

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

На правах рукописи

Кириянов Максим Андреевич

Фемтосекундная динамика оптического отклика
металл-диэлектрических метаповерхностей и
магнитоплазмонных кристаллов

1.3.19. Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2025

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

Научный руководитель: **Долгова Татьяна Викторовна**

кандидат физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Манцызов Борис Иванович**

доктор физико-математических наук, профессор
ФГБОУ ВО «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, кафедра общей физики, профессор

Мишина Елена Дмитриевна

доктор физико-математических наук, профессор
ФГБОУ ВО «МИРЭА — Российский технологический университет», Институт перспективных технологий и индустриального программирования, кафедра наноэлектроники, лаборатория фемтосекундной оптики для нанотехнологий, профессор, зав. лабораторией

Калашникова Александра Михайловна

PhD (кандидат физико-математических наук),
ФГБУН Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
лаборатория физики ферроиксов, ведущий научный
сотрудник, зав. лабораторией

Защита диссертации состоится “10” декабря 2025 г. в 15 часов 00 минут 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/3662>

Автореферат разослан « » _____ 2025 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета МГУ.013.4,
кандидат физико-математических наук

А. А. Коновко

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена экспериментальному и численному исследованию особенностей сверхбыстрой динамики оптического отклика различных электромагнитных мод в плазмонных структурах при нагреве лазерным фемтосекундным импульсом. Рассмотрена субпикосекундная эволюция коэффициента пропускания на длинах волн решеточных плазмонных и квазиволноводных мод металл-диэлектрической метаповерхности, основанной на двумерном периодическом массиве золотых наносфер, покрытых слоем висмут-замещенного железо-иттриевого граната. Изучено влияние глубины профиля одномерных никелевых магнитоплазмонных кристаллов на пикосекундную динамику температуры и коэффициента отражения на длинах волн возбуждения бегущих и стоячих плазмонов зондирующим импульсом, а также сверхбыстрое лазерное неоднородное размагничивание в таких системах.

Актуальность темы обусловлена интересом научного сообщества к сверхбыстрым процессам, протекающим в твердых телах. Ультракороткие лазерные импульсы позволяют напрямую наблюдать процессы, протекающие на фемтосекундном временном масштабе. С помощью методики “зонд-накачка”, когда один мощный лазерный импульс вызывает изменения в среде, а второй - их детектирует, были исследованы процессы электронной динамики [1], внутри- и межзонных переходов [2], оптического размагничивания [3] и перемагничивания [4], плавления [5], кристаллизации и аморфизации [6], и многие другие. В металлах фемтосекундный лазерный импульс накачки переводит электроны вблизи уровня Ферми на более высокие энергетические состояния, создавая неравновесное электронное распределение [7]. За счет электрон-электронных столкновений электронная система термализуется, электронный газ переходит из неравновесного в равновесное состояние с высокой температурой [8]. Горячий электронный газ взаимодействует с ионными остовами, передавая энергию системе фононов [9]. Высокая подвижность горячих электронов существенно ускоряет диффузию тепла вдоль поверхности [10]. Если система обладает магнитной упорядоченностью, лазерный импульс может вызывать прецессию намагниченности [11,12], а электрон-фононное рассеяние приводит к перевороту спина частиц и размагничиванию вещества [13]. Все эти процессы вызывают модификацию диэлектрической проницаемости [14], изменения которой можно наблюдать с помощью зондирующего импульса. Увеличение электронной и фононной температур повышает вероятность электрон-электронного [15]

и электрон-фононного [16] рассеяний, что вносит наибольший вклад в изменение диэлектрической проницаемости друдевских металлов. При зондировании в спектральной окрестности межзонных переходов изменение энергетической функции распределения электронов влияет на вероятность поглощения фотона в металле, что вызывает изменение диэлектрической проницаемости. Возбуждение плазмонных резонансов позволяет локализовать энергию электромагнитной волны на наномасштабе [17], что приводит к увеличению степени взаимодействия лазерных импульсов со средой, более эффективному лазерному нагреву [18] и размагничиванию [19], а также к более чувствительному детектированию сверхбыстрого оптического отклика [20]. Наноструктурирование поверхности может существенно модифицировать сверхбыструю оптическую динамику и приводить к появлению новых, недоступных для объемных материалов, процессов: температурная нелинейность горячих электронов вблизи межзонных переходов [21] позволяет управлять временной зависимостью сверхбыстрого оптического отклика, меняя взаимное спектральное положение плазмонного и материального резонансов [22]; сверхбыстрая электронная диффузия может существенно менять пространственное неоднородное распределение температур внутри плазмонных наночастиц, что приводит к сверхбыстрому изменению степени симметрии системы [23]; пикосекундный нагрев фононов вызывает тепловое расширение плазмонных частиц и возбуждает собственные механические колебания их объема [24]; в гибридных системах возбуждение поверхностных плазмонах импульсом накачки может эффективно индуцировать переходы свободных носителей между металлами [25] или из металла в зону проводимости полупроводника [26] и приводить к когерентному переносу энергии из металла в полупроводник за счет диполь-дипольного взаимодействия [27].

Степень разработанности темы исследований. Хотя лазерно-индуцированные сверхбыстрые процессы в объемных металлах и гладких металлических пленках широко изучены, существует развитый экспериментальный и теоретический аппарат методов их описания, фемтосекундная динамика оптического отклика в плазмонных наноструктурах может включать несколько параллельно протекающих процессов, иметь сложную интерпретацию и остается актуальной темой научных исследований.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование особенностей сверхбыстрого оптического и магнитооптического отклика металл-диэлектрической плазмонной метаповерхности и одномерных

никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной пространственного профиля.

Задачи, поставленные в рамках диссертационной работы:

1. Экспериментальное исследование оптически индуцированной субпикосекундной динамики спектров коэффициента пропускания плазмонной метаповерхности на основе двумерного периодического массива золотых наносфер, покрытых слоем висмут-замещенного железом-иттриевого граната, поддерживающей возбуждение электромагнитных мод разного типа в видимом спектральном диапазоне; изучение влияния ориентации поляризаций импульсов зонда и накачки на наблюдаемую динамику.
2. Экспериментальное исследование оптически индуцированной субпикосекундной динамики спектров коэффициента отражения никелевых плазмонных кристаллов с различной глубиной модуляции пространственного профиля.
3. Построение феноменологической модели, описывающей влияние глубины модуляции пространственного профиля плазмонных кристаллов на субпикосекундную динамику спектров коэффициента отражения.
4. Экспериментальное исследование оптически индуцированной субпикосекундной динамики спектров экваториального магнитооптического эффекта Керра никелевых магнитоплазмонных кристаллов с различной глубиной модуляции пространственного профиля.
5. Построение феноменологической модели, описывающей влияние неоднородного размагничивания на экваториальный магнитооптический эффект Керра.

Объект и предмет исследования. Объектами исследования являются плазмонные метаповерхности на основе двумерного периодического массива золотых наносфер, покрытых слоем висмут-замещенного железом-иттриевого граната, и никелевые магнитоплазмонные одномерные кристаллы с синусоидальной формой поверхности. Предметом исследования являются спектры дифференциального пропускания, дифференциального отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра под действием фемтосекундного лазерного излучения.

Научная новизна:

1. Обнаружено значительное усиление величины дифференциального пропускания металл-диэлектрической плазмонной метаповерхности в спектральной окрестности возбуждения решеточных плазмонных мод

зондирующим импульсом под действием резонансно поглощенного импульса накачки.

2. Экспериментально продемонстрировано, что сверхбыстрая динамика коэффициента пропускания металл-диэлектрической плазмонной метаповерхности на длинах волн возбуждения решеточных плазмонных мод описывается субпикосекундными процессами в золоте, в то время как динамика коэффициента пропускания при резонансном возбуждении квазиволноводных мод требует учета плазмон-индуцированной инжекции электронов из золота в гранат с характерным временем релаксации 7 пс.
3. Обнаружено, что соотношение между вкладами электронной и фононной температур в сверхбыструю динамику коэффициента отражения никелевых одномерных плазмонных кристаллов определяется глубиной пространственной модуляции их поверхности.
4. Экспериментально обнаружен дополнительный экстремум в зависимости дифференциального коэффициента отражения от времени одномерного плазмонного кристалла в узком спектральном окне на синем краю поверхностного плазмонного резонанса. Эффект наблюдается только в образце, поддерживающем оптимальное связывание падающей волны и поверхностного плазмона. Для описания явления предложена численная модель на основе температурной нелинейности диэлектрической проницаемости и чувствительности поверхностных плазмонов к ней.
5. Показано, что значения экваториального магнитооптического эффекта Керра в спектральной окрестности возбуждения бегущих поверхностных плазмонов при фемтосекундном лазерном неоднородном размагничивании никелевого одномерного плазмонного кристалла соответствуют усредненному состоянию намагниченности по области локализации ближнего поля плазмонов.
6. Экспериментально продемонстрировано изменение знака экваториального магнитооптического эффекта Керра в спектральной окрестности возбуждения стоячих поверхностных плазмонов при фемтосекундном лазерном неоднородном размагничивании никелевого одномерного плазмонного кристалла, происходящее за первые 150 фемтосекунд после начала воздействия лазерным импульсом. С помощью численных расчетов показано, что явление вызвано пространственной неоднородностью размагничивания.

