

На правах рукописи

**Антонов Александр Алексеевич**

**Диэлектрические метаповерхности для  
аномального преломления света и  
максимальной оптической хиральности**

Специальность 1.3.8. —  
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2023

Работа выполнена в Отделе теоретических исследований Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук».

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, и.о. заведующего Отделом теоретических исследований  
**Горкунов Максим Валерьевич**

Официальные оппоненты: **Тиходеев Сергей Григорьевич**,  
доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент РАН,  
профессор кафедры общей физики и физики конденсированного состояния физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

**Баранов Денис Григорьевич**,  
кандидат физико-математических наук,  
ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией передовой нанофотоники и квантовых материалов Московского физико-технического института.

Ведущая организация: Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики».

Защита состоится \_\_\_\_ \_\_\_\_\_ 2023 г. в \_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета 24.1.245.01 при ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН по адресу: 119333, г. Москва, Ленинский пр. 59.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН <http://kif.ras.ru>.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 119333, г. Москва, Ленинский пр. 59, учёному секретарю диссертационного совета 24.1.245.01.

Автореферат разослан \_\_\_\_ \_\_\_\_\_ 2023 года.

Учёный секретарь  
диссертационного совета  
24.1.245.01,  
канд. физ.-мат. наук



К.В. Фролов

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Метаматериалы — искусственные структурированные материалы, электромагнитные свойства которых в большей степени определяются геометрической формой составных элементов и их взаимным расположением [1]. Плоские аналоги метаматериалов — метаповерхности — представляют собой, как правило, двумерные периодические массивы призм, характерные размеры которых соизмеримы с рабочими длинами волн [2]. Подобные структуры с уникальными функциональностями, не доступными при использовании стандартных материалов, чрезвычайно перспективны для устройств современной оптики, из-за чего учёные со всего мира активно исследуют метаповерхности на протяжении последних двух десятилетий. Первые реализованные на практике метаповерхности были металлическими. Однако большое поглощение в металлах делает их не такими перспективными для оптики, чего нельзя сказать о диэлектрических материалах с большими показателями преломления [3].

С помощью метаповерхностей можно контролировать волновой фронт [4], управлять поляризацией [5] и излучением [6] света как в рамках линейной, так и нелинейной оптики. Подобные структуры находят своё применение в металлинзах [7], фильтрах [8], биосенсорах [9], устройствах микроскопии [10], голографии [11], виртуальной и дополненной реальности [12]. Многие исследования посвящены тому, как приблизиться к фундаментальному пределу той или иной оптической функциональности, чтобы значительно расширить потенциальное применение соответствующих метаповерхностей. В данной работе рассматриваются две таких функциональности: аномальное преломление света под скользящими углами и максимальная оптическая хиральность.

Аномальное преломление света — направление большей части энергии падающей волны в выделенный дифракционный канал [13] — требуется для металлинз [7], устройств голографии [11] и делителей пучков света [14]. Было продемонстрировано, что в оптическом и инфракрасном диапазонах невозможно добиться аномального преломления света под большими углами стандартными метаповерхностями, состоящими из массивов цилиндров, призм и эшелеттов [15]. Для преодоления такого фундаментального ограничения используются метаповерхности причудливых форм, едва ли поддающихся аналитическому описанию. Геометрия таких структур определяется в ходе сложных оптимизаций, использующих большие компьютерные ресурсы.

Стоит отметить, что многообразие метаповерхностей не ограничивается массивами призм. В последнее время с помощью сфокусированного ионного пучка [16] или литографии с термосканирующим зондом [17] стало возможным создавать Фурье-метаповерхности — тонкие слои металла или диэлектрика с гладким периодическим рельефом в виде суммы нескольких Фурье-гармоник. Геометрия подобных структур определяется малым

числом параметров, что сильно упрощает оптимизацию. Использование Фурье-метаповерхностей позволило бы обойти сложности и ограничения, возникающие в случае стандартных метаповерхностей, и добиться простыми методами аномального преломления света под скользящими углами.

Хиральные метаповерхности — метаповерхности без зеркальных плоскостей симметрии — также представляют большой интерес для научного сообщества [18]. Подобные искусственные структуры селективно взаимодействуют с волнами разных круговых поляризацій, сильно превосходя по соответствующим показателям естественные материалы. Стремительный прогресс в создании хиральных метаповерхностей различного типа сделал актуальным вопрос о фундаментальном пределе — максимальной оптической хиральности. Максимальная оптическая хиральность достигается, если структура не взаимодействует с волной одной круговой поляризации и полностью блокирует (например, отражает или поглощает) волну с противоположной поляризацией [19]. Стоит отметить, что подобное селективное взаимодействие со светом разных поляризацій может наблюдаться и у ахиральных структур с зеркальными плоскостями симметрии. В таком случае разница между «левым» и «правым» обуславливается оптическим экспериментом: наклон падающих волн «убирает» зеркальную плоскость симметрии, а соответствующая оптическая функциональность называется внешней хиральностью [20]. К 2020 году реализуемая на практике оптическая хиральность в подавляющем большинстве случаев была далека от фундаментальных пределов. В то же время сложилось общее понимание того, что максимально хиральные метаповерхности позволили бы приложениям и устройствам для квантовой информатики [21], лазерной генерации [22] и исследований молекулярной хиральности [23] выйти на качественно новый уровень. Это придало теоретическим работам о максимально хиральных метаповерхностях особую актуальность и значимость.

**Целью** данной работы было предложить и теоретически исследовать диэлектрические метаповерхности для аномального преломления света под скользящими углами и для достижения максимальной оптической хиральности.

Были поставлены следующие **задачи**:

1. В рамках гипотезы Рэлея описать взаимодействие света с диэлектрическими Фурье-метаповерхностями и создать соответствующий простой метод оптимизации;
2. Показать возможность аномального преломления света под скользящими углами с помощью Фурье-метаповерхностей из разных материалов, а также определить границы применимости гипотезы Рэлея для таких структур;
3. Расширить функционал Фурье-метаповерхностей и добиться отклонения света в широком угловом диапазоне за счёт переключения между дифракционными режимами, в каждом из которых

- аномальное преломление света происходит на длинах волн, близких к порогу дифракции;
4. Продемонстрировать, как нарушениями симметрии трансформировать неизлучающие связанные состояния в континууме (ССК) в максимально хиральные квази-ССК, не взаимодействующие с волнами определенных круговых поляризаций;
  5. В рамках численного моделирования показать, что с помощью диэлектрических метаповерхностей с вращательной симметрией четвертого порядка возможно добиться максимальной хиральности: пропускания волны с одной круговой поляризацией и полного поглощения волны с противоположной поляризацией;
  6. В рамках численного моделирования показать, что при наличии максимального хирального квази-ССК диэлектрические метаповерхности без элементов симметрии пропускают волны с одной круговой поляризацией и резонансно отражают волны с противоположной поляризацией;
  7. С помощью мультипольного разложения дать объяснение максимальной внешней хиральности метаповерхности с зеркальными плоскостями симметрии.

