

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Новиков Илья Алексеевич

НЕСТАЦИОНАРНАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ И
ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОДНОМЕРНЫХ
ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

1.3.19. Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2024

Диссертация подготовлена на кафедре нанофотоники физического факультета Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова.

Научные руководители:

Долгова Татьяна Викторовна

кандидат физико-математических наук

Федянин Андрей Анатольевич

доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты:

Дьяков Сергей Александрович

доктор физико-математических наук,

АНОО ВО «Сколковский институт науки и технологий», Центр инженерной физики, доцент

Мерзликин Александр Михайлович

доктор физико-математических наук,

ФГБУН Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН), Дирекция, заместитель директора по научной работе

Шкуринов Александр Павлович

доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН,

ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», Физический факультет, профессор кафедры общей физики и волновых процессов

Защита диссертации состоится 30 октября 2024 г. в 15:00 на заседании диссертационного совета МГУ.013.4 Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С. А. Ахманова.

E-mail: diss.sov.31@physics.msu.ru

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский пр-т, д. 27) и на портале: <https://dissovet.msu.ru/dissertation/3081>

Автореферат разослан « » _____ 2024 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета МГУ.013.4,
кандидат физико-математических наук

А. А. Коновко

Общая характеристика работы

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 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 к наноразмерным и субмиллиметровым структурам, поддерживающим резонансное возбуждение плазмонных мод в оптическом и терагерцовом диапазонах. Поверхностные плазмоны обладают рядом свойств, имеющих ключевое значение как для фундаментальных исследований, так и для практических применений. Высокая чувствительность к физическим свойствам сред, на границе раздела которых происходит их возбуждение, делает возможным применение плазмонов в сенсорике. На основе плазмонных структур были реализованы биосенсоры [1], сенсоры показателей преломления [2], датчики магнитного поля [3]. Другим важным свойством поверхностных плазмонов является возможность локализовывать падающее электромагнитное излучение на субволновых масштабах, что делает плазмонные наноструктуры перспективной платформой для термомагнитной записи [4]. 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 [5], увеличения КПД солнечных батарей [6], а также для усиления магнитооптических [7], нестационарных [8] и нелинейных [9] эффектов в наноструктурах.

Одним из основных факторов, ограничивающих усиление магнитооптического отклика плазмонных наноструктур, являются потери возбуждающихся в них плазмонов на поглощение в материале и излучение в даль-

ную зону. Поиск методов уменьшения плазмонных потерь является актуальной задачей нанофотоники. 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 большее плазмонное усиление магнитооптических эффектов [10,11]. Для уменьшения радиационных потерь плазмонов было предложено гибридизовать плазмонные резонансы с малой добротностью со спектрально-узкими электромагнитными модами, например, волноводной [12] или дифракционным порядком [13]. 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 перекачки излучения в плазмон наблюдается для решеток, глубина профиля поверхности которых обеспечивает т.н. критическую связь (critical coupling): равенство омических (на поглощение в материале) и радиационных потерь поверхностных плазмон-поляритонов [14]. Коэффициент отражения таких решеток на резонансной длине волны близок к нулевому. 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.

Сверхбыстрое лазерное размагничивание исследуется на протяжении трех десятилетий: ведутся дискуссии на предмет характерных времен [15,16] и механизмов [17,18], рассматриваются новые материалы и объекты [19], к числу которых недавно добавились и плазмонные наноструктуры [20,21]. Было показано, что резонансное возбуждение поверхностных плазмонов импульсом накачки приводит к большому нагреву и, как следствие, размагничиванию структуры [20]. Такой подход, в частности, позволяет уменьшить пороговые значения плотности энергии излучения, необходимые для

размагничивания и перемагничивания [21], что, помимо фундаментальной значимости, имеет важное значения для прикладных задач термомагнитной записи и полностью оптического переключения. Альтернативный подход состоит в использовании поверхностных плазмонов для резонансного зондирования сверхбыстрой динамики магнитооптического отклика наноструктур при их (нерезонансном) лазерном нагреве. В этом случае на волновой вектор поверхностного плазмона влияют изменения 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 (ТГц) фотоники является поиск устройств и методов управления излучением ТГц диапазона. К настоящему времени были предложены, усовершенствованы и коммерчески реализованы некоторые пассивные элементы ТГц оптики - фильтры, линзы, зеркала, светоделители, поляризаторы. Материалы, из которых они изготавливаются, обладают низким показателем преломления в ТГц диапазоне, из-за чего элементы требуется делать объемными, что ограничивает возможности их использования в фотонных интегральных схемах и устройствах на чипе. Другим недостатком современных элементов ТГц оптики является пассивность: геометрия и физические свойства элемента фиксируются в момент изготовления и почти не меняются внешними воздействиями. В работе [22] был предложен метод, позволяющий решить обе проблемы – создать динамические квази-планарные субмиллиметровые структуры, позволяющие управлять ТГц излучением. Идея состоит в формировании фазовой маски в поверхностном слое полупроводника при его засветке оптическим излучением с пространственно-модулированным на субмиллиметровых масштабах профилем. В засвеченных областях происходит фотогенерация носителей, концентрация которых определяет, в том числе, их диэлектрическую проницаемость. В результате в поверхностном слое полупроводника формируется структура, функционирующая для падающего ТГц излучения как фазовая маска. Изменяя профиль фотоиндуцирующего пучка при помощи, например, пространственного модулятора света, можно в реальном времени управлять конфигурацией фазовой маски и реализуемым преобразованием.

Данный метод, получивший название фотодинамического формирования или фотоиндуцирования, позволил создать перестраиваемые ТГц модуляторы [23], дифракционные решетки [22], на базе которых были реализованы поляризаторы и дефлекторы [24], простейшие ТГц метаповерхности [25]. В большинстве случаев в качестве платформы для фотоиндуцирования использовался высокоомный кремний, а концентрации 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 для локализованных плазмонов в расположенных случайным образом антеннах, сформированных на поверхности арсенида галлия [26]. Экспериментального обнаружения поверхностных плазмон-поляритонов ТГц диапазона в перестраиваемых субмиллиметровых периодических структурах, фотоиндуцированных на поверхности полупроводника, еще не было.

Таким образом, можно считать, что **степень разработанности** данной темы является достаточной. В то же время ряд актуальных вопросов остается открытым.

Цели и задачи

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование особенностей магнитооптического отклика и его лазерно-индуцированной сверхбыстрой динамики в одномерных никелевых плазмонных 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 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 поля прошедшего терагерцового импульса. Модифицирования 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 чувствительность поверхностных плазмон-поляритонов к изменению намагниченности системы на субпикосекундных 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 интересно с точки зрения увеличения сечения взаимодействия с ними падающего излучения и, как следствие, эффективности реализуемого ими преобразования.

Методология диссертационного исследования

Характеризация профиля никелевых плазмонных кристаллов проводилась методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии. Расчеты спектров отражения и магнитооптического эффекта Керра проводились методом конечных разностей во временной области (FDTD) в пакете Ansys Lumerical. Сверхбыстрая динамика ЭМОЭК в никелевых плазмонных кристаллах изучалась методом фемтосекундной спектроскопии с временным разрешением “зонд-накачка”. Пропускание фотоиндуцированных решеток в ТГц диапазоне исследовалось в схеме времяразрешающей терагерцовой спектроскопии, в которую было добавлено плечо 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.

