засветки (причем с разной конфигурацией) является примерно одинаковой, т.е.

$E_{hom} = E_{gr} = E$). Площади засвеченной области на поверхности полупроводника для однородного (S_{hom} и S_{gr}) и структурированного профилей засветки соотносятся следующим образом: $S_{gr} = S_{hom} \times dc$, где dc – скважность решетки. Тогда концентрации возбуждаемых носителей будут соотноситься следующим образом:

$$\frac{N_{gr}}{N_{hom}} \sim \frac{F_{gr}}{F_{hom}} = \frac{E_{gr}/S_{gr}}{E_{hom}/S_{hom}} = \frac{E/(S_{hom} \times dc)}{E/S_{hom}} = \frac{1}{dc} \quad (123)$$

Концентрация фотовозбужденных носителей для профилей засветки в виде решетки и сплошного прямоугольника будут соотноситься как обратная величина скважности решетки. Другими словами, в решетке со скважностью $1/2$ концентрация фотовозбужденных носителей будет в 2 раза больше, чем в однородно засвеченной области, в решетке со скважностью $1/3$ в 3 раза больше и так далее. Все эти рассуждения, понятно, относятся к интегральной концентрации, т.е. некоторой общей концентрации возбужденных носителей по всей площади решетки. Можно ли, зная интегральную концентрацию, сказать что-то о локальной? На самом деле, да. Если считать, что энергия восстанавливаемого изображения распределяется равномерно между всеми C полосами (C – их число), т.е. чувствительность (эффективность фазового преобразования) ПМС-а одинакова по всей его рабочей области (вообще говоря, не совсем так), то справедливо:

$$N_s \sim F_s = \frac{E_s}{S_s} = \frac{E_{gr}/C}{S_{gr}/C} = \frac{E_{gr}}{S_{gr}} = F_{gr} \sim N_{gr} \quad (124)$$

То есть, вообще говоря, при условии справедливости вышеуказанного приближения интегральная и локальная концентрации являются примерно одинаковыми.

3. Расчет диэлектрической проницаемости засвеченных областей в модели Друде-Лоренца. Проверка выполнения условия на возбуждение поверхностных плазмонов

Зависимость концентрации возбужденных носителей N в полосе решетки от координаты z вглубь полупроводникового материала может быть пересчитана в аналогичную зависимость действительной части диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(z)$. Для этого сначала рассчитываются значения плазменной частоты и постоянной затухания по формулам (109), соответственно, которые впоследствии подставляются в формулу (110). Полученная аналитическая зависимость $\varepsilon'(z)$ дает представление о диэлектрической проницаемости в полосах решетки на ТГц частотах и ее изменении по мере удаления от поверхности.

Как известно, возбуждение поверхностных плазмонов на границе раздела двух

сред возможно в случае, если действительные части их диэлектрических проницаемостей связаны следующим неравенством:

$$\varepsilon'_1 < -\varepsilon'_2. \quad (125)$$

То есть должны использоваться среды с диэлектрическими проницаемостями разного знака, причем значение отрицательной диэлектрической проницаемости должно по модулю превосходить значение положительной. В задачах по фотодинамическому формированию решеток путем структурированного освещения полупроводника роль среды с отрицательным значением ε' могут выполнять засвеченные области на его поверхности при достаточной концентрации возбужденных носителей N . Роль среды с положительным значением ε' может выполнить как воздух, так и незасвеченная область в толще (в объеме) полупроводника. Соответственно, для каждого из таких случаев условие (125) на возбуждение поверхностных плазмонов примет вид:

$$\begin{cases} \varepsilon'_1 < -1 - \text{на границе с воздухом} \\ \varepsilon'_1 < -\varepsilon_\infty = 10.96 - \text{на границе с незасвеченным HRFZ-Si} \end{cases} \quad (126)$$

Из формул (109) видно, что и плазменная частота, и постоянная затухания увеличиваются с ростом концентрации фотовозбужденных носителей. Несложные аналитические расчеты показывают, что в диапазоне концентраций N от 1×10^{16} до 1×10^{19} плазменная частота растет быстрее постоянной затухания. Значит, согласно формуле (110), большая величина модуляции ε' будет достигаться при больших значениях концентрации носителей. Следовательно, выполнение плазмонного условия на границе с незасвеченным полупроводником потребует больших значений плотности энергии оптического излучения.

Таким образом, используя аналогию со случаем возбуждения плазмонов на границе раздела металла и диэлектрика, мы ввели условие на возбуждение плазмонов в фотодинамически сформированных структурах. Важным отличием, однако, является тот факт, что диэлектрическая проницаемость металла, как правило, является постоянной во всем его объеме. У нас же роль металла выполняет среда с градиентной диэлектрической проницаемостью. Условие на возбуждение плазмона может быть выполнено на поверхности полупроводника, но при некотором удалении внутрь, вероятно, будет нарушаться. Тогда возникает вопрос о том, что за ε'_1 стоит в левой части условия (126). Это значение диэлектрической проницаемости полупроводника в засвеченной области непосредственно на ее поверхности или на некотором конкретном удалении от нее вглубь полупроводника? Логично предположить, что стоящее в формуле (126) значение ε'_1 является усред-

ненным по некоторому пространственному масштабу значением. Но что это за масштаб?

В качестве такого масштаба можно выбрать область локализации поверхностных плазмонов. Если усредненное по этой области значение диэлектрической проницаемости ϵ'_1 будет а) отрицательным и б) большим по абсолютной величине проницаемости воздуха или незасвеченного полупроводника, то тогда плазмон может существовать. В нулевом приближении область локализации плазмона можно считать прямоугольной с линейными размерами, соответствующими длине распространения L_{SPP} и глубине проникновения поля плазмона в полупроводник δ_{SPP} , значения которых определяются, соответственно, по формулам (27) и (29). В силу того, что соотношение площадей засвеченных и темных областей по всей длине распространения плазмона примерно такое же, как и на одном периоде формируемой решетки, задача о нахождении усредненной по области локализации плазмона диэлектрической проницаемости может быть редуцирована до данного пространственного масштаба. Для простоты будем считать концентрацию возбуждаемых носителей внутри одной полосы решетки постоянной по всей ее ширине (т.е. не зависящей от координаты x вдоль поверхности)

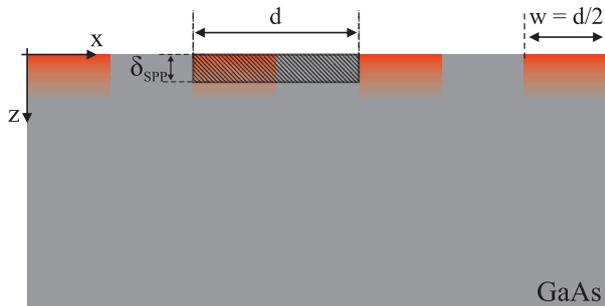


Рис. 36: Схематическое представление (модельной) задачи фотогенерации одномерных решеток в поверхностном слое арсенида галлия. В модели используется приближение решеток с прямоугольными стенками. Штриховкой показана область, по которой ведется усреднение при расчете $\langle \epsilon' \rangle$ и $\langle \epsilon'' \rangle$.

и определяющейся только координатой z вглубь материала. Фактически это означает, что рассматриваемая решетка будет обладать прямоугольными стенками. Скважность решетки выберем равной $1/2$ (типичное значение для задач по фотоиндуцированию). Такого значения скважности достаточно для передачи когерентного электронного колебания на соседний период (критично для плазмон-поляритонов), но в то же время недостаточно для перекрытия соседних полос из-за дифракционного расплывания (характерно для больших значений скважности). С учетом сделанных выше приближений редуцированная на один пространственный период решетки область плазмонной локализации будет представлять собой прямоугольную область $A = \{x : 0 < x < d; z : 0 < z < \delta_{SPP}\}$, где d – период формируемой решетки, δ_{SPP} – глубина проникновения поля плазмона в полупроводник. Правая половина этой области ($d/2 < x < d, \forall z$) будет включать только

и определяющейся только координатой z вглубь материала. Фактически это означает, что рассматриваемая решетка будет обладать прямоугольными стенками. Скважность решетки выберем равной $1/2$ (типичное значение для задач по фотоиндуцированию). Такого значения скважности достаточно для передачи когерентного электронного колебания на соседний период (критично для плазмон-поляритонов), но в то же время недостаточно для перекрытия соседних полос из-за дифракционного расплывания (характерно для больших значений скважности). С учетом сделанных выше приближений редуцированная на один пространственный период

незасвеченный полупроводник, а левая половина ($0 < x < d/2, \forall z$) в зависимости от мощности оптической накачки может содержать как только засвеченную область с градиентным профилем ε , так и одновременно засвеченную и незасвеченную области полупроводника. На Рис. 36 схематично представлена геометрия модельной задачи (с учетом сделанных приближений) и указана область, по которой проводится усреднение при расчете $\langle \varepsilon' \rangle$ и $\langle \varepsilon'' \rangle$.

Средние значения действительной $\langle \varepsilon' \rangle$ и мнимой $\langle \varepsilon'' \rangle$ частей диэлектрической проницаемости в данной области (плазмонной локализации) определяются следующими выражениями:

$$\begin{cases} \langle \varepsilon' \rangle = \frac{\varepsilon'_0}{2} + \frac{1}{2z_1} \int_0^{z_1} \varepsilon'(z) dz \\ \langle \varepsilon'' \rangle = \frac{\varepsilon''_0}{2} + \frac{1}{2z_1} \int_0^{z_1} \varepsilon''(z) dz, \end{cases} \quad (127)$$

где ε'_0 и ε''_0 – действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости невозмущенной среды (незасвеченного полупроводника), $\varepsilon'(z)$ определяется формулой (110), $\varepsilon''(z)$ – вторым слагаемым в правой части формулы (18). Верхний предел интегрирования z_1 , глубина проникновения поля плазмона в полупроводник, является, вообще говоря, неизвестной величиной. Значение z_1 может быть найдено по формуле:

$$z_1 = \left| \operatorname{Re} \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \right) \right|^{-1}, \quad (128)$$

где ε_1 – полная (комплексная) диэлектрическая проницаемость в рассматриваемой области, включающая $\langle \varepsilon' \rangle$ и $\langle \varepsilon'' \rangle$, ε_2 – проницаемость среды (воздух или незасвеченный полупроводник) на границе с рассматриваемой областью. Обратим внимание на порядок действий в формуле (128): сначала нужно подставить полное выражение для комплексной диэлектрической проницаемости ε_1 , выполнить арифметические операции над комплексными числами (возведение в степень, взятие корня), найти действительную часть от получившегося выражения, взять от нее (алгебраический) модуль, после чего возвести результат в -1 степень.

Таким образом, мы заменили область локализации поверхностного плазмона некоторой эффективной средой с усредненным значением диэлектрической проницаемости, действительная и мнимая часть которой определяется системой (127) с учетом (128). Именно это усредненное значение и требуется сравнить со значением проницаемости второй среды (воздуха или незасвеченного полупроводника) в условии (126) для определения возможности возбуждения на границе с ней поверхностных плазмонов.

Система (127) с учетом уравнения (128) может быть решена численно средствами библиотеки для символьных вычислений SymPy языка программирования Python 3.0. Для уменьшения сложности расчетов и упрощения поиска решения можно использовать следующий алгоритм, аналогичный методу последовательных приближений:

1. Задать некоторое произвольное значение z_1
2. Для данного произвольного значения провести расчет $\langle \varepsilon' \rangle$ и $\langle \varepsilon'' \rangle$ по формулам из системы (127)
3. Подставить полученные значения $\langle \varepsilon' \rangle$ и $\langle \varepsilon'' \rangle$ в формулу (128), найти z_1
4. Найденное значение z_1 сравнить с заданным произвольно в п.1
5. Внести соответствующие корректировки в задаваемое произвольное значение z_1

Процедура повторяется до тех пор, пока разница между произвольным и найденным по формуле (128) значениями не станет меньше заданной ошибки. Результатом численных расчетов являются значения $\langle \varepsilon' \rangle$, $\langle \varepsilon'' \rangle$ и z_1 .

В соответствии с описанной выше процедурой был проведен расчет действительной и мнимой частей усредненной диэлектрической проницаемости и проверено условие на возможность возбуждения поверхностных плазмонов в одномерных решетках, фотодинамически сформированных на поверхности кремния и арсенида галлия. При расчете $\langle \varepsilon' \rangle$ и $\langle \varepsilon'' \rangle$ зависимость концентрации фотовозбужденных носителей от координаты вглубь материала задавалась формулой (122). В этой зависимости значение N_{av} бралось равным концентрации носителей, возбуждаемых в каждом из полупроводников при его однородной засветке импульсом с максимально возможной плотностью энергии, увеличенной в $1/dc$ раз (т.е. в 2 раза) в соответствии с формулой (123). Таким образом, для высокоомного кремния использовалось значение ($2 N_{av}$), равное $9.8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, для арсенида галлия – $5.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Отвечающее таким концентрациям значение действительной части диэлектрической проницаемости $\langle \varepsilon' \rangle$, усредненной по области (возможной) локализации плазмонов, рассчитанное по формуле (127) с учетом (128) в рамках сделанных выше приближений и в соответствии с описанной выше процедурой, составило, соответственно, 2.77 для высокоомного кремния и порядка –195 для низколегированного арсенида галлия.

Таким образом, даже использование максимально возможной для нашей установки плотности энергии оптической накачки не позволит получить модуляцию диэлектрической проницаемости кремния (вследствие фотогенерации носителей),

достаточную для выполнения условия (125) и возбуждения поверхностных плазмонов хотя бы на границе с воздухом. В то же время модуляции диэлектрической проницаемости арсенида галлия окажется более, чем достаточно для возбуждения поверхностных плазмонов на границе фотодинамически сформированной решетки как с воздухом, так и с незасвеченной областью в глубине материала. В связи с этим в качестве платформы (подложки, материала) для фотодинамического формирования одномерных решеток в дальнейшем был выбран низколегированный арсенид галлия (и соответствующая пластинка толщиной 420 мкм).

4. Множественные отражения терагерцового импульса от граней пластинки. Альтернативный метод исследования пропускания.

Проведем измерения пропускания выбранной пластинки из низколегированного арсенида галлия методом терагерцовой спектроскопии с временным разрешением. Для начала перекроем фотоиндуцирующий импульс. Полученная временная зависимость поля (временной профиль) p -поляризованного ТГц импульса, прошедшего через незасвеченную пластинку из арсенида галлия, представлена на Рис. 37а. Во временной зависимости наблюдается четыре ярко выраженных пика

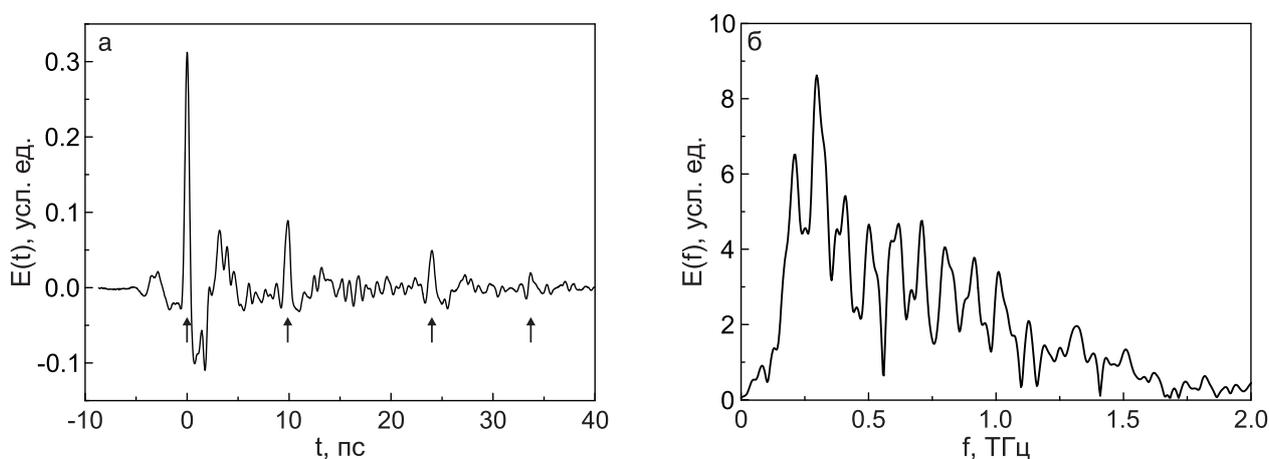


Рис. 37: Поле (а) и спектр (б) ТГц импульса, прошедшего через незасвеченную пластинку из арсенида галлия. Начало временной шкалы совмещено с моментом времени достижения максимума основного (первого) импульса. Угол падения на пластинку составляет 30° . Терагерцовое излучение поляризовано в плоскости падения.

