

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

на правах рукописи

Вабищевич Полина Петровна

Фемтосекундная динамика оптических, магнитооптических
и нелинейно-оптических эффектов в плазмонных кристаллах
и кремниевых наноструктурах с резонансами Ми

01.04.21 - лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
проф. А.А. Федянин

Москва — 2016

Оглавление

Введение	6
Глава I	
Обзор литературы	12
1. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-ди- электрик	12
1.1. Плазмонные кристаллы	15
1.2. Время жизни поверхностных плазмон-поляритонов.	24
2. Магнитооптический эффект Керра	30
2.1. Тензор диэлектрической проницаемости прозрачной среды. . . .	31
2.2. Резонансные оптические и магнитооптические эффекты, инду- цированные возбуждением локальных плазмонов и бегущих по- верхностных плазмон-поляритонов.	35
3. Полностью оптическое переключение	41
3.1. Оптический магнетизм и Резонансы Ми	44
3.2. Нелинейно-оптические процессы	47
3.3. Методы измерения коэффициента двухфотонного поглощения	50
3.4. Двухфотонное поглощение в кремнии	51
3.5. Релаксация свободных носителей в гидрогенизированном аморф- ном кремнии a-Si:H	54
3.6. Управление оптическим откликом систем с резонансами Ми . .	59
Глава II	
Преобразование огибающей фемтосекундных импульсов, отраженных от плазмонных кристаллов	64
1. Образцы плазмонных кристаллов	65

2. Линейная спектроскопия коэффициента отражения образцов плазмонных кристаллов	67
2.1. Установка спектроскопии коэффициента отражения	67
2.2. Результаты линейной спектроскопии коэффициента отражения образцов плазмонных кристаллов	68
3. Временная модификация лазерных импульсов, отраженных от плазмонных кристаллов	74
3.1. Установка для измерения кросс-корреляционных функций лазерных импульсов	74
3.2. Результаты измерения кросс-корреляционных функций лазерных импульсов, отраженных от плазмонных кристаллов	77
3.2.1. Результаты для угла падения $\theta = 67^\circ$	77
3.2.2. Результаты для угла падения $\theta = 1^\circ$	79
4. Моделирование временной модификации лазерных импульсов, отраженных от плазмонных наноструктур	82
4.1. Интерпретация результатов. Роль формы резонанса типа Фано.	84

Глава III

Временная зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных наноструктурах

91

1. Образцы магнитоплазмонных кристаллов	92
2. Линейная спектроскопия коэффициента отражения образцов магнито-плазмонных кристаллов	92
3. Спектроскопия экваториального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК)	94
3.1. Экспериментальная установка	95
3.2. Результаты спектроскопии экваториального МОЭК	96

4. Спектроскопия временной зависимости экваториального МОЭК в магнитоплазмонных кристаллах	98
4.1. Установка для измерения спектроскопии временной зависимости экваториального МОЭК	98
4.1.1. Юстировка автокорреляционной схемы	101
4.1.2. Измерение КФ на частоте приложенного магнитного поля в схеме без образца	103
4.2. Результаты измерения временной зависимости экваториального МОЭК в магнитоплазмонных кристаллах	104
4.2.1. Измерения спектра коэффициента отражения и спектра экваториального МОЭК с использованием лазера, режим непрерывного излучения	104
4.2.2. Измерение КФ лазерных импульсов на частоте магнитного поля для p -поляризованного излучения при возбуждении ПП	106
4.2.3. Интерпретация экспериментальных результатов	111
4.2.4. Измерение КФ лазерных импульсов на частоте магнитного поля для p -поляризации, в случае, когда плазмон не возбуждается	112
4.3. Экспериментальные измерения временной зависимости экваториального МОЭК тонкой железной пленки	113
4.3.1. Измерения спектра коэффициента отражения и спектра экваториального МОЭК с использованием лазера, работающего в непрерывном режиме излучения	113
4.3.2. Измерение КФ лазерных импульсов на частоте магнитного поля для тонкой железной пленки	114
5. Моделирование временной зависимости экваториального МОЭК в магнитоплазмонных наноструктурах, индуцированной возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов	115

Глава IV

Полностью оптическое переключение лазерного излучения в массивах нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния 118

1. Экспериментальные образцы полностью диэлектрических наноструктур из гидрогенизированного аморфного кремния 119
2. Линейная спектроскопия коэффициента пропускания образцов массивов нанодисков 121
 - 2.1. Экспериментальные результаты линейной спектроскопии коэффициента пропускания 121
 - 2.2. Зависимость спектров коэффициента пропускания от угла падения оптического излучения 121
3. Эффект самовоздействия в образцах массивов a-Si:H нанодисков при возбуждении резонансов Ми 122
 - 3.1. Экспериментальная установка для реализации методик *I*-сканирования и *z*-сканирования 123
 - 3.2. Экспериментальные результаты измерения эффекта самовоздействия методом *I*-сканирования 124
 - 3.2.1. Образцы массивов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния 124
 - 3.2.2. Образец тонкой пленки гидрогенизированного аморфного кремния 128
 - 3.3. Экспериментальные результаты измерения эффекта самовоздействия методом *z*-сканирования 128
 - 3.3.1. Образцы массивов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния 128
 - 3.3.2. Образец тонкой пленки гидрогенизированного аморфного кремния 129

3.3.3. Экспериментальные результаты спектроскопии эффекта самовоздействия методом z -сканирования	131
3.3.4. Обсуждение результатов экспериментов по измерению эффекта самовоздействия	133
4. Полностью оптическое переключение в образцах полностью диэлектрических наноструктур с резонансами Ми	136
4.1. Экспериментальная установка методики “накачка” — “зонд”...	136
4.2. Экспериментальные результаты оптического переключения в образцах массивов нанодисков с резонансами Ми.....	138
4.2.1. Релаксация свободных носителей в образцах полностью диэлектрических наноструктур с резонансами Ми.....	140
4.2.2. Оптическое переключение, нерезонансный случай	141
4.3. Экспериментальные результаты полностью оптического переключения в образцах массивов нанодисков с использованием chirпированных импульсов	141
4.3.1. Обсуждение экспериментальных результатов.....	144
Заключение	148
Список литературы	151

Введение

Диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию фемтосекундной динамики оптических и магнитооптических эффектов в плазмонных кристаллах, а также наблюдению нелинейно-оптических эффектов в кремниевых наноструктурах с резонансами Ми. Особое внимание уделено изучению влияния возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (ПП) на фемтосекундные импульсы, отраженные от металлических наноструктур и плазмон-индуцированной эволюции магнитооптического эффекта Керра. Рассмотрены нелинейно-оптические эффекты в массивах кремниевых нанодисков, а также роль фотоиндуцированных процессов в аморфном кремнии на оптической отклик таких наноструктур.

Актуальность обусловлена проблемой управления оптическим излучением на микро- и наномасштабах. Тенденция к миниатюризации фотонных устройств и развитие оптической связи в телекоммуникациях приводят к необходимости проведения фундаментальных исследований в области управления электромагнитным излучением с помощью наноструктурированных сред. Этому способствует развитие литографических методик, с помощью которых стало возможно создание наноструктурированных материалов с характерными размерами особенностей порядка десятков и сотен нанометров. Такое наноструктурирование приводит к появлению качественно новых оптических свойств по сравнению с исходным материалом. Например, в металлических периодических субдлинноволновых решетках возможно возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов — связанных колебаний электромагнитного излучения и плазмы свободных электронов металла [1]. По аналогии с фотонными кристаллами, плазмонные решетки часто называют плазмонными кристаллами — за счет возникновения периодичности в законе дисперсии ПП и возможного возникновения запрещенных зон для поверхностных плазмон-поляритонов [2–5].

Характерное время жизни ПП в оптическом диапазоне излучения порядка нескольких десятков-сотен фемтосекунд [6–9], поэтому представляет особый интерес изучение временных характеристик таких квазичастиц при помощи фемто-

секундных лазерных импульсов. Временной профиль отраженного и прошедшего через структуру импульса изменяется в зависимости от положения на дисперсионной кривой ПП [9]. Модификация импульса зависит от соотношения между параметрами самого импульса и параметрами резонанса ПП. До настоящего времени не были проведены спектральные измерения преобразования огибающей фемтосекундных импульсов при их взаимодействии с плазмонными наноструктурами. При этом необходимость заданного формирования огибающей фемтосекундных импульсов возникает как в прикладных исследованиях, так и в фундаментальной науке, например, в исследованиях взаимодействия света и вещества, в нелинейной оптике, в когерентном контроле квантовых состояний, в полностью оптическом переключении, в биомеханических и биомедицинских применениях, в оптической связи и других.

Возбуждение ПП чаще всего исследуется в таких материалах, как серебро, золото. Значительно реже поверхностные плазмон-поляритоны возбуждаются в магнитных металлах, таких как никель, кобальт и железо. Последние обладают ферромагнитным упорядочением, что приводит к зависимости их диэлектрической проницаемости от магнитного поля, а следовательно, к возможности наблюдения в них магнитооптических эффектов [10,11]. Внешнее магнитное поле может быть использовано для управления оптическим откликом решеток из магнитных металлов, часто называемых магнитоплазмонными кристаллами [12–14]. В магнитоплазмонных кристаллах из железа или никеля можно наблюдать усиление магнитооптического эффекта Керра (МОЭК), индуцированное возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Такое усиление до сих пор измерялось при помощи непрерывных источников излучения и его временная зависимость не рассматривалась. С другой стороны, ПП имеют время жизни порядка десятков-сотен фемтосекунд в видимом диапазоне оптического излучения, следовательно, эволюция МОЭК в магнитоплазмонных решетках должна наблюдаться на этих масштабах времен. Приложение магнитного поля позволит изменять форму огибающей фемтосекундных лазерных импульсов, соответственно, магнитоплазмонные кристаллы могут использоваться как активные устройства в телекоммуникациях.

Другим объектом повышенного интереса являются уединенные кремниевые наночастицы субдлинноволновых размеров, а также их массивы. Особую роль играют упорядоченные массивы кремниевых наночастиц, так как они наиболее просты для внедрения в технологию комплиментарных структур металл-оксид-полупроводник (КМОП). В них возможно возбуждение резонансов Ми и наблюдение так называемого оптического магнетизма — существования резонанса с ненулевым магнитным дипольным моментом на оптических частотах [15], что невозможно в обычных веществах, встречающихся в природе в естественном виде. Возбуждение Ми-резонансов приводит к усилению локального поля, а соответственно, и к усилению нелинейно-оптических эффектов [16–18]. Кроме того, в отличие от металлов, в наноструктурах на основе кремниевых наночастиц отсутствуют омические потери. Это позволит использовать большие мощности лазерного излучения, и, соответственно, увеличить эффективность нелинейно-оптических процессов в таких наноструктурах. Массивы кремниевых наночастиц являются перспективными материалами для полностью оптических переключателей за счет возможности управления их оптическим откликом при помощи генерации свободных носителей. Временной отклик наноструктур на основе кремниевых наночастиц с характерными размерами λ/n , где λ — длина волны света, n — показатель преломления, ранее не был изучен и является новой и актуальной задачей.

Целями диссертационной работы являются экспериментальное определение временных характеристик оптического отклика плазмонных кристаллов, обнаружение временной зависимости плазмон-индуцированного магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных решетках, а также наблюдение явления нелинейно-оптического самовоздействия и полностью оптического переключения фемтосекундных импульсов в кремниевых наноструктурах с резонансами Ми.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. В спектрах отражения субдлинноволновых решеток из серебра обнаружены резонансные особенности с контуром резонанса типа Фано, соответствующие возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что при длительности фемтосекундных импульсов, сопоставимой со временем релаксации поверхност-

ных плазмон-поляритонов (порядка 30–100 фс), возникает зависимость формы огибающей отраженного фемтосекундного импульса от длины волны лазерного излучения, описываемая параметрами резонанса типа Фано и используемого лазерного импульса.

2. Экспериментально продемонстрирована фемтосекундная эволюция магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных наноструктурах на основе железа, связанная с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что временная производная МОЭК зависит от спектрального положения центральной длины волны падающего лазерного импульса относительно резонанса поверхностных плазмон-поляритонов.

3. Показано, что возбуждение резонансов Ми в массиве нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния приводит к усилению эффектов нелинейно-оптического самовоздействия. Имеет место восьмидесятикратное увеличение глубины модуляции коэффициента пропускания образцов по сравнению с пленкой из аморфного кремния, вызванное возбуждением магнитного дипольного резонанса в нанодисках. Получено, что коэффициент двухфотонного поглощения в образцах массивов нанодисков на два порядка величины превышает такое значение для неструктурированной пленки гидрогенизированного аморфного кремния.

4. Обнаружен субпикосекундный нелинейно-оптический отклик наноструктур в виде массива нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния. Экспериментально показано изменение коэффициента пропускания с глубиной модуляции $\Delta T/T \simeq 1\%$ менее чем за 100 фс для фемтосекундных лазерных импульсов, прошедших через массив субдлинноволновых дисков из аморфного кремния, усиленное магнитным дипольным резонансом. Выбором параметров спектра фемтосекундного импульса относительно спектра резонансов Ми можно обеспечить уменьшение влияния вклада свободных носителей во временной оптический отклик таких наноструктур.

Практическая значимость работы заключается в разработке новых методов управления фемтосекундными лазерными импульсами при помощи плазмонных и магнитоплазмонных кристаллов, а также в перспективе создания субвол-

новых КМОП-совместимых полностью оптических переключателей с субпикосекундным откликом.

На защиту выносятся следующие **основные положения**:

1. Резонансное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов в плазмонных кристаллах на основе серебряных наноструктурированных пленок приводит к временной модификации отраженных фемтосекундных лазерных импульсов. Вид зависимости определяется параметрами резонанса типа Фано и параметрами используемого лазерного импульса.

2. Фемтосекундная временная зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерных магнитоплазмонных кристаллах на основе железа обусловлена возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Характер временной зависимости экваториального магнитооптического эффекта Керра определяется спектральным положением центральной длины волны лазерного импульса относительно резонансных особенностей в оптическом отклике магнитоплазмонных решеток.

3. Возбуждение резонансов Ми в массиве нанодисков гидрогенизированного аморфного кремния приводит к усилению эффекта нелинейно-оптического самодействия. Имеет место восьмидесятикратное увеличение глубины модуляции коэффициента пропускания образцов по сравнению с пленкой гидрогенизированного аморфного кремния, обусловленное локальным усилением поля накачки из-за возбуждения магнито-дипольного резонанса в нанодисках. Значение коэффициента нелинейного поглощения в образцах нанодисков существенно превышает значение для гидрогенизированного аморфного кремния.

4. Существует фотоиндуцированное оптическое переключение коэффициента пропускания с длительностью менее 100 фс и с глубиной модуляции $\Delta T/T \simeq 1\%$, усиленное локализованными магнито-дипольными резонансами Ми в наноструктурах в виде массива субдлинноволновых дисков из гидрогенизированного аморфного кремния. Выбором параметров спектра фемтосекундного импульса относительно спектра резонансов Ми можно обеспечить уменьшение влияния вклада свободных носителей во временной оптический отклик таких наноструктур.

Личный вклад автора является определяющим: все результаты работы получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии.

Апробация работы проводилась на основных профильных российских и международных конференциях последних лет, в том числе:

- Международная конференция “Days on Diffraction”, Санкт-Петербург, Россия, май 2014.
- Международная конференция “Frontiers in Optics (FIO)”, Флорида, Соединенные штаты Америки, октябрь 2013.
- Международная конференция “The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/The Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT) 2013”, Москва, Россия, май 2013.
- Международная конференция “12th Joint MMM/Intermag Conference”, Чикаго, США, январь 2013.
- Международная конференция “5th International Conference on Materials Science and Condensed Matter Physics”, Кишинев, Молдавия, сентябрь 2010.
- Международная конференция “The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/The Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT) 2010”, Казань, Россия, май 2010.
- Всероссийская конференция “Оптика-2009”, Санкт-Петербург, Россия, сентябрь 2009.

Основные результаты диссертации **опубликованы** в печатных работах, список которых приводится в конце автореферата, в том числе в 5 публикациях в журналах “Письма в ЖЭТФ” [19, 20], “Journal of Applied Physics” [21], “Physical Review B” [22] и “Nano Letters” [23].

Глава I

Обзор литературы

1. Поверхностные плазмон-поляритоны на границе раздела металл-диэлектрик

Падающая из диэлектрической среды на поверхность металла электромагнитная волна при выполнении определенных условий способна возбудить колебания плазмы электронов в металле. Такого рода коллективные колебания являются локализованными в приповерхностной области и носят название поверхностные плазмон-поляритоны (далее ПП). Из уравнений Максвелла путем подстановки решения в виде ТМ-поляризованной локализованной волны (ось Oz перпендикулярна границе раздела и направлена в сторону диэлектрика, ось Ox лежит на границе раздела):

$$\mathbf{H} = [0, H_y, 0], H_y = H e^{\pm \delta_{1,2} z} e^{i(\omega t - k_{sp} x)}, \quad (1)$$

где k_{sp} — волновой вектор поверхностных плазмон-поляритонов, а δ_1 и δ_2 — коэффициенты затухания металла и диэлектрика, соответственно, можно получить закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов [1]:

$$k_{sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}}, \quad (2)$$

где ε_1 — диэлектрическая проницаемость металла и ε_2 — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, c — скорость света в вакууме, ω — частота падающего излучения. Поверхностные электромагнитные волны могут существовать только на границе раздела двух сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков, например $\varepsilon_1 < 0$, $\varepsilon_2 > 0$. При этом, чтобы у $k_{sp}(\omega)$ существовала действительная часть, должно выполняться неравенство $|\varepsilon_1| > \varepsilon_2$. Если учесть, что диэлектрическая проницаемость металла имеет вид $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''$, а ε_2 является действительной, то можно получить закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов в виде:

$$k_{sp}(\omega) = k_{sp}' + ik_{sp}''(\omega) = \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1'(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1'(\omega) + \varepsilon_2(\omega)} \right)^{1/2} + i \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1'(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon_1'(\omega) + \varepsilon_2(\omega)} \right)^{3/2} \frac{\varepsilon_1''(\omega)}{2(\varepsilon_1')^2}. \quad (3)$$

Длина свободного пробега поверхностных плазмон-поляритонов на гладкой металлической поверхности благородного металла определяется выражением:

$$L = \frac{1}{2k''_{sp}} = \frac{2c}{\omega} \left(\frac{\varepsilon'_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon'_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)} \right)^{3/2} \frac{2(\varepsilon'_1)^2}{\varepsilon''_1(\omega)}. \quad (4)$$

На рис. 1 представлен график закона дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов. Прямая закона дисперсии электромагнитной волны в вакууме ck (голубая штриховая прямая) не пересекает дисперсионную кривую поверхностных плазмон-поляритонов (красная кривая), что говорит о необходимости создания специальных условий их возбуждения: условий фазового синхронизма.

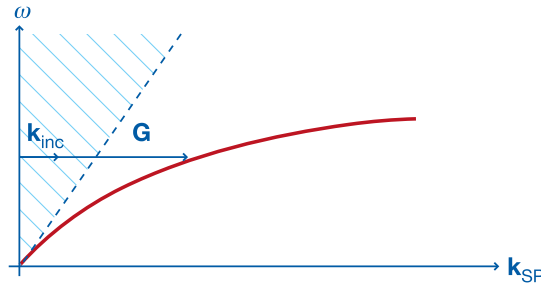


Рис. 1: Голубой штриховой линией обозначен закон дисперсии света в вакууме, красной — закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела металл-вакуум. Здесь ω — частота падающего света, $\mathbf{k}_{inc}$ — волновой вектор падающего излучения, $\mathbf{k}_{sp}$ — волновой вектор ПП, $\mathbf{G}$ — недостающий волновой вектор для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов [24].

Существует несколько способов возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, и одним из них является метод возбуждения ПП на поверхности металла с периодически структурированным рельефом. При падении света под углом θ на решетку, возможна ситуация совпадения волновых чисел дифрагированного света и ПП: дифрагированная волна оказывается направленной вдоль поверхности (рис. 2). Вектор обратной решетки $\mathbf{G}$ связан с волновым вектором ПП $\mathbf{k}_{sp}$ и векторной проекцией $\mathbf{k}_{inc}$ волнового вектора падающего на поверхность излучения

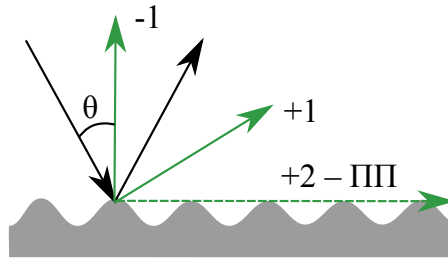


Рис. 2: Периодически структурированная поверхность металлической пленки. Черная сплошная прямая — направление падающего и отраженного излучения, θ — угол падения, зеленые прямые — направления излучения порядков дифракции, штриховая зеленая линия — направление распространения поверхностных плазмон-поляритонов, при возбуждении $n = +2$ порядком дифракции.

$\mathbf{k}_0$ равенством

$$\mathbf{k}_{sp} = \mathbf{k}_{inc} + n\mathbf{G}, \quad n \in Z, \quad k_{inc} = k_0 \sin \theta. \quad (5)$$

Последнее условие фазового синхронизма и выражение (3) позволяют получить длину волны возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на периодической структурированной поверхности или закон дисперсии ПП:

$$\lambda = \frac{a_0}{\pm n} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon'_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon'_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} \mp \sin \theta \right), \quad (6)$$

где $a_0 = \frac{2\pi}{G}$ — период решетки. В силу трансляционной симметрии закон дисперсии ПП модифицируется так, что он повторяется при смещении волнового вектора на величину вектора обратной решетки G (рис. 3). Отметим, что для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, решетка должна иметь период, сопоставимый с длиной волны падающего света. По аналогии с любыми другими периодическими структурами, в законе дисперсии ПП в области пересечения кривых, соответствующих различным порядкам n , возможно возникновение плазмонной запрещенной зоны из-за взаимодействия между двумя модами поверхностных плазмон-поляритонов [4, 5, 8].

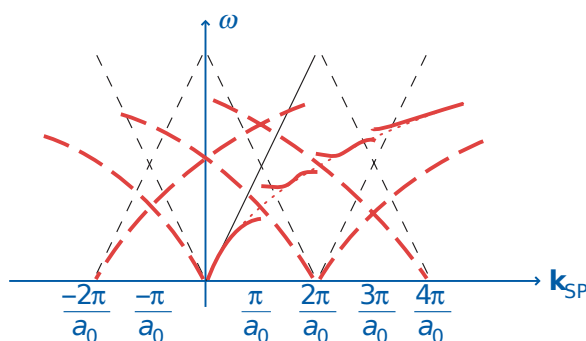


Рис. 3: Вид закона дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов на периодически структурированной поверхности металла (красная толстая кривая). Черная прямая отображает закон дисперсии света в вакууме, Штриховая тонкая красная кривая соответствует закону дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов на гладкой поверхности металла [24].

1.1. Плазмонные кристаллы

Одной из особенностей закона дисперсии ПП (уравнение (6)) является наличие запрещенной зоны (далее ЗЗ). Как видно из рис. 3, существует область частот, в которой поверхностные плазмон-поляритоны распространяться не могут. Экспериментальные подтверждения наличия запрещенной зоны в законе дисперсии поверхностных плазмон поляритонов встречаются в литературе с 1968 года [25–27]. Такие структуры получили название плазмонных кристаллов или плазмонных фотонных кристаллов [2]. По аналогии с фотонными кристаллами, такое расщепление закона дисперсии может наблюдаться в структурах с пространственной модуляцией показателя преломления, например металлических полосках, нанесенных на диэлектрическую подложку. При падении света на структуру при определенных условиях возникают стоячие волны, которые приводят к возникновению в законе дисперсии запрещенной зоны. Так как между резонансами возникает перераспределение энергии, в некоторых случаях возможно задетектировать усиление радиационных потерь одной моды, светлой, и их подавление у другой моды, темной.

В работе [3] приведены экспериментальные измерения распределения ближне-

го поля у периодической наноструктуры в виде золотых полос на диэлектрической подложке (рис. 4). Показано, что для светлой моды максимум интенсивности распределения поля на поверхности образца приходится на края полосок, то есть на области рассеяния решетки, поэтому происходит увеличение радиационных потерь Γ_{rad} . В случае темной моды на эти области приходится минимум распределения поля, что приводит к подавлению пропускания света через решетку. Подобная

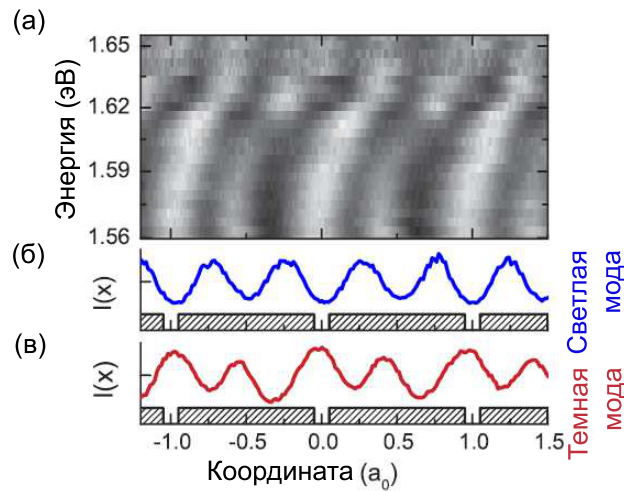


Рис. 4: Распределение ближнепольной компоненты поля на поверхности одномерной золотой решетки на диэлектрической подложке (а). Сечение распределения ближнепольной компоненты для темной моды (б) и для светлой моды (в). Снизу представлен профиль образца, нормированный на период a_0 [3].

ситуация наблюдается также в случае одномерных решеток, целиком покрытых металлической пленкой. В этом случае у одной моды поле стоячей волны сконцентрировано наверху полосок, а у второй — внизу (рис. 5).

Подробный теоретический и экспериментальный анализ зависимости параметров $\mathbb{Z}$ от профиля поверхности приведен в статьях [4, 5]. В работах рассматривается структура, профиль которой имеет две Фурье-компоненты K и $2K$:

$$s(x) = d_1 \sin(Kx) + d_2 \sin(2Kx + \phi_2), \quad (7)$$

где K — это вектор обратной решетки, здесь равный $\frac{\pi}{a}$, a — период структуры, x — пространственная координата, d_1 и d_2 — амплитуды двух гармонических

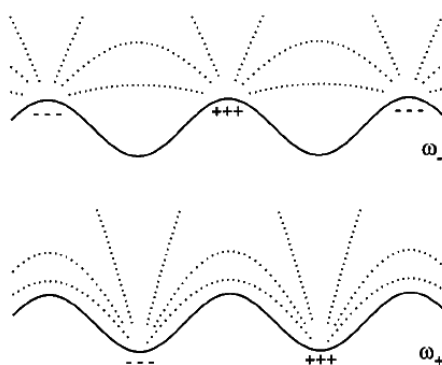


Рис. 5: Схема линий электрического поля и распределения зарядов на поверхности для двух стоячих волн на краях запрещенной зоны [4].

компонент профиля, ϕ_2 — их взаимная фаза.

На рис. 6 приведен закон дисперсии ПП распространяющихся по такой решетке. В данном случае $2K$ -компонента выполняет условия синхронизма для связи с фотонами, наличие K -компоненты приводит к сдвигу ЗЗ вдоль оси k_x на половину периода. Другие ветви закона дисперсии так же могут привести к ЗЗ, но их ширина будет значительно меньше и фактически не будет наблюдаться в эксперименте.

От параметров модуляции поверхности зависит как центральная частота зоны, так и положения краев. Экспериментальные результаты зависимости ширины запрещенной зоны от амплитуды модуляции d_2 приведены в статье [5]. Но, так как величина амплитуды d_2 составляет всего несколько нанометров, подтвердить совпадение экспериментальных и теоретических результатов не представляется возможным.

Позднее этой же научной группой предложен более простой метод наблюдения запрещенной зоны в плазмонных кристаллах [28]. Для эффективного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов использовалась не дополнительная модуляция поверхности, а призмный метод возбуждения ПП (рис. 7), что позволило перенести световую линию под запрещенную зону. Такой метод заведения излучения позволил получить ЗЗ шириной в 0.08 эВ (рис. 8).

Рассмотрим ситуацию, когда структура имеет сквозные отверстия. Одним из

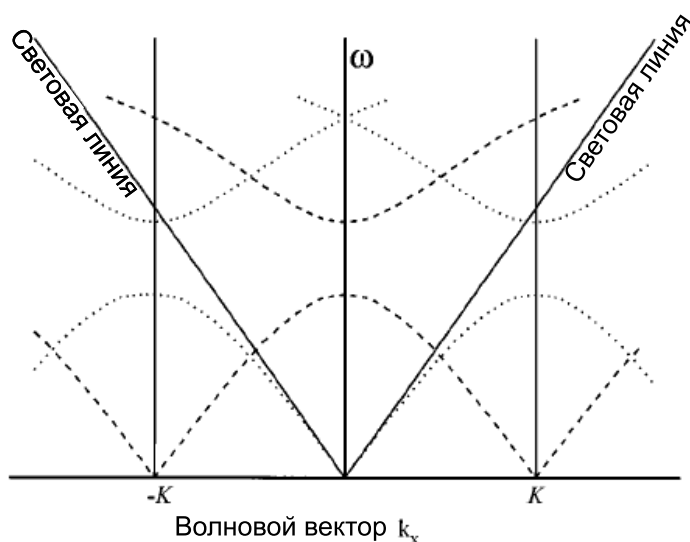


Рис. 6: Закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся по поверхности металлической пленки, чей профиль имеет две Фурье компоненты K и $2K$. Пунктирная кривая, соответствующая $2K$ компоненте, имеет запрещенную зону под световой линией, и для этой зоны условие синхронизма не может быть выполнено. Для исследования запрещенной зоны необходима вторая компонента K , которая переносит запрещенную зону в область, доступную в эксперименте (штриховая кривая) [4].

оптических эффектов, связанных с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов, является эффект экстраординарного оптического пропускания (ЭОП) света через оптически непрозрачные пленки металлов [29]. На длинах волн, значительно превышающих диаметр отверстий, наблюдается пропускание, по абсолютной величине превышающее 4%. Поэтому запрещенная зона в законе дисперсии ПП может возникнуть не только в отраженном, но и в пропущенном свете.

После открытия эффекта ЭОП появилось достаточно много работ, в которых исследовалось одновременно как отражение, так и пропускание наноструктурированных металлических пленок. В работах [30], [31] приведен численный расчет коэффициентов отражения и пропускания для металлических решеток. Было показано, что в случае падения оптического излучения на образец со стороны воздуха, на длинах волн, где в пропускании наблюдается пик, в отражении будет

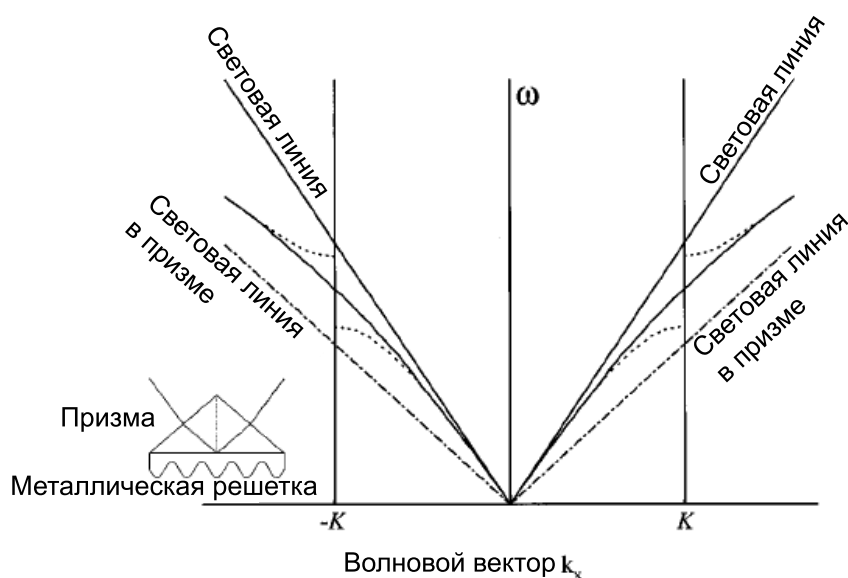


Рис. 7: Закон дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, возбужденных призмным методом и распространяющихся по металлической решетке [4].

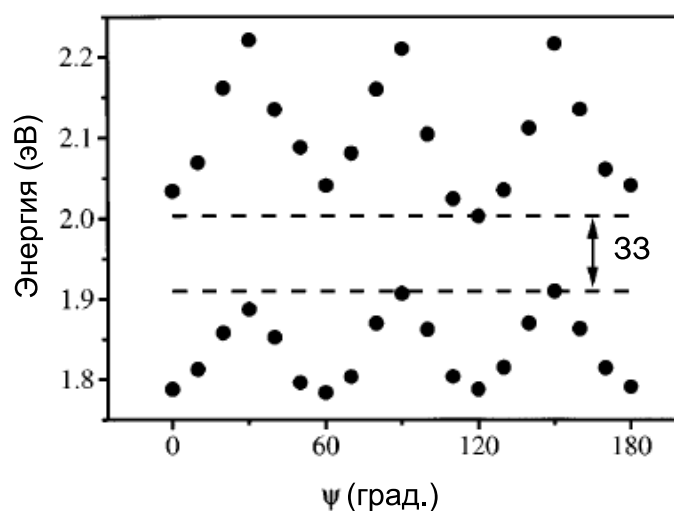


Рис. 8: Энергия верхней и нижней ветви закона дисперсии ПП в зависимости от угла падения излучения на гексагональную решетку. Стрелкой показана запрещенная зона шириной 0.08 эВ [28].

наблюдаться провал, и наоборот. Это было подтверждено экспериментальными результатами, например в работе [32], где были измерены коэффициенты отражения и пропускания решетки из кварца, запыленной серебром (рис. 9).

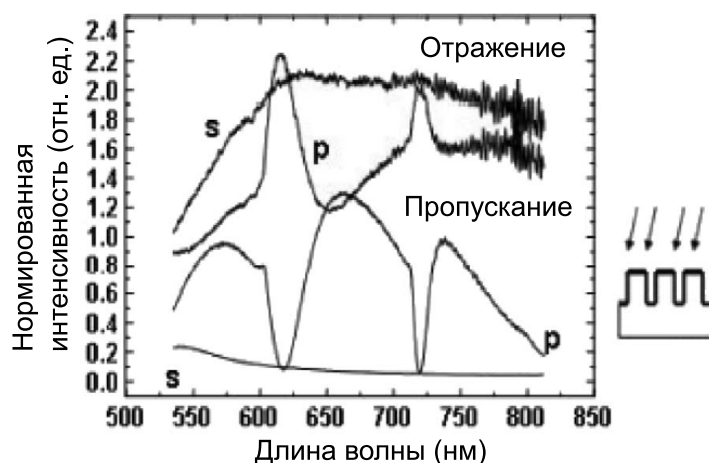


Рис. 9: Спектр пропускания и отражения s - и p -поляризованного излучения, падающего под углом 5° на металлическую решетку с периодом $a = 660$ нм. Справа представлено схематическое изображение профиля структуры [32].

Резонансная длина волны поверхностных плазмон-поляритонов не всегда находится в максимуме/минимуме спектров пропускания или отражения, хотя для определения ширины запрещенной зоны ПП авторы часто приводят зависимость положения максимума или минимума резонанса от угла падения оптического излучения на образец, как на рисунке 8. Кроме резонансного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов присутствуют нерезонансное рассеяние света, падающего на решетку. Это приводит к тому, что достаточно часто в спектрах наблюдается резонанс в виде комбинации пика и провала. Такая форма линии схожа с формой линии резонанса типа Фано [33]. Обычно резонансом Фано называют асимметричные спектры линий поглощения атомов, экспериментально полученные в 1935 г., для которых Уго Фано в том же году представил теорию их описания в виде процесса взаимодействия дискретных состояний атома с непрерывным спектром. Однако, первое экспериментальное наблюдение асимметричных форм линий относится к более раннему открытию, сделанному Робертом Вудом в 1902 г. [34] и часто называемому аномалией Вуда или аномалией Вуда-Рэля — обнаружение узких асимметричных резонансов в спектрах коэффициентов отражения дифракционной решетки. Лорд Релей в 1907 году представил теоретическое

описание данного явления, которое смогло предсказать длины волн, на которых наблюдаются аномалии, но не форму линии. Уго Фано попытался преодолеть эту трудность уже после 1935 г. в ряде работ [35–37], предположив, что наблюдаемые аномалии связаны с возбуждением поверхностных волн. Рассматривая поверхностно-связанное состояние как дискретный уровень и рассеянное излучение как континуум, аномалия Вуда может быть интерпретирована как Фано резонанс [38–40]. При падении электромагнитного излучения на решетку существует два канала рассеяния (рис. 10): один — это нерезонансное рассеяние света, то есть прямое отражение или пропускание через структуру, второй — это резонансный канал, когда сначала происходит возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, а потом переизлучение.

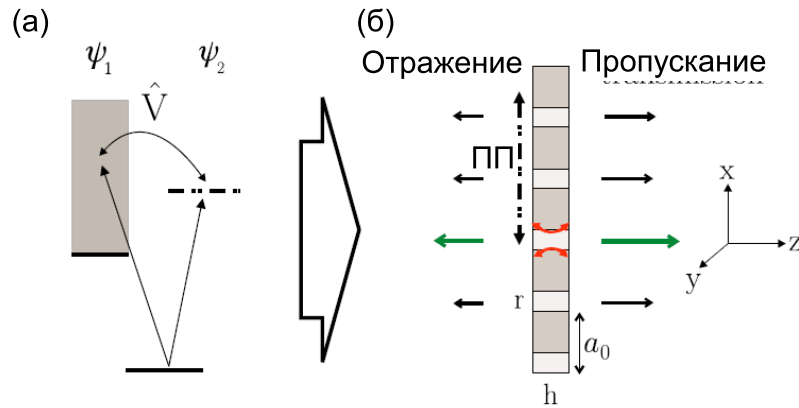


Рис. 10: (а) Формальное представление модели Фано для двух связанных каналов. Первый канал — это прямое отражение или пропускание излучения, второй — возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов и их последующее переизлучение. (б) Схематическое представление процесса рассеяния излучения через перфорированную структуру. Прямые стрелки — пропускание и отражение от структуры, штрих-пунктирная линия — возбуждение ПП [39].

Следовательно, такой резонанс можно представить как сумму слагаемого, не зависящего от частоты, отвечающего за нерезонансный вклад, и резонансного слагаемого в виде лоренцева контура (рис. 11) [3]:

$$t(\omega) = C + \frac{f\Gamma_{rad}e^{i\phi}}{\omega - \omega_0 + i(\Gamma_{rad} + \gamma)}, \quad (8)$$

где C — нерезонансная амплитуда, f и ϕ — сила и фаза осциллятора, ω_0 — центральная частота резонанса, резонансная ширина Γ состоит из двух компонент: Γ_{rad} — радиационное затухание и γ — нерадиационное затухание из-за наличия поглощения в металле. Примечательно, что в зависимости от величины вклада каждого канала в спектре коэффициентов пропускания или отражения могут наблюдаться как пик, как провал, так и их комбинация.

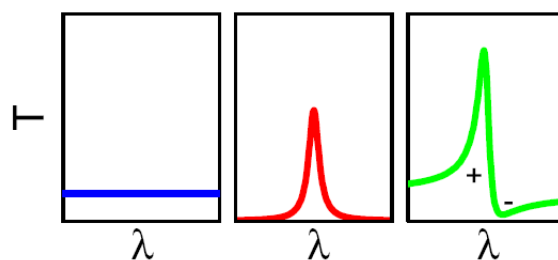


Рис. 11: Схематическое представление возникновения контура резонанса Фано. Сложение нерезонансного слагаемого и лоренцевой линии приводит к появлению асимметричной формы линии резонанса [8].

В статье [39] приведен пример спектров пропускания для структур с различной толщиной пленки перфорированного металла, и, следовательно, различным вкладом нерезонансного пропускания. При уменьшении толщины пленки заметно возрастание фона и изменение контура резонанса (рис. 12). На рисунке стрелкой указано положение частоты, на которой выполняется условие синхронизма ПП для данного периода структуры.

Еще два параметра, входящие в выражение (8), — ширина Γ_{rad} и γ , характеризующие время жизни плазмон-поляритонов. Оно определяется радиационными и нерадиационными потерями, причем для благородных металлов считают, что вклад нерадиационных потерь значительно меньше вклада радиационных [6, 7, 41].

Определить время жизни поверхностных плазмон-поляритонов можно из спектров отражения или пропускания. Например, в статье [6] показана зависимость времени жизни ПП от диаметра отверстий в металлической пленке, упакованных в квадратную решетку. В данном случае ширина резонанса рассчитывалась из ре-

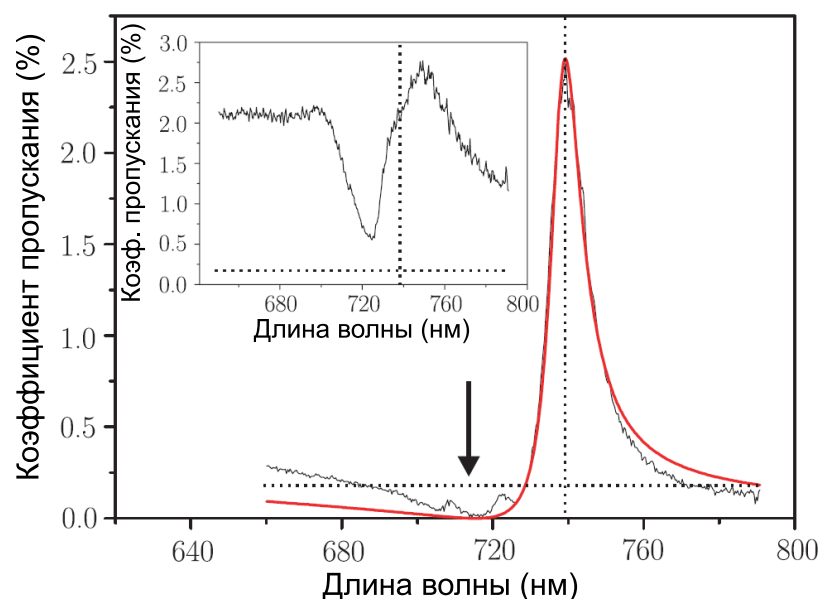


Рис. 12: Экспериментальный спектр пропускания золотой пленки толщиной 200 нм с периодом 700 нм. Красная линия — аппроксимированный контур Фано. На вставке — экспериментальный спектр пропускания золотой пленки толщиной 100 нм и периодом 700 нм. Различный вклад пропускания излучения через структуру приводит к модификации формы контура резонанса типа Фано [39].

зонансов в спектре коэффициента отражения, аппроксимированных лоренцевой линией. Было получено, что чем меньше диаметр отверстия, тем больше время жизни поверхностных плазмон-поляритонов. Аналогично, в статьях [7, 8, 41] это было сделано для спектров пропускания. Стоит отметить, что такой способ определения времени жизни зависит от модели резонанса, которая используется для аппроксимации спектра — в случае ассиметричной формы линии резонанса использование лоренцева контура для оценки нецелесообразно. Часто в экспериментальных спектрах коэффициентов отражения и пропускания наблюдается несколько резонансов, которые накладываются друг на друга. Это в свою очередь усложняет возможное описание из-за большого количества параметров, и в лучшем случае удастся определить лишь порядок значения времени жизни.

1.2. Время жизни поверхностных плазмон-поляритонов

Длина пробега поверхностных плазмон-поляритонов на гладкой металлической пленке определяется мнимой частью волнового вектора ПП, то есть, она ограничивается оптическим поглощением в металле (формула (4)). Измерения были проведены, например, для в схемы, где ПП возбуждались с помощью схемы Кретчмана в полоске из золота или серебра и детектировалось их распространение при помощи ПЗС-камеры [42]. На рисунке 13 приведены кривые зависимости длины пробега ПП от длины волны для золотой и серебряной пленки, рассчитанные по формуле (4), а также значения, полученные экспериментально. Наблюдается качественное согласие экспериментальных данных и рассчитанных. Для длины волны $\lambda = 785$ нм характерная длина пробега ПП по золотой пленке получилась равна $L = 40$ мкм. При увеличении длины волны света длина пробега ПП также увеличивается.

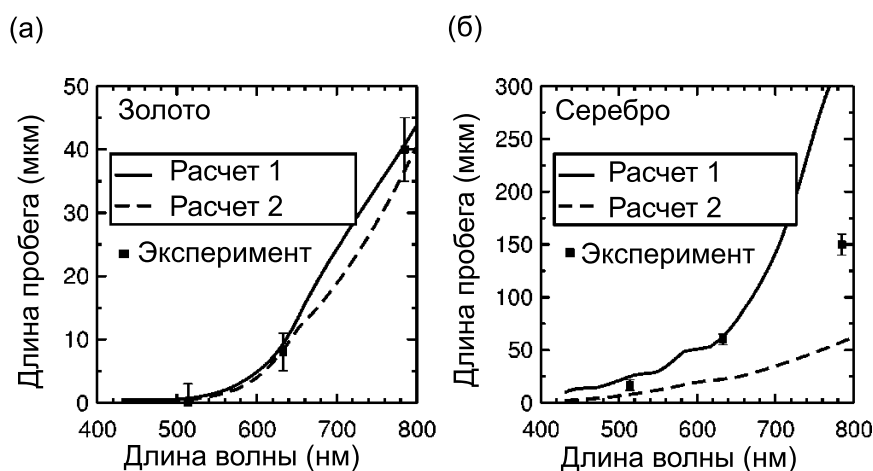


Рис. 13: Длина пробега ПП на гладкой пленке золота (а) и серебра (б) в зависимости от длины волны падающего излучения. Линии соответствуют кривым, рассчитанным по формуле (4). Расчет 1 основан на значениях диэлектрической проницаемости, взятых из источника [43], расчет 2 — из источника [44]. Точки — длина пробега ПП, полученная из эксперимента [42].

Более современным методом детектирования распространения возбуждения

является методика время-разрешающей нелинейной фотоэмиссионной спектроскопии [45–47]. Такой метод позволяет получить видео распространения волнового пакета поверхностных плазмон-поляритонов. Была измерена как фактическая длина пробега ПП, так и групповая скорость. Плазмон-поляритоны возбуждались на краю канавки или выступа на гладкой пленке, и исследовалась картина их распространения по гладкой поверхности, а так же процесс интерференции этого возбуждения с другим лазерным импульсом. Соответственно, в работе [46] при помощи численного моделирования было получено, что длина пробега волнового пакета ПП по золотой пленке в идеальном случае может достигать величины в $L = 88$ мкм для длины волны $\lambda = 783$ нм, хотя в эксперименте она несколько меньше из-за дисперсии. Групповая скорость ПП в данном случае получилась равна $v_g = 0.95c \pm 0.01c$, где c — скорость света. Полученные данные достаточно неплохо согласуются с аналогичными, представленными ранее [47, 48]. Следовательно, экспериментально подтверждено, что ПП, распространяющиеся по гладкой металлической пленке, имеют длину пробега в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах оптического излучения равную нескольким десяткам микрон, а время жизни ПП равно нескольким сотням фемтосекунд.

Однако, при возбуждении ПП решеточным методом необходимо так же учитывать радиационные потери связанные с рассеянием плазмон-поляритонов на неровностях поверхности. Это приводит к существенному уменьшению длины пробега ПП. Измерения длины распространения ПП на периодических структурах были проведены, методами измерения ближнего поля и интенсивностной корреляционной функции [7, 9], методикой время-разрешающего пространственного гетероденирования [49], так и, например, при помощи нелинейно-оптических методов [50]. Рассмотрим работу [7], где исследовался образец в виде золотой пленки с массивом круглых отверстий радиусом $r = 125$ нм и периодом перфорации $a = 761$ нм. На спектре коэффициента пропускания резонансный пик, связанный с возбуждением ПП наблюдается на длине волны $\lambda = 827$ нм. Методом измерения распределения ближнепольной компоненты электромагнитного излучения на поверхности образца было получено, что длина свободного пробега ПП на длине

волны, соответствующей максимуму резонанса пропускания, равна $L = 3.26$ мкм. В таком случае, время затухания ПП около $\tau = 10$ фс. Авторами были проведены также измерения интенсивностной кросс-корреляционной функции лазерного импульса длительностью $\tau_{pulse} = 40$ фс и центральной длиной волны $\lambda = 790$ нм. При прохождении через образец импульс уширялся на $\Delta\tau = 10$ фс (рис. 14). Однако, спектральная ширина используемого импульса (около 20 нм) перекрывала лишь часть резонанса ПП.