Положения, выносимые на защиту:

- Величина резонансного экваториального магнитооптического эффек-

та 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. Результаты работы прошли стадии рецензирования при публикации в научных изданиях. Это указывает на высокую степень достоверности результатов.

Апробация работы

Результаты, отраженные в диссертации, представлены на следующих всероссийских и международных научных конференциях: MISM 2017; Ломоносов 2018; Волны 2018; ЕТОРIM 2018; Swiss-Russian Workshop “Materials of electronics in ultrashort ultrastrong electromagnetic field” 2018; IBCM 2019, 2023; Ultrafast Light 2019; SPIE Photonics Europe 2020; METANANO 2020.

Результаты работы являются оригинальными и опубликованы в 4 печатных работах (2.85 п.л.) [A, B, C, D] в рецензируемых научных изданиях, индексируемых базами данных Web of Science, Scopus, РИНЦ.

Объем и структура диссертационной работы

Диссертация состоит из введения, 4-х глав текста (обзора литературы и 3-х оригинальных глав), заключения, а также списка цитируемой литературы. Объем работы составляет 164 страницы, включая 44 рисунка. Список цитируемой литературы содержит 218 наименований.

Содержание работы

В первой главе диссертационной работы дан обзор основных понятий, ключевых методик и базовых исследований по теме диссертационной работы. Рассматриваются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), их свойства и способы возбуждения. Описываются статические и нестационарные магнитооптические эффекты, их резонансное усиление в плазмонных наноструктурах. Отдельно обсуждаются механизмы потерь поверхностных плазмонов и способы борьбы с ними. Приводится обзор методов генерации и детектирования излучения терагерцового диапазона с акцентом на лазерные методы. Подробно описывается методика терагерцовой спектроскопии с временным разрешением, ее особенности и примеры использования. Рассматривается проблема управления ТГц излучением при помощи фотоиндуцированных перестраиваемых субмиллиметровых структур.

Вторая глава посвящена экспериментальному и численному исследованию зависимости резонансного усиления экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерных никелевых плазмонных кристаллах от глубины профиля их поверхности. В начале главы описываются экспериментальные образцы – три одномерных никелевых плазмонных кристалла, представляющих собой никелевые пластинки с поверхностью волнистой формы. Профиль поверхности образцов был охарактеризован при помощи атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии. Было получено, что образцы имеют одинаковый период (500 нм) и форму профиля поверхности, близкую к синусоидальной, глубина h которого составляет 90 нм, 125 нм и 165 нм, соответственно.

Спектры отражения исследуемых образцов для углов падения в диапазоне от 5° до 45° представлены на Рис. 1. Видно, что в спектре отражения образцов наблюдается резонансная особенность асимметричной формы, содержащая пик и провал. Аналитические расчеты частотно-угловых зависимостей аномалии Рэлея и Вуда показывают, что пик обусловлен дифракционной аномалией, провал – возбуждением в системе поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) –1-го порядка. Для первого образца значение коэффициента отражения в минимуме резонанса близко к нулевому, что возможно только в случае равенства омических и радиационных потерь возбуждающихся ППП ($\Gamma_{abs} = \Gamma_{rad}$, условие критической связи излучения и плазмона). Дальнейшее увеличение глубины профиля поверхности h приводит к уширению плазмонного резонанса, указывающее на рост радиационных потерь плазмонов, нарушению условия критической связи и

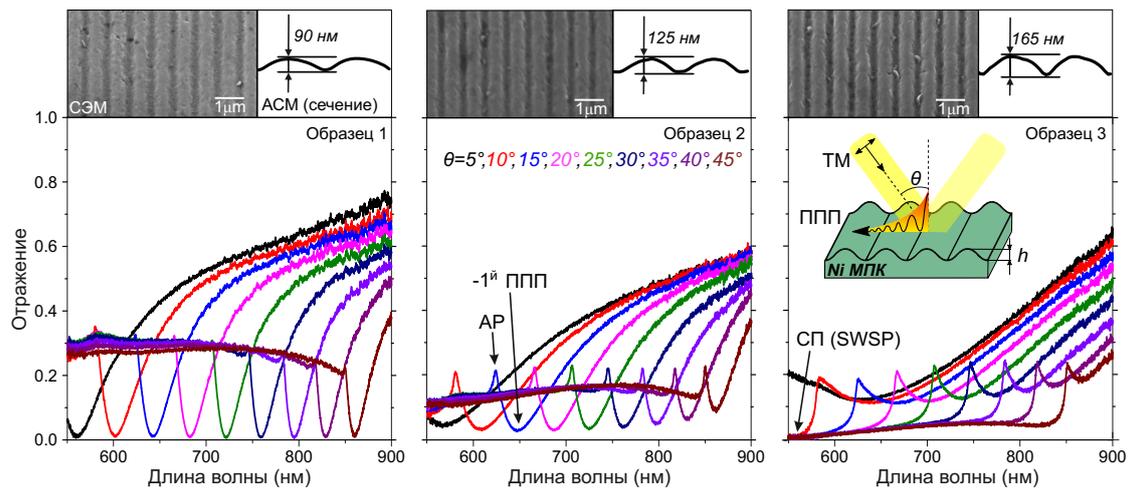


Рис. 1: Спектры отражения никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной профиля поверхности для углов падения $5^\circ - 45^\circ$. Верхние вставки: СЭМ изображение каждого образца и сечение АСМ-изображений с указанием глубины профиля. Вставка иллюстрирует схему эксперимента.

менее эффективной перекачке световой энергии в плазмон. Кроме того, в образце с наибольшей среди исследуемых глубиной h наблюдается возбуждение другого типа – стоячий поверхностный плазмон, локализованный на боковых стенках решетки. Соответствующий резонанс является широким и низкодобротным, он, в отличие от поверхностного плазмон-поляритона, не зависит от угла падения излучения и перестраивается изменением глубины профиля поверхности плазмонного кристалла.

Магнитооптические измерения проводились в геометрии экваториального эффекта Керра: переменное магнитное поле с амплитудой в 500 Гс (выше поля насыщения) прикладывалось перпендикулярно плоскости падения p -поляризованной световой волны. Угол падения составлял 25° . Спектры экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМОЭК) δ для трех исследуемых образцов представлены на Рис. 2. Возбуждение ППП приводит к значительному усилению ЭМОЭК. Так, для первого образца, поддерживающего равенство плазмонных потерь, величина ЭМОЭК доходит до 2,4% на длине волны 725 нм, что эквивалентно 77-кратному усилению по сравнению с гладкой никелевой пластинкой на той же длине волны. С ростом h максимальное абсолютное значение эффекта Керра в окрестности плазмонного резонанса уменьшается: 0,8% на длине волны 740 нм для образца с глубиной профиля 125 нм (27-кратное усиление относительно пластины) и 0,45% для образца с $h = 165$ нм при $\lambda = 760$ нм (23-кратное усиление). Интересно, что в третьем образце в спектральной области возбуждения стоячего плазмона