Личный вклад Кирьянова М.А. является определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены автором лично или при его

непосредственном участии. Автором осуществлялись сбор и юстировка экспериментальных установок, автоматизация эксперимента, проведение измерений, обработка и анализ полученных данных, выполнение аналитических и численных расчетов.

Теоретическая и практическая значимость диссертационной работы заключается в потенциальном использовании полученных результатов для расширения функциональных возможностей уже существующих и разрабатываемых нанофотонных устройств, реализующих активное управление светом в видимом спектральном диапазоне [28]. В настоящее время активно развиваются оптические нейроморфные вычисления, имплементирующие принципы работы мозга с помощью методов фотоники [29]. В частности, спайковые нейронные сети имитируют долгосрочную и краткосрочную нейропластичность синапсов в мозге [30]. Фотонные синапсы — ключевые компоненты оптических спайковых нейронных сетей — определяют весовые коэффициенты входных сигналов для оптических нейронов. Для воспроизведения пластичности человеческого мозга эти устройства должны демонстрировать переменный во времени оптический отклик на импульсы. Адаптивные искусственные синапсы используют биэкспоненциальные процессы затухания для имитации кратко- и долговременной памяти. Электрон-фононная и фонон-фононная релаксации могут выполнять эту роль в пикосекундном диапазоне. Синапс на основе плазмонных структур может обеспечить контролируемый сверхбыстрый отклик, регулировку относительного вклада кратко- и долговременной памяти, переключение между потенциацией и депрессией. Нелинейная функциональность устройств критична для реализации сложных синаптических функций, в сверхбыстрых плазмонных синапсах она может быть обеспечена температурной нелинейностью горячих электронов. Помимо задач активного управления света, многокомпонентные плазмонные метаповерхности широко используются в фотовольтаике, фотокатализе и фотохимии [31]: возбуждение поверхностных плазмонов фемтосекундным импульсом приводит к генерации большого количества высокоэнергетических свободных носителей вблизи границы раздела, что может не только увеличивать фототок и эффективность фотохимических реакций, но и понижать энергетический порог. Подобные эффекты нашли применение в таких прикладных областях как производство водорода [32] и в солнечной энергетике [33], однако в настоящее время субпикосекундная кинетика таких процессов изучена недостаточно, что необходимо для большего увеличения эффективности.

Методология и методы исследования. Сверхбыстрая динамика коэффициента пропускания металл-диэлектрической метаповерхности, коэффициента отражения и экваториального магнитооптического эффекта Керра никелевых плазмонных кристаллах исследовались в схеме фемтосекундной спектроскопии с временным разрешением методом “зонд-накачка”. Численные расчеты статических и динамических коэффициентов пропускания и отражения образцов, распределения компонент ближнего поля, температуры и состояния намагниченности проводились методом конечных элементов (FEM) в программном пакете Comsol Multiphysics. Методами оптической спектроскопии были получены спектры отражения никелевых плазмонных кристаллов в видимом спектральном диапазоне. Характеризация профиля поверхности никелевых плазмонных кристаллов проводилась методами атомносиловой и сканирующей электронной микроскопии.

Положения, выносимые на защиту:

1. В схеме фемтосекундной спектроскопии “зонд-накачка” метаповерхности, состоящей из периодического массива золотых наносфер в слое железо-иттриевого граната, при поглощении импульса накачки спектр дифференциального пропускания определяется типом моды, возбуждаемой импульсом зонда: в случае квазиволноводных мод изменяется амплитуда и фаза резонанса типа Фано в спектре пропускания; в случае решеточных плазмонных мод изменяется преимущественно амплитуда резонансов.
2. При фемтосекундном нагреве одномерных никелевых плазмонных кристаллов форма релаксационных кривых дифференциального отражения определяется высотой плазмонного кристалла, которая влияет на эффективность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов зондирующим импульсом.
3. Пространственно неоднородное фемтосекундное размагничивание никелевого плазмонного кристалла вызывает изменения величины магнитооптического эффекта Керра, определяемые типом возбуждаемых поверхностных плазмон-поляритонов: в случае бегущих волн величина эффекта уменьшается с сохранением знака; в случае стоячих волн — уменьшается с изменением знака.

Степень достоверности полученных результатов подтверждается их воспроизводимостью при повторных измерениях в пределах погрешности и соответствием существующим литературным данным. Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с численным моделированием и

аналитическими расчетами исследуемых сверхбыстрых процессов. Результаты диссертационной работы прошли стадии рецензирования при их публикации в научных изданиях.

Апробация работы. Основные результаты, отраженные в настоящей диссертации, представлены на следующих всероссийских и международных научных конференциях: FLAMN-25, ICMAT-2025, VNM-2025, ALT-2024, IBCM-2023, NN-23, ICMAT-2023, Ломоносов-2023, Ломоносов-2022, IBCM-2021, Ломоносов-2021 и др. Основные результаты диссертации являются оригинальными и опубликованы в 4 печатных работах (2.9 п.л.) 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 152 страницы, включая 70 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 156 наименований.

Содержание работы

В первой главе диссертационной работы дан литературный обзор современных исследований в области плазмоники, описаны основные лазерно-индуцированные процессы, протекающие в металлах и плазмонных наноструктурах на субпикосекундном масштабе времени. Особое внимание уделено сверхбыстрому нагреву электронов в металле и сопутствующим изменениям их оптических свойств. Также рассмотрены магнитооптические эффекты в магнитоплазмонных наноструктурах и сверхбыстрая динамика намагниченности в ферромагнитных металлах.

Вторая глава посвящена исследованию лазерно-индуцированной суб- и пикосекундной динамики пропускания в спектральной окрестности плазмонных и волноводных резонансов металл-диэлектрической метаповерхности на основе золотых наносфер, помещенных в слой висмут-замещенного железо-иттриевого граната (Bi:YIG). Геометрические параметры метаповерхности были получены с помощью растровой электронной микроскопии. Радиус золотых наносфер составляет $R = 55$ нм, наносферы образовывали квадратный периодический массив с периодом $d = 600$ нм, толщина слоя Bi:YIG $H = 95$ нм, над сферами слой ферромагнетика формирует полусферы высотой $h = 80$ нм.

Для экспериментального исследования сверхбыстрой динамики пропускания была собрана экспериментальная установка, реализующая схему

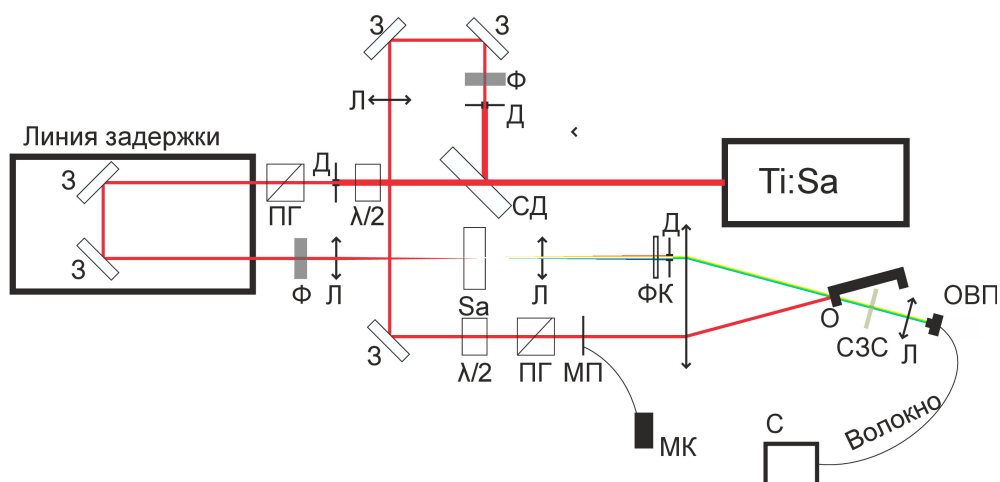


Рис. 1: Экспериментальная схема для измерения дифференциального пропускания. *Ti:Sa* - титан-сапфировый лазер, *СД* - светоделитель 80:20, *Л* - собирающая линза, *З* - зеркало, *Д* - диафрагма, *Ф* - интенсивностный фильтр, *Са* - кристалл сапфира, *ФК* - фотонно-кристаллический фильтр, *МП* - механический прерыватель, *О* - образец, *СЗС* - сине-зеленый светофильтр, *ОВП* - оптоволоконный порт, *С* - спектрометр, *МК* - микроконтроллер, *ПГ* - призма Глана, $\lambda/2$ - полуволновая пластина.