на задержках 0 пс, 9.8 пс, 24 пс и 33.7 пс. Пик на задержке 0 пс соответствует основному ТГц импульсу, пики на больших задержках – его копиям (сателлитам), возникающим из-за множественных отражений от граней кристалла-генератора

и образца. Так, пик на задержке 9.8 пс соответствует импульсу, проходящему кристалл ZnTe напрямую, но испытывающему двукратное отражение от граней (передней и задней) образца. Пик на задержке 24 пс отвечает импульсу, отражающемуся от обеих граней кристалла-генератора, но при этом проходящему образец напрямую без дополнительных отражений. Наконец, четвертый пик на задержке 33.7 пс отвечает импульсу, испытавшему последовательные отражения от передней и задней граней как кристалла-генератора, так и образца. Наличие связанных с множественными отражениями вторичных пиков во временной зависимости поля прошедшего ТГц импульса приведет к появлению в его спектре осцилляций (см. Рис. 37б). Осцилляции останутся в том числе и в случае структурированной засветки пластинки и формирования на ее поверхности одномерных решеток. Резонансы возбуждающихся в них плазмонов будут практически неразличимы на фоне столь явно выраженных осцилляций.

В п. гл I мы привели два способа, позволяющих устранить или учесть осцилляции на этапе пост-обработки. Отметим, что в данном случае наложение окна, захватывающего основной пик и исключаящего сателлиты (например, окна 0–15 пс), приведет как к существенной потере информации об основном импульсе, длительность которого в несколько раз выше, так и не позволит полностью убрать осцилляции из спектра, потому что часть поля сателлита будет все равно попадать в это окно. Способ, основанный на учете вторичных пиков аналитически, даст, во-первых, более корректный с точки зрения физической точности результат и, во-вторых, позволит полностью решить проблему осцилляций в данном конкретном случае. Однако такой способ не подойдет для работы с фотодинамически сформированными решетками. В случае, если на поверхности полупроводника формируется решетка со скважностью, отличной от $1/2$, форма ее профиля будет отличаться в зависимости от направления распространения ТГц импульса (воздух \rightarrow полупроводник или полупроводник \rightarrow воздух). Более того, в реальном эксперименте на это также накладывается дифракционное расплывание и неидеальность пространственного модулятора света, вследствие чего скважности подаваемой на ПМС и восстановленной решеток будут отличаться. Так, например, в решетке с заявленной скважностью $1/2$ ширина белых (засвеченных) полос будет превышать ширину темных. На примере поверхностных плазмон-поляритонов нами было показано (см. главу II), что форма профиля поверхности решетки влияет на эффективность и спектр резонансного возбуждения. Это будет означать, что спектры напрямую прошедшего (основного) импульса и сателлитов будут отличаться. Способ постобработки, основанный на введении аналитического коэффициента, описывающего эквивалентные последовательные отражения от одинаковых границ, не учитывает неэквивалентность (асимметрию по направле-

нию) распространения импульса. Использование такого метода для определения спектра пропускания фотодинамически сформированных объектов может приводить к некорректным результатам.

Альтернативный подход состоит не в борьбе с паразитными для методики ТГц спектроскопии множественными отражениями, а в их использовании. Идея заключается в измерении полного поля прошедшего ТГц излучения, выделении из полученной зависимости $E(t)$ двух импульсов – напрямую прошедшего образца и двукратно отраженного от его граней, т.е. основного и первого из сателлитов – и последующем анализе амплитудных и временных характеристик обоих импульсов напрямую, без использования преобразования Фурье. Такой подход использует результаты прямых измерений и практически не требует пост-обработки. Кроме того, предлагаемый метод гораздо менее чувствителен к шагу и длительности измерения. Регистрацию поля прошедшего ТГц излучения следует проводить до момента детектирования максимума поля первого сателлита. Дальнейшая регистрация его профиля не требуется и не влияет на точность получаемых результатов. Кроме того, в задачах фотодинамического формирования структур на поверхности полупроводника такой метод может обладать потенциально большей чувствительностью по сравнению с традиционными методами, использующими в качестве зонда напрямую проходящий импульс. Основным импульс взаимодействует со сформированной структурой, падая из воздуха, сателлит же попадает на нее из среды. Если считать пространственный масштаб неоднородности примерно равным толщине скин-слоя на длине волны накачки, то для падающего на поверхность арсенида галлия импульса он будет составлять δ/λ часть его длины волны, для сателлита – $n\delta/\lambda$, где n – показатель преломления арсенида галлия. Соответственно, наведенный микрорельеф будет более “заметным” для сателлита.

Проведем апробацию метода на несложной задаче с хорошо известным решением: оценим показатели преломления n и поглощения α низколегированного арсенида галлия. Обратим внимание на положение и амплитуды основного импульса и сателлита (см. Рис. 37). Итак, максимум поля основного импульса приходится на задержку 0 пс, его амплитуда при этом составляет 0.315 (усл. ед.). Максимум поля сателлита наблюдается при $t = 9.8$ пс, амплитуда достигает 0.085 (усл. ед.). Задержка Δt между двумя пиками определяется по следующей формуле:

$$\Delta t = \frac{2nd}{c \cos \beta} = \frac{2n^2 d}{c \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}, \quad (129)$$

где n – искомый показатель преломления, d – толщина пластинки (400 мкм), θ – угол падения (30°), c – скорость света, β – угол преломления. Во втором равенстве учтен закон Снеллиуса. Тогда показатель преломления n может быть найден из

следующего уравнения 4-й степени:

$$4n^4d^2 - c^2\Delta t^2n^2 + c^2\Delta t^2\sin^2\theta = 0$$

Решив это уравнение, можно найти, что значение показателя преломления n для низколегированного арсенида галлия составит примерно 3.615. Полученное значение близком к представленным в литературе [163].

Показатель поглощения α арсенида галлия можно найти из следующих соображений. При прохождении пластинки основной импульс и сателлит теряют свою энергию из-за а) поглощения в материале и б) прохождения или отражения от границ раздела. Тогда выражения для полей этих импульсов примут вид:

$$\begin{cases} E_m = t_{23}t_{12}E_0e^{-\alpha\tilde{d}} \\ E_{sat} = t_{23}r_{21}r_{23}t_{12}E_0e^{-3\alpha\tilde{d}}. \end{cases} \quad (130)$$

В этой системе E_m и E_{sat} – поля основного импульса и сателлита, соответственно. r_{ij} , t_{ij} – полевые коэффициенты отражения и пропускания на границе раздела i и j сред (1 – воздух, 2– пластинка из арсенида галлия, 3 – воздух), α – искомый коэффициент поглощения, $\tilde{d} = d/\cos\beta$ – геометрический путь (один проход) импульсов в пластинке. Соответственно, отношение амплитуд обоих импульсов будет равно:

$$\frac{E_m}{E_{sat}} = \frac{1}{r_{21}r_{23}e^{-2\alpha\tilde{d}}} = \frac{1}{r^2e^{-2\alpha\tilde{d}}} \quad (131)$$

Рассчитанное по формулам Френеля для заданного угла падения (30°) и найденного ранее показателя преломления (3.615) значение коэффициента отражения r составит 0.519. Обратный квадрат этой величины ($1/r^2$) будет равен примерно 3.707, что практически соответствует отношению амплитуд основного импульса и сателлита (см. Рис. 37):

$$E_m/E_{sat} = 0.315/0.085 \approx 3.706$$

Это означает, что $e^{-2\alpha\tilde{d}} \rightarrow 1$, т.е. $\alpha \rightarrow 0$, т.е. поглощение нашей пластинки из арсенида галлия мало. Это также согласуется с литературными данными и характерно для арсенида галлия с низким содержанием примесей [163].

Предложенный метод использовался для исследования пропускания пластинки при ее однородной засветке оптическим импульсом разной мощности. Как и раньше, ТГц излучение было поляризовано в плоскости падения (p -поляризация) и направлялось на пластинку под углом 30° . Излучение накачки направлялось по нормали к поверхности пластинки. Размер засвечиваемой области на поверх-

ности полупроводника составлял 11×3.5 мм. Мощность оптической накачки варьировалась в пределах от 0.5 до 11 мВт, что соответствовало плотности энергии от примерно 1.25 мкДж/см² до 29 мкДж/см². Как и в случае с незасвеченной пластинкой проводился анализ амплитуд и временных характеристик двух импульсов – основного (прошедшего образец напрямую) и сателлита (двукратно отраженного от его граней). Как и ожидалось, однородная засветка поверхности полупроводника привела к уменьшению амплитуды основного импульса и практически не затронула его положение на временной шкале. Дальнейшее увеличение мощности способствовало еще большему уменьшению амплитуды основного импульса без изменения его положения. Ранее мы уже видели такой эффект на примере высокоомного кремния, когда определяли концентрацию свободных носителей, возбужденных при его однородной засветке (см. Рис. 35). Качественно другой эффект наблюдался для сателлита. На Рис. 38 представлен его временной профиль, нормированный на максимум поля основного импульса, для разных значений мощности оптической накачки. Можно видеть, что засветка поверх-

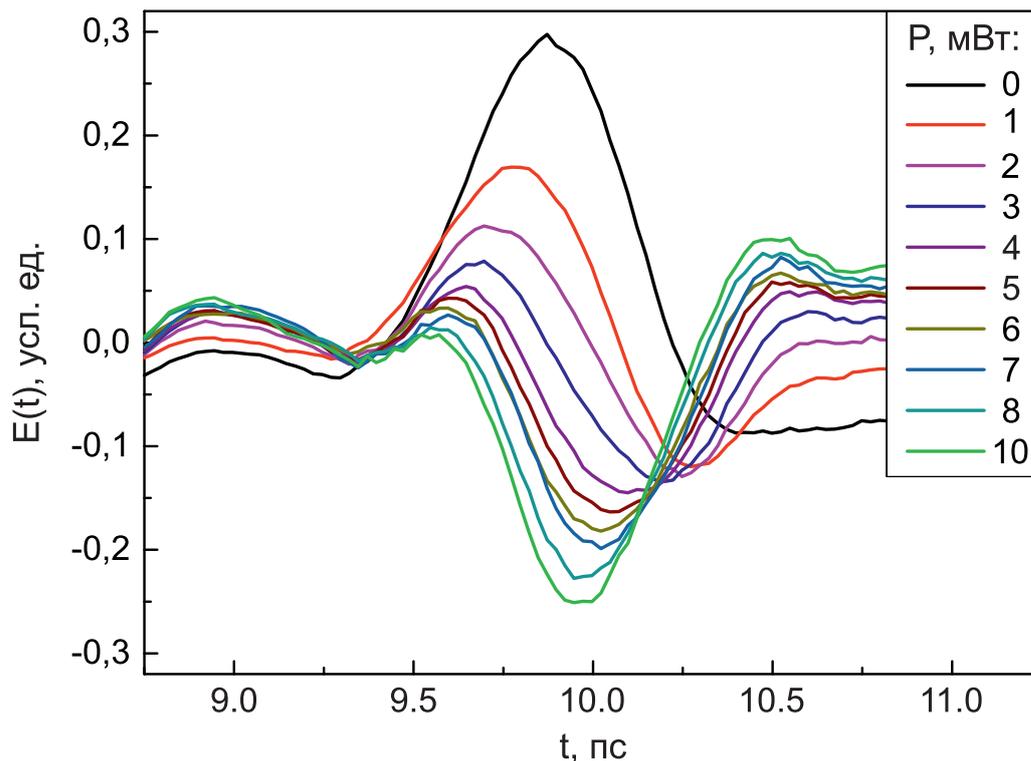


Рис. 38: Временной профиль импульса-сателлита при однородной засветке поверхности пластинки из арсенида галлия оптическим импульсом разной мощности. Кривые нормированы на максимум основного импульса (не показан здесь).

ности пластинки приводит к появлению дополнительной особенности в профиле импульса-сателлита – провала на задержке $t = 10.25$ пс (для $P = 1$ мВт). С

ростом мощности накачки и изначально присутствующий пик, и дополнительно сформировавшийся провал смещаются в сторону меньших временных задержек. Смещение сопровождается уменьшением амплитуды пика и ростом амплитуды провала. При мощности 10 мВт изначальный пик становится практически незаметным, а амплитуда провала становится соизмеримой по величине с амплитудой импульса-сателлита при отсутствии засветки. На качественном уровне кажется, что если изменить фазу провала на π (т.е. перевернуть его) и сместить в сторону меньших задержек, то полученный импульс будет воспроизводить профиль сателлита (в отсутствии засветки) с точностью до амплитуды.

Приведенные выше качественные наблюдения позволяют построить следующую аналитическую модель для описания профиля импульса-сателлита и его изменения с увеличением мощности накачки. Итак, пусть он формируется в результате интерференции двух волн разной амплитуды, смещенных друг относительно друга по времени на величину τ и по фазе на π . Временной профиль обоих импульсов будем считать одинаковым (с точностью до указанного выше сдвига по фазе), совпадающим с профилем импульса-сателлита в случае отсутствия оптической засветки поверхности полупроводника (черная кривая на Рис. 38). Тогда поле импульса-сателлита при засветке поверхности может быть описано следующим выражением:

$$E_{sat}(t) = A_1 E_{np}(t) + A_2 E_{np}(t - \Delta t) e^{i\pi}. \quad (132)$$

Амплитуды обоих импульсов A_1 , A_2 , а также величина смещения Δt второго (перевернутого) импульса относительно первого варьируются и подбираются так, чтобы наилучшим образом аппроксимировать экспериментальные данные (см. Рис. 38). На рисунке 39 представлен результат аппроксимации профиля импульса-сателлита для случая засветки пластинки оптическим импульсом мощностью 1 мВт и 4 мВт. Профили сателлита для промежуточных значений мощности так же хорошо описываются данной моделью. Небольшие расхождения между экспериментальными и аналитическими кривыми начинают проявляться на краях профиля, начиная с мощности 5 мВт и сохраняются вплоть до ее максимальных значений. Однако даже с учетом расхождений на больших мощностях согласие между экспериментальной и аналитической кривыми остается неплохим. Предложенная модель хорошо описывает профиль импульса-сателлита и его изменение с мощностью оптической накачки. Обратим внимание на значение параметров, при которых в обоих случаях была достигнута наилучшая из возможных аппроксимаций. Так набор параметров, хорошо аппроксимирующих первую кривую (случай $P = 1$ мВт) не подходит для второй кривой ($P = 4$ мВт). Вторая кривая бу-

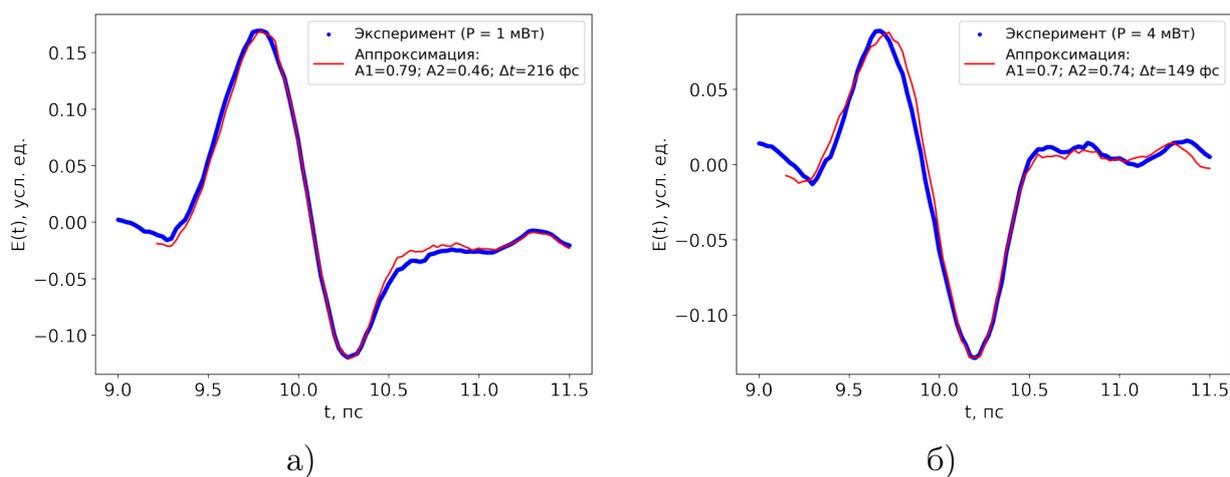


Рис. 39: Результат аппроксимации полученных в эксперименте временных зависимостей поля импульса сателлита при однородной засветке поверхности арсенида галлия фемтосекундным излучением с мощностью 1 мВт (слева) и 4 мВт (справа) аналитическим уравнением 132. Синим показаны экспериментальные кривые, красным – результат их аппроксимации. В легенде к каждому графику приведены параметры аппроксимации: амплитуды A_1 , A_2 и смещения Δt .