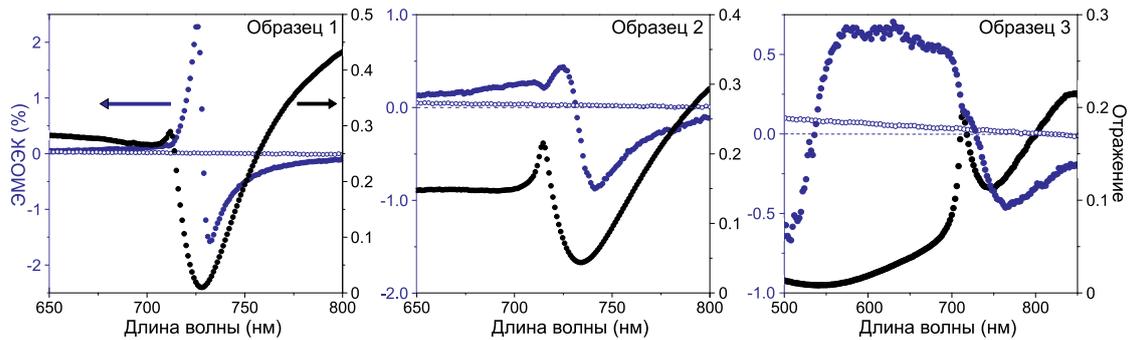


Рис. 2: Спектры отражения (черные точки) и экваториального магнитооптического эффекта Керра δ (синие точки) для никелевых плазмонных кристаллов с различным значением h . Открытыми точками показан спектр δ для никелевой пластины с гладкой поверхностью.

(550–700 нм) ЭМОЭК по абсолютному значению больше, чем в окрестности резонанса ППП. Измеренные спектры δ были пересчитаны в спектр магнитооптической добротности FOM , определяемой как $\delta \cdot R(0)$. Было получено, что в спектральной области возбуждения ППП максимальное абсолютное значение FOM в первом образце составляло 0.1% (при $\lambda = 745$ нм), в двух других – 0.06% на длинах волн 760 нм и 780 нм, соответственно. В третьем образце ($h = 165$ нм) в окрестности резонанса стоячего плазмона (600–700 нм) FOM не превышала 0.025%, что почти в 2.5 раза меньше, чем в области резонанса ППП (750–770 нм). Следовательно, высокие значения ЭМОЭК в третьем образце в спектральном диапазоне 600–700 нм обусловлены, прежде всего, делением на малую величину отражения $R(0)$ (в знаменателе) и не связаны с его магнитооптической активностью.

Численное моделирование спектров отражения никелевых плазмонных кристаллов было проведено методом конечных разностей во временной области (FDTD) в пакете Ansys Lumerical. Проводилось две серии численных расчетов. В первой серии полностью воспроизводились профили (глубина, период, число пространственных гармоник) исследованных в эксперименте образцов, а также условия эксперимента (углы падения, поляризация). Рассчитанные кривые показали хорошее качественное согласие с полученными в эксперименте. В частности, было показано, что в первом образце коэффициент отражения в минимуме резонанса достигает значений, близких к нулевым. Степень локализации электромагнитного поля на резонансной длине волны для этого образца оказалась выше, чем у остальных. Во второй серии расчетов исследовался спектр отражения модельных никелевых плазмонных решеток с периодом 500 нм, синусоидальной фор-

мой профиля поверхности, глубина которого варьировалась от 50 нм до 150 нм с шагом 20 нм. Угол падения р-поляризованного излучения был равен 25° . Полученные спектры отражения приведены на Рис. 3. Видно, что с увеличением глубины профиля поверхности h плазмонный резонанс уширяется. Это связано с увеличением вероятности рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов на неровностях профиля поверхности (канавках и выступах) решетки и сопутствующим ростом их радиационных потерь.

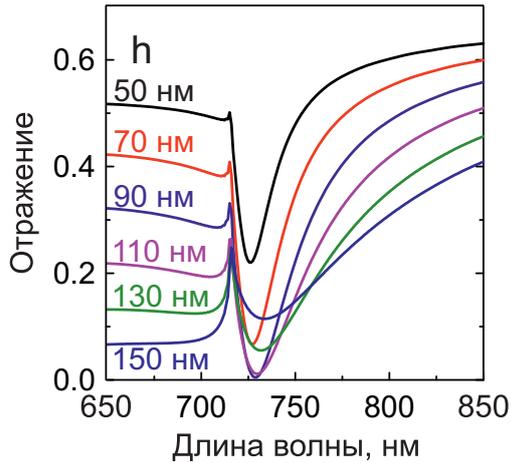


Рис. 3: Рассчитанные спектры отражения модельных никелевых плазмонных решеток с периодом 500 нм, синусоидальной формой профиля поверхности, глубина которого варьируется. Угол падения р-поляризованного излучения – 25° .

критическая связь ($\Gamma_{rad} = \Gamma_{abs}$).

Методом FDTD в пакете Ansys Lumerical был проведен расчет спектра магнитооптической добротности FOM ($\delta * R(0)$) для рассматриваемого набора решеток. Дисперсионные зависимости ϵ и g никеля брались из литературы. Угол падения р-поляризованного излучения составлял 25° . Среди всех значений FOM в рассматриваемом спектральном диапазоне (600-800 нм) выбиралось максимальное. Зависимость максимального значения магнитооптической добротности FOM от глубины профиля поверхности h плазмонной решетки представлена на Рис. 4. FOM достигает максимума в решетке с $h \approx 95$ нм. При таком же h коэффициент отражения в минимуме плазмонного резонанса R_{dip} стремится к нулю. Небольшое изменение h приводит к

Зависимость коэффициента отражения в минимуме плазмонного резонанса R_{dip} от глубины h является немонотонной: R_{dip} сначала уменьшается и достигает близкого к нулевому значения при $h = 90$ нм. При дальнейшем увеличении h R_{dip} также увеличивается. Таким образом, в рассматриваемом наборе модельных решеток реализуется три варианта соотношения омических и радиационных потерь: $\Gamma_{rad} < \Gamma_{abs}$ – при $h < 90$ нм; $\Gamma_{rad} = \Gamma_{abs}$ – при $h = 90$ нм; $\Gamma_{rad} > \Gamma_{abs}$ – при $h > 90$ нм. Такой набор позволит определить, что является наиболее значимым для плазмонного усиления магнитооптических эффектов – малые потери ($\Gamma_{rad} < \Gamma_{abs}$) или кри-

уменьшению значения FOM. Так, при $h = 50$ нм максимальное значение магнитооптической добротности составляет примерно 0.1%, что почти в 2 раза меньше, чем рассчитанное для $h = 95$ нм значение 0.17%. При этом добротность резонанса в первом случае (Рис. 3) примерно в 2 раза выше.

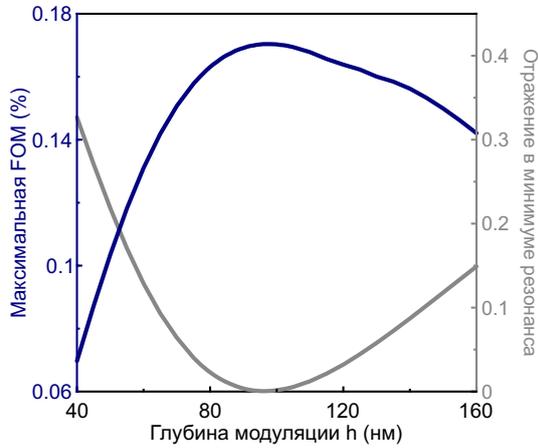


Рис. 4: Зависимость максимального значения магнитооптической добротности от глубины профиля поверхности h модельных плазмонных решеток (синяя кривая). Серой кривой показано значения коэффициента отражения в минимуме резонанса R_{dip} .