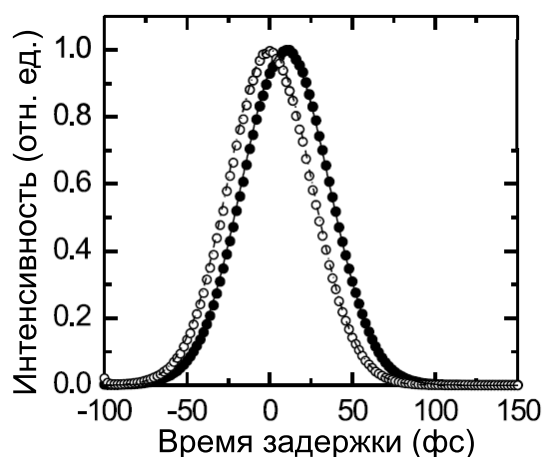


Рис. 14: Черные точки — кросс-корреляционная функция от импульса, вышедшего из лазера и прошедшего через металлическую пленку с отверстиями. Белые точки — кросс-корреляционная функция от импульса вышедшего из лазера и от импульса, прошедшего через подложку [7].

Изменение длительности фемтосекундного лазерного импульса при прохождении через решетку с возбуждением ПП было задетектировано и в более ранних работах [51]. Получено увеличение длительности титан-сапфирового лазерного импульса на $\Delta\tau = 7$ фс при прохождении через золотую решетку. Следовательно, на основе этих работ можно сделать вывод, что время жизни ПП, распространяющихся по структурированной поверхности, за счет радиационных потерь почти на порядок меньше, чем время жизни ПП, распространяющихся на гладкой поверхности.

Одним из способов увеличения времени жизни ПП является использование перераспределения энергии между модами, возникающего в запрещенной зоне плазмонного кристалла. В работе [9] кросс-корреляционным методом измерялся импульс с длительностью $\tau_{pulse} = 110$ фс, прошедший через одномерную металлическую решетку. Показано изменение огибающей формы импульса на четырех длинах волн — две из них соответствуют краям запрещенной зоны (рис. 15(а)). Было получено, что на одном краю ЗЗ задетектировано изменение формы огибающей прошедшего импульса, относительно импульса, прошедшего через подложку. Время жизни ПП в этом случае равно $\tau \approx 18$ фс (рис. 15(б) $\lambda = 754$ нм). В случае, когда длина волны соответствует другому краю запрещенной зоны, длительность импульса заметно увеличивается, и ПП имеет время жизни порядка $\tau \approx 250$ фс (рис. 15(б) $\lambda = 741$ нм). В этой работе использовался лазерный импульс с длительностью около $\tau_{pulse} = 110$ фс, соответственно его спектральная ширина его составляла несколько нанометров, что позволило авторам провести измерения на двух краях ЗЗ. В работе [8], использовался импульс длительностью $\tau_{pulse} = 11$ фс, спектр которого целиком перекрывал два края запрещенной зоны закона дисперсии ПП, распространяющегося по полосковой структуре из золота. Методами спектральной интерферометрии [8] и спектральной интерферометрии для прямой реконструкции поля [52], позволяющими восстановить как амплитуду, так и фазу лазерного импульса, прошедшего через структуру, были получены как удлинение лазерного импульса до $\Delta\tau = 200$ фс, так и дополнительная модуляция временного профиля импульсов из-за одновременного перекрытия двух резонансов. Однако, использование сверхкоротких импульсов не позволяет выделить вклад темной и светлой моды во временной профиль импульса. В этой же работе для этих же образцов были проведены измерения распределения ближнего поля для двух мод ЗЗ, представленные ранее на рисунке 4.

В большинстве экспериментальных работ наблюдалось удлинение лазерного импульса при его прохождении через металлическую решетку с резонансным возбуждением ПП. Однако, еще в 1994 году были проведены расчеты изменения формы огибающей лазерного импульса при его отражении от металлической пленки,

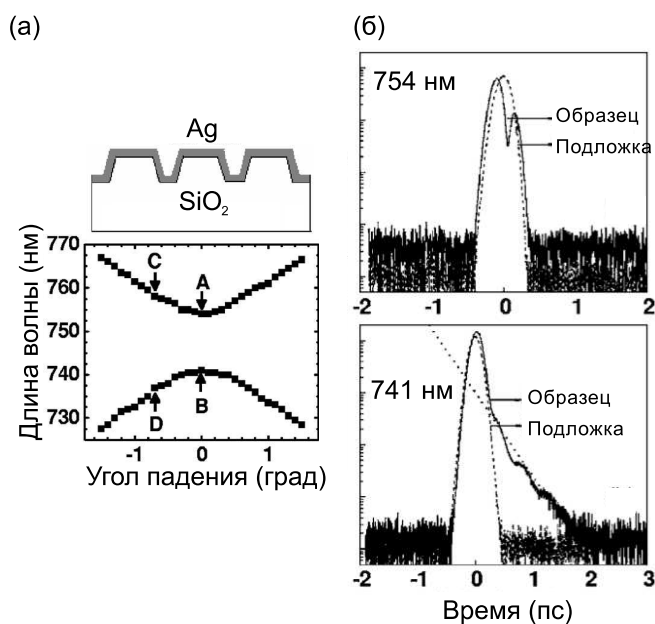


Рис. 15: (а) Сечение образца (сверху) и закон дисперсии ПП для одномерного плазмонного кристалла около центра зоны Бриллюэна (снизу). (б) Профиль лазерного импульса после прохождения через металлическую решетку при нормальном падении на двух разных краях запрещенной зоны [9].

связанные с возбуждением в пленке поверхностных плазмон-поляритонов призмными методами [53]. Показана потенциальная возможность не только удлинения импульса и сдвига его максимума, но и возникновения локального минимума внутри импульса, вызванного деструктивной интерференцией (рис. 16). Были получены различные модификации формы импульса в зависимости от поглощения в системе, от длительности используемых импульсов, от угла падения оптического излучения.

Экспериментально настолько подробных измерений проведено не было, в силу того, что измерение фемтосекундных лазерных импульсов не является тривиальной задачей, и только в последние двадцать лет появились методы, позволяющие задетектировать их. Чаще всего используются авто- или кросс-корреляционные схемы, которые не позволят однозначно восстановить форму импульсов. Более современными являются методики спектральной интерферометрии [8], частотно-разрешающего оптического стробирования [54, 55], спектральной интерферомет-

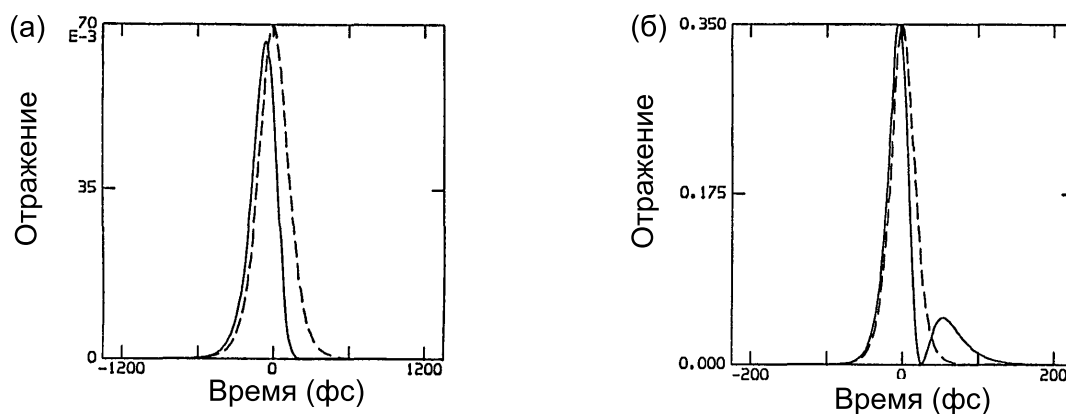


Рис. 16: Численный расчет изменения огибающей лазерного импульса при его отражении от серебряной пленки, в которой возбуждаются ПП. (а) Длительность используемого импульса равна $\tau_{pulse} = 150$ фс, (б) — длительность используемого импульса равна $\tau_{pulse} = 20$ фс. Штриховая кривая соответствует огибающей используемого лазерного импульса [53].

рии с прямой реконструкцией поля [52] и их различные модификации, комбинации и усовершенствования [56–58]. Кроме того необходимо учитывать как спектральную ширину используемого лазерного импульса, относительно ширины исследуемых резонансов, так и длительность импульса по сравнению со временем жизни поверхностных плазмон-поляритонов. Если в схеме используется импульс длительностью в несколько сотен фемтосекунд, то обычно он превышает время релаксации ПП. Если же в схеме используются сверхкороткие импульсы, то их спектральная ширина целиком перекрывает весь резонанс, что не позволяет изучать временные характеристики лазерных импульсов в зависимости от длины волны. Поэтому использование экспериментальных установок, в которых лазерный импульс имеет спектральную ширину 5–10 нм, а, следовательно, и длительность импульса 100–200 фс, позволит провести измерения временных характеристик оптического отклика плазмонных наноструктур.

2. Магнитооптический эффект Керра

Открытия магнитооптических эффектов, Фарадея и Керра, являются одними из важнейших в 19 веке, так как именно благодаря им научное сообщество задумалось об электромагнитной природе света, тем самым развивая предпосылки к созданию электромагнитной теории Максвелла. Первым М. Фарадей в 1845 г. задетектировал эффект поворота плоскости поляризации при прохождении света через свинцово-боросиликатное стекло в магнитном поле [11, 59]. В 1876–1877 гг. Дж. Керр наблюдал поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света при его отражении от поверхности намагниченного бруска железа [60]. В качестве образца Керр использовал полюс магнита. Рассмотренная им геометрия эксперимента получила название полярного эффекта Керра (рис.17(а)). Двумя годами позднее он открыл схожий эффект, но при другом направлении намагниченности образца относительно плоскости падения света — продольный эффект Керра (рис.17(б)). Дальнейшие исследования Питера Зеемана в 1895 г. и Аугусто Риги в 1886 г. показали, что наблюдается не только поворот плоскости поляризации, но и свет становится эллиптически поляризованным. Питер Зееман был одним из первых ученых, кто экспериментально исследовал магнитооптические свойства железа, кобальта и никеля. В 1986 году именно он открыл поперечный эффект Керра. Основное его отличие от предыдущих эффектов в том, что он может наблюдаться только в поглощающих материалах. Было задетектировано изменение интенсивности и сдвиг фазы линейно поляризованного света, отраженного от намагниченной среды, в случае, когда вектор намагниченности лежит в плоскости образца и перпендикулярен плоскости падения света (рис.17(в)). Но, несмотря на то, что активно велись измерения магнитооптических свойств металлов, теоретическое описание этих эффектов представляло из себя большую сложность. Схожие с экспериментом результаты, основанные на зонной теории, стали появляться только в середине двадцатого столетия [61, 62]. Эти и все последующие численные результаты [63] подтверждают, что достаточно точные спектры магнитооптического эффекта Керра могут быть получены из первопринци-

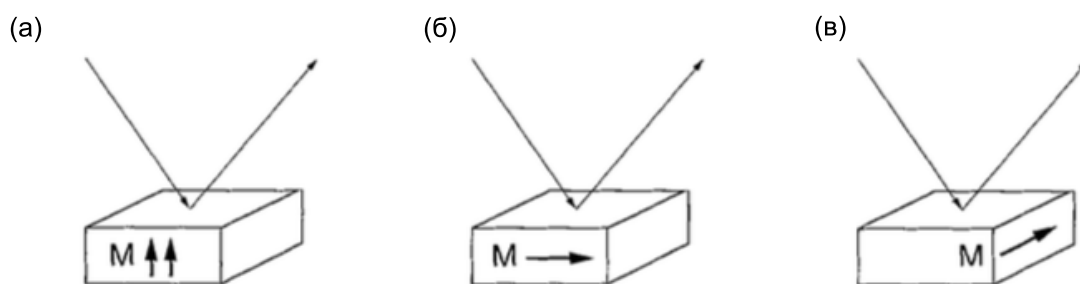


Рис. 17: Схематическое изображение возможных конфигураций магнитооптических эффектов Керра. Широкая стрелка обозначает направление внешнего магнитного поля [11]. (а) Полярный эффект Керра. (б) Меридиональный или продольный эффект Керра. (в) Экваториальный или поперечный эффект Керра.

пов теории энергетических зон. Магнитооптические эффекты в ферромагнитных металлах определяются внутризонными и межзонными переходами. Внутризонный механизм, проявляемый при низких энергиях, определяется фундаментальным свойством поляризованного света взаимодействовать с орбитальным движением отдельных, спин-поляризованных электронных состояний, которые, в свою очередь, связаны со спином через спин-орбитальное взаимодействие. Эти эффекты, в основном, определяются d -электронами, так как для них спин-орбитальное расщепление значительнее, чем для s - и p -электронов. Следовательно, методы спектроскопии магнитооптических эффектов являются высокочувствительным инструментом для определения свойств материалов, почти на атомном уровне. Это и определило высокую популярность магнитооптической спектроскопии до сих пор как в фундаментальных исследованиях, так и в прикладных.

2.1. Тензор диэлектрической проницаемости прозрачной среды

Конкретные свойства среды в макроскопической теории могут быть заданы видом тензоров диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ и магнитной восприимчивости $\hat{\mu}$ [10, 64]. Прозрачную среду можно описать тензором диэлектрической проницаемости,

который в случае немагнитной среды приводится к диагональному виду:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

Когда среда изотропна — все диагональные компоненты тензора одинаковы $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3$. В случае магнитных сред, в тензоре диэлектрической проницаемости появляются недиагональные компоненты, в зависимости от направления магнитного поля. Предположим, что поле направлено по оси z :

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

Будем рассматривать оптический диапазон излучения ($\omega \simeq 10^{15} \text{ с}^{-1}$), в котором можно считать, что тензор магнитной восприимчивости $\hat{\mu}$ является единичным тензором [64]. Рассмотрим случай ферромагнетика, коим является железо. Тензор $\hat{\varepsilon}$ можно представить в виде суммы симметричного и антисимметричного тензоров в системе координат с осью z , направленной вдоль вектора намагниченности $\mathbf{M}$:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & ig & 0 \\ -ig & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Векторы электрического смещения и поляризованности можно записать в виде:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + i[\mathbf{gE}] + b(\mathbf{E} - \mathbf{m}(\mathbf{mE})), \quad (12)$$

$$\mathbf{P} = \alpha_0 \mathbf{E} + i[\mathbf{gE}] + b(\mathbf{E} - \mathbf{m}(\mathbf{mE})), \quad (13)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M$, $b(M) = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды при $M = 0$, $\mathbf{g}$ — вектор гирации. В изотропной среде:

$$\mathbf{g} = g(M)\mathbf{m}. \quad (14)$$

При наличии дисперсии и поглощения в среде константы $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $g = g' + ig''$, $\alpha_0 = \alpha' + i\alpha''$, $b = b' + ib''$ являются комплексными функциями частоты. Вторые

слагаемые определяют гиротропные эффекты: магнитный круговой дихроизм и магнитное круговое двупреломление; последние — оптическую магнитную анизотропию: магнитный линейный дихроизм и магнитное линейное двупреломление. Когда вектор намагнитченности стремится к нулю, $M \rightarrow 0$, константы g и b также обращаются в нуль.

Продольный и полярный эффекты Керра, проявляющиеся в повороте плоскости поляризации и появлении эллиптичности, описывают в виде угла поворота θ_K и коэффициента эллиптичности $\varepsilon_k = \arctan(\frac{b}{a})$, где a , b — значения полуосей эллипса. Величина угла поворота плоскости поляризации для металлических ферромагнетиков, например никеля, при комнатной температуре чаще всего существенно меньше 1° , поэтому, любое увеличение данной величины называют гигантским эффектом Керра.

При наличии поперечного или экваториального эффекта Керра изменяется интенсивность отраженного от намагнитченной среды света. Будем считать, что намагнитченность направлена в плоскости образца x - y по оси x , волновой вектор лежит в плоскости y - z . Решение уравнений Френеля, описывающих коэффициенты отражения n_s для s -поляризованного и n_p для p -поляризованного света от изотропной среды [11], имеет вид

$$n_s^2 = \varepsilon_1; \quad n_p^2 = \varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1}, \quad (15)$$

где ε_1 — диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, ε_2 — недиагональные. Следовательно, показатель преломления s -поляризованной волны не зависит от наличия магнитного поля. То есть поперечный эффект Керра проявляется только в p -поляризованном свете. Так как магнитное поле может быть направлено либо в положительную сторону по x , либо в отрицательную, то можно написать значения коэффициента отражения от среды при двух направлениях магнитного поля:

$$r_{pp}(M^\pm) \approx r_{pp} \left(1 \pm \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_2 \sin 2\phi_i}{\varepsilon_1^2 \cos^2 \phi_i - \varepsilon_0 \varepsilon_1 - \varepsilon_0^2 \sin^2 \phi_i} \right), \quad (16)$$

где r_{pp} — коэффициент отражения света при отсутствии магнитного поля p -поляризованного света, ϕ_i — угол отражения излучения. Тогда нормированное зна-

чение изменения коэффициента отражения при двух направлениях магнитного поля δ_K , называемого коэффициентом эффекта Керра, будет иметь вид:

$$\delta_K = \frac{1}{2r_{pp}}(|r_{pp}(M^+)|^2 - |r_{pp}(M^-)|^2). \quad (17)$$

Отметим, что в некоторых работах по измерению магнитооптического эффекта Керра величина δ_K используется без 2 в знаменателе. Кроме того, знак величины δ_K определяется исходя из выбора “положительного” направления магнитного поля. Результаты спектров значения эффекта Керра или Фарадея различных групп могут не совпадать до знака. Фарадей принял положительным направление поворота плоскости поляризации свинцового стекла. А Керр стал определять знак поворота по отношению к направлению тока в катушке электромагнита. С использованием выражений (16),(17) для значения коэффициента Керра можно получить

$$\delta_K = Re \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_2 \sin 2\phi_i}{\varepsilon_1^2 \cos^2 \phi_i - \varepsilon_0\varepsilon_1 - \varepsilon_0^2 \sin^2 \phi_i} \right]. \quad (18)$$

Это выражение показывает, что поперечный эффект Керра, как и продольный и экваториальный, напрямую связан с недиагональными компонентами тензора диэлектрической проницаемости. При нормальном падении значение коэффициента становится пропорционально первому порядку ε . Следовательно, при помощи измерения эффекта Керра, можно получить значения компонент тензора диэлектрической проницаемости. Например, в работах [65–69] были получены недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости железа. Результаты работ [68–71] по измерению полярного эффекта Керра приведены на рисунке 18. Видно соответствие результатов двух работ при малых значениях энергии [68, 69], поэтому все дальнейшие оценки будут сделаны основываясь на данных значений диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне излучения, представленных на рисунке 19 из работы [68].

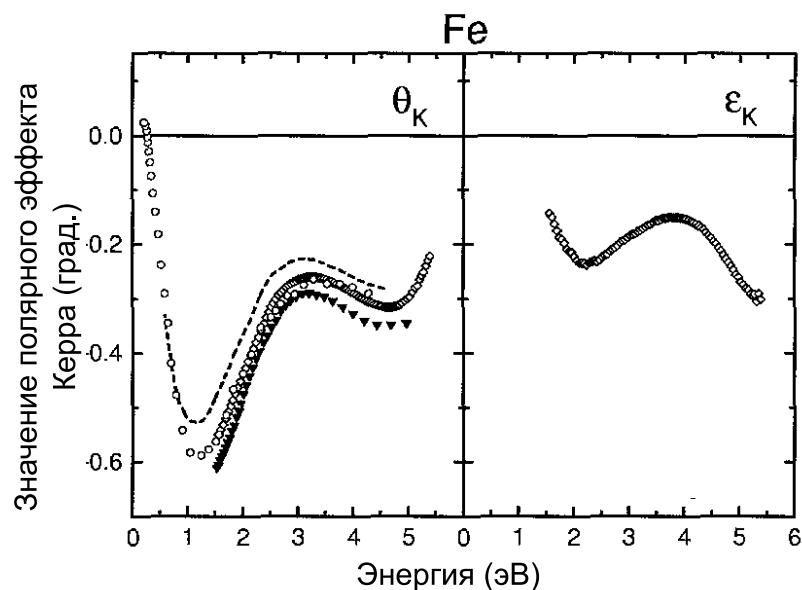


Рис. 18: Экспериментальные результаты значений поворота плоскости поляризации для полярного магнитооптического эффекта Керра при комнатной температуре [11]. Окружности — экспериментальные данные из работы [68], штриховая кривая соответствует экспериментальным результатам из работы [69], треугольники — [70], ромбики — [71].

2.2. Резонансные оптические и магнитооптические эффекты, индуцированные возбуждением локальных плазмонов и бегущих поверхностных плазмон-поляритонов

Так как величина поперечного эффекта Керра напрямую связана с коэффициентом отражения материала, то логично предположить зависимость величины эффекта от спектральных особенностей образца. Изменение диэлектрической проницаемости металла под действием магнитного поля приводит к изменению условий возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, что проявляется в наличии спектральной зависимости значения эффекта Керра. Такая зависимость была зафиксирована в работе [72], где показано, что возбуждение поверхностных магнитоплазменных волн приводит к усилению магнитооптического эффекта Керра в тонких пленках железа и никеля, напыленных на призму из тяжелого флинта.

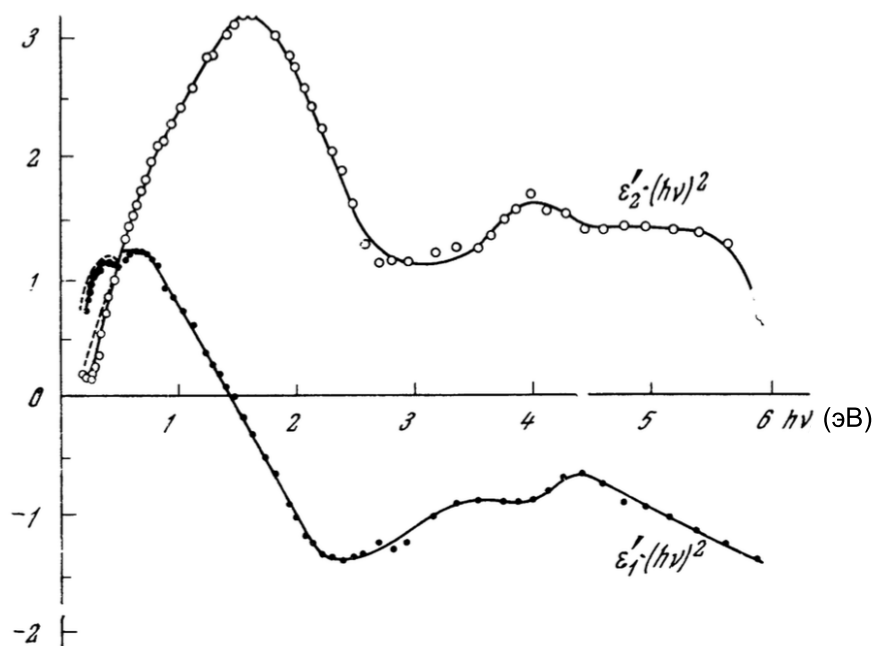


Рис. 19: Значения диагональных и недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости, полученных в работе [68].

Оговоримся, что ранее в литературе ПП называли поверхностными плазменными волнами, а в работе [73] в присутствии магнитного поля в экваториальной геометрии они были названы магнитоплазменными волнами.

В более ранних работах используется возбуждение ПП при помощи призмы и наблюдается усиление как экваториального, так и меридионального эффектов Керра [74]. Усиление ассоциируется с расщеплением закона дисперсии ПП в магнитном поле, что ведет к смещению углового положения резонанса ПП при смене направления магнитного поля. Кроме того, возможно использование различных многослойных структур: слоев благородных и ферромагнитных металлов [75–77]. В этом случае, эффект Керра в ферромагнитном металле усиливается при помощи возбуждения ПП, распространяющихся на границе раздела благородный металл-воздух. В более поздних работах, когда появилась возможность изготавливать структуры с субволновым периодом, наблюдается спектральная зависимость эффекта Керра при наличии ПП, возбуждающихся решеточным методом [12–14] в так называемых магнитоплазменных кристаллах. Будем называть магнитоплаз-

монным кристаллом металлические субдлинноволновые решетки, в которых возможно как резонансное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, так и наблюдение магнитооптических эффектов. Причем так называют как просто структурированные поверхности магнитного металла, в которых возможно возбуждение ПП, так и различные комбинации благородных металлов и магнитных материалов [78–86]. В последнее десятилетие было рассмотрено огромное количество конфигураций таких структур, изготовленных различными методами литографии (рис. 20) [87].

Резонансное усиление поперечного эффекта Керра было задетектировано, например, для субволновых решеток, из никеля [14, 78, 79, 82], хотя длина пробега ПП в нем существенно меньше, чем в благородных металлах. В наноструктурах из благородных металлов, например в золотых или серебряных, при сильном внешнем магнитном поле также может наблюдаться поперечный эффект Керра, но в данном случае, возникновение магнитооптического отклика связано с воздействием силы Лоренца на свободные электроны [88, 89]. Соответственно, чаще используют многослойные структуры, например благородный металл/ферромагнитный металл [81, 90], чтобы достичь оптимального соотношения между величиной магнитооптического отклика наноструктурированной поверхности, а также временем жизни ПП (рис. 20(б)). Либо же структура в виде периодической решетки из благородного металла, находящиеся на подложке из ферромагнитного диэлектрика [80, 91, 92]. Рассмотрим результаты численного расчета спектра коэффициента отражения и спектра поперечного эффекта Керра, представленных в работе [91] (рис. 21(а,б)). На рисунке 21(в,г,д) показано изменения спектра коэффициента отражения для трех углов падения при двух противоположных направлениях магнитного поля. Два минимума в спектре коэффициента отражения соответствуют двум модам ПП. При увеличении угла эти два резонанса смещаются ближе друг к другу по спектру, полностью совпадая при 30° (рис. 21(д)). Рассмотрим что происходит со спектром коэффициента отражения при изменении направления магнитного поля на примере рисунка 21(г). При приложении магнитного поля к образцу изменяется тензор диэлектрической проницаемости ферромагнитной

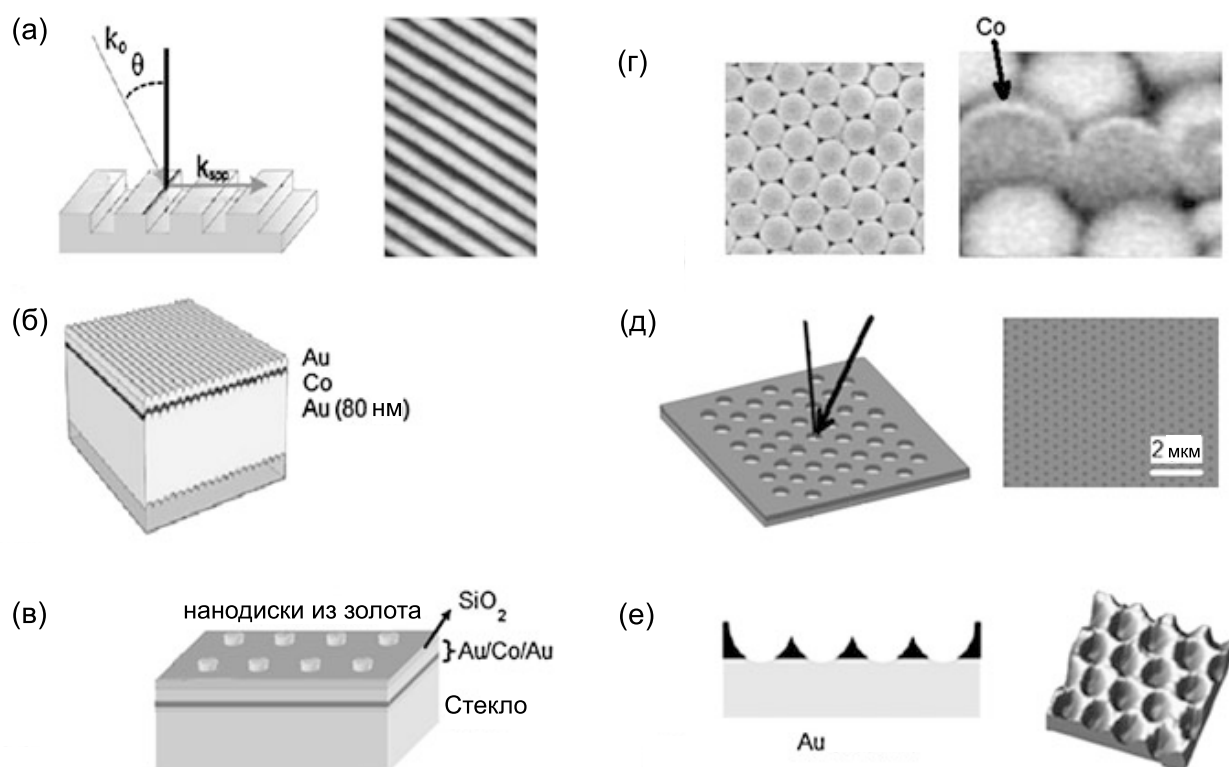


Рис. 20: Различный дизайн структурированных поверхностей, в которых наблюдается плазмон-индуцированное усиление магнитооптического эффекта Керра [87]. (а) Одномерная решетка из никеля: слева скетч образца, справа АФМ изображение [82]. (б) Трехслойная структура золото-кобальт-золото на решетке из поликарбоната [81]. (в) Золотые нанодиски на трех слоях Au/Co/Au [83]. (г) Двумерная решетка из кобальта на поверхности коллоидного кристалла полиметилметакрилата: слева представлено изображение, полученное в растровом электронном микроскопе, справа — сечение частицы, полученное с помощью фокусированного ионного пучка галлия: стрелка указывает на слой кобальта [84]. (д) Двумерный плазмонный кристалл из кобальта: справа представлено изображение, полученное в растровом электронном микроскопе, слева — схема образца [85]. (е) Двумерный плазмонный кристалл, полученный из самоорганизующихся полимерных монослоев, из никеля на золотой подложке: слева — схематичное изображение структуры, справа — АФМ изображение [86].

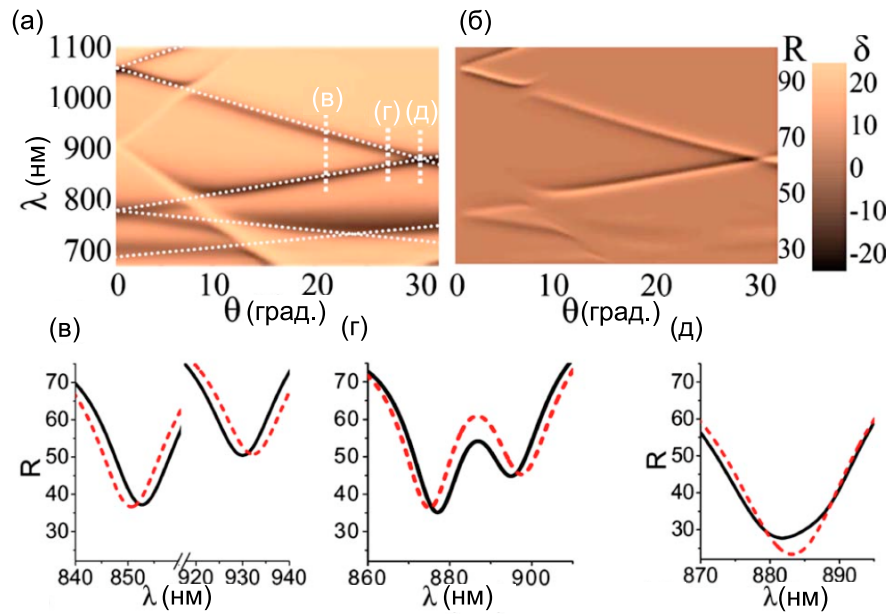


Рис. 21: (а) Зависимость спектра коэффициента отражения решетки из благородного металла, находящейся на ферромагнитном диэлектрике, от угла падения оптического излучения. (б) Зависимость спектра поперечного магнитооптического эффекта Керра решетки от угла падения оптического излучения. (в–д) Спектры коэффициента отражения решетки при двух противоположных направлениях магнитного поля: $+\mathbf{M}$ — сплошная кривая, $-\mathbf{M}$ — красная штриховая кривая, для трех углов падения (в) — $\theta = 20^\circ$, (г) — $\theta = 28^\circ$, (д) — $\theta = 30^\circ$ [91].

подложки, соответственно, изменяются условия распространения ПП. Это проявляется в том, что смещается резонансная длина волны и изменяется время жизни ПП. Значение волнового вектора ПП при приложенном магнитном поле может быть описано формулой [91]

$$\begin{aligned}
 k_{\text{magn}} &= k_{\text{sp}}(1 + \alpha g), \\
 k_{\text{sp}} &= k_0 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2}, \\
 \alpha &= (-\varepsilon_1 \varepsilon_2)^{-1/2} \left(1 - \frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1^2} \right)^{-1},
 \end{aligned} \tag{19}$$

где k_{sp} — волновой вектор ПП без магнитного поля, g — вектор гирации, соответствующий недиагональной компоненте тензора диэлектрической проницаемости, k_0 — волновой вектор падающей волны, ε_1 — значение диэлектрической проница-

емости золота, ε_2 — значение диэлектрической проницаемости ферромагнитного диэлектрика. На рисунке 21(в,г) длинноволновый резонанс смещается в длинноволновую область, коротковолновый в коротковолновую, так как направления распространения ПП по поверхности для этих двух резонансов противоположны, а соответственно, и вклад от приложенного магнитного поля для этих двух резонансов различен. Кроме того, изменение компонент тензора диэлектрической проницаемости под действием магнитного поля изменяет время жизни ПП, то есть ширину резонанса. Эта модификация спектра коэффициента отражения и называется “усилением” магнитооптического эффекта Керра, величина которого зависит в том числе и от добротности резонанса. Использование добротных резонансов, в том числе и со спектральной линией типа Фано, позволяет получить значения величины эффекта Керра на несколько процентов больше по сравнению с исходными значениями эффекта для данных материалов.

Аналогичное усиление эффекта Керра можно наблюдать в структурах с резонансным усилением локальных плазмонов — возбуждений в металлических наночастицах, имеющих характерные размеры в несколько десятков нанометров. Они могут быть изготовлены как из благородного металла и располагаться на пленке магнитного металла [93], [94], так и быть изготовленными из магнитного металла и находиться либо на поверхности диэлектрика, либо внутри него [95]. В работе [93] была показана зависимость величины полярного магнитооптического эффекта Керра от резонансного возбуждения локальных плазмонов в золотых наночастицах различного диаметра, вкрапленных в железно-иттриевый гранат допированный висмутом (Bi:YIG). Было выявлено аномальное поведение данного эффекта вблизи плазмонного резонанса, а также показано, что результаты практически не зависят от диаметра частиц, но сильно зависят от концентрации, то есть от среднего расстояния между частицами. При оптимальной концентрации золотых частиц происходит значительное усиление ближнепольной компоненты электромагнитного поля между частицами, что и является, по мнению авторов статьи, причиной аномального поведения полярного эффекта Керра. В работе [94] было обнаружено плазмонное усиление полярного эффекта Керра в никелевой

пленке, покрытой золотыми наночастицами. Также с помощью исследования эффекта Холла было обнаружено увеличение мнимой части недиагональных компонент тензора проводимости вблизи резонанса, что можно интерпретировать как увеличение недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости, которое и приводит к увеличению угла поворота плоскости поляризации.

Следовательно, резонансное возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов приводит к аномальному изменению спектра магнитооптического эффекта Керра. При этом, так как поверхностные плазмон-поляритоны имеют временную динамику в диапазоне десятков-сотен фемтосекунд, то тогда и магнитооптический эффект Керра, “усиленный” при помощи ПП, должен иметь характерную временную зависимость на том же временном масштабе. Поэтому, целью третьей главы диссертации является обнаружение временной зависимости плазмон-индуцированного магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных решетках.

3. Полностью оптическое переключение

Из-за ограничений, возникающих при использовании электронов в качестве носителей информации, в последнее десятилетие стала активно развиваться область нанофотоники, связанная с поиском новых способов передачи и обработки информации или созданием так называемых оптических компьютеров. Преимуществами использования фотонов по сравнению с электронами являются как скорость передачи — она больше в десятки тысяч раз по сравнению с электронами, так и возможность использовать различные состояния света. Это могут быть как различные состояния поляризации света, так и использование нескольких длин волн лазерного излучения. Это позволит совершать несколько процессов одновременно, а соответственно, увеличить скорость передачи и обработки информации. Наиболее вероятным путем развития нанофотоники является интеграция фотонных устройств в уже имеющиеся технологии, а это в свою очередь налагает ограничения, например на использование материалов. Для внедрения в технологию КМОП структур проще всего использовать фотонные устройства из полупровод-

ников, например из кремния.

Ныне предлагается достаточно много способов реализации полностью оптических переключателей. Рассмотрим подробнее фотонные схемы, в которых используются нелинейно-оптические свойства материалов. Возможно две конфигурации переключения: одним лазерным импульсом изменяется показатель преломления среды, а соответственно и направление другого лазерного импульса, либо изменяется коэффициент пропускания среды, контролируя включение и выключение второго импульса (рис. 22).

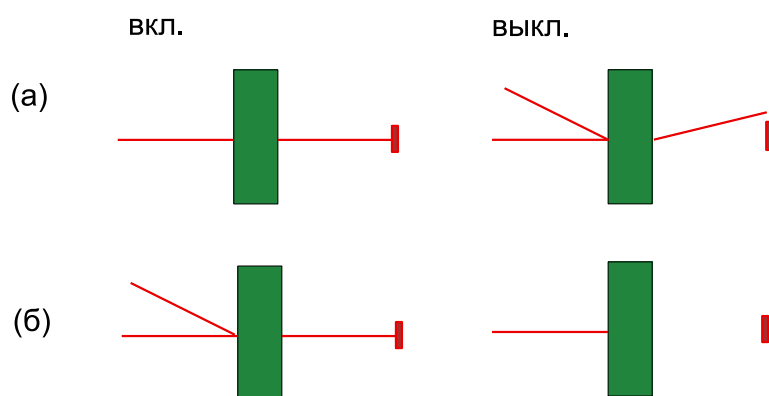


Рис. 22: Идеи реализации полностью оптического переключения. (а) Переключение при помощи отклонения луча. (б) Переключение при помощи изменения коэффициента пропускания.

В кремнии процесс переключения осуществляется благодаря процессу фотогенерации свободных носителей, при котором изменяется показатель преломления или поглощения материала. Из-за относительно слабых нелинейно-оптических свойств, использование кремния в качестве материала для переключателя является достаточно сложной задачей [96]. Действительно, все результаты по полностью оптическому переключению в кремнии были получены в объемных структурах или с использованием чрезвычайно высоких мощностей лазерного излучения [97–101]. Но такие устройства не подходят для их интеграции на чипе. Для эффективного оптического переключателя необходимо увеличить время взаимодействия света со средой, что в свою очередь, приведет к усилению нелинейно-оптических эффектов и позволит использовать структуры с малым эффективным

объемом. На этом основаны переключатели, в основе которых находятся высоко-добротные резонаторы, например кольцевые [102–104]. Такие системы позволяют получать почти полное переключение. Другим способом является использование конфигурационных резонансов в наноструктурах. Основанное на этом принципе полностью оптическое переключение было получено с использованием фотонных кристаллов [98, 99, 105, 106], плазмонных наноструктур [107–110], метаматериалов [111, 112], микрорезонаторов [113], но многие из них используют не кремний в качестве основного материала, что затрудняет их последующее внедрение. Соответственно, необходим поиск системы, изготовленной преимущественно из кремния, в которой возможно усиление нелинейно-оптических эффектов.

Другим фактором, требующим пристального внимания является время отклика таких систем: характерное время за которое устройство способно переключать свое состояние. Временная динамика полупроводников, в том числе и кремния, исследовалась уже достаточно давно, в основном с использованием методики “накачка” – “зондирование” [114–119]. Время релаксации фотоиндуцированных свободных носителей в кремнии варьируется в диапазоне времен от нескольких пикосекунд до микросекунд. Одним из вариантов сокращения времени релаксации свободных носителей является использование резонаторов. Было показано, что в фотонно-кристаллических переключателях минимальное время релаксации не ограничено временем релаксации свободных носителей в кремнии [120, 121]. Когда отверстие в фотонном кристалле становится очень маленьким, то диффузия свободных носителей из него существенно ускоряет процесс релаксации. В результате, характерное время отклика такой системы равняется десяткам пикосекунд. В других системах, например, в виде кольцевых резонаторов, характерное время отклика также варьируется в этом диапазоне [102–104]. Следовательно, до сих пор в системах, где основным материалом является кремний, не было достигнуто фемтосекундное время отклика. Оно может быть получено, например, с использованием возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Причем, так как используются наноструктурированные поверхности тонких пленок, металлические наночастицы или нановолокна, то такие системы могут быть интегрированы в чип.

Минусом оптических переключателей на основе возбуждения ПП является то, что активный компонент — это металл. В таких системах достаточно большие омические потери, что не позволяет использовать большие мощности оптического излучения. Поэтому интересует возможность отказаться от плазмонных металлов, но получить сравнимые времена отклика в оптическом диапазоне излучения. Это возможно, если использовать диэлектрические частицы с высоким показателем преломления [122].

3.1. Оптический магнетизм и Резонансы Ми

Так называемый оптический магнетизм связан с существованием мод в диэлектрической частице-резонаторе. В этом случае в структуре возникают круговые токи, то есть магнитный дипольный резонанс, при котором радиальная компонента магнитного поля не равна нулю [123]. В рамках теории рассеяния Ми рассмотрена задача рассеяния и поглощения электромагнитного излучения однородными сферическими частицами произвольного размера [124] при помощи разложения электромагнитного поля по сферическим гармоникам. Характерным параметром теории рассеяния Ми является отношение радиуса частицы d к длине волны света λ : $x = 2\pi d/\lambda$. При совпадении частоты падающего излучения с собственными частотами частицы наблюдается резонанс. В теории рассеяния Ми первый длинноволновый резонанс всегда соответствует магнитному дипольному резонансу. Следующий резонанс соответствует электрическому диполю. Определить тип резонанса можно, измерив ближнее поле вокруг частицы: может наблюдаться как усиление магнитного поля в случае магнито-дипольного резонанса, так и усиление электрического в случае электрического дипольного резонанса. Кроме того, будет наблюдаться различная симметрия излучения (рис.23).

Резонансы в наночастицах были обнаружены достаточно давно, но на основе благородных металлов [126]. В случае металлических наночастиц наблюдается возбуждение лишь электрического дипольного резонанса. Более хитрая геометрическая форма, например разорванные кольца, позволяют возбудить и магнито-дипольный резонанс [127, 128] (рис.25). Интерес к этой области стал усиливаться

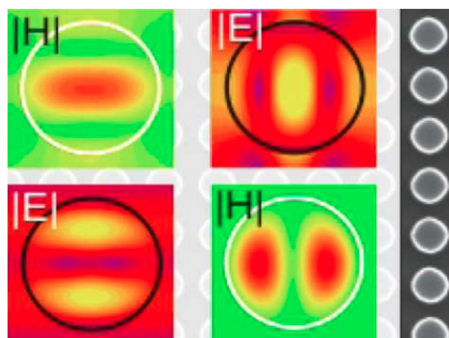


Рис. 23: Распределение ближнепольной компоненты электромагнитного поля в кремниевом нанодиске для горизонтальной (верх) и вертикальной (низ) поляризации электрического поля. Справа: РЭМ-изображения одиночных кремниевых дисков [125].

именно в 2000х годах, когда стали изготавливать метаматериалы из диэлектрических частиц [129–132]. Через десять лет теоретически предсказали возможность возбуждения магнито-дипольного резонанса в простых кремниевых наночастицах [122]. Было показано, что в массивах сфер из кремния с радиусами от 40 до 100 нм можно возбудить два резонанса в видимом спектре оптического излучения (рис.24). Впоследствии это было показано и экспериментально [133–135]. В работе [125] проведены численные расчеты и экспериментальные измерения оптического отклика нанодисков, изготовленных из пластины кремния на изоляторе. Показано, что спектральное положение электрического и дипольного резонансов в спектре коэффициента пропускания зависит от их диаметра. При спектральном совпадении этих двух резонансов наблюдается деструктивная интерференция, которая и определяет спектральный контур линий этих резонансов.

Естественно, кремний не является абсолютно прозрачным материалом, особенно в видимом диапазоне спектра, но в нем, в отличие от металлических наноструктур, отсутствуют омические потери. Если рассматривать конфигурационные резонансы в наночастицах, то можно сказать, что в плазмонных наночастицах осциллируют свободные электроны, а в диэлектрических, возникающие резонансы связаны с осцилляциями поля внутри диэлектрического резонатора. Так как

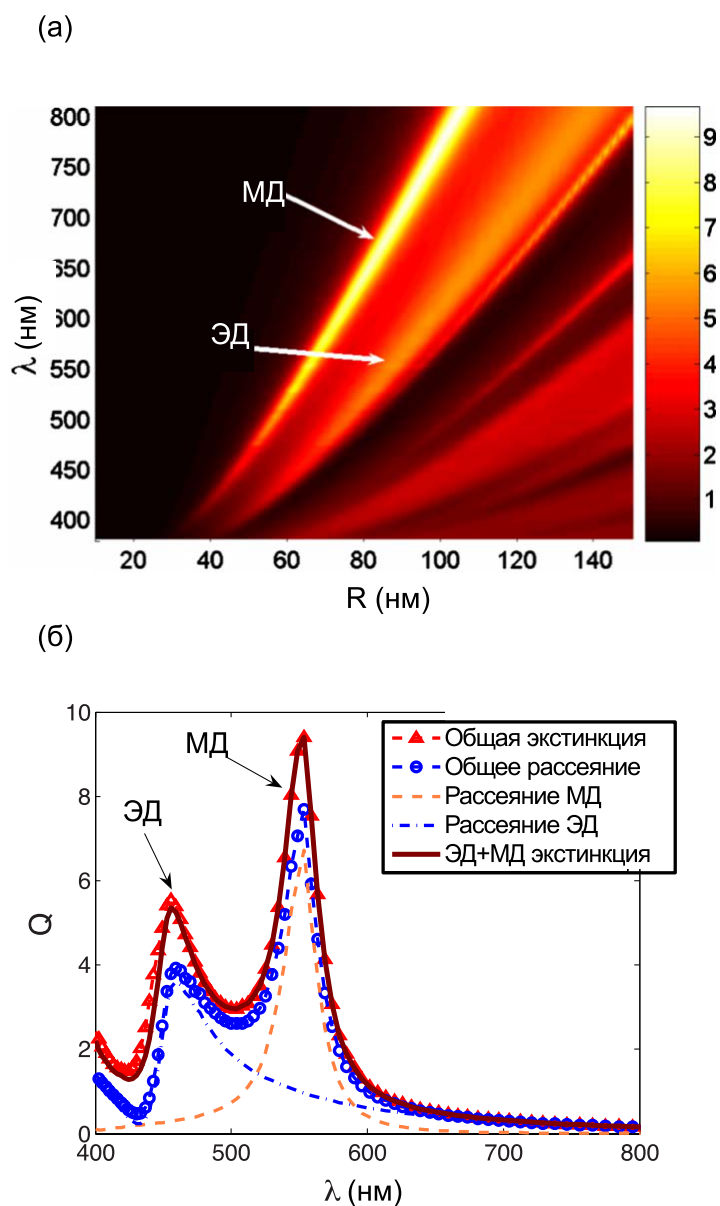


Рис. 24: (а) Спектр рассеяния сферических наночастиц из кремния, расположенных в воздухе, в зависимости от радиуса R . (б) Экстинкция и спектр рассеяния кремниевой частицы с радиусом $R = 65$ нм. Стрелки указывают на электрический дипольный (ЭД) и магнито-дипольный (МД) вклады в спектры [122].

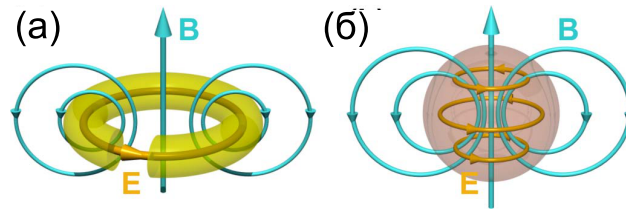


Рис. 25: (а) Схема распределения электрического и магнитного поля в металлическом резонаторе в форме разорванного кольца. (б) Схема распределения электрического и магнитного поля в диэлектрической сфере с высоким показателем преломления [133].

механизм разный, то и потери тоже разные. Если нет поглощения, то резонанс может быть без потерь, что является существенным преимуществом использования диэлектрических частиц. Потенциальная возможность использовать такие объекты для управления светом на наномасштабах и предвосхищает возрастающий интерес к ним [15].