#### **Научная новизна:**

1. На основе приближений гипотезы Рэлея создан простой метод оптимизации диэлектрических Фурье-метаповерхностей;
2. Определены геометрические параметры Фурье-метаповерхностей для аномального преломления света под скользящими углами;
3. Представлены кремниевые Фурье-метаповерхности, работающие в двух дифракционных режимах, в каждом из которых аномальное преломление происходит на длинах волн, близких к порогу дифракции. Это позволяет небольшими изменениями оптической системы управляемо отклонять преломленный свет в широком угловом диапазоне;
4. Показано, как небольшими нарушениями симметрии трансформировать ССК в максимально хиральные квази-ССК, не взаимодействующие с волнами определенных круговых поляризаций;
5. В рамках численного моделирования продемонстрировано, что диэлектрические метаповерхности с максимально хиральными квази-ССК и с вращательной симметрией четвертого порядка полностью прозрачны для света с одной круговой поляризацией и поглощают свет с противоположной поляризацией;
6. С помощью численного моделирования показано, как диэлектрические метаповерхности без элементов симметрии и с максимально хиральным квази-ССК не взаимодействуют со светом с одной круговой поляризацией и резонансно отражают свет с противоположной поляризацией;

7. В терминах мультипольного разложения дано объяснение максимальной внешней хиральности кремниевой метаповерхности с зеркальными плоскостями симметрии.

**Практическая значимость:**

1. Созданный простой метод оптимизации Фурье-метаповерхностей может быть использован не только для достижения аномального преломления света под скользящими углами, но и для обеспечения других оптических режимов с соответствующими дифракционными каналами, углами преломления и поляризациями;
2. Предложенные Фурье-метаповерхности имеют прикладное значение для широкоапертурных металинз и оптических систем с переключаемым отклонением преломленного света в широком угловом диапазоне;
3. Представленные максимально хиральные метаповерхности перспективны для сенсоров и фотодетекторов, а также для устройств, генерирующих высшие гармоники и лазерное излучение;
4. Плоские резонаторы, составной частью которых являются метаповерхности с внешней максимальной хиральностью, чрезвычайно перспективны для хиральной фото и электролюминесценции.

**Методология и методы исследования:** приближения гипотезы Рэлея, численные оптимизации с помощью стандартных программ MATLAB, формализм S-матрицы и теория связанных мод, мультипольное разложение, численное моделирование в COMSOL Multiphysics.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Фурье-метаповерхности из материала с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \geq 5$  и рельефом, представленным в виде суммы трёх гармоник Фурье, аномально преломляют видимый свет с дифракционной эффективностью более чем 80% под углами вплоть до  $84^\circ$  по отношению к нормали поверхности. Взаимодействие света с подобными кремниевыми Фурье-метаповерхностями может быть описано в рамках теории на основе гипотезы Рэлея;
2. Кремниевые Фурье-метаповерхности отклоняют аномально преломленный свет на  $154^\circ$  при переключении между двумя оптическими режимами с доминирующими противоположными каналами дифракции. Переключение между режимами осуществляется либо наклоном падающей волны на  $2^\circ$ , либо изменением диэлектрической проницаемости подложки на 0.1;
3. Вырожденные максимально хиральные квази-связанные состояния в континууме позволяют диэлектрической метаповерхности с вращательной симметрией четвёртого порядка быть прозрачной для света с одной круговой поляризацией и резонансно поглощать свет с противоположной поляризацией;
4. Максимально хиральное квази-связанное состояние в континууме обеспечивает прозрачность диэлектрической метаповерхности для

волн с одной круговой поляризацией и резонансное отражение волн с противоположной поляризацией, несмотря на отсутствие элементов точечной симметрии структуры;

5. Суперпозиция двух компонент электрического дипольного и одной компоненты магнитного дипольного моментов обеспечивает максимальную внешнюю хиральность метаповерхности, состоящей из кремниевых призм с равнобедренным треугольником в основании.

**Достоверность.** Достоверность полученных результатов в рамках аналитической теории на основе гипотезы Рэлея обеспечивается совпадением с аналогичными результатами, полученными с помощью полномасштабного численного моделирования. Селективность взаимодействия диэлектрических метаповерхностей с волнами разных круговых поляризаций как при нормальном, так и при наклонном падении была подтверждена экспериментально. Все представленные результаты опубликованы в рецензируемых и индексируемых международных научных изданиях [A1-A5].

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы были доложены автором в виде пяти устных докладов на ведущих профильных международных конференциях: METANANO 2020, V International Conference on Metamaterials and Nanophotonics, Online; OSA Advanced Photonics Congress 2021, Online; METANANO 2021, VI International Conference on Metamaterials and Nanophotonics, Online; Days on Diffraction 2023, Санкт-Петербург, Россия (два доклада). Материалы данной работы удостоены двух премий имени профессора Владимира Сергеевича Голубева на молодёжных конкурсах ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в 2019 и 2022 годах, а также премии ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН на общем конкурсе научных работ в 2021 году.

**Личный вклад.** Автором получен метод оптимизации диэлектрических метаповерхностей на основе приближений гипотезы Рэлея. Проведены оптимизации и получены Фурье-метаповерхности, аномально преломляющие свет под скользящими углами, а также метаповерхности, отклоняющие преломленный свет в широком угловом диапазоне за счёт небольшого изменения оптической системы. Определены границы применимости гипотезы Рэлея для метаповерхностей из разных материалов, аномально преломляющих свет под скользящими углами. Автором продемонстрировано, как нарушениями симметрии трансформировать неизлучающие ССК в максимально хиральные квази-ССК. В рамках численного моделирования показано, что максимальная хиральность может быть получена с помощью диэлектрических метаповерхностей, поглощающих или отражающих свет с определённой круговой поляризацией, в зависимости от наличия или отсутствия вращательной симметрии. Проведён численный анализ собственных состояний ахиральной метаповерхности. С помощью мультипольного разложения дано объяснение максимальной внешней хиральности в широком диапазоне углов падения света.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 публикациях, 5 из которых опубликованы в журналах, индексируемых международными базами (Web of Science, Scopus) и рекомендованных ВАК, 5 — в сборниках трудов конференций.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 101 страницы, включая 19 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 157 наименований.

## Содержание работы

В **введении** обосновывается актуальность исследований, формулируется цель и ставятся задачи, описываются практическая значимость и научная новизна диссертационной работы.

**Первая глава** содержит литературный обзор актуальных исследований в области оптических метаповерхностей.

**Раздел 1.1** посвящён работам о метаповерхностях, аномально преломляющих и отражающих свет под большими и скользящими углами. Рассмотрены основные способы достижения больших углов преломления и отражения для света СВЧ и оптического диапазонов.

**Раздел 1.2** содержит литературный обзор работ об искусственной оптической хиральности. Показано, как элементы симметрии метаповерхностей определяют разные проявления оптической хиральности.

**Вторая глава** посвящена диэлектрическим Фурье-метаповерхностям и их оптической функциональности, в частности — аномальному преломлению света под скользящими углами.

В **разделе 2.1** создан метод оптимизации Фурье-метаповерхностей на основе приближений гипотезы Рэлея [A1].

Взаимодействие света с Фурье-метаповерхностями, имеющими гладкий рельеф, может быть описано простыми аналитическими методами, например, с помощью приближений гипотезы Рэлея (ГР). Согласно гипотезе, только первоначальная волна падает на любую точку границы раздела двух сред. Вторичные волны, отражённые от поверхности, на границу раздела не попадают [24].