дет хорошо описываться, если, во-первых, увеличить амплитуду второй волны (со смещенным профилем) и, во-вторых, уменьшить величину смещения. Подобная тенденция к увеличению амплитуды второй волны и уменьшению временного сдвига между волнами сохраняется и для больших значений плотности энергии оптической накачки.

Хорошее согласие между аналитическими кривыми, полученными в рамках предложенной модели, и экспериментальными данными подтверждает гипотезу о формировании профиля импульса-сателлита в результате интерференции двух волн с близким профилем, одна из которых сдвинута по времени и смещена по фазе. Амплитуда второй волны равна нулю при отсутствии засветки и увеличивается с ростом ее мощности. Амплитуда первой волны, наоборот, падает. Возникает вопрос о физической природе этих волн. При отсутствии засветки сателлит представляет собой импульс, который сначала отражается от задней, а потом и от передней грани образца, после чего проходит его насквозь. При засветке поверхности образца вблизи его передней границы начинает формироваться среда с градиентной диэлектрической проницаемостью. Отраженный от задней грани образца импульс (еще не сателлит) может как пройти эту градиентную среду насквозь и отразиться от границы с воздухом (с некоторой вероятностью), а может взаимодействовать с этой средой. В результате такого взаимодействия фаза импульса, по-видимому, меняется на π . Отражающийся от границы с воздухом

импульс формирует пик в профиле сателлита, взаимодействующий с градиентной средой – провал. Чем больше плотность энергии оптической накачки, тем, во-первых, ближе к задней (дальше от передней) границе образца будет градиентная среда и, во-вторых, вероятность туннелирования через нее будет меньше. С учетом этого, все меньше излучения проходит через градиентную среду и отражается от границы с воздухом, результатом чего и становится уменьшение амплитуды пика. В свою очередь, все больше излучения вступает во взаимодействие с градиентной средой, что увеличивает амплитуду провала. Остается открытым вопрос о физической природе задержки второго импульса относительно первого.

В заключение, был предложен альтернативный метод измерения пропускания объектов с плоскопараллельными гранями. Ключевой особенностью предложенного метода является не борьба с множественными отражениями, а их использование. Метод был использован для решения двух задач – оценки показателей преломления и поглощения полупроводника и исследовании пропускания полупроводниковой пластинки с однородно засвеченной оптическим импульсом поверхностью. В обоих случаях предложенный метод показал большую эффективность по сравнению с традиционными. Так, показатели преломления и поглощения незасвеченного полупроводника были определены в одном измерении, без использования результатов референсного эксперимента в отсутствие образца. В задаче об исследовании отклика однородно засвеченной пластинки предложенный метод показал высокую чувствительность даже к небольшим изменениям мощности оптической накачки, а также позволил, помимо изменений амплитуды прошедшего излучения, отследить и временные сдвиги. В дальнейшем предложенный метод использовался для исследования одномерных прямоугольных решеток, фотодинамически сформированных на поверхности арсенида галлия.

5. Исследование отклика фотодинамически сформированных на поверхности арсенида галлия одномерных решеток с различной пространственной конфигурацией

В предыдущем параграфе мы подробно рассмотрели метод, которым в дальнейшем будет проводиться исследование отклика одномерных решеток, фотодинамически сформированных на поверхности арсенида галлия. Его отличительной чертой является анализ особенностей (точнее, одной из них) во временном сигнале, вызванных множественными отражениями ТГц импульса от граней исследуемого образца, напрямую, без использования преобразования Фурье. Следует, однако, понимать, что переход во временную область не приводит к полной потере информации о спектральных особенностях. Их появление в спектре в силу взаимно-

однозначного соответствия должно повлечь за собой некоторое изменение (как правило, выраженное более слабо) во временном сигнале. Такой подход сработает только в случае, если частоты этих особенностей будут попадать в спектральное окно зондирующего импульса, которым в предлагаемом методе является импульс-сателлит (дважды отраженный от граней пластинки). Из литературы известно, что спектр этого импульса (уединенного, без учета копий и возникающих из-за них осцилляций) совпадает со спектром порождающего его основного импульса с точностью до амплитуды. Спектр основного импульса, в свою очередь, совпадает с точностью до амплитуды со спектром источника ТГц излучения. Как уже было сказано ранее, в нашей установке ТГц излучение генерируется в спектральном диапазоне от примерно 0.15 до 2.2 ТГц, при этом практически вся его энергия сконцентрирована в интервале 0.2–1.2 ТГц. Мы считаем этот интервал адекватной оценкой спектра импульса-сателлита. Дифракционные и плазмонные аномалии с частотами, попадающими в это окно, отразятся в виде особенностей в спектре отклика объекта и, через спектр, в его временном сигнале.

Частоты аномалий Рэля (дифракционной) и Вуда (связанной с возбуждением поверхностных плазмонов) в одномерных решетках определяются их периодом и углом падения излучения:

$$f_R(\pm 1) = \frac{c}{d(1 \mp \sin\theta)}. \quad (133)$$

$$f_W(\pm 1) = \frac{c}{d(\tilde{n} \mp \sin\theta)}. \quad (134)$$

В этих формулах $f_R(\pm 1)$ и $f_W(\pm 1)$ – частоты аномалий Рэля и Вуда для ± 1 порядка дифракции, c – скорость света в вакууме, d – период решеток, θ – угол падения излучения на решетку, $\tilde{n} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}}$, где ε – диэлектрическая проницаемость в полосах решетки. Определенная таким образом \tilde{n} учитывает возбуждение поверхностных плазмонов на границе фотоиндуцированной решетки с воздухом, для учета возбуждения на границе с незасвеченным арсенидом галлия необходимо единицу в знаменателе заменить на $\varepsilon_\infty = 10.88$. Более того, для возбуждения поверхностных плазмонов требуется строго определенное значение ε , удовлетворяющее условию (126). Значением ε мы можем управлять через концентрацию возбуждающихся в поверхностном слое полупроводника носителей, регулируя плотность энергии оптической накачки. Необходимо выбрать такое значение плотности энергии, при котором концентрации возбужденных носителей будет достаточно для того, чтобы ε была меньше -1 (см. первое условие 126) во всем спектральном диапазоне импульса-сателлита (0.2–1.2 ТГц). Расчеты по аналити-

ческой модели, подробно описанной в п.3. данной главы, показали, что подходящей для этой цели ($\varepsilon(f) < -1$ для $\forall f \in [0.2 \text{ ТГц}, 1.2 \text{ ТГц}]$) является концентрация $N_{pc} = 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При таком значении N_{pc} вышеуказанное условие выполняется и для более широкого окна (0.2–2 ТГц), в котором ε' меняется от примерно -20.5 до -4.5 . Следовательно, и в более узком спектральном окне сателлита требуемое на ε условие будет выполнено. Для того, чтобы получить такую концентрацию фотоиндуцированных носителей, как следует из калибровочных измерений с однородной засветкой, аналогичных тем, что были описаны в п.2 и п.4 данной главы, следует использовать плотность энергии порядка 30 мкДж/см^2 .

Следующий шаг состоит в определении геометрических параметров решетки – ориентации полос, скважности и периода. Чтобы формируемые решетки поддерживали возбуждение поверхностных плазмонов, их полосы должны иметь ненулевую проекцию на направление, перпендикулярное поляризации падающего импульса. Наибольшая эффективность плазмонного возбуждения будет наблюдаться для решеток, полосы которых ориентированы перпендикулярно поляризации падающего ТГц импульса. Отклонение от перпендикулярной ориентации будет приводить к снижению эффективности возбуждения плазмонов вплоть до их исчезновения в случае, когда полосы станут параллельны поляризации импульса. В нашей схеме ТГц импульс поляризован в горизонтальной плоскости падения (p -поляризация), поэтому плазмоны будут возбуждаться в решетках с вертикальными полосами и исчезать в решетках с горизонтальными. Скважность решеток следует выбирать из тех соображений, что при слишком большом ее значении из-за дифракционного расплывания отдельные полосы решетки могут перекрываться, образуя в результате сплошной профиль засветки. С другой стороны, при слишком малом значении скважности индуцированное ТГц волной колебание электронов на одном периоде не сможет “дотянуться” до соседнего, т.е. пропадет необходимая для поверхностных плазмон-поляритонов когерентность колебаний на соседних периодах, возмущение не сможет распространяться. В этом случае возбуждаться будут только локализованные плазмоны. Из этих соображений целесообразно выбрать некоторое промежуточное значение скважности, например, $1/2$.

Период формируемых решеток определяет частоту дифракционных и плазмонных аномалий в соответствии с формулами (133) и (134). Поэтому он должен быть выбран таким, чтобы частоты аномалий обоих типов попадали в спектр импульса-сателлита. Как и в случае с ε , целесообразней взять несколько большее окно периодов (в обе стороны). Кроме того, необходимо учитывать, что решетки поддерживают дифракцию более чем в один порядок. Связанные с разными порядками аномалии (Рэля и Вуда) могут по-разному проявляться в разных

частях спектра. Например, на низкочастотной границе аномалия Рэлея +1-го порядка может быть более выражена, чем -1-го, а на высокочастотной – наоборот, аномалия -1-го порядка будет преобладать. Поэтому важно по возможности захватывать все порядки и связанные с ними аномалии. На Рис. 40 представлен скетч, который иллюстрирует аномалии обоих типов для разных дифракционных порядков на границах спектрального окна импульса-сателлита.

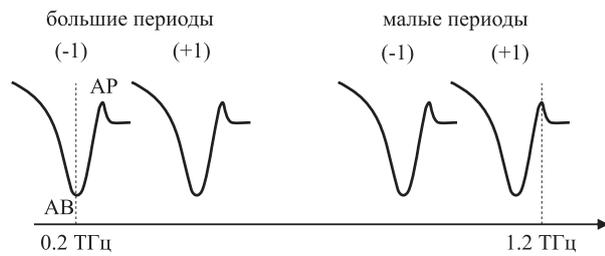


Рис. 40: К определению диапазона периодов формируемых решеток. Вертикальными пунктирными линиями отмечены границы спектра импульса-сателлита. Схематично показаны резонансная особенность вида “пик-провал” и ее положения в спектре в зависимости от периода и порядка дифракции. Сокращения: АР – аномалия Рэлея, АВ – аномалия Вуда.

Таким, чтобы соответствующая ему аномалия Вуда -1-го порядка имела частоту, соответствующую низкочастотной границе спектра зондирующего импульса (например, сателлита). Наименьшее значение периода, в свою очередь, должно быть таким, чтобы соответствующая ему аномалия Рэлея +1-го порядка попадала на высокочастотную границу этого спектра. Расчет по формулам (133) и (134) показывает, что при угле падения ТГц импульса в 30° для попадания аномалий обоих типов и порядков в спектральное окно импульса сателлита (0.2–1.2 ТГц) следует брать периоды решеток от 500 мкм до примерно 900 мкм. Целесообразнее брать более широкое окно периодов (в обе стороны), чтобы, в том числе, отследить эффекты на границах.

Было проведено исследование отклика одномерных решеток, фотодинамически сформированных на поверхности тонкой (400 мкм) пластинки из арсенида галлия путем ее структурированной засветки оптическим импульсом с длиной волны 800 нм и плотностью энергии 30 мкДж/см². Скважность решеток была за-

Видно, что если частота аномалии Рэлея +1-го порядка попадает на высокочастотную границу окна, то это окно автоматически будет содержать, как аномалию Вуда того же порядка, так и аномалии обоих типов для -1-го порядка. Та же логика справедлива и для противоположной части спектра: если на низкочастотную границу спектра зондирующего импульса (сателлита) попадает аномалия Вуда -1-го порядка, то в спектр автоматически попадут как аномалия Рэлея того же порядка, так и обе аномалии другого порядка. На основании изложенной выше логики, можно наложить следующие ограничения на период формируемых решеток. Наибольшее значение периода должно быть

фиксирована в эксперименте и составляла $1/2$, период варьировался в диапазоне от 275 мкм до 2075 мкм. Полосы решеток (вертикальные) были ортогональны поляризации падающего на пластинку под углом 30° ТГц импульса. В эксперименте измерялась полная временная зависимость электрического поля прошедшего за освещенную пластинку ТГц излучения, из которой впоследствии выделялась часть, соответствующая полю импульса-сателлита. Оно представлено на Рис. 41а для разных значений периода формируемых решеток. Можно видеть, что с увеличе-

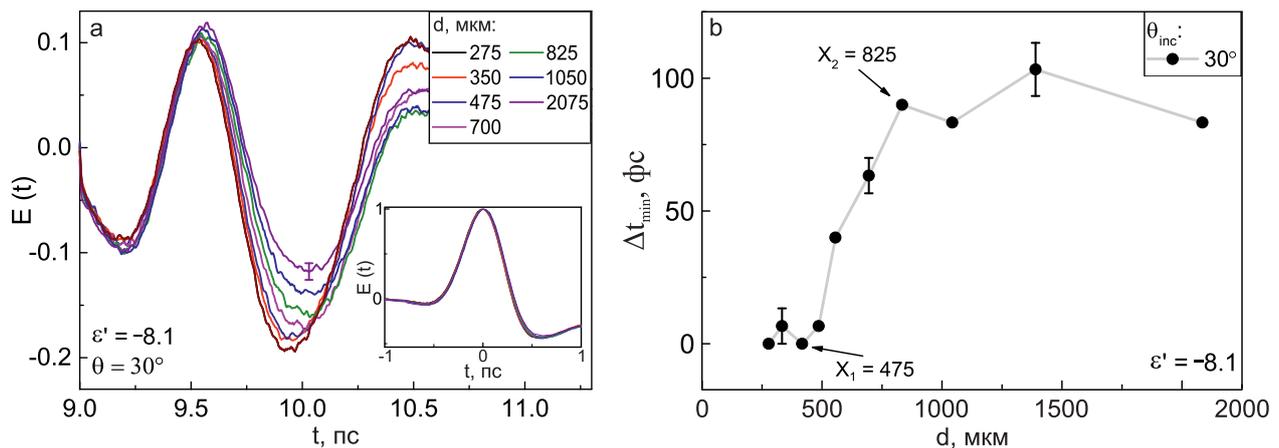


Рис. 41: а) Временная зависимость электрического поля импульса-сателлита $E(t)$ для разных значений периода d решеток, фотоиндуцированных на поверхности пластинки из арсенида галлия. Все кривые нормированы на максимальное значение поля основного импульса. С момента его достижения ведется отсчет по временной шкале. На вставке показано нормированное на максимум поле основного импульса для разных значений периода формируемых решеток. б) Кривая смещения положения минимума поля импульса-сателлита Δt_{min} с периодом формируемых решеток. Стрелками отмечены периоды, соответствующие точкам перегиба в зависимости. Угол падения ТГц излучения на пластинку составляет 30° . Плотность энергии оптической накачки составляет 30 мкДж/см^2 .