зондирования плазмон-поляритонов.

В качестве исследуемого образца используется никелевый плазмонный кристалл (с $h = 90$ нм), поддерживающий равенство омических и радиационных потерь плазмонов. Измерения сверхбыстрой динамики отражения и магнитооптического эффекта Керра проводятся методом фемтосекундной спектроскопии “зонд-накачка”, особенностью которой является использование в качестве зонда импульса континуума (500-700 нм), генерирующегося в кристалле сапфира. Импульс накачки с плотностью энергии 7 мДж/см² направляется на образец по нормали. Плотность энергии зондирующего импульса не превышает 1 нДж/см², угол падения на образец – 12°. При такой геометрии возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в исследуемом образце возможно только в резонансе с импульсом зондирования (см. Рис. 1) на длине волны ~ 625 нм. Плотности энергии зондирующего импульса даже с учетом плазмонного усиления недостаточно для индуцирования дополнительных изменений диэлектрической проницаемости или

Таким образом, с точки зрения максимальных значений магнитооптических эффектов в спектральной области возбуждения ППП наиболее благоприятным фактором (из двух рассмотренных) является равенство омических и радиационных потерь плазмонов (критическая связь).

В третьей главе исследуется сверхбыстрая динамика отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра в никелевом плазмонном кристалле, индуцированная его нерезонансным лазерным нагревом фемтосекундным импульсом накачки, в условиях резонансного возбуждения импульсом

намагниченности. Магнитооптические измерения проводятся в магнитном поле 500 Гс, прикладываемом перпендикулярно плоскости падения. В эксперименте измеряются спектры дифференциального отражения и магнитооптического контраста для разных задержек τ между импульсами накачки и зонда, определяемые формулами:

$$\begin{cases} \frac{\Delta R}{R}(\tau) = \frac{R_{pump}(\tau) - R_{no\ pump}}{R_{no\ pump}} - \text{для немагнитных измерений} \\ \Delta\delta(\tau) = \delta_{pump}(\tau) - \delta_{no\ pump} - \text{для магнитных измерений} \end{cases} \quad (1)$$

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.

Спектр дифференциального отражения исследуемого образца для разных задержек τ между импульсами накачки и зонда представлен на левой части Рис. 5 в виде двумерной тепловой карты. Видно, что наиболее

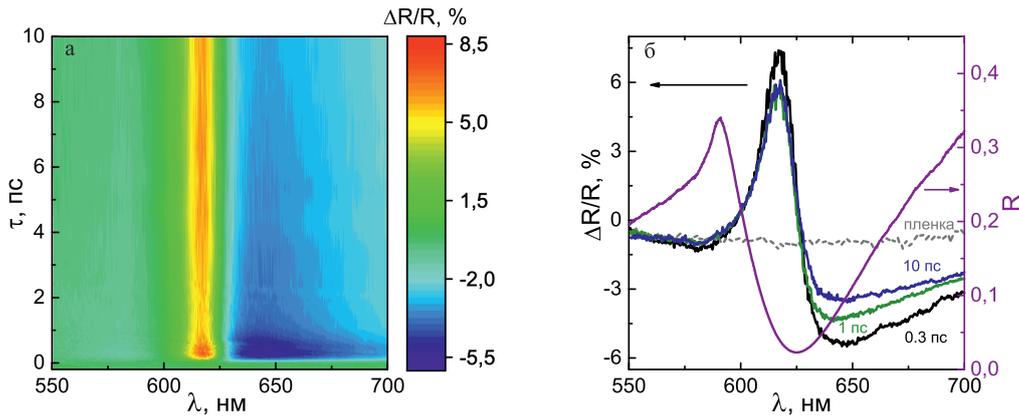


Рис. 5: а) Зависимость спектра дифференциального отражения $\frac{\Delta R}{R}$ никелевого плазмонного кристалла (с $h = 90$ нм) от времени задержки τ между импульсами зонда и накачки. б) Спектры $\frac{\Delta R}{R}$ исследуемого образца на трех задержках (черная, зеленая и синяя кривые) и гладкой никелевой пластины (серый пунктир) на задержке 0.3 пс. Фиолетовая кривая – спектр отражения образца в отсутствии накачки.

существенно коэффициент отражение меняется в спектральном диапазоне возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (600–650 нм). Значение дифференциального отражения достигает 8% на длине волны $\lambda = 615$ нм и -5.5% при $\lambda = 645$ нм, что, соответственно, в 6 и 5 раз больше, чем значения $\frac{\Delta R}{R}$ в гладкой пластине. Форма линии спектра $\frac{\Delta R}{R}$ позволяет выявить влияние лазерного нагрева на плазмонный резонанс. Можно показать, что немонотонная кривая с двумя экстремумами и переменной знака возникает

при сдвиге резонанса (с лоренцовой формой линии) на небольшую величину без изменения его формы. Это также подтверждается литературными данными. Оценочное значение величины сдвига $\Delta\lambda$ составляет 3 нм. Следовательно, под действием лазерного нагрева происходит изменение действительной части волнового вектора плазмона ($\Delta k'_{SPP} \neq 0$). Мнимая часть k''_{SPP} , отвечающая за форму плазмонного резонанса, остается постоянной.

Временные зависимости дифференциального отражения $\frac{\Delta R}{R}$ в образце на длине волны 645 нм, лежащей в окрестности плазмонного резонанса, и гладкой никелевой пластинке на той же λ представлены на Рис.6. Помимо

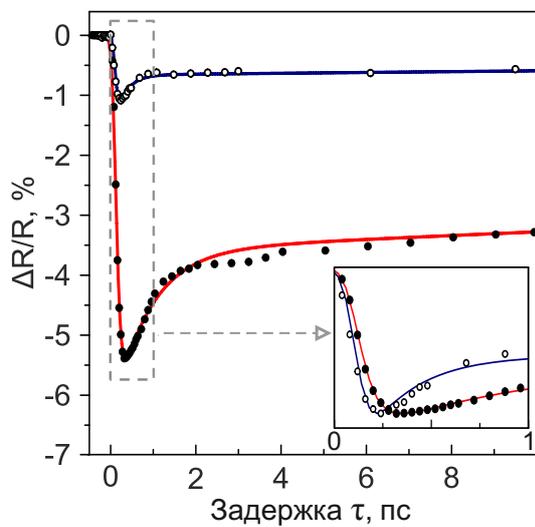


Рис. 6: Сверхбыстрая динамика отражения исследуемого образца (закрашенные точки) и гладкой пластинки (открытые точки) при $\lambda = 645$ нм. Линиями показан результат аналитической аппроксимации. Вставка: Те же кривые в интервале 0–1 пс, нормированные на максимум.