Для наглядности рассматривается ТМ-поляризованный свет с длиной волны  $\lambda$ , падающий вдоль оси  $z$  под углом  $\theta_{in}$  на Фурье-метаповерхность, которая заключена между рельефом  $z = \zeta(x)$  с периодом  $\Lambda$  и плоскостью  $z = d$  (см. Рис. 1(a)). В работе [25] было показано, как в рамках ГР получить связь между амплитудами полей «до» и «после» рельефа  $z = \zeta(x)$ . Комбинируя данные соотношения с условиями непрерывности полей на плоской границе раздела  $z = d$ , можно получить набор из линейных уравнений относительно  $a_{1m}$  и  $a_{3m}$  — амплитуд отраженных и прошедших волн с дифракционными порядками  $m$ . Далее решается система из  $4Q + 2$



линейных уравнений, где  $Q$  – целое число, физический смысл которого – количество учитываемых гармоник ( $|m| \leq Q$ ). Полученные значения амплитуд  $a_{1m}$  и  $a_{3m}$  позволяют вычислить дифракционные эффективности – отношение энергии «ушедшей» через данный дифракционный канал  $m$  к энергии падающей волны. В частности, дифракционная эффективность на пропускание в подложке с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_S$  имеет вид:

$$\eta_m = \frac{|a_{3m}|^2}{\cos(\theta_{in})\sqrt{\varepsilon_S}} \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_S} \left( \sin(\theta_{in}) + \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)^2}. \quad (1)$$

Рельеф метаповерхности задан в виде суммы трёх Фурье-гармоник:

$$\zeta(x) = c_1 \cos(2\pi x/\Lambda) + c_2 \cos(4\pi x/\Lambda) + s_2 \sin(4\pi x/\Lambda). \quad (2)$$

Амплитуды рельефа  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $s_2$  и положение плоской границы  $d$  являются оптимизационными переменными. Далее, используя стандартные функции среды MATLAB, можно добиться максимальной эффективности выбранного дифракционного канала  $m$  на заданной длине волны  $\lambda$  и с углом преломления  $\theta_{out} = \arcsin [(\sin(\theta_{in}) + m\lambda/\Lambda) / \sqrt{\varepsilon_S}]$ . В работе [A1] создан не только данный метод оптимизации на основе приближений ГР, но и рассмотрены рельефы метаповерхностей с большим числом Фурье-гармоник, а также показано влияние параметра  $Q$  на получаемый результат.

Важно отметить, что в отличие от металлов [26], для диэлектриков нет каких-либо явных границ применимости ГР. В связи с этим каждый результат, полученный в приближении ГР, проверяется с помощью численного моделирования методом конечных элементов (МКЭ) в коммерческом программном пакете COMSOL Multiphysics.

В **разделе 2.2** получены диэлектрические Фурье-метаповерхности, аномально преломляющие свет под скользящими углами. В качестве материала метаповерхности в первую очередь рассматривается кремний [A1, A7], ввиду его относительно большого показателя преломления, умеренных потерь в видимом и инфракрасном диапазонах [27], а также из-за возможности экспериментально создать соответствующие структуры современными технологиями [3; 16].

Требуется получить максимально возможную дифракционную эффективность  $\eta_{+1}$  (1) при нормальном падении ( $\theta_{in} = 0^\circ$ ) зелёного света с  $\lambda = 532$  нм на кремниевую Фурье-метаповерхность с табличными значениями  $\varepsilon$  [27]. При отсутствии подложки ( $\varepsilon_S = 1$ ) и периоде рельефа  $\Lambda = 535$  нм дифракционный угол составляет  $\theta_{out} \approx 84^\circ$ .

Оптимизации проводились как с помощью теории в приближении ГР с  $Q = 14$ , так и численным моделированием МКЭ. Оба метода оптимизаций сошлись к одному и тому же результату:  $c_1 = 50.4$  нм,  $c_2 = 4.4$  нм,  $s_2 = -45.4$  нм и  $d = 92.7$  нм (см. вставку на Рис. 1(б)). Посчитанные спектры  $\eta_{+1}$  представлены на Рис. 1(б), из которых видно, как теория

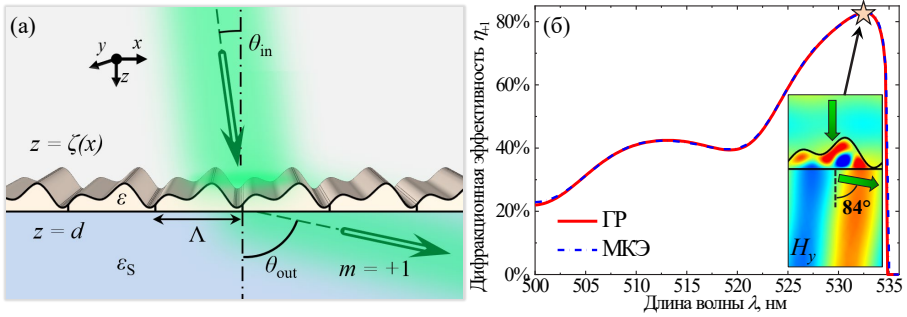


Рис. 1 — Фурье-метаповерхность, anomalно преломляющая свет под скользящими углами, что схематично изображено на (а). На (б) показаны спектры дифракционной эффективности  $\eta_{+1}$ , полученные в приближении ГР и МКЭ, при нормальном падении света на оптимизированную кремниевую Фурье-метаповерхность. Звёздочкой обозначена дифракционная эффективность  $\eta_{+1} \approx 83\%$  на длине волны  $\lambda = 532$  нм. На вставке изображена метаповерхность с распределением компоненты магнитного поля  $H_y$ .

в приближении ГР отлично воспроизводит результаты, получаемые в ходе полномасштабного численного моделирования МКЭ. На длине волны  $\lambda = 532$  нм значение дифракционной эффективности  $\eta_{+1} \approx 83\%$  (звёздочка на спектрах). Судя по вставке на Рис. 1(б), на которой изображено распределение компоненты магнитного поля  $H_y$ , под метаповерхностью формируется практически плоская волна и распространяется под углом, близкому к  $90^\circ$ .

Также в разделе показывается, какие материалы помимо кремния можно использовать для получения anomalного преломления света под скользящими углами с помощью Фурье-метаповерхностей [A2, A6].

Снова предполагается, что зелёный свет с  $\lambda = 532$  нм нормально падает на Фурье-метаповерхность с рельефом (2) и преломляется под углом  $\theta_{out} \approx 84^\circ$ . Значение  $\epsilon$  в отсутствие поглощения постепенно уменьшается, начиная с  $\epsilon = 17$ , что соответствует кремнию на заданной длине волны. При каждом значении  $\epsilon$  производятся оптимизации для достижения максимально возможной  $\eta_{+1}$ . На Рис. 2 представлены результаты оптимизаций, полученные в приближении ГР и МКЭ. Примеры поперечных сечений метаповерхностей для определённых диапазонов  $\epsilon$  показаны соответствующими цветами. Видно, что определённые формы метаповерхностей характерны для соответствующих диапазонов  $\epsilon$ , и чем меньше  $\epsilon$ , тем эти диапазоны становятся уже. Таким образом, для достижения максимально возможной  $\eta_{+1}$  с помощью Фурье-метаповерхностей из таких материалов как  $\text{LiNbO}_3$  или  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , требуется тщательно контролировать как показатель преломления, так и дисперсию материала.