нием периода формируемых решеток уменьшается амплитуда провала во временной зависимости поля сателлита: он становится все менее выраженным. Кроме того, при достижении определенного периода, провал начинает смещаться в сторону больших временных задержек. Для того, чтобы отследить этот эффект, построим зависимость смещения минимума t_{min} поля импульса-сателлита (лежащего в окрестности задержки $t = 10$ пс) относительно некоторого фиксированного положения от периода формируемых решеток. В качестве такой референсной точки (положения) удобно брать задержку, соответствующую минимуму провала для

случая решетки с периодом $d = 275$ мкм ($t \approx 9.85 - 9.9$ пс). Вышеуказанная зависимость представлена на Рис. 41б. В ней наблюдаются две ярко выраженные точки перегиба на периодах 475 и 850 мкм. Внутри интервала периодов, ограниченного этими значениями, провал (минимум поля импульса-сателлита) смещается существенно всего, значение t_{min} меняется практически на 100 фс. Вне этого окна периодов t_{min} изменяется слабо. Расчет по формулам (133) и (134) показывает, что при данном угле падения для периода 475 мкм аномалия Рэлея +1-го порядка будет наблюдаться на частоте 1.26 ТГц, которая, вообще говоря, близка к высокочастотной границе спектра импульса-сателлита. Кроме того, для периода 850 мкм рассчитанное значение аномалии Вуда -1-го порядка составит примерно 0.21 ТГц. Это уже, в свою очередь, очень близко к низкочастотной границе спектра импульса-сателлита. Близость значений периодов, отвечающих точкам перегиба в зависимости Δt_{min} от d , представленной на Рис. 41б, а также началу и окончанию смещения провала в зависимости поля сателлита $E(t)$, показанной на Рис. 41а, к значениям, соответствующим дифракционным и плазмонным аномалиям, лежащим на границах спектра импульса-сателлита позволяет, во-первых, предположить дифракционную природу наблюдаемого смещения и, во-вторых, подтверждает приведенные выше соображения относительно исследования отклика фотоиндуцированных решеток предложенным ранее (альтернативным) методом. Действительно, модификация профиля импульса-сателлита должна происходить тогда, когда смещающиеся с периодом дифракционные и плазмонные аномалии перекрываются с его спектром. В отсутствие перекрытия никаких изменений как в спектре, так и во временном сигнале быть не должно. Оба эти сценария как раз и реализуется на исследуемом интервале периодов (соответственно, внутри и вне окна 475-850 мкм) и непосредственно наблюдаются в эксперименте. Предложенный метод действительно позволяет косвенно (через временной сигнал) чувствовать особенности в спектре отклика фотоиндуцированных объектов.

Вернемся к дифракционной природе наблюдаемого эффекта - смещения провала во временном профиле импульса-сателлита с изменением периода формируемых решеток. Подтверждением этой гипотезы (о том, что смещение вызвано дифракцией или связанными с ней плазмонными эффектами) стало бы качественное изменение зависимости Δt_{min} от d при изменении угла падения ТГц излучения на решетку. Угол падения определяет частоты дифракционных и плазмонных аномалий (см. формулы (133) и (134)), поэтому при его изменении точки перегиба на указанной зависимости должны сместиться, соответствующие им значения периода должны измениться. Но при этом важно понимать, что спектр импульса-сателлита, который, в первую очередь, определяется источником излучения, оди-

наковым в данной серии экспериментов, и в особенности его граничные частоты меняться не должны. Было проведено измерение зависимости Δt_{min} от d для угла падения 15° , полученная зависимость показана на Рис. 42 фиолетовой кривой. Можно видеть, что с уменьшением угла падения ТГц импульса на пластинку с

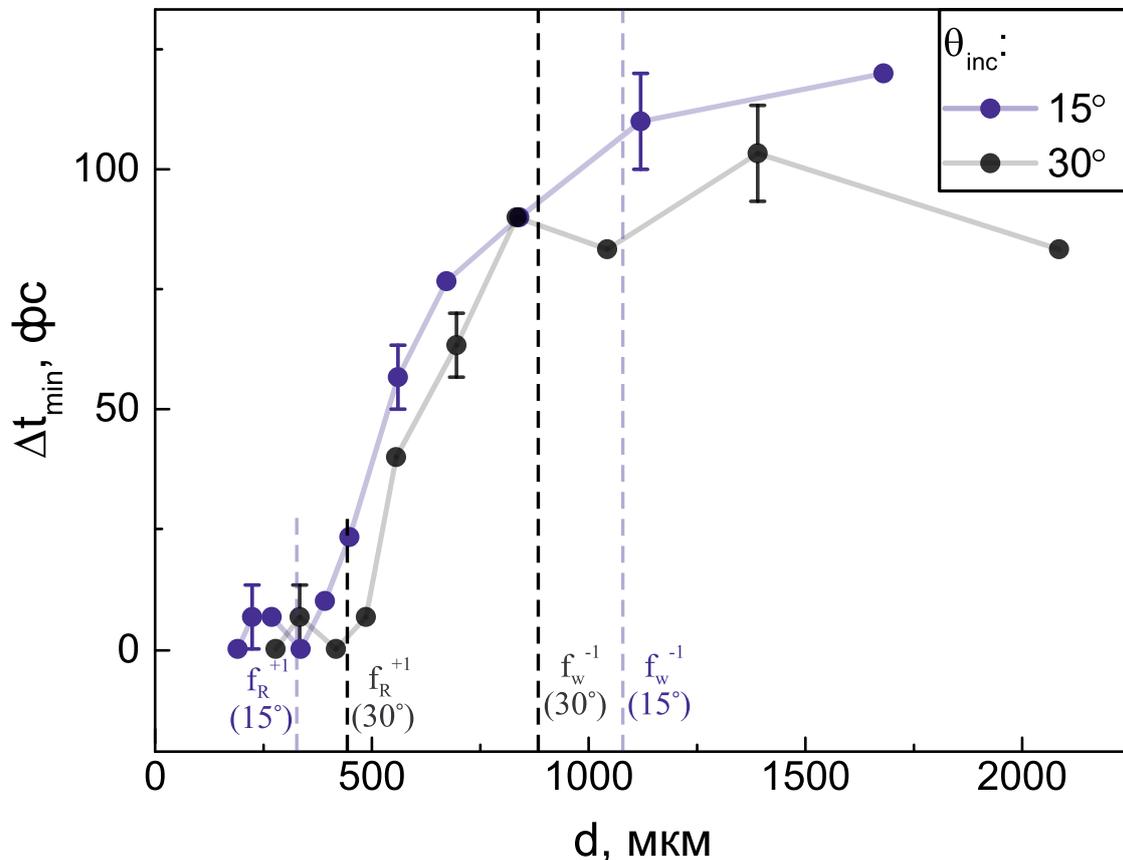


Рис. 42: Смещение минимума поля импульса-сателлита с периодом d формируемых на поверхности пластинки решеток для углов падения 15° и 30° на нее ТГц излучения. Вертикальными линиями отмечены периоды, соответствующие точкам перегиба для каждой из кривых.

30° до 15° точки перегиба на указанной зависимости действительно сместились. Теперь, первая точка перегиба (отмечена вертикальной пунктирной фиолетовой линией на Рис. 42) наблюдается при значении d , равном 325 мкм, вторая (также отмечена вертикальной пунктирной линией) – при для периода, равного примерно 1100 мкм. Осталось убедиться, что новые значения периодов, в особенности меньший, соответствующий высокочастотной границе, попадают на границы спектра импульса-сателлита, как это было ранее для угла 30° . Вертикальные линии на графике показывают рассчитанные аналитически по формулам (133) и (134) значения периодов, при которых для указанного угла падения данная аномалия (Рэ-ля или Вуда) попадает на границу спектра импульса-сателлита. Можно видеть,

что точки перегиба в зависимости Δt_{min} от d наблюдается на периодах, близких к рассчитанным аналитически и соответствующим границам спектра спутника. Как это и должно быть, при изменении угла падения границы спектра импульса-спутника остались теми же. Наблюдаемые качественные различия кривых для разных углов падения, в частности, смещение точек перегиба в условиях постоянства спектра зондирующего импульса (импульса-спутника) подтверждают гипотезу о дифракционной природе наблюдаемого эффекта.

Следующим шагом стало измерение зависимости Δt_{min} от d для различных значений F плотности энергии импульса накачки. Использовались четыре значения F (20, 25, 30 и 35 мкДж/см²), соответствующие концентрациям 7×10^{17} см⁻³, 8.25×10^{17} см⁻³, 1×10^{18} см⁻³, а также 1.25×10^{18} см⁻³. Полученные кривые показаны на Рис. 43 для угла падения ТГц излучения 15° . Можно видеть, что плот-

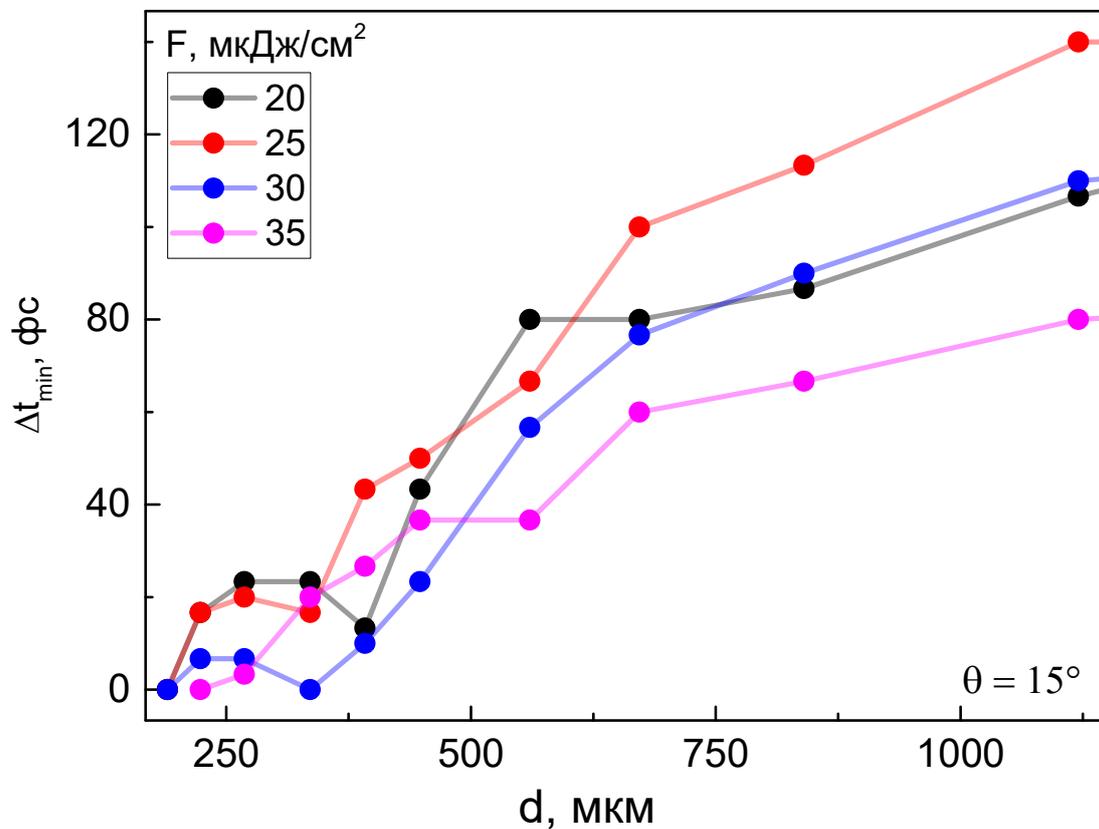


Рис. 43: Зависимость смещения минимума поля импульса-спутника от периода d формируемых решеток для разных значений плотности энергии импульса накачки. Угол падения ТГц излучения на засвеченную пластинку составляет 15° .

ность энергии влияет на размах кривых, т.е. на максимально возможную величину смещения с периодом d провала во временном профиле импульса-спутника, причем эта зависимость (максимального смещения от F) является, вообще говоря, немонотонной. Так, на указанном интервале периодов (200–1125 мкм) при

плотностях энергии 20 и 30 мкДж/см² минимум поля импульса-сателлита может сместиться на примерно 105 фс, а при плотности 25 мкДж/см² – практически на 140 фс. При максимально возможном значении F смещение на том же интервале периодов не превышает 80 фс. И хотя получившийся результат, безусловно, представляет интерес, следует понимать, что он является не совсем корректным и, скорее, носит вспомогательный характер (в контексте дальнейшего повествования). Дело в том, что прямое сравнение между кривыми некорректно по той причине, что они, вообще говоря, получены в разных условиях. Так, для концентрации возбужденных носителей 7×10^{17} см⁻³ ($F = 20$ мкДж/см²) условие на возбуждение плазмонов нарушается для некоторой полосы частот из спектра импульса-сателлита: в этой полосе значение ε' по абсолютному значению меньше $\varepsilon_d = 1$. Для других значений F (и, соответственно, N_{pc}) поверхностные плазмоны могут возбуждаться для всех частот из спектра сателлита (модуляции ε достаточно). Зависящая от плотности энергии импульса накачки диэлектрическая проницаемость также определяет и контраст показателя преломления между темными и светлыми (засвеченными) полосами решетки, влияющий на ее дифракционную эффективность. Она будет отличаться для каждого из четырех значений F . Кроме того, от F также будут зависеть и амплитуды волн, формирующих профиль импульса-сателлита в результате интерференции. Этот эффект, ранее рассмотренный на примере однородной засветки (см. Рис. 38), сохранится и в случае структурированной. Без учета приведенных выше факторов прямое сравнение между кривыми для разных значений F будет приводить к некорректным результатам. На оба эти эффекта также накладывається и изменение соотношения между омическими (на поглощение) и радиационными потерями плазмона. Следовательно, модификация профиля импульса-сателлита при изменении плотности энергии импульса накачки сопряжена с целой комбинацией взаимосвязанных (точнее, связанных с изменением ε') эффектов, среди которых также есть и влияние возбуждающихся поверхностных плазмонов. Аккуратный учет всех вышеизложенных механизмов и выделение плазмонного вклада потребует построения дополнительных сложных аналитических моделей. Существует, однако, более простой способ, позволяющий отследить возбуждение плазмонов (что, вообще говоря, является одной из целей данной главы) и оценить сопутствующий вклад в смещение минимума поля сателлита.