разницы в абсолютных значениях, в исследуемых объектах также наблюдаются отличия в динамике $\frac{\Delta R}{R}$. Максимум модуляции отражения в пластинке достигается раньше (через $\tau_P = 200$ фс с момента прихода накачки против 360 фс у образца). Также видно, что в пластинке индуцированная модуляция затухает быстрее, чем в образце. Аппроксимация экспериментальных кривых $\frac{\Delta R}{R}(t)$ зависимостью, содержащей в качестве одного из параметров время электрон-фононной релаксации, показывает, что данный процесс в пластинке длится в 3 раза меньше, чем в образце (260 против 800 фс).

Численные расчеты стационарного распределения квадрата электрической компоненты ближнего поля $|E|^2$ на резонансной длине волны зонда (645 нм) и длине волны накачки (800 нм) и полученные на его основе распределения электронных температур в сечении образца в разные моменты времени позволили объяснить наблюдаемое замедление динамики. Расчет стационарных распределений $|E|^2$ и динамики электронных температур в сечении проводился в пакете Comsol Multiphysics с помощью, соответственно, метода FDTD и двухтемпературной модели. Было получено, что в отличие от пластины, поверхность плазмонного кристалла нагрева-

ется неравномерно, области наибольшей концентрации тепла не совпадают с областью локализации поверхностных плазмон-поляритонов (т.е. с областью зондирования), тогда как для гладкой пластины эти области совпадают. В плазмонном кристалле горячим электронам требуется конечное время, чтобы перейти из одной области (наибольшего нагрева) в другую (зондирования).

Измерения динамики магнитооптического контраста $\Delta\delta$, характеризующего изменение ЭМОЭК под действием лазерного нагрева, проводились для исследуемого образца и гладкой никелевой пластинки. Было получено, что модуляцию эффекта Керра в пластинке невозможно различить на фоне шумов. Напротив, в плазмонном кристалле магнитооптический контраст отчетливо наблюдался во всем исследуемом спектральном диапазоне. Его спектр для разных задержек τ между импульсами зонда и накачки

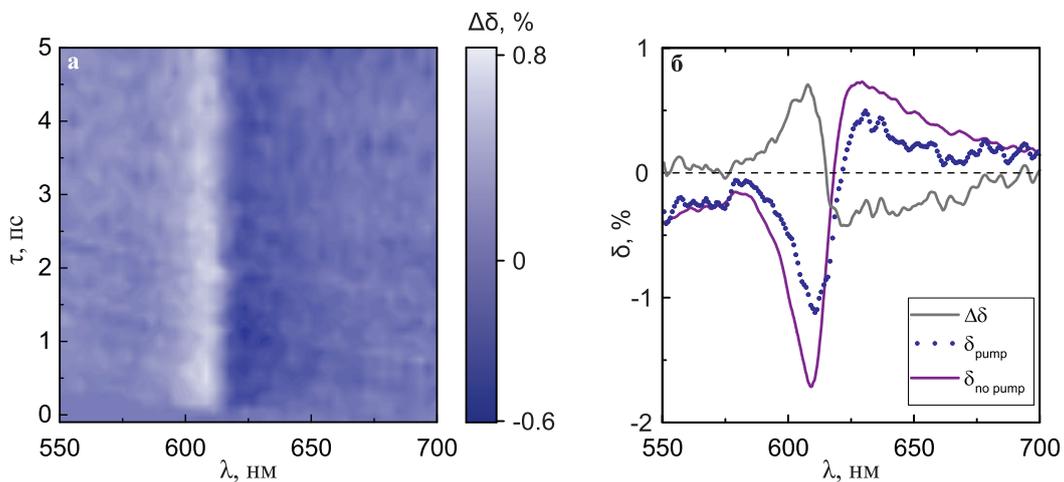


Рис. 7: а) Спектр магнитооптического контраста $\Delta\delta$ образца для разных задержек τ между импульсами зонда и накачки. б) Спектры контраста $\Delta\delta$ (серая кривая) и ЭМОЭК δ_{pump} (точки) спустя 360 фс после прихода накачки. Фиолетовая кривая – спектр ЭМОЭК образца $\delta_{no\ pump}$ в ее отсутствии.

представлен на Рис. 7а. Наиболее существенное изменение ЭМОЭК наблюдается в полосе плазмонного усиления (600–650 нм) и достигает максимального значения на временном интервале 0–1 пс с момента прихода накачки. Сравнив спектры ЭМОЭК образца под действием и в отсутствии накачки (Рис. 7б), можно видеть, что лазерный нагрев образца приводит к сдвигу спектра резонансного ЭМОЭК в область больших длин волн и уменьшению его абсолютных значений. На длине волны 610 нм $|\delta|$ уменьшается с 1.75 % до примерно 1%, при $\lambda = 630$ – с 0.75 % до 0.4%. Это может быть вызвано двумя факторами – лазерным размагничиванием плазмонного кри-

сталла и изменением волнового вектора возбуждающегося в нем поверхностного плазмон-поляритона. Однако проведенные ранее в той же геометрии и с той же плотностью энергии импульса накачки измерения лазерно-индуцированной динамики отражения показали, что при нагреве образца происходит сдвиг плазмонного резонанса в спектре без изменения его формы, т.е. меняется только k'_{SPP} , а k''_{SPP} остается постоянной. Тот же сдвиг резонанса под действием нагрева сохранится и в случае намагниченного образца. Он приведет к смещению спектра резонансно-усиленного ЭМОЭК, но не затронет его амплитуду (из-за постоянства k''_{SPP}). Следовательно, наблюдаемое уменьшение значений ЭМОЭК в резонансной области обусловлено размагничиванием никелевого плазмонного кристалла. Анализ временной динамики ЭМОЭК исследуемого образца показывает, что размагничивание происходит за время порядка 600 фс и завершается до достижения термодинамического равновесия между электронами и фононами образца.

Таким образом, резонансное возбуждение ППП импульсом зондирования позволяет зарегистрировать сверхбыструю динамику ЭМОЭК в никелевом плазмонном кристалле, неразличимую на фоне шумов в пластинке. Кроме того, для исследуемого образца, поддерживающего критическое связывание света в плазмон (баланс плазмонных потерь), возможно разделение вкладов в сверхбыструю динамику ЭМОЭК от индуцированного лазерным нагревом изменения намагниченности и диэлектрической проницаемости.

Четвертая глава работы посвящена исследованию пропускания одномерных перестраиваемых субмиллиметровых решеток, фотоиндуцированных на поверхности арсенида галлия, и экспериментальному обнаружению возбуждения в них поверхностных плазмон-поляритонов.