3.2. Нелинейно-оптические процессы

Пусть в среде распространяется плоская электромагнитная волны вида

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}E_0 e^{(-i\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r})} + c.c., \quad (20)$$

где E_0 — амплитуда волны, ω — угловая частота, t — время, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, тогда поляризация среды $\mathbf{P}$ или дипольный момент единицы объема среды может быть представлен в виде ряда по степеням напряженности электрического поля [136–138]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{E}) = \mathbf{P}_{\text{lin}} + \mathbf{P}_{\text{nl}} = \hat{\chi}^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \hat{\chi}^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \hat{\chi}^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots, \quad (21)$$

где $\hat{\chi}^{(1)}$ определяет обычную линейную восприимчивость, $\hat{\chi}^{(2)}$ и $\hat{\chi}^{(3)}$ — нелинейные восприимчивости второго и третьего порядка, соответственно. Тензор восприимчивости среды описывает ее оптические свойства и по сути связан с ее микроскопической структурой. Многие из компонент тензора равны нулю из-за наличия симметрии в среде, что, например, приводит к возникновению запретов

нелинейно-оптических эффектов второго порядка в электродипольном приближении для centrosymmetric сред. Так процессы трехволнового смешения описываются нелинейной восприимчивостью $\hat{\chi}^{(2)}$. Это, например, эффекты генерации суммарной и разностных частот в среде, генерации второй гармоники, эффект оптического детектирования и эффект Погкельса. Смешение четырех волн в среде в пределе слабого взаимодействия является процессом третьего порядка по полю. Он описывается нелинейной восприимчивостью $\hat{\chi}^{(3)}$. В отличие от процессов второго порядка процессы третьего порядка разрешены во всех средах, как обладающих, так и не обладающих центром симметрии. Однако обычно они значительно слабее. При наличии нелинейной восприимчивости $\hat{\chi}^{(3)}$ возможно, наблюдение генерации третьей гармоники, эффекта вынужденного комбинационного рассеяния, наблюдение эффектов самовоздействия: нелинейно-оптического эффекта Керра, который проявляется при наличии действительной части нелинейной восприимчивости третьего порядка $\text{Re}\chi^{(3)}$, эффекта двухфотонного поглощения, который проявляется при наличии мнимой части $\text{Im}\chi^{(3)}$.

Разложение по полю (21) применимо благодаря малости нелинейно-оптических эффектов. Из-за этого же они были обнаружены относительно недавно — требовались большие оптические поля, соответственно, необходимо было мощное лазерное излучение. Поэтому в научном сообществе уделяется достаточно большое внимание поиску способов усиления нелинейно-оптических эффектов. Одним из способов является использование резонансов, в которых наблюдается локализация электромагнитного поля. Так, например, за счет локализации электромагнитного поля, было задетектировано усиление генерации гармоник в плазмонных наноструктурах [139–143], а совсем недавно и в нанодисках из кремния при возбуждении электрического и магнито-дипольного резонансов [16–18].

Рассмотрим подробнее процесс двухфотонного поглощения и способы его измерения. В линейном приближении процесс поглощения излучения веществом описывается законом Бугера. По своей сути это однофотонный процесс, то есть атом взаимодействует лишь с одним фотоном. Коэффициент поглощения зависит от характеристик вещества и частоты излучения и определяется мнимой ча-

стью линейной восприимчивости. При использовании мощного излучения помимо однофотонных процессов, существенное значение могут играть многофотонные процессы [136, 144, 145]. К многофотонным процессам относятся процессы взаимодействия электромагнитного излучения с веществом, при которых в одном элементарном акте одновременно происходит поглощение или испускание (или то и другое) нескольких фотонов.

В случае двухфотонного поглощения процесс изменения интенсивности излучения I при его прохождении через среду вдоль координаты z можно описать в виде:

$$dI/dz = -\beta I^2, \quad (22)$$

где β — коэффициент двухфотонного поглощения, который прямо пропорционален мнимой части кубической нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$, описывающей процесс двухфотонного поглощения. Зная экспериментальное значение коэффициента двухфотонного поглощения β , можно найти мнимую часть кубической нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ [136, 146]:

$$\beta = \gamma\omega = \frac{2\pi\omega \text{Im}\chi^{(3)}}{cn_0}, \quad (23)$$

где c — это скорость света, n_0 — значение показателя преломления среды. Решение уравнения (22) имеет вид:

$$I_{out} = \frac{I_{in}}{1 + \beta z I_{in}}, \quad (24)$$

где I_{in} и I_{out} — входная и выходная интенсивность, z — протяженность среды.

Однако, данное приближение применимо только в случае отсутствия линейного поглощения. В противном случае необходимо учитывать оба процесса. Пусть линейное поглощение имеет коэффициент α и нелинейное поглощение — коэффициент β . Тогда интенсивность прошедшего через образец в направлении z излучения I и интенсивность падающего излучения I_0 связаны в виде [147]:

$$dI/dz + \alpha I + \beta I^2 = 0. \quad (25)$$

Решение данного уравнения в общем случае имеет вид:

$$I(l) = \frac{I_0 e^{-\alpha l}}{1 + (1e^{-\alpha l})\beta I_0/\alpha}. \quad (26)$$

3.3. Методы измерения коэффициента двухфотонного поглощения

Для определения коэффициента двухфотонного поглощения используют как прямые, так и косвенные методы. Прямые — это те, в которых измеряется ослабление интенсивности излучения при прохождении света через среду, а косвенные — в которых измеряются процессы, являющиеся следствием наличия двухфотонного поглощения: флюоресценция, фосфоресценция или измерение температуры в образце. В прямых методах измерения эффект двухфотонного поглощения детектируется как зависимость коэффициента пропускания образца от интенсивности падающего излучения согласно выражениям (22), (26). Это может быть реализовано методом сканирования по интенсивности (I –сканирование) или при помощи изменения размера пятна при сохранении мощности падающего излучения (z –сканирование) [148]. Метод I –сканирования заключается в размещении образца на пути луча и измерении энергии импульса до и после образца. В результате, из-за наличия процесса нелинейного поглощения, коэффициент пропускания среды будет зависеть от интенсивности падающего излучения согласно формулам (22), (26). Если используется метод z –сканирования, то по сути, сканирование по интенсивности происходит за счет перемещения образца вдоль направления распространения сфокусированного пучка и, как следствие, изменения площади поперечного сечения пучка [148, 149]. Также, получается зависимость коэффициента пропускания среды, но в данном случае, от положения образца в пространстве. Если образец является тонким и располагается в расфокусированном пучке, и если нет однофотонного поглощения, то коэффициент пропускания равен единице. Существует две конфигурации экспериментальной установки. На рис. 26 показана схема апертурного z –сканирования. Такая конфигурация экспериментальной установки позволяет получить информацию о величине и знаке нелинейного показателя преломления, то есть по сути определить наличие нелинейного эффекта Керра, пропорционального $Re\chi^{(3)}$. За счет наличия апертуры зависимость интенсивности от положения образца в пространстве позволяет детектировать отклонение луча, то есть изменение показателя преломления среды.

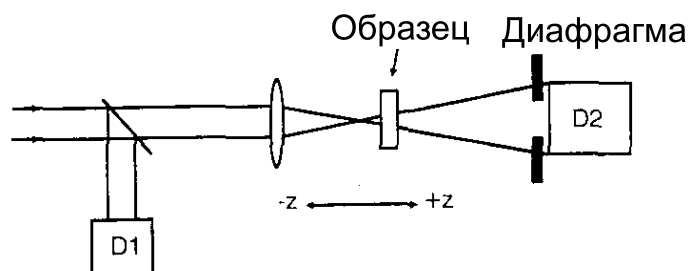


Рис. 26: (а) Схематическое изображение экспериментальной установки по апертурному z -сканированию. Детектируются значения интенсивностей D_1 и D_2 в зависимости от положения образца в пространстве [149].

Для определения значения коэффициента нелинейного поглощения, пропорционального $Im\chi^{(3)}$, используется безапертурный метод. Установка абсолютно аналогична представленной на рис. 26, однако в данной конфигурации отсутствует диафрагма. Зависимость пропускания от положения образца относительно фокуса линзы будет симметричной, и с ее помощью можно оценить коэффициент нелинейного поглощения β .

3.4. Двухфотонное поглощение в кремнии

Рассмотрим процессы однофотонного поглощения и двухфотонного поглощения в кремнии. Значения коэффициента поглощения как для кремниевых пластин, так и для аморфного кремния были получены достаточно давно и по сути являются табличными значениями. На рис. 27 показана зависимость коэффициента поглощения от длины волны. Для кристаллического кремния ширина $ЗЗ$ равна 1.2 эВ. Определение значения коэффициента двухфотонного поглощения является более сложной задачей, так как в среде при наличии мощного лазерного излучения могут присутствовать и иные процессы. Например, при процессах однофотонного и двухфотонного поглощений наблюдается фотогенерация электронной плазмы в полупроводниках. В работе [150] рассмотрен процесс генерации свободных носителей в кремнии для двух длин волн: выше запрещенной зоны и ниже запрещенной зоны. Запрещенная зона в кремнии равна 1.12 эВ, то есть около

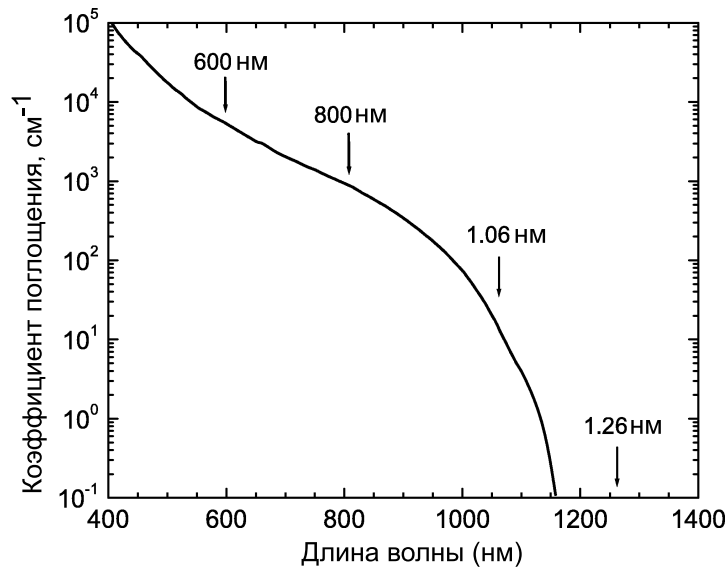


Рис. 27: Зависимость коэффициента однофотонного поглощения от длины волны для кремния [150].

1.11 мкм. На рисунке 28 приведено два численно рассчитанных графика распределения электронно-дырочной плотности для однофотонного ($\lambda = 590$ нм) и двухфотонного ($\lambda = 1.29$ мкм) процессов в кремнии как функция глубины материала. В случае, когда длина волны накачки меньше длины волны запрещенной зоны, коэффициент линейного поглощения превалирует над коэффициентом двухфотонного поглощения, поэтому процесс генерации свободных носителей происходит фактически на поверхности среды. В случае, когда среда прозрачна, — генерация свободных носителей наблюдается в области фокусировки лазерного луча. В общем виде уравнения, описывающие распространение лазерного луча в среде и генерацию свободных носителей в полупроводнике имеют вид [150–152]:

$$\frac{dI(r, z)}{dz} = -\alpha I(r, z) - \beta_2 I^2(r, z) - \sigma_{ex} N I(r, z) \quad (27)$$

$$\frac{d\Phi(r, z)}{dz} = -\beta_1 I^2(r, z) - \gamma_1 N(r, z) \quad (28)$$

$$\frac{dN(r, z)}{dt} = \frac{\alpha I(r, z)}{h\omega} + \frac{\beta_2 I^2(r, z)}{h\omega},$$

где I — интенсивность лазерного излучения, N — плотность свободных носителей, Φ — фаза, α — коэффициент линейного поглощения, β_2 — коэффициент двухфотонного поглощения, β_1 — коэффициент, пропорциональный действительной

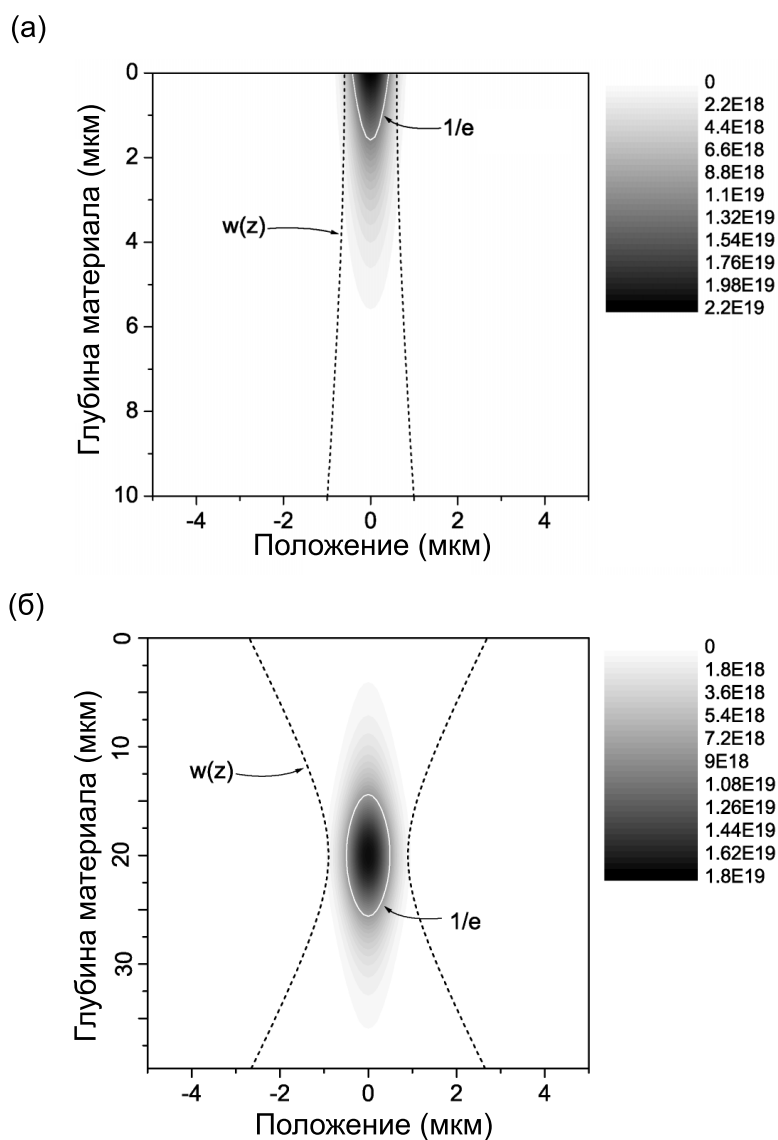


Рис. 28: (а) График распределения электронно-дырочной плотности для однофотонного процесса в кремнии как функция глубины материала. (б) График распределения электронно-дырочной плотности для двухфотонного процесса в кремнии как функция глубины материала. Плотность носителей представлена в парах электронов и дырок на единицу объема [150].

части $\chi^{(3)}$, σ_{ex} — сечение поглощения излучения свободными носителями, γ_1 — описывает рефракцию из-за свободных носителей, z — толщина материала. В зависимости от спектрального положения длины волны накачки относительно зоны полупроводника можно не учитывать либо слагаемое, пропорциональное линейному поглощению, либо слагаемое, пропорциональное коэффициенту двухфотонного поглощения.

В работе [151] подробно рассматривается процесс двухфотонного поглощения для длины волны накачки, равной $\lambda = 1.06$ мкм. Показано, что при длительности лазерных импульсов, меньше чем сотня фемтосекунд в ближнем инфракрасном и видимом диапазоне излучения, процесс двухфотонного поглощения преобладает над процессом поглощения свободными носителями лазерного излучения (третье слагаемое в уравнении (29)). Чаще всего коэффициент двухфотонного поглощения измеряется для длин волн около 1.5 мкм, ввиду использования данной длины волны в телекоммуникациях. Например, для аморфного кремния не удалось найти данные для других длин волн. Однако, в работе [153] измерены значения коэффициента двухфотонного поглощения для кремния в диапазоне от 850 до 2200 нм (рис. 29). Характерное значение достигает величины $\beta = 2$ см/ГВт при 800 нм, которое спадает при росте длины волны падающего излучения.

3.5. Релаксация свободных носителей в гидрогенизированном аморфном кремнии $a\text{-Si:H}$

Достаточно часто помимо кристаллического кремния, используют аморфный кремний. Его основное отличие — это отсутствие дальнего порядка, которое приводит к изменению зонной структуры [155, 156]. Ширина запрещенной зоны становится равной 1.7 эВ, то есть край зоны приходится на 708 нм. Следовательно в видимой области оптического спектра превалирует процесс однофотонного поглощения. Если рассматривать зонную структуру аморфного кремния (рис. 30), то в его ЗЗ присутствуют дефектные состояния (в случае кристаллического кремния они почти полностью отсутствуют). Это приводит к расширению валентной зоны и зоны проводимости за счет образования хвостов в ЗЗ, в которых существуют

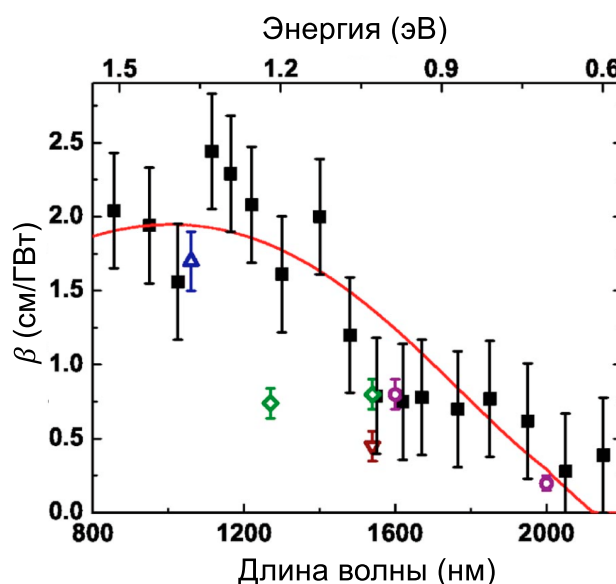


Рис. 29: Зависимость коэффициента двухфотонного поглощения (прямоугольники) от длины волны для кремниевой пластины толщиной 125 мкм [153]. Результаты более ранних измерений так же представлены (остальные точки). Кривая соответствует численному моделированию, представленному в работе [154].

локализованные состояния. Кроме того, из-за того что среда аморфная, наличие оборванных связей приводит к образованию дефектных состояний в центре ЗЗ. Часто рассматривают не просто аморфный кремний, а гидрогенизированный: водород компенсирует оборванные связи, что приводит к уменьшению плотности состояний в ЗЗ. Например концентрация оборванных связей в аморфном кремнии равна 10^{19} см^{-3} , тогда как в гидрогенизированном 10^{16} см^{-3} [157]. Оборванные связи и “хвосты” краев запрещенной зоны приводят к наличию центров рекомбинации, а соответственно, некоторые процессы в аморфном кремнии протекают быстрее, чем в кристаллическом.

Рассмотрим временные характеристики процессов рекомбинации, происходящих в пленках гидрогенизированного и негидрогенизированного аморфного кремния. В работе [114] были проведены временные измерения методикой “накачка”–“зонд”. В них использовалось два луча — “накачка” изменяла свойства среды, которые фиксировались по изменению интенсивности прошедшего или отраженного через среду лазерного луча — “зонда”. Ширина запрещенной зоны для исследуе-

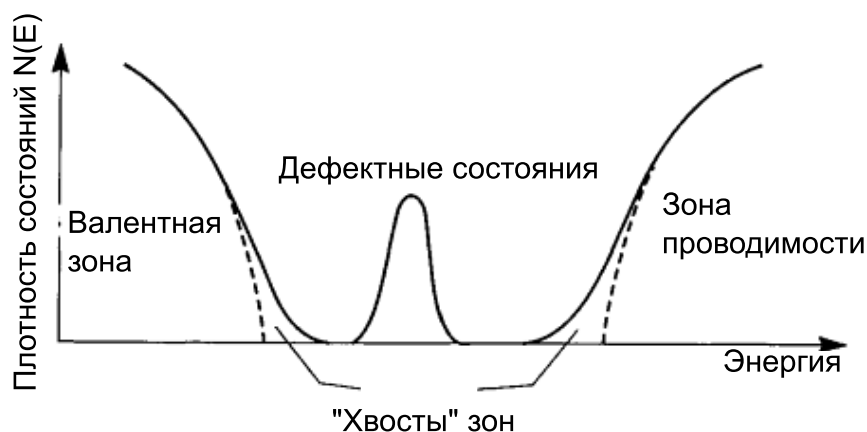


Рис. 30: Схематическое изображение зонной структуры аморфного полупроводника [156].

мых пленок аморфного кремния была меньше, чем энергия используемого лазера ($E_{laser} = 2$ эВ), а это значит, что фотоиндуцированные носители возбуждаются в зону проводимости. Модифицируется показатель преломления за счет плазмы свободных электроно-дырочных пар, чья плотность, как функция времени, после возбуждения лазерным импульсом контролируется либо процессами рекомбинации, либо локализации. Отрицательный знак изменения коэффициента отражения по времени (рис. 31) связан с тем, что используемая частота лазера меньше, чем плазменная частота фотоиндуцированных свободных носителей. Когда частота больше — то отражение должно увеличиваться вместе с увеличением энергии, но рост плотности носителей увеличивает плазменную частоту, что все равно ведет к уменьшению отражения.

На рисунке 31 показана полученная экспериментальная зависимость изменения коэффициента отражения пленки гидрогенизированного кремния для трех фотоиндуцированных плотностей свободных носителей N . Видно, что чем больше плотность, тем быстрее проходит процесс релаксации свободных носителей. На рисунке 32 представлена зависимость времени релаксации от плотности носителей как для гидрогенизированного аморфного кремния, так и просто для аморфного кремния. Наблюдается два временных режима. Быстрый как в $a\text{-Si:H}$, так и в $a\text{-Si}$ наблюдается при высоких плотностях свободных носителей, больше

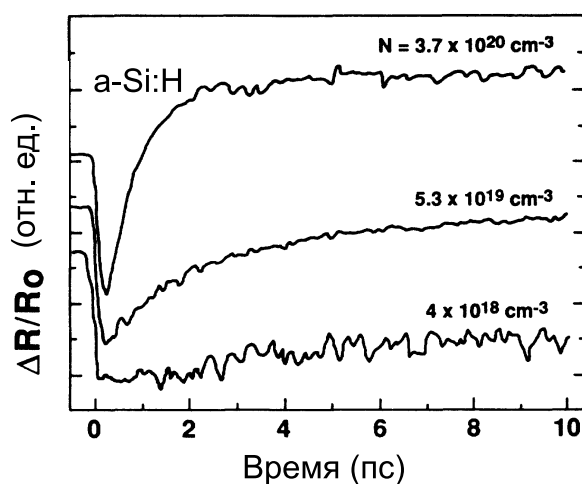


Рис. 31: Временная зависимость изменения нормированного коэффициента отражения для (а) a-Si:H и (б) a-Si при различных значениях плотности свободных носителей. Время восстановления системы становится быстрее при большей плотности носителей.

$N = 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Во временном отклике процесс имеет длительность несколько сотен фемтосекунд, который соответствует бимолекулярному релаксационному механизму, интерпретируемый авторами как Оже рекомбинация пространственно-пересекающихся электронно-дырочных пар. Время релаксации пропорционально квадрату концентрации носителей $dN/dT = \gamma N^2$, где γ — коэффициент бимолекулярной рекомбинации. И медленный режим, наблюдаемый при низкой концентрации свободных носителей, с постоянным временем релаксации равным $\tau = 25$ фс для гидрогенизированного аморфного кремния, и с время релаксации около $\tau = 2$ пс для негидрогенизированного аморфного кремния.

Различие между гидрогенизированным аморфным кремнием и негидрогенизированным проявляется только при низкой концентрации свободных носителей — для a-Si:H в запрещенной зоне наблюдается существенно меньше дефектных состояний, как и локализованных состояний около краев зоны. Соответственно носители “дольше” рекомбинируют из-за того, что меньше центров рекомбинации. Для гидрогенизированного кремния плотность дефектных состояний (около 10^{16} см^{-3}), существенно меньше, чем плотность состояний, локализованных в “хво-

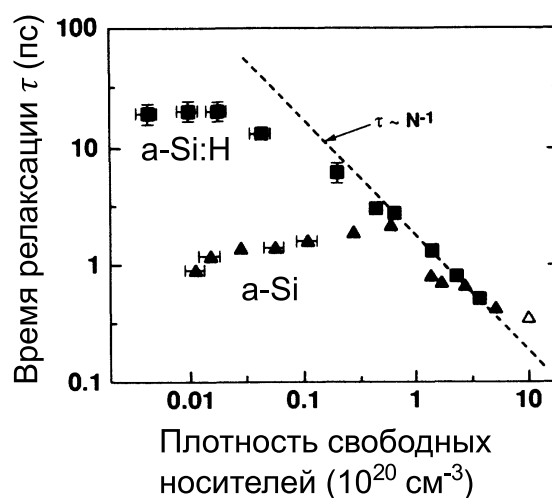


Рис. 32: Экспериментальные графики зависимостей времени релаксации от плотности носителей для аморфного кремния и для гидрогенизированного аморфного кремния.

стах” запрещенной зоны (10^{20} см^{-3}). Соответственно, именно эти локализованные состояния и дают основной вклад во временной отклик системы. При этом, время релаксации свободных носителей при малых значениях концентрации почти постоянно.

Процесс фотогенерации свободных носителей протекает почти мгновенно — об этом можно сделать вывод исходя из момента достижения максимального значения изменения коэффициента отражения. Авторами экспериментально получено, что концентрация свободных носителей линейно зависит от значения оптического потока F , поглощенного средой: $F\alpha(1 - R)$, где α — коэффициент поглощения, R — коэффициент отражения. Зависимость максимального изменения коэффициента отражения от числа фотоиндуцированных свободных носителей показана на рис. 33.

Для описания процесса релаксации в работе используется модель Друде с затуханием. Это позволяет оценить изменение действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости аморфного кремния:

$$\Delta\epsilon_1 = \frac{-Ne^2}{m * \epsilon_0(\omega^2 + \tau_d^{-2})}, \quad (29)$$

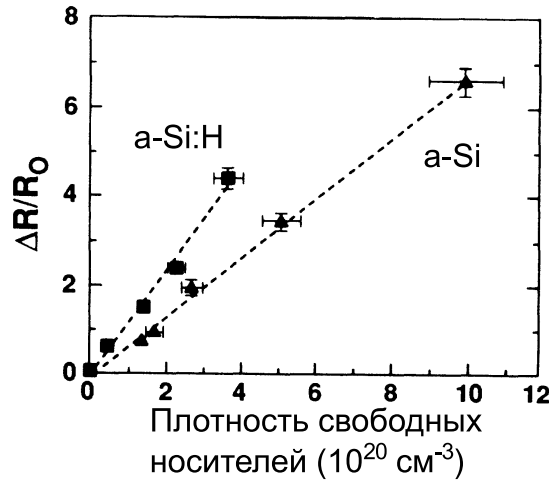


Рис. 33: График зависимости максимального изменения коэффициента отражения от плотности фотоиндуцированных свободных носителей.

$$\Delta\epsilon_2 = \frac{-\Delta\epsilon_1}{\omega\tau_d}, \quad (30)$$

где $\tau_d = 0.8$ фс — время столкновения свободных носителей в модели Друде для гидрогенизированного кремния, полученное из экспериментальных данных, как и $m^* = 0.12m_0$ — эффективная масса носителей, где m_0 — масса электрона, ω_p — плазменная частота, равная $(4\pi Ne^2/m^*n^2)^{1/2}$, N — фотоиндуцированная плотность электронно-дырочной плазмы, e — заряд электрона. Модель Друде считается не применима в случаях, когда длина пробега свободных носителей меньше межатомного расстояния [119]. Но, ее часто используют для жидких полупроводников, жидких металлов, аморфных материалов и других случаев, когда длина пробега сопоставима с межатомным расстоянием, так как модель дает неплохое соответствие с экспериментальными результатами. Время столкновения свободных носителей получается таким маленьким из-за случайного распределения потенциала беспорядка, который относится к аморфным материалам.

3.6. Управление оптическим откликом систем с резонансами Ми

Процесс фотогенерации электронно-дырочной плазмы в 2015 году [158, 159] был использован в качестве способа управления оптическим магнетизмом в кремни-

евых нанодисках. В работе [158] процесс фотогенерации электронно-дырочной плазмы в наночастице из кремния изменяет диэлектрическую проницаемость материала, что приводит к возможности смещать спектральное положение электрического и магнитного дипольных резонансов. На рисунке 34 представлена численная зависимость нормированного спектра рассеяния при трех значениях оптического потока от 0 до 100 мДж/см², падающего на частицу. Получено, что при увеличении потока максимум рассеяния сдвигается в коротковолновую область спектра. В этом случае для фиксированной длины волны $\lambda = 800$ нм диаграмма рассеяния так же будет изменяться (рис. 34(б)). При малых интенсивностях

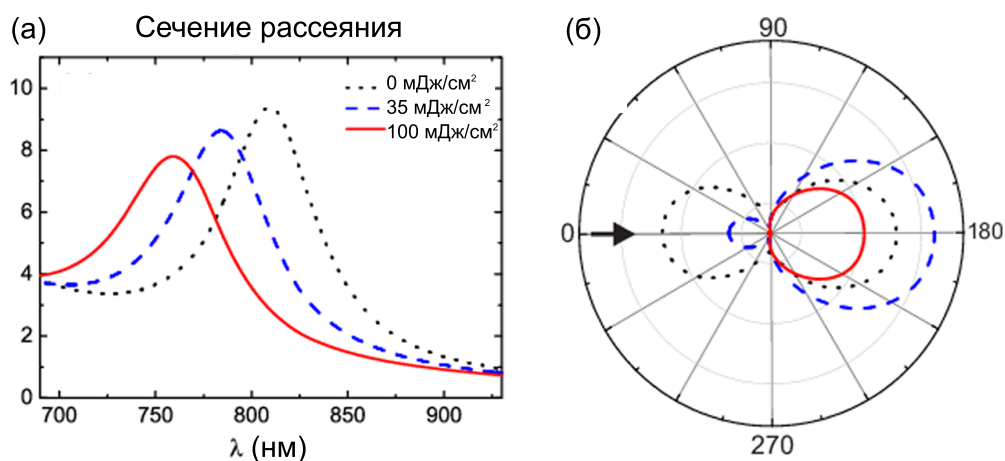


Рис. 34: (а) Графики зависимости нормированного спектра рассеяния диэлектрической наночастицы при трех значениях оптического потока. (б) Диаграмма рассеяния наночастицы при трех значениях оптического потока [158].

наблюдается рассеяние как по направлению хода излучения, так и против направления. При $F = 100$ мДж/см² возможно подавление обратного рассеяния. В этом случае частица из кристаллического кремния работает как источник Гюйгенса [160, 161]. Для подтверждения численных расчетов были проведены экспериментальные измерения коэффициента отражения кремниевых наночастиц на подложке из диоксида кремния в зависимости от значения падающего на них оптического потока. Рассмотрено два режима — резонансный и нерезонансный. Спектры исследуемых образцов приведены на рис. 35(а). На рисунке 35(б) по-

казан рост значения коэффициента отражения в резонансном случае (красные точки) на 20% при достижении значения оптического потока $F = 30$ мДж/см². Это является следствием изменения значения диэлектрической проницаемости кремния при фотоиндукции электронной плазмы свободных носителей, которая приводит к сдвигу магнито-дипольного резонанса в коротковолновую область оптического спектра. При последующем росте интенсивности падающего излучения наблюдается спад коэффициента отражения. Скорее всего, наличие пика при $F = 30$ мДж/см² связано с совпадением максимума резонанса и длины волны накачки лазерного излучения, а последующий спад — с дальнейшим смещением резонанса в коротковолновую область, хотя в этом случае, смещение резонансной длины волны должно быть более 50 нм. Для сравнения приведены измерения и для неструктурированного кремния (рис. 35(б) черные точки), для которого наблюдается уменьшение коэффициента отражения. В нерезонансном случае (рис. 35(б) зеленые точки) наблюдается промежуточный вариант — задетектирован монотонный рост коэффициента отражения до 5%. Для изменения коэффициента отражения на 20% требуется смещение спектрального положения резонанса на несколько десятков нанометров. Для этого требуется фотоиндукция электронно-дырочной плазмы высокой плотности — 10^{20} – 10^{21} см⁻³. Оптическая модуляция в проводниках, требующая такой плотной электронно-дырочной плазмы, является обратимым процессом с характерными временами 6–7 пс для кристаллического кремния, определяемая Оже рекомбинацией. В работе не приводятся характерные временные оценки и измерения временной динамики изменения коэффициента отражения. Работа [159] также рассматривает возможность управления оптическим откликом в легированных полупроводниковых антеннах — сферах из кремния и германия, в инфракрасном диапазоне оптического излучения. Зависимость спектрального положения резонансов M_i от концентрации легирования свидетельствует о потенциальной возможности динамического управления спектральным положением резонансов, изменяя плотность носителей.

Следовательно, существуют все предпосылки к попытке использования наночастиц из кремния в качестве устройств для полностью оптического переключе-

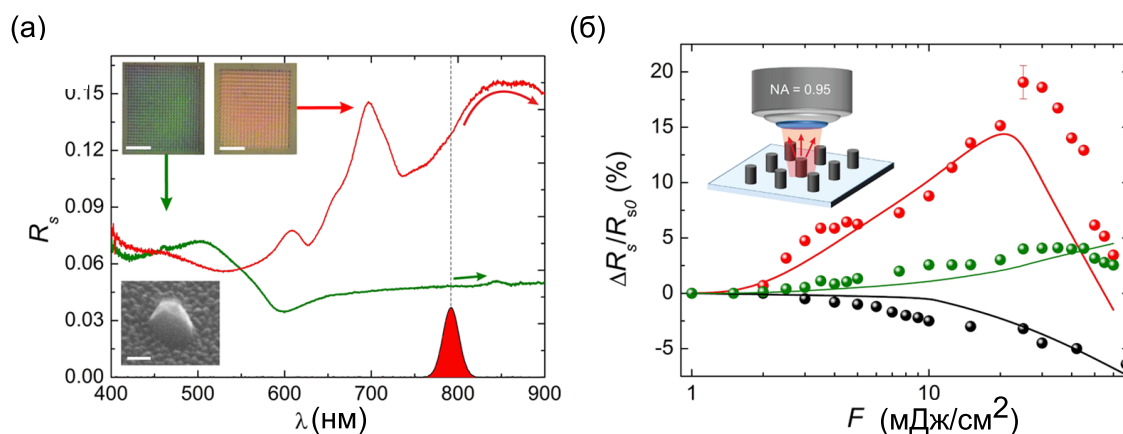


Рис. 35: (а) Спектры отражения двух образцов массивов наночастиц. Красная кривая — резонансный случай, когда спектральное положение магнитодипольного резонанса пересекается со спектром используемого лазерного импульса, зеленая кривая — нерезонансный случай. Верхняя левая вставка — изображение исследуемых образцов в оптический микроскоп. Нижняя вставка — изображение, полученное при помощи растрового электронного микроскопа, наночастицы, соответствующей резонансному случаю. Шкала соответствует 50 нм. (б) График зависимости нормированного коэффициента отражения от значения падающего на образец оптического потока. Красные точки — резонансный случай, зеленые точки — нерезонансный случай, черные точки — график зависимости для неструктурированного кремния. На вставке показано схематическое изображение экспериментальной установки по измерению коэффициента отражения для одиночной наночастицы [158].

чения. При воздействии лазерным излучением на такую наночастицу за счет двухфотонного поглощения в ней возможна фотогенерация свободных носителей. Из-за них, в системе изменяется показатель преломления, а соответственно и изменяется форма линии резонанса Ми. Это смещение может осуществляться лучем “накачки”, который будет изменять коэффициент пропускания луча “зонда”. Для того чтобы время релаксации в таких системах было минимальным, разумнее использовать не кристаллический кремний, а аморфный. Кроме того, для контролируемого изменения положения резонансов Ми в образцах лучше рассматривать

наночастицы в виде массива наностолбиков — это позволит изменять как высоту столбиков, так и их радиус, то есть получить различное спектральное положение электрического и магнитного дипольных резонансов Ми. Поэтому целью четвертой главы данной диссертации является наблюдение эффекта самовоздействия и полностью оптического переключения фемтосекундных импульсов в кремниевых наноструктурах с резонансами Ми.

Глава II

Преобразование огибающей фемтосекундных импульсов, отраженных от плазмонных кристаллов

С развитием литографических методик появилась возможность создания наноструктурированных поверхностей с характерными размерами особенностей порядка длины волны оптического диапазона. Такое наноструктурирование поверхности приводит к появлению качественно новых оптических свойств по сравнению с исходным материалом, что делает их потенциально интересными в качестве устройств нанофотоники. В наноструктурированных поверхностях возможно возбуждение конфигурационных резонансов, например резонансов поверхностных плазмон-поляритонов. Характерное время жизни ПП равно нескольким десяткам или сотням фемтосекунд в оптическом диапазоне излучения, поэтому представляет особый интерес изучение временных характеристик таких квазичастиц при помощи фемтосекундных лазерных импульсов. Ранее было показано, что профиль отраженного и прошедшего через структуру импульса изменяется в зависимости от положения на дисперсионной кривой ПП [3, 9]. До настоящего времени не были проведены спектральные измерения преобразования огибающей фемтосекундных импульсов при их взаимодействии с плазмонными наноструктурами. Это связано с тем, что методы с частотным разрешением дают не четкую временную картину распространения поверхностных плазмон-поляритонов, а временные методики достаточно сложны в реализации, и их результаты часто нельзя интерпретировать однозначно. Если в схеме используется импульс длительностью в несколько сотен фемтосекунд, то обычно он превышает время релаксации плазмон-поляритонов. Если же в схеме используются сверхкороткие импульсы, то их спектральная ширина обычно целиком покрывает весь резонанс, или даже всю запрещенную зону, что не позволяет изучать временные характеристики в зависимости от длины волны. Ни в одной из известных автору работ не исследовалась спектральная зависимость изменения огибающей лазерных импульсов для изу-

чения динамики поверхностных плазмон-поляритонов. Для такого исследования представляется возможным использование схемы, в которой лазерный импульс имеет спектральную ширину в 5–10 нм, а, следовательно, и длительность импульса 100–200 фс. Модификация лазерного импульса будет сильно зависеть от соотношения между параметрами самого импульса и параметрами резонанса ПП.

1. Образцы плазмонных кристаллов

Исследуемыми образцами плазмонных кристаллов являлись одномерные решетки, полученные из коммерчески-доступных DVD-дисков. DVD-диск — это многослойная система, которая имеет в основе две полимерные подложки из поликарбоната, а также нескольких дополнительных связующих слоев, между которыми находится слой серебряной, алюминиевой или золотой пленки толщиной 50–100 нм. В работах [13, 162, 163] показана возможность использования CD и DVD-дисков для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. В качестве образцов использовались DVD+R диски фирмы L-Pro. Интересовала возможность возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела сред металл-воздух. Для этого один из слоев поликарбоната был снят механическим путем. Анализ состава поверхности образца методом просвечивающей электронной микроскопии показал, что верхняя пленка образца — это серебро. Методом электронной

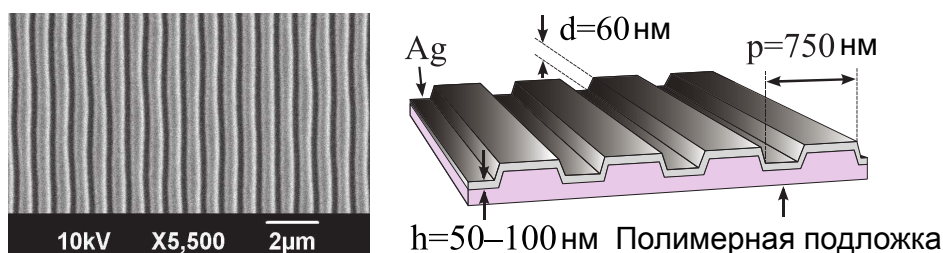


Рис. 36: Изображение образца плазмонного кристалла на основе DVD-диска, полученное при помощи растрового электронного микроскопа и схематическое изображение поверхности образца.

микроскопии и атомно-силовой микроскопии (АСМ) были получены профиль и

изображение поверхности образца (рис. 36, рис. 37), и подтверждено, что период одномерной решетки на поверхности DVD-диска равен 750 ± 10 нм. При помощи АСМ было получено, что модуляция поверхности равна 60 ± 5 нм (рис. 37(б)). Данное изображение имеет синусоидальный профиль, что согласуется с аналогичными измерениями, представленными в литературе ранее [163]. Однако, возможно наличие ошибки в данном изображении, из-за того, что используемый зонд атомно-силового микроскопа не способен точно прописать острые углы.

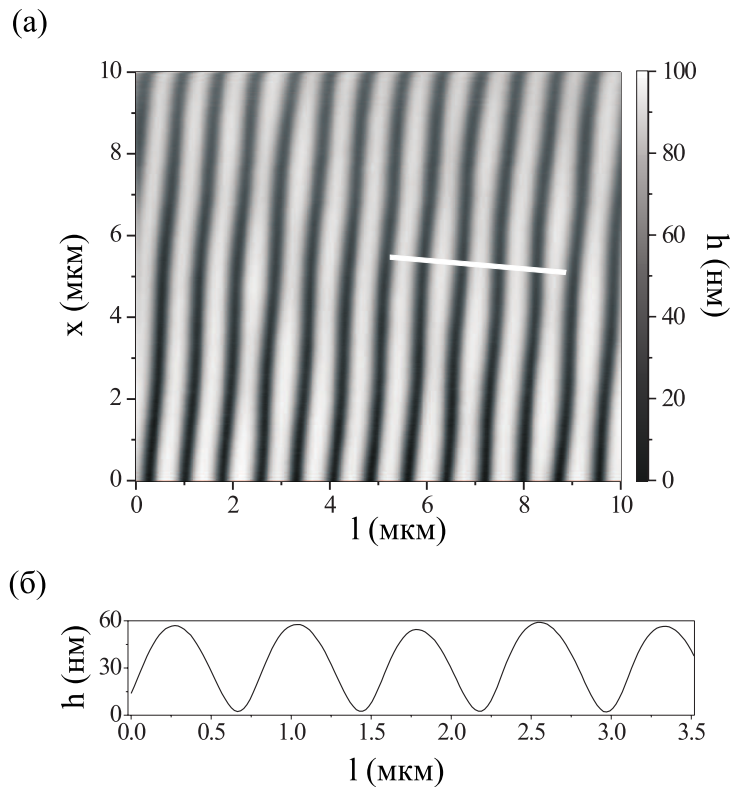


Рис. 37: (а) Изображение образца плазмонного кристалла на основе DVD-диска, полученное при помощи атомно-силового микроскопа. (б) Профиль поверхности образца, полученный вдоль белой линии на рис. (а).

2. Линейная спектроскопия коэффициента отражения образцов плазменных кристаллов

2.1. Установка спектроскопии коэффициента отражения

Для спектроскопии коэффициента отражения была собрана оптическая установка в двух модификациях, которая позволяла измерять угловую зависимость спектра отражения в видимом диапазоне оптического излучения (рис. 38). В качестве источника света использовалась галогеновая лампа накаливания с потребляемой мощностью 100 Вт. Необходимая поляризация света формировалась с помощью призмы Глана.

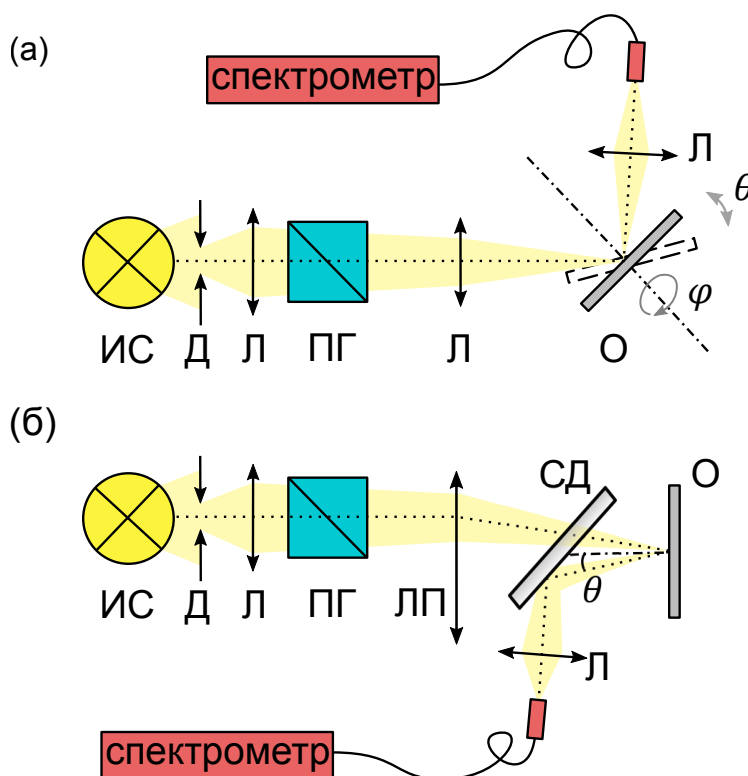


Рис. 38: Схема установки для измерения коэффициента отражения. ИС — источник белого света; Д — диафрагма; Л — собирающая линза; ЛП — собирающая линза на подвижной платформе, ПГ — призма Глана; θ — угол падения излучения на образец; φ — азимутальный угол вращения образца. (а) Экспериментальная установка для углов падения света на образец от 16° до 70°; (б) для углов падения излучения близких к нормальному.

Собранная на базе гониометра установка (рис. 38(а)) позволяла измерять оптические спектры для углов падения в диапазоне от 16° до 70° . Излучение фокусировалось на поверхность образца под необходимым углом падения. Отраженный от образца нулевой порядок дифракции фокусировался на торец оптического волокна. Излучение по оптоволокну передавалось на входную щель решеточного спектрометра Solar S100 или Ocean Optics USB4000, оснащенных кремниевой ПЗС-линейкой и регистрирующих спектры излучения в диапазоне от 400 до 1000 нм.

Для измерения спектров в диапазоне углов падения света близких к нормали использовалась установка, показанная на рисунке 38(б). Изменение угла падения оптического излучения на образец осуществлялось за счет перемещения линзы перед образцом перпендикулярно направлению излучения. Между линзой и образцом находился светоделитель, который отводил отраженное от образца излучение на торец оптического волокна. При необходимости, собирающая линза и торец волокна перемещались, в зависимости от угла падения оптического излучения на образец.

2.2. Результаты линейной спектроскопии коэффициента отражения образцов плазмонных кристаллов

С использованием установки на базе гониометра были измерены спектры коэффициентов отражения, $R(\lambda, \theta)$, для углов падения излучения на образец от $\theta = 16^\circ$ до $\theta = 70^\circ$ с шагом в 1° в диапазоне от 400 до 800 нм в случае когда плоскость падения была перпендикулярна канавкам на образце, то есть для азимутального угла $\phi = 0^\circ$. Частотно-угловые спектры коэффициента отражения для p -поляризации падающего излучения представлены на рисунке 39(а). Коэффициент отражения изображен градациями серого. Резонансные контуры спектральных линий соответствуют возбуждению ПП на границе раздела воздух-металл; их спектральные положения в зависимости от угла падения описываются дисперсией сред при помощи уравнения (5) для $n = +1$, $n = -2$ и $n = -3$. На рисунке 39(а) показано теоретически рассчитанное по формуле (6) положение резонансов поверхностных

плазмон-поляритонов:

$$\lambda = \frac{a_0}{\pm n} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon'_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon'_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} \mp \sin \theta \right), \quad (31)$$

где $a_0 = 750$ нм, $\varepsilon_1(\lambda)$ — значение диэлектрической проницаемости серебра, взятое из данных, представленных в доступных источниках [1] и ε_2 — значение диэлектрической проницаемости воздуха, принятое равной единице. Совпадение экспериментально полученного положения резонансов с рассчитанным по формуле подтверждает плазмонную природу резонансных особенностей в спектрах отражения.

Также были проведены аналогичные измерения в случае s -поляризации падающего излучения. На графике рис. 39(б) показан характерный гладкий спектр коэффициента отражения R . Отсутствие ярко выраженных резонансов в спектре отражения для s -поляризации служит еще одним доказательством того, что наблюдаемые резонансы в спектре отражения p -поляризованного излучения обусловлены возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов на границе серебро-воздух.