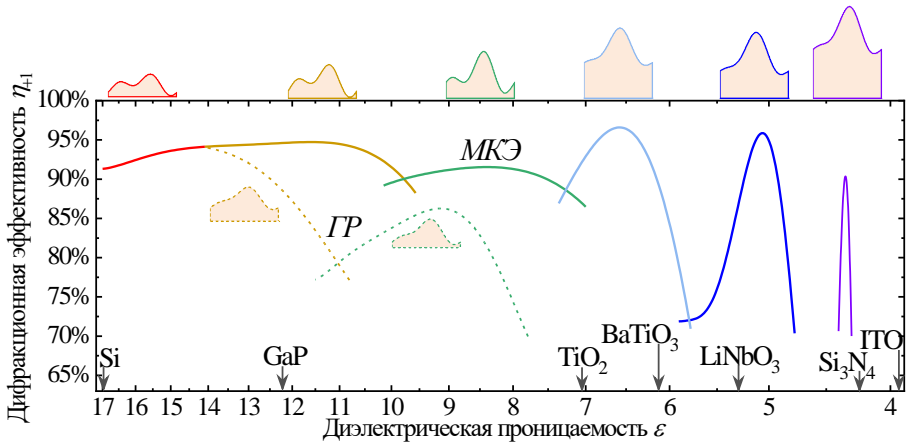


Рис. 2 — Фурье-метаповерхности с разными  $\epsilon$ , аномально преломляющие нормально падающий свет с  $\lambda = 532$  нм под углом  $84^\circ$ . Результаты, полученные в рамках ГР и МКЭ, показаны пунктирными и сплошными линиями соответственно. Сверху представлены примеры поперечных сечений метаповерхностей для соответствующих диапазонов  $\epsilon$ . Снизу показаны табличные значения  $\epsilon$  различных материалов на длине волны  $\lambda = 532$  нм.

Из Рис. 2 также определяются границы применимости ГР для подобных структур. При  $\epsilon \geq 14$  оба метода оптимизаций сходятся к одному и тому же результату (красная линия). При меньших  $\epsilon$  результаты разные: МКЭ сходится к рельефам с большой амплитудой и с максимально возможными  $\eta_{+1}$ . В это же время ГР сходится к более гладким рельефам (пунктирные линии), но с меньшей  $\eta_{+1}$ .

В **разделе 2.3** показано, как расширить функционал Фурье-метаповерхностей и добиться управляемого отклонения преломленного света в широком угле диапазоне [A2, A8].

Преломление света под скользящими углами происходит на длинах волн, близких к соответствующему порогу дифракции. Небольшое изменение оптической системы, например, наклон падающей волны или изменение диэлектрической проницаемости подложки, может «закрыть» доминирующий дифракционный канал. При этом энергия света перераспределяется между оставшимися «открытыми» каналами дифракции. Если обеспечить перераспределение большей части энергии в один канал, то итоговая оптическая система будет управлять отклонять преломленный свет в широком угловом диапазоне.

Предполагается, что кремниевые Фурье-метаповерхности работают в двух режимах: аномальное преломление света происходит в  $m = +1$  и  $m = -1$  дифракционные каналы соответственно. Как и раньше, зеленый свет с  $\lambda = 532$  нм нормально падает на метаповерхность с периодом

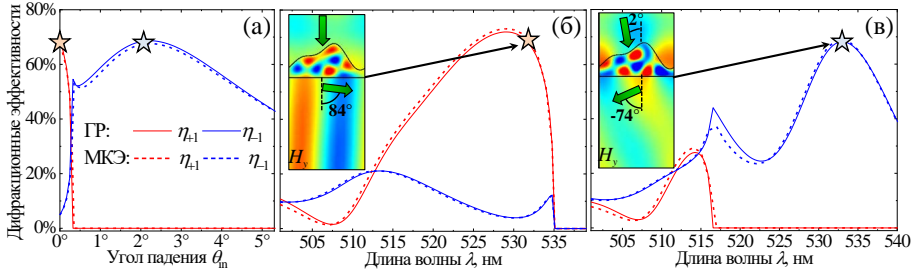


Рис. 3 — Оптимизированная в рамках ГР и МКЭ кремниевая Фурье-метасуперficieция для отклонения преломленного света за счёт изменения угла падения  $\theta_{in}$ . Зависимости дифракционных эффективностей  $\eta_{\pm 1}$  от угла падения  $\theta_{in}$  для  $\lambda = 532$  нм изображены на (а). Спектры  $\eta_{\pm 1}$  при нормальном ( $\theta_{in} = 0^\circ$ ) и наклонном ( $\theta_{in} = 2^\circ$ ) падении представлены на (б) и (в) соответственно. Звёздочки показывают оптимизированные значения  $\eta_{\pm 1}$ . На вставках изображены метасуперficieция с распределениями магнитного поля  $H_y$  в разных дифракционных режимах.

$\Lambda = 535$  нм и аномально преломляется под углом  $\theta_{out} \approx 84^\circ$ . Согласно подкоренному выражению в (1), увеличение угла падения до  $\theta_{in} = 2^\circ$  «закрывает»  $m = +1$  канал дифракции, а угол преломления для «открытого»  $m = -1$  канала становится  $\theta_{out} \approx -74^\circ$ . На Рис. 3 представлены результаты оптимизаций с помощью обоих методов, где звёздочки показывают достигнутые оптимальные значения  $\eta_{\pm 1} \approx 70\%$  при соответствующих углах падения. Согласно Рис. 3(а),  $m = +1$  дифракционный канал резко «закрывается» при небольшом наклоне падающей волны, в то время как  $\eta_{-1}$  быстро растёт и достигает своего максимального значения при  $\theta_{in} = 2^\circ$ . На Рис. 3(б) и (в) представлены спектры  $\eta_{\pm 1}$  при  $\theta_{in} = 0^\circ$  и  $\theta_{in} = 2^\circ$  соответственно. На вставках показаны распределения  $H_y$  вблизи метасуперficieция на длине волны  $\lambda = 532$  нм. В итоге небольшим наклоном падающей волны можно отклонять аномально преломленный свет на  $158^\circ$ .

Похожий результат получен для разных значений диэлектрической проницаемости подложки  $\epsilon_S$ . При падении зелёного света под углом  $\theta_{in} = 2^\circ$  на Фурье-метасуперficieция с периодом  $\Lambda = 365$  нм значения  $\epsilon_S = 2.3$  и  $\epsilon_S = 2.2$  обеспечивают углы дифракции  $\theta_{out} \approx 80^\circ$  и  $\theta_{out} \approx -74^\circ$  соответственно. На Рис. 4 представлены спектры  $\eta_{\pm 1}$  для двух дифракционных режимов с разными значениями  $\epsilon_S$ . Оптимизированные дифракционные эффективности при  $\lambda = 532$  нм (звёздочки на спектрах) достигают значений  $\eta_{+1} \approx 88\%$  и  $\eta_{-1} \approx 78\%$ . Таким образом, изменение  $\epsilon_S$  на 0.1 приводит к отклонению преломленного света на  $154^\circ$ . На практике такое переключение между двумя оптическими режимами может быть осуществлено с помощью жидких кристаллов, ориентация которых изменяется при приложении внешнего поля или изменении температуры.