спектроскопии с фемтосекундным временным разрешением “зонд-накачка” (рис. 1): в качестве источника фемтосекундных импульсов использовалось излучение фемтосекундного титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм, частотой следования импульсов 1 кГц, длительностью импульсов 70 фс. На светоделителе импульс разделялся на два – импульс зонда и импульс накачки. Импульс зонда фокусировался на кристалле сапфира, в котором генерировался суперконтинуум, после чего последний фокусировался на образце под углом падения 17° . Были проведены исследования для *s*- и *p*-поляризованного зонда, в обоих случаях одна из осей периодичности образца была параллельна плоскости падения. Луч импульса накачки проходил через систему зеркал и фильтров, с помощью полуволновой пластины и призмы Глана контролировалась падающая на образец энергия импульса. Далее импульс накачки проходил через механический прерыватель, при помощи которого создавалась модуляция импульса накачки, и фокусировался на образец. Были проведены исследования при падении импульса накачки под нормалью с направлением напряженности электрического поля параллельно оси периодичности (импульс накачки возбуждает плазмонный резонанс) и при угле падения 17° и *p* поляризации (импульс накачки спектрально удален от резонанса). Были проведены исследования при различной плотности энергии импульса накачки в диапазоне 0,1-10 мДж/см². Из-за разной длины оптических путей лучей зонда и накачки,

импульсы на образец приходят в разные моменты времени, этим временем можно управлять при помощи линии задержки. Из полученных спектров прошедшего через образец импульса зонда при открытом $T_{pump}(\tau, \lambda)$ и закрытом $T_{nopump}(\lambda)$ прерывателе вычислялось дифференциальное пропускание $\Delta T/T$ по формуле:

$$\frac{\Delta T}{T}(\tau, \lambda) = \frac{T_{pump}(\tau, \lambda) - T_{nopump}(\lambda)}{T_{nopump}(\lambda)}, \quad (1)$$

где τ время между импульсами накачки и зонда.

На рисунке 2 а) представлен спектр дифференциального пропускания при нескольких задержках и с плотностью энергии импульса накачки 0,86 мДж/см². Наблюдаемые экстремумы в спектре дифференциального пропускания возникают в спектральных окрестностях возбуждения различных резонансов импульсом зонда: пик на длине волн 730 нм соответствует возбуждению дипольного плазмонного решеточного резонанса (ПРР) импульсом зонда, пики на длинах волн 620 нм и 670 нм – квадрупольным ПРР, пики на длинах 530 нм и 550 нм – квазиволноводным модам (КВМ). Импульс накачки вызывает нагрев электронов в золоте, в результате чего меняется диэлектрическая проницаемость металла. Это приводит к модификации резонансов в спектре коэффициента пропускания. Исключение представляет широкий провал в окрестности длины волны зонда 500 нм. Он связан не с возбуждением электромагнитных мод импульсом зонда, а с большим вкладом в изменение диэлектрической проницаемости от межзонного перехода в золоте, из-за чего увеличивается поглощение импульса зонда. Максимальных значений по спектру дифференциальное пропускание достигает при возбуждении дипольного резонанса на длине волны зонда 730 нм, $\Delta T/T_{max} = 2\%$.

С течением времени меняются амплитуды пиков в спектре дифференциального пропускания. Это связано с изменением амплитуд резонансов типа Фано в спектре коэффициента пропускания. На длинах волн плазмонных резонансов и межзонного перехода дифференциальное пропускание на начальных задержках растет по модулю, максимум достигается при задержке 500 фс, в течение которых происходит термализация электронного газа. Далее модуль дифференциального пропускания уменьшается, происходит электрон-фононная релаксация, длящаяся несколько пс. Однако дифференциальное пропускание на длинах волн возбуждения КВМ демонстрирует качественно отличную динамику: максимум достигается на несколько сотен фс позже и, в отличие от других спектральных областей,

дифференциальное пропускание сохраняет максимальные значения в течение нескольких пикосекунд, после чего начинает релаксировать. Причем характерные времена, определяющие динамику дифференциального пропускания, существенно меняются в узком спектральном диапазоне. Такая особенность связана с тем, что помимо изменения амплитуд пиков в спектре дифференциального пропускания в окрестности возбуждения КВМ, наблюдается также их спектральный сдвиг синюю область (рис. 2 б). Пик на длине волны 730 нм смещается в красную область, но величина сдвига мала по сравнению с шириной пика (рис. 2 в). Такой сдвиг пиков в спектре дифференциального пропускания связан не с изменением центральной длины резонансов в спектре коэффициента пропускания, а с изменением разности фаз между резонансно переизлученной и нерезонансно прошедшей через метаповерхность электромагнитными волнами, что можно продемонстрировать с помощью аппроксимации резонансом типа Фано.

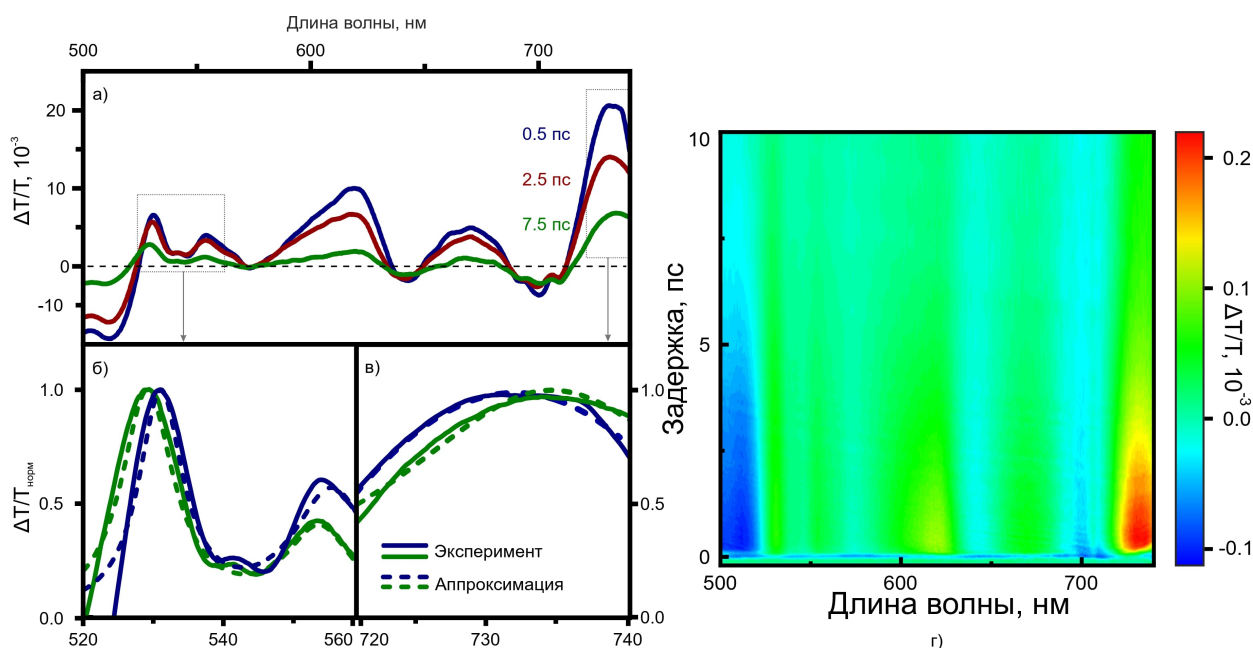


Рис. 2: а) - Спектры дифференциального пропускания металл-диэлектрической метаповерхности для различных времен задержки при плотности энергии импульса накачки $0,86 \text{ мДж/см}^2$; б) - нормированные на максимум спектры дифференциального пропускания в окрестности КВМ и их аппроксимация с помощью двух лоренцианов; в) нормированные на максимум спектры дифференциального пропускания в окрестности ПРР и их аппроксимация с помощью гауссиана; г) - Зависимость дифференциального пропускания от длины волны и времени задержки.

Однако, аппроксимация спектров дифференциального пропускания с помощью резонансов типа Фано включает слишком много свободных параметров, что не позволяет получить достоверных зависимостей от времени. Чтобы выявить характерные временные зависимости, определяющие дина-

мику пропускания на длинах волн возбуждения КВМ, был применен другой подход. Были рассмотрены два спектральных окна: вблизи двух КВМ (520-560 нм, рис. 2 б) и в окрестности возбуждения ПРР (720-740 нм, рис. 2 в). На каждой временной задержке спектры в этих двух окнах были аппроксимированы пиковыми функциями, которые характеризуются амплитудой, шириной и центральным положением.

Далее были численно исследованы полученные временные зависимости. Сначала из оптических расчетов была получена поглощенная золотой наносферой энергия при воздействии импульса накачки. Так как длина баллистического движения электронов в золоте превышает диаметр наносферы, поглощенная энергия считалась равномерно распределенной внутри объема частицы. Далее, с помощью системы связанных кинетического уравнения и двухтемпературной модели были посчитаны зависимости плотности энергии неравновесных электронов N , температуры электронов T_e и температуры решетки T_p от времени τ . Максимальная температура нагрева электронов составила ~ 1100 К, решетки - ~ 40 К, время термализации $\tau_{ee} = 150$ фс время электрон-фононной релаксации $\tau_{ep} = 3,5$ пс.