При помощи оптической установки для измерения спектров коэффициента отражения близких к нормали (рис. 38(б)) был измерен диапазон углов падения оптического излучения θ от -4° до 4° для длин волн от 425 до 850 нм в случае, когда плоскость падения была перпендикулярна канавкам на образце, а свет был p -поляризован. Спектр коэффициента отражения, представленный на рис. 40(а),(б), содержит по два резонанса поверхностных плазмон-поляритонов для каждого угла падения. Расстояние между ними является минимальным при нормальном падении, а при увеличении угла падения оно увеличивается. При использовании уравнения 6 для $n = \pm 1$ резонансы должны пересекаться при $\theta = 0^\circ$ в окрестности длины волны $\lambda \approx 750$ нм. Так как на графиках спектров коэффициента отражения этого не наблюдается, то можно предположить о существовании запрещенной зоны поверхностных плазмон-поляритонов. Неочевидность пересечения резонансов может быть связана с тем, что спектр коэффициента отражения — это суперпозиция двух резонансов с контуром линии Фано. Би-резонансный контур спектра не позволяет точно определить как наличие, так и ширину плазмонной

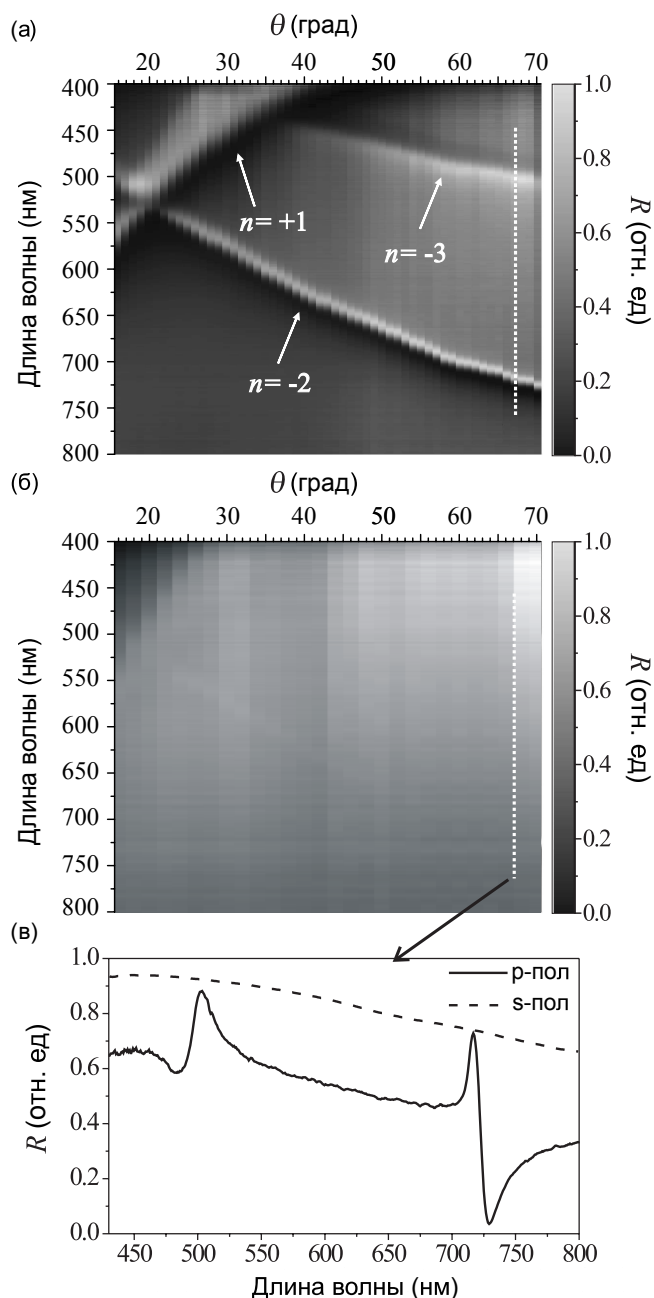


Рис. 39: (а) Зависимость коэффициента отражения от угла падения и длины волны p -поляризованного излучения; n указывает на порядок дифракции, который возбуждает ПП. (б) Зависимость коэффициента отражения от угла падения и длины волны s -поляризованного излучения. (в) Спектры коэффициентов отражения p -поляризованного (сплошная кривая) и s -поляризованного (штриховая кривая) излучения при угле падения 67° .

запрещенной зоны: резонансные частоты ПП $\omega_{R1,2}$ находятся между максимумами и минимумом спектра отражения. Угол падения $\theta = 1^\circ$ будет использован для дальнейших экспериментов (рис. 40(б)).

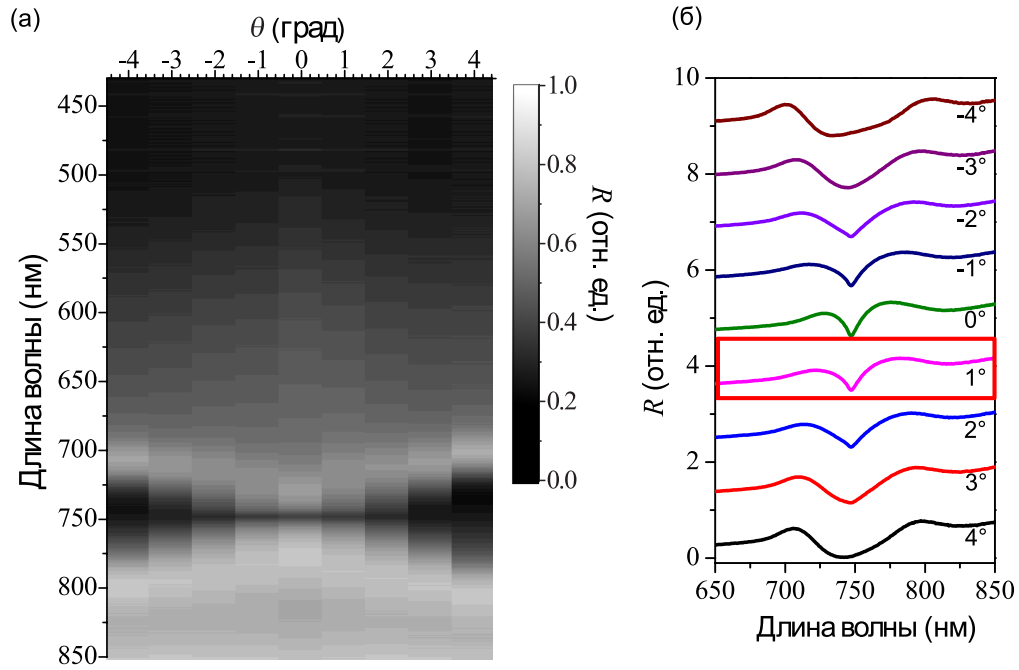


Рис. 40: Зависимость коэффициента отражения от угла падения и длины волны p -поляризованного излучения для углов падения от -4° до 4° . (б) Красным обведен угол падения света $\theta = 1^\circ$.

Второй случай, который будет рассмотрен в работе — это угол падения $\theta = 67^\circ$ о котором говорилось выше. На рисунке 39(в) представлен полученный спектр коэффициента отражения p - и s -поляризованного падающего излучения. Для p -поляризации в данном спектральном диапазоне наблюдается два резонанса. Оба резонанса имеют характерный контур резонанса типа Фано. Его форма обусловлена наличием интерференции между напрямую отраженным светом и переизлученным бегущим плазмон-поляритоном, возбужденным на границе раздела металл-воздух. Рассмотрим подробнее резонанс в окрестности 725 нм. После аппроксимации экспериментального спектра формулой (8) (рис. 41) были получены следующие значения параметров: $\Gamma_{rad} = 6.5 \pm 1$ нм, $\lambda_R = 723 \pm 1.0$ нм, $q = 0.97$. Время затухания поверхностного плазмона можно рассчитать из ширины резонанса по

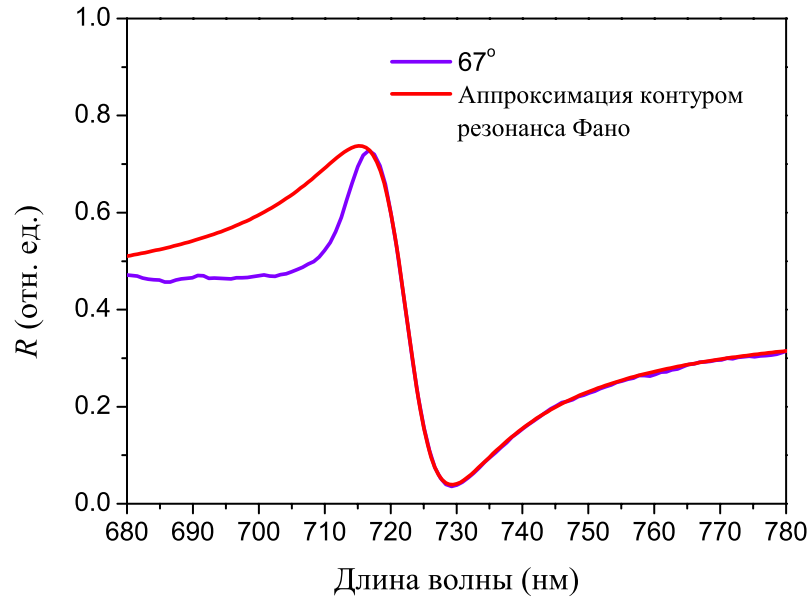


Рис. 41: Аппроксимация спектра коэффициента отражения p -поляризованного излучения при угле падения 67° контуром резонанса Фано.

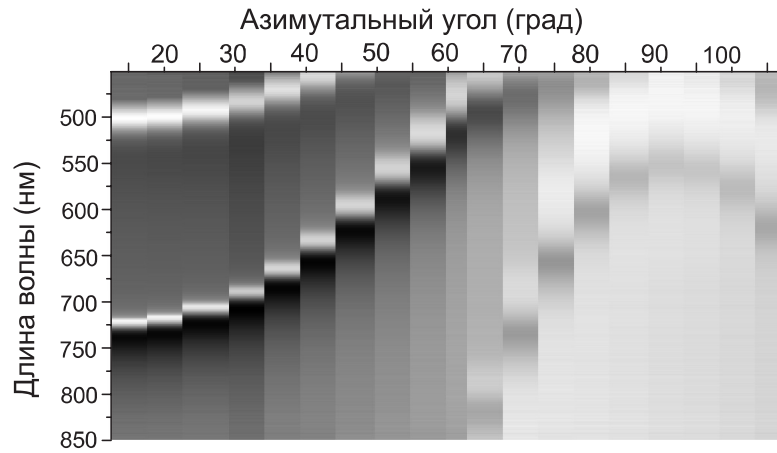
формуле: $\tau = \frac{1}{\Gamma}$, которое получается равным около $\tau \simeq 40$ фс. На графике спектра отражения (рис. 41) и аппроксимированного формой линии Фано видно несоответствие в диапазоне значений от 720 нм и ниже, что приводит к ошибке при определении ширины резонанса, и следовательно, к неточному значению времени релаксации ПП. Такое несоответствие может быть вызвано эффектом дифракции. На длине волны в 720 нм минус второй порядок дифракции “ложится” в плоскость образца, следовательно, на больших длинах волн энергия, которая отражалась в этом порядке дифракции, перераспределяется в направлении нулевого порядка дифракции. Это явление не зависит от материала среды и лежит в более синей области спектра по сравнению с резонансом ПП. Сумма всех явлений проявляется в спектре коэффициента отражения как асимметричная форма резонанса типа Фано.

Рассмотрим зависимость положения резонанса поверхностных плазмон-поляритонов от азимутального угла положения образца. Условие возбуждения поверхностных плазмонов для азимутального угла отличного от $\varphi = 0^\circ$ запишется в

виде:

$$\pm nG = k_{sp} \mp k_0 \sin \theta \cos \varphi, \quad \lambda = \frac{a_0}{\pm n} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon'_1(\omega)\varepsilon_2(\omega)}{\varepsilon'_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega)}} \mp \sin \theta \cos \varphi \right). \quad (32)$$

(а) р-поляризация



(б) s-поляризация

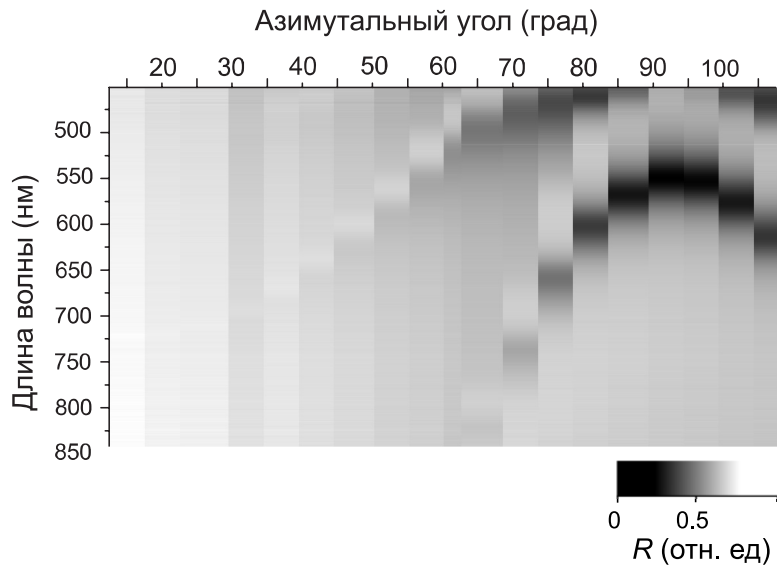


Рис. 42: (а) Зависимость спектра коэффициента отражения p -поляризованного излучения от азимутального угла поворота образца; (б) для s -поляризованного излучения.

Измерения проводились для угла падения $\theta = 70^\circ$ с шагом по азимутальному углу в 5° . Результаты измерения показаны на рисунке 42 для p - и s -поляризации.

На рис. 42(а) показана зависимость спектра коэффициента отражения от азимутального угла. Можно отметить, что в случае p -поляризованного излучения, когда канавки на образце разворачиваются параллельно плоскости падения ($\varphi = 90^\circ$), возбуждения плазмон-поляритонов не происходит. Но если рассмотреть то же положение образца, но с s -поляризованным светом, то возможно замыкание условий фазового синхронизма, и в структуре наблюдается провал, соответствующий возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов (рис. 42(б)).

3. Временная модификация лазерных импульсов, отраженных от плазмонных кристаллов

3.1. Установка для измерения кросс-корреляционных функций лазерных импульсов

При исследовании процессов с фемтосекундной длительностью необходимо использование схемы, позволяющей регистрировать длительность импульсов. В данной работе для измерений использовалась кросс-корреляционная схема (рис. 43). В работе использовался титан-сапфировый фемтосекундный лазер с длительностью импульсов от 150 до 200 фс, частотой повторений 80 МГц, перестраиваемой длиной волны от 690 нм до 1020 нм, средней мощностью 1.5–3 Вт. Оптическое излучение с горизонтальной поляризацией, выходящее из лазера, проходит через оптический прерыватель и падает на пластинку $\lambda/2$ для получения p - или s -поляризации. Далее, на светоделительной пластинке оно делится на два луча. В обоих плечах установлены призмы Глана для линейаризации поляризации. В одном из плеч схемы помещена оптическая линия задержки, позволяющая изменять длину оптического пути на необходимом интервале сканирования в 200 фс. Точность позиционирования линии 2 фс. Шаг сканирования — 13 фс. В другом плече под углом падения 67° или 1° оптическое излучение падает на образец. Для измерения кросс-корреляционных функций второго порядка (КФ) образец устанавливался канавками перпендикулярно плоскости падения, чтоб было выполнено условие синхронизма для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов в

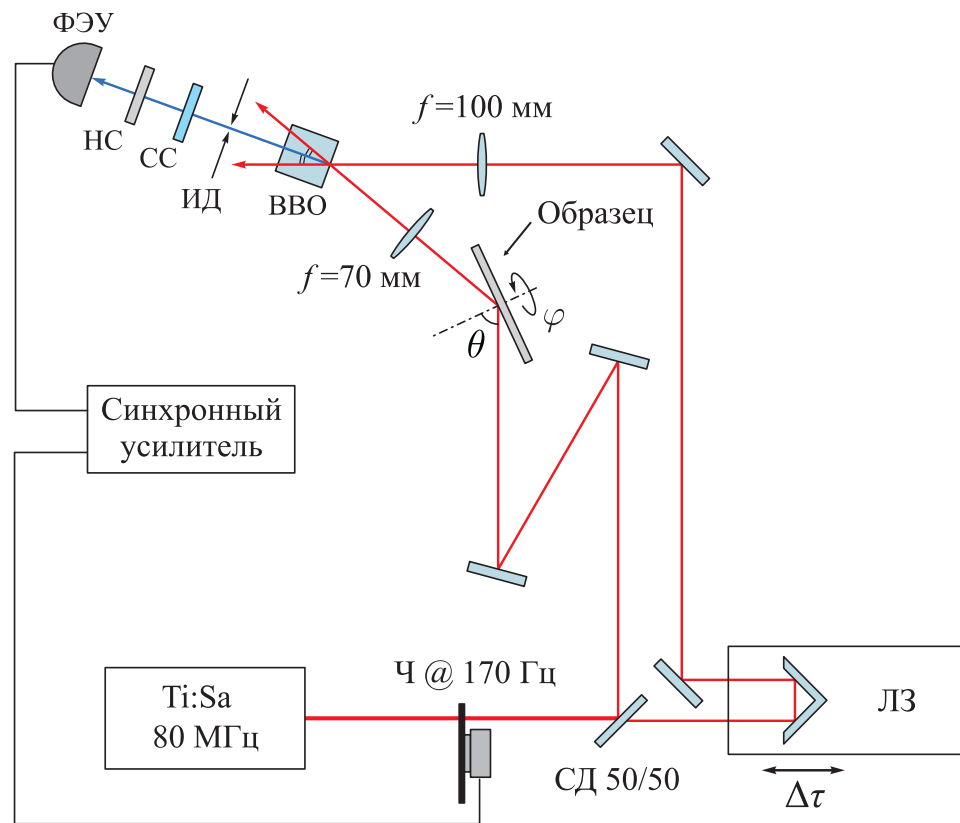


Рис. 43: Схема экспериментальной установки для изучения сверхбыстрой динамики плазмон-поляритонов. Ti:Sa — титан-сапфировый лазер. Частота повторения импульсов — 80 МГц; область перестройки частот — 690–1020 нм; длительность импульсов 150 фс; Ч — оптический прерыватель с частотой вращения 170 Гц; СД — светоделительная пластина 50:50; ЛЗ — линия задержки; θ — угол падения излучения на образец; φ — угол азимутального вращения; линзы с фокусными расстояниями 70 мм и 100 мм; ВВО — одноосный кристалл с квадратичной нелинейностью; ИД — диафрагма; СС — синий светофильтр, выделяющий суммарную частоту на фоне частоты накачки; НС — нейтральный светофильтр; П — призма Глана или полуволновая пластина; ФЭУ — фотоэлектронный умножитель, работающий в пропорциональном режиме, фототок с которого подается на синхронный усилитель.

p -поляризации. Для измерения референсных кривых использовалось либо s -поляризованное излучение, падающее на образец, когда канавки были установлены горизонтально, азимутальный угол $\phi = 0^\circ$, либо в p -поляризованном падающем

излучении образец устанавливался так, что канавки на нем были направлены вертикально, $\phi = 90^\circ$. В таком случае, образец выполняет функцию зеркала в необходимом видимом диапазоне оптического излучения (от 700 до 800 нм), как было показано выше. Это позволяет измерять автокорреляционную функцию (АФ) лазерного импульса, с которой далее можно сравнивать КФ. Излучение опорного и отраженного от образца импульсов фокусируются линзами в одну и ту же область нелинейного одноосного кристалла бета-бората бария (ВВО), настроенного на синхронизм генерации суммарной частоты. Точность совпадения перетяжек на поверхности кристалла контролируется с помощью микроскопа. В случае выполнения условий фазового и частотного синхронизма, по биссектрисе между лучами накачки после нелинейного кристалла генерируется излучение суммарной частоты. Интенсивность этого излучения регистрируется с помощью фотоэлектронного умножителя, фототок с которого поступает на схему синхронного детектирования. Сигнал с детектора (фотоэлектронного умножителя) регистрировался на частоте оптического прерывателя. Схема была оптимизирована таким образом, что бы не происходило изменения лазерного импульса при изменении поляризации падающего на образец излучения. Это проверялось как измерением кросс-корреляционных функций в схеме без образца, так и измерением спектра импульса перед нелинейным кристаллом при вращении полуволновой пластинки и призмы Глана.

Пусть $E_1(t)$ — напряженность электрического поля в импульсе выходящем из лазера, $E_2(\tau - t)$ — напряженность электрического поля импульса, отраженного от образца. При попадании оптического излучения на кристалл с квадратичной нелинейностью происходит как генерация второй гармоники, которая совпадает по направлению с падающим излучением, так и генерация излучения суммарной частоты по биссектрисе между лучами, падающими на нелинейный кристалл. Это приводит к возможности регистрации на детекторе корреляционной функции, пропорциональной интенсивности суммарной частоты, распространяющейся по

биссектрисе:

$$I_{CF}(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} (E_1(t)E_2(\tau - t))^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t)I_2(\tau - t)dt. \quad (33)$$

3.2. Результаты измерения кросс-корреляционных функций лазерных импульсов, отраженных от плазмонных кристаллов

3.2.1 Результаты для угла падения $\theta = 67^\circ$

Рассмотрим угол падения оптического излучения $\theta = 67^\circ$. В соответствии с линейным спектром (рис. 39(в)), будем называть это случаем одиночного резонанса.

Измерения интенсивностных КФ второго порядка были проведены в диапазоне длин волн от 710 до 800 нм с шагом 1 нм. На рисунке 44(а) показаны измеренные нормированные КФ в зависимости от длины волны падающего p -поляризованного излучения для λ_0 от 711 до 784 нм, в случае, когда происходит возбуждение ПП, то есть канавки были направлены горизонтально, измерялась КФ (рис. 44(а)), и для s -поляризованного импульса, когда измерялась автокорреляционная функция лазерного импульса (рис. 44(б)). В окрестности резонансной длины волны $\lambda_R = 723 \pm 1$ нм видно заметное изменение формы КФ и сдвиг ее максимума относительно АФ. Вдали от резонанса КФ и АФ полностью совпадают. Отметим наличие общего смещения максимума КФ и АФ по времени τ , которое связано с оптической схемой, и которым можно пренебречь, принимая положение максимума АФ за “нуль” по времени.

На рис. 45 представлены нормированные КФ и АФ при резонансных ($\lambda_0 = 722$ нм, $\lambda_0 = 726$ нм, $\lambda_0 = 730$ нм) и нерезонансной ($\lambda_0 = 780$ нм) длинах волн. Для наглядности представления полученных результатов, измеренные КФ и АФ аппроксимировались гауссовой функцией, из которой определялись положения максимумов КФ, τ_{CF}^{max} , и АФ, τ_{AF}^{max} , и ширины на полувысоте для кросс-корреляционных, l_{CF}^{max} , и автокорреляционных функций, l_{AF}^{max} . Это сделано с учетом того, что исходно лазерный импульс имеет гауссову форму. Следовательно, его автокорреляционная функция, нерезонансный случай, имеет гауссову форму. Для кросс-корреляционных функций экспериментальные графики на некоторых

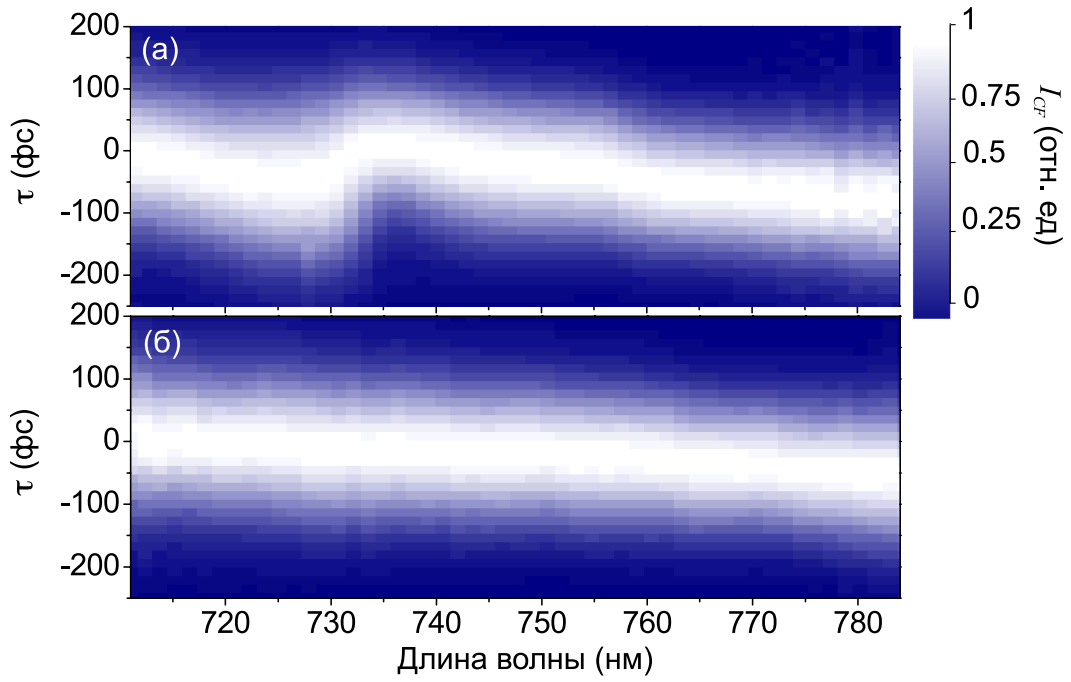


Рис. 44: (а) Спектральная зависимость нормированной кросс-корреляционной функции второго порядка (τ — время задержки между двумя импульсами) для случая p -поляризации при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона. (б) Спектральная зависимость нормированной автокорреляционной функции лазерного импульса.

длинах волн имели несколько отличную форму; соответственно, положение максимума и ширина на высоте были вычислены вручную.

На рисунке 46(а) представлена спектральная зависимость разности положений максимумов $\Delta\tau = \tau_{CF}^{max} - \tau_{AF}^{max}$. В спектральной области от 713 до 726 нм кросс-корреляционная функция, в которой присутствует возбуждение ПП, отстает от АФ. Максимальная задержка максимума КФ $\Delta\tau = 24 \pm 5$ фс наблюдается при $\lambda \simeq 722$ нм, близкой к значению резонансной длины волны $\lambda_R = 723 \pm 1.0$ нм, полученной из аппроксимации экспериментального спектра отражения (рис. 41). В области от 726 до 762 нм наблюдается опережение автокорреляционной функции кросс-корреляционной, которое принимает максимальное значение $\Delta\tau = -43 \pm 5$ фс при $\lambda \simeq 730$ нм.

Спектральная зависимость разности ширин корреляционных функций $\Delta l =$

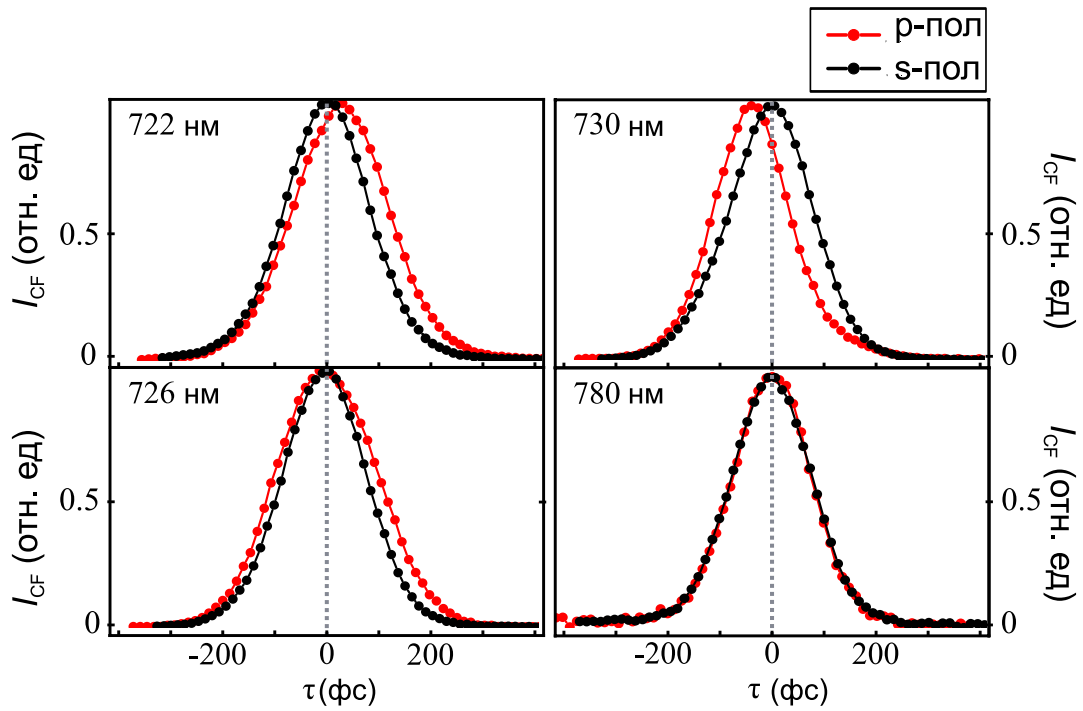


Рис. 45: Нормированная кросс-корреляционная функция второго порядка (τ — время задержки между двумя импульсами) для случая p -поляризованного импульса, когда возбуждаются поверхностные плазмон-поляритоны (красные точки) и автокорреляционная функция лазерного импульса (черные точки) при $\lambda \simeq 722$ нм, $\lambda \simeq 726$ нм, $\lambda \simeq 730$ нм и $\lambda \simeq 780$ нм. Для наглядности точки соединены кривыми.

$l_{CF}^{max} - l_{AF}^{max}$ представлена на рисунке 46(б). В диапазоне от 713 до 728 нм КФ с возбуждением ПП уширена относительно АФ, максимальное уширение составляет $\Delta l = 45 \pm 5$ фс при $\lambda \simeq 726$ нм. В области от 728 до 736 нм наблюдается сужение КФ импульса с возбуждением ПП, достигающее $\Delta l = -16 \pm 5$ фс при $\lambda \simeq 730$ нм.

3.2.2 Результаты для угла падения $\theta = 1^\circ$

Далее были проведены измерения для углов падения оптического излучения на образец, $\theta = 1^\circ$ и $\theta = 2^\circ$, близких к нормальному падению. Так как они различаются в основном лишь смещением резонсной длины волны и слабым изменением ширины КФ, рассмотрим подробно результаты для $\theta = 1^\circ$. Спектральная зависимость КФ функций, измеренная при возбуждении ПП импульсами с центральной

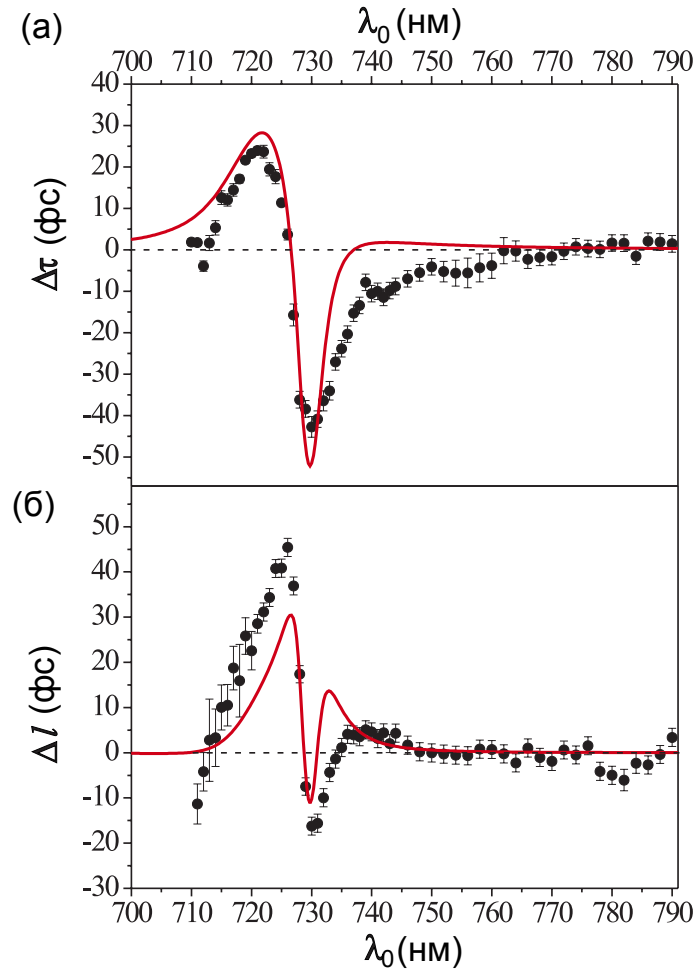


Рис. 46: (а) Спектральная зависимость разности положения максимумов КФ, $\Delta\tau$. (б) Спектральная зависимость разности ширины КФ на полувысоте, Δl . Точки — экспериментальные данные, сплошные кривые — численный расчет.

длиной волны λ_0 от 720 до 800 нм с шагом в 1 нм для угла падения оптического излучения $\theta = 1^\circ$, представлена на рис. 47(б). Лишь небольшое изменение КФ в пределах экспериментальных ошибок наблюдается для длинноволнового резонанса. Это означает, что либо время жизни ПП, либо амплитуда возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов мала по сравнению с нерезонансным вкладом в отраженный импульс. Для коротковолнового края запрещенной зоны для $\lambda_0 = 740$ нм наблюдается сильное изменение формы корреляционной функции, и вклад ПП в это изменение очевиден. В диапазоне длин волн 733–745 нм зафиксировано уширение КФ, которое сопровождается сдвигом максимума КФ до

$\Delta\tau = 100$ фс для $\lambda_0 = 740$ нм. В серии КФ, измеренных для шести длин волн λ_0 вблизи плазмонной запрещенной зоны, отмечено возникновение второго максимума КФ (рис. 48). Рассмотрим сценарий изменения формы КФ в зависимости от

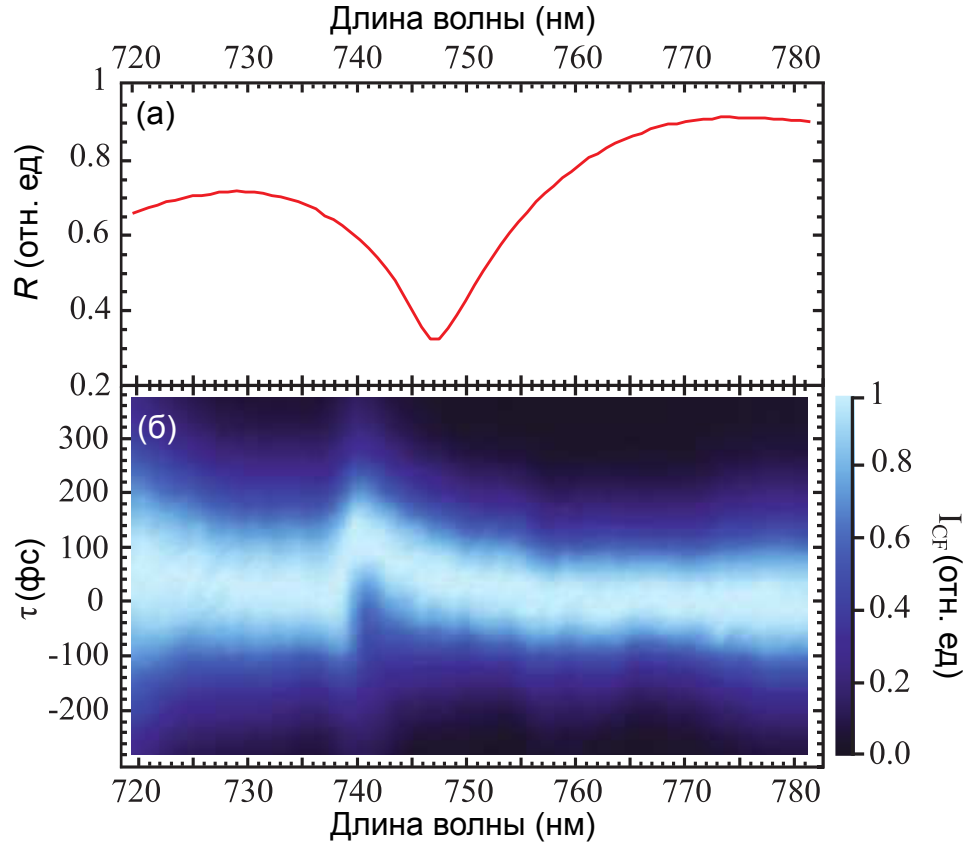


Рис. 47: (а) Спектр коэффициента отражения для образца плазмонного кристалла для угла падения оптического излучения $\theta = 1^\circ$. (б) Нормированная интенсивностная кросс-корреляционная функция в зависимости от длины волны падающего излучения λ_0 для случая двух резонансов.

длины волны: сначала КФ уширяется (737 нм, 738 нм), а затем от 739 нм наблюдается “рост” второго максимума КФ до 741 нм. Появление второго пика можно связать с превалированием на этих длинах волн переизлучения ПП над нерезонансно отраженным вкладом в модели резонанса типа Фано. Влияние второго резонанса запрещенной зоны не является причиной этих изменений, скорее всего, из-за радиационных потерь этого резонанса [3].

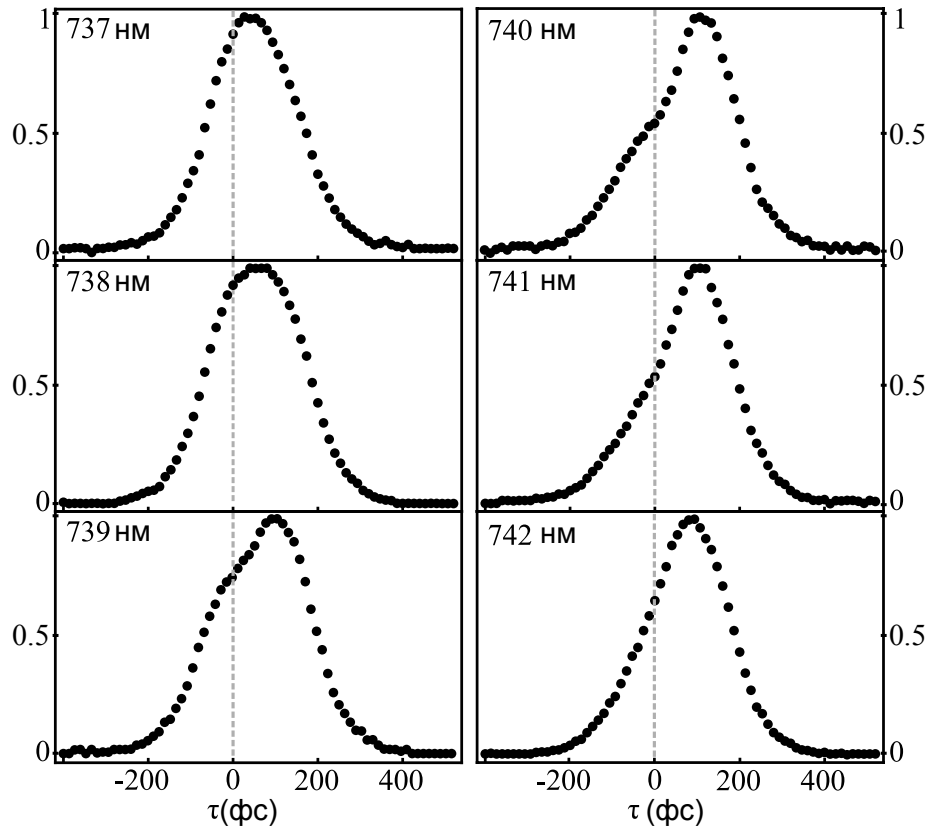


Рис. 48: Нормированная интенсивностная кросс-корреляционная функция для длин волн λ_0 в области плазмонной запрещенной зоны образца.

4. Моделирование временной модификации лазерных импульсов, отраженных от плазмонных наноструктур

Пусть $E_1(\omega)$ — напряженность электрического поля исходного импульса, имеющего гауссову форму с центральной частотой ω_0 , амплитудой A_ω и длительностью импульса t_0 :

$$E_1(\omega) = A_\omega e^{-\frac{1}{2}t_0^2(\omega-\omega_0)^2}. \quad (34)$$

Во временном представлении исходный импульс имеет вид:

$$E_1(t) = A e^{-t^2/2t_0^2} e^{-i\omega_0 t}. \quad (35)$$

Тогда с использованием модели резонанса Фано (выражение (8)) напряженность электрического поля $E_2(\omega)$ импульса, отраженного от образца, записывается в

следующем виде:

$$E_2(\omega) = E_1(\omega) r(\omega) = A_\omega e^{-t_0^2(\omega-\omega_0)^2/2} \left(C_0 + \frac{f \Gamma e^{i\phi}}{\omega - \omega_R + i \Gamma} \right). \quad (36)$$

По теореме о свертке, во временном представлении этот импульс имеет вид:

$$E_2(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A e^{-t'^2/2t_0^2} e^{-i\omega_0 t'} \times \left(f \Gamma e^{i\phi - (i\omega_R + \Gamma)(t-t')} H(t-t') + C_0 \delta(t-t') \right) dt', \quad (37)$$

где $H(t)$ — функция Хевисайда. Импульс E_2 пространственно совмещается на нелинейном кристалле с задержанным на время τ опорным импульсом, тождественным исходному E_1 . Регистрируемая интенсивность второй гармоники пропорциональна кросс-корреляционной функции второго порядка:

$$I_{CF}(\tau) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} |E_1(\tau - t')|^2 |E_2(t')|^2 dt' = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(\tau - t') I_2(t') dt'. \quad (38)$$

Численный расчет кросс-корреляционных функций проводился с использованием параметров, полученных из аппроксимации экспериментальной спектральной зависимости коэффициента отражения (рис. 39(в)): $\omega_R = 2.61 \times 10^{15}$ рад/с ($\lambda_R = 723$ нм); $\Gamma = 2.3 \times 10^{13}$ рад/с; $f = 0.74$; $\phi = 0.22 \cdot \pi$ рад; $A = 1$; $C_0 = 0.63$; $t_0 = 200$ фс. КФ рассчитывалась для каждой длины волны с использованием выражений (35)–(38). Интегрирование производилось численно методом Монте-Карло в программе Wolfram Mathematica. Расчетные спектральные зависимости смещения максимума и изменения ширины КФ по сравнению с невозмущенным импульсом представлены на рисунке 46. Форма модельных кривых хорошо совпадает с экспериментальными зависимостями $\Delta\tau(\lambda)$ и $\Delta l(\lambda)$. Это позволяет говорить о соответствии экспериментальных импульсов отраженных от образца с восстановленной напряженностью электрического поля импульса $E_2(t)$, представленных на рисунке 49. При длине волны $\lambda = 726$ нм, соответствующей максимальному уширению КФ, профиль напряженности электрического поля отраженного импульса $E_2(t)$ также уширен относительно исходного за счет ПП. В минимуме резонанса Фано ($\lambda = 730$ нм) заметно сильное изменение профиля $E_2(t)$ — в течение импульса наблюдается локальный минимум огибающей.

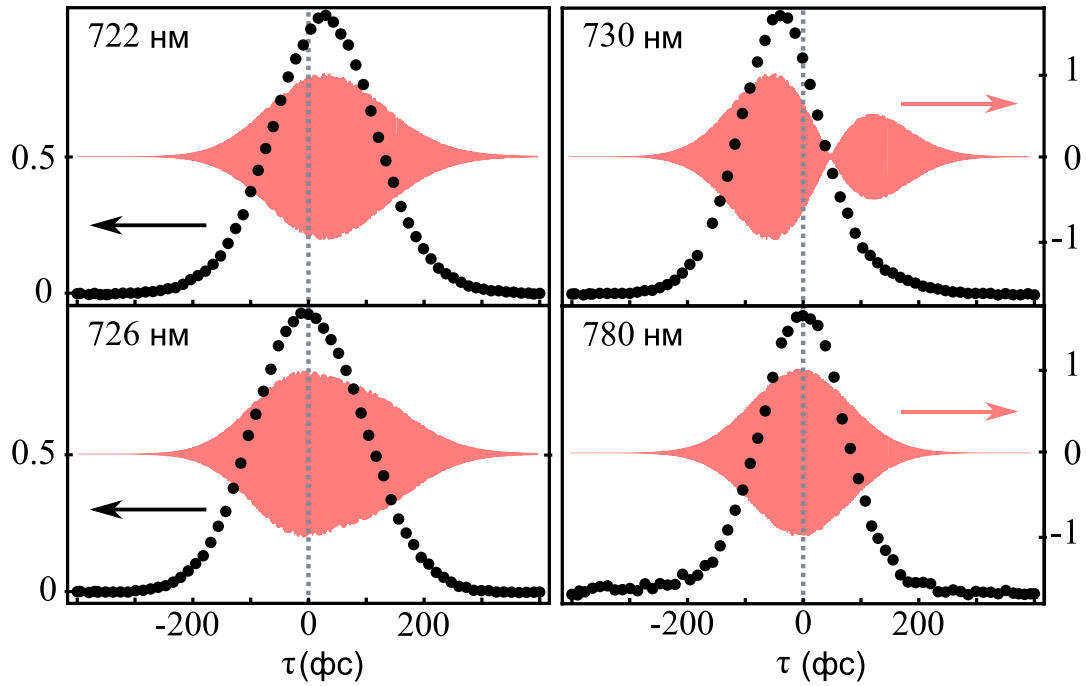


Рис. 49: Численный расчет временной зависимости напряженности электрического поля импульса, отраженного от образца (красная кривая). Нормированная кросс-корреляционная функция второго порядка (τ — время задержки между двумя импульсами) для случая p -поляризации при возбуждении поверхностного плазмон-поляритона (черные точки) при $\lambda \simeq 722$ нм, $\lambda \simeq 726$ нм, $\lambda \simeq 730$ нм и $\lambda \simeq 780$ нм.

4.1. Интерпретация результатов. Роль формы резонанса типа Фано.

Уширение КФ в случае отражения p -поляризованного импульса и его запаздывание относительно нерезонансного импульса связано с релаксацией резонансно возбужденных ПП. Природа опережения автокорреляционной функции кросс-корреляционной, в которой присутствует вклад возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов, в спектральной области от 726 до 762 нм может быть описана в рамках подхода с использованием модели резонанса типа Фано. Такой тип спектральной линии соответствует суперпозиции двух процессов — нерезонансного отражения лазерного импульса от поверхности решетки и переизлучение поверхностного плазмон-поляритона. Если нерезонансно отраженный и резонансно переизлученный импульсы синфазны, то они интерферируют конструктивно, и происходит

смещение максимума КФ в положительную сторону по шкале $\Delta\tau$ и ее уширение, что и наблюдалось в эксперименте. Если импульсы находятся в противофазе, они интерферируют деструктивно, что обуславливает смещение максимума КФ в отрицательную сторону и сужение КФ. В окрестности минимума резонанса Фано (730 нм) интенсивность КФ, а значит и интенсивность самого отраженного от образца импульса, значительно меньше чем интенсивность автокорреляционной функции (рис. 50(а)). При этом заметна асимметрия ее формы и смещение максимума. Такие временные зависимости обусловлены деструктивной интерференцией между нерезонансно и резонансно отраженными компонентами импульса. Между этими компонентами возникает дополнительная разность фаз, приобретаемая при перестройке длины волны через резонанс возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов (рис. 50(б)). Вдали от резонанса, при $\lambda > 750$ нм, максимумы и ширины кросс-корреляционных функций для обеих поляризаций почти совпадают.

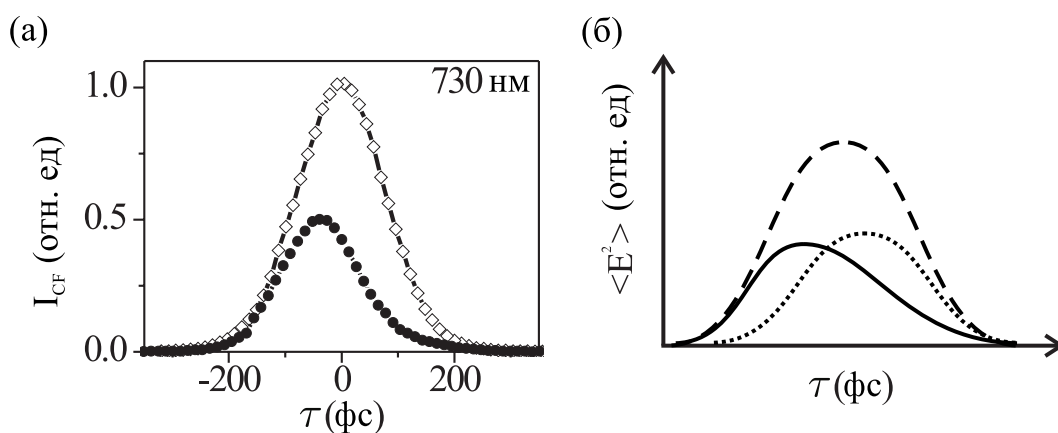


Рис. 50: (а) Кросс-корреляционная функция второго порядка (черные точки) и автокорреляционная функция (белые точки) при $\lambda = 730$ нм. (б) Схематичное изображение деструктивной интерференции нерезонансно отраженного импульса (штриховая линия) с запаздывающим плазмон-поляритонным возбуждением (пунктирная линия). Сплошная линия — результирующий импульс, отраженный от образца.