Измерения проводятся в схеме времяразрешающей терагерцовой спектроскопии (THz-TDS) с балансным электрооптическим детектированием на установке, схема которой показана на Рис. 8. В схему добавлено плечо оптической (800 нм) накачки, использующееся для фотогенерации субмиллиметровых структур на поверхности полупроводника. Ключевым элементом плеча является пространственный модулятор света (ПМС), преобразующий фронт падающего оптического пучка таким образом, чтобы тот сформировал в дальней зоне (на поверхности полупроводника) требуемое изображение. При таком “проецировании” изображения на поверхность полупроводника в ее засвеченных областях происходит фотогенерация носителей, что приводит к изменению их диэлектрической проницаемости. В результате на поверхности полупроводника формируется фазовая маска. При проеци-

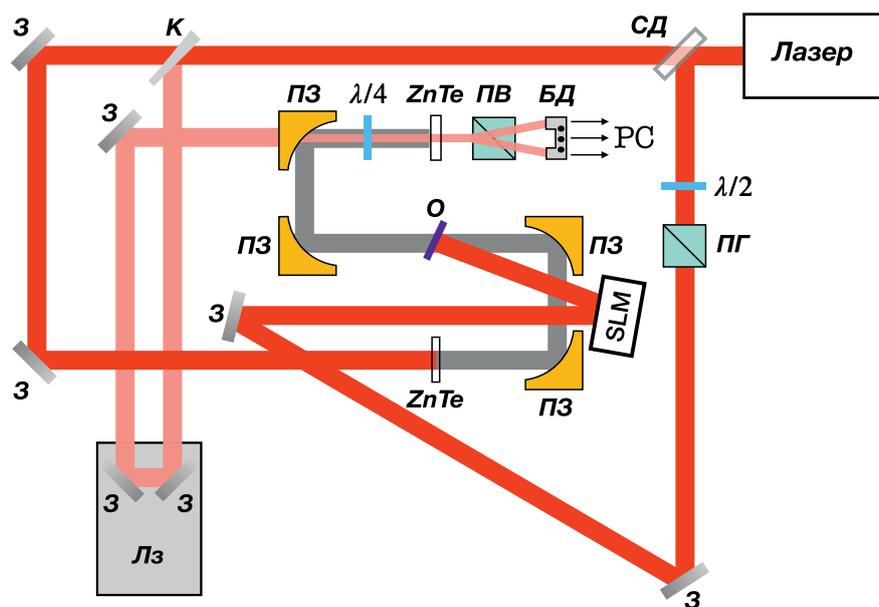


Рис. 8: Схема установки для времяразрешающей терагерцовой спектроскопии. Сокращения: З – зеркало, СД – светоделитель, К – клин, ПЗ – параболическое зеркало, О – образец, ПВ – призма Волластона, БД – балансный детектор, SLM – пространственный модулятор света, Лз – линия задержки.

ровании изображения субмиллиметровых структур такая маска позволит управлять излучением ТГц диапазона. Ее перестройка достигается посредством подачи на ПМС другого изображения. Всего использовалось два типа изображений: сплошной прямоугольник, занимающий всю рабочую область модулятора (калибровка) и одномерные прямоугольные решетки с различной пространственной конфигурацией (объект исследования).

Первым этапом стал подбор материала (подложки) для фотоиндуцирования. Основным требованием к нему было поддержание концентрации фотоиндуцированных носителей N_{pc} , достаточной для возбуждения в сформированной решетке поверхностных плазмон-поляритонов. Для этого диэлектрическая проницаемость в полосах решетки, определяемая N_{pc} , должна быть, во-первых, отрицательной и, во-вторых, большей по абсолютной величине проницаемости окружающего решетку диэлектрика. Рассматривались два материала – высокоомный кремний (плоскопараллельная пластинка толщиной 1 мм) и низколегированный арсенид галлия (400 мкм). Для каждой из пластинок проводились калибровочные измерения с однородной засветкой. По изменению амплитуды поля проходящего ТГц импульса при включении засветки оценивалась концентрация фотоиндуцированных носителей. Было получено, что при засветке поверхности высокоомного кремния импульсом с максимально возможным значением плотности энергии

F (940 мкДж/см^2) средняя по толщине скин-слоя концентрация носителей составит $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При тех же условиях среднее значение N_{pc} в арсениде галлия будет равно $2.5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Значение N_{pc} в полосах решетки со скважностью α будет отличаться от случая однородной засветки в $1/\alpha$ раз.

По найденным значениям N_{pc} проводился аналитический расчет плазменной частоты ω_p и постоянной затухания γ , по значениям которых с помощью модели Друде-Лоренца определялись действительная и мнимая часть диэлектрической проницаемости ε в полосах решетки. Далее оценивалось усредненное по области (потенциальной) локализации поверхностных плазмонов ($\delta_{SPP} \times L_{SPP}$, где δ_{SPP} и L_{SPP} – глубина проникновения поля и длина распространения плазмона) значение ε' , которое впоследствии сравнивалось с проницаемостью диэлектрика. Было получено, что при максимально возможной концентрации N_{pc} усредненное значение ε' на частоте 1 ТГц для высокоомного кремния составит 2,7, для арсенида галлия – 100. Модуляции ε в HRFZ-Si при максимально возможной плотности энергии накачки будет недостаточно для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов даже на границе с воздухом. Напротив, низколегированный GaAs будет поддерживать возбуждение как на границе с воздухом, так и с незасвеченной областью в глубине полупроводника. Поэтому в дальнейшем в качестве платформы для фотоиндуцирования был выбран низколегированный GaAs.

Временная зависимость поля и спектр ТГц импульса, прошедшего через незасвеченную GaAs пластинку, представлены на Рис. 9. В зависимости

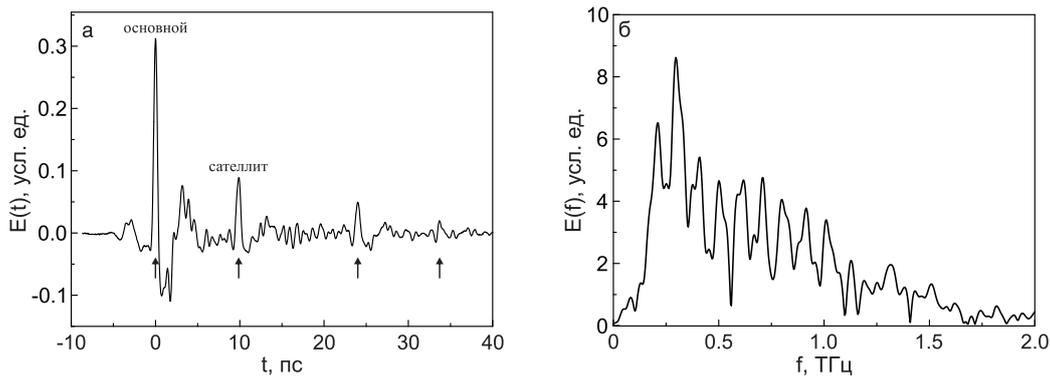


Рис. 9: Поле (а) и спектр (б) ТГц импульса, прошедшего через незасвеченную пластинку из арсенида галлия. Начало временной шкалы совмещено с максимумом основного импульса. Угол падения на пластинку составляет 30° . Терагерцовое излучение поляризовано в плоскости падения. Отдельно обозначены импульсы, которые используются при дальнейшем анализе.

$E(t)$ (Рис. 9а) присутствует несколько одинаковых по форме (но разных

по амплитуде) сигналов, смещенных по времени друг относительно друга. Сигналы характеризуются пиками на задержках 0 пс, 9.8 пс, 24 пс и 33.7 пс. Последние три являются копиями первого (основного), полученными в результате его множественных отражений от граней пластинки и кристалла-генератора. Наличие во временной последовательности одинаковых (с точностью до амплитуды) сигналов, смещенных друг относительно друга, приводит к появлению в ее спектре осцилляций (см. Рис. 9б). Осцилляции сохраняются и при засветке (однородной или структурированной) одной из поверхностей пластинки. На их фоне резонансы возбуждающихся в решетке поверхностных плазмон-поляритонов будут неразличимы.