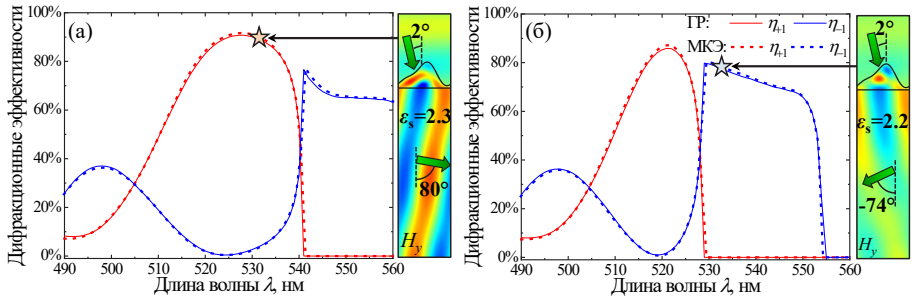


Рис. 4 — Оптимизированная в рамках ГР и МКЭ кремниевая Фурье-метасповерхность для отклонения преломленного света за счёт изменения диэлектрической проницаемости подложки  $\epsilon_S$ . Спектры  $\eta_{\pm 1}$  при  $\epsilon_S = 2.3$  и  $\epsilon_S = 2.2$  представлены на (б) и (в) соответственно. Звёздочки показывают оптимизированные значения  $\eta_{\pm 1}$ . На вставках изображены метасповерхность с распределениями магнитного поля  $H_y$  в разных дифракционных режимах.

**Третья глава** посвящена максимально хиральным метасповерхностям как при нормальном, так и при наклонном падении света.

В **разделе 3.1** кратко изложены теоретические основы максимальной хиральности, сформулированные в рамках формализма S-матрицы и теории связанных мод (ТСМ).

Предполагается, что свет, поляризованный вдоль векторов  $\mathbf{e}_{R,L} = (\mathbf{e}_x \mp i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ , нормально падает на метасповерхность в направлении оси  $z$ . Все возможные амплитуды пропускания  $t_{fi}$  и отражения  $r_{fi}$  волн с начальными и конечными поляризациями вдоль векторов  $\mathbf{i}$  и  $\mathbf{f}$  соответственно записываются через S-матрицу. На основе работы [28] в рамках ТСМ представлено выражение для S-матрицы через параметры связи  $m_{R,L}$ , отвечающих за взаимодействие собственного состояния метасповерхности с волнами правых (ПКП) и левых (ЛКП) круговых поляризаций. В общем случае параметр связи определяется интегралом перекрытия [29]:

$$m_e \propto \int_V e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e} dV, \quad (3)$$

где падающая волна с волновым вектором  $\mathbf{k}$  поляризована вдоль единичного вектора  $\mathbf{e}$ , а  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  — плотность тока смещения в объёме  $V$ . В качестве собственных состояний метасповерхности используются неизлучающие ССК, которые нарушениями симметрии трансформируются в излучающие квази-ССК с определённой добротностью и поляризацией [29].

Для количественной оценки оптической хиральности используется значение кругового дихроизма (КД):

$$CD = \frac{|t_{RR}|^2 - |t_{LL}|^2}{|t_{RR}|^2 + |t_{LL}|^2}. \quad (4)$$

Максимальная оптическая хиральность достигается при значении числителя в (4) близкому к  $\pm 1$ .

В **разделе 3.2** с помощью численного моделирования продемонстрированы максимально хиральные метаповерхности с квази-ССК и с вращательной симметрией четвёртого порядка [A3].

В работе [28] было показано, что в случае метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого порядка, собственные состояния с частотой  $\omega_0$  должны быть вырожденными, а соответствующие электрические поля при  $z \rightarrow \infty$  должны стремиться к полям плоской волны с компонентами  $E_x(z) = \pm iE_y(z)$ . Обозначим данные состояния как «+» и «-». Из подобных соображений в работе [28] было получено:

$$|t_{RR}|^2 - |t_{LL}|^2 = 2\gamma_d \frac{|m_+|^2 - |m_-|^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_r + \gamma_d)^2}, \quad (5)$$

где  $\omega$  – частота падающей волны, а  $\gamma_r$  и  $\gamma_d$  отвечают за радиационные потери и потери на поглощение соответственно. Из (5) видно, что оптическая хиральность невозможна без потерь на поглощение, так как правая часть равенства обращается в ноль при  $\gamma_d = 0$ . Используя лемму Лоренца о взаимности можно показать, что структуры с вращательной симметрией с порядком  $N \geq 3$  либо пропускают свет без изменения круговой поляризации ( $|t_{RR}|$  и  $|t_{LL}| \neq 0$ ), либо ахирально отражают его как обычное зеркало ( $|r_{LR}| = |r_{RL}| \neq 0$ ). В таком случае ненулевое значение КД (4) обеспечивается разным поглощением  $A_{R,L}$  волн с ПКП и ЛКП:  $|t_{RR}|^2 - |t_{LL}|^2 = (1 - |r_{LR}|^2 - A_R) - (1 - |r_{RL}|^2 - A_L) = A_L - A_R$ .

Для максимальной хиральности требуется, чтобы метаповерхность была прозрачной для света, например, с ПКП:  $|t_{RR}|^2 = 1$ . Это можно обеспечить изолировав квази-ССК от волн с соответствующей поляризацией:  $m_- = 0$ . Далее из [28] следует, что  $|m_+|^2 = 2\gamma_r$ . При подстановке параметров связи в (5) видно, что  $|t_{LL}|$  обращается в ноль при  $\omega = \omega_0$ , если выполняется  $\gamma_d = \gamma_r$ . Последнее условие соответствует режиму критической связи – резонатор получает ровно столько энергии, сколько может поглотить за счёт диэлектрических потерь в материале [30].

Чтобы обеспечить  $m_- = 0$  используется ССК в виде антипараллельного дипольного резонанса пары одинаковых диэлектрических стержней:  $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ . Параметр связи такого ССК, очевидно, равен нулю:  $m_e \propto \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e} + \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{e} = 0$ . Поворот каждого из стержней на угол  $\theta$  (см. Рис. 5(a)) убирает соответствующую зеркальную плоскость симметрии и трансформирует ССК в линейно поляризованное квази-ССК с  $m_x \propto p \sin \theta$ . Вертикальный сдвиг стержней на величину  $d$  (см. Рис. 5(б)) обеспечивает ещё одно линейно поляризованное квази-ССК с  $m_y \propto pe^{-ikd/2} \sin(kd/2)$ . Комбинация обоих нарушений симметрии делает структуру хиральной с  $m_{\mp} \propto m_x \mp im_y \propto pe^{-ikd/2} \sin(\theta \mp kd/2)$ . Таким образом, метаповерхность не взаимодействует со светом с ПКП ( $m_- = 0$ ), если выполняется  $\theta = kd/2$ .

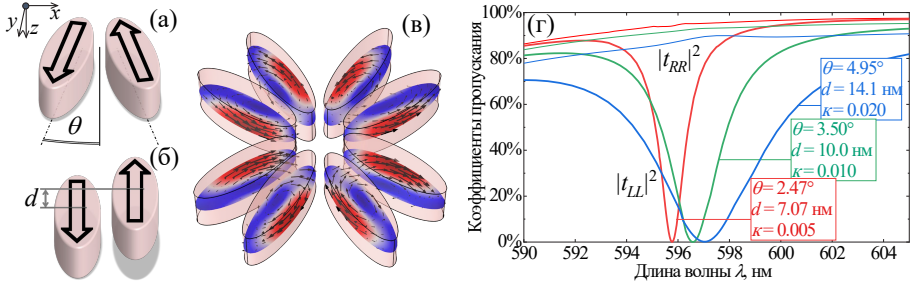


Рис. 5 — Максимально хиральная метаповерхность с вращательной симметрией четвёртого порядка. Преобразование неизлучающего антипараллельного дипольного резонанса пары стержней ( $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ ) в линейно поляризованное квази-ССК за счёт (а) поворота стержней на  $\theta$  или (б) вертикального сдвига на  $d$ . (в) Максимально хиральное квази-ССК с соответствующим распределением поляризации. (г) Спектры коэффициентов пропускания трёх максимально хиральных метаповерхностей с параметрами  $\theta$ ,  $d$  и  $\kappa$ , обозначенными в рамках.