Как известно, для возбуждения поверхностных плазмонов требуется определенная конфигурация решетки: ее полосы должны быть ориентированы перпендикулярно (иметь ненулевую проекцию на направление, перпендикулярное) поляризации падающего излучения. При параллельной ориентации возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов не произойдет. ПМС позволяет осуществить

поворот полос решетки без внесения в схему дополнительных элементов, достаточно просто передать на его дисплей голограмму соответствующего изображения. При этом изменения других параметров решетки, таких как, например, скважность и значение диэлектрической проницаемости в полосе, не требуется. В таком случае амплитуды волн, формирующих в результате интерференции профиль импульса-сателлита, останутся неизменными. Кроме того, если угол падения излучения на решетку невелик, то поворот ее полос приведет к сопутствующему (азимутальному) повороту плоскости дифракции без существенного изменения связанных с дифракцией аномалий и дифракционной эффективности. Тогда единственным, что поменяется, станет вклад от возбуждения поверхностных плазмонов. Сравнение величины смещения минимума поля сателлита для решеток, полосы которых ориентированы вдоль и перпендикулярно поляризации падающего ТГц импульса, даст, во-первых, понимание о том, возбуждаются ли в сформированных решетках поверхностные плазмон-поляритоны и, во-вторых, позволит оценить вклад от их возбуждения в наблюдаемый эффект. Было проведено измерение поля ТГц импульса, прошедшего через GaAs пластинку, на поверхности которой были фотодинамически сформированы одномерные решетки с различным периодом и ориентацией полос. Плотность энергии формирующего решетки оптического импульса была выбрана равной 25 мкДж/см^2 из соображений, что при таком значении F наблюдается максимально возможное смещение минимума поля импульса-сателлита (см. Рис. 43). Угол падения ТГц излучения на решетку составлял 10° . Использовались две пространственные конфигурации решеток: решетки, полосы которых были ориентированы перпендикулярно поляризации падающего излучения (плазмонная конфигурация) и параллельно ей (не плазмонная конфигурация). Полученные зависимости смещения минимума поля импульса-сателлита Δt_{min} от периода d формируемых решеток для обеих конфигураций представлены на Рис. 44. На рассматриваемом диапазоне периодов (200–1125 мкм) в случае нерезонансной конфигурации минимум поля импульса-сателлита смещается не более, чем на 50 фс относительно своего начального положения. Механизмом смещения в этом случае могут выступать только дифракционные эффекты. Максимальное смещение в резонансной конфигурации примерно в 2.7 раза больше и составляет 130 фс. В таком случае смещение может быть обусловлено как дифракционными, так и плазмонными эффектами. В силу того, что дифракционные эффекты примерно одинаковы в обоих случаях (как и эффекты, связанные с интерференцией), наблюдаемые различия между кривыми и максимально возможной величиной смещения Δt_{min} могут быть обусловлены только эффектами, связанными с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Соответствующие им резонансы, как правило, имеют большую спектральную ши-

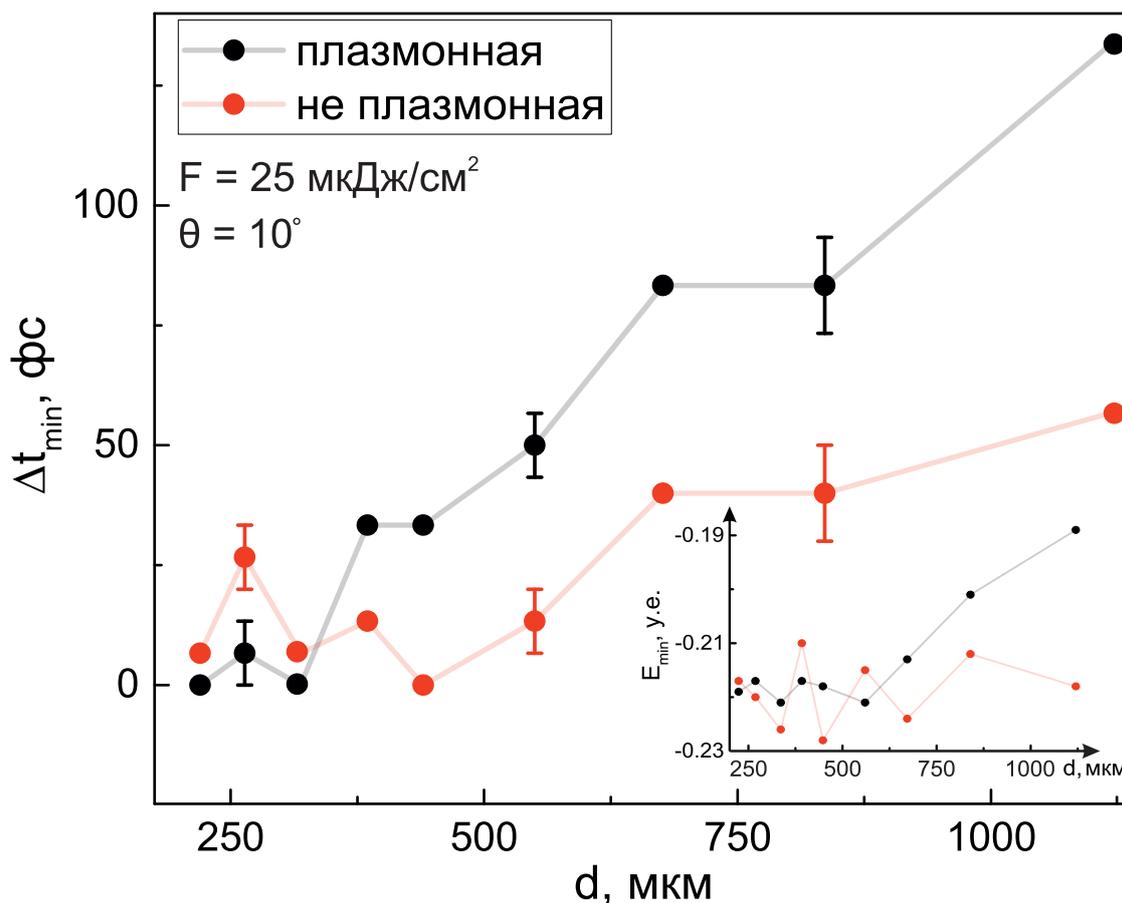


Рис. 44: Сместение минимума поля импульса-сателлита Δt_{\min} с периодом d формируемых решеток, полосы которых ориентированы перпендикулярно (плазмонная конфигурация, черная кривая) и вдоль (неплазмонная конфигурация, красная кривая) поляризации падающего ТГц импульса. Плотность энергии формирующего решетки пучка накачки составляет 25 мкДж/см^2 . Угол падения ТГц импульса на решетку – 10° . На вставке показано изменение с периодом амплитуды минимума поля сателлита для тех же пространственных конфигураций решетки.

рину по сравнению с аномалией Рэля. Это означает, что перекрытие спектра зондирующего импульса с аномалиями обоих типов в решетках, поддерживающих возбуждение плазмонов, будет наблюдаться для более широкого диапазона периодов и вызывать больший разброс значений Δt_{\min} , что мы и можем видеть на Рис. 44 для черной кривой. В пользу возбуждения плазмонов также говорит и разный характер зависимости амплитуды минимума поля сателлита от периода формируемых решеток d (см. вставку на Рис. 44). Так, для нерезонансной конфигурации амплитуда E_{\min} осциллирует вокруг некоторого постоянного значения, для резонансной – монотонно уменьшается (по абсолютному значению), начиная с определенного значения d . Это может указывать на появление дополнительного

канала ухода энергии, которым могут выступать поверхностные плазмоны.

Считая дифракционные эффекты примерно одинаковыми в обоих случаях (справедливо, т.к. другие параметры формируемых решеток (ϵ' , скважность) не меняются при повороте полос и угол падения небольшой), вклад от возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в наблюдаемый эффект смещения минимума можно оценить по разнице максимальных значений Δt_{min} для каждой из кривых. На указанном диапазоне периодов фотодинамически сформированных решеток возникающие в них дифракционные эффекты позволяют сместить положение минимума поля импульса-сателлита на 50 фс, дополнительное смещение на 80 фс достигается в решетках с вертикальными полосами за счет возбуждения в них поверхностных плазмон-поляритонов.

6. Краткие выводы

- Предложена модификация методики терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, позволяющая обойти ограничения, накладываемые множественными отражениями на временной сигнал и спектр пропускания объектов с плоскопараллельными гранями
- Показана возможность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в субмиллиметровых одномерных решетках, фотоиндуцированных на поверхности арсенида галлия.

Заклучение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Экспериментально показано, что величина усиления резонансного экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМОЭК) в одномерных никелевых плазмонных кристаллах зависит от соотношения между омическими Γ_{abs} и радиационными Γ_{rad} потерями возбуждающихся поверхностных плазмон-поляритонов, которое может быть изменено путем варьирования глубины профиля поверхности кристалла. Максимальное усиление достигается в условиях критической связи оптического излучения с поверхностным плазмоном $\Gamma_{abs} = \Gamma_{rad}$. Показано, что в этом случае в никелевом плазмонном кристалле с глубиной модуляции 90 нм и периодом 500 нм в магнитном поле выше поля насыщения значение ЭМОЭК достигает 2,4% на длине волны плазмонного резонанса, что эквивалентно 75-кратному усилению по сравнению с гладкой никелевой пленкой на той же длине волны.
2. Методом фемтосекундной спектроскопии “зонд-накачка” проведено исследование сверхбыстрой динамики коэффициента отражения и ЭМОЭК в никелевом плазмонном кристалле в условии критической связи. Показано, что в условиях нерезонансного нагрева импульсом накачки с плотностью энергии 7 мДж/см² и резонансного возбуждения импульсом зонда поверхностных плазмон-поляритонов дифференциальный коэффициент отражения достигает 6%, а ЭМОЭК изменяется с 1,15% до 0,45%. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в резонансе с импульсом зондирования позволяет зарегистрировать сверхбыструю динамику ЭМОЭК в никелевом плазмонном кристалле, неразличимую на фоне шумов в гладкой никелевой пластине. Обнаружено замедление динамики коэффициента отражения образца по сравнению с пластиной, обусловленное несовпадением в пространстве областей нагрева и зондирования на его поверхности. Показано, что для исследуемого никелевого плазмонного кристалла возможно разделение вкладов в наблюдаемую сверхбыструю динамику ЭМОЭК от индуцированного лазерным нагревом изменения намагниченности и модуляции диэлектрической проницаемости.
3. Предложена модификация методики терагерцовой (ТГц) спектроскопии с временным разрешением, основанная на анализе особенностей временной зависимости электрического поля ТГц импульса, появившихся в результате его множественных отражений от граней исследуемого объекта. Предложенным методом исследован ТГц отклик одномерных перестраиваемых

решеток, фотоиндуцированных на поверхности низколегированного арсенида галлия фемтосекундным лазерным излучением со сформированным при помощи пространственного модулятора света профилем. Показано, что коэффициент пропускания фотоиндуцированных решеток зависит от их параметров, включая период и ориентацию полос, а также от плотности энергии формирующего их оптического излучения. При достижении порогового значения плотности энергии, равного 25 мкДж/см^2 , в сформированных решетках наблюдается возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов с резонансной частотой в диапазоне от 0,2 до 1,25 ТГц.

Благодарности

Автор выражает благодарность, прежде всего, своим научным руководителям – Долговой Татьяне Викторовне и Федянину Андрею Анатольевичу за возможность поработать над интересными и актуальными задачами на стыке нанофотоники, магнитооптики, лазерной физики, физики твердого тела, за поддержку на всех этапах подготовки диссертации и терпеливые ответы на бесчисленное количество моих вопросов. Эта диссертация не могла появиться без участия Максима Кирьянова, многочасовые дискуссии с которыми помогли гораздо лучше разобраться в предмете и найти решение там, где, как мне казалось, найти его было уже невозможно. Большое спасибо Александру Фролову, который терпеливо учил меня всем тонкостям работы физика-экспериментатора на протяжении первых лет работы в лаборатории. Отдельно выражаю благодарность Стадничуку Владимиру, способному, на мой взгляд, оживить и заставить работать любое оборудование. Спасибо всему коллективу кафедры нанофотоники за создание благоприятной и продуктивной рабочей атмосферы. И, конечно, огромное спасибо моим родителям Новиковой Ларисе Юрьевне и Новикову Алексею Вячеславовичу, а также моей жене Наде за бесконечную веру в меня и в то, что у меня все получится.

Список литературы

- [1] Joshua A. Jackman, Abdul Rahim Ferhan, Nam-Joon Cho, Nanoplasmonic sensors for biointerfacial science// *Chem. Soc. Rev.* – 2017. – Vol. 46, p. 3615.
- [2] Arash Ahmadvand, Burak Gerislioglu, Rajeev Ahuja, Yogendra Kumar Mishra, Terahertz plasmonics: The rise of toroidal metadevices towards immunobiosensings// *Mater. Today* – 2020. – Vol. 32, p. 108.
- [3] Yi Xu, Ping Bai, Xiaodong Zhou, Yuriy Akimov, Ching Eng Png, Lay-Kee Ang, Wolfgang Knoll, Lin Wu, Optical refractive index sensors with plasmonic and photonic structures: Promising and inconvenient truth// *Adv. Opt. Mater.* – 2019. – Vol. 7, p. 1801433.
- [4] Binghao Ng, Jianfeng Wu, Stephen M. Hanham, Antonio I. Fernández-Domínguez, Norbert Klein, Yun Fook Liew, Mark B. H. Breese, Minghui Hong, Stefan A. Maier, Spoof plasmon surfaces: A novel platform for thz sensing// *Adv. Opt. Mater.* – 2013. – Vol. 1, p. 543.
- [5] Victor K. Belyaev, Valeria V. Rodionova, Andrey A. Grunin, Mitsuteru Inoue, Andrey A. Fedyanin, Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal // *Sci. Rep.* – 2020. – Vol. 10, p. 7133.
- [6] Nan Zhou, Xianfan Xu, Aaron T. Hammack, Barry C. Stipe, Kaizhong Gao, Werner Scholz, Edward C. Gage, Plasmonic near-field transducer for heat-assisted magnetic recording// *Nanophotonics* – 2014. – Vol. 3, p. 141.
- [7] Sergey Lepeshov, Andrei Gorodetsky, Alexander Krasnok, Edik Rafailov, Pavel Belov, Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas// *Laser Photonics Rev.* – 2017. – Vol. 11, p. 1600199.
- [8] Kylie R. Catchpole, Albert Polman, Plasmonic solar cells.// *Opt. Express* – 2008. – Vol. 16, p. 21793.
- [9] Song-Yuan Ding, Jun Yi, Jian-Feng Li, Bin Ren, De-Yin Wu, Rajapandiyan Panneerselvam, Zhong-Qun Tian, Nanostructure-based plasmon-enhanced raman spectroscopy for surface analysis of materials// *Nat. Rev. Mater.* – 2016. – Vol. 1, p. 16021.
- [10] Jian-Feng Li, Chao-Yu Li, Ricardo F. Aroca, Plasmon-enhanced fluorescence spectroscopy// *Chem. Soc. Rev.* – 2017. – Vol. 46, p. 3962.

- [11] V. I. Belotelov, I. A. Akimov, M. Pohl, V. A. Kotov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, Achanta Venu Gopal, D. R. Yakovlev, A. K. Zvezdin, M. Bayer, Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nature Nanotech.* – 2011. – Vol. 6, p. 370.
- [12] M. Pohl, V. I. Belotelov, I. A. Akimov, S. Kasture, A. S. Vengurlekar, A. V. Gopal, A. K. Zvezdin, D. R. Yakovlev, M. Bayer, Plasmonic crystals for ultrafast nanophotonics: Optical switching of surface plasmon polaritons // *Phys. Rev. B* – 2012. – Vol. 85, p. 081401.
- [13] Martti Kaaranen, Anatoly V. Zayats, Nonlinear plasmonics // *Nature Photon.* – 2012. – Vol. 6, p. 737.
- [14] J. B. González-Díaz, A. García-Martín, G. Armelles, J. M. García-Martín, C. Clavero, A. Cebollada, R. A. Lukaszew, J. R. Skuza, D. P. Kumah, R. Clarke, Surface-magnetoplasmon nonreciprocity effects in noble-metal/ferromagnetic heterostructures // *Phys. Rev. B* – 2007. – Vol. 76, p. 153402.
- [15] A. I. Musorin, A. V. Chetvertukhin, T. V. Dolgova, H. Uchida, M. Inoue, B. S. Luk'yanchuk, A. A. Fedyanin, Tunable multimodal magnetoplasmonic metasurfaces // *Appl. Phys. Lett.* – 2019. – Vol. 115, .
- [16] A. V. Baryshev, A. M. Merzlikin, Tunable plasmonic thin magneto-optical wave plate // *J. Opt. Soc. Am. B* – 2016. – Vol. 33, p. 1399.
- [17] Dominik Floess, Mario Hentschel, Thomas Weiss, Hanns-Ulrich Habermeier, Jian Jiao, Sergei G. Tikhodeev, Harald Giessen, Plasmonic analog of electromagnetically induced absorption leads to giant thin film faraday rotation of 14° // *Phys. Rev. X* – 2017. – Vol. 7, p. 021048.
- [18] Nicolò Maccaferri, Luca Bergamini, Matteo Pancaldi, Mikolaj K. Schmidt, Mikko Kataja, Sebastiaan van Dijken, Nerea Zabala, Javier Aizpurua, Paolo Vavassori, Anisotropic nanoantenna-based magnetoplasmonic crystals for highly enhanced and tunable magneto-optical activity // *Nano Lett.* – 2016. – Vol. 16, p. 2533.
- [19] A. Yu. Frolov, M. R. Shcherbakov, A. A. Fedyanin, Dark mode enhancing magneto-optical kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals // *Phys. Rev. B* – 2020. – Vol. 101, p. 045409.
- [20] Stéphane Collin, Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications // *Rep. Prog. Phys.* – 2014. – Vol. 77, p. 126402.