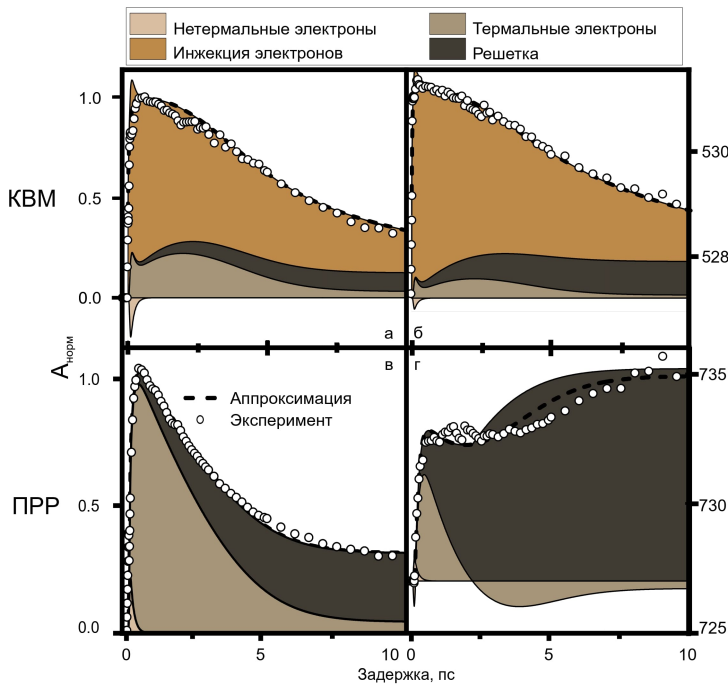


Рис. 3: а) - Нормированная зависимость амплитуды пика A_1^{KVM} в спектре $\Delta T/T$ вблизи коротковолновой КВМ от времени и аппроксимация этой зависимости; б) - зависимость центрального положения пика λ_{01}^{KVM} в спектре $\Delta T/T$ вблизи коротковолновой КВМ от времени; в) - нормированная зависимость амплитуды пика A^{PRR} в спектре $\Delta T/T$ вблизи дипольного ПРР от времени; г) - зависимость центрального положения пика λ_0^{PRR} в спектре $\Delta T/T$ вблизи дипольного ПРР от времени.

С помощью функций $N(\tau)$, $T_e(\tau)$ и $T_p(\tau)$ удалось описать зависимость дифференциального пропускания в спектральной окрестности квадрупольных ПРР. Далее были исследованы зависимости амплитуд, ширин и центральных положений $A(\tau)$, $\Gamma(\tau)$, $\lambda_0(\tau)$, полученные с помощью аппроксимации спектров (рис.). Ширины пиков от времени не зависели и составляли

$\Gamma_1^{KBM} \approx \Gamma_2^{KBM} \approx 4,5$ ТГц, (4,5 нм), $\Gamma^{PPR} \approx 9$ ТГц (16,5 нм). Зависимости амплитуд от времени имели вид, качественно похожий на зависимость $\Delta T/T(\tau)$ на фиксированной длине волны: быстрый рост, экстремум и релаксация, однако $A^{KBM}(\tau)$ и $A^{PPR}(\tau)$ демонстрировали различные характерные времена. Зависимость $\lambda_0^{KBM}(\tau)$ демонстрировала аналогичную динамику: пики в спектре дифференциального пропускания сначала смещались в красную область, потом в синюю. Пик, связанный с возбуждением дипольного ПРР, в свою очередь, на протяжении всего исследуемого отрезка времени смещался в красную область.

Зависимость $A^{PPR}(\tau)$ была аппроксимирована комбинацией функций $N(\tau)$, $T_e(\tau)$ и $T_p(\tau)$. Для аппроксимации $\lambda_0^{PPR}(\tau)$ к этой комбинации была добавлена константа Λ , соответствующая начальной длине волны. Результаты аппроксимации представлены на рисунках в) и г). Также на рисунках обозначены вклады неравновесных электронов, равновесных электронов и решетки в общую динамику. Зависимость $A^{PPR}(\tau)$ в большей степени обусловлена динамикой термализованных электронов. В свою очередь, сдвиг пика в красную область и на субпикосекундных, и на пикосекундных временных масштабах связан с двумя факторами: вклады от электронной и фононной температур имели один знак, причем вклад от нагрева решетки был выше.

Однако зависимости $A^{KBM}(\tau)$ и $\lambda_0^{KBM}(\tau)$ не удалось аппроксимировать с помощью этих функций, так как они демонстрируют большие характерные времена релаксации. Для их аппроксимации было добавлено еще одно экспоненциально затухающее слагаемое с характерным временем $\tilde{\tau}$. С помощью данных функций удалось воспроизвести зависимости амплитуд и центральных длин волн пиков от времени (рис. а и б), наилучшая сходимость была достигнута при $\tilde{\tau} \approx 7$ пс, дополнительное слагаемое вносило наибольший вклад в общую динамику в обоих случаях. Совмещая аппроксимирующие функции по длинам волн и времени удалось воспроизвести сложную зависимость дифференциального пропускания на фиксированной длине волны от времени в спектральной окрестности KBM. Спектральная зависимость характерных времен, определяющих динамику дифференциального пропускания на фиксированной длине волны, связана с комбинацией двух экспоненциальных функций, относительный вклад которых меняется с длиной волны. Появление дополнительного релаксационного слагаемого может быть связано с плазмон-индуцированной инжекцией горячих электронов из золота в слой железо-иттриевого граната и их последующей

рекомбинацией.

В третьей главе исследуется лазерно-индуцированная суб- и пикосекундная динамика оптического отклика в спектральной окрестности возбуждения плазмонных резонансов магнитоплазмонных кристаллов (МПК). Были исследованы кристаллы на основе оптически толстых пленок никеля, обладающих квазисинусоидальным профилем поверхности. Проанализировано влияние их геометрических параметров на наблюдаемую динамику. Измерения проводились методом спектроскопии с временным разрешением “зонд-накачка”.

В данной работе использовались 3 образца, в последующем изложении образцы будут обозначены индексами 1, 2 и 3. Профиль поверхности образца 1 описывался функцией $y = \frac{A}{2} \sin(2\pi x/D)$, образцы 2 и 3 имели форму, близкую к $y = \frac{A}{2} \sin(\pi x/D) + \frac{B}{2} \cos(2\pi x/D)$, где $A_1 = 90 \pm 5$ нм, $A_2 = 125 \pm 5$ нм, $A_3 = 165 \pm 5$ нм, $B_2 = 8 \pm 5$ нм, $B_3 = 18 \pm 5$ нм, $D = 503$ нм. Рельеф образцов был охарактеризован с помощью атомно-силового и растрового электронного микроскопов. Пространственные гармоники были получены с помощью Фурье преобразования результатов атомно-силовой микроскопии. Период образцов был получен с помощью измерения углов дифракции.

Сверхбыстрая динамика оптического отклика проводилась с помощью методики “зонд-накачка”. Была использована экспериментальная схема, аналогичная представленной в Главе 2, но детектировался отраженный импульс. Измеряемой величиной выступало дифференциальное отражение:

$$\frac{\Delta R}{R}(\tau) = \frac{R_{pump}(\tau) - R_{no pump}}{R_{no pump}}. \quad (2)$$

Зонд падал на образцы под углом $\theta = 12^\circ$ и был p -поляризован, вектор обратной решетки МПК лежал параллельно плоскости падения. Импульс накачки имел плотность энергии $J = 7$ мДж/см², падал под нормалью и спектрально находился вдали от плазмонного резонанса. Были получены спектры дифференциального отражения трех МПК и референсной гладкой пластины никеля для широкого диапазона задержек между импульсами накачки и зонда (рис. 4, верхний ряд).