Традиционные методы борьбы с появившимися из-за множественных отражений осцилляциями в спектре, основанные на исключении вторичных пиков во временном сигнале или их учете по аналогии с отражениями в резонаторе Фабри-Перо, оказались неприменимы для случая фотоиндуцированных решеток. Был предложен альтернативный метод, идея которого заключалась в измерении полной временной зависимости поля прошедшего ТГц излучения, выделении из нее двух импульсов – напрямую прошедшего образец (основного) и двукратно отраженного от его граней (сателлита) и последующем анализе их амплитуд и временных характеристик без использования преобразования Фурье. Такой подход использует результаты прямых измерений, не требует пост-обработки и менее чувствителен к параметрам измерения по сравнению с ТГц спектроскопией. Более того, из-за меньшей длины волны (за счет падения на решетку из материала с показателем n) сателлит лучше чувствует наведенный накачкой микрорельеф, чем основной импульс (падающий из воздуха). Предложенный метод был использован для решения двух тестовых задач: а) определения показателей преломления и поглощения незасвеченного GaAs и б) исследования его пропускания при однородной засветке. В обеих задачах предложенный метод показал большую эффективность по сравнению с традиционными. Показатели n и α были определены на основании результатов одного измерения, без проведения референсного. Во второй задаче метод оказался чувствительным не только к изменению амплитуды, но и ко временным сдвигам.

Предложенный метод использовался для исследования пропускания фотоиндуцированных решеток. Одной из его особенностей является работа с временным сигналом вместо спектра. Несмотря на отказ от преобразования Фурье, информация о спектральных особенностях, связанных с дифракционными (Рэлея) или плазмонными (Вуда) аномалиями в решетках, пол-

ностью не теряется. Если аномалия попадет в спектр импульса-сателлита, то она вызовет в нем изменение, которое в силу взаимно-однозначного соответствия отразится и на временном сигнале. Поэтому параметры индуцируемых решеток были подобраны так, чтобы а) решетки поддерживали возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов и б) частоты аномалий Вуда и Рэля попадали в спектр сателлита (0.25-1.25 ТГц). Так, плотность энергии пучка накачки F выбиралась равной 30 мкДж/см^2 . При таком значении $F \varepsilon'$ в полосах решетки будет меньше -1 ($-\varepsilon_d$) во всем указанном диапазоне частот. Полосы решеток были ориентированы перпендикулярно поляризации падающего ТГц импульса. Значение их скважности было выбрано равным $1/2$, период варьировался от 275 мкм до 2100 мкм . При выборе такого диапазона периодов d частоты аномалий Рэля и Вуда будут лежать в интервале от 0.1 ТГц до 2.1 ТГц . Это шире спектра сателлита, поэтому ожидалось, что при слишком малых или, наоборот, больших значениях d его изменение не окажет влияния на временной профиль сателлита.

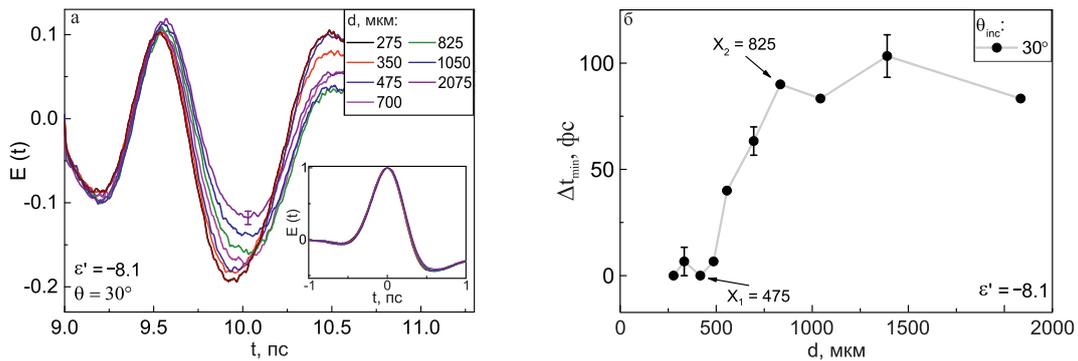


Рис. 10: а) Поле импульса-сателлита $E(t)$ для разных значений периода d фотоиндуцированных решеток. Вставка: нормированное на максимум поле основного импульса. б) Смещение положения минимума поля сателлита Δt_{min} с периодом d . Стрелками отмечены периоды, соответствующие точкам перегиба. Угол падения ТГц излучения на пластинку – 30° , плотность энергии накачки – 30 мкДж/см^2 .

Временная зависимость электрического поля импульса-сателлита для разных значений периода d фотоиндуцированных на поверхности GaAs решеток представлена на Рис. 10а. Видно, что профиль импульса-сателлита чувствителен к периоду d : при достижении некоторого порогового значения провал на задержке 10 пс начинает смещаться в сторону больших временных задержек и уменьшаться по амплитуде. На Рис. 10б построена зависимость смещения минимума поля сателлита Δt_{min} от периода d . За весь

диапазон периодов формируемых решеток провал смещается на примерно 100 фс. В зависимости Δt_{min} от d наблюдаются две точки перегиба. Аналитический расчет показывает, что они соответствуют аномалии Рэлея +1-го порядка и аномалии Вуда -1-го порядка, частоты которых попадают на границы спектра сателлита. Вне этих граничных значений положение минимума поля сателлита, как и ожидалось, практически не меняется. Период формируемых решеток, в первую очередь, влияет на частоты дифракционных аномалий Вуда и Рэлея, в связи с чем естественным является предположение о дифракционной природе наблюдаемого эффекта. Данная гипотеза подтверждается результатами измерений для другого угла падения (15°).

Для разделения дифракционного и плазмонного механизмов было проведено измерение поля сателлита для решеток со взаимно ортогональной ориентацией полос. Решетка с полосами, ориентированными перпендикулярно поляризации ТГц импульса, способна поддерживать как дифракционные аномалии, так и возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов. Решетка, полосы которой направлены вдоль поляризации ТГц импульса, способна поддерживать только дифракционные аномалии. Сравнивая кривые смещения минимума поля сателлита для двух ориентаций полос решеток (соответственно, плазмонной и не плазмонной) при условии постоянства других параметров и малого угла падения, можно обнаружить возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов и оценить их вклад в наблюдаемый эффект.

Соответствующие кривые показаны на Рис. 11. Они отличаются: на рассматриваемом диапазоне периодов d в плазмонной конфигурации (полосы \perp поляризации) импульс сателлита смещается на 130 фс, в не плазмонной – на 50 фс. Т. к. другие параметры фиксированы, единственной причиной

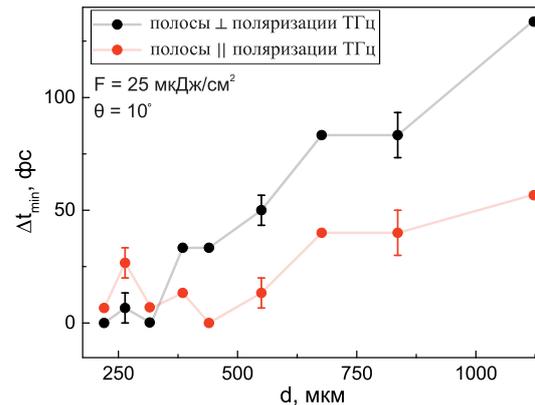


Рис. 11: Смещение минимума поля сателлита Δt_{min} с периодом d формируемых решеток, полосы которых ориентированы перпендикулярно (плазмонная конфигурация) и вдоль (неплазмонная) поляризации падающего ТГц импульса. Плотность энергии накачки – 25 мкДж/см^2 . Угол падения ТГц импульса – 10° .