- [21] A. Vaterlaus, et. al., Spin-lattice relaxation time of ferromagnetic gadolinium determined with time-resolved spin-polarized emission//Phys. Rev. Lett. – 1991. – Vol. 67, p. 3314.
- [22] E. Beaurepaire, et. al., Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel// Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76, p. 4250.
- [23] B. Koopmans, G. Malinowski, F. Dalla Longa, D. Steiauf, M. Fähnle, T. Roth, M. Cinchetti, M. Aeschlimann, Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization// Nat. Mater. – 2010. – Vol. 9, p. 259.
- [24] M. Battiato, K. Carva, P. M. Oppeneer, Superdiffusive spin transport as a mechanism of ultrafast demagnetization// Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105, p. 027203.
- [25] C. Korff Schmising, B. Pfau, M. Schneider, C. M. Günther, M. Giovannella, J. Perron, B. Vodungbo, L. Müller, F. Capotondi, E. Pedersoli, N. Mahne, J. Lüning, S. Eisebitt, Imaging ultrafast demagnetization dynamics after a spatially localized optical excitation // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 112, p. 217203.
- [26] B. Pfau, S. Schaffert, L. Müller, C. Gutt, A. Al-Shemmary, F. Büttner, R. Delaunay, S. Düsterer, S. Flewett, R. Frömter, J. Geilhufe, E. Guehrs, C. M. Günther, R. Hawaldar, M. Hille, N. Jaouen, A. Kobs, K. Li, J. Mohanty, H. Redlin, et al., Ultrafast optical demagnetization manipulates nanoscale spin structure in domain walls// Nat. Commun. – 2012. – Vol. 3, p. 1100.
- [27] Andrei Kirilyuk, Alexey V. Kimel, Theo Rasing, Ultrafast optical manipulation of magnetic order// Rev. Mod. Phys. – 2010. – Vol. 82, p. 2731.
- [28] Haitian Xu, Ghazal Hajisalem, Geoffrey M. Steeves, Reuven Gordon, Byoung C. Choi, Nanorod surface plasmon enhancement of laser-induced ultrafast demagnetization// Sci. Rep. – 2015. – Vol. 5, p. 15933.
- [29] Mikko Kataja, Francisco Freire-Fernández, Jorn P. Witteveen, Tommi K. Hakala, Päivi Törmä, Sebastiaan Dijken, Plasmon-induced demagnetization and magnetic switching in nickel nanoparticle arrays// Appl. Phys. Lett. – 2018. – Vol. 112, .
- [30] Tydex, https://www.tydexoptics.com/ru/optics_stock/.
- [31] Thorlabs, https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_ID=14885.

- [32] Takanori Okada, Koichiro Tanaka, Photo-designed terahertz devices// Sci. Rep. – 2011. – Vol. 1, p. 1.
- [33] Stefan F. Busch, Steffen Schumann, Christian Jansen, Maik Scheller, Martin Koch, Bernd M. Fischer, Optically gated tunable terahertz filters// Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol. 100, p. 261109.
- [34] Zhenwei Xie, Xinke Wang, Jiasheng Ye, Shengfei Feng, Wenfeng Sun, Tahsin Akalin, Yan Zhang, Spatial terahertz modulator// Sci. Rep. – 2013. – Vol. 3, p. 3347.
- [35] H K Tyagi, J Gómez Rivas, Photo-generated thz plasmonic waveguides// J. Opt. – 2014. – Vol. 16, p. 094011.
- [36] Li-Jing Cheng, Lei Liu, Optical modulation of continuous terahertz waves towards cost-effective reconfigurable quasi-optical terahertz components// Opt. Express – 2013. – Vol. 21, p. 28657.
- [37] Stefan Busch, Benedikt Scherger, Maik Scheller, Martin Koch, // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37, p. 1391.
- [38] Jinying Guo, Teng Wang, Huan Zhao, Xinke Wang, Shengfei Feng, Peng Han, Wenfeng Sun, Jiasheng Ye, Guohai Situ, Hou-Tong Chen, Yan Zhang, Reconfigurable terahertz metasurface pure phase holograms// Adv. Opt. Mater. – 2019. – Vol. 7, p. 1801696.
- [39] G. Georgiou, H. K. Tyagi, P. Mulder, G. J. Bauhuis, J. J. Schermer, J. Gómez Rivas, // Sci. Rep. – 2014. – Vol. 4, p. 3584.
- [40] R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, R. N. Hamm, Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction// Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 21, p. 1530.
- [41] H. Raether, *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. – Berlin: Springer, 1988.
- [42] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*. – USA: Holt-Saunders, 1976.
- [43] John J. Quinn, Kyung-Soo Yi, *Solid State Physics: Principles and Modern Applications*. – Berlin, Heidelberg: Springer, 2009.
- [44] Т.А. Вартамян, *Основы физики металлических наноструктур*. – СПб.: НИУ ИТМО, 2013.

- [45] Ellen J. Zeman, George C. Schatz, An accurate electromagnetic theory study of surface enhancement factors for silver, gold, copper, lithium, sodium, aluminum, gallium, indium, zinc, and cadmium// J. Phys. Chem. – 1987. – Vol. 91, p. 634.
- [46] Stefan Alexander Maier, *Plasmonics - Fundamentals and Applications*. – New York, NY: Springer, 2007.
- [47] E. Kretschmann, H. Raether, Radiative decay of non-radiative surface plasmons excited by light// Z. Naturforsch – 1968. – Vol. 23A, p. 2135.
- [48] A. Otto, Excitation of surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection// Z. Physik – 1968. – Vol. 216, p. 398.
- [49] Andrei Kolomenski, Al. A. Kolomenskiĭ, John A. Noel, Siying Peng, Hans A. Schuessler, Propagation length of surface plasmons in a metal film with roughness.// Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48, p. 5683.
- [50] W.L. Barnes, A. Dereux, T. Ebbesen, Surface plasmon subwavelength optics// Nature – 2003. – Vol. 424, p. 824.
- [51] А.К. Звездин, В.А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*. – Москва: Наука, 1988.
- [52] O. S. Heavens, R. F. Miller, Samuel Tolansky, Measurement of faraday rotation in single-crystal nickel films// Proc. R. Soc. Lon. – 1962. – Vol. 266, p. 547.
- [53] С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, *Физическая оптика*. – Москва: Наука, 2004.
- [54] Г.С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*. – Москва: Издательство Московского Университета, 1976.
- [55] H. Rubinstein, M. Mac Donald, Transverse magneto-optic effects in ni-fe films// IEEE Trans. Magn. – 1968. – Vol. 4, p. 405.
- [56] A.A. Grunin, A.G. Zhdanov, A.A. Ezhov, E.A. Ganshina, A.A. Fedyanin, Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings// Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97, p. 261908–1.
- [57] Victor K. Pustovalov, Multi-temperature modeling of femtosecond laser pulse on metallic nanoparticles accounting for the temperature dependences of the parameters// Nanotechnol. Precis. Eng. – 2022. – Vol. 5, p. 045001.
- [58] Sun, Vallée, Acioli, Ippen, Fujimoto, Femtosecond-tunable measurement of electron thermalization in gold.// Phys. Rev. B – 1994. – Vol. 50, p. 15337.

- [59] Natalia Del Fatti, Christophe Voisin, Marc Achermann, S. Tzortzakis, Dimitris Christofilos, Fabrice Vallée, Nonequilibrium electron dynamics in noble metals // *Phys. Rev. B* – 2000. – Vol. 61, p. 16956.
- [60] B. Y. Mueller, B. Rethfeld, Relaxation dynamics in laser-excited metals under nonequilibrium conditions // *Phys. Rev. B* – 2013. – Vol. 87, p. 035139.
- [61] S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich, Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses // *Zh. Eksp. Teor. Fiz* – 1974. – Vol. 66, p. 375.
- [62] Абрикосов А.А., *Основы теории металлов*. – Москва: Наука, 1987.
- [63] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. – New York: John Wiley and Sons, 1995.
- [64] Julius Hohlfeld, S.-S. Wellershoff, Jens Güdde, Ulrich Conrad, V. Jähnke, Eckart Matthias, Electron and lattice dynamics following optical excitation of metals // *Chem. Phys.* – 2000. – Vol. 251, p. 237.
- [65] S.-S. Wellershoff, Julius Hohlfeld, Jens Güdde, Eckart Matthias, The role of electron–phonon coupling in femtosecond laser damage of metals // *Appl. Phys. A* – 1999. – Vol. 69, p. S99.
- [66] A. Scholl, L. Baumgarten, R. Jacquemin, W. Eberhardt, Ultrafast spin dynamics of ferromagnetic thin films observed by fs spin-resolved two-photon photoemission // *Phys. Rev. Lett.* – 1997. – Vol. 79, p. 5146.
- [67] C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, R. Mitzner, T. Quast, K. Holldack, S. Khan, C. Lupulescu, E. F. Aziz, M. Wietstruk, H. A. Dürr, W. Eberhardt, Femtosecond modification of electron localization and transfer of angular momentum in nickel // *Nat. Mater.* – 2007. – Vol. 6, p. 740.
- [68] Koopmans B., // *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* – 2007. – Vol. 3, p. 1589.
- [69] B. Koopmans, J. J. M. Ruigrok, F. Dalla Longa, W. J. M. Jonge, Unifying ultrafast magnetization dynamics // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – Vol. 95, p. 267207.
- [70] Jagdeep Shah, *Ultrafast spectroscopy of semiconductors and semiconductor nanostructures*. – New York: Springer, 1996.
- [71] Elsayed-Ali, Norris, Pessot, Mourou, Time-resolved observation of electron-phonon relaxation in copper. // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 58, p. 1212.

- [72] R. W. Schoenlein, W. Z. Lin, J. G. Fujimoto, G. L. Eesley, Femtosecond studies of nonequilibrium electronic processes in metals//Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58, p. 1680.
- [73] K. Seibert, G. C. Cho, W. Kütt, H. Kurz, D. H. Reitze, J. I. Dadap, H. Ahn, M. C. Downer, A. M. Malvezzi, Femtosecond carrier dynamics in graphite // Phys. Rev. B – 1990. – Vol. 42, p. 2842.
- [74] B. Fischer, N. Marschall, H.J. Queisser, Experimental studies of optical surface excitations//Surf. Sci. – 1973. – Vol. 34, p. 50.
- [75] V. I. Safarov, V. A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marlière, Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 73, p. 3584.
- [76] Markus Rollinger, Philip Thielen, Emil Melander, Erik Östman, Vassilios Kapaklis, Björn Obry, Mirko Cinchetti, Antonio García-Martín, Martin Aeschlimann, Evangelos Th. Papaioannou, Light localization and magneto-optic enhancement in ni antidot arrays//Nano Lett. – 2016. – Vol. 16, p. 2432.
- [77] Jessie Yao Chin, Tobias Steinle, Thomas Wehler, Daniel Dregely, Thomas Weiss, Vladimir I. Belotelov, Bernd Stritzker, Harald Giessen, Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film faraday rotation//Nat. Commun. – 2013. – Vol. 4, p. 1599.
- [78] S. A. Dyakov, F. Spitzer, I. Akimov, D. A. Yavsin, S. I. Pavlov, S. Y. Verbin, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. B. Pevtsov, M. Bayer, Transverse magneto-optical kerr effect in magnetite covered by array of gold nanostripes//Semiconductors – 2018. – Vol. 52, p. 1857.
- [79] Nir Rotenberg, Markus Betz, Henry M. Driel, Ultrafast control of grating-assisted light coupling to surface plasmons // Opt. Lett. – 2008. – Vol. 33, p. 2137.
- [80] Martti Kaaranen, Anatoly V. Zayats, Nonlinear plasmonics// Nature Photon – 2012. – Vol. 6, p. 737.
- [81] P.E. Ferguson, O.M. Stafsudd, R.F. Wallis, Surface magnetoplasma waves in nickel//Physica B+C – 1977. – Vol. 86, p. 1403.
- [82] J. J. Burke, G. I. Stegeman, T. Tamir, Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films// Phys. Rev. B – 1986. – Vol. 33, p. 5186.

- [83] Robert K. Hickernell, Dror Sarid, Long-range surface magnetoplasmons in thin nickel films // *Opt. Lett.* – 1987. – Vol. 12, p. 570–572.
- [84] Newman, D. M., Wears, M. L., Matelon, R. J., Plasmon transport phenomena on a continuous ferromagnetic surface // *Europhys. Lett.* – 2004. – Vol. 68, p. 692–698.
- [85] A. R. Pomozov, A. L. Chekhov, I. A. Rodionov, A. S. Baburin, E. S. Lotkov, M. P. Temiryazeva, K. N. Afanasyev, A. V. Baryshev, T. V. Murzina, Two-dimensional high-quality Ag/Py magnetoplasmonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 116, p. 013106.
- [86] S. A. Dyakov, I. M. Fradkin, N. A. Gippius, L. Klompmaker, F. Spitzer, E. Yalcin, I. A. Akimov, M. Bayer, D. A. Yavsin, S. I. Pavlov, A. B. Pevtsov, S. Y. Verbin, S. G. Tikhodeev, Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals // *Phys. Rev. B* – 2019. – Vol. 100, p. 214411.
- [87] A. L. Chekhov, P. N. Naydenov, M. N. Smirnova, V. A. Ketsko, A. I. Stognij, T. V. Murzina, Magnetoplasmonic crystal waveguide // *Opt. Express* – 2018. – Vol. 26, p. 21091.
- [88] Aleksandr S. Baburin, Alexander M. Merzlikin, Alexander V. Baryshev, Ilya A. Ryzhikov, Yuri V. Panfilov, Ilya A. Rodionov, Silver-based plasmonics: golden material platform and application challenges [invited] // *Opt. Mater. Express* – 2019. – Vol. 9, p. 611.
- [89] Kevin F. MacDonald, Zsolt L. Sámson, Mark I. Stockman, Nikolay I. Zheludev, Ultrafast active plasmonics // *Nat. Photon.* – 2009. – Vol. 3, p. 55.
- [90] César Clavero, K. Yang, Jonathan Skuza, Rosa Alejandra Lukaszew, Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings. // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35, p. 1557.
- [91] V. G. Kravets, A. V. Kabashin, W. L. Barnes, A. N. Grigorenko, Plasmonic surface lattice resonances: A review of properties and applications // *Chem. Rev.* – 2018. – Vol. 118, p. 5912.
- [92] M. Kataja, T. K. Hakala, A. Julku, M. J. Huttunen, S. Dijken, P. Törmä, Surface lattice resonances and magneto-optical response in magnetic nanoparticle arrays // *Nat. Commun.* – 2015. – Vol. 6, p. 7072.