Спектры коэффициента отражения (рис. 4), нижний ряд) указывают на возбуждение поверхностных плазмонных резонансов (ППП) для всех трех образцов с центральными длинами волн 625 нм, 635 нм и 675 нм: пики соответствуют аномалии Рэлея, провалы обусловлены аномалией Вуда. В спектрах дифференциального отражения наблюдаются спектральные осо-

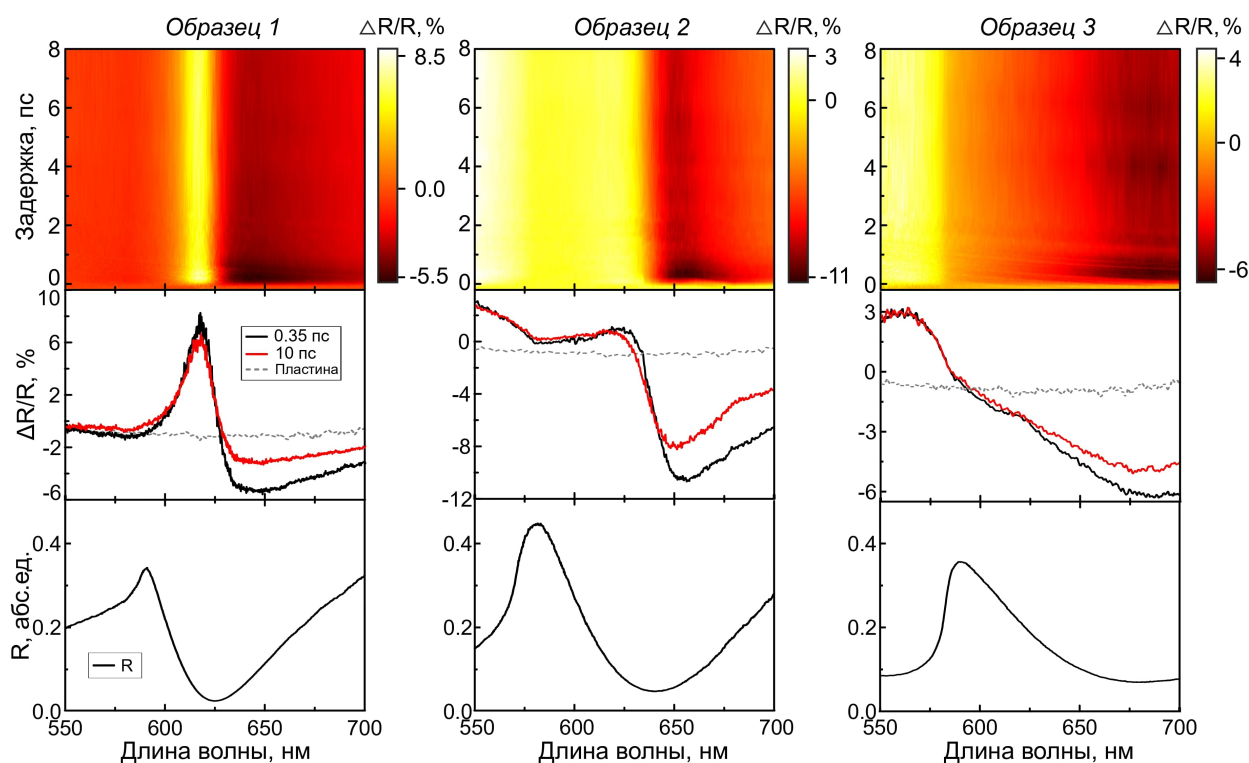


Рис. 4: Верхний ряд - экспериментальные зависимости дифференциального отражения от длины волны импульса зонда и времени задержки для трех МПК; средний ряд - спектры дифференциального отражения при различных задержках для трех МПК и референсной никелевой пластины; нижний ряд - экспериментальные спектры коэффициента отражения трех МПК при угле падения $\theta = 12^\circ$.

бенности вблизи резонансов ППП. Высота решетки влияет как на амплитуду этих особенностей, так и на форму линии спектров. Нагрев поверхности образца импульсом накачки приводит к изменению действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, что вызывает сдвиг положения плазмонного резонанса, его уширение, изменение амплитуды. Наиболее выраженные изменения оптического отклика (максимальная среди представленных МПК разница $\Delta R/R$ между двумя экстремумами, 13%) наблюдаются для образца 1, поддерживающим оптимальное связывание, спектр дифференциального отражения имеет асимметричную форму линии, характерную для спектрального сдвига ППП. Симметричная кривая с одним экстремумом в спектре $\Delta R/R$ для образца 3 указывает на доминирование вклада от уменьшения амплитуды резонанса при нагреве. Спектр образца 2 демонстрирует промежуточный случай и максимальные абсолютные значения $\Delta R/R \approx -10\%$ среди исследуемых образцов. Коротковолновые части спектров коэффициента отражения и дифференциального отражения образцов 2 и 3 также включают спектральные особенности, обусловленные возбуждением стоячих поверхностных плазмон-поляритонов (СППП) (про-

вал в R , пик в $\Delta R/R$).

Временные зависимости $\Delta R/R$ (рис. 5 а) согласуются с ранее опубликованными данными для никеля. Наблюдаемые процессы включают начальный рост сигнала (0–200 фс), обусловленный переходом электронов на уровни выше фермиевского под действием импульса накачки и их последующей термализацией за счет электрон-электронных столкновений, максимум дифференциального отражения достигается при задержке 250 фс, что соответствует литературным данным для аналогичных условий эксперимента. Далее следует экспоненциальная релаксация с характерным временем ~ 1 пс, отражающий электрон-фононные взаимодействия. После система возвращается к исходному состоянию за счет диссипации тепла вглубь никеля (времена порядка сотен пикосекунд).

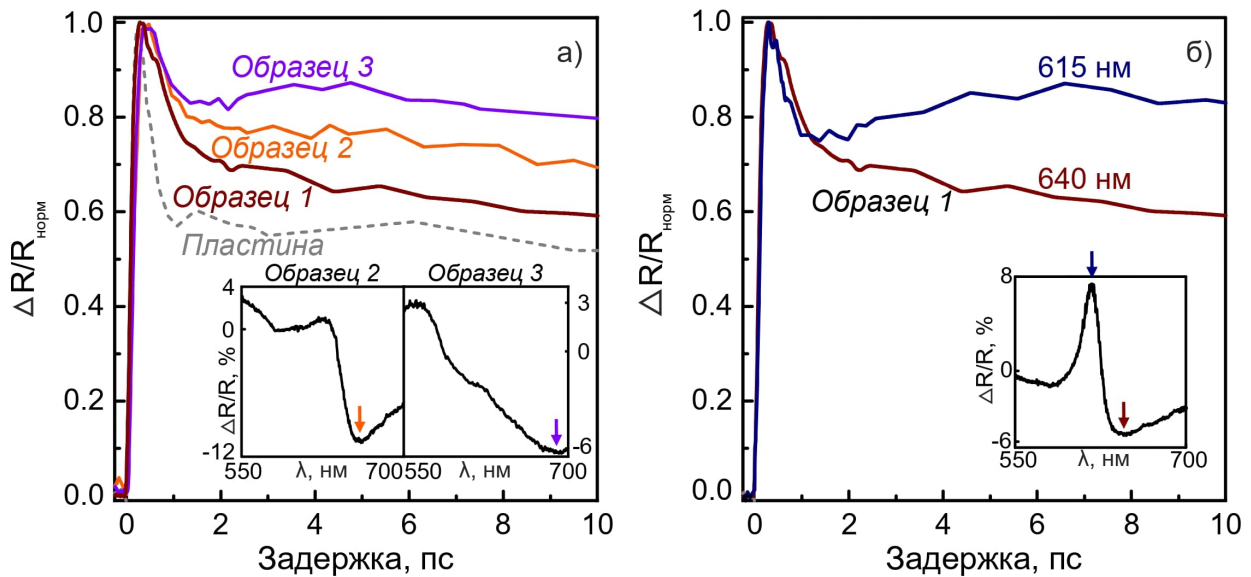


Рис. 5: а) - Нормированные на максимум зависимости дифференциального отражения от задержки для трех образцов на длинах волн провалов в спектре $\Delta R/R$ и для референсной никелевой пластины; б) - нормированные на максимум зависимости дифференциального отражения от задержки для образца 1 на длинах волн экстремумов в спектре $\Delta R/R$; вставки а) и б) - спектры $\Delta R/R$, стрелочками обозначены длины волн представленных временных сечений.

Представленные на рисунке 5 а) зависимости получены на длинах волн, соответствующих минимумам в спектрах $\Delta R/R$. Увеличение высоты решетки приводит к большим значениям дифференциального отражения по завершению электрон-фононной релаксации, что соответствует увеличению вклада фононов в изменение оптического отклика относительно электронов. Для референсной пластины никеля динамика дифференциального отражения не зависит от длины волны импульса зонда. Временные зависимости

$\Delta R/R(\tau)$ для МПК изменяются с длиной волны и могут качественно отличаться от типичных объемных металлов. Существенное отклонение от динамики объемного никеля наблюдается для образца 1 на длинах волн вблизи максимума в спектре $\Delta R/R$ (рис. 5 б): возникает дополнительный пик длительностью в несколько пикосекунд. При этом на длине волны провала $\Delta R/R(\tau)$ сохраняется монотонная релаксация, типичная для никеля. Спектральная зависимость эволюции оптического отклика также проявляется в двух других образцах, однако вариации релаксационных кривых с длиной волны зонда максимальны для образца 1 с оптимальным связыванием и минимальны для образца 3.

Четвертая глава посвящена исследованию субпикосекундной динамики экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМОЭК) в спектральной окрестности возбуждения стоячих и бегущих поверхностных плазмонов при неоднородном лазерно-индуцированном сверхбыстром размагничивании магнитоплазмонных кристаллов. Были исследованы три МПК, описанные в предыдущей главе. Измерения проводились методом спектроскопии с временным разрешением “зонд-накачка”.