Попробуем показать более наглядно ситуацию, соответствующую минимуму

резонанса. Случай обнуления поля можно показать как фазовый разрыв на графиках, полученных при помощи оконного преобразования Фурье [164]. Оно иллюстрирует временное распределение частотных составляющих во временных сигналах. Это метод часто используется для анализа нестационарных сигналов с изменяющимися во времени статистическими характеристиками. По сути выбирается оконная функция, локализованная как во временном представлении так и в частотном, которая движется по сигналу. Временной интервал сигнала разделяется на подинтервалы. Для каждого временного положения окна выполняется преобразование Фурье, тем самым осуществляя переход к частотно-временному представлению. Временное и спектральное разрешение такого представления определяется размером выбранного окна по спектру и по времени. В нашем случае, функцией окна выберем $E_{\text{gate}}(t) \equiv |E_1(t)|$, то есть, как гауссовая огибающая функция с центром в λ_0 с длительностью, равной длительности лазерного импульса:

$$\text{STFT}(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_2(t') E_{\text{gate}}(t' - \tau) e^{i\omega t'} dt'. \quad (39)$$

Уравнение (39) позволяет извлечь временные зависимости интенсивности I и фазы ϕ каждой спектральной составляющей. На рисунке 51(а) приведены результаты оконного Фурье преобразования для невозмущенного лазерного импульса для $\lambda_0 = 800$ нм. Спектр интенсивности в зависимости от времени имеет круговую симметрию. Изображение для импульса с $\lambda_0 = 726$ нм показано на рисунке 51(б). Есть небольшие изменения в спектре интенсивности: длинноволновые компоненты импульса подавлены при $\tau \simeq 100$ фс. Для $\lambda_0 = 730$ нм, показанной на рисунке 51(в), соответствующей длине волны минимума Фано резонанса и обнулению электрического поля при $\tau \simeq 100$ фс также наблюдается гашение спектральной компоненты вблизи 730 нм. Эта функция показывает, что в это время задержки, спектральная компонента волны несущей с максимальной интенсивностью в пределах падающего лазерного импульса подавляется из-за деструктивной интерференции, что приводит к неопределенности в фазе в этот момент времени. Это время обнуления огибающей E_2 , показанное на рис. 50 для $\lambda_0 = 730$ нм.

В правой колонке на рис. 51 показан спектр фазы в зависимости от времени

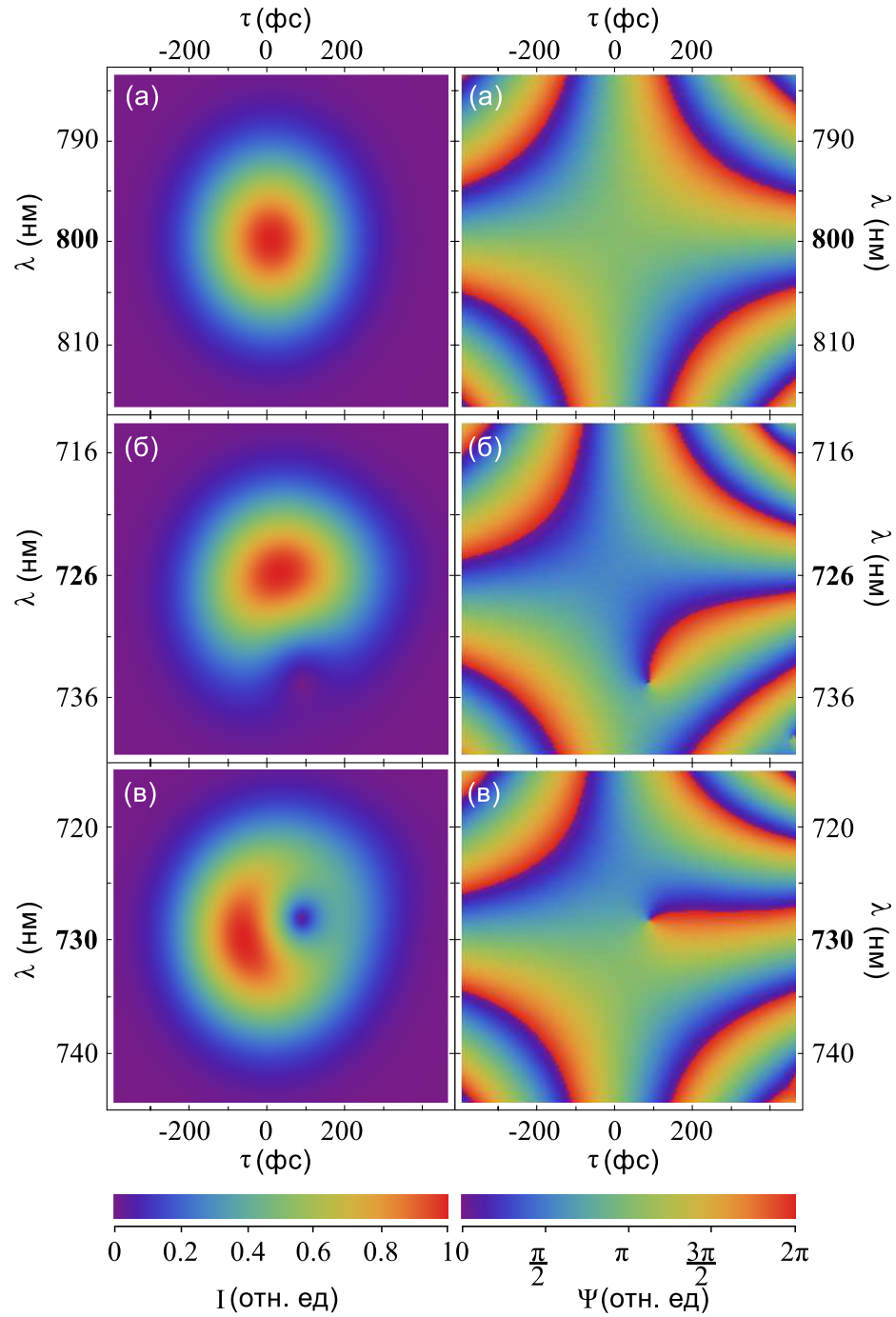


Рис. 51: Результат оконного преобразования Фурье. Левая колонка — спектр интенсивности в зависимости от времени. Правая колонка — спектр фазы в зависимости от времени для центральных длин волн отраженных импульсов (а) $\lambda_0 = 800$ нм, (б) $\lambda_0 = 726$ нм, (в) $\lambda_0 = 730$ нм.

для отраженных импульсов. Для невозмущенного импульса с $\lambda_0 = 800$ нм, фазовое изображение является симметричным. Фазовые особенности проявляются

при $\tau \simeq 100$ фс для $\lambda_0 = 726$ и $\lambda_0 = 730$ нм. Их спектральное положение и время появления совпадают с положением провала в Фурье-спектрах интенсивности.

Для случая одиночного резонанса время жизни поверхностного плазмон-поляритона существенно меньше, чем для случая $\theta = 1^\circ$, что проявляется в более очевидном изменении формы корреляционных функций — например, если сравнить задержку положения максимума КФ: в случае двух резонансов она достигает 100 фс, тогда так в однорезонансном случае она от -40 до 20 фс. Тем не менее, случай одиночного резонанса интересен в первую очередь возможностью описания экспериментальных результатов при помощи модели резонанса типа Фано. Форма отраженного лазерного импульса определяется длиной волны используемого лазерного импульса по отношению к положению длины волны резонанса поверхностных плазмон-поляритонов. В максимуме резонанса наблюдается уширение, в минимуме — разделение. Естественно, момент обнуления поля возможен только в ситуации когда интенсивность нерезонансного отражения и интенсивность резонансного вклада от возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов равны. В этом случае, в спектре коэффициента отражения наблюдается минимум, который в случае одиночного резонанса близок к нулю. Это полное подавление и приводит к тому, что импульс как бы делится на два. Для случая двух резонансов при $\theta = 1^\circ$, рассмотренном в работе, длина волны на которой может возникать момент обнуления огибающей $E_2(t)$ менее очевиден. Отметим отличие случая с двумя резонансами в данной работе от случая двух резонансов с запрещенной зоной, рассмотренного в работе [8]. Там наблюдалось возникновение несольких локальных минимумов на протяжении лазерного импульса, прошедшего через плазмонный кристалл, за счет возникновения биений, связанных с взаимодействием двух резонансов. Отметим, в той работе использовался лазерный импульс с сверхкороткой длительностью, то есть с большой спектральной шириной, которая перекрывала сразу два резонанса ПП, соответствующим двум краям ЗЗ. В нашем случае радиационные потери у длинноволнового резонанса очень большие, и его вклада не наблюдается.

Стоит обсудить возможность использования таких образцов в качестве форми-

рователей импульсов, которые активно используются например в приложениях, связанных с управлением квантовыми системами с помощью лазерных импульсов. Такое управление оптическим откликом плазмонных наноструктур, включая его усиление или подавление в определенные моменты времени, осуществимо при условии $t_0 \sim t_{spp}$. Это невозможно ни в случае непрерывной накачки $t_0 \gg t_{spp}$, когда в отклике преобладает нерезонансно отраженное излучение, ни в случае сверхкоротких импульсов $t_0 \ll t_{spp}$, когда оптический отклик определяется переизлученной плазмон-поляритонной компонентой. В данной главе представлена экспериментальная реализация уширения, сужения, задержки, опережения лазерного импульса. Естественно, по удобству и гибкости в формировании требуемых фемтосекундных импульсов, плазмонные решетки существенно уступают существующим системам. Их работа сводится к пространственному разложению импульса на его спектральные компоненты и желаемое преобразование каждой из этих компонент по отдельности, например с использованием пространственных модуляторов света, жидких кристаллов и других способов [165]. Однако, стоит отметить положительную сторону использования наноструктурированных пленок с резонансными особенностями — подобные структуры имеют очень маленький пространственный размер: толщина может не превышать сотен нанометров, а площадь определяется диаметром используемого лазерного пучка. Это огромный плюс в условиях всеобщей тенденции к миниатюризации, а также для использования таких объектов в телекоммуникациях. Кроме того, примечателен факт простоты в изготовлении данных решеток — DVD, CD или Blue-ray диски уже достаточно давно массово производятся. Еще одним плюсом является возможность изготовления решеток различной геометрии — это могут быть как двумерная периодическая структура, так и гексагональная, или, например, двумерная решетка с отверстиями псевдохиральной формы, например с гамма-дионами, что было бы интересно при формировании импульсов с циркулярной поляризацией. Стоит отметить что в работе нашей группы представлены более поздние данные о сверхбыстром преобразовании поляризации лазерных импульсов при помощи плазмонных одномерных решеток. Примечательно, что полученные численные

результаты, в основе которых лежит использование модели Фано-резонансов, также имеет достаточно хорошее соответствие с экспериментальными данными, что еще раз подтверждает адекватность ее использования. Стоит оговорить очевидные минусы данных структур — это использование металла в качестве активного материала. В нашем случае использовалось серебро — на воздухе происходил процесс окисления и наблюдалось уширение резонанса, но за счет доступности образцов в ходе работы производилась его регулярная замена. Соответственно, более разумным является либо покрытие разобранных DVD дисков, например слоем сапфира, либо использование более стойких металлов, например золота. Помимо прочего, коэффициент поглощения оптического излучения для металлов достаточно велик по сравнению с диэлектрическими структурами. Следовательно стоит рассмотреть иные структуры с резонансными особенностями, но из более прозрачных материалов. Естественно, необходимо учитывать что время резонансного возбуждения должно быть сопоставимо с длительностью используемого лазерного импульса.

В ходе работы экспериментально обнаружена временная модификация фемтосекундных лазерных импульсов при отражении от образцов одномерных серебряных решеток с периодом $d \simeq 750$ нм при условии резонансного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Спектрально-временные измерения интенсивностных кросс-корреляционных функции второго порядка показывают, что при длительности фемтосекундных импульсов, сопоставимой со временем релаксации поверхностных плазмон-поляритонов (30–100 фс), возникает сильная спектральная зависимость формы огибающей отраженного фемтосекундного импульса, описываемая параметрами резонанса типа Фано. Обнаружено как уменьшение, так и увеличение длительности отраженного фемтосекундного импульса, проявляющиеся в смещении максимума и изменении ширины кросс-корреляционной функции второго порядка. Численный расчет кросс-корреляционной функции на основе модели резонанса типа Фано показывает качественное согласие экспериментальных и численных результатов.

Глава III

Временная зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных наноструктурах

В данной главе рассматривается временная зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных кристаллах, связанная с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Ранее было показано, что наличие резонансных особенностей в спектре отражения магнитоплазмонных кристаллов приводит к усилению магнитооптического эффекта Керра по сравнению со значением МОЭК для пленки из этого же металла. Это связано с тем, что при приложении магнитного поля к ферромагнетику происходит изменение недиагональных компонент тензора диэлектрической проницаемости, что приводит к изменению условий возбуждения ПП. В результате при намагничивании магнитоплазмонного кристалла смещается резонансная длина волны и изменяется время релаксации ПП. Но так как ПП имеют время жизни порядка нескольких десятков–сотен фемтосекунд в оптическом диапазоне излучения, то и магнитооптический эффект Керра в плазмонных кристаллах должен иметь аналогичные временные характеристики. С помощью методов и подходов, использованных в предыдущей главе, наличие временной зависимости МОЭК можно задетектировать при помощи регистрации изменения огибающей лазерных импульсов, отраженных от магнитоплазмонной решетки при различных направлениях магнитного поля. Данная глава будет посвящена экспериментальному измерению временной зависимости плазмон-индуцированного магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонных кристаллах.

1. Образцы магнитоплазмонных кристаллов

В качестве объектов изучения рассматривались одномерные субволновые решетки с периодом 750 ± 10 нм, на которые была напылена железная пленка толщиной 100 нм. Геометрия образцов аналогична рассмотренной в предыдущей главе, так как образцы были изготовлены на базе полимерной решетки от DVD-диска.

Для этого DVD диск был разделен на две части: первая — это слой поликарбоната и серебра, другая — чистый слой поликарбоната. Обе части имели одномерный профиль с периодом 750 ± 10 нм. Использовалась часть без металла — на эту полимерную матрицу впоследствии был напылен слой железа толщиной 100 нм методом магнетронного распыления (напыление было проведено Родионовой В. В. в Балтийском федеральном университете имени Иммануила Канта), а также слой диоксида кремния толщиной 20 нм для предотвращения окисления поверхности. Следовательно, полученный образец представлял собой магнитоплазмонный кристалл с периодом 750 ± 10 нм. Поверхностью образца являлся круг с диаметром 1 см. Также для сравнения был изготовлен образец тонкой железной пленки толщиной 100 нм, напыленной на покровное стекло, сверху пассивированной 10 нм слоем диоксида кремния SiO_2 . На рисунке 52 приведено изображение и профиль образца, полученное при помощи атомно-силового микроскопа А. А. Ежовым. Получено, подтверждено, что период структуры равен 750 ± 10 нм, а так же высота особенностей составляет 100 нм.

2. Линейная спектроскопия коэффициента отражения образцов магнитоплазмонных кристаллов

Для спектроскопии коэффициента отражения использовалась установка, аналогичная представленной в главе 2.

Спектры коэффициента отражения для образца на основе тонкой пленки железа представлены на рисунке 53(а) для углов падения оптического излучения на образец от -7° до 7.5° с шагом 0.5° в диапазоне длин волн от 600 до 900 нм. На спектре видны два резонанса, положение которых зависит от угла падения света

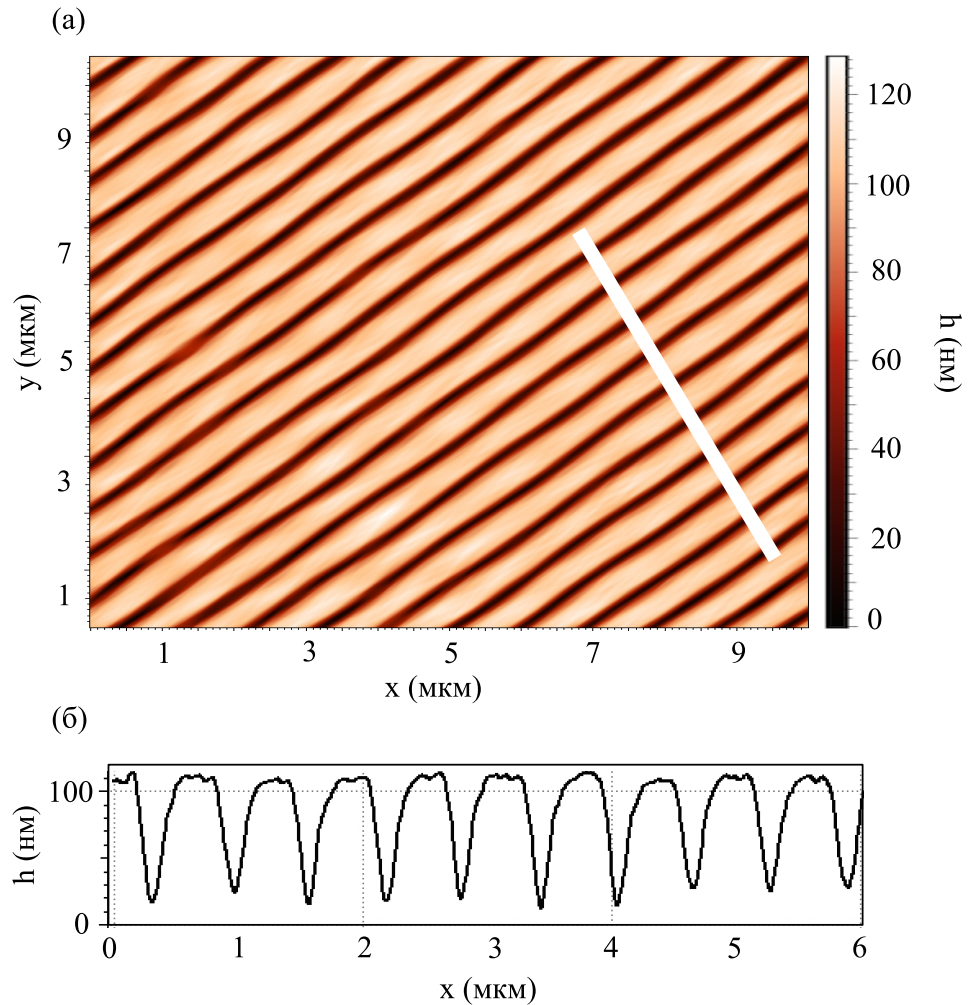


Рис. 52: (а) Изображение образца магнитоплазмонного кристалла, полученное при помощи атомно-силового микроскопа. (б) Профиль поверхности образца.

на образец и определяется условием фазового синхронизма ПП. Резонансы соответствуют возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов на границе железо-воздух при помощи $n = \pm 1$ порядков дифракции. На рисунке 53(б) представлен график спектра коэффициента отражения для одного угла падения $\theta \approx 5^\circ$. В данном случае резонансы имеют спектральную форму линии, схожую с лоренцевым контуром, который для резонанса типа Фано (формула (8)) является частным случаем при $C = 0$, когда в спектре отражения наблюдается только пик. В работе будет рассмотрен резонанс, который находится в длинноволновой области, так как его положение совпадает с диапазоном перестройки титан-сапфирового лазера.

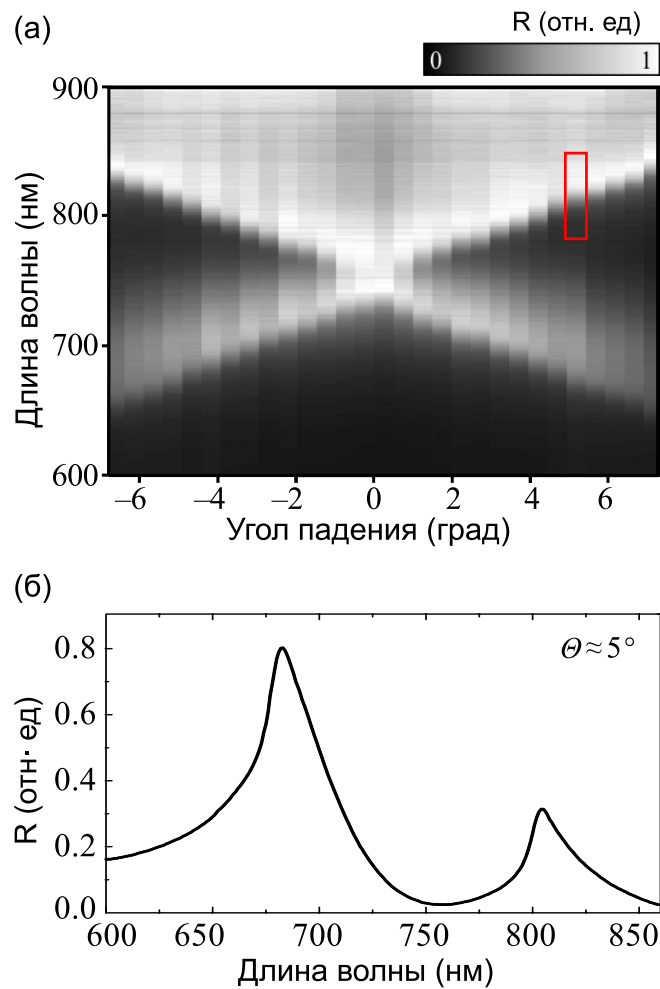


Рис. 53: (а) Зависимость коэффициента отражения образца магнитоплазмонного кристалла от угла падения и длины волны p -поляризованного излучения. Прямоугольником обозначен диапазон перестройки используемого титан-сапфирового лазера и используемый угол падения оптического излучения на образец $\theta \approx 5^\circ$. (б) Спектр коэффициента отражения p -поляризованного излучения при угле падения $\theta \approx 5^\circ$.

3. Спектроскопия экваториального магнитооптического эффекта Керра (МОЭК)

Для образцов магнитоплазмонных кристаллов были произведены измерения экваториального магнитооптического эффекта Керра. Эффект для данной геометрии состоит в относительном изменении интенсивности p -поляризованного излучения при отражении от намагниченной среды. Эффект Керра выражается безразмер-

ной величиной:

$$\delta = \frac{\Delta I}{I_0}, \quad (40)$$

где ΔI — изменение интенсивности света при приложении к образцу магнитного поля, а I_0 — интенсивность света, отраженного от ненамагниченного образца.

3.1. Экспериментальная установка

Для измерения спектра магнитооптического экваториального эффекта Керра использовался динамический метод. Образец находился в переменном магнитном поле, и изменение интенсивности при намагничивании образца регистрировалось методом синхронного детектирования. Принципиальная схема установки показана на рисунке 54. Излучение от лампы накаливания СИ-300У (Л) проходило

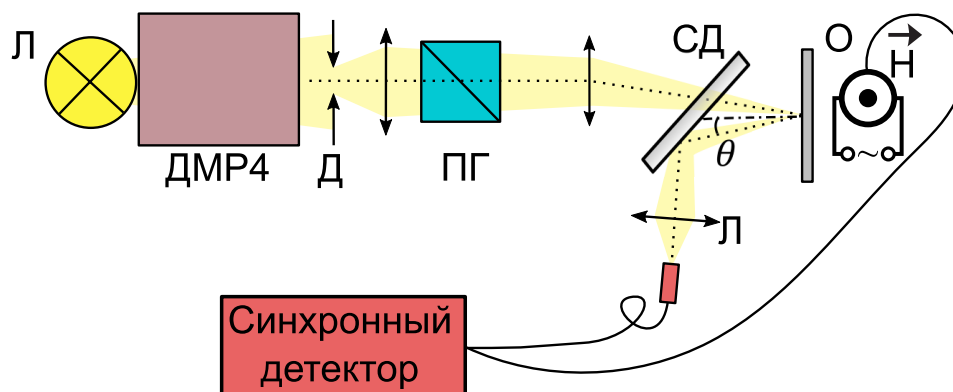


Рис. 54: Экспериментальная установка для измерения экваториального магнитооптического эффекта Керра. Л — лампа накаливания, ДМР-4 — двойной монохроматор, Д — диафрагма, ПГ — призма Глана, СД — светоделитель, Д — детектор.

через двойной монохроматор, который позволял изменять длину волны оптического излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах. После монохроматора свет поляризовался призмой Глана с воздушным промежутком. Далее p -поляризованный свет проходил через светоделительную пластину и падал на образец под углом θ . Образец находился между двумя катушками магнита. Величина поля в точке нахождения образца была равна 1 кГс. Отраженный от образца свет падал обратно на светоделитель и с помощью линзы фокусировался на торец оп-

тического волокна. Для избавления от шумов волокно имело длину порядка двух метров, и детектор находился максимально далеко от оптической схемы и максимально близко к синхронному детектору. Это было необходимо для уменьшения длины провода, который соединял детектор и синхронный детектор, что позволило избавиться от наводок от магнитного поля. В эксперименте регистрировались изменения в коэффициенте отражения из-за наличия магнетизации образца. Коэффициент экваториального магнитооптического эффекта Керра выражался как:

$$\delta(M) = \frac{R(M) - R(-M)}{R(0)}, \quad (41)$$

где $R(M)$ — это коэффициент отражения образца как функция вектора магнетизации, который лежит в плоскости образца перпендикулярно плоскости падения.

3.2. Результаты спектроскопии экваториального МОЭК

Рассмотрим спектр экваториального МОЭК для образца (рис. 55) для двух углов падения оптического излучения на образец: $\theta \approx 6^\circ$ и $\theta \approx 5^\circ$. В спектре экваториального МОЭК наблюдаются резонансные особенности, положение которых коррелирует с положением резонансов поверхностных плазмон-поляритонов. При уменьшении угла падения наблюдается сближение этих резонансных особенностей. Под действием приложенного магнитного поля происходит магнетизация железа и изменяется тензор диэлектрической проницаемости. От значения диэлектрической проницаемости железа зависит волновой вектор ПП. Получаем, что волновой вектор ПП зависит от намагниченности железа, которую можно охарактеризовать вектором гирации $g(M)$:

$$k_{\text{SP}}(M) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon + 1}} [1 + \alpha g(M)], \quad (42)$$

где $\alpha = [\sqrt{-\varepsilon}(1 - \varepsilon^{-2})]^{-1}$. В спектре коэффициента отражения это проявляется как смещение длины волны, на которой возбуждаются ПП, и как изменение времени жизни ПП, то есть сужение или расширение резонанса. В случае коротковолнового резонанса ПП возбуждается $n = +1$ порядком дифракции оптического излучения, а в случае длинноволнового $n = -1$. Для данных порядков дифракции

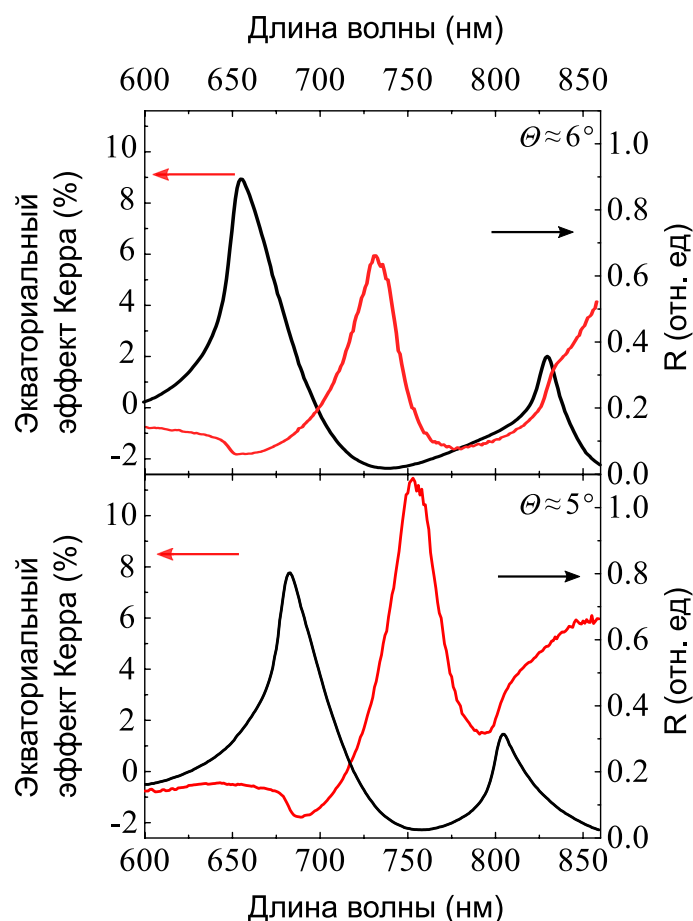


Рис. 55: Красная кривая — зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра от длины волны для образца на основе пленки из железа. Черная кривая — спектр коэффициента отражения оптического излучения от образца под углом θ . Верхний график для угла падения оптического излучения на образец $\theta = 6^\circ$, нижний график — для $\theta = 5^\circ$.

плазмон-поляритоны распространяются по образцу в противоположных направлениях. Тогда, с учетом условия синхронизма ПП (5), приложение магнитного поля в одном случае смещает длину волны возбуждения ПП в коротковолновую область, а в другом случае — в длиноволновую. Соответственно, в данном спектральном диапазоне наблюдается изменение значения экваториального магнитооптического эффекта Керра, индуцированного чувствительным к приложенному магнитному полю возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов.

4. Спектроскопия временной зависимости экваториального МОЭК в магнитоплазмонных кристаллах

4.1. Установка для измерения спектроскопии временной зависимости экваториального МОЭК

Пересмотрим определение магнитооптического эффекта Керра. В случае использования импульсного источника излучения представляется возможным измерение δ в зависимости от времени в импульсе, то есть регистрация временной зависимости экваториального МОЭК:

$$\delta(M, t) = \frac{I(M, t) - I(-M, t)}{I(0, t)}, \quad (43)$$

где $I(M, t)$ — это значение огибающей лазерного импульса, отраженного от образца в момент времени t при приложенном магнитном поле. Экспериментальная установка для измерения временной зависимости экваториального магнитооптического эффекта Керра на основе измерения кросс-корреляционных функций на частоте приложенного поля представлена на рисунке 56. Схема установки по измерению кросс-корреляционных функций интенсивности лазерных импульсов аналогична представленной в главе 2. Источником излучения был титан-сапфировый лазер с перестраиваемой длиной волны от 770 до 830 нм и длительностью импульсов от 35 до 100 фс, частотой повторений 80 МГц. В лазере предусмотрен режим работы с непрерывным оптическим излучением со спектральной шириной 1–2 нм.

Так как импульсы с короткой длительностью чувствительны к наличию диспергирующих элементов в экспериментальной установке, то после лазера был установлен прекомпрессор. На светоделителе лазерный луч разводился по двум каналам. В канале сравнения в импульс вносилась задержка τ . В сигнальном канале импульс сначала проходил через поляризатор и потом, будучи p -поляризованным, падал на образец. За счет того, что площадь поверхности образца составляла около 1 см^2 , излучение на образец не фокусировалось. Образец мог находиться канавками перпендикулярно плоскости падения для возбуждения в образце поверхностных плазмон-поляритонов или параллельно для отсутствия

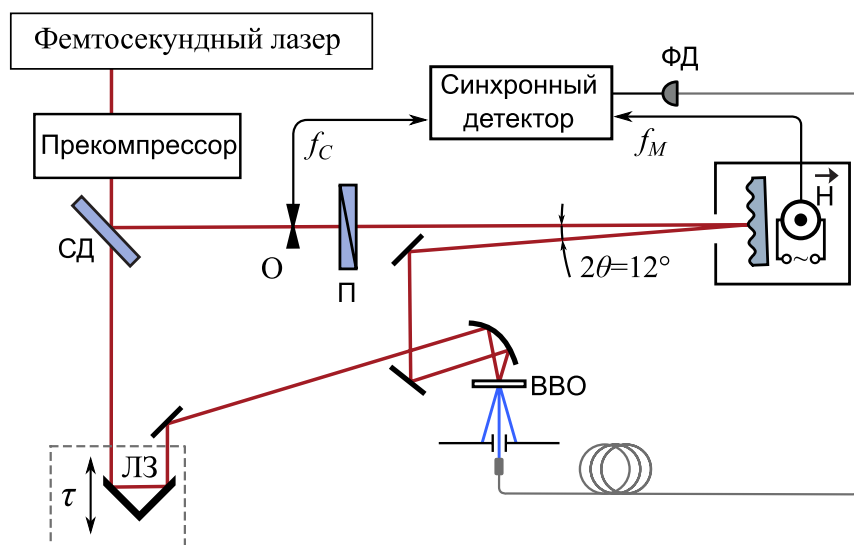


Рис. 56: Схема экспериментальной установки для изучения временной зависимости экваториального магнитооптического эффекта Керра. О — оптический прерыватель с частотой вращения f_c ; СД — светоделительная пластина 50:50; ЛЗ — линия задержки; θ — угол падения излучения на образец; П — пленочный поляризатор, или призма Глана; ВВО — одноосный кристалл бета-борат бария с квадратичной нелинейностью; ФД — фотодиод; $\vec{H}$ — приложенное переменное магнитное поле с частотой f_M .

возбуждения. Образец находился в переменном магнитном поле, направление которого совпадало с плоскостью образца и было перпендикулярно плоскости падения оптического излучения, то есть в геометрии экваториального МОЭК. Магнитное поле генерировалось парой электромагнитов. Амплитуда поля между катушками магнита в точке нахождения образца была равна 300 Гс, что существенно превышает режим насыщения тонкой железной пленки. Частота поля равна $f_M \approx 117$ Гц, то есть поле переключалось каждые $8,5 \cdot 10^{-3}$ с. Частота повторения лазера 80 МГц — импульсы повторялись через 10^{-8} с. Соответственно, на каждое переключение поля приходилось 10^6 импульсов. Детектор регистрировал сигнал в течение 3 с. Излучение обоих каналов фокусировалось при помощи параболического зеркала на поверхности нелинейного кристалла ВВО, где по биссектрисе между лучами генерировалось излучение суммарной частоты. Этот сигнал детектировался фотодиодом. Напряжение с фотодиода подавалось на два синхронных детектора. Один из них регистрировал значение интенсивности на частоте оптического прерывателя, то есть обычную кросс-корреляционную функцию

$$I_{CF,f_C}(0, \tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} I_{spp}(0, t) I_{gate}(t - \tau) dt, \quad (44)$$

как в главе 2. Здесь $I_{spp}(0, t)$ — значение интенсивности импульса, отраженного от образца, а $I_{gate}(t)$ — значение интенсивности импульса, прошедшего через опорный канал. Другой синхронный детектор регистрировал значение интенсивности на частоте магнитного поля, то есть

$$I_{CF,f_M}(M, \tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \Delta I_{magn}(M, t) I_{gate}(t - \tau) dt, \quad (45)$$

где $\Delta I_{magn}(M, t) = I_{spp}(M, t) - I_{spp}(-M, t)$ — это разность интенсивностей отраженного от образца излучения для фиксированного момента времени t для векторов магнетизации, направленных в противоположные стороны в плоскости образца. Из формулы (41) следует, что $\Delta I_{magn}(M, t) = I_{spp}(M, t) - I_{spp}(-M, t) =$

$\delta(M, t)I_{spp}(0, t)$. Подставляя в выражение (45), получим

$$I_{CF, f_M}(M, \tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \delta(M, t)I_{spp}(0, t)I_{gate}(t - \tau)dt. \quad (46)$$

В результате в каждый момент времени измеряется значение двух кросс-корреляционных функций (выражения (44), (46)). Отношение этих сигналов — величина, которая характеризует временную зависимость МОЭК:

$$\Delta(M, \tau) = \frac{I_{CF, f_M}}{I_{CF, f_C}} = \frac{I_{CF}(M, \tau) - I_{CF}(-M, \tau)}{I_{CF}(0, \tau)}. \quad (47)$$

Из величины $\Delta(M, \tau)$ напрямую нельзя выразить значение коэффициента МОЭК $\delta(M, t)$, но, в любом случае, можно говорить о связи временной зависимости $\Delta(M, \tau)$ с временной зависимостью $\delta(M, t)$.

4.1.1 Юстировка автокорреляционной схемы

Так как излучение после светоделителя расходится на два канала, было необходимо уравновесить положительную дисперсию в сигнальном и опорном каналах, которая возникла из-за наличия в установке диспергирующих элементов (например, призмы Глана перед образцом). На месте образца в схеме помещалось зеркало, и после нелинейного кристалла ВВО устанавливался спектрометр. Далее регистрировался спектр лазерного импульса в зависимости от времени задержки между импульсами сигнального и опорного каналов τ с шагом $\Delta\tau = 13.3$ фс. По полученной трехмерной картинке зависимости интенсивности импульса от длины волны и времени задержки между импульсами можно было установить наличие чирпа в импульсах [166]. Зависимость интенсивности от длины волны должна иметь гауссово распределение, а также максимум интенсивности в спектре импульса должен находиться на одной длине волны при перемещении транслятора, что достигалось внесением дополнительных пластин из стекла в опорный канал. В таком случае можно говорить о взаимном совпадении длительностей и спектральных компонент импульсов опорного и сигнального каналов. На рисунке 57 представлен пример спектра импульса длительностью 35 фс после уравнивания дисперсии в обоих плечах схемы. Отметим, что такая экспериментальная

система по сути является схемой частотно-разрешающего оптического стробирования, но для восстановления из нее точной формы амплитуды и фазы импульсов у используемого спектрометра не хватало разрешения.

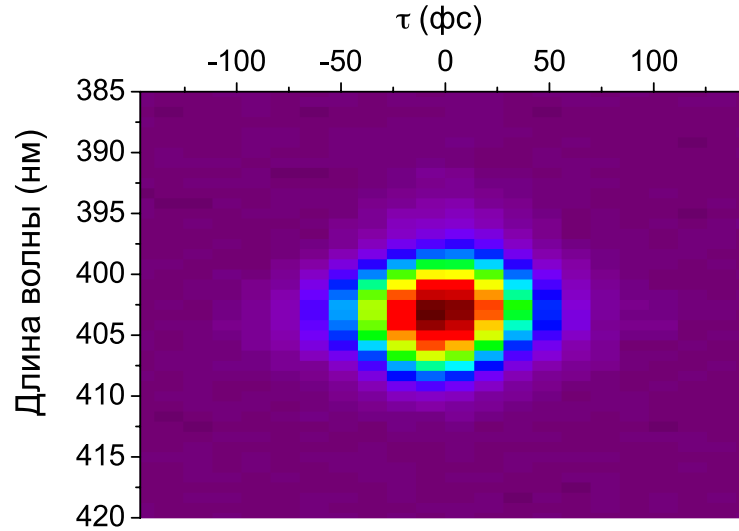


Рис. 57: Зависимость спектра импульса суммарной частоты, генерируемого на нелинейном кристалле ВВО, от задержки между импульсами в опорном и сигнальном каналах схемы.

Следующим шагом необходимо было уравновесить эту положительную дисперсию при помощи прекомпрессора. В данной работе использовался прекомпрессор на основе чирпированных зеркал. Он вносил в лазерный импульс дополнительную отрицательную дисперсию. Контроль за Фурье-ограниченностью импульса осуществлялся при помощи измерений спектральной ширины импульса $\Delta\lambda$ и его длительности τ_{pulse} . Измерения были произведены при помощи спектрометра Solar S-100 и переносного автокоррелятора фирмы Avesta. Далее вычислялось значение произведения, которое является параметром для определения степени Фурье-ограниченности импульсов [167]: $T = \Delta\nu\tau_{pulse} = \Delta\lambda c\tau_{pulse}/\lambda_0^2$, где c — это скорость света. В случае, когда импульс во временном представлении имеет гауссову форму, этот параметр равен $T = 0.44$, если же — форму квадрата гиперболического секанса, что часто бывает для сверхкоротких импульсов,

то $T = 0.315$. На рисунке 58(а) представлен пример спектра импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 802$ нм. Он аппроксимировался функцией Гаусса, и вычислялось значение его ширины на полувысоте: $\Delta\lambda = 23 \pm 2$ нм. При помощи автокоррелятора, в основе которого лежит интерферометр Майкельсона, было получено временное изображение импульса (рис. 58(б)) и его длительность, равная $\tau_{pulse} = 35 \pm 2$ фс. На основе этих данных значение коэффициента получилось равным $T = 0.37 \pm 0.05$. Следовательно, в пределах ошибки измерений данный импульс является Фурье-ограниченным.

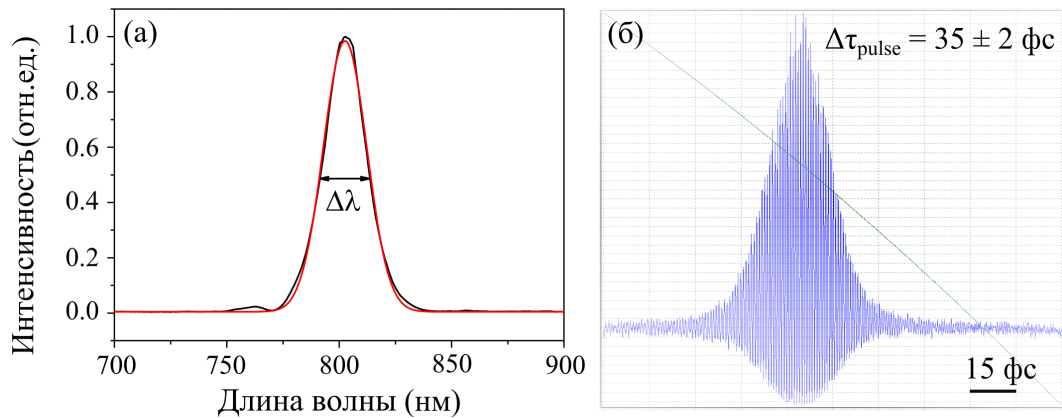


Рис. 58: (а) Спектр фемтосекундного импульса и его аппроксимация функцией Гаусса. (б) Тот же импульс, но во временном представлении, измеренный при помощи автокоррелятора.

4.1.2 Измерение КФ на частоте приложенного магнитного поля в схеме без образца

В первую очередь были проведены измерения кросс-корреляционной функции на частоте магнитного поля в схеме, где на месте образца находится зеркало. КФ для каждого момента времени задержки между опорным и сигнальным импульсами измерялась как на частоте магнитного поля, равной $f_M = 117 \pm 1$ Гц — I_{CF,f_M} , так и на частоте оптического прерывателя $f_C = 420 \pm 2$ Гц — I_{CF,f_C} . Кроме того, фиксировалось значение шума на частоте магнитного поля при перекрытом луче I_{N,f_M} и значение шума на частоте оптического прерывателя I_{N,f_C} . Для каждого

положения транслятора, то есть времени задержки между импульсами, вычислялось значение:

$$\Delta(M, \tau) = \frac{I_{CF, f_M} - I_{N, f_M}}{I_{CF, f_C} - I_{N, f_C}}, \quad (48)$$

которое и характеризует динамику магнитооптического эффекта Керра. Была проведена серия измерений для одного и того же импульса показанного на рис. 58 с шагом по времени $\Delta\tau = 3.3$ фс. Усредненный по серии график зависимости $\Delta(M, \tau)$ в процентах и зависимости кросс-корреляционной функции на частоте оптического прерывателя I_{CF, f_C} от времени задержки между импульсами представлены на рисунке 59. Так как в схеме отсутствовал образец, I_{CF, f_C} является автокорреляционной функцией. Полученная АК на частоте оптического прерывателя имеет гауссову форму с длительностью около 50 фс. Для лазерного импульса с гауссовой огибающей значение длительности АК функции на $\sqrt{2}$ больше, чем длительность используемого лазерного импульса, что в пределах ошибки согласуется с полученными результатами. Полученные значения величины $\Delta(M, \tau)$ находятся в диапазоне от -0.1% до 0.1% для времен τ от -150 до 150 фс. Увеличение ошибки и разброса значений по краям графика связаны с отсутствием сигнала в этой области.

4.2. Результаты измерения временной зависимости экваториального МОЭК в магнитоплазмонных кристаллах

4.2.1 Измерения спектра коэффициента отражения и спектра экваториального МОЭК с использованием лазера, режим непрерывного излучения

Далее в схему был установлен образец. Сначала было проведено измерение спектроскопии экваториального МОЭК, аналогичное представленному в разделе 3.2, но с использованием лазера, работающего в непрерывном режиме. Источником излучения являлся титан-сапфировый лазер с диапазоном перестройки 780–840 нм. Спектральная ширина лазерного излучения в данном случае равна 1–2 нм. Фотодиод в схеме 56 устанавливался после образца. Детектор на частоте оптического прерывателя измерял амплитуду интенсивности отраженного света R на частоте

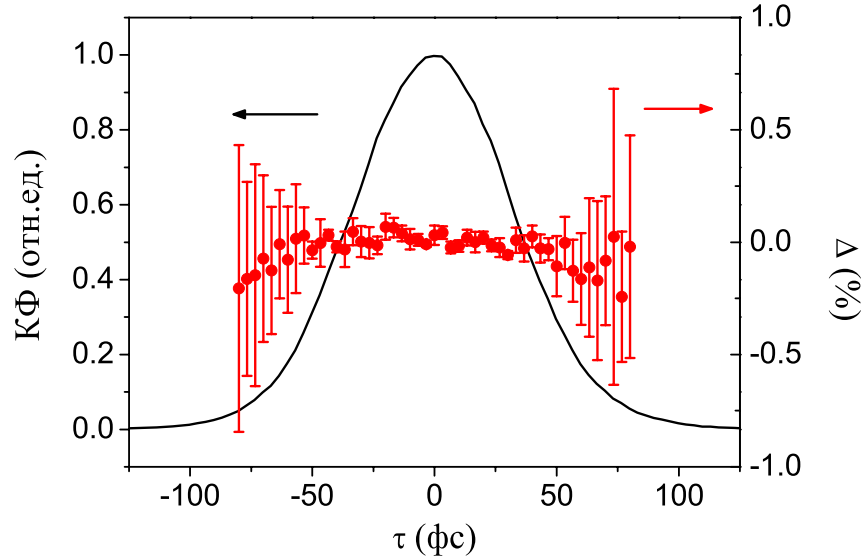


Рис. 59: График зависимости $\Delta(M, \tau)$ (красные точки) и график зависимости кросс-корреляционной функции на частоте оптического прерывателя $I_{CF,fc}$ (черная кривая) в схеме без образца.

$f_C = 420$ Гц. Детектор на частоте магнитного поля — амплитуду интенсивности отраженного света $\Delta R = R(M) - R(-M)$, промодулированную магнитным полем с частотой $f_M = 117$ Гц и амплитудой $H = 300$ Гс. “Статический” экваториальный МОЭК определялся по формуле 41. Полученные результаты представлены на рисунке 60(а).

Для данного резонанса значение экваториального МОЭК δ убывает в диапазоне длин волн от 760 до 795 нм и при $\lambda_0 = 795$ нм принимает минимальное значение $\delta = 0.9 \pm 0.5\%$. В диапазоне от 795 до 850 нм экваториальный МОЭК растет и достигает максимального значения величины $\delta = 7.5 \pm 0.5\%$. В максимуме резонанса наблюдается смена угла наклона линейного роста величины δ .

Видно соответствие с измерениями, представленными в пункте 3.2 на рисунке 55, проведенными при помощи установки, где в качестве источника используется лампа накаливания. Небольшие отличия могут быть вызваны неточностью выставления угла падения оптического излучения, а также различиями экспериментальных схем. Здесь в качестве источника излучения использовался лазер,

работающий в непрерывном режиме, а не лампа накаливания. Вторым отличием было используемое поле: в данном эксперименте оно равнялось 300 Гс, то есть более чем в три раза меньше, чем в предыдущем. Но данное различие не должно никак влиять на результат, так как режим насыщения для образцов тонкой железной пленки наступает при существенно меньших значениях внешнего магнитного поля. Третьим различием является отсутствие фокусировки лазерного излучения. Когда она присутствует, то вклад в возбуждение ПП дает некий диапазон волновых векторов, что может проявляться в небольшом изменении резонансной формы.

Для сравнения был измерен экваториальный МОЭК для случая, когда канавки на образце параллельны направлению поляризации падающего p -поляризованного излучения (рис. 60(б)). Было получено, что экваториальный МОЭК не зависит от длины волны и равен $\delta = 0.2 \pm 0.5\%$. Заметим, что в данной геометрии спектр отражения образца не равен константе, что возможно, если при повороте образца не очень точно был выставлен азимутальный угол. По формуле (32) при азимутальном повороте образца на $\varphi = 90^\circ$ в случае падения оптического излучения на образец для углов близких к нормальному, наблюдается смещение резонанса лишь на несколько десятков нанометров. Ошибка во взаимном выставлении плоскости поляризации и направления канавок на образце, скорее всего, и привела к наличию монотонного роста спектра отражения, который в свою очередь и дал вклад в значение экваториального МОЭК.