- [93] S. R. K. Rodriguez, A. Abass, B. Maes, O. T. A. Janssen, G. Vecchi, J. Gómez Rivas, Coupling bright and dark plasmonic lattice resonances// *Phys. Rev. X* – 2011. – Vol. 1, p. 021019.
- [94] R. A. Watts, A. P. Hibbins, J. R. Sambles, The influence of grating profile on surface plasmon polariton resonances recorded in different diffracted orders// *J. Mod. Opt.* – 1999. – Vol. 46, p. 2157.
- [95] O.A. Smolyanskaya, N.V. Chernomyrdin, A.A. Konovko, K.I. Zaytsev, I.A. Ozheredov, O.P. Cherkasova, M.M. Nazarov, J.-P. Guillet, S.A. Kozlov, Yu. V. Kistenev, J.-L. Coutaz, P. Mounaix, V.L. Vaks, J.-H. Son, H. Cheon, V.P. Wallace, Yu. Feldman, I. Popov, A.N. Yaroslavsky, A.P. Shkurinov, V.V. Tuchin, Terahertz biophotonics as a tool for studies of dielectric and spectral properties of biological tissues and liquids// *Prog. Quant. Electron.* – 2018. – Vol. 62, p. 1.
- [96] J. Axel Zeitler, Philip F. Taday, David A. Newnham, Michael Pepper, Keith C. Gordon, Thomas Rades, Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting - a review // *J. Pharm. Pharmacol.* – 2007. – Vol. 59, p. 209.
- [97] A.A. Gowen, C. O'Sullivan, C.P. O'Donnell, Terahertz time domain spectroscopy and imaging: Emerging techniques for food process monitoring and quality control// *Trends Food Sci. Technol.* – 2012. – Vol. 25, p. 40.
- [98] John F. Federici, Brian Schulkin, Feng Huang, Dale E. Gary, Robert B. Barat, Filipe Oliveira, David A. Zimdars, Thz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs// *Semicond. Sci. Technol.* – 2005. – Vol. 20, p. S266.
- [99] Yihong Yang, Alisha Shutler, D. Grischkowsky, Measurement of the transmission of the atmosphere from 0.2 to 2 thz// *Opt. Express* – 2011. – Vol. 19, p. 8830.
- [100] Gyeong-Ryul Kim, Tae-In Jeon, D. Grischkowsky, 910-m propagation of thz ps pulses through the atmosphere// *Opt. Express* – 2017. – Vol. 25, p. 25422.
- [101] Keisuke Maekawa, Tomoya Nakashita, Toki Yoshioka, Takashi Hori, Antoine Rolland, Tadao Nagatsuma, Single-channel 240-gbit/s sub-thz wireless communications using ultra-low phase noise receiver// *IEICE Electron. Express* – 2024. – Vol. 21, p. 20230584.
- [102] T. R. Globus, D. L. Woolard, T. Khromova, T. W. Crowe, M. Bykhovskaia, B. L. Gelmont, J. Hesler, A. C. Samuels, Thz-spectroscopy of biological molecules// *J. Biol. Phys.* – 2003. – Vol. 29, p. 89.

- [103] T. Dekorsy, H. Auer, C. Waschke, H. J. Bakker, H. G. Roskos, H. Kurz, V. Wagner, P. Grosse, Emission of submillimeter electromagnetic waves by coherent phonons // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – Vol. 74, p. 738.
- [104] Zhe Wang, S. Reschke, D. Hübner, S.-H. Do, K.-Y. Choi, M. Gensch, U. Nagel, T. om, A. Loidl, Magnetic excitations and continuum of a possibly field-induced quantum spin liquid in α - ruct_3 // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – Vol. 119, p. 227202.
- [105] Peter Uhd Jepsen, Bernd M. Fischer, Andreas Thoman, Hanspeter Helm, J. Y. Suh, René Lopez, R. F. Haglund, Metal-insulator phase transition in a VO_2 thin film observed with terahertz spectroscopy // *Phys. Rev. B* – 2006. – Vol. 74, p. 205103.
- [106] Kotaro Makino, Kosaku Kato, Yuta Saito, Paul Fons, Alexander V. Kolobov, Junji Tominaga, Takashi Nakano, Makoto Nakajima, Terahertz generation measurements of multilayered GeTe phase change materials // *Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 44, p. 1355.
- [107] Ronald Ulbricht, Euan Hendry, Jie Shan, Tony F. Heinz, Mischa Bonn, Carrier dynamics in semiconductors studied with time-resolved terahertz spectroscopy // *Rev. Mod. Phys.* – 2011. – Vol. 83, p. 543.
- [108] F. Wang, D. Cheever, M. Farkhondeh, W. Franklin, E. Ihloff, J. Laan, B. McAllister, R. Milner, C. Tschalaer, D. Wang, D. F. Wang, A. Zolfaghari, T. Zwart, G. L. Carr, B. Podobedov, F. Sannibale, Coherent thz synchrotron radiation from a storage ring with high-frequency rf system // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96, p. 064801.
- [109] B A Knyazev, G N Kulipanov, N A Vinokurov, Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements // *Meas. Sci. Technol.* – 2010. – Vol. 21, p. 054017.
- [110] Xiong Xu, Yanyu Wei, Fei Shen, Hairong Yin, Jin Xu, Yubin Gong, Wenxiang Wang, A watt-class 1-THz backward-wave oscillator based on sine waveguide // *Phys. Plasmas* – 2012. – Vol. 19, p. 013113.
- [111] M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, G. Yu. Golubiatnikov, Generation of 1.5-kw, 1-thz coherent radiation from a gyrotron with a pulsed magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100, p. 015101.
- [112] S. Pérez, T. González, D. Pardo, J. Mateos, Terahertz Gunn-like oscillations in $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ planar diodes // *J. Appl. Phys.* – 2008. – Vol. 103, p. 094516.

- [113] J. Lusakowski, W. Knap, N. Dyakonova, L. Varani, J. Mateos, T. Gonzalez, Y. Roelens, S. Bollaert, A. Cappy, K. Karpierz, Voltage tuneable terahertz emission from a ballistic nanometer InGaAs/InAlAs transistor // *J. Appl. Phys.* – 2005. – Vol. 97, p. 064307.
- [114] L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok, U. Welp, Emission of coherent thz radiation from superconductors // *Science* – 2007. – Vol. 318, p. 1291.
- [115] F. Klappenberger, K. F. Renk, Transient-pulse nonlinear spectroscopy with the radiation of a multimode thz gas laser // *Int. J. Infrared Millim. Waves* – 2003. – Vol. 24, p. 1405.
- [116] V. A. Gorobets, B. F. Kuntsevich, V. O. Petukhov, Absorption by cs₂ molecules on “hot” band emission lines from a tea co₂ laser // *J. Appl. Spectrosc.* – 2007. – Vol. 74, p. 67.
- [117] H-W Hübers, S G Pavlov, V N Shastin, Terahertz lasers based on germanium and silicon // *Semicond. Sci. Technol.* – 2005. – Vol. 20, p. S211.
- [118] Inès Waldmueller, Michael C. Wanke, Weng W. Chow, Circumventing the manley-rowe quantum efficiency limit in an optically pumped terahertz quantum-cascade amplifier // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99, p. 117401.
- [119] D S Ong, H L Hartnagel, Generation of thz signals based on quasi-ballistic electron reflections in double-heterojunction structures // *Semicond. Sci. Technol.* – 2007. – Vol. 22, p. 981.
- [120] G Kh Kitaeva, Terahertz generation by means of optical lasers // *Laser Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 5, p. 559.
- [121] Y. C. Shen, P. C. Upadhyaya, E. H. Linfield, H. E. Beere, A. G. Davies, Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – Vol. 83, p. 3117.
- [122] X.-C. Zhang, D. H. Auston, Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces with femtosecond optics // *J. Appl. Phys.* – 1992. – Vol. 71, p. 326.
- [123] T. Dekorsy, H. Auer, C. Waschke, H.J. Bakker, H.G. Roskos, H. Kurz, Thz-wave emission by coherent optical phonons // *Physica B* – 1996. – Vol. 219, p. 775.

- [124] Xiaodong Mu, Yujie J. Ding, Yuliya B. Zotova, Transition from photocurrent surge to resonant optical rectification for terahertz generation in p-inas // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32, p. 3321–3323.
- [125] T. Dekorsy, H. Auer, H. J. Bakker, H. G. Roskos, H. Kurz, Thz electromagnetic emission by coherent infrared-active phonons // Phys. Rev. B – 1996. – Vol. 53, p. 4005.
- [126] J. N. Heyman, P. Neocleous, D. Hebert, P. A. Crowell, T. Müller, K. Unterrainer, Terahertz emission from gaas and inas in a magnetic field // Phys. Rev. B – 2001. – Vol. 64, p. 085202.
- [127] T. Bartel, P. Gaal, K. Reimann, M. Woerner, T. Elsaesser, Generation of single-cycle thz transients with high electric-field amplitudes // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30, p. 2805.
- [128] Vitaly V. Kubarev, Gennady I. Sozinov, Mikhail A. Scheglov, Alexander V. Vodopyanov, Alexander V. Sidorov, Anatoly R. Melnikov, Sergey L. Veber, The radiation beamline of novosibirsk free-electron laser facility operating in terahertz, far-infrared, and mid-infrared ranges // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. – 2020. – Vol. 10, p. 634.
- [129] Y Kang, H Sun, K Q Zhang, C Feng, Recent progress of thz source at the sxfel // J. Phys.: Conf. Ser. – 2024. – Vol. 2687, p. 032011.
- [130] И.П. Шен, *Принципы нелинейной оптики*. – Москва: Наука, 1989.
- [131] G. Kh. Kitaeva, Frequency conversion in aperiodic quasi-phase-matched structures // Phys. Rev. A – 2007. – Vol. 76, p. 043841.
- [132] Jun Shikata, Manabu Sato, Tetsuo Taniuchi, Hiromasa Ito, Kodo Kawase, Enhancement of terahertz-wave output from linbo₃ optical parametric oscillators by cryogenic cooling // Opt. Lett. – 1999. – Vol. 24, p. 202.
- [133] J-P. Caumes, L. Videau, C. Rouyer, E. Freysz, Kerr-like nonlinearity induced via terahertz generation and the electro-optical effect in zinc blende crystals // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 89, p. 047401.
- [134] Masaya Nagai, Koichiro Tanaka, Hideyuki Ohtake, Toshiaki Bessho, Toshiharu Sugiura, Tomoya Hirosumi, Makoto Yoshida, Generation and detection of terahertz radiation by electro-optical process in GaAs using 1.56 μ m fiber laser pulses // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85, p. 3974.

- [135] T. Taniuchi, H. Nakanishi, Continuously tunable terahertz-wave generation in gap crystal by collinear difference frequency mixing// *Electron. Lett.* – 2004. – Vol. 40, p. 327.
- [136] Yi Jiang, Yujie J. Ding, Efficient terahertz generation from two collinearly propagating CO₂ laser pulses// *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91, p. 091108.
- [137] R. H. Stolen, Temperature dependence of far-infrared absorption in GaAs// *Phys. Rev. B* – 1975. – Vol. 11, p. 767.
- [138] Tiequn Qiu, Max Maier, Long-distance propagation and damping of low-frequency phonon polaritons in LiNbO₃// *Phys. Rev. B* – 1997. – Vol. 56, p. R5717.
- [139] François Lemery, Thomas Vinatier, Frank Mayet, Ralph Aßmann, Elsa Baynard, Julien Demailly, Ulrich Dorda, Bruno Lucas, Alok-Kumar Pandey, Moana Pittman, Highly scalable multicycle THz production with a homemade periodically poled macrocrystal// *Commun. Phys.* – 2020. – Vol. 3, p. 150.
- [140] Nan Ei Yu, Terahertz generation in quasi-phase-matching structures// *J. Korean Phys. Soc.* – 2022. – Vol. 81, p. 580.
- [141] I. I. Naumova G. H. Ma, S. H. Tang, THz generation and detection in periodically poled lithium niobate crystal// *Ferroelectrics* – 2006. – Vol. 341, p. 125.
- [142] F. Blanchard, L. Razzari, H.-C. Bandulet, G. Sharma, R. Morandotti, J.-C. Kieffer, T. Ozaki, M. Reid, H. F. Tiedje, H. K. Haugen, F. A. Hegmann, Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal// *Opt. Express* – 2007. – Vol. 15, p. 13212.
- [143] D. H. Auston, Subpicosecond electro-optic shock waves// *Appl. Phys. Lett.* – 1983. – Vol. 43, p. 713.
- [144] M. Theuer, G. Torosyan, C. Rau, R. Beigang, K. Maki, C. Otani, K. Kawase, Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler// *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 88, p. 071122.
- [145] Sergey Bodrov, Igor Ilyakov, B. V. Shishkin, Andrey N. Stepanov, Efficient terahertz generation by optical rectification in Si-LiNbO₃-air-metal sandwich structure with variable air gap// *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 100, p. 201114.
- [146] Michael I. Bakunov, Evgeny Efimenko, S. D. Gorelov, N. A. Abramovsky, Sergey Bodrov, Efficient Cherenkov-type optical-to-terahertz converter with terahertz beam combining// *Opt. Lett.* – 2020. – Vol. 45, p. 3533.

- [147] János Hebling, Gábor Almási, Ida Z. Kozma, Jürgen Kuhl, Velocity matching by pulse front tilting for large-area thz-pulse generation// Opt. Express – 2002. – Vol. 10, p. 1161.
- [148] J. A. Fülöp, Z. Ollmann, Cs. Lombosi, C. Skrobel, S. Klingebiel, L. Pálfalvi, F. Krausz, S. Karsch, J. Hebling, Efficient generation of thz pulses with 0.4 mj energy// Opt. Express – 2014. – Vol. 22, p. 20155.
- [149] Taiichi Otsuji, Trends in the research of modern terahertz detectors: Plasmon detectors// IEEE Trans. THz. Sci. Technol. – 2015. – Vol. 5, p. 1110.
- [150] R A Lewis, A review of terahertz detectors// J. Phys. D: Appl. Phys. – 2019. – Vol. 52, p. 433001.
- [151] F. Simoens THz bolometer detectors In *Physics and Applications of Terahertz Radiation*. Springer, Dordrecht 2014.
- [152] S. Hargreaves, R. A. Lewis, Terahertz imaging: materials and methods// J. Mater. Sci.: Mater. Electron. – 2007. – Vol. 18, p. 299.
- [153] Masaaki Ashida, Ultra-broadband terahertz wave detection using photoconductive antenna// Jpn. J. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 47, p. 8221.
- [154] Ajay Nahata, Aniruddha S. Weling, Tony F. Heinz, A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling// Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 69, p. 2321.
- [155] М.В. Царев, *Генерация и регистрация терагерцового излучения ультракороткими импульсами*. – Нижний Новгород: Нижегородский университет, 2011.
- [156] B M Fischer, M Walther, P Uhd Jepsen, Far-infrared vibrational modes of dna components studied by terahertz time-domain spectroscopy// Phys. Med. Biol. – 2002. – Vol. 47, p. 3807.
- [157] Morten Franz, Bernd M. Fischer, Markus Walther, Probing structure and phase-transitions in molecular crystals by terahertz time-domain spectroscopy// J. Mol. Struct. – 2011. – Vol. 1006, p. 34.
- [158] Seiji Kojima, Naoki Tsumura, Mitsuo Wada Takeda, Seizi Nishizawa, Far-infrared phonon-polariton dispersion probed by terahertz time-domain spectroscopy// Phys. Rev. B – 2003. – Vol. 67, p. 035102.