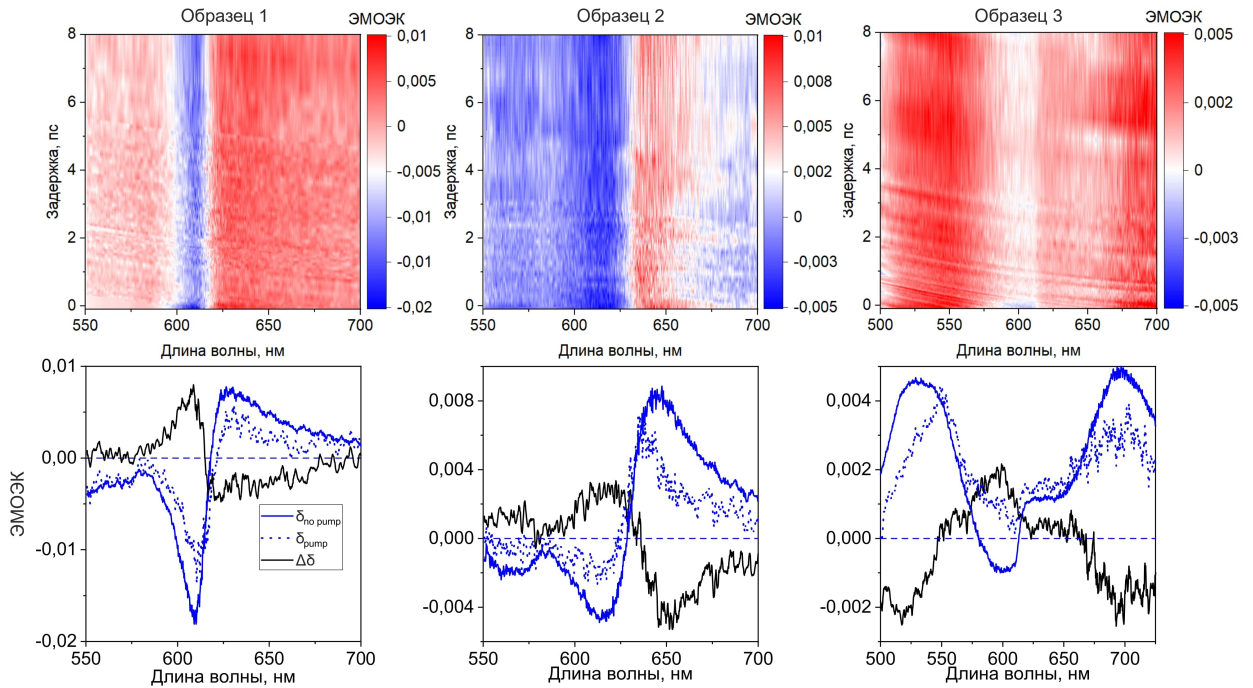


Рис. 6: Верхний ряд - экспериментальная зависимость ЭМОЭК от длины волны и времени задержки для трех образцов; нижний ряд - спектры ЭМОЭК $\delta_{\text{рмр}}$ спустя $\tau = 700$ фс после воздействия импульсом накачки, спектры ЭМОЭК при отсутствии накачки $\delta_{\text{по рмр}}$ и их разница $\Delta\delta$ для трех образцов.

Для измерения сверхбыстрой динамики ЭМОЭК использовалась установка, описанная в Главе 2. Детектировался отраженный от образцов p -

поляризованный импульс зонда, на образцы 1 и 2 он падал под углом $\theta = 12^\circ$. Угол падения для образца 3 был увеличен до $\theta = 13^\circ$, чтобы спектрально отдалить СППП и ППП. Вектор обратной решетки МПК лежал параллельно плоскости падения. Как и в предыдущей главе, импульс накачки имел плотность энергии $J = 7$ мДж/см², падал под нормалью и спектрально находился вдали от плазмонного резонанса. Основным отличием экспериментальной установки от Глав 2 и 3 было наличие постоянного магнитного поля, приложенного к образцу в экваториальной геометрии (перпендикулярно плоскости падения) с помощью постоянных магнитов, изменение ориентации магнитного поля производилось заменой магнитов разной полярности один на другой сервоприводом, подключенным к микроконтроллеру. Индукция магнитного поля в области образца составляла 500 Гс, что превышает поле насыщения никеля. Для измерения значений ЭМОЭК была использована формула:

$$\delta(\tau) = \frac{R(\mathbf{H}, \tau) - R(-\mathbf{H}, \tau)}{R(0, \tau)} \approx 2 \frac{R(\mathbf{H}, \tau) - R(-\mathbf{H}, \tau)}{R(\mathbf{H}, \tau) + R(-\mathbf{H}, \tau)}, \quad (3)$$

где τ - время задержки между импульсами зонда и накачки. Были получены спектры ЭМОЭК для трех образцов при различных задержках (рис. 6). Также были измерены спектры ЭМОЭК трех образцов при отсутствии импульса накачки $\delta_{\text{no pump}}$. Величина $\Delta\delta(\tau) = \delta_{\text{pump}}(\tau) - \delta_{\text{no pump}}$ показывает, насколько изменился спектр ЭМОЭК под действием импульса накачки.

Невозмущенные спектры ЭМОЭК $\delta_{\text{no pump}}$ для образцов 1 и 2 имеют знакопеременные формы линии с двумя экстремумами в окрестности плазмонного резонанса, для образца 1 значения $\delta_{\text{no pump}}$ меняются от $\approx -1,75\%$ до $\approx 0,75\%$, для образца 2 – от $\approx -0,45\%$ до $\approx 0,85\%$. В спектре $\delta_{\text{no pump}}$ образца 3 присутствуют две резонансных особенности: при возбуждении ППП спектр ЭМОЭК имеет симметричный максимум со значением $\delta \approx 0,5\%$, при возбуждении стоячего плазмона $\delta(\lambda)$ представляет собой асимметричную знакопеременную кривую с максимальным значением $\delta \approx 0,45\%$ и минимальным $\delta \approx -0,1\%$. Под действием импульса накачки значения ЭМОЭК в спектральной окрестности плазмонного резонанса для образцов 1 и 2 уменьшаются, при задержке 700 фс на значения δ_{pump} снижаются на $\sim 60\%$. В случае образца 3 при возбуждении ППП импульсом зонда значения ЭМОЭК снижаются на $\sim 40\%$. Форма спектра вблизи плазмонного резонанса для всех тех образцов не меняется. Также в спектрах образцов 1 и 2 наблюдается спектральный сдвиг кривой δ_{pump} относительно $\delta_{\text{no pump}}$ на 3 нм, что

связано со сдвигом плазмонного резонанса из-за изменением мнимой части диэлектрической проницаемости при нагреве элеронного газа.

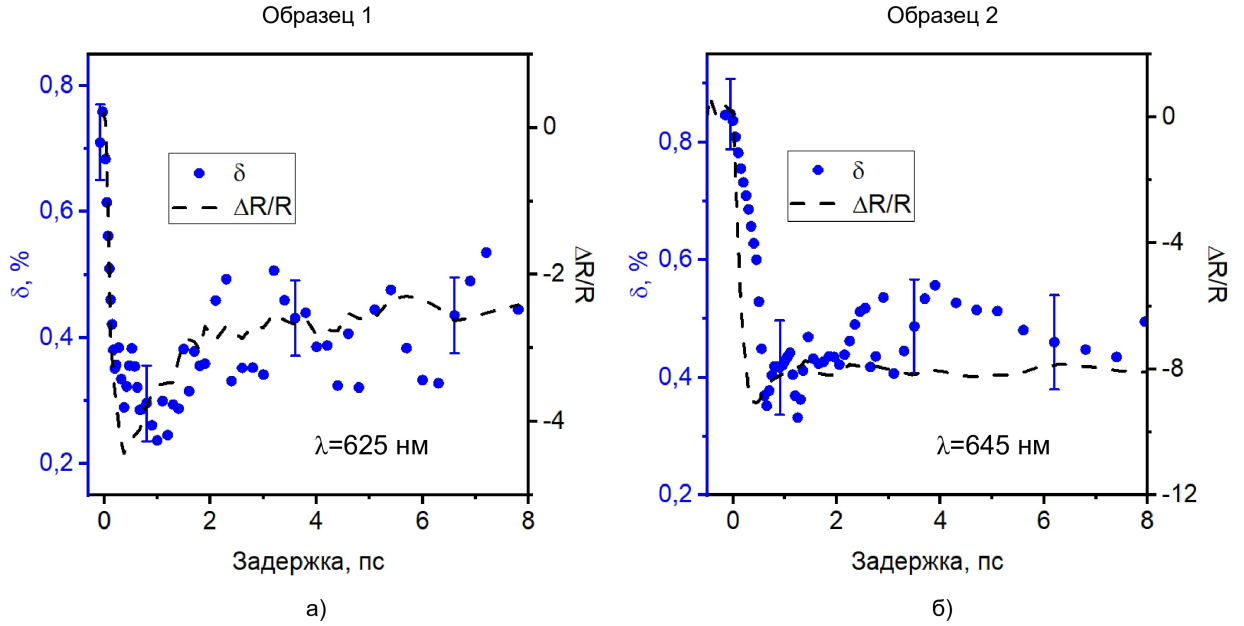


Рис. 7: Зависимость ЭМОЭК δ (синие точки) и дифференциального отражения $\Delta R/R$ (черный пунктир) от времени задержки на длинах волн возбуждения ППП для образца 1 (625 нм, рисунок а) образца 2 (645 нм, рисунок б).