4.2.2 Измерение КФ лазерных импульсов на частоте магнитного поля для p -поляризованного излучения при возбуждении ПП

Образец был установлен в экспериментальную схему канавками перпендикулярно направлению плоскости падения p -поляризованного оптического излучения. В этом случае происходит возбуждение поверхностного плазмон-поляритона. Для измерения временной зависимости МОЭК в данной конфигурации использовались лазерные импульсы с параметрами, приведенными в таблице 1. Для каждого импульса при помощи автокоррелятора измерялась его длительность τ_{pulse} ,

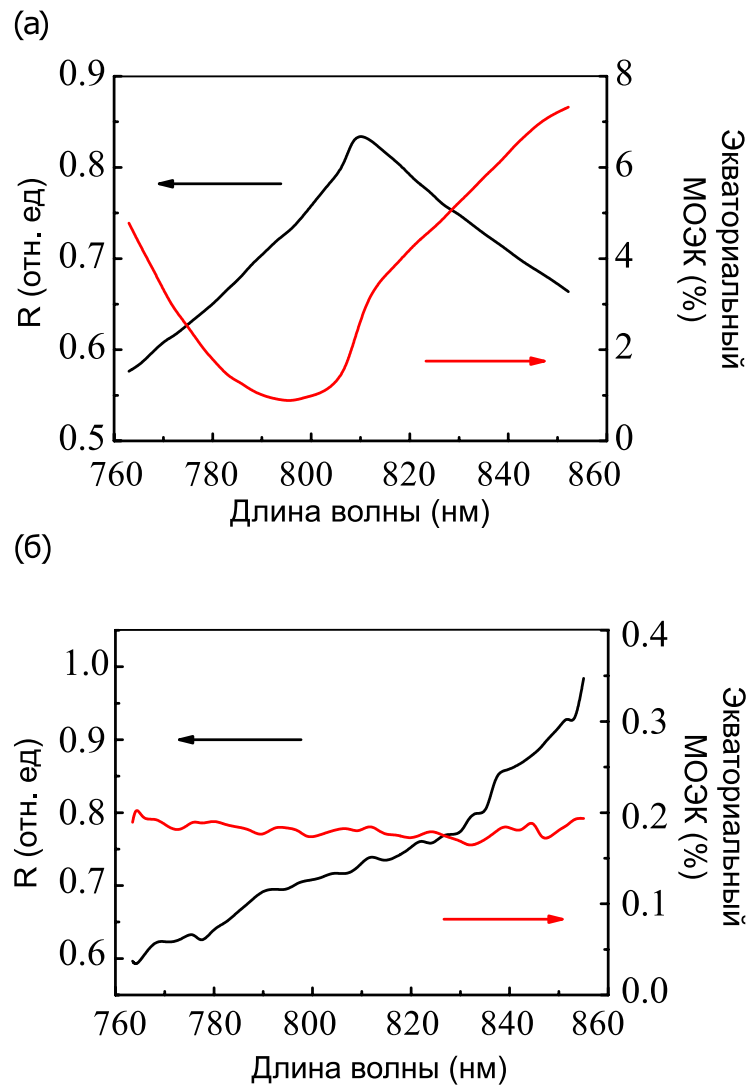


Рис. 60: Графики спектральной зависимости коэффициента отражения и экваториального МОЭК одномерной магнитоплазмонной решетки на основе тонкой железной пленки, измеренные при помощи титан-сапфирового лазера, работающего в непрерывном режиме. Красная кривая — экваториальный МОЭК, черная кривая — коэффициент отражения. (а) Для случая возбуждения ПП, то есть когда канавки на образце перпендикулярны направлению поляризации света; (б) без возбуждения ПП, когда канавки на образце параллельны направлению поляризации света.

при помощи спектрометра измерялся спектр, который аппроксимировался гауссовой функцией. Из аппроксимации определялись спектральная ширина $\Delta\lambda$ и центральная длина волны λ_0 . Далее вычислялось значение T , характеризующее

Фурье-ограниченность импульсов, как в пункте 4.1.1.

Таблица 1: Параметры используемых лазерных импульсов

Длина волны, нм	Спектральная ширина, нм	Длительность импульса, фс	T
784	15 ± 2	46 ± 2	0.34 ± 0.05
795	15 ± 2	46 ± 2	0.33 ± 0.05
802	15 ± 2	45 ± 2	0.32 ± 0.05
808	15 ± 2	46 ± 2	0.32 ± 0.05
816	15 ± 2	45 ± 2	0.31 ± 0.05
822	15 ± 2	41 ± 2	0.27 ± 0.05
830	15 ± 2	39 ± 2	0.36 ± 0.05

Сначала были измерены КФ на частоте оптического прерывателя $I_{CF,fc}$ КФ, чтобы подтвердить наличие возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов во временной зависимости экваториального МОЭК. Далее КФ аппроксимировались функцией Гаусса, и вычислялось значение ширины на полувысоте. На рисунке 61 красными точками приведена зависимость ширины КФ от центральной длины волны используемых импульсов. Черными точками показано значение ширины автокорреляционных функций, измеренных при помощи автокоррелятора, помещенного до образца. Наблюдается увеличение ширины КФ, которое хорошо коррелирует с графиком спектра отражения (серая кривая). Следовательно, в отраженном от магнитоплазмонного кристалла импульсе присутствует вклад от возбуждения ПП с временем жизни, сопоставимым с длительностью фемтосекундных импульсов.

Далее для этих же лазерных импульсов была измерена величина $\Delta(M, \tau)$, которая характеризует наличие временной зависимости магнитооптического эффекта Керра. На рисунках 62,63 приведена зависимость величины $\Delta(M, \tau)$ и соот-

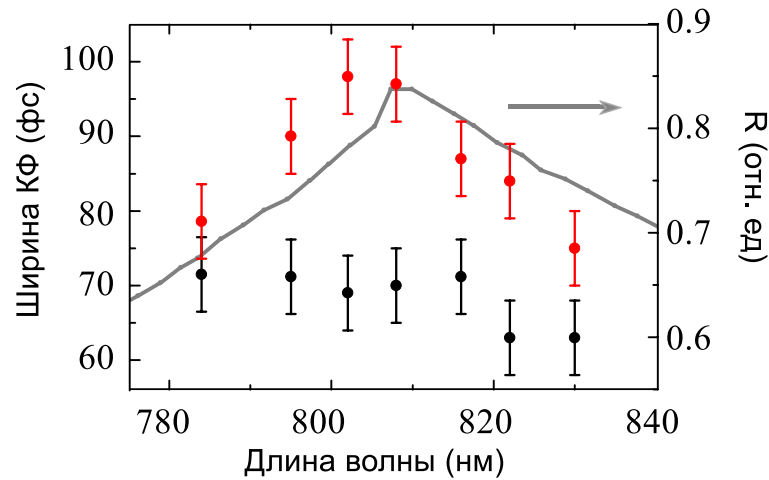


Рис. 61: Красные точки: значения ширины кросс-корреляционных функций для импульсов, отраженных от образца магнитоплазмонного кристалла. Черные точки: значения автокорреляционных функций для тех же импульсов. Серая кривая: график спектральной зависимости коэффициента отражения магнитоплазмонного кристалла на основе тонкой железной пленки, измеренный при помощи титан-сапфирового лазера, работающего в непрерывном режиме.

ветствующая ей КФ. В правой колонке показан спектр используемого лазерного импульса и спектр экваториального МОЭК. На графиках наблюдается изменение значения $\Delta(M, \tau)$, причем оно максимально на временах от 0 до 100 фс, то есть ближе к “хвосту” лазерного импульса. Именно в этой временной области проявляется вклад от переизлучения поверхностного плазмон-поляритона. Для импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 784$ нм (рис.62(а)) значение величины $\Delta(M, \tau)$ убывает от $5 \pm 1\%$ до $0 \pm 1\%$ в течение 90 фс. Для импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 795$ нм (рис.62(б)) величина $\Delta(M, \tau)$ сначала убывает от $3 \pm 1\%$ до $1.5 \pm 1.0\%$ и затем возрастает в течение 60 фс до $2.5 \pm 1.0\%$. Для импульса с центральной длиной волны $\lambda_0 = 802$ (рис.62(в)) величина $\Delta(M, \tau)$ почти равна константе $4 \pm 1\%$ на протяжении всего импульса. Для $\lambda_0 = 808$ нм (рис.62(г)) в течение 75 фс наблюдается постоянное значение величины $\Delta(M, \tau) = 4 \pm 1\%$, а затем ее плавный рост до $\Delta(M, \tau) = 5 \pm 1\%$. Для импульсов с центральными длинами волн $\lambda_0 = 816$ нм, $\lambda_0 = 822$ нм, $\lambda_0 = 830$ нм (рис.63) наблюдается мо-

постепенный рост значения от $\Delta(M, \tau) = 5 \pm 1\%$ до $\Delta(M, \tau) = 7 \pm 1\%$ в течение 150–160 фс.

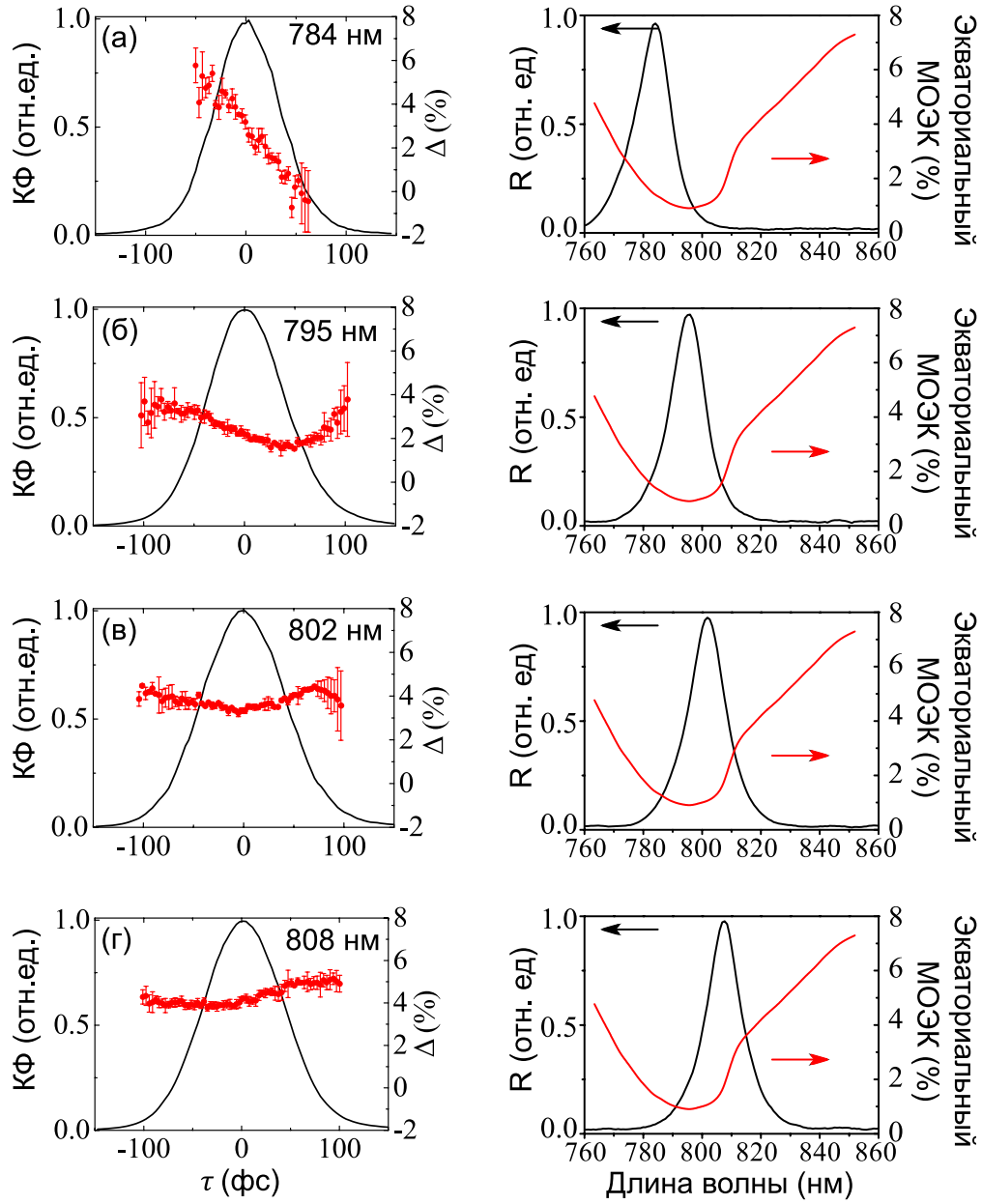


Рис. 62: Слева: временная зависимость $\Delta(M, \tau)$ (красные точки) и КФ импульсов (черная кривая) при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов в магнитоплазмонном кристалле. Справа: спектр импульса (черная кривая) и спектр экваториального МОЭК $\delta(M)$ (красная кривая). (а) Центральная длина волны используемого лазерного импульса $\lambda_0 = 784$ нм; (б) $\lambda_0 = 795$ нм; (в) $\lambda_0 = 802$ нм; (г) $\lambda_0 = 808$ нм.

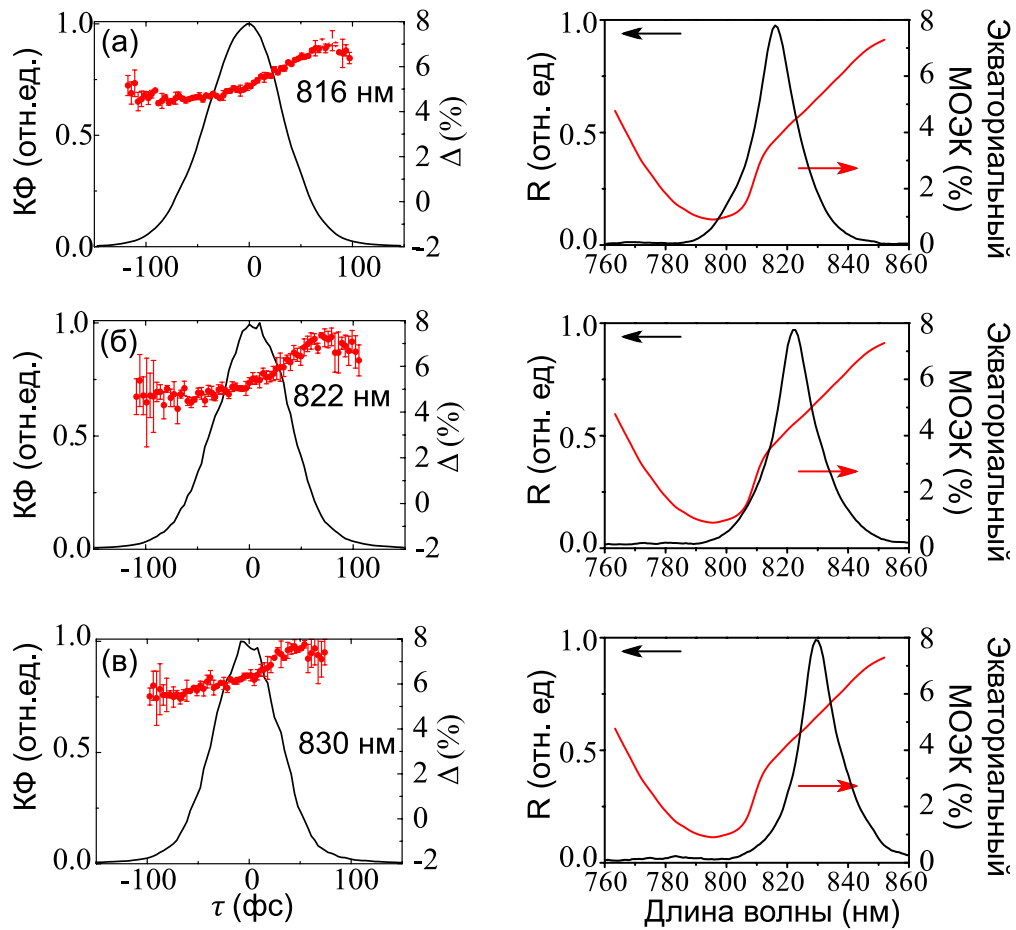


Рис. 63: Слева: временная зависимость $\Delta(M, \tau)$ (красные точки) и КФ импульсов (черная кривая) при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов в магнитоплазмонном кристалле. Справа: спектр импульса (черная кривая) и спектр экваториального МОЭК $\delta(M)$ (красная кривая). (а) Центральная длина волны используемого лазерного импульса $\lambda_0 = 816$ нм; (б) $\lambda_0 = 822$ нм; (в) $\lambda_0 = 830$ нм.

4.2.3 Интерпретация экспериментальных результатов

Рассмотрим связь временной зависимости величины $\Delta(M, \tau)$ и взаимного расположения спектра импульса и спектра экваториального МОЭК, измеренного в непрерывном режиме работы лазера. Для длин волн $\lambda_0 > 802$ нм наблюдается постепенный рост $\Delta(M, \tau)$. В этом случае спектры используемых лазерных импульсов находятся на возрастающем участке спектральной зависимости экваториального МОЭК. Для длины волны $\lambda_0 = 784$ нм значение величины $\Delta(M, \tau)$ постепенно спадает на протяжении лазерного импульса, в этом случае спектр

импульса находится на спадающем участке экваториального МОЭК. Для длин волн $\lambda_0 = 795$ нм, $\lambda_0 = 802$ нм значение $\Delta(M, \tau)$ фактически равно константе — спектры импульсов расположены одновременно на участках убывания и возрастания спектральной зависимости МОЭК. Отметим также зависимость среднего значения величины $\Delta(M, \tau)$ от положения спектра импульса относительно спектра МОЭК. Наименьшее среднее значение $\Delta(M, \tau) = 2.5 \pm 1.0\%$ наблюдается для $\lambda_0 = 795$ нм, когда спектр лазерного импульса расположен в минимуме спектра экваториального МОЭК. Наибольшее среднее значение $\Delta(M, \tau) = 6.5 \pm 1.0\%$ наблюдается при длине волны импульса $\lambda = 830$ нм, то есть в максимуме кривой экваториального МОЭК.

4.2.4 Измерение КФ лазерных импульсов на частоте магнитного поля для р-поляризации, в случае, когда плазмон не возбуждается

При азимутальном повороте образца на 90° в режиме непрерывного лазерного излучения для р-поляризации ранее было получено постоянное значение экваториального эффекта Керра $\delta = 0.2 \pm 0.1\%$ на всем диапазоне перестройки длины волны лазера (рис.60(б)). В данном случае образец аналогичен ферромагнитному зеркалу — для р-поляризации при угле падения $\theta = 5^\circ$ экваториальный МОЭК наблюдается, но величина его мала. Были проведены измерения величины $\Delta(M, \tau)$ для лазерного импульса с параметрами $\lambda_0 = 802$ нм, $\tau = 47 \pm 2$ фс, $\Delta\lambda = 15 \pm 2$ нм, $T = 0.33 \pm 0.5$. Получено постоянное значение величины от $\Delta(M, \tau) \approx 0.15\%$ (рис.64) в зависимости от времени задержки между импульсами. Данные результаты достаточно хорошо согласуются с полученными ранее с использованием непрерывного источника лазерного излучения. Следовательно, можно сделать вывод, что возбуждение поверхностных ПП приводит к наличию временной зависимости КФ лазерных импульсов, отраженных от магнитоплазмонного кристалла.

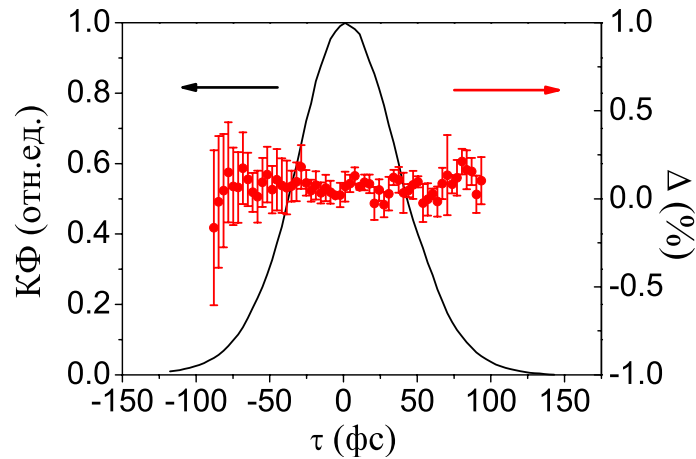


Рис. 64: Временная зависимость $\Delta(M, \tau)$ (красные точки) и КФ (черная кривая) при азимутальном угле поворота образца $\varphi = 90^\circ$, в случае отсутствия возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов.

4.3. Экспериментальные измерения временной зависимости экваториального МОЭК тонкой железной пленки

4.3.1 Измерения спектра коэффициента отражения и спектра экваториального МОЭК с использованием лазера, работающего в непрерывном режиме излучения

Для сравнения были проведены аналогичные измерения для образца железной пленки. Первым этапом были проведены измерения “статического” эффекта Керра с использованием лазера, работающего в режиме непрерывного излучения, как в пункте 4.2.1. Было получено, что при падающем p -поляризованном излучении как коэффициент спектра отражения не зависит от длины волны лазера, так и значение экваториального МОЭК почти постоянно и равно $\delta \approx 0.1\%$ (рис. 65). При падающем s -поляризованном излучении сигнала на частоте магнитного поля задетектировано не было.

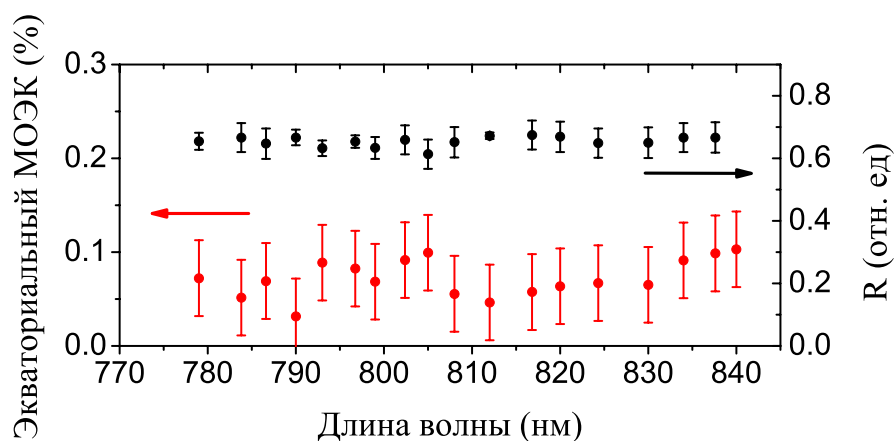


Рис. 65: Спектр коэффициента отражения (черные точки) и спектр экваториального МОЭК (красные точки) тонкой железной пленки.

4.3.2 Измерение КФ лазерных импульсов на частоте магнитного поля для тонкой железной пленки

Для исследования наличия временной динамики экваториального эффекта Керра тонкой железной пленки использовались лазерные импульсы с параметрами, представленными в таблице 2.

Таблица 2: Параметры используемых лазерных импульсов

Длина волны, нм	Спектральная ширина, нм	Длительность импульса, фс	T
799	15 ± 2	46 ± 2	0.34 ± 0.05
806	13 ± 2	47 ± 2	0.28 ± 0.05
816	14 ± 2	47 ± 2	0.30 ± 0.05

Были получены зависимости $\Delta(M, \tau)$, в которых наблюдается измерение величины в течение импульса в диапазоне значений от -0.2% до 0.2% (рис.66). Так как значение экваториального МОЭК для железной пленки $\delta \approx 0.1\%$, то, скорее

всего, зависимости $\Delta(M, \tau)$ — это результат механических колебаний в установке. Следовательно, данная экспериментальная методика не позволяет провести измерения динамики МОЭК в тонкой железной пленке ввиду малости эффекта.

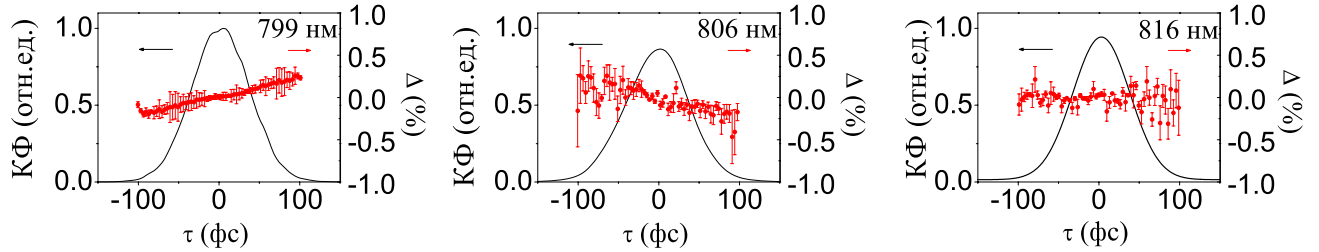


Рис. 66: Временная зависимость $\Delta(M, \tau)$ (красные точки) и КФ (черная кривая) для лазерных импульсов, отраженных от тонкой железной пленки.

5. Моделирование временной зависимости экваториального МОЭК в магнитоплазмонных наноструктурах, индуцированной возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов

Как было указано выше, наличие нетривиальной временной зависимости магнитооптического эффекта Керра, $\delta(M, t)$, может быть объяснено с точки зрения зависимой от намагниченности образца дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов. При приложении магнитного поля происходит изменение условий распространения ПП, а точнее, в тензоре диэлектрической проницаемости необходимо учитывать недиагональные компоненты, то есть вектор гирации $\mathbf{g}$ [10]. В таком случае должно происходить как изменение длины волны, на которой возбуждается поверхностный плазмон-поляритон, так и изменение его времени жизни. Как уже было указано ранее, закон дисперсии ПП модифицируется в виде формулы (42).

Кроме того, необходимо учитывать условие фазового синхронизма

$$k_{\text{SPP}}(M) - \frac{\omega_0}{c} \sin \theta = \frac{2\pi}{a_0}. \quad (49)$$

Здесь ω_0 — резонансная частота, a_0 — период решетки, θ — угол падения оптического излучения. С учетом данных, представленных в работе [68], для же-

леза в окрестности $\lambda = 800$ нм действительная часть вектора гирации близка к $\text{Re}(g) \simeq 0$, а мнимая $\text{Im}(g) \simeq 3$. Исходя из этих данных, можно оценить изменения значения длины волны, на которой возбуждается ПП, связанные с приложением магнитного поля, а также оценить изменение времени жизни ПП. Было получено, что приложение магнитного поля изменяет длину волны, на которой возбуждается плазмон, на $\Delta\lambda \approx 0.4$ нм. Ширина резонанса изменяется на $\Delta\lambda = 2$ нм.

В качестве упрощения опишем форму резонанса в виде лоренцева контура:

$$r(\omega, M) = \frac{i\Gamma(M)r_0}{\omega_0(M) - \omega + i\Gamma(M)}, \quad (50)$$

где r_0 — амплитуда, $\Gamma(M)$ — ширина резонанса. Под действием приложенного магнитного поля, при возбуждении ПП, происходит изменение формы лазерных импульсов:

$$E_{\text{out}}(M, t) = \pi\Gamma\sigma r_0 e^{-\Gamma t - i\omega_0 t + \frac{1}{2}\sigma^2[\Gamma - i(\omega_0 - \omega_c)]^2} \times \left(1 + \text{erf}\left[\frac{t - \sigma^2(\Gamma - i(\omega_0 - \omega_c))}{\sqrt{2}\sigma}\right]\right). \quad (51)$$

Временная зависимость экваториального МОЭК $\delta(t)$ выражается через интенсивность в виде:

$$\delta(M, t) = \frac{I(M, t) - I(-M, t)}{I(0, t)}, \quad (52)$$

где $I(M, t) = |E_{\text{out}}(M, t)|^2$. Следовательно, можно получить временную зависимость экваториального МОЭК с использованием параметров эксперимента.

На рисунке 67 приведен расчет значения коэффициента Керра для длин волн от 785 до 830 нм. Для 785 нм (синяя кривая) зафиксирован спад значения коэффициента эффекта Керра, для 730 нм (красная кривая) — рост. Было достигнуто приемлемое качественное согласие экспериментальных и рассчитанных данных. Полученные результаты работы явно свидетельствуют о том, что монотонное увеличение экваториального МОЭК связано с влиянием возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на импульс. Отметим также, что в зависимости от спектрального положения импульса относительно резонанса наблюдается либо положительная, либо отрицательная производная по времени для $\Delta(M, \tau)$, а, судя по расчетам, и для $\delta(t)$. Как уже говорилось выше, скорее всего, это связано с тем,

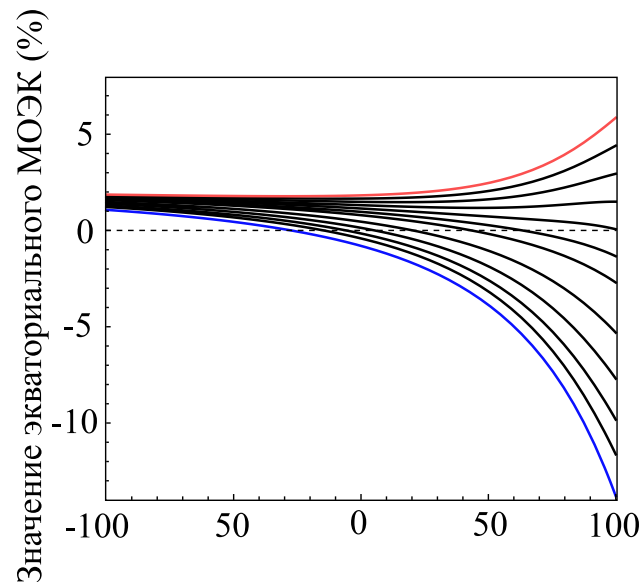


Рис. 67: Численный расчет временной зависимости магнитооптического эффекта Керра. Синяя кривая соответствует длине волны лазера 785 нм. Красная кривая — 730 нм. Черные кривые — промежуточные значения длин волн лазера.

что основной вклад в МОЭК вносит мнимая часть вектора гирации, соответственно происходит изменение времени жизни ПП, то есть изменение ширины резонанса. Кроме того, отметим, что форма самого резонанса не является симметричной, что, как было показано в предыдущей главе, влияет на форму отраженного от магнитоплазмонной решетки лазерного импульса. Все эти факторы и приводят к нетривиальной временной зависимости экваториального МОЭК.

В ходе работы была экспериментально продемонстрирована фемтосекундная временная зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазмонной решетке на основе железа с использованием лазерных импульсов с длительностью около 45 фс. Эффект объясняется зависимостью дисперсии ПП от намагниченности материала. Изменение величины $\Delta(M, \tau)$ продемонстрировало временную зависимость экваториального эффекта Керра, которая имеет положительную или отрицательную производную по времени, в зависимости от положения центральной длины волны падающего импульса по отношению к резонансу ПП. Было достигнуто качественное согласие экспериментальных и расчетных данных, при использовании формы резонанса в виде лоренцевой линии.

Глава IV

Полностью оптическое переключение лазерного излучения в массивах нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния

Основная идея полностью оптического переключения заключается в том, что при помощи одного лазерного луча, из-за его взаимодействия с некой средой, можно изменить состояние другого лазерного луча. Последнее десятилетие эта область очень активно развивается, благодаря как развитию литографических технологий изготовления образцов, так и развитию фемтосекундных лазеров. Важность данного направления обусловлена, в первую очередь, ограничениями, связанными с использованием электронов в качестве носителей информации. Существует острая необходимость поиска новых способов передачи и обработки информации, например, при помощи света. Нельзя не упомянуть важность совместимости новых элементов с уже существующими элементами микроэлектроники. Это налагает определенные требования к новым устройствам, например, предпочтительно использование КМОП-совместимых структур субмикронного размера.

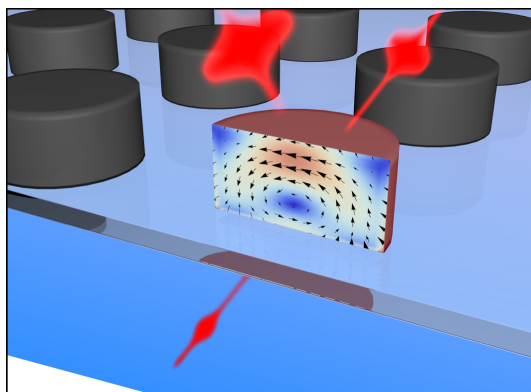


Рис. 68: Иллюстрация оптического переключения в образцах массивов нанодисков.

Данная глава посвящена экспериментальной реализации полностью оптического переключения в образцах массивов нанодисков из гидрогенизированного

аморфного кремния. На рисунке 68 показана основная идея: при помощи лазерного импульса “накачки” в массиве нанодисков изменяется оптическое пропускание, как за счет процесса двухфотонного поглощения так и из-за процесса генерации свободных носителей. Это изменение в зависимости от времени регистрируется при помощи “зондирующего” импульса. В идеальном случае, для внедрения таких устройств в технологию, переключение должно быть полным, то есть 100%, при слабых мощностях используемого лазерного излучения. Из-за малости нелинейно-оптических эффектов для достижения заметного переключения необходимы большие поля, величина которых ограничена порогом повреждения образцов. Это наблюдается, например, в работах по оптическому переключению в наноструктурах с резонансами локальных плазмонов. Использование резонансов Ми в диэлектрических наночастицах является более перспективным способом, так как в них не наблюдаются омические потери, а повреждение образцов проявляется при больших мощностях оптического излучения.

1. Экспериментальные образцы полностью диэлектрических наноструктур из гидрогенизированного аморфного кремния

Для возбуждения резонансов Ми в области работы титан-сапфирового лазера были изготовлены образцы диэлектрических нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния (a-Si:H) (А. С. Шороховым в Австралийском национальном университете, г. Канберра). Гидрогенизированный аморфный кремний обладает большим значением нелинейно-оптических восприимчивостей [168], а также в нем времена релаксации носителей существенно меньше, чем в кристаллическом кремнии [119]. Была изготовлена серия массивов нанодисков с различным радиусом. Первым этапом была выращена пленка толщиной 130 нм a-Si:H при помощи плазмохимического осаждения. Затем на нее центрифугированием была нанесена пленка отрицательного электронного резиста. Методом электронно-лучевой литографии проведено экспонирование областей нанодисков, и, после проявления, была получена серия массивов нанодисков из резиста на поверхности пленки гидро-

генизированного аморфного кремния. Массивы отличались радиусом нанодисков. Методом ионного травления были получены нанодиски высотой 130 нм на поверхности подложки из диоксида кремния. Радиус дисков подбирался таким образом, чтобы резонансы Ми находились в области перестройки титан-сапфирового лазера. У восьми образцов радиус изменялся от 105 ± 5 нм до 140 ± 5 нм. Пронумеруем образцы от (i) до (viii): присвоим образцу с радиусом 140 ± 5 нм номер (i), а образцу с радиусом 105 ± 5 нм номер (viii). Также был изготовлен контрольный образец, у которого размер дисков был существенно меньше, чем у остальных, номер (ix), чтобы в области перестройки титан-сапфирового лазера резонансных особенностей не наблюдалось. Период структуры был для всех образцов постоянным и равнялся 400 нм. Размеры каждого массива — $80 \cdot 80$ мкм². На рисунке 69 представлено изображение образца с радиусом диска $d \approx 125$ нм, полученное при помощи растрового электронного микроскопа.

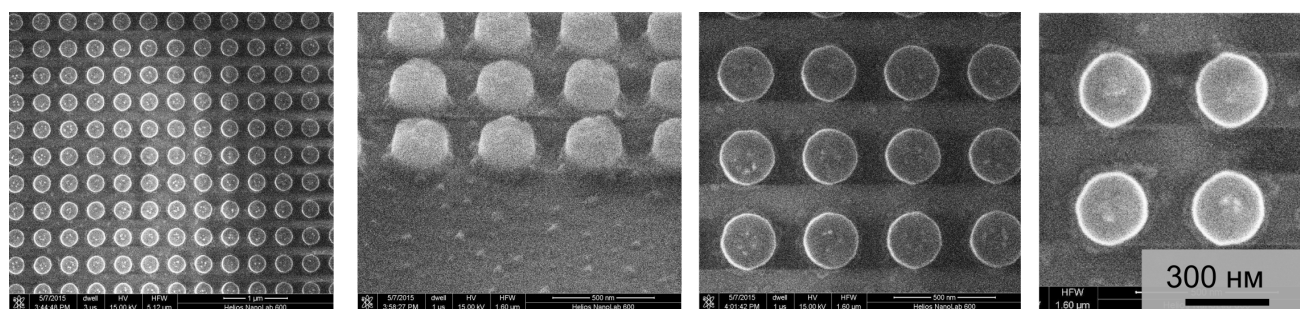


Рис. 69: Изображение образца массива нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния, полученное при помощи растрового электронного микроскопа.

2. Линейная спектроскопия коэффициента пропускания образцов массивов нанодисков

2.1. Экспериментальные результаты линейной спектроскопии коэффициента пропускания

Для измерения спектров коэффициента пропускания образцов использовалась установка аналогичная представленной в разделе 2.1, но данном случае регистрировалось излучение, прошедшее через образец. Источником излучения был титан-сапфировый лазер со спектральной шириной импульса на полувысоте около 60 нм. Спектры коэффициента пропускания, нормированные на спектр лазерного импульса, прошедшего через подложку, представлены на рисунке 70. В спектрах коэффициента пропускания образцов (vi)–(viii) наблюдаются два минимума. На примере образца (vi) их можно связать с возбуждением электрического ($\lambda_r \approx 725$ нм) и магнитного ($\lambda_r \approx 770$ нм) дипольных резонансов Ми в нанодиске. Длина волны, на которой возбуждается магнитный дипольный резонанс, пропорциональна произведению характерного геометрического размера наночастицы d на ее показатель преломления n . Изменение спектрального положения резонансов происходит при изменении радиуса нанодисков. Отметим, что возбуждение резонансов Ми не зависит от периода структуры и связано с геометрическими размерами одной частицы. От образца (viii) до образца (i) спектральное положение между двумя резонансами уменьшается. Для образца (i) наблюдается сильное перекрытие резонансов, которое должно приводить к перераспределению электромагнитного поля в нанодиске.

2.2. Зависимость спектров коэффициента пропускания от угла падения оптического излучения

Для образца (i) была снята зависимость спектра коэффициента пропускания от угла падения оптического излучения для диапазона θ от -2° до 7° (рис.71) с шагом $\Delta\theta \approx 0.35^\circ$. Было получено, что спектральное положение резонансов в данном угловом диапазоне не зависит от угла падения оптического излучения на

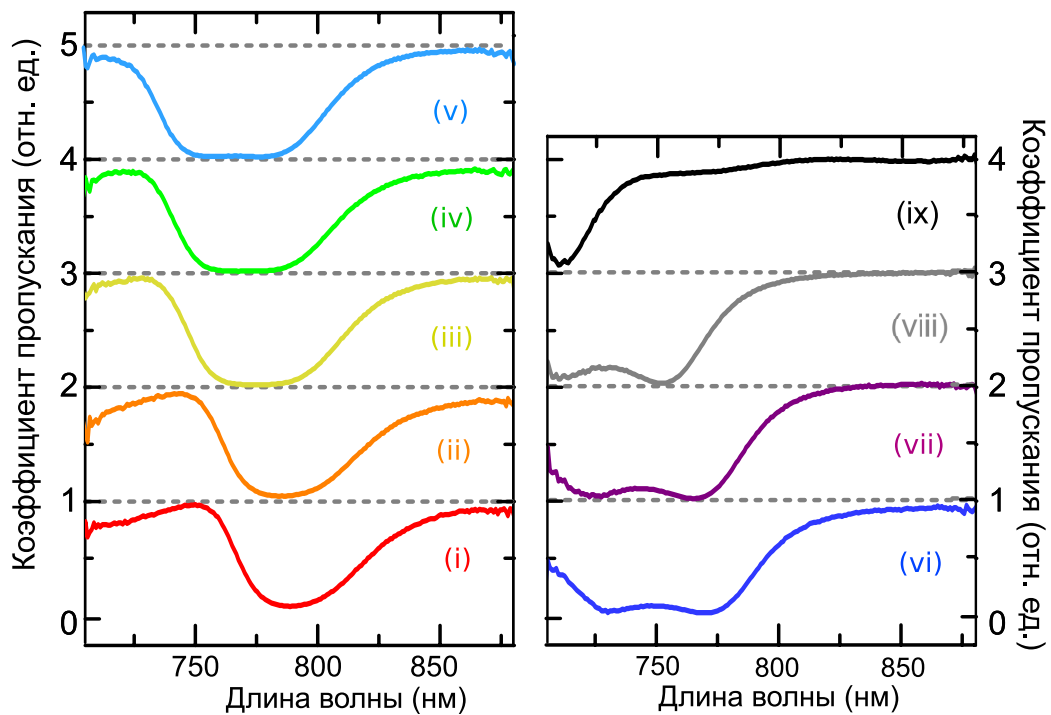


Рис. 70: Графики зависимости спектров коэффициентов пропускания для серии образцов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния.

образец. Это подтверждает то, что присутствующие резонансы в спектре пропускания не связаны с периодичностью структуры, так как тогда бы присутствовала зависимость положения минимума резонанса от угла падения оптического излучения на образец. Следовательно, в изготовленных наноструктурах наблюдаются резонансные особенности, связанные с возбуждением электрической и магнитной дипольных мод в каждой наночастице по отдельности.

3. Эффект самовоздействия в образцах массивов α -Si:H нанодисков при возбуждении резонансов Ми

Так как наличие конфигурационных резонансов приводит к усилению локального поля, которое, в свою очередь, усиливает эффективность нелинейно-оптических процессов, первым этапом работы являлось определение частотно-вырожденных нелинейно-оптических эффектов в массивах нанодисков. Для этого использовались методы I -сканирования и z -сканирования.

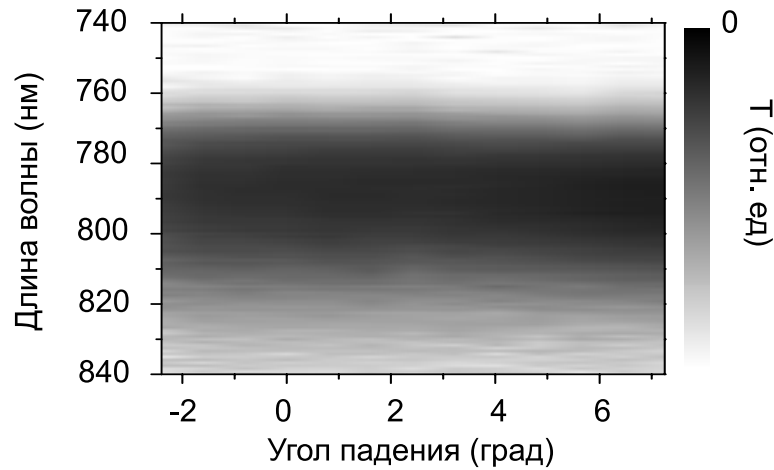


Рис. 71: График зависимости спектра коэффициента пропускания в зависимости от угла падения оптического излучения на образец массива нанодисков (i).

3.1. Экспериментальная установка для реализации методик I-сканирования и z-сканирования

Экспериментальная установка, реализующая сразу обе методики, представлена на рисунке 72. Использовалось излучение титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны $\lambda = 770$ нм и спектральной шириной импульса $\Delta\lambda = 26 \pm 2$ нм, с частотой повторения импульсов $\nu = 80$ МГц. Длительность лазерных импульсов составляла $\tau = 45 \pm 2$ фс. Лазерное излучение проходило через поляризатор и призму Глана, взаимное положение которых позволяло контролировать мощность оптического излучения, падающего на образец. Зеркало М4 находилось на подвижной платформе, что позволяло отводить излучение в канал сравнения и регистрировать его мощность. В основном канале излучение фокусировалось на образец линзой с фокусным расстоянием 11 мм, которая формировала перетяжку с диаметром $d = 2.5 \pm 0.5$ мкм. Размер перетяжки определялся двумя способами: при помощи “ножа”, а также при помощи камеры с ПЗМ-матрицей. Излучение собиралось объективом и регистрировалось детектором — либо измерителем оптической мощности, либо спектрометром. Образец находился на трансляционном столике, который позволял изменять его положение в пространстве по трем координатам.

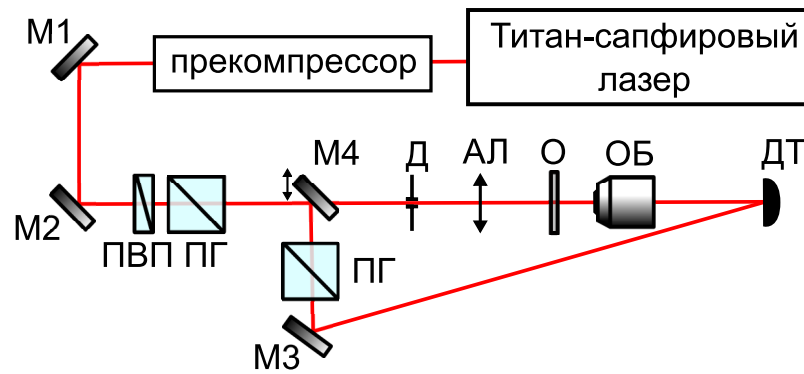


Рис. 72: Экспериментальная установка для реализации методик I -сканирования и z -сканирования. М1–М4 — зеркала, О — образец, ОБ — объектив, АЛ — асферическая линза, ПГ — призма Глана, ПВП — полуволновая пластина, ДТ — детектор, Д — диафрагма.

3.2. Экспериментальные результаты измерения эффекта самовоздействия методом I -сканирования

3.2.1 Образцы массивов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния

Измерения методом I -сканирования были проведены для трех различных образцов (vii), (v), (i). Это позволило рассмотреть три случая взаимного расположения спектра лазерного импульса и минимума коэффициента пропускания, связанного с возбуждением резонансов Ми в нанодиске. Регистрировалось значение средней мощности излучения — как падающего на образец, так и прошедшего через него. Средняя мощность пересчитывалась в величину оптического потока с учетом параметров лазерных импульсов. Строился график зависимости нормированного коэффициента пропускания образца T , от величины оптического потока $F \approx \frac{P}{\nu d^2}$, где P — средняя мощность излучения, падающего на образец.

Образец (viii): спектр импульса совпадает с длинноволновой областью магнитно-дипольного резонанса (рис. 73(а) слева). Интегральное значение коэффициента пропускания для данного импульса в случае расфокусированного пучка равно $T_0 = 53 \pm 2\%$. На рисунке 73(а) справа представлена зависимость $T(F)$ для образца (viii). Так как длина волны лазерного импульса расположена в окрест-

ности запрещенной зоны гидрогенизированного аморфного кремния, в образце присутствует процесс однофотонного поглощения. На графике значение коэффициента пропускания линейно спадает при увеличении значения оптического потока до величины $F \approx 0.2$ мДж/см². Эта зависимость характерна для процесса двухфотонного поглощения. При увеличении падающей мощности оптического излучения образец начинает нагреваться, что приводит к возникновению нелинейной зависимости $T(F)$, на рисунке 73 она выделена розовой областью. Наблюдается увеличение значения коэффициента пропускания по сравнению с линейной зависимостью. При достижении величины $F \approx 0.6$ мДж/см² в образце возникают необратимые изменения, которые ведут к увеличению коэффициента пропускания. Это проверялось измерением значения коэффициента пропускания в обратную сторону — он становился больше, по сравнению с тем, что было измерено ранее. Отметим, что, вероятнее всего, эти изменения вызваны нагревом и плавлением остаточного резиста — после проведенных измерений эффекта самовоздействия, были получены изображения массива нанодисков в растровом электронном микроскопе, и заметных деструктивных изменений в структуре образцов задетектировано не было. Также, анализ литературы показал, что в таких наноструктурах деструктивные изменения возникают при существенно больших значениях оптического потока [158].

Образец (v): спектр импульса совпадает со спектральным положением минимума магнитно-дипольного резонанса (рис. 73(б) слева). Интегральное значение коэффициента пропускания для данного импульса равно $T_0 = 7 \pm 2\%$. На рисунке 73(б) справа представлена зависимость $T(F)$ для образца (v). Как и для предыдущего случая, наблюдается три процесса: двухфотонное поглощение, нагрев и необратимые изменения в образце. Общее изменение коэффициента пропускания до возникновения в образце необратимых изменений составляет всего $\Delta T \approx 2\%$. Это связано с тем, что почти все излучение лазерного импульса поглощается образцом, и вклад в процесс двухфотонного поглощения вносят лишь края спектра лазерного импульса.

Образец (i): Последний случай соответствует ситуации, когда спектр им-

пульса лежит в коротковолновой области резонанса Ми (рис. 73(в) слева). Интегральное значение коэффициента пропускания для данного импульса равно $T_0 = 34 \pm 2\%$. Это промежуточный вариант между образцом (viii) и (i). В данном случае также можно выделить три процесса, но в розовой области на графике наблюдается уменьшение значения коэффициента пропускания по сравнению с линейной зависимостью.