Данная идея изоляции квази-ССК от волны с ПКП наглядно продемонстрирована с помощью численного моделирования МКЭ в пакете программ COMSOL Multiphysics. Элементарная ячейка метаповерхности содержит четыре пары стержней, в каждой из которых существуют антипараллельные токи смещения (см. Рис. 5(в)). Стержни толщиной 100 нм в разрезе имеют форму эллипсов с большими и малыми полуосями 110 нм и 35 нм, период элементарной ячейки 480 нм. Предполагается, что стержни состоят из диэлектрика с показателем преломления  $n = 4 + i\kappa$ , где  $\kappa$  — показатель поглощения. Действительная часть  $n$  близка к аналогичным значениям кремния или германия в оптическом диапазоне.

Посчитанные спектры коэффициентов пропускания  $|t_{RR}|^2$  и  $|t_{LL}|^2$  для трёх максимально хиральных метаповерхностей с разным набором  $d$ ,  $\theta$  и  $\kappa$  представлены на Рис. 5(г). Как видно из спектров  $|t_{RR}|^2$ , при  $d \propto \theta$  действительно происходит изоляция квази-ССК от света с ПКП. При этом аккуратно подобранный в соответствии с режимом критической связи  $\kappa \propto \gamma_d$  обеспечивает полное поглощение света с ЛКП. В итоге впервые продемонстрированы максимально хиральные диэлектрические метаповерхности с квази-ССК.

В **разделе 3.3** с помощью численного моделирования показаны максимально хиральные метаповерхности без элементов симметрии для инфракрасного и микроволнового диапазонов [A4].

Структуры без элементов симметрии могут отражать и пропускать свет как сохраняя поляризацию, так и меняя её на противоположную. В работе [A4] было показано, что изоляция собственного состояния от волны,

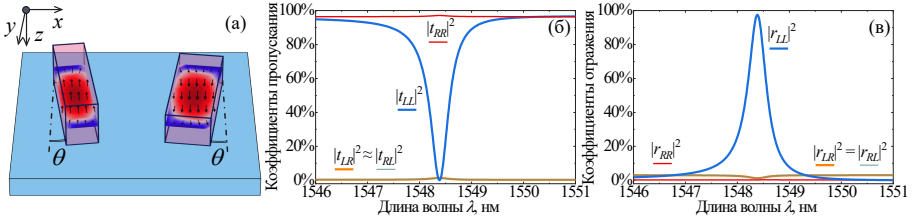


Рис. 6 — Кремниевая максимальльно хиральная метаповерхность без элементов симметрии. (а) Элементарная ячейка из лежащих на разных гранях и повёрнутых на угол  $\theta$  одинаковых параллелепипедов с распределением поляризации на длине волны квази-ССК. Спектры коэффициентов пропускания (б) и отражения (в) максимальльно хиральной метаповерхности.

например, с ПКП ( $m_R = 0$ ) обеспечивает  $t_{RL} = t_{LR} = r_{RR} = 0$ . Если резонанс при этом находится на прозрачном фоне, то  $|t_{RR}| = 1$  и  $r_{RL} = r_{LR} = 0$ . Оставшиеся ненулевые амплитуды пропускания и отражения имеют вид:

$$|t_{LL}| = \left| 1 + \frac{|m_L|^2}{i(\omega - \omega_0) - (\gamma_r + \gamma_d)} \right|, \quad |r_{LL}| = \left| \frac{m_L^2}{i(\omega - \omega_0) - (\gamma_r + \gamma_d)} \right|. \quad (6)$$

Радиационные потери выражаются через коэффициенты связи:  $\gamma_r = |m_L|^2 + |m_R|^2$ . Из (6) видно, что при  $\omega = \omega_0$  и в отсутствие потерь на поглощение ( $\gamma_d = 0$ ) метаповерхность полностью отражает свет с ЛКП как хиральное зеркало:  $t_{LL} = 0$  и  $|r_{LL}| = 1$ . Таким образом, для максимальной хиральности необходимо не только изолировать квази-ССК от света с ПКП, но и обеспечить прозрачный фон вместе с пренебрежимо малыми потерями на поглощение.

Для демонстрации максимальной хиральности сначала было проведено численное моделирование метаповерхности с квадратной элементарной ячейкой, содержащей два одинаковых кремниевых параллелепипеда с размерами  $470 \times 165 \times 135 \text{ нм}^3$ . При периоде 940 нм и окружении с  $n = 1.5$  антипараллельный дипольный резонанс находится на длине волны  $\lambda \approx 1548 \text{ нм}$ . Как и в предыдущем разделе, поворотом параллелепипедов на угол  $\theta$  и их вертикальным сдвигом можно получить квази-ССК с  $m_R = 0$ . Технически параллелепипеды могут лежать на разных гранях, что и обеспечивает разнесение дипольных моментов по высоте (см. Рис. 6(a)). Моделирование показало, что при  $\theta = 3.7^\circ$  квази-ССК перестаёт взаимодействовать с волнами с ПКП:  $|t_{RR}|^2 \approx 1$  на Рис. 6(б). В это же время, так как кремний практически не поглощает в инфракрасном диапазоне, свет с ЛКП полностью отражается, сохраняя свою поляризацию:  $|r_{LL}|^2 \approx 1$  на Рис. 6(в). Все остальные коэффициенты пропускания и отражения пренебрежимо малы, что также согласуется с теорией.

Уравнения Максвелла позволяют линейно изменять длины волн вместе с размерами метаповерхности, оставляя материальные параметры и



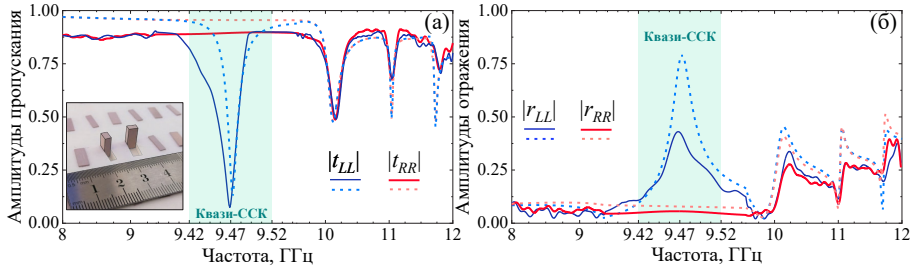


Рис. 7 — Экспериментальное подтверждение максимальной хиральности в СВЧ диапазоне. Спектры модулей амплитуд (а) пропускания и (б) отражения, полученные экспериментально (сплошные линии) и с помощью численного моделирования (пунктирные линии). Зелёная полоса на спектрах обозначает диапазон с хиральным квази-ССК. Вставка на (а) содержит фото экспериментального образца. Эксперимент выполнен Антоном Куприяновым, соавтором работы [A4].