Уменьшение значений ЭМОЭК δ_{pump} под действием импульса накачки связано со сверхбыстрым размагничиванием образца при увеличении электронной и фононной температур. При электрон-фононном рассеянии электрон имеет вероятность изменить ориентацию своего спина через механизм Эллиотта–Яфета, обусловленного спин-орбитальным взаимодействием. Поскольку образец изначально намагничен, такие случайные изменения спинов в нагретой области статистически уменьшают общую намагниченность.

В случае образца 3 в области возбуждения СППП спектральная зависимость ЭМОЭК $\delta_{\text{pump}}(\lambda)$ качественно отличается от $\delta_{\text{nopump}}(\lambda)$: знакопеременная кривая с двумя экстремумами преобразуется в знакопостоянную кривую с одним максимумом, достигающим значений $\delta \approx 0.4\%$. В результате, величина ЭМОЭК на коротковолновом склоне резонанса уменьшается, в центре резонанса – сохраняется, а на длинноволновом склоне резонанса значения δ увеличиваются и меняют знак с отрицательного на положительный. Данные особенности нельзя связать с изменением диэлектрической проницаемости при нагреве, так как спектры дифференциального пропускания образца 3 демонстрируют изменение ширины и амплитуды резонанса, но не сдвиг.

Динамика процесса размагничивания следует за динамикой электрон-

Образец 3

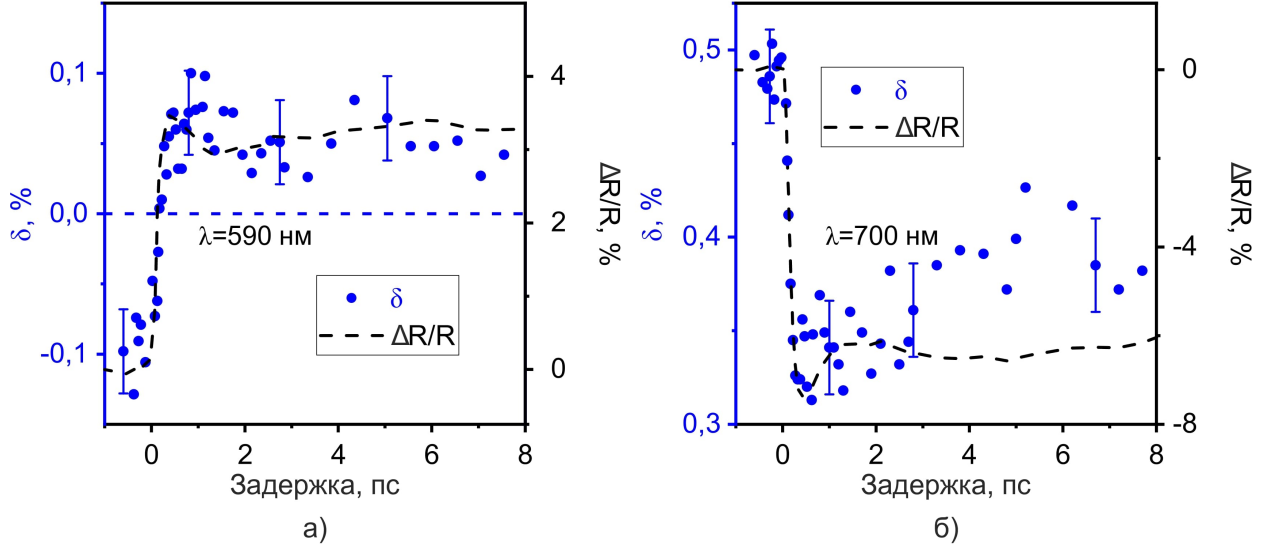


Рис. 8: Зависимость ЭМОЭК δ (синие точки) и дифференциального отражения $\Delta R/R$ (черный пунктир) от времени задержки для образца 3 на длинах волн возбуждения стоячего поверхностного плазмона (590 нм, рисунок а) и поверхностного плазмон-поляритона (700 нм, рисунок б).

ной температуры с небольшим запаздыванием. На рисунке 7 (синие точки) представлена зависимость $\delta(\tau)$ на длине волны возбуждения ППП для образцов 1 и 2, кривая $\delta_{\text{rump}}(\tau)$ представляет типичную зависимость от времени для сверхбыстрого размагничивания никеля. Под действием импульса накачки величина ЭМОЭК начинает снижаться и достигает минимального значения при временной задержке 700 фс, знак δ не меняется. После чего ЭМОЭК начинает расти – происходит процесс восстановления намагниченности. Аналогичная зависимость наблюдается для образца 3 в спектральной окрестности плазмонного резонанса (синие точки, рис. 8, б). Зависимость $\delta(\tau)$ на длинноволновом склоне резонанса стоячего плазмона имеет близкую форму (синие точки, рис. 8, а): рост, максимум при $\tau \approx 700$ фс, релаксация. Однако в этом случае $\delta(\tau)$ меняет знак с отрицательного на положительный и переходит через нулевое значение при времени задержки $\tau = 150$ фс, при этом производная по времени $\partial\delta_{\text{rump}}(\tau)/\partial\tau$ не имеет особенностей, что говорит об отсутствии какого-либо характерного процесса, ответственного за изменение знака ЭМОЭК.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом.

1. Обнаружен эффект изменения коэффициента пропускания металл - диэлектрической плазмонной метаповерхности, состоящей из золотых наносфер, покрытых слоем висмут-замещенного железо-иттриевого граната, при резонансном поглощении фемтосекундных лазерных импульсов. Изменения наблюдаются в спектральных окрестностях решеточных плазмонных резонансов, квазиволноводных мод и межзонного перехода в золоте. Максимальное значение дифференциального пропускания $\Delta T/T$ достигается в спектральной окрестности решеточной дипольной плазмонной моды и составляет 2% при плотности энергии импульса накачки $J = 0,8$ мДж/см². Дифференциальное пропускание линейно зависит от J для всех длин волн импульса зонда, кроме узкого спектрального диапазона вблизи квазиволноводных мод, где зависимость $\Delta T/T(J)$ нелинейна.
2. С помощью методики “зонд-накачка” экспериментально продемонстрирована субпикосекундная оптически индуцированная динамика коэффициента пропускания металл-диэлектрической плазмонной метаповерхности. На длинах волн возбуждения решеточных плазмонных мод зависимость дифференциального пропускания от времени задержки $\Delta T/T(\tau)$ обусловлена динамикой горячих электронов в золоте и обусловлено термализацией электронов с характерным временем $\tau_{ee} = 150$ фс и электрон-фононной релаксацией с характерным временем $\tau_{ep} = 3,5$ пс. В спектральной окрестности квазиволноводных резонансов зависимость $\Delta T/T(\tau)$ описывается модифицированной моделью, включающей плазмон-индуцированный перенос горячих электронов из металла в диэлектрик вблизи границы раздела с характерным временем затухания 7 пс.
3. Методом фемтосекундной спектроскопии “зонд-накачка” обнаружен эффект увеличения дифференциального отражения одномерных никелевых плазмонных кристаллов с синусоидальной формой поверхности по сравнению с оптически толстой пластиной никеля. При нерезонансном лазерном нагреве плазмонного кристалла с периодом 500 нм и глубиной пространственной модуляции 125 нм фемтосекундным импульсом с плотностью энергии 7 мДж/см² коэффициент отражения на длинах волн возбуждения поверхностных плазмонных резонансов уменьшается более, чем на 10%. Увеличение глубины поверхностной модуляции плазмонного кристалла приводит к увеличению соотношения вкладов электрон-фононной и фонон-фононной релаксаций от 0,6 для плоской поверхности до 0,85 для плазмонного кристалла с глубиной модуляции поверхности.

сти 165 нм.

4. Для никелевого плазмонного кристалла, поддерживающего режим оптимальной связи, в зависимости дифференциального отражения $\Delta R/R$ от временной задержки τ на длинах волн коротковолнового склона плазмонного резонанса обнаружен дополнительный экстремум при $\tau = 7$ пс, обусловленный максимальным контрастом между $\partial R/\partial \epsilon'$ и $\partial R/\partial \epsilon''$ в этой спектральной области.
5. Методом фемтосекундной спектроскопии “зонд-накачка” экспериментально исследована зависимость от времени и длины волны экваториального магнитооптического эффекта Керра одномерных никелевых плазмонных кристаллов. Для плазмонного кристалла, поддерживающего режим оптимальной связи, при плотности энергии импульса накачки 7 мДж/см² обнаружено 60%-ное снижение величины ЭМОЭК на длинах волн возбуждения бегущих поверхностных плазмон-поляритонов. Для образца с глубиной модуляции 165 нм, поддерживающего возбуждение стоячих поверхностных плазмонов, на длинноволновом склоне резонанса величина ЭМОЭК меняется от -0,1% до +0,07%. Изменение знака обусловлено пространственной неоднородностью размагничивания.