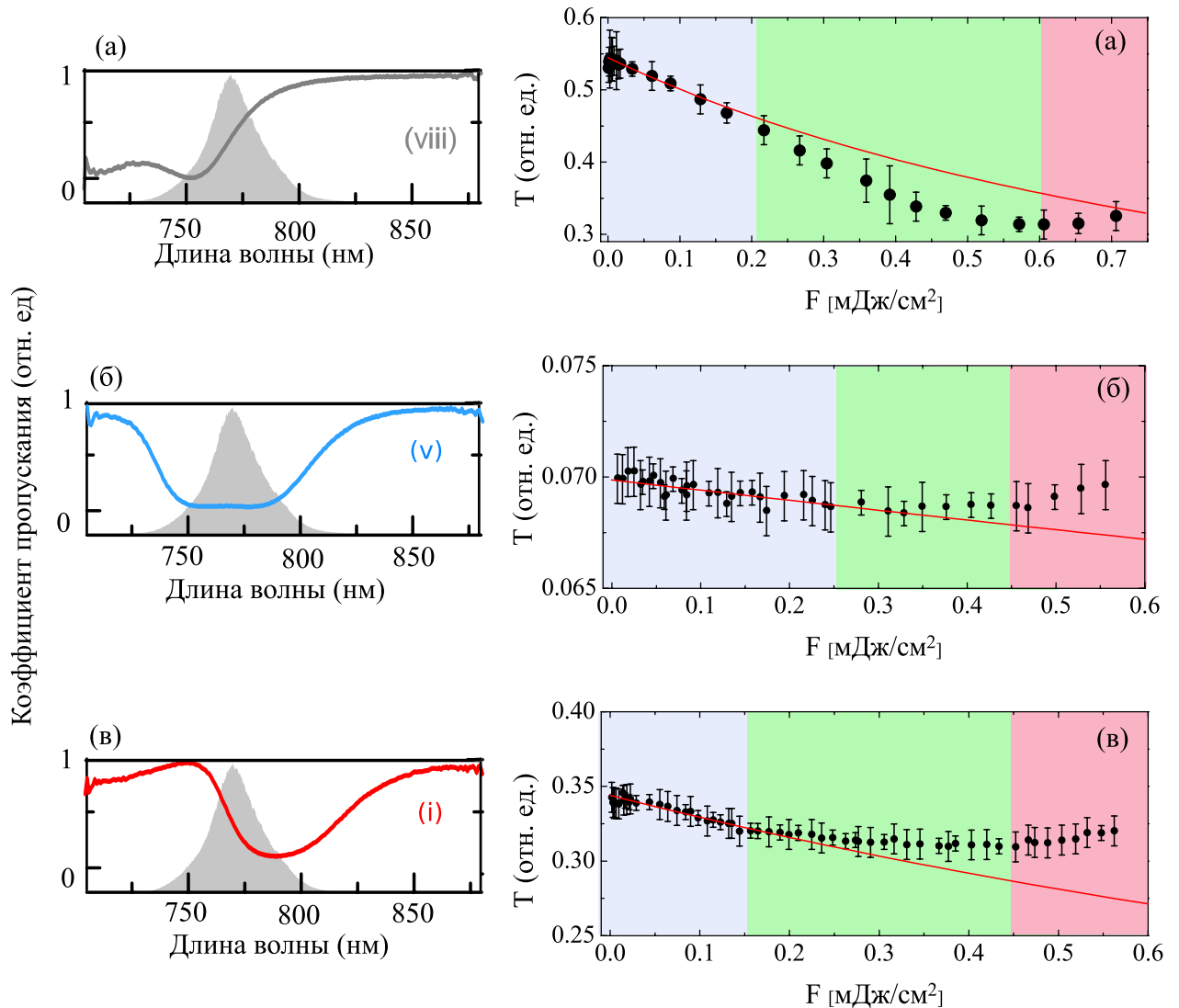


Рис. 73: Левая колонка: спектры коэффициента пропускания образцов. Серым нанесен спектр используемого лазерного импульса. Справа: зависимость коэффициента пропускания этих образцов от значения падающего на них оптического потока. Красная кривая — результат аппроксимации функцией (26)fa.. (а) Образец (viii); (б) образец (v), (в) образец (i).

Во всех трех образцах зависимость $T(F)$ в розовой области различна. Здесь, помимо процесса двухфотонного поглощения, начинает проявляться зависимость показателя преломления материала от F , причем это может быть как нелинейно-оптический эффект Керра, так и нагрев образца. Из-за изменения показателя преломления среды происходит смещение резонансной длины волны в красную область: для образца (i) коэффициент пропускания увеличивается, а для образца (viii) уменьшается. Более подробно процессы, происходящие в этой области будут рассмотрены ниже.

Область с двухфотонным поглощением можно аппроксимировать используя предположение, что в среде присутствует только линейное поглощение с коэффициентом α и нелинейное поглощение с коэффициентом β . Тогда интенсивность прошедшего через образец в направлении z излучения I и интенсивность падающего излучения I_0 связаны в виде [147, 169]:

$$dI/dz + \alpha I + \beta I^2 = 0. \quad (53)$$

Как уже было сказано в обзоре литературы, решение данного уравнения в общем случае имеет вид:

$$I(l) = \frac{I_0 e^{-\alpha l}}{1 + (1 - e^{-\alpha l})\beta I_0 / \alpha}, \quad (54)$$

где $l = 130$ нм — высота нанодисков. Следовательно, с использованием экспериментальных параметров установки, при аппроксимации голубой области зависимости $T(F)$, может быть оценено значение нелинейного коэффициента поглощения β . Порядок величины коэффициента линейного поглощения α можно оценить из экспериментальных значений показателя преломления и поглощения для тонкой пленки аморфного кремния. При помощи эллипсометрии А. С. Шороховым было получено, что при $\lambda = 770$ нм, показатель поглощения $\kappa'' \approx 0.002$, где $\mathbf{n} = n + i\kappa$. Тогда $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda \approx 320$ см⁻². Данные схожи с представленными ранее для пленок гидрогенизированного аморфного кремния [170]. При образце толщиной $l = 130$ нм, значение $e^{-\alpha l} \approx 0.999$. Коэффициент пропускания образца при расфокусированном пучке: $T_0 = 53 \pm 2\%$. То есть наибольший вклад в потери сигнала вносит отражение излучения от поверхности. На рисунке 73 приведены по-

лученные экспериментальные кривые и кривые, полученные при аппроксимации экспериментальных точек, соответствующих двухфотонному поглощению функцией (54). Оценен порядок значений коэффициента нелинейного поглощения: для образца (viii) — $\beta \approx 3.6$ см/МВт, образца (v) — $\beta \approx 0.25$ см/МВт, образца (i) — $\beta \approx 2$ см/МВт. Максимальное значение получено для образца (viii), когда спектр лазерного импульса находится на краю резонанса.

3.2.2 Образец тонкой пленки гидрогенизированного аморфного кремния

Для сравнения были проведены измерения зависимости коэффициента пропускания тонкой пленки гидрогенизированного аморфного кремния от мощности падающего излучения (рис. 74). Получена линейная зависимость $T(F)$ для всего диапазона измеренных значений, вплоть до значения оптического потока $F \approx 4.2$ мДж/см², которое существенно превышает порог необратимых изменений образцов массивов нанодисков. Соответственно, при значении $F \approx 0.4$ мДж/см² модуляция коэффициента пропускания образца (viii) $\Delta T_{viii} \approx 40\%$ превышает модуляцию коэффициента пропускания пленки $\Delta T_{film} \approx 0.5\%$ в восемьдесят раз. На рисунке также представлен результат аппроксимации экспериментальных точек функцией (54). Оценено значение коэффициента нелинейного поглощения $\beta \approx 0.02$ см/МВт. Следовательно, в образцах нанодисков за счет возбуждения локализованных резонансов Ми наблюдается усиление эффекта двухфотонного поглощения.

3.3. Экспериментальные результаты измерения эффекта самовоздействия методом z -сканирования

3.3.1 Образцы массивов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния

С помощью методики z -сканирования были проведены оценки значения коэффициента нелинейного поглощения в образце (viii) для случая, когда спектр импульса находится в длинноволновой области магнитного резонанса, и для пленки гидрогенизированного аморфного кремния.

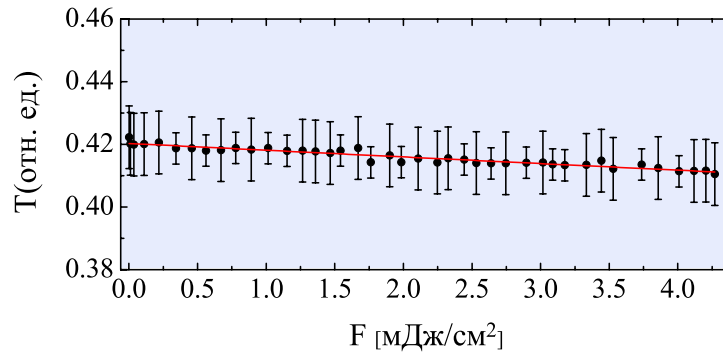


Рис. 74: Зависимость коэффициента пропускания пленки гидрогенизированного аморфного кремния от значения падающего на нее оптического потока.

Параметры используемого лазерного импульса: $\lambda = 770$ нм, $\Delta\lambda = 26 \pm 2$ нм. Коэффициент пропускания образца для этого импульса был равен $T_0 = 53 \pm 2\%$. Падающая интенсивность на образец подбиралась по I -сканированию, так, чтобы она была достаточно большой, но еще не приводила к разрушению образца: $F \approx 0.5$ мДж/см², то есть $I_0 \approx 25$ ГВт/см². Был измерен график зависимости коэффициента пропускания образца массива нанодисков от его положения в перетяжке лазерного пучка (рис. 75) с шагом 5 мкм. Получено максимальное значение изменения коэффициента пропускания равное $\Delta T = 48 \pm 2\%$. Экспериментальный график был аппроксимирован зависимостью [153]:

$$T = 1 - \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{\beta I_0 l}{(1 + (z/z_0)^2)}, \quad (55)$$

где $z_0 = \pi d^2/\lambda$ — релеевская длина, равная 20 ± 2 мкм. Значение эффективного коэффициента нелинейного поглощения получилось равным $\beta = 4 \pm 0.5$ см/МВт. Это значение по порядку величины совпадает с оцененным из метода I -сканирования.

3.3.2 Образец тонкой пленки гидрогенизированного аморфного кремния

Для сравнения были также проведены измерения z -сканирования для тонкой пленки аморфного кремния толщиной 130 ± 5 нм. Коэффициент пропускания пленки равен $T_0 = 42 \pm 2\%$. Результаты z -сканирования представлены на рисунке 76. Как и для образца, была проведена аппроксимация формулой (55)

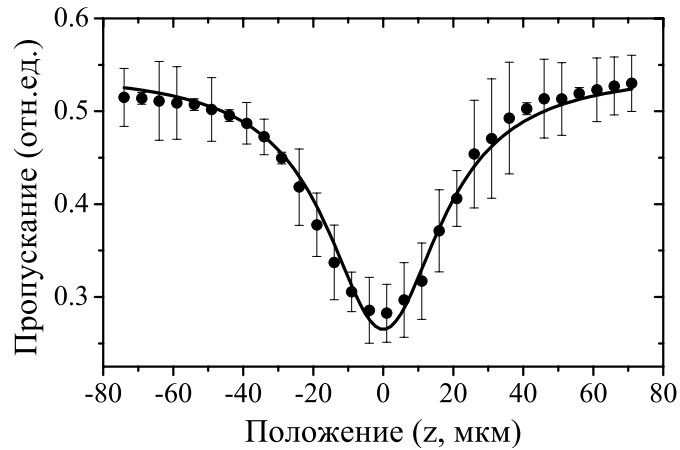


Рис. 75: Зависимость коэффициента пропускания образца (viii) от его положения в пространстве относительно точки фокусировки лазерного луча.

и получено, что значение нелинейного коэффициента поглощения равно $\beta = 0.04 \pm 0.02$ см/МВт. Отметим, что порядок величины также совпадает с полученным результатом для I -сканирования.

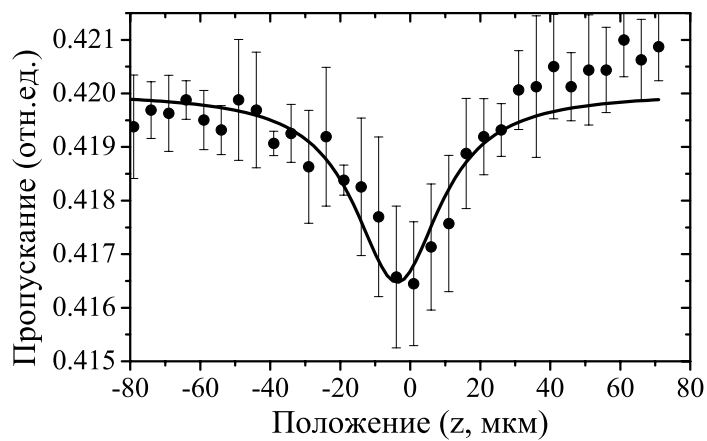


Рис. 76: Зависимость коэффициента пропускания пленки гидрогенизированного аморфного кремния от его положения в пространстве относительно точки фокусировки лазерного луча.

3.3.3 Экспериментальные результаты спектроскопии эффекта самовоздействия методом z -сканирования

Для образца (viii) и пленки аморфного кремния были проведены измерения спектра коэффициента пропускания в зависимости от пространственного расположения образца относительно точки фокусировки лазерного луча. В этом случае в установке, показанной на рисунке 72, на месте фотодиода устанавливался спектрометр. Параметры лазерного импульса совпадают с теми, которые были использованы в эксперименте по безапертурному z -сканированию для пленки. Полученные спектры были нормированы на спектр лазерного излучения без образца. Экспериментальные результаты для пленки гидрогенизированного аморфного кремния представлены на рисунке 77(а). На графике видна темная область, которая при увеличении длины волны линейно смещается по координате. Как уже говорилось выше, в экспериментальной установке находилась линза, которая вносит хроматические аберрации. Соответственно, смещение минимума коэффициента пропускания по координате для разных длин волны связано с продольными хроматическими аберрациями.

Аналогичные измерения были проведены для образца (viii), то есть когда центральная длина волны лазерного луча находилась на длинноволновом краю резонанса Ми. Параметры лазерного импульса совпадают с теми, которые были использованы в эксперименте по безапертурному z -сканированию для данного образца. Полученные экспериментальные результаты представлены на рисунке 77(б). Для каждого значения координаты в наблюдается провал в спектре коэффициента пропускания, который связан с возбуждением резонанса Ми. При этом, заметна асимметрия полученного изображения относительно положения фокуса лазерного луча $z = 0$. Для того, чтобы убедиться, что она не связана с необратимыми изменениями в образце, было проведено несколько серий измерений по координате z , то есть вдоль лазерного луча в разных направлениях. Полученные данные в обратном направлении в пределах ошибки совпали с результатами, измеренными в прямом. Это подтверждает предположение о том,

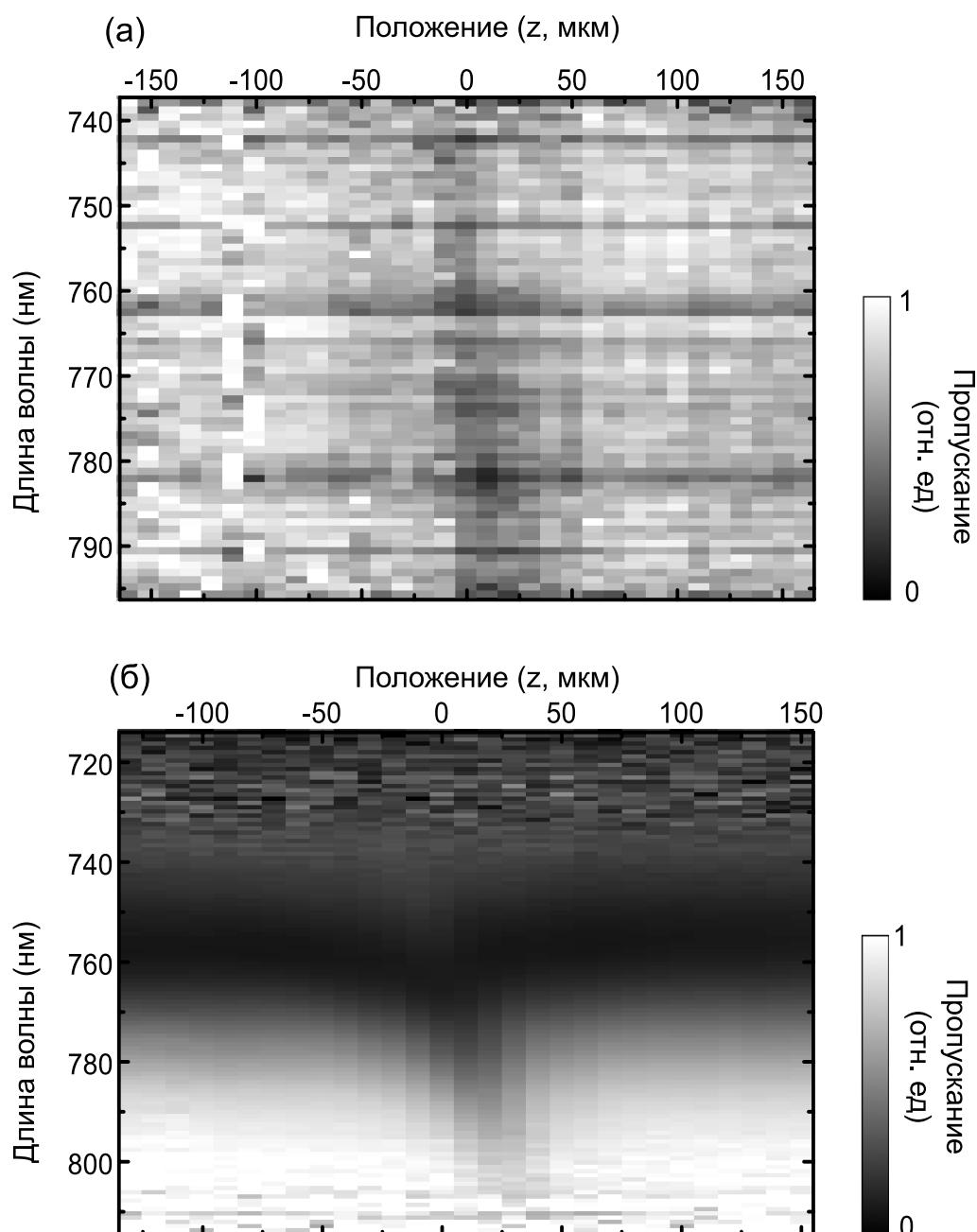


Рис. 77: (а) Зависимость спектра коэффициента пропускания пленки гидрогенизированного аморфного кремния от положения в пространстве относительно точки фокусировки лазерного луча. (б) Зависимость спектра коэффициента пропускания образца (viii) от положения в пространстве относительно точки фокусировки лазерного луча.

что сдвиг положения минимума в зависимости от длины волны связан с параметрами экспериментальной установки, или точнее с хроматическими аберрациями.

При обработке результатов для каждой длины волны было получено значение координаты z , соответствующей минимуму пропускания, и построена зависимость положения минимума от длины волны. Эти данные были аппроксимированы линейной функцией и произведено смещение спектра z -сканирования с учетом aberrаций. Полученный результат для образца представлен на рисунке 78.

На скорректированном графике заметно смещение спектрального положения минимума пропускания — смещение резонанса Ми при увеличении интенсивности лазерного излучения. Для координаты $z = 0$, соответствующей точке фокусировки лазерного луча, задетектировано максимальное смещение спектрального положения минимума резонанса. Для длины волны $\lambda = 757$ нм наблюдается увеличение пропускания на $\Delta T \approx +21\%$. Для $\lambda = 775$ нм было задетектировано уменьшение пропускания на $\Delta T \approx -50\%$. Эти изменения связаны со смещением положения магнитного резонанса на $\Delta\lambda \approx 6$ нм в красную область.

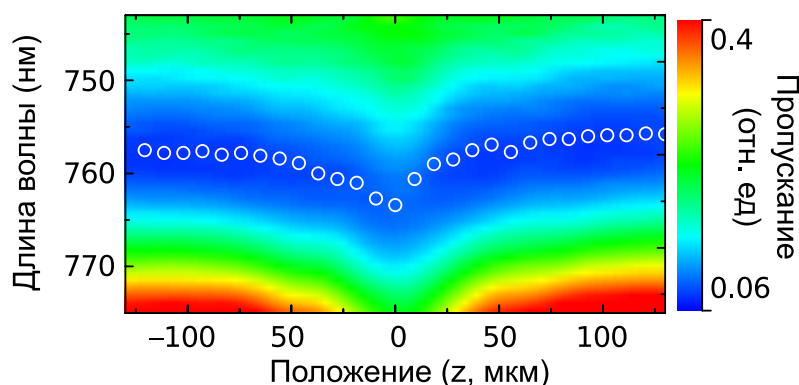


Рис. 78: Зависимость спектра коэффициента пропускания образца (viii) от положения в пространстве относительно точки фокусировки лазерного луча со скорректированными aberrациями.

3.3.4 Обсуждение результатов экспериментов по измерению эффекта самовоздействия

Полученный сдвиг положения резонанса Ми в спектрах пропускания при z -сканировании вызван фотоиндуцированными процессами в гидрогенизированном аморфном кремнии. На изменение действительной части показателя преломления может

влиять три процесса: нелинейно-оптический эффект Керра, связанный с наличием $\text{Re}[\chi^{(3)}]$, изменение показателя преломления из-за нагрева образца, а также процесс фотогенерации свободных носителей.

Так как длина волны титан-сапфирового лазера с энергией $\hbar\omega \approx 1.6$ эВ находится на краю запрещенной зоны гидрогенизированного аморфного кремния $E_g \sim 1.7$ эВ [114,119], то предполагается, что в фемтосекундном оптическом отклике нанодисков процесс двухфотонного поглощения будет играть определяющую роль. Данный процесс приводит к фотогенерации свободных носителей, которая изменяет показатель преломления образца. Оценим вклад генерации свободных носителей для гидрогенизированного аморфного кремния. При малых плотностях свободных носителей изменение показателя преломления имеет вид [114]:

$$\Delta n = -\frac{\omega_p^2}{2n(\omega^2 + \tau_d^{-2})}, \quad (56)$$

где $\omega_p = (4\pi Ne^2/m^*n^2)^{1/2}$ — плазменная частота, τ_d — время столкновения свободных носителей в модели Друде, N — фотоиндуцированная плотность электронно-дырочной плазмы, e — заряд электрона, $m^* = 0.12m_0$ — эффективная масса носителей, где m_0 — масса электрона, n — показатель преломления гидрогенизированного аморфного кремния. Для упрощения расчетов потери не учитываются. Следовательно, для любого N изменение показателя преломления Δn отрицательно. Длина волны на которой возбуждается магнитно-дипольный резонанс определяется выражением $\lambda_r \sim d \cdot n$, где d — характерный размер частицы. Следовательно, спектральное положение резонанса Ми должно смещаться в синюю область — это не наблюдалось в эксперименте по спектроскопии z-сканирования.

При релаксации носителей часть энергии диссипирует в фононную подсистему, что приводит к нагреву образца, то есть изменению показателя преломления в соответствии с коэффициентом терморефракции [119]: $dn/dT = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Следовательно, релаксация свободных электронов приводит к положительному изменению показателя преломления среды — смещению спектрального положения резонанса в красную область. Именно это и наблюдается в эксперименте.

Для оценки вклада нелинейно-оптического эффекта Керра необходимо было

провести измерения апертурного z -сканирования при малых интенсивностях лазерного излучения. Заметных изменений задетектировано не было. Линейная зависимость $T(F)$ при малых значениях оптического потока соответствует эффекту двухфотонного поглощения, то есть проявлению мнимой части кубичной нелинейной восприимчивости $\text{Im}[\chi^{(3)}]$. Если бы преобладал нелинейный эффект Керра, связанный с действительной частью кубичной нелинейной восприимчивости $\text{Re}[\chi^{(3)}]$, то наблюдался бы рост $T(F)$ для образца (viii) и спад для образца (i). Это связано с тем, что положение резонанса Ми зависит от показателя преломления, то есть, как и в случае нагрева, он должен был бы смещаться при наличии нелинейно-оптического эффекта Керра. Следовательно, при небольших значениях оптического потока для образцов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния $\text{Im}[\chi^{(3)}] \gg \text{Re}[\chi^{(3)}]$. Если же рассматривать розовую область значений оптического потока на рисунке 73, то в данном случае нельзя точно выделить сдвиг относящийся к эффекту Керра на фоне смещения положения резонанса вызванного нагревом. Тогда, по результатам спектроскопии z -сканирования можно сделать вывод, что вероятнее всего нагрев образца приводит к заметному сдвигу резонанса Ми в красную область, который существенно преобладает по сравнению со сдвигом, связанным с генерацией свободных носителей и нелинейно-оптическим эффектом Керра.

Следовательно, при помощи методик z -сканирования и I -сканирования получено усиление эффективности нелинейно-оптических эффектов в массивах нанодисков, изготовленных из гидрогенизированного аморфного кремния по сравнению с тонкой пленкой гидрогенизированного аморфного кремния. Усиление индуцировано локализацией электромагнитного поля в нанодисках при возбуждении магнитно-дипольных и электрических дипольных резонансов Ми. В зависимости от взаимного спектрального положения лазерного импульса и резонанса Ми можно изменять эффективность нелинейно-оптических процессов — это приводит к различным значениям коэффициента двухфотонного поглощения в массивах нанодисков из a-Si:H. Оценка этих значений при помощи экспериментальных методик z -сканирования и I -сканирования достигает величины $\beta_{sam} \simeq 4$ см/МВт для

массива нанодисков. Полученные экспериментальные значения не представляется возможным сравнить с какими-либо другими экспериментальными данными, так как ранее в данном спектральном диапазоне значения коэффициента нелинейного поглощения не измерялись. В большинстве работ представлены значения для волноводов из а-Si:H для длины волны 1.5 мкм [171, 172], которые варьируются в диапазоне от 0.08 до 4.1 см/ГВт, при этом сравнений с пленкой а-Si:H также не приводится. Сравнить данные результаты нет смысла, так как оптические свойства гидрогенизированного аморфного кремния очень различны для этих диапазонов, и в обоих случаях, данные значения модифицированы за счет структурирования материала. Именно поэтому, в ходе работы были произведены измерения эффектов самовоздействия для пленки а-Si:H и получено значение коэффициента двухфотонного поглощения. Полученно, что его величина на два порядка меньше, чем для образца нанодисков. Это подтверждает существенное усиление эффективности процесса двухфотонного поглощения, связанного с возбуждением мод резонансов Ми в наноструктурах из гидрогенизированного аморфного кремния.

4. Полностью оптическое переключение в образцах полностью диэлектрических наноструктур с резонансами Ми

4.1. Экспериментальная установка методики “накачка” — “зонд”

Для экспериментальной реализации полностью оптического переключения использовался одночастотный метод “накачка” — “зонд”. Длительность лазерных импульсов была равна 45 фс, центральная длина волны $\lambda = 780$ нм, спектральная ширина $\Delta\lambda = 19 \pm 2$. Коэффициент, с помощью которого оценивают Фурьеограниченность импульсов, был равен $T_{pulse} \approx 0.4$. Частота повторения лазерных импульсов равна $\nu = 80$ МГц. В работе использовалась двухканальная экспериментальная схема, показанная на рисунке 79. Абсолютно аналогичным образом, как в разделе 4.1.1 главы 3, при помощи дополнительных стеклянных пластин в схеме уравнивалась положительная дисперсия, которая впоследствии компенсировалась отрицательной дисперсией при помощи chirпированных зеркал в пре-

компрессоре. Луч после светоделителя расходился на два канала: “накачку” и “зонд”. “Зондирующий” импульс проходил через линию задержки, полуволновую пластину и призму Глана. Далее два луча совмещались на образце при помощи линз. Угол падения излучения обоих каналов на образец был равен $\theta = 7^\circ$. Диаметр лучей на образце был равен $d = 2r \approx 30$ мкм. Средняя мощность луча “накачки” была равна $P \approx 20$ мВт. Следовательно, значение оптического потока, проходящего через образец, было равно $F \approx 35$ мкДж/см². В этом случае нелинейно-оптический эффект двухфотонного поглощения преобладает по сравнению с нагревом образца. Соотношение мощностей в двух каналах было равно 25:1. Детектор регистрировал излучение “зондирующего” импульса, который имел вертикальную поляризацию. Излучение лучей “накачки” и “зонда” имело ортогональные поляризации, и перед детектором находилась призма Глана, которая селектировала сигнал “зонда”. Сигнал с детектора поступал на синхронный усилитель, который регистрировал интенсивность “зондирующего” импульса на частоте оптического прерывателя, находящегося в канале “накачки”. Детектировалось изменение интенсивности “зондирующего” импульса ΔT , вызванные изменением свойств образца импульсом “накачки” в зависимости от времени прихода импульса на образец. Кроме того, для каждого образца измерялся его коэффициент пропускания T путем переставления оптического прерывателя в канал зондирующего импульса.

Прежде чем устанавливать образец в экспериментальную схему, необходимо было найти положение транслятора, при котором два импульса от обоих каналов сходятся в пространстве и времени. Для этого, на место образца ставился нелинейный кристалл ВВО, таким образом, чтобы выполнялось условие синхронизма для генерации суммарной частоты по биссектрисе между лучами (аналогично экспериментальной схеме в главах диссертации 2 и 3). Соответственно, при совпадении лазерных импульсов на поверхности ВВО, детектор регистрировал автокорреляционную функцию для лазерного импульса, используемого в установке. После, на место нелинейного кристалла устанавливался образец.

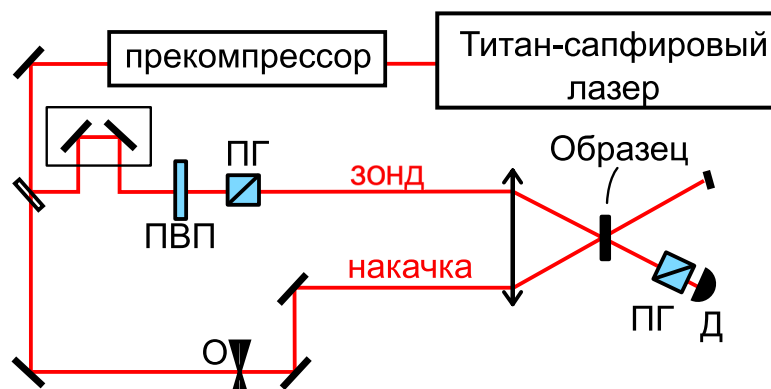


Рис. 79: Экспериментальная установка для измерения процесса полностью оптического переключения методом “накачка” – “зондирование”. ПГ – призма глана, ПВП – полуволновая пластина, О – оптический прерыватель, Д – детектор.

4.2. Экспериментальные результаты оптического переключения в образцах массивов нанодисков с резонансами M_i

Рассмотрим характерную зависимость $\Delta T/T$ от времени задержки между импульсами, которая была получена в ходе эксперимента для образца (vii) (рис. 80). Серая область — автокорреляционная функция импульса, полученная при помощи нелинейного кристалла ВВО. На графике зависимости $\Delta T/T$ можно выделить два процесса. Первый — это наличие общего отрицательного фона, связанного с нагревом образца. Второй — это провал, возникающий в момент одновременного прихода лазерных импульсов “накачки” и “зондирования” на образец. Полуширина этого провала совпадает с полушириной автокорреляционной функции, равной 65 ± 2 фс, поэтому, можно сделать вывод, что это мгновенный отклик двухфотонного поглощения.

На рис. 81 слева представлены результаты измерения для семи различных образцов, спектр которых представлен справа. Для наглядности тепловой фон был вычтен. Для всех образцов в зависимости $\Delta T/T$ задетектирован провал, соответствующий процессу двухфотонного поглощения. Для образцов (iii–vi) после провала задетектировано появление пика. Максимальное значение модуляции величины $\Delta T/T = 1.2 \pm 0.2\%$ наблюдается для образца (i), когда перекрывается

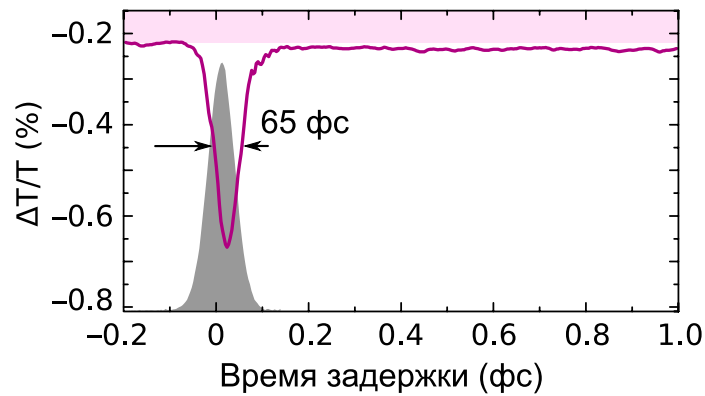


Рис. 80: График зависимости изменения коэффициента пропускания образца от времени. Розовым выделен вклад от нагрева. Серый график — кросс-корреляционная функция используемого лазерного импульса.

край резонанса. При увеличении перекрытия спектра импульса и резонансов Ми (образцы (ii–v)), его амплитуда постепенно уменьшается и достигает минимальной величины $\Delta T/T \approx 0.1\%$ для образца (v). При дальнейшем смещении резонансов в коротковолновую область, наблюдается постепенное увеличение глубины провала (образцы (vi–vii)). Следовательно, когда спектр лазерного импульса совпадает с положениями резонансов Ми наблюдается подавление мгновенного отклика двухфотонного поглощения. Это согласуется с результатом, полученным методом I-сканирования: для образца (v) была задетектирована минимальная модуляция коэффициента отражения (рис.73).

Еще одной особенностью является возникновение удлинения оптического отклика образцов (i), (ii), (iii) для времен задержки между импульсами $\tau > 150$ фс. Для этих трех случаев спектр лазерного импульса перекрывает. Отметим, что для образцов (i–iii) наблюдается сильное перекрытие электрического и магнитного дипольных резонансов. Предполагается, что задетектированное удлинение является процессом релаксации свободных носителей. Для образцов (iv–vii) длинного пикосекундного затухания не наблюдается. В этом случае спектр лазерного импульса начинает перекрывать длинноволновую область магнитно-дипольного резонанса. Следовательно, в зависимости от спектрального положения спектра лазерного импульса относительно положения резонансов Ми может наблюдаться подавление

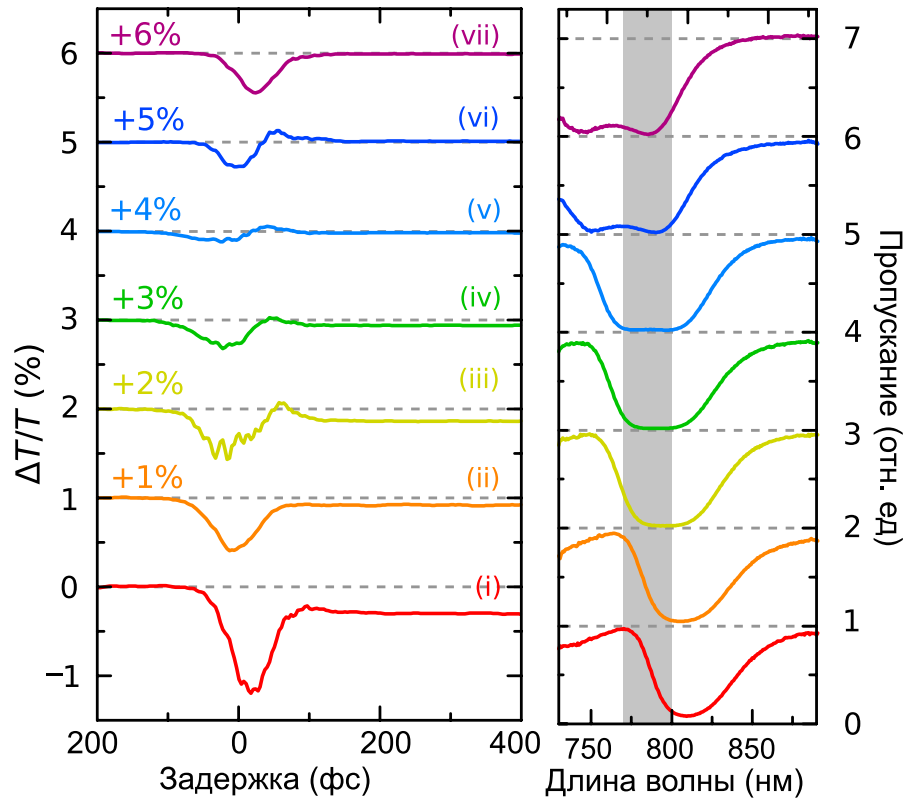


Рис. 81: Слева: графики зависимости изменения коэффициента пропускания образцов от времени. Справа: спектры коэффициента пропускания образцов. Серым выделена спектральная ширина на полувысоте используемого лазерного импульса.

влияния на оптический отклик релаксации свободных носителей.

4.2.1 Релаксация свободных носителей в образцах полностью диэлектрических наноструктур с резонансами Ми

На графике 82 представлен длинный временной отклик для образца (i) в диапазоне времен до 60 пс. Предполагается, что эта релаксация соответствует релаксации свободных носителей с характерным временем $t_r \approx 30$ пс, полученным из аппроксимации экспериментальной кривой экспоненциальной зависимостью. Этот результат хорошо согласуется с ранее представленными данными [114]: для пленки a-Si:H с низкой концентрацией свободных носителей было получено время релаксации равное $t_r \approx 25$ пс.

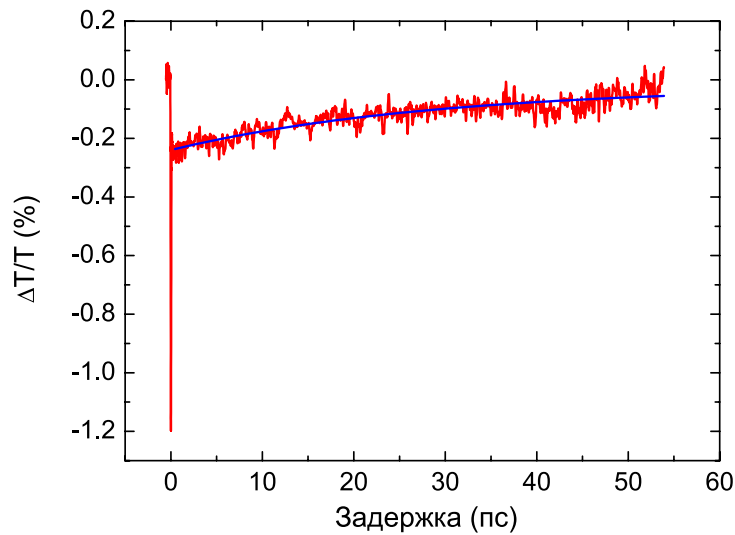


Рис. 82: Красная кривая — график зависимости изменения коэффициента пропускания образца (i) от времени. Синяя кривая — аппроксимация экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью. Длительность релаксации свободных носителей достигает 30 пс.

4.2.2 Оптическое переключение, нерезонансный случай

Для сравнения был изготовлен образец (ix) с радиусом нанодисков кремния меньше 105 нм. Это позволило сместить электрический и магнитный дипольные резонансы в коротковолновую область оптического излучения, так что в диапазоне спектра используемого лазерного импульса не наблюдается резонансных особенностей. На рисунке 83(б) представлен спектр коэффициента пропускания образца (ix), серым отмечена спектральная ширина используемого лазерного импульса. На рисунке 83(а) представлена зависимость $\Delta T/T$ от времени задержки между импульсами. Задетектированная модуляция коэффициента пропускания менее 0.05%.

4.3. Экспериментальные результаты полностью оптического переключения в образцах массивов нанодисков с использованием chirпированных импульсов

Другой экспериментальной реализацией процесса переключения было использование лазерных импульсов с заведомо наведенным chirпом. Использовались ла-

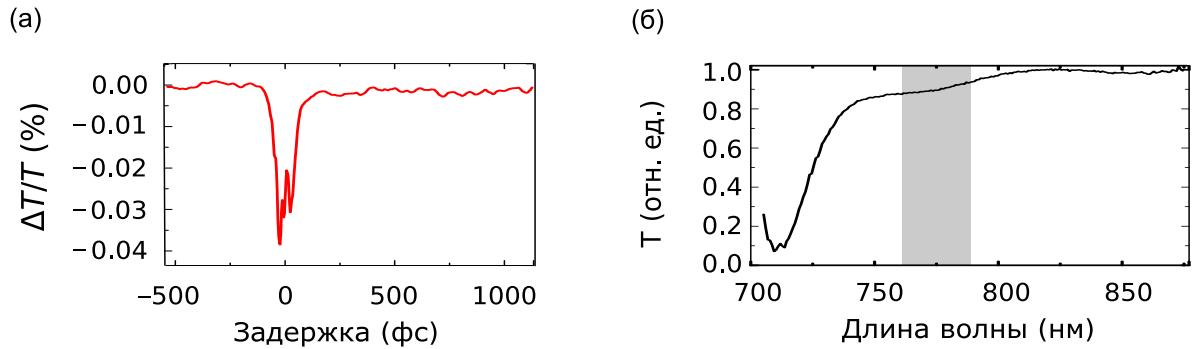


Рис. 83: (а) График зависимости изменения коэффициента пропускания образца (ix) от времени задержки между импульсами в случае, когда в диапазоне спектра используемого лазерного импульса не наблюдается резонансных особенностей. (б) Спектр коэффициента пропускания образца (ix). Серым выделена спектральная ширина используемого лазерного импульса.

зерные импульсы со спектральной шириной $\Delta\lambda = 65 \pm 4$ нм и центральной длиной волны $\lambda_0 = 795$ нм. При такой спектральной ширине длительность Фурье-ограниченного импульса должна была равняться 16 фс. В нашем случае длительность лазерного импульса была равна 120 фс за счет наличия в экспериментальной установке элементов, которые вносят положительную дисперсию. Это значит, что частота поля в импульсе линейно изменяется с течением времени — в импульсе изменяется состав спектральных компонент. В начале импульса преобладают коротковолновые спектральные компоненты, а в конце импульса — длинноволновые. На рисунке 84 слева это наглядно показано переливом от синего к красному цвету.

На рис. 84 слева представлены результаты измерения для шести образцов, чей спектр представлен справа. Для всех образцов в зависимости $\Delta T/T$ задетектированы провалы, соответствующие процессу двухфотонного поглощения, аналогично случаю с Фурье-ограниченным импульсом, представленным в разделе 4.2. Первое отличие — для образцов (i–iv) задетектировано два провала величины $\Delta T/T$ в течение длительности лазерного импульса, один из которых исчезает при перемещении спектра лазерного импульса в длинноволновую область резонанса.

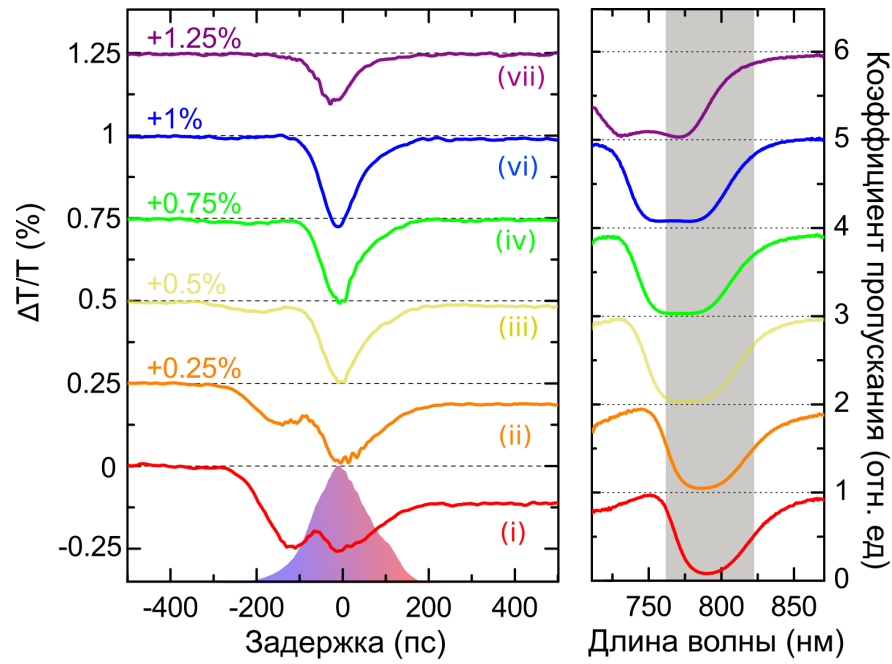


Рис. 84: Слева: графики зависимости изменения коэффициента пропускания образцов от времени. Сине-красный график — кросс-корреляционная функция используемого лазерного импульса с наведенным линейным чирпом. Справа: спектры коэффициента пропускания образцов. Серым выделена спектральная ширина используемого лазерного импульса.

Это связано с тем, что у образцов (i–iv) спектр лазерного импульса перекрывает два резонанса. Так как спектр импульса имеет линейный чирп, то для времен задержки τ от -200 до -50 фс спектральный состав импульса совпадает со спектральным положением электрического дипольного резонанса (коротковолнового), а для времен задержки от -50 до 200 фс лазерный импульс взаимодействует с длинноволновым магнитно-дипольным резонансом. Следовательно, независимо от распределения электромагнитного поля в наночастице, которое определяет тип резонанса, наблюдается абсолютно идентичный временной отклик системы, соответствующий эффекту двухфотонного поглощения.

Вторым отличием является значение величины амплитуды провала при времени задержки $\tau = 0$ фс: почти для всех образцов она постоянна и равна $\Delta T/T \approx 0.25\%$. Отсутствие изменений в глубине провала связано с тем, что из-за наличия

чирпа в импульсе в каждый момент времени наблюдается эффект двухфотонного поглощения, соответствующий определенной спектральной составляющей импульса. Здесь не происходит интегрирования эффекта двухфотонного поглощения по всему спектральному составу импульса, как в случае Фурье-ограниченных импульсов.

Отметим, что для образцов (i–iii) задетектировано наличие длинного пикосекундного временного отклика. При этом, максимальная амплитуда наблюдается для образца (i), которая постепенно уменьшается для образцов (ii) и (iii). Результат абсолютно аналогичен представленным ранее в разделе 4.2.

4.3.1 Обсуждение экспериментальных результатов

Релаксация свободных носителей считается нежелательной для полностью оптического переключения в кремниевых фотонных устройствах, так как она существенно удлиняет временной отклик системы. Время релаксации зависит от типа рекомбинации носителей в полупроводнике, который, в свою очередь, определяется как самим веществом, так и числом фотоиндуцированных носителей. Для кристаллического кремния время релаксации может достигать сотен пикосекунд. Для аморфного кремния — десятки пикосекунд.

Как уже упоминалось в разделе 3.3.4, при генерации свободных носителей, происходит изменение показателя преломления и показателя поглощения среды Δn , $\Delta \kappa$. С использованием результатов, полученных в работе [114], можно оценить изменения в образце из гидрогенизированного аморфного кремния, возникающие из-за генерации плазмы свободных носителей. Изменение мнимой и диэлектрической части среды описываются уравнениями:

$$\begin{aligned}\Delta \varepsilon' &= -\frac{Ne^2}{m * \varepsilon_0(\omega^2 + \tau_d^{-2})}, \\ \Delta \varepsilon'' &= \frac{-\Delta \varepsilon_1}{\omega \tau_d}\end{aligned}\tag{57}$$

где $\tau_d = 0.8$ фс — время столкновения свободных носителей в модели Друде, N — фотоиндуцированная плотность электронно-дырочной плазмы, которая пропорциональна значению оптического потока, падающего на образец и может быть

оценена как $N = 10^{18} \text{ см}^3$, e — заряд электрона, $m^* = 0.12m_0$ — эффективная масса носителей, где m_0 — масса электрона, ε — значение диэлектрической проницаемости гидрогенизированного аморфного кремния. В результате, можно получить изменения показателя преломления и поглощения, вызванные фотогенерацией свободных носителей: $\Delta n = -0.01$, $\Delta \kappa = 0.05$.

В ходе работы был проведен численный расчет методом конечных разностей во временной области в коммерческом программном пакете Lumerical. Были рассчитаны спектры коэффициентов пропускания периодических массивов нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния для серии образцов, отличающихся радиусом нанодисков. Период структуры был одинаковый и равнялся $p = 430 \text{ нм}$, высота нанодисков также была постоянна и равнялась $h = 130 \text{ нм}$, радиус изменялся от 90 нм до 155 нм . На рисунке 85 сплошной кривой приведены рассчитанные спектры для невозмущенной системы. Для спектров с минимальным радиусом нанодисков можно выделить два резонанса, соответствующих электрическому и магнитному дипольным резонансам. При увеличении радиуса нанодисков спектральные положения резонансов сближаются и перекрываются. При радиусах $r = 139$, $r = 150$, $r = 155$ начинает наблюдаться не только провал в спектр пропускания, но и пик, возникающий из-за взаимного перекрытия резонансов. На рис. 85 красной штриховой линией показан спектр пропускания массивов нанодисков с измененными значениями диэлектрической проницаемости из-за наличия свободных носителей. В данном случае, плотность свободных носителей для наглядности принималась равной $N = 5 \cdot 10^{19}$. Для образцов с радиусами от 90 до 130 нм изменения выглядят как сдвиг резонанса в коротковолновую область спектра. Для образцов, где наблюдается перекрытие электрического и магнитного дипольных резонансов, изменения, вызванное свободными носителями, более существенные. Например, для образца с радиусом дисков $r = 139 \text{ нм}$ на коротковолновом крае резонанса вклад от наличия свободных носителей существенно больше, чем на длинноволновом. Полученный результат согласуется с экспериментальными данными (рис. 81): для образцов (i–iii), где перекрывались электрический и магнитный дипольные резонансы, наблюдался процесс релаксации свободных носителей. Для

образцов (iv–vii) этот процесс фактически не был задетектирован. Следовательно, подбором параметров образца и параметров лазерного импульса, возможно подавить нежелательную для переключения пикосекундную релаксацию свободных носителей. Исходя из полученных расчетных данных можно сделать вывод, что основной вклад в процесс полностью оптического переключения вносит именно двухфотонное поглощение. Ранее предполагалось что, аналогично результатам, представленным в работах [158, 159], такое переключение могло бы достигаться за счет генерации свободных носителей лучем “накачки”, которая приводит к изменению показателей преломления и поглощения. Это в свою очередь сдвигает резонанс, что и регистрируется “зондом”. Эффективность переключения определялась бы именно добротностью резонанса. Однако, в случае, представленном в диссертации, процесс генерации носителей дает лишь небольшой вклад, так как используются небольшие мощности лазерного излучения, которые не могут приводить к сдвигу резонанса на несколько десятков нанометров. Следовательно, процесс полностью оптического переключения в нанодисках из гидрогенизированного аморфного кремния осуществляется при помощи нелинейно-оптического процесса двухфотонного поглощения.