оптические свойства нетронутыми. Для подтверждения максимальной хиральности подобных метаповерхностей Антоном Куприяновым, соавтором работы [A4], был проведён эксперимент в СВЧ диапазоне. Кремниевые параллелепипеды заменены на керамические с  $\epsilon = 24.2$  и размерами  $10.5 \times 4.3 \times 3 \text{ мм}^3$  (см. вставку на Рис. 7(а)). При  $\theta = 3.7^\circ$ , периоде элементарной ячейки  $23.7 \text{ мм}$  и подложке с  $\epsilon_S = 1.07$  максимальная хиральность достигается для волн с частотой  $9.47 \text{ ГГц}$ , что показано зелёной полосой на спектрах на Рис. 7(а) и (б). Стоит отметить, что результаты эксперимента (сплошные линии) и моделирования (пунктирные линии) отлично совпадают друг с другом. При моделировании мнимая часть диэлектрической проницаемости керамики была в  $1.5 \times 10^{-3}$  раза меньше, чем действительная. Однако, судя по положению пика  $|r_{LL}|$  при квази-ССК на Рис. 7(б), поглощение в эксперименте было значительно больше. Тем не менее это практически никак не сказалось на разнице между  $|t_{RR}|$  и  $|t_{LL}|$ .

Таким образом, продемонстрировано, что максимальная оптическая хиральность может быть достигнута простыми методами не только в рамках численного моделирования, но и на практике.

В разделе 3.4 показана ахиральная метаповерхность с зеркальными плоскостями симметрии и максимальной внешней хиральностью, а также дано объяснение подобной оптической функциональности [A5].

Рассматривается массив из кремниевых призм с равнобедренным треугольником в основании. Призмы с размерами  $L = 200 \text{ нм}$ ,  $a = 200 \text{ нм}$ ,  $h = 40 \text{ нм}$  находятся в квадратной элементарной ячейке с периодом  $270 \text{ нм}$  и в окружении с  $n_c = 1.8$  и  $n_s = 1.5$  (см. Рис. 8(а)). Призмы обладают двумя зеркальными плоскостями симметрии, параллельными  $xy$  и  $yz$ . Из-за наличия последней при нормальном падении света не наблюдается никакой

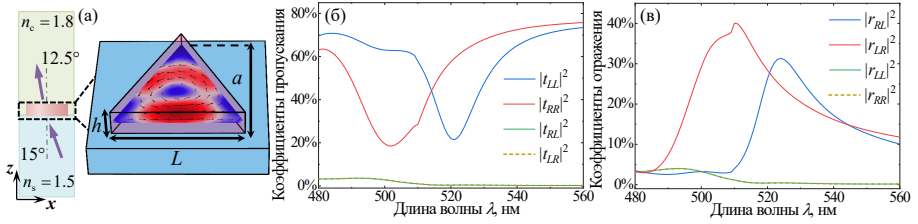


Рис. 8 — Численное моделирование наклонного падения света под углом  $\theta_{in} = 15^\circ$  на ахиральную кремниевую метаповерхность, которая находится в окружении в соответствии со схемой на (а). На (а) также представлена квадратная элементарная ячейка с распределением поляризации внутри призмы на длине волны  $\lambda \approx 520$  нм хирального резонанса. Спектры коэффициентов пропускания (б) и отражения (в) метаповерхности.

оптической хиральности. Однако наклон падающей волны в плоскости  $xz$  «убирает» зеркальную плоскость и метаповерхность начинает по разному взаимодействовать с волнами с ПКП и ЛКП. Как показало численное моделирование, метаповерхность практически никак не взаимодействует со светом с ПКП в довольно широком диапазоне углов падения. В качестве примера на Рис. 8(б) и (в) представлены спектры коэффициентов пропускания и отражения при падении света из подложки под углом  $\theta_{in} = 15^\circ$ . Видно, что собственное состояние метаповерхности при  $\lambda \approx 520$  нм изолировано от волны с ПКП и резонансно блокирует волну с ЛКП.

Для количественной оценки подобной внешней хиральности вводится, по аналогии с КД (4), круговой дихроизм собственного состояния:

$$CD_m = \frac{|m_L|^2 - |m_R|^2}{|m_L|^2 + |m_R|^2}. \quad (7)$$

На Рис. 9(а) красной линией показано, что при углах падения  $2^\circ \leq \theta_{in} \leq 20^\circ$  ( $k_x/k_0 = -n_s \sin \theta_{in}$ ) круговой дихроизм собственного состояния, посчитанный с помощью интегралов перекрытия (3), близок к единице. Иными словами, собственное состояние максимально селективно взаимодействует с волнами разных круговых поляризаций.

Для анализа внешней хиральности выполнено мультипольное разложение параметров связи:

$$m_{R,L} \propto P_x \cos \theta_{in} \mp iP_y \pm i \frac{k_x}{\omega} M_z - \frac{k_x}{6} [\cos \theta_{in} (Q_{zz} - Q_{xx}) \pm iQ_{xy}], \quad (8)$$

где компоненты дипольного электрического  $P_x$  и  $P_y$ , магнитного  $M_z$  и квадрупольного электрического  $Q_{\alpha\beta}$  моментов введены по аналогии с [31]. Так как толщина призм достаточно мала ( $h = 40$  нм), учитывались только чётные собственные состояния с  $J_{x,y}(x,y,z) = J_{x,y}(x,y,-z)$  и  $J_z(x,y,z) = -J_z(x,y,-z)$ , из-за чего, например,  $P_z = M_x = M_y = 0$  в (8).

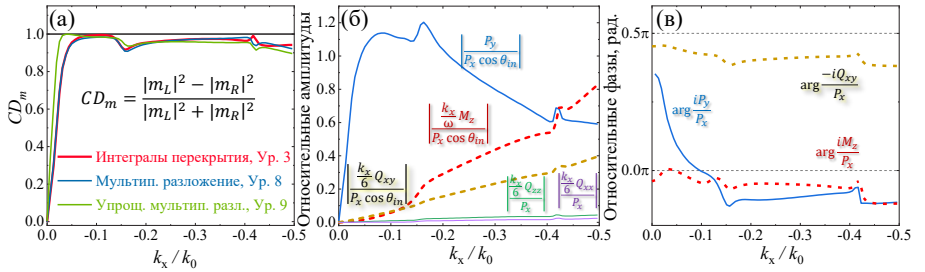


Рис. 9 — Анализ максимальной внешней хиральности. (а) Изменение кругового дихроизма собственного состояния  $CD_m$  при увеличении угла падения  $\theta_{in}$ .  $CD_m$  определён через параметры связи, посчитанные посредством интегралов перекрытия (3), мультипольного разложения (8) и упрощённого мультипольного разложения (9). (б) Относительные амплитуды между слагаемыми мультипольного разложения параметров связи, а также (в) относительные фазы между слагаемыми с наибольшим вкладом.

Зная  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ , можно оценить влияние каждого из мультипольных моментов на параметры связи. Так как поля собственных состояний находятся с точностью до произвольного множителя, только отношение модулей и разница фаз в разложении (8) имеют смысл. Все слагаемые в (8) сравниваются с  $P_x \cos \theta_{in}$ , которое не обращается в ноль, в отличие от остальных.