Список цитируемой литературы

- [1] Н.А. Иногамов и др., Сильное возбуждение электронной подсистемы золота ультракоротким лазерным импульсом и процессы релаксации около температуры плавления// ЖЭТФ – 2024. – т. 165, №2.– с. 165.
- [2] V.I. Klimov et al., Ultrafast dynamics of inter-and intraband transitions in semiconductor nanocrystals: Implications for quantum-dot lasers// Phys. Rev. B – 1999. – Vol. 60, №4.– p. R2177.
- [3] E. Beaurepaire et al., Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel// Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76, №22.– p. 4250.
- [4] T.A. Ostler et al., Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet// Nat. Commun. – 2012. – Vol. 3, №1.– p. 666.
- [5] S.-S. Wellershoff et al., The role of electron-phonon coupling in femtosecond laser damage of metals// Appl. Phys. A – 1999. – Vol. 69, №1.– p. S99–S107.

- [6] H. Wu et al., Ultrafast dynamics of different phase states ge2sb2te5 film induced by a femtosecond laser pulse irradiation// Materials – 2022. – Vol. 15, №19.– p. 6760.
- [7] N. Del Fatti et al., Nonequilibrium electron dynamics in noble metals// Phys. Rev. B – 2000. – Vol. 61, №24.– p. 16956.
- [8] C.-K. Sun et al., Femtosecond investigation of electron thermalization in gold// Phys. Rev. B – 1993. – Vol. 48, №16.– p. 12365.
- [9] С. И. Анисимов и др., Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов// ЖЭТФ – 1974. – т. 66, №2.– с. 776–781.
- [10] A. Block et al., Tracking ultrafast hot-electron diffusion in space and time by ultrafast thermomodulation microscopy // Sci. Adv. – 2019. – Vol. 5, №5.– p. eaav8965.
- [11] M. Gaponov et al., Laser-induced magnetization dynamics in si-doped yttrium-iron garnet film// Condens. Matter – 2022. – Vol. 7, №4.– p. 55.
- [12] A.M. Kalashnikova et al., Ultrafast laser-induced control of magnetic anisotropy in nanostructures // Tech. Phys. – 2023. – Vol. 68, №12.– p. 574–601.
- [13] B. Koopmans et al., Explaining the paradoxical diversity of ultrafast laser-induced demagnetization// Nat. Mater. – 2010. – Vol. 9, №3.– p. 259–265.
- [14] T. Stoll et al., Advances in femto-nano-optics: ultrafast nonlinearity of metal nanoparticles// Eur. Phys. J. B – 2014. – Vol. 87, №11.– p. 1–19.
- [15] J.B. Smith et al., Frequency dependence of the optical relaxation time in metals// Phys. Rev. B – 1982. – Vol. 25, №2.– p. 923.
- [16] G. Parkins et al., Intraband optical conductivity $\sigma(\omega, t)$ of cu, ag, and au: Contribution from electron-electron scattering// Phys. Rev. B – 1981. – Vol. 23, №12.– p. 6408.
- [17] S. Maier et al., *Plasmonics: fundamentals and applications*. – Springer Science & Business Media, 2007.
- [18] M. Pohl et al., Plasmonic crystals for ultrafast nanophotonics: optical switching of surface plasmon polaritons// Phys. Rev. B – 2012. – Vol. 85, №8.– p. 081401.
- [19] M. Kataja et al., Plasmon-induced demagnetization and magnetic switching in nickel nanoparticle arrays// Appl. Phys. Lett. – 2018. – Vol. 112, №7.

- [20] N. Rotenberg et al., Tunable ultrafast control of plasmonic coupling to gold films// Phys. Rev. B – 2009. – Vol. 80, .
- [21] A. Schirato et al., Ultrafast plasmonics beyond the perturbative regime: Breaking the electronic-optical dynamics correspondence // Nano Lett. – 2022. – Vol. 22, №7.– p. 2748–2754.
- [22] X. Dong et al., Plasmonic ultrafast all-optical switching with a superior on–off ratio// Nano Lett. – 2025. – Vol. 25, №10.– p. 4005–4012.
- [23] G. Crotti et al., Ultrafast switching of a metasurface quasi-bound state in the continuum via transient optical symmetry breaking// Light Sci. Appl. – 2025. – Vol. 14, №1.– p. 240.
- [24] G. Hartland et al., Optical studies of dynamics in noble metal nanostructures// Chem. Rev. – 2011. – Vol. 111, №6.– p. 3858–3887.
- [25] A. Avdizhiyan et al., Ultrafast laser-induced dynamics of non-equilibrium electron spill-out in nanoplasmonic bilayers // Nano Lett. – 2023. – Vol. 24, №1.– p. 466–471.
- [26] M. Taghinejad et al., Ultrafast control of phase and polarization of light expedited by hot-electron transfer// Nano Lett. – 2018. – Vol. 18, №9.– p. 5544–5551.
- [27] J. Li et al., Plasmon-induced resonance energy transfer for solar energy conversion// Nat. Photonics – 2015. – Vol. 9, №9.– p. 601–607.
- [28] K. MacDonald et al., Ultrafast active plasmonics// Nat. Photonics – 2009. – Vol. 3, №1.– p. 55–58.
- [29] D. Ivanov et al., Neuromorphic artificial intelligence systems // Front. Neurosci. – 2022. – Vol. 16, p. 959626.
- [30] X. Chen et al., Neuromorphic photonic memory devices using ultrafast, non-volatile phase-change materials// Adv. Mater. – 2023. – Vol. 35, №37.– p. 2203909.
- [31] D. Lei et al., New insights into plasmonic hot-electron dynamics// Light Sci. Appl. – 2024. – Vol. 13, №1.– p. 243.
- [32] L. Mascaretti et al., Plasmon-enhanced photoelectrochemical water splitting for efficient renewable energy storage // Adv. Mater. – 2019. – Vol. 31, №31.– p. 1805513.
- [33] H. Jia et al., Metallic plasmonic nanostructure arrays for enhanced solar photocatalysis// Laser Photonics Rev. – 2023. – Vol. 17, №5.– p. 2200700.

Статьи по теме диссертации, опубликованные в рецензируемых научных изданиях, индексируемых в базе ядра РИНЦ “eLibrary Science Index” и в изданиях из перечня, рекомендованного Минобрнауки России

- [1] **М.А. Кирьянов**, Г.С. Останин, Т.В. Долгова, М. Иноуэ, А.А. Федянин. Аномальная пикосекундная динамика оптического пропускания гибридной метаповерхности Au-Bi:YIG // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2023. – т. 117, №3. – с. 201–206, Импакт-фактор 0.517 (РИНЦ)/ 0.54 п.л. / вклад соискателя: 70%, EDN: OWKGMH

Переводная версия: **М.А. Kiryanov**, G.S. Ostanin, T.V. Dolgova, M. Inoue A.A. Fedyanin. Anomalous Picosecond Optical Transmittance Dynamics in Au-Bi:YIG // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters – 2023. – Vol. 117, №3. – p. 196–201, Импакт-фактор 1.5 (JIF)/ 0.54 п.л. / вклад соискателя: 70 %, EDN: WWHXMQ

- [2] **М.А. Kiryanov**, I.A. Novikov, A.Yu. Frolov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin. Surface-plasmon-assisted control of ultrafast optical relaxation traces // Laser & Photonics Reviews – 2025. – Vol. 19, №17. – p. 2500053, опубликована 03.05.2025, Импакт-фактор 13.1 (JIF)/ 1.12 п.л. / вклад соискателя: 70%, DOI: 10.1002/lpor.202500053

- [3] I.A. Novikov, **М.А. Kiryanov**, P.K. Nurgalieva, A.Yu. Frolov, V.V. Popov, T.V. Dolgova, A.A. Fedyanin, Ultrafast magneto-optics in nickel magnetoplasmonic crystals // Nano Letters – 2020. – Vol. 20, №12. – p. 8615–8619, Импакт-фактор 11.2 (JIF)/ 0.7 п.л. / вклад соискателя: 40%, EDN: CRGGAC

- [4] И.А. Новиков, **М.А. Кирьянов**, А.Ю. Фролов, В.В. Попов, Т.В. Долгова, А.А. Федянин. Пространственно неоднородное сверхбыстрое размагничивание никелевого магнитоплазмонного кристалла // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики – 2023. – т. 118, №8. – с. 584–589, Импакт-фактор 0.517 (РИНЦ)/0.54 п.л./вклад соискателя: 40 %, EDN: ORGVNK

Переводная версия: I.A. Novikov, **М.А. Kiryanov**, A.Yu. Frolov, V.V. Popov, T. V. Dolgova, A.A. Fedyanin. Spatially Inhomogeneous Ultrafast Demagnetization of a Nickel Magnetoplasmonic Crystal // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters – 2023. – Vol. 118, №8. – p. 574–578, Импакт-фактор 1.5 (JIF)/0.48 п.л./вклад соискателя: 40%, EDN: UVTANO