Было получено изменение коэффициента пропускания образца массива нанодисков в течение 65 фс на величину в 1% при значении оптического потока, падающего на образец $F \approx 35$ мкДж/см². По результатам *I*-сканирования можно полагать, что образцы с резонансным возбуждением Ми позволяют использовать существенно большие мощности оптического излучения, как минимум в 100 раз, что позволит увеличить величину эффекта. Также, используемый спектральный диапазон около запрещенной зоны a-Si:H является не самым привлекательным из-за относительно большого значения коэффициента линейного поглощения в материале. Сдвиг резонансов в инфракрасный диапазон при увеличении размера нанодисков, позволит уменьшить коэффициент поглощения почти на два порядка. Это, в свою очередь, позволит использовать большие интенсивности лазерного излучения, соответственно, получить усиление нелинейно-оптических эффектов. В качестве подложки под массив нанодисков возможно использование теплопро-

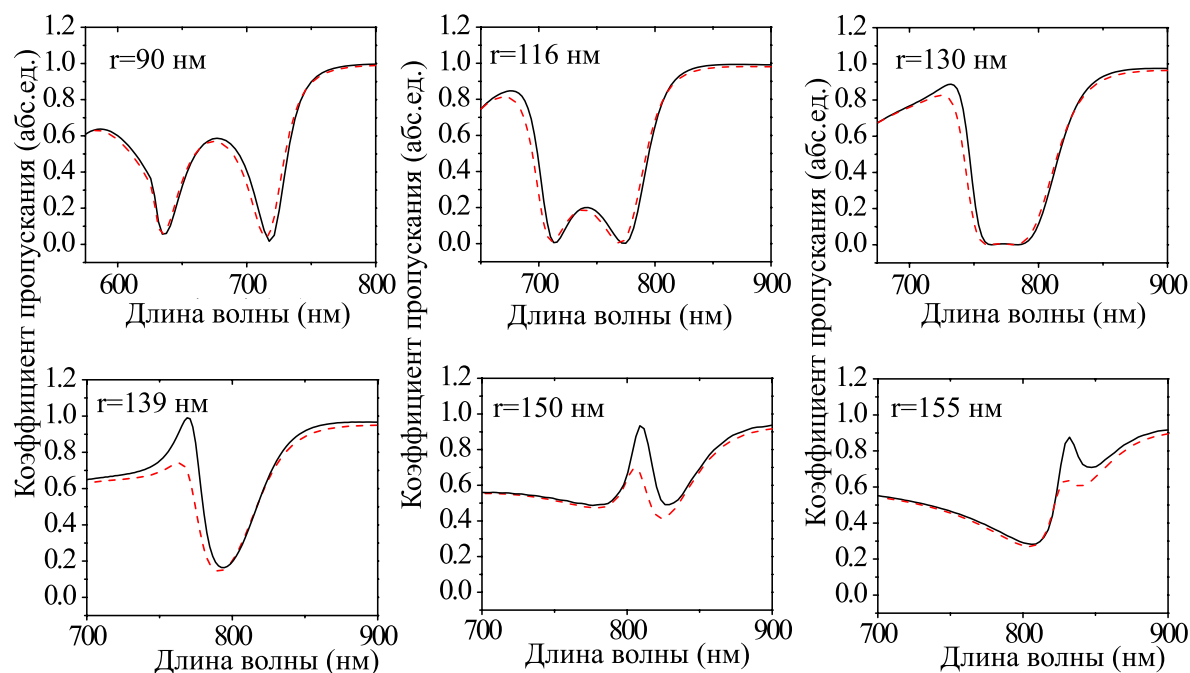


Рис. 85: Численный расчет спектров пропускания образцов массивов нанодисков. Сплошная черная кривая — невозмущенная система. Красная штриховая кривая — возмущенная система.

водящих материалов, например, как BeO вместо SiO_2 , что также позволит увеличить мощность лазерного излучения. Кроме того, использование нанодисков с резонансами Ми позволяет подавить нежелательную для переключения пикосекундную релаксацию свободных носителей в гидрогенизированном аморфном кремнии и получить характерные времена переключения около 65 фс, а следовательно, нанодиски из a-Si:H потенциально могут быть внедрены в технологию КМОП.

Заклучение

Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать следующим образом.

1. Экспериментально обнаружена временная модификация фемтосекундных лазерных импульсов при отражении от образцов одномерных серебряных решеток с периодом $d \approx 750$ нм при условии резонансного возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов. Спектрально-временные измерения интенсивностных кросс-корреляционных функции второго порядка показывают, что при длительности фемтосекундных импульсов, сопоставимой со временем релаксации поверхностных плазмон-поляритонов (30–100 фс), возникает сильная спектральная зависимость формы огибающей отраженного фемтосекундного импульса, описываемая параметрами резонанса типа Фано. Обнаружено как уменьшение, так и увеличение длительности отраженного фемтосекундного импульса, проявляющееся в смещении максимума и изменении ширины кросс-корреляционной функции второго порядка. Численный расчет кросс-корреляционной функции на основе модели резонанса типа Фано показывает качественное согласие экспериментальных и численных результатов.

2. Впервые экспериментально продемонстрирована плазмон-индуцированная фемтосекундная временная зависимость экваториального магнитооптического эффекта Керра в одномерной магнитоплазмонной решетке с периодом $d = 750 \pm 10$ нм на основе пленки железа. Обнаружена положительная и отрицательная производная величины эффекта Керра по времени, внутриимпульсный рост или спад величины определяется спектральным положением центральной длины волны падающего импульса по отношению к положению резонанса поверхностных плазмон-поляритонов. Для лазерного импульса с длиной волны $\lambda = 784$ нм максимальное изменение величины, характеризующей внутриимпульсную зависимость экваториального МОЭК, составило $\Delta = 5 \pm 1\%$ в течение 90 фс для магнитоплазмонной решетки, тогда как для железной пленки $\Delta = 1 \pm 0.5\%$. Получено качественное согласие экспериментальных и расчетных данных, основывающихся

на модели лоренцевой линии резонанса.

3. При помощи методики z-сканирования экспериментально продемонстрирован эффект нелинейно-оптического самовоздействия фемтосекундных лазерных импульсов в образцах массивов нанодисков, изготовленных из гидрогенизированного аморфного кремния, поддерживающих возбуждение резонансов Ми. Полученное значение модуляции коэффициента пропускания составило $\Delta T \approx 40\%$. Показано, что коэффициент двухфотонного поглощения в массивах нанодисков из гидрогенизированного аморфного кремния достигает $\beta_{sam} \approx 4$ см/МВт, что на два порядка превышает это значение для пленки из гидрогенизированного аморфного кремния.

4. Экспериментально продемонстрирована возможность полностью оптического переключения коэффициента пропускания с длительностью менее 100 фс в образцах нанодисков, изготовленных из гидрогенизированного аморфного кремния. Оптическое переключение обусловлено возбуждением локализованных резонансов Ми в субволновом режиме. Показана возможность уменьшения пикосекундной модуляции пропускания фемтосекундных импульсов, возникающей из-за релаксации свободных носителей, в зависимости от расстройки лазерного импульса относительно минимума коэффициента пропускания, соответствующего положению резонансов Ми.

В заключение автор хочет выразить искреннюю благодарность и признательность своему научному руководителю А. А. Федянину за поддержку, понимание, терпение, а также за постановку актуальных исследовательских задач и за потрясающую возможность преобрести бесценный опыт их решения. Педагогическому составу кафедры квантовой электроники и физического факультета МГУ за переданные знания. М. Р. Щербакову за ценные идеи, обсуждения и моральную поддержку. А. Ю. Фролову за терпение и упорность. Т. В. Долговой, А. А. Ежову, М. И. Шариповой, В. В. Комаровой, В. О. Бессонову, И. В. Соболевой, Б. И. Афиногенову, А. А. Грунину, А. В. Четвертухину и остальным сотрудникам, аспирантам и студентам лаборатории нанооптики и метаматериалов за помощь в проведении экспериментов, обсуждении результатов и потрясающую атмосферу коллектива. Лаборатории фемтосекундной оптики МИРЭА и руководителю лаборатории проф. Е. Д. Мишиной за возможность использования оборудования. А также своей семье за поддержку, понимание и возможность заниматься любимым делом.

Список литературы

- [1] *Raether H. R.* Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings. — Springer, Berlin, 1988.
- [2] *Bozhevolnyi S. I., Volkov V. S., Leosson K., Boltasseva A.* Bend loss in surface plasmon polariton band-gap structures // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — v. 79. — pp. 1076–1078.
- [3] *Ropers C., Park D. J., Stibenz G., Steinmeyer G., Kim J., Kim D. S., Lienau C.* Femtosecond light transmission and subradiant damping in plasmonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — v. 94, no. 11. — p. 113901.
- [4] *Barnes W. L., Preist T. W., Kitson S. C., Sambles J. R.* Physical origin of photonic energy gaps in the propagation of surface plasmons on gratings // *Phys. Rev. B.* — 1996. — v. 54, no. 9. — pp. 6227–6244.
- [5] *Barnes W. L., Preist T. W., Kitson S. C., Sambles J. R., Cotter N. P. K., Nash D. J.* Photonic gaps in the dispersion of surface plasmons on gratings // *Phys. Rev. B.* — 1995. — v. 51, no. 16. — pp. 11164–11167.
- [6] *Li J., Iu H., Lei D. Y., Wan J. T. K., Xu J. B., Ho H. P., Waye M. Y., Ong H. C.* Dependence of surface plasmon lifetimes on the hole size in two-dimensional metallic arrays // *Appl. Phys. Lett.* — 2009. — v. 94. — p. 183112.
- [7] *Kim D. S., Hohng S. C., Malyarchuk V., Yoon Y. C., Ahn Y. H., Yee K. J., Park J. W., Kim J., Park Q. H., Lienau C.* Microscopic origin of surface-plasmon radiation in plasmonic band-gap nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — v. 91, no. 14. — p. 143901.
- [8] *Ropers C., Elsaesser T., Cerullo G., Zavelani-Rossi M., Lienau C.* Ultrafast optical excitations of metallic nanostructures: From light confinement to a novel electron source // *N. J. Phys.* — 2007. — v. 9, no. 10. — p. 397.

- [9] Vengurlekar A. S., Gopal A. V., Ishihara T. Femtosecond pulse distortion at surface plasmon resonances in a plasmonic crystal: Effect of surface plasmon lifetime // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — v. 89. — p. 181927.
- [10] Звездин А. К., Котов В. А. Магнитооптика тонких пленок. — Наука, 1988.
- [11] Buschow K. Handbook of magnetic materials. — Elsevier, Amsterdam, 2001. — v. 13. — pp. 229–422.
- [12] Zhdanov A. G., Fedyanin A. A., Baryshev A. V., Khanikaev A. B., Uchida H., Inoue M. Wood's anomaly in two-dimensional plasmon-assisted magnetophotonic crystals // *Proc. SPIE.* — v. 6728. — 2007. — pp. 67282V–67282V–9.
- [13] Grunin A., Chetvertukhin A., Dolgova T., Ezhov A., Fedyanin A. Magnetoplasmonic crystals based on commercial digital discs // *J. Appl. Phys.* — 2013. — v. 113, no. 17. — p. 17A946.
- [14] Chetvertukhin A., Grunin A., Dolgova T., Inoue M., Fedyanin A. Transversal magneto-optical Kerr effect in two-dimensional nickel magnetoplasmonic crystals // *J. Appl. Phys.* — 2013. — v. 113, no. 17. — pp. 17A942–17A942.
- [15] Savelev R., Makarov S., Krasnok A., Belov P. From optical magnetic resonance to dielectric nanophotonics (a review) // *Opt. Spectrosc.* — 2015. — v. 119, no. 4. — pp. 551–568.
- [16] Shcherbakov M. R., Neshev D., Hopkins B., Shorokhov A., Staude I., Melik-Gaykazyan E., Decker M., Ezhov A., Miroshnichenko A., Brener I. et al. Enhanced third-harmonic generation in silicon nanoparticles driven by magnetic response // *Nano Lett.* — 2014. — v. 14, no. 11. — pp. 6488–6492.
- [17] Shcherbakov M. R., Shorokhov A. S., Neshev D. N., Hopkins B., Staude I., Melik-Gaykazyan E. V., Ezhov A. A., Miroshnichenko A. E., Brener I., Fedyanin A. A. et al. Nonlinear interference and tailorable third-harmonic generation from dielectric oligomers // *ACS Photonics.* — 2015.

- [18] Yang Y., Boulesbaa A., Kravchenko I., Briggs D., Puretzky A., Geohegan D., Valentine J. G. Nonlinear conversion using Fano-resonant all-dielectric metasurfaces // *Nonlinear Optics* / Optical Society of America. — 2015. — pp. NTu2B–5.
- [19] Вабищевич П. П., Бессонов В. О., Сычев Ф. Ю., Щербakov М. Р., Долгова Т. В., Федянин А. А. Фемтосекундная динамика релаксации поверхностных плазмон-поляритонов в окрестности резонанса типа Фано // *Письма в ЖЭТФ*. — 2010. — т. 92, № 9. — с. 639–643.
- [20] Vabishchevich P. P., Shcherbakov M. R., Bessonov V. O., Dolgova T. V., Fedyanin A. A. Femtosecond pulse shaping with plasmonic crystals // *JETP Lett.* — 2015. — v. 101, no. 12. — pp. 787–792.
- [21] Vabishchevich P. P., Frolov A. Y., Shcherbakov M. R., Grunin A. A., Dolgova T. V., Fedyanin A. A. Magnetic field-controlled femtosecond pulse shaping by magnetoplasmonic crystals // *J. Appl. Phys.* — 2013. — v. 113, no. 17. — p. 17A947.
- [22] Shcherbakov M. R., Vabishchevich P. P., Frolov A. Y., Dolgova T. V., Fedyanin A. A. Femtosecond intrapulse evolution of the magneto-optic Kerr effect in magnetoplasmonic crystals // *Phys. Rev. B.* — 2014. — v. 90, no. 20. — p. 201405.
- [23] Shcherbakov M. R., Vabishchevich P. P., Shorokhov A. S., Chong K., Choi D.-Y., Staude I., Miroshnichenko A. E., Neshev D. N., Fedyanin A. A., Kivshar Y. S. Ultrafast all-optical switching with magnetic resonances in nonlinear dielectric nanostructures // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15, no. 10. — pp. 6985–6990.
- [24] Genet C., Ebbesen T. Light in tiny holes // *Nature*. — 2007. — v. 445, no. 7123. — pp. 39–46.
- [25] Ritchie R. H., Arakawa E. T., Cowan J. J., Hamm R. N. Surface-plasmon resonance effect in grating diffraction // *Phys. Rev. Lett.* — 1968. — v. 21, no. 22. — pp. 1530–1533.

-
- [26] Tsai M. W., Chuang T. H., Chang H. Y., Lee S. C. Dispersion of surface plasmon polaritons on silver film with rectangular hole arrays in a square lattice // *Appl. Phys. Lett.* — 2006. — v. 89. — p. 093102.
- [27] Lochbihler H. Surface polaritons on gold-wire gratings // *Phys. Rev. B.* — 1994. — v. 50, no. 7. — pp. 4795–4801.
- [28] Kitson S. C., Barnes W. L., Sambles J. R. Full photonic band gap for surface modes in the visible // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — v. 77, no. 13. — pp. 2670–2673.
- [29] Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., Wolff P. A. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature.* — 1998. — v. 391, no. 6668. — pp. 667–669.
- [30] Xie Y., Zakharian A. R., Moloney J. V., Mansuripur M. Transmission of light through periodic arrays of sub-wavelength slits in metallic hosts // *Opt. Express.* — 2006. — v. 14, no. 14. — pp. 6400–6413.
- [31] Benabbas A., Halté V., Bigot J. Y. Analytical model of the optical response of periodically structured metallic films // *Opt. Express.* — 2005. — v. 13, no. 22. — pp. 8730–8745.
- [32] Vengurlekar A. S. Optical properties of metallo-dielectric deep trench gratings: Role of surface plasmons and Wood-Rayleigh anomaly // *Opt. Lett.* — 2008. — v. 33, no. 15. — pp. 1669–1671.
- [33] Miroshnichenko A. E., Flach S., Kivshar Y. S. Fano resonances in nanoscale structures // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — v. 82. — pp. 2257–2298.
- [34] Wood R. XLII. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum // *Philos. Mag.* — 1902. — v. 4, no. 21. — pp. 396–402.
- [35] Fano U. Some theoretical considerations on anomalous diffraction gratings // *Phys. Rev.* — 1936. — v. 50. — pp. 573–573.

- [36] *Fano U.* On the anomalous diffraction gratings. ii // *Phys. Rev.* — 1937. — v. 51, no. 4. — p. 288.
- [37] *Fano U.* The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) // *J. Opt. Soc. Am.* — 1941. — v. 31, no. 3. — pp. 213–222.
- [38] *Billaudeau C., Collin S., Pardo F., Bardou N., Pelouard J.-L.* Tailoring radiative and non-radiative losses of thin nanostructured plasmonic waveguides // *Opt. Express.* — 2009. — v. 17, no. 5. — pp. 3490–3499.
- [39] *Genet C., Van Exter M. P., Woerdman J. P.* Fano-type interpretation of red shifts and red tails in hole array transmission spectra // *Opt. Commun.* — 2003. — v. 225, no. 4-6. — pp. 331–336.
- [40] *Sarrazin M., Vigneron J.-P., Vigoureux J.-M.* Role of Wood anomalies in optical properties of thin metallic films with a bidimensional array of subwavelength holes // *Phys. Rev. B.* — 2003. — v. 67. — p. 085415.
- [41] *Billaudeau C., Collin S., Pardo F., Bardou N., Pelouard J. L.* Toward tunable light propagation and emission in thin nanostructured plasmonic waveguides // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — v. 92. — p. 041111.
- [42] *Lamprecht B., Krenn J. R., Schider G., Ditlbacher H., Salerno M., Felidj N., Leitner A., Aussenegg F. R., Weeber J. C.* Surface plasmon propagation in microscale metal stripes // *Appl. Phys. Lett.* — 2001. — v. 79, no. 1. — pp. 51–53.
- [43] *Johnson P. B., Christy R. W.* Optical constants of the noble metals // *Phys. Rev. B.* — 1972. — v. 6. — pp. 4370–4379.
- [44] *Palik E. D.* Handbook of optical constants of solids. — Academic press, 1998. — v. 3.

-
- [45] *Kubo A., Pontius N., Petek H.* Femtosecond microscopy of surface plasmon polariton wave packet evolution at the silver/vacuum interface // *Nano Lett.* — 2007. — v. 7, no. 2. — pp. 470–475.
- [46] *Gong Y., Joly A. G., Hu D., El-Khoury P. Z., Hess W. P.* Ultrafast imaging of surface plasmons propagating on a gold surface // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15, no. 5. — pp. 3472–3478.
- [47] *Lemke C., Leißner T., Jauernik S., Klick A., Fiutowski J., Kjelstrup-Hansen J., Rubahn H.-G., Bauer M.* Mapping surface plasmon polariton propagation via counter-propagating light pulses // *Opt. Express.* — 2012. — v. 20, no. 12. — pp. 12877–12884.
- [48] *Temnov V. V., Woggon U., Dintinger J., Devaux E., Ebbesen T. W.* Surface plasmon interferometry: measuring group velocity of surface plasmons // *Opt. Lett.* — 2007. — v. 32, no. 10. — pp. 1235–1237.
- [49] *Rokitski R., Tetz K. A., Fainman Y.* Propagation of femtosecond surface plasmon polariton pulses on the surface of a nanostructured metallic film: Space-time complex amplitude characterization // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — v. 95, no. 17. — p. 177401.
- [50] *Lozovik Y. E., Merkulova S. P., Nazarov M. M., Shkurinov A. P., Masselin P.* Time-resolved nonlinear surface plasmon optics // *JETP Lett.* — 2002. — v. 75, no. 9. — pp. 461–464.
- [51] *Dogariu A., Thio T., Wang L., Ebbesen T. W., Lezec H. J.* Delay in light transmission through small apertures // *Opt. Lett.* — 2001. — v. 26, no. 7. — pp. 450–452.
- [52] *Gallmann L., Sutter D. H., Matuschek N., Steinmeyer G., Keller U., Iaconis C., Walmsley I. A.* Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction // *Opt. Lett.* — 1999. — v. 24, no. 18. — pp. 1314–1316.

- [53] *Andaloro R. V., Simon H. J., Deck R. T.* Temporal pulse reshaping with surface waves // *Appl. Opt.* — 1994. — v. 33, no. 27. — pp. 6340–6347.
- [54] *Trebino R., DeLong K. W., Fittinghoff D. N., Sweetser J. N., Krumbügel M. A., Richman B. A., Kane D. J.* Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating // *Rev. Sci. Instrum.* — 1997. — v. 68, no. 9. — pp. 3277–3295.
- [55] *Stibenz G., Ropers C., Lienau C., Warmuth C., Wyatt A. S., Walmsley I. A., Steinmeyer G.* Advanced methods for the characterization of few-cycle light pulses: a comparison // *Appl. Phys. B.* — 2006. — v. 83, no. 4. — pp. 511–519.
- [56] *O'Shea P., Akturk S., Kimmel M., Trebino R.* Practical issues in ultra-short-pulse measurements with “GRENOUILLE” // *Appl. Phys. B.* — 2004. — v. 79, no. 6. — pp. 683–691.
- [57] *Smirl A. L., Chen X., Buccafusca O.* Ultrafast time-resolved quantum beats in the polarization state of coherent emission from quantum wells // *Opt. Lett.* — 1998. — v. 23, no. 14. — pp. 1120–1122.
- [58] *Melentiev P., Afanasiev A., Tausenev A., Konyaschenko A., Klimov V., Balykin V.* Nanoscale and femtosecond optical autocorrelator based on a single plasmonic nanostructure // *Laser Phys. Lett.* — 2014. — v. 11, no. 10. — p. 105301.
- [59] *Faraday M.* Experimental researches in electricity. Nineteenth series // *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* — 1846. — v. 136. — pp. 1–20.
- [60] *Kerr J.* XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet // *Philos. Mag.* — 1877. — v. 3, no. 19. — pp. 321–343.
- [61] *Cooper B., Ehrenreich H.* The ferromagnetic Kerr effect in nickel // *Solid State Commun.* — 1964. — v. 2, no. 6. — pp. 171–174.
- [62] *Cooper B. R.* Theory of the interband ferromagnetic Kerr effect in nickel // *Phys. Rev.* — 1965. — v. 139. — pp. A1504–A1514.

- [63] *Oppeneer P., Maurer T., Sticht J., Kübler J.* Ab initio calculated magneto-optical Kerr effect of ferromagnetic metals: Fe and Ni // *Phys. Rev. B.* — 1992. — v. 45, no. 19. — p. 10924.
- [64] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. — Наука, 1982.
- [65] *Krinchik G.* Ferromagnetic Hall effect at optical frequencies and inner effective magnetic field of ferromagnetic metals // *J. Appl. Phys.* — 1964. — v. 35, no. 3. — pp. 1089–1092.
- [66] *Martin D., Doniach S., Neal K.* Magneto-optical behaviour of ferromagnetic metals // *Phys. Lett.* — 1964. — v. 9, no. 3. — pp. 224–226.
- [67] *Martin D., Neal K., Dean T.* The optical and magneto-optical behaviour of ferromagnetic metals // *Proc. Phys. Soc.* — 1965. — v. 86, no. 3. — p. 605.
- [68] *Krinchik G., Artem'ev V.* Magneto-optical properties of Ni, Co, and Fe in the ultraviolet, visible, and infrared parts of the spectrum // *Sov. Phys. JETP.* — 1968. — v. 26, no. 6. — pp. 1080–1085.
- [69] *van Engen P.* An experimental study of the magneto-optical properties of ferromagnetic alloys: Ph.D. thesis // Technological University, Delft. — 1983.
- [70] *Katayama T., Awano H., Nishihara Y.* Wavelength dependence of magneto-optical Kerr rotation in Co/Cu, Fe/Cu, Co/Au and Fe/Au compositionally modulated multilayered films // *J. Phys. Soc. Jpn.* — 1986. — v. 55, no. 8. — pp. 2539–2542.
- [71] *Visnovsky S., Krishnan R., Nyvlt M., Prosser V.* Optical behaviour of fe in magnetic multilayers // *J. Magn. Soc. Jpn.* — 1996. — v. 20. — pp. 41–46.
- [72] *Ferguson P., Stafsudd O., Wallis R.* Enhancement of the transverse Kerr magneto-optic effect by surface magnetoplasma waves // *Physica B+ C.* — 1977. — v. 89. — pp. 91–94.

- [73] *Chiu K., Quinn J.* Magnetoplasma surface waves in metals // *Phys. Rev. B.* — 1972. — v. 5, no. 12. — p. 4707.
- [74] *Кринчик Г., Ченурова Е., Краева Т.* Возбуждение поверхностных магнито-плазменных волн в никеле // *Письма в ЖЭТФ.* — 1984. — т. 40. — с. 47–50.
- [75] *González-Díaz J. B., García-Martín A., Armelles G., García-Martín J. M., Clavero C., Cebollada A., Lukaszew R., Skuza J., Kumah D., Clarke R.* Surface-magnetoplasmon nonreciprocity effects in noble-metal/ferromagnetic heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2007. — v. 76, no. 15. — p. 153402.
- [76] *Temnov V. V., Armelles G., Woggon U., Guzatov D., Cebollada A., Garcia-Martin A., Garcia-Martin J.-M., Thomay T., Leitenstorfer A., Bratschitsch R.* Active magneto-plasmonics in hybrid metal–ferromagnet structures // *Nature Photon.* — 2010. — v. 4, no. 2. — pp. 107–111.
- [77] *Vila E. F., Bendana Sueiro X. M., González-Díaz J. B., García-Martín A., García-Martín J. M., Cebollada Navarro A., Armelles Reig G., Meneses Rodríguez D., Sandoval E. M.* Surface plasmon resonance effects in the magneto-optical activity of Ag–Co–Ag trilayers // *IEEE Trans. Magn.* — 2008. — v. 44, no. 11. — pp. 3303–3306.
- [78] *Chetvertukhin A., Grunin A., Baryshev A., Dolgova T., Uchida H., Inoue M., Fedyanin A.* Magneto-optical Kerr effect enhancement at the Wood’s anomaly in magnetoplasmonic crystals // *J. Magn. Magn. Mater.* — 2012. — v. 324, no. 21. — pp. 3516–3518.
- [79] *Grunin A., Chetvertukhin A., Dolgova T., Ezhov A., Fedyanin A.* Magnetoplasmonic crystals based on commercial digital discs // *J. Appl. Phys.* — 2013. — v. 113, no. 17. — p. 17A946.
- [80] *Кочергин В., Топоров А., Вале́йко М.* Поляритонное усиление магнитооптического эффекта Фарадея // *Письма в ЖЭТФ.* — 1998. — т. 68, № 5. — с. 376–380.

- [81] *Clavero C., Yang K., Skuza J., Lukaszew R.* Magnetic-field modulation of surface plasmon polaritons on gratings // *Opt. Lett.* — 2010. — v. 35, no. 10. — pp. 1557–1559.
- [82] *Grunin A., Zhdanov A., Ezhov A., Ganshina E., Fedyanin A.* Surface-plasmon-induced enhancement of magneto-optical Kerr effect in all-nickel subwavelength nanogratings // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — v. 97, no. 26. — p. 261908.
- [83] *Armelles G., González-Díaz J. B., García-Martín A., García-Martín J. M., Cebollada A., González M. U., Acimovic S., Cesario J., Quidant R., Badenes G.* Localized surface plasmon resonance effects on the magneto-optical activity of continuous Au/Co/Au trilayers // *Opt. Express.* — 2008. — v. 16, no. 20. — pp. 16104–16112.
- [84] *Sapozhnikov M., Gusev S., Troitskii B., Khokhlova L.* Optical and magneto-optical resonances in nanocorrugated ferromagnetic films // *Opt. Lett.* — 2011. — v. 36, no. 21. — pp. 4197–4199.
- [85] *Ctistis G., Papaioannou E., Patoka P., Gutek J., Fumagalli P., Giersig M.* Optical and magnetic properties of hexagonal arrays of subwavelength holes in optically thin cobalt films // *Nano Lett.* — 2008. — v. 9, no. 1. — pp. 1–6.
- [86] *Torrado J., González-Díaz J. B., Armelles G., García-Martín A., Altube A., López-García M., Galisteo-López J., Blanco A., López C.* Tunable magneto-phonic response of nickel nanostructures // *Appl. Phys. Lett.* — 2011. — v. 99, no. 19. — p. 193109.
- [87] *Inoue M., Levy M., Baryshev A. V.* Magnetophotonics: From Theory to Applications. — Springer Science & Business Media, 2013.
- [88] *Strelniker Y. M., Bergman D. J.* Transmittance and transparency of subwavelength-perforated conducting films in the presence of a magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 2008. — v. 77, no. 20. — p. 205113.

- [89] Sepúlveda B., González-Díaz J. B., García-Martín A., Lechuga L. M., Armelletes G. Plasmon-induced magneto-optical activity in nanosized gold disks // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — v. 104, no. 14. — p. 147401.
- [90] Armelletes G., Cebollada A., García-Martín A., García-Martín J. M., González M. U., González-Díaz J. B., Ferreira-Vila E., Torrado J. Magnetoplasmonic nanostructures: systems supporting both plasmonic and magnetic properties // *J. Opt. A. Pure Appl. Opt.* — 2009. — v. 11, no. 11. — p. 114023.
- [91] Belotelov V., Bykov D., Doskolovich L., Kalish A., Zvezdin A. Extraordinary transmission and giant magneto-optical transverse Kerr effect in plasmonic nanostructured films // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2009. — v. 26, no. 8. — pp. 1594–1598.
- [92] Belotelov V., Akimov I., Pohl M., Kotov V., Kasture S., Vengurlekar A., Gopal A. V., Yakovlev D., Zvezdin A., Bayer M. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals // *Nat. Nanotechnol.* — 2011. — v. 6, no. 6. — pp. 370–376.
- [93] Tomita S., Kato T., Tsunashima S., Iwata S., Fujii M., Hayashi S. Magneto-optical Kerr effects of yttrium-iron garnet thin films incorporating gold nanoparticles // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — v. 96, no. 16. — p. 167402.
- [94] Jen S., Chen K. Enhancement of polar Kerr effect by forming Au nanoparticles on Ni surface // *J. Appl. Phys.* — 2005. — v. 97, no. 10.
- [95] Lu Y., Cho M., Kim J., Lee G., Lee Y., Rhee J. Magneto-optical enhancement through gyrotropic gratings // *Opt. Express.* — 2008. — v. 16, no. 8. — pp. 5378–5384.
- [96] Soref R. A., Bennett B. R. Kramers-kronig analysis of electro-optical switching in silicon // Cambridge Symposium-Fiber/LASE'86 / International Society for Optics and Photonics. — 1987. — pp. 32–37.

- [97] *Leonard S., van Driel H., Birner A., Gosele U.* All-optical ultrafast tuning of two-dimensional silicon photonic crystals via free-carrier injection // Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2001. QELS '01. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the. — 2001. — p. 159.
- [98] *Tan H., Van Driel H., Schweizer S., Wehrspohn R., Gösele U.* Tuning a 2-D silicon photonic crystal using nonlinear Optics // International Quantum Electronics Conference / Optical Society of America. — 2004. — p. IFD2.
- [99] *Haché A., Bourgeois M.* Ultrafast all-optical switching in a silicon-based photonic crystal // *Appl. Phys. Lett.* — 2000. — v. 77. — p. 4089.
- [100] *Tsang H., Wong C., Liang T., Day I., Roberts S., Harpin A., Drake J., Asghari M.* Optical dispersion, two-photon absorption and self-phase modulation in silicon waveguides at 1.5 μm wavelength // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — v. 80, no. 3. — pp. 416–418.
- [101] *Cocorullo G., Della Corte F., De Rosa R., Rendina I., Rubino A., Terzini E.* Fast infrared light modulation in a-Si:H micro-devices for fiber-to-the-home applications // *J. Non-Cryst. Solids.* — 2000. — v. 266. — pp. 1247–1251.
- [102] *Almeida V. R., Barrios C. A., Panepucci R. R., Lipson M.* All-optical control of light on a silicon chip // *Nature.* — 2004. — v. 431, no. 7012. — pp. 1081–1084.
- [103] *Preble S. F., Xu Q., Schmidt B. S., Lipson M.* Ultrafast all-optical modulation on a silicon chip // *Opt. Lett.* — 2005. — v. 30, no. 21. — pp. 2891–2893.
- [104] *Xu Q., Lipson M.* All-optical logic based on silicon micro-ring resonators // *Opt. Express.* — 2007. — v. 15, no. 3. — pp. 924–929.
- [105] *Mazurenko D. A., Kerst R., Dijkhuis J., Akimov A., Golubev V., Kurdyukov D., Pevtsov A., Sel'kin A.* Ultrafast optical switching in three-dimensional photonic crystals // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — v. 91, no. 21. — p. 213903.

- [106] *Nozaki K., Tanabe T., Shinya A., Matsuo S., Sato T., Taniyama H., Notomi M.* Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity // *Nature Photon.* — 2010. — v. 4, no. 7. — pp. 477–483.
- [107] *Min C., Wang P., Chen C., Deng Y., Lu Y., Ming H., Ning T., Zhou Y., Yang G.* All-optical switching in subwavelength metallic grating structure containing nonlinear optical materials // *Opt. Lett.* — 2008. — v. 33, no. 8. — pp. 869–871.
- [108] *MacDonald K. F., Sármson Z. L., Stockman M. I., Zheludev N. I.* Ultrafast active plasmonics // *Nature Photon.* — 2009. — v. 3, no. 1. — pp. 55–58.
- [109] *Pohl M., Belotelov V., Akimov I., Kasture S., Vengurlekar A., Gopal A., Zvezdin A., Yakovlev D., Bayer M.* Plasmonic crystals for ultrafast nanophotonics: optical switching of surface plasmon polaritons // *Phys. Rev. B.* — 2012. — v. 85, no. 8. — p. 081401.
- [110] *Wurtz G. A., Pollard R., Hendren W., Wiederrecht G., Gosztola D., Podolskiy V., Zayats A. V.* Designed ultrafast optical nonlinearity in a plasmonic nanorod metamaterial enhanced by nonlocality // *Nat. Nanotechnol.* — 2011. — v. 6, no. 2. — pp. 107–111.
- [111] *Ren M., Jia B., Ou J.-Y., Plum E., Zhang J., MacDonald K. F., Nikolaenko A. E., Xu J., Gu M., Zheludev N. I.* Nanostructured plasmonic medium for terahertz bandwidth all-optical switching // *Adv. Mater.* — 2011. — v. 23, no. 46. — pp. 5540–5544.
- [112] *Dani K. M., Ku Z., Upadhya P. C., Prasankumar R. P., Brueck S., Taylor A. J.* Subpicosecond optical switching with a negative index metamaterial // *Nano Lett.* — 2009. — v. 9, no. 10. — pp. 3565–3569.
- [113] *Thyrrerstrup H., Yüce E., Ctistis G., Vos W. L., Claudon J., Gérard J.-M.* Dynamics of all-optically switched micropillar resonances // *Appl. Phys. Lett.* — 2014. — v. 105, no. arXiv: 1401.2137. — p. 111115.

- [114] *Esser A., Seibert K., Kurz H., Parsons G. N., Wang C., Davidson B. N., Lucovsky G., Nemanich R. J.* Ultrafast recombination and trapping in amorphous silicon // *Phys. Rev. B.* — 1990. — v. 41. — pp. 2879–2884.
- [115] *Goldman J. R., Prybyla J. A.* Ultrafast dynamics of laser-excited electron distributions in silicon // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — v. 72, no. 9. — pp. 1364–1367.
- [116] *Othonos A.* Probing ultrafast carrier and phonon dynamics in semiconductors // *J. Appl. Phys.* — 1998. — v. 83, no. 4. — pp. 1789–1830.
- [117] *Sokolowski-Tinten K., Von der Linde D.* Generation of dense electron-hole plasmas in silicon // *Phys. Rev. B.* — 2000. — v. 61, no. 4. — pp. 2643–2650.
- [118] *Tanguy C., Hulin D., Mourchid A., Fauchet P., Wagner S.* Free-carrier and temperature effects in amorphous silicon thin films // *Appl. Phys. Lett.* — 1988. — v. 53, no. 10. — pp. 880–882.
- [119] *Fauchet P. M., Hulin D.* Ultrafast carrier relaxation in hydrogenated amorphous silicon // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1989. — v. 6, no. 5. — pp. 1024–1029.
- [120] *Notomi M., Tanabe T., Shinya A., Kuramochi E., Taniyama H.* On-chip all-optical switching and memory by silicon photonic crystal nanocavities // *Adv. Opt. Tech.* — 2008.
- [121] *Tanabe T., Taniyama H., Notomi M.* Carrier diffusion and recombination in photonic crystal nanocavity optical switches // *J. Lightwave Technol.* — 2008. — v. 26, no. 11. — pp. 1396–1403.
- [122] *Evlyukhin A. B., Reinhardt C., Seidel A., Luk'yanchuk B. S., Chichkov B. N.* Optical response features of Si-nanoparticle arrays // *Phys. Rev. B.* — 2010. — v. 82, no. 4. — p. 045404.
- [123] *Вайнштейн Л. А.* Электромагнитные волны. — Радио и связь, 1988.
- [124] *Mie G.* Contributions to the optics of turbid media, particularly of colloidal metal solutions // *Contributions to the Optics of turbid media, particularly of*

- colloidal metal solutions Transl. into ENGLISH from Ann. Phys.(Leipzig), v. 25, no. 3, 1908 p 377-445. — 1976. — v. 1. — pp. 377–445.*
- [125] *Staude I., Miroshnichenko A. E., Decker M., Fofang N. T., Liu S., Gonzales E., Dominguez J., Luk T. S., Neshev D. N., Brener I. et al.* Tailoring directional scattering through magnetic and electric resonances in subwavelength silicon nanodisks // *ACS Nano*. — 2013. — v. 7, no. 9. — pp. 7824–7832.
- [126] *Shalaev V. M.* Optical negative-index metamaterials // *Nature Photon*. — 2007. — v. 1, no. 1. — pp. 41–48.
- [127] *Smith D. R., Gollub J., Mock J. J., Padilla W. J., Schurig D.* Calculation and measurement of bianisotropy in a split ring resonator metamaterial // *J. Appl. Phys*. — 2006. — v. 100, no. 2. — p. 024507.
- [128] *Enkrich C., Wegener M., Linden S., Burger S., Zschiedrich L., Schmidt F., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.* Magnetic metamaterials at telecommunication and visible frequencies // *Phys. Rev. Lett*. — 2005. — v. 95, no. 20. — p. 203901.
- [129] *Luo C., Johnson S. G., Joannopoulos J., Pendry J.* All-angle negative refraction without negative effective index // *Phys. Rev. B*. — 2002. — v. 65, no. 20. — p. 201104.
- [130] *Schuller J. A., Zia R., Taubner T., Brongersma M.* Dielectric metamaterials based on electric and magnetic resonances of silicon carbide particles // *Plasmonics and Metamaterials* / Optical Society of America. — 2008. — p. JWD34.
- [131] *Ahmadi A., Mosallaei H.* Physical configuration and performance modeling of all-dielectric metamaterials // *Phys. Rev. B*. — 2008. — v. 77, no. 4. — p. 045104.
- [132] *Popa B.-I., Cummer S. A.* Compact dielectric particles as a building block for low-loss magnetic metamaterials // *Phys. Rev. Lett*. — 2008. — v. 100, no. 20. — p. 207401.

- [133] *Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Fu Y. H., Zhang J., Luk'yanchuk B.* Magnetic light // *Sci. Rep.* — 2012. — v. 2, no. 492.
- [134] *Miroshnichenko A. E., Evlyukhin A. B., Yu Y. F., Bakker R. M., Chipouline A., Kuznetsov A. I., Luk'yanchuk B., Chichkov B. N., Kivshar Y. S.* Nonradiating anapole modes in dielectric nanoparticles // *Nat. Commun.* — 2015. — v. 6.
- [135] *Luk'yanchuk B. S., Voshchinnikov N. V., Paniagua-Domínguez R., Kuznetsov A. I.* Optimum forward light scattering by spherical and spheroidal dielectric nanoparticles with high refractive index // *ACS Photonics.* — 2015. — v. 2, no. 7. — pp. 993–999.
- [136] *Шен И.* Принципы нелинейной оптики. — Наука, 1989.
- [137] *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. — Мир, 1966.
- [138] *Boyd R. W.* Nonlinear Optics. — Academic press, 2003.
- [139] *Thyagarajan K., Rivier S., Lovera A., Martin O. J.* Enhanced second-harmonic generation from double resonant plasmonic antennae // *Opt. Express.* — 2012. — v. 20, no. 12. — pp. 12860–12865.
- [140] *Kauranen M., Zayats A. V.* Nonlinear plasmonics // *Nature Photon.* — 2012. — v. 6, no. 11. — pp. 737–748.
- [141] *Константинова Т. В., Мелентьев П. Н., Афанасьев А. Е., Кузин А. А., Стариков П. А., Батулин А. С., Таусенев А. В., Конященко А. В., Балыкин В. И.* Наноотверстие в тонкой металлической пленке как эффективный нелинейно-оптический элемент // *ЖЭТФ.* — 2013. — т. 144, № 1. — с. 27.
- [142] *Melentiev P., Konstantinova T., Afanasiev A., Kuzin A., Baturin A., Tausenev A., Konyaschenko A., Balykin V.* Single nano-hole as a new effective nonlinear element for third-harmonic generation // *Laser Phys. Lett.* — 2013. — v. 10, no. 7. — p. 075901.

- [143] Мелентьев П. Н., Афанасьев А. Е., Балыкин В. И. Гигантская оптическая нелинейность плазмонных наноструктур // *Квант. электрон.* — 2014. — т. 44, № 6. — с. 547–551.
- [144] В.Г. Беспрозванных В. П. Нелинейная оптика. — изд-во Перм. гос. техн. ун-та, Пермь, 200 с, 2011.
- [145] Делоне Н. Нелинейная оптика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 64 с, 2003.
- [146] Kasymdzhanov M., Kurbanov S., Zakhidov E., Rakhimov R. Y., Khabibullaev P. One and two-photon absorption in multicomponent glasses and the measurement of cubic nonlinear susceptibility // *Opt. Spectrosc.* — 2006. — v. 101, no. 1. — pp. 109–113.
- [147] He G. S., Liu S. H. Physics of nonlinear Optics. — World Scientific, 1999. — v. 216.
- [148] Sutherland R. L. Handbook of nonlinear Optics. — CRC press, 2003.
- [149] Sheik-Bahae M., Said A., Wei T.-H., Hagan D. J., Van Stryland E. W. et al. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam // *IEEE J. Quant. Electron.* — 1990. — v. 26, no. 4. — pp. 760–769.
- [150] McMorro D., Lotshaw W. T., Melinger J. S., Buchner S., Pease R. L. Sub-bandgap laser-induced single event effects: Carrier generation via two-photon absorption // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* — 2002. — v. 49, no. 6. — pp. 3002–3008.
- [151] Boggess Jr T. F., Bohnert K. M., Mansour K., Moss S. C., Boyd I. W., Smirl A. L. Simultaneous measurement of the two-photon coefficient and free-carrier cross section above the bandgap of crystalline silicon // *IEEE J. Quant. Electron.* — 1986. — v. 22, no. 2. — pp. 360–368.
- [152] Woodall M., Soileau M., Smirl A. L. Two photon absorption, nonlinear refraction, and optical limiting in semiconductors // *Opt. Eng.* — 1985. — v. 24, no. 4. — pp. 613–623.

- [153] *Bristow A. D., Rotenberg N., Van Driel H. M.* Two-photon absorption and Kerr coefficients of silicon for 850-2200 nm // *Appl. Phys. Lett.* — 2007. — v. 90, no. 19. — p. 191104.
- [154] *Garcia H., Kalyanaraman R.* Phonon-assisted two-photon absorption in the presence of a dc-field: the nonlinear Franz–Keldysh effect in indirect gap semiconductors // *J. Phys. B.* — 2006. — v. 39, no. 12. — p. 2737.
- [155] *Street R.* Technology and applications of amorphous silicon. — Springer Science & Business Media, 2013. — v. 37.
- [156] *Street R. A.* Hydrogenated amorphous silicon. — Cambridge University Press, 2005.
- [157] *Chopra K., Paulson P., Dutta V. et al.* Thin-film solar cells: an overview // *Prog. Photov.* — 2004. — v. 12, no. 2-3. — pp. 69–92.
- [158] *Makarov S., Kudryashov S., Mukhin I., Mozharov A., Milichko V., Krasnok A., Belov P.* Tuning of magnetic optical response in a dielectric nanoparticle by ultrafast photoexcitation of dense electron–hole plasma // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15, no. 9. — pp. 6187–6192.
- [159] *Lewi T., Iyer P. P., Butakov N. A., Mikhailovsky A. A., Schuller J. A.* Widely tunable infrared antennas using free carrier refraction // *Nano Lett.* — 2015. — v. 15, no. 12. — pp. 8188–8193.
- [160] *Krasnok A. E., Miroshnichenko A. E., Belov P. A., Kivshar Y. S.* All-dielectric optical nanoantennas // *Opt. Express.* — 2012. — v. 20, no. 18. — pp. 20599–20604.
- [161] *Fu Y. H., Kuznetsov A. I., Miroshnichenko A. E., Yu Y. F., Luk'yanchuk B.* Directional visible light scattering by silicon nanoparticles // *Nat. Commun.* — 2013. — v. 4. — p. 1527.

- [162] *Fontana E.* Theoretical and experimental study of the surface plasmon resonance effect on a recordable compact disk // *Appl. Opt.* — 2004. — v. 43, no. 1. — pp. 79–87.
- [163] *Kaplan B., Guner H., Senlik O., Gurel K., Bayindir M., Dana A.* Tuning optical discs for plasmonic applications // *Plasmonics*. — 2009. — v. 4, no. 3. — pp. 237–243.
- [164] *Wollenhaupt M., Assion A., Baumert T.* Femtosecond laser pulses: linear properties, manipulation, generation and measurement // *Springer Handbook of Lasers and Optics*. — Springer, 2007. — pp. 937–983.
- [165] *Weiner A. M.* Ultrafast optical pulse shaping: A tutorial review // *Opt. Commun.* — 2011. — v. 284, no. 15. — pp. 3669–3692.
- [166] *Trebino R.* FROG. — Springer, 2000.
- [167] *Sala K. L., Kenney-Wallace G., Hall G. E. et al.* CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses // *IEEE J. Quant. Electron.* — 1980. — v. 16, no. 9. — pp. 990–996.
- [168] *Ikeda K., Shen Y., Fainman Y.* Enhanced optical nonlinearity in amorphous silicon and its application to waveguide devices // *Opt. Express*. — 2007. — v. 15, no. 26. — pp. 17761–17771.
- [169] *Bechtel J., Smith W. L.* Two-photon absorption in semiconductors with picosecond laser pulses // *Phys. Rev. B*. — 1976. — v. 13, no. 8. — p. 3515.
- [170] *Yoshida N., Shimizu Y., Honda T., Yokoi T., Nonomura S.* A study of absorption coefficient spectra in a-Si:H films near the transition from amorphous to crystalline phase measured by resonant photothermal bending spectroscopy // *J. Non-Cryst. Solids*. — 2008. — v. 354, no. 19. — pp. 2164–2166.
- [171] *Grillet C., Carletti L., Monat C., Grosse P., Bakir B. B., Menezo S., Fedeli J., Moss D. J.* High Kerr nonlinearity hydrogenated amorphous silicon nanowires

with low two photon absorption and high optical stability // *arXiv preprint arXiv:1405.2904*. — 2014.

- [172] *Narayanan K., Preble S. F.* Optical nonlinearities in hydrogenated-amorphous silicon waveguides // *Opt. Express*. — 2010. — v. 18, no. 9. — pp. 8998–9005.