- [159] Takeshi Suzuki, Ryo Shimano, Time-resolved formation of excitons and electron-hole droplets in si studied using terahertz spectroscopy//Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 103, p. 057401.
- [160] Gaofang Li, Zuanming Jin, Xin Xue, Xian Lin, Guohong Ma, Shuhong Hu, Ning Dai, Terahertz coherent control of surface plasmon polariton propagation in subwavelength metallic hole arrays// Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol. 100, p. 191115.
- [161] Kirill Grishunin, Thomas Huisman, Guanqiao Li, Elena Mishina, Theo Rasing, Alexey V. Kimel, Kailing Zhang, Zuanming Jin, Shixun Cao, Wei Ren, Guo-Hong Ma, Rostislav V. Mikhaylovskiy, Terahertz magnon-polaritons in tmfeo₃ // ACS Photonics – 2018. – Vol. 5, p. 1375.
- [162] M.M. Nazarov, A.P. Shkurinov, E.A. Kuleshov, V.V. Tuchin, Terahertz time-domain spectroscopy of biological tissues//Quantum Electron. – 2008. – Vol. 38, p. 647.
- [163] D. Grischkowsky, Søren Keiding, Martin Exter, Ch. Fattinger, Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors// J. Opt. Soc. Am. B – 1990. – Vol. 7, p. 2006.
- [164] Ryusuke Matsunaga, Yuki I. Hamada, Kazumasa Makise, Yoshinori Uzawa, Hirotaka Terai, Zhen Wang, Ryo Shimano, // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 111, p. 057002.
- [165] Callum J. Docherty, Michael B. Johnston, Terahertz properties of graphene// J. Infrared Milli Terahz Waves – 2012. – Vol. 33, p. 797.
- [166] К. А. Кузнецов, П. И. Кузнецов, А. Д. Фролов, А. М. Коновалов, П. М. Ковалева, Г. Х. Китаева, // Письма в ЖЭТФ – 2023. – Vol. 118, p. 397.
- [167] Peng Zhang, Fuhai Su, Xuliang Chen, Shile Zhang, Hongying Mei, Zhaorong Yang, Jianming Dai, Li Pi, Observation of magnetic resonance and faraday rotation in a spinel zn₂se₄ single crystal in the terahertz region// Appl. Phys. Express – 2016. – Vol. 9, p. 102401.
- [168] Keita Yamaguchi, Takayuki Kurihara, Yasuo Minami, Makoto Nakajima, Tohru Suemoto, Terahertz time-domain observation of spin reorientation in orthoferrite erfeo₃ through magnetic free induction decay// Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110, p. 137204.

- [169] Francesco D'Angelo, Zoltán Mics, Mischa Bonn, Dmitry Turchinovich, Ultra-broadband thz time-domain spectroscopy of common polymers with thz air-photonics// *Opt. Express* – 2014. – Vol. 22, p. 12475.
- [170] P Y Han, X-C Zhang, Free-space coherent broadband terahertz time-domain spectroscopy// *Meas. Sci. Technol.* – 2001. – Vol. 12, p. 1747.
- [171] Jens Neu, Charles A. Schmuttenmaer, Tutorial: An introduction to terahertz time domain spectroscopy (THz-TDS)// *J. Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 124, p. 231101.
- [172] I. E. Ilyakov, G. Kh. Kitaeva, B. V. Shishkin, R. A. Akhmedzhanov, Electro-optic sampling of terahertz waves by laser pulses with an edge-cut spectrum in birefringent crystal// *Opt. Lett.* – 2017. – Vol. 42, p. 1704.
- [173] I E Ilyakov, B V Shishkin, S B Bodrov, G Kh Kitaeva, M I Bakunov, R A Akhmedzhanov, Highly sensitive electro-optic detection of terahertz waves in a prism-coupled thin linbo_3 layer// *Laser Phys. Lett.* – 2020. – Vol. 17, p. 085403.
- [174] H A Hafez, X Chai, A Ibrahim, S Mondal, D Férachou, X Ropagnol, T Ozaki, Intense terahertz radiation and their applications// *J. Opt.* – 2016. – Vol. 18, p. 093004.
- [175] Lionel Duvillaret, Frédéric Garet, Jean-Louis Coutaz, Highly precise determination of optical constants and sample thickness in terahertz time-domain spectroscopy// *Appl. Opt.* – 1999. – Vol. 38, p. 409.
- [176] Ruben Burger, Julia Frisch, Matthias Hübner, Matthias Goldammer, Ole Peters, Enno Rönneberg, Datong Wu, Thz-tds reflection measurement of coating thicknesses at non-perpendicular incidence: Experiment and simulation// *Sensors* – 2021. – Vol. 21, p. 3473.
- [177] Peter Uhd Jepsen, Phase retrieval in terahertz time-domain measurements: a “how to” tutorial// *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* – 2019. – Vol. 40, p. 395.
- [178] Osman S. Ahmed, Mohamed A. Swillam, Mohamed H. Bakr, Xun Li, Efficient optimization approach for accurate parameter extraction with terahertz time-domain spectroscopy// *J. Lightwave Technol.* – 2010. – Vol. 28, p. 1685.
- [179] Romain Peretti, Sergey Mitryukovskiy, Kevin Froberger, Mohamed Aniss Mebarki, Sophie Eliet, Mathias Vanwolleghe, Jean-François Lampin, Thz-tds time-trace analysis for the extraction of material and metamaterial parameters // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* – 2019. – Vol. 9, p. 136.

- [180] Enrique Castro-Camus, Martin Koch, Arturo I. Hernandez-Serrano, Additive manufacture of photonic components for the terahertz band // *J. Appl. Phys.* – 2020. – Vol. 127, p. 210901.
- [181] M. Naftaly, R. E. Miles, P. J. Greenslade Thz transmission in polymer materials – a data library In *2007 Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics* page 819 2007.
- [182] Wenshan Cai, Vladimir Shalaev, *Optical Metamaterials.* – New York, NY: Springer, 2010.
- [183] В. Г. Веселаго, // *УФН* – 1967. – Vol. 92, p. 517.
- [184] J.B. Pendry, A.J. Holden, D.J. Robbins, W.J. Stewart, Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena // *IEEE Trans. Microw. Theory Tech* – 1999. – Vol. 47, p. 2075.
- [185] Nina Meinzer, William L. Barnes, Ian R. Hooper, Plasmonic meta-atoms and metasurfaces // *Nat. Photon.* – 2014. – Vol. 8, p. 889.
- [186] Arseniy I. Kuznetsov, Andrey E. Miroschnichenko, Mark L. Brongersma, Yuri S. Kivshar, Boris Luk'yanchuk, Optically resonant dielectric nanostructures // *Science* – 2016. – Vol. 354, p. aag2472.
- [187] Sergey A. Dyakov, Margarita V. Stepikhova, Andrey A. Bogdanov, Alexey V. Novikov, Dmitry V. Yurasov, Mikhail V. Shaleev, Zakhary F. Krasilnik, Sergei G. Tikhodeev, Nikolay A. Gippius, Photonic bound states in the continuum in si structures with the self-assembled ge nanoislands // *Laser Photonics Rev.* – 2021. – Vol. 15, p. 2000242.
- [188] Ranjan Singh, Wei Cao, Ibraheem Al-Naib, Longqing Cong, Withawat Withayachumnankul, Weili Zhang, Ultrasensitive terahertz sensing with high-Q Fano resonances in metasurfaces // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – Vol. 105, p. 171101.
- [189] Song Han, Mikhail V. Rybin, Prakash Pitchappa, Yogesh Kumar Srivastava, Yuri S. Kivshar, Ranjan Singh, Guided-mode resonances in all-dielectric terahertz metasurfaces // *Adv. Optical Mater.* – 2020. – Vol. 8, p. 1900959.
- [190] Boris I. Afinogenov, Daria S. Kopylova, Ksenia A. Abrashitova, Vladimir O. Bessonov, Anton S. Anisimov, Sergey A. Dyakov, Nikolay A. Gippius, Yuri G. Gladush, Andrey A. Fedyanin, Albert G. Nasibulin, Midinfrared surface

- plasmons in carbon nanotube plasmonic metasurface// *Phys. Rev. Appl.* – 2018. – Vol. 9, p. 024027.
- [191] А.Н. Шайманов, К.М. Хабаров, А.М. Мерзликин, И.В. Быков, А.В. Барышев, Плазмонные резонансы двумерной решетки из металлических частиц внутри диэлектрического слоя: структурные и поляризационные особенности// *ЖЭТФ* – 2017. – Vol. 151, p. 686.
- [192] M. S. Islam, J. Sultana, M. Biabanifard, Z. Vafapour, M. J. Nine, A. Dinovitser, C. M. B. Cordeiro, B. W. H. Ng, D. Abbott, Tunable localized surface plasmon graphene metasurface for multiband superabsorption and terahertz sensing // *Carbon* – 2020. – Vol. 158, p. 559.
- [193] M. Saad Bin-Alam, Orad Reshef, Yaryna Mamchur, M. Zahirul Alam, Graham Carlow, Jeremy Upham, Brian T. Sullivan, Jean-Michel Ménard, Mikko J. Huttunen, Robert W. Boyd, Ksenia Dolgaleva, Ultra-high-q resonances in plasmonic metasurfaces// *Nat. Commun.* – 2021. – Vol. 12, p. 974.
- [194] Jingwen He, Tao Dong, Baihong Chi, Yan Zhang, Metasurfaces for terahertz wavefront modulation: a review// *J. Infrared Milli Terahz Waves* – 2020. – Vol. 41, p. 607.
- [195] X. Zang, B. Yao, L. Chen, J. Xie, X. Guo, A.V. Balakin, A.P. Shkurinov, S. Zhuang, Metasurfaces for manipulating terahertz waves// *Light Adv. Manuf.* – 2021. – Vol. 2, p. 148.
- [196] Suling Shen, Xudong Liu, Yaochun Shen, Junle Qu, Emma Pickwell-MacPherson, Xunbin Wei, Yiwen Sun, Recent advances in the development of materials for terahertz metamaterial sensing // *Adv. Optical Mater.* – 2022. – Vol. 10, p. 2101008.
- [197] Fei Ding, Shuomin Zhong, Sergey I. Bozhevolnyi, Vanadium dioxide integrated metasurfaces with switchable functionalities at terahertz frequencies // *Adv. Optical Mater.* – 2018. – Vol. 6, p. 1701204.
- [198] Teun-Teun Kim, Hyunjun Kim, Mitchell Kenney, Hyun Sung Park, Hyeon-Don Kim, Bumki Min, Shuang Zhang, Amplitude modulation of anomalously refracted terahertz waves with gated-graphene metasurfaces // *Adv. Optical Mater.* – 2018. – Vol. 6, p. 1700507.
- [199] Longqing Cong, Ranjan Singh, Spatiotemporal dielectric metasurfaces for unidirectional propagation and reconfigurable steering of terahertz beams// *Adv. Mater.* – 2020. – Vol. 32, p. 2001418.

- [200] Ioannis Chatzakis, Philippe Tassin, Liang Luo, Nian-Hai Shen, Lei Zhang, Jigang Wang, Thomas Koschny, C. M. Soukoulis, One- and two-dimensional photo-imprinted diffraction gratings for manipulating terahertz waves // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 103, p. 043101.
- [201] Yulei Shi et al., Ultrafast high-field carrier transport in gaas measured by femtosecond pump-terahertz probe spectroscopy // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – Vol. 93, p. 121115.
- [202] C. Hilsum, Simple empirical relationship between mobility and carrier concentration // *Electron. Lett.* – 1974. – Vol. 10, p. 259.
- [203] K. Sokolowski-Tinten, D. Linde, Generation of dense electron-hole plasmas in silicon // *Phys. Rev. B* – 2000. – Vol. 61, p. 2643.
- [204] Qi-Ye Wen, Yu-Lian He, Qing-Hui Yang, Peng Yu, Zheng Feng, Wei Tan, Tian-Long Wen, Ya-Xin Zhang, Zhi Chen, Huai-Wu Zhang, High-performance photo-induced spatial terahertz modulator based on micropyramid silicon array // *Adv. Mater. Technol.* – 2020. – Vol. 5, p. 1901058.
- [205] Prashanth Gopalan, Ashish Chanana, Sriram Krishnamoorthy, Ajay Nahata, Michael A. Scarpulla, Berardi Sensale-Rodriguez, Ultrafast thz modulators with wse2 thin films // *Opt. Mater. Express* – 2019. – Vol. 9, p. 826.
- [206] Tianlong Wen, Jing Tong, Dainan Zhang, Yunqiao Zhu, Qiye Wen, Yuanpeng Li, Huaiwu Zhang, Yulan Jing, Zhiyong Zhong, Semiconductor terahertz spatial modulators with high modulation depth and resolution for imaging applications // *J. Phys. D: Appl. Phys* – 2019. – Vol. 52, p. 255303.
- [207] Rayko Ivanov Stantchev, Xiao Yu, Thierry Blu, Emma Pickwell-MacPherson, Real-time terahertz imaging with a single-pixel detector // *Nat. Commun.* – 2020. – Vol. 11, p. 2535.
- [208] M. B. Sobnack, W. C. Tan, N. P. Wanstall, T. W. Preist, J. R. Sambles, Stationary surface plasmons on a zero-order metal grating // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – Vol. 80, p. 5667.
- [209] P. B. Johnson, R. W. Christy, Optical constants of transition metals: Ti, v, cr, mn, fe, co, ni, and pd // *Phys. Rev. B* – 1974. – Vol. 9, p. 5056.
- [210] G. S. Krinchik, V. A. Artyémov, Magneto-optical properties of ni, co, and fe in the ultraviolet visible, and infrared parts of spectrum // *Sov. Phys. JETP* – 1968. – Vol. 26, p. 1080.

- [211] M Pohl, L E Kreilkamp, V I Belotelov, I A Akimov, A N Kalish, N E Khokhlov, V J Yallapragada, A V Gopal, M Nur-E-Alam, M Vasiliev, D R Yakovlev, K Alameh, A K Zvezdin, M Bayer, Tuning of the transverse magneto-optical kerr effect in magneto-plasmonic crystals // *New J. Phys.* – 2013. – Vol. 15, p. 075024.
- [212] Maria G. Barsukova, Alexander S. Shorokhov, Alexander I. Musorin, Dragomir N. Neshev, Yuri S. Kivshar, Andrey A. Fedyanin, Magneto-optical response enhanced by mie resonances in nanoantennas // *ACS Photonics* – 2017. – Vol. 4, p. 2390.
- [213] C.K. Sun, et. al., Femtosecond investigation of electron thermalization in gold // *Phys. Rev. B* – 1993. – Vol. 48, p. 12365.
- [214] Nai Fei Ren, Wei Feng Jin, Investigation of nonequilibrium dynamics of nickel film excited by femtosecond laser // *J. Manuf. Sci. Eng.* – 2010. – Vol. 97, p. 652.
- [215] K Krieger, P Elliott, T Müller, N Singh, J K Dewhurst, E K U Gross, S Sharma, Ultrafast demagnetization in bulk versus thin films: an ab initio study // *J. Phys.: Condens. Matter* – 2017. – Vol. 29, p. 224001.
- [216] U. Bierbrauer, S. T. Weber, D. Schummer, M. Barkowski, A.-K. Mahro, S. Mathias, H. C. Schneider, B. Stadtmüller, M. Aeschlimann, B. Rethfeld, // *J. Phys.: Condens. Matter* – 2017. – Vol. 29, p. 244002.
- [217] Carsten Schinke, P. Christian Peest, Jan Schmidt, Rolf Brendel, Karsten Bothe, Malte R. Vogt, Ingo Kröger, Stefan Winter, Alfred Schirmacher, Siew Lim, Hieu T. Nguyen, Daniel MacDonald, Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon // *AIP Adv.* – 2015. – Vol. 5, p. 067168.
- [218] Konstantinos Papatryfonos, Todora Angelova, Antoine Brimont, Barry Reid, Stefan Guldin, Peter Raymond Smith, Mingchu Tang, Keshuang Li, Alwyn J. Seeds, Huiyun Liu, David R. Selviah, Refractive indices of MBE-grown Al_xGa(1-x)As ternary alloys in the transparent wavelength region // *AIP Adv.* – 2021. – Vol. 11, p. 025327.