отличия кривых является возбуждение ППП. Вклад в смещение минимума поля сателлита от дифракции составляет 50 ± 5 фс, от возбуждения плазмонов – 80 ± 5 фс.

Заключение

Основные результаты работы можно сформулировать 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 пластинкой на той же длине волны.
2. Методом фемтосекундной спектроскопии “зонд-накачка” проведено исследование сверхбыстрой динамики коэффициента отражения и ЭМОЭК в никелевом плазмонном кристалле в условиях критической связи. Показано, что в условиях нерезонансного нагрева импульсом накачки с плотностью энергии 7 мДж/см^2 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.

Список цитируемой литературы

- [1] J. A. Jackman, A. Rahim Ferhan, and N.-J. Cho “Nanoplasmonic sensors for biointerfacial science” *Chem. Soc. Rev.* **46**, 3615 (2017).
- [2] B. Ng, J. Wu, S. M. Hanham, A. I. Fernández-Domínguez, N. Klein, Y. F. Liew, M. B. H. Breese, M. Hong, and S. A. Maier “Spoof plasmon surfaces: A novel platform for thz sensing” *Adv. Opt. Mater.*, **1**, 543 (2013).
- [3] V. K. Belyaev, V. V. Rodionova, A. A. Grunin, M. Inoue, and A. A. Fedyanin, “Magnetic field sensor based on magnetoplasmonic crystal” *Sci. Rep.*, **10**, 7133 (2020).
- [4] N. Zhou, X. Xu, A. T. Hammack, B. C. Stipe, K. Gao, W. Scholz, and E. C. Gage “Plasmonic near-field transducer for heat-assisted magnetic recording” *Nanophotonics*, **3**, 141 (2014).
- [5] S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, E. Rafailov, and P. Belov “Enhancement of terahertz photoconductive antenna operation by optical nanoantennas” *Laser Photonics Rev.*, **11**, 1600199 (2017).
- [6] K. Catchpole, A. Polman Plasmonic solar cells *Opt. Express*, **16**, 21793 (2008)
- [7] V. I. Belotelov et al. “Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals” *Nature Nanotech.*, **6**, 370 (2011).
- [8] M. Pohl et al. “Plasmonic crystals for ultrafast nanophotonics: Optical switching of surface plasmon polaritons” *Phys. Rev. B*, **85**, 081401 (2012).

- [9] M.Kauranen, A.Zayats “Nonlinear plasmonics” *Nat. Photon.*,**6**, 737 (2012).
- [10] S. A. Dyakov et al.“Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals” *Phys. Rev. B*, **100**, 214411 (2019).
- [11] A. V. Baryshev and A. M. Merzlikin, “Tunable plasmonic thin magneto-optical wave plate,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, 1399 (2016).
- [12] D. Floess, M. Hentschel, T. Weiss, H.-U. Habermeier, J. Jiao, S. G. Tikhodeev, and H. Giessen “Plasmonic analog of electromagnetically induced absorption leads to giant thin film faraday rotation of 14°” *Phys. Rev. X*, **7**, 021048 (2017).
- [13] A. Yu. Frolov, M. R. Shcherbakov, and A. A. Fedyanin “Dark mode enhancing magneto-optical kerr effect in multilayer magnetoplasmonic crystals” *Phys. Rev. B*, **101**, 045409 (2020).
- [14] S. Collin, “Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications” *Rep. Prog. Phys.*, **77**, 126402 (2014).
- [15] A. Vaterlaus et al. “Spin-lattice relaxation time of ferromagnetic gadolinium determined with time-resolved spin-polarized emission” *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3314 (1991).
- [16] E. Beaurepaire et al. “Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel” *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4250 (1996).
- [17] B. Koopmans et al. “Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization” *Nat. Mater.*, **9**, 259, (2010).
- [18] M. Battiato, K. Carva, and P. Oppener “Superdiffusive spin transport as a mechanism of ultrafast demagnetization” *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 027203 (2010).
- [19] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing “Ultrafast optical manipulation of magnetic order” *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2731 (2010).
- [20] H. Xu, G. Hajisalem, G. M. Steeves, R. Gordon, and B. C. Choi “Nanorod surface plasmon enhancement of laser-induced ultrafast demagnetization” *Sci. Rep.*, **5**, 15933 (2015).
- [21] M. Kataja et al. “Plasmon-induced demagnetization and magnetic switching in nickel nanoparticle arrays” *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 2018.
- [22] T.Okada, K.Tanaka “Photo-designed terahertz devices” *Sci. Rep.*,**1**,1(2011).
- [23] Z. Xie, X. Wang, J. Ye, S. Feng, W. Sun, T. Akalin, and Y. Zhang “Spatial terahertz modulator” *Sci. Rep.*, **3**, 3347 (2013).

- [24] S. Busch et al. “Optically controlled terahertz beam steering and imaging” *Opt. Lett.*, **37**, 1391 (2012).
- [25] J. Guo et al. “Reconfigurable terahertz metasurface pure phase holograms” *Adv. Opt. Mater.*, **7**, 1801696 (2019).
- [26] G. Georgiou, H. K. Tyagi, P. Mulder, G. J. Bauhuis, J. J. Schermer, and J. G. Rivas “Photo-generated THz antennas” *Sci. Rep.*, **4**, 3584 (2014).

Список опубликованных работ

- [A] **I. A. Novikov** “Ultrafast magneto-optics in nickel magnetoplasmonic crystals” / М. А. Kiryanov, Р. К. Nurgalieva, А. Ю. Frolov, V. V. Popov, Т. V. Dolgova, А. А. Fedyanin *Nano Letters*, **20** (12), 8615–8619 (2020), WoS JIF: 10.8 / 0.7 п.л. / вклад соискателя: 30 %
- [B] М. А. Kiryanov “Surface profile-tailored magneto-optics in magnetoplasmonic crystals” / А. Ю. Frolov, **I. A. Novikov**, Р. А. Kipp, Р. К. Nurgalieva, V. V. Popov, А. А. Ezhov, Т. V. Dolgova, А. А. Fedyanin *APL Photonics*, **7** (2), 026104-1–026104-7 (2022), WoS JIF: 5.6 / 0.85 п.л. / вклад соискателя: 25 %
- [C] **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” / М. А. Kiryanov, А. Ю. Frolov, V. V. Popov, Т. V. Dolgova, А. А. Fedyanin *JETP Letters*, **118** (8), 574–578 (2023), WoS JIF: 1.4/0.48 п.л./вклад соискателя: 25 %
- [D] **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” М. А. Kiryanov, V. I. Stadnichuk, Т. V. Dolgova, А. А. Fedyanin *JETP Letters*, **119** (9), 665–671 (2024) WoS JIF: 1.4 / 0.74 п.л. / вклад соискателя: 35 %