На Рис. 9(б) показано, как меняются отношения амплитуд при увеличении угла падения  $\theta_{in}$ . Видно, что вклад  $Q_{xx}$  и  $Q_{zz}$  пренебрежимо мал. Относительные фазы между всеми остальными слагаемыми мультипольного разложения представлены на Рис. 9(в). Из графиков видно, что при малых углах падения вклад  $M_z$  несущественен и внешняя хиральность обеспечивается суперпозицией  $P_x$  и  $P_y$  с разницей фаз близкой к  $\pi/2$ . При дальнейшем увеличении угла падения влияние  $M_z$  постепенно возрастает, хотя обе компоненты электрического дипольного момента продолжают вносить важный вклад. Также видно, что  $iP_y$  и  $iM_z$  находятся практически в фазе с  $P_x$ . Стоит отметить, что вкладом  $Q_{xy}$  нельзя полностью пренебречь, и что фаза  $iQ_{xy}$  отличается от фазы  $P_x$  примерно на  $\pi/2$ . Из-за того, разница фаз на Рис. 9(в) практически не меняется, можно записать мультипольное разложение (8) в сильно упрощённом виде:

$$m_{R,L} \propto |P_x| \cos \theta_{in} \mp |P_y| \pm \frac{k_x}{\omega} |M_z| \pm i \frac{k_x}{6} |Q_{xy}|. \quad (9)$$

Круговой дихроизм собственного состояния, посчитанный с помощью параметров связи через полное (8) и упрощённое (9) мультипольные разложения, представлен на Рис. 9(а). Оба результата практически полностью совпадают с ранее посчитанным  $CD_m$  через интегралы перекрытия (3). Исключением является только  $CD_m$ , посчитанный через упрощённое

разложение для малых углов падения, так как в данном диапазоне фаза между  $P_x$  и  $iP_y$  довольно сильно меняется. Тем не менее становится понятно, что внешняя хиральность в широком диапазоне углов падения обеспечивается суперпозицией  $P_x$ ,  $P_y$  и  $M_z$ . Четвёртый член с компонентой квадрупольного момента  $Q_{xy}$ , однако, находится не в фазе со всеми остальными, из-за чего практически всегда препятствует достижению условия  $m_R = 0$ . Стоит отметить, что из-за зеркальной плоскости симметрии  $yz$  метаповерхности, при смене знака угла падения  $\theta_{in}$  будет наблюдаться аналогичная внешняя хиральность, но с обратными знаками круговых поляризаций.

В разделе также показано, как с помощью кремниевой метаповерхности и обычного металлического зеркала сконструировать резонатор для хиральной фото и электролюминесценции. В центре резонатора находится плоский слой перовскита, излучающий свет при подаче внешнего напряжения. Метаповерхность селективно взаимодействует с излученным светом с ПКП и ЛКП, из-за чего на выходе из резонатора регистрируется хиральная электролюминесценция. Эксперимент, проведенный соавторами работы [A5] из Кореи, подтвердил рекордную на данный момент степень круговой поляризации люминесценции от плоского нехирального источника.

В **заключении** содержатся как описание перспектив предложенных метаповерхностей, так и обобщение основных результатов данной работы:

1. Развита простая аналитическая методика в приближении ГР для описания взаимодействия света с Фурье-метаповерхностями и проведения соответствующих оптимизаций. Представлены Фурье-метаповерхности, аномально преломляющие свет под скользящими углами;
2. Выявлено, какие диэлектрические материалы можно использовать для достижения аномального преломления света под скользящими углами. Определены границы применимости ГР для подобных Фурье-метаповерхностей;
3. Расширен функционал диэлектрических Фурье-метаповерхностей. Показано, как за счёт изменения длины волны дифракционных порогов перенаправлять свет между противоположными дифракционными каналами. Итоговая оптическая система позволяет управляемо отклонять преломленный свет на большие углы.
4. На примере антипараллельного дипольного резонанса двух диэлектрических стержней показано, как нарушениями симметрии получить максимально хиральное квази-ССК, изолированное от нормально падающих волн с определённой круговой поляризацией;
5. С помощью численного моделирования продемонстрировано, как метаповерхность с вращательной симметрией четвёртого порядка и максимально хиральными квази-ССК прозрачна для волн

- с ПКП. Одновременно волна с ЛКП полностью поглощается метаповерхностью, если обеспечен режим критической связи, что согласуется с результатами, полученными в рамках формализма S-матрицы и ТСМ;
6. С помощью численного моделирования показано, как метаповерхность без элементов симметрии и с максимально хиральным квази-ССК прозрачна для волн с ПКП. В отсутствие потерь на поглощение свет с ЛКП резонансно отражается, сохраняя свою поляризацию, что показано для инфракрасного диапазона на примере кремниевой метаповерхности. Проведённый в СВЧ диапазоне эксперимент подтвердил максимальную оптическую хиральность подобных структур.
  7. Показано, что ахиральные метаповерхности из кремниевых треугольных призм могут обладать максимальной внешней хиральностью в довольно широком диапазоне углов падения. С помощью мультипольного разложения выявлено, что селективное взаимодействие структуры со светом разных круговых поляризаций обеспечивается суперпозицией двух компонент электрического дипольного момента и одной компоненты магнитного дипольного момента. Данная метаповерхность была использована в качестве составной части резонатора для хиральной электролюминесценции с большой степенью круговой поляризации.

## Публикации автора по теме диссертации

### В изданиях из списка ВАК РФ

- A1. *Antonov, A. A.* Corrugated silicon metasurface optimized within the Rayleigh hypothesis for anomalous refraction at large angles / *A. A. Antonov, M. V. Gorkunov* // *Journal of the Optical Society of America B.* — 2019. — Т. 36, № 8. — С. 2118.
- A2. *Antonov, A. A.* Dielectric Fourier metasurfaces as wide-angle Y-junction switches / *A. A. Antonov, M. V. Gorkunov* // *Journal of Optics.* — 2021. — Т. 23, № 12. — С. 125103.
- A3. *Gorkunov, M. V.* Metasurfaces with Maximum Chirality Empowered by Bound States in the Continuum / *M. V. Gorkunov, A. A. Antonov, Y. S. Kivshar* // *Physical Review Letters.* — 2020. — Т. 125, № 9. — С. 093903.
- A4. Bound States in the Continuum Underpin Near-Lossless Maximum Chirality in Dielectric Metasurfaces / *M. V. Gorkunov, A. A. Antonov, V. R. Tuz, A. S. Kupriianov, Y. S. Kivshar* // *Advanced Optical Materials.* — 2021. — Т. 9, № 19. — С. 2100797.
- A5. Chiral electroluminescence from thin-film perovskite metacavities / *S. Kim* [и др.] // *Science Advances.* — 2023. — Т. 9, № 26.

## В сборниках трудов конференций

- A6. *Antonov, A. A.* Corrugated dielectric metasurfaces for anomalous refraction in near-grazing directions / A. A. Antonov, M. V. Gorkunov // AIP Conference Proceedings. Т. 2300. — AIP Publishing, 2020. — С. 020003.
- A7. *Antonov, A. A.* Dielectric Fourier Metasurfaces for Wide-Angle Reconfigurable Anomalous Refraction / A. A. Antonov, M. V. Gorkunov // OSA Advanced Photonics Congress 2021. — Optica Publishing Group, 2021.
- A8. *Antonov, A. A.* Wide-angle Reconfigurable Refraction by Silicon Fourier Metasurfaces / A. A. Antonov, M. V. Gorkunov // Journal of Physics: Conference Series. — 2021. — Т. 2015, № 1. — С. 012005.
- A9. *Gorkunov, M. V.* The Rayleigh Hypothesis for Metasurface Optimization: Anomalous Grazing Refraction by Corrugated Silicon / M. V. Gorkunov, A. A. Antonov // 2019 Thirteenth International Congress on Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials). — IEEE, 2019.
- A10. *Gorkunov, M. V.* Bound States in the Continuum Employed for Maximizing Metasurface Chirality / M. V. Gorkunov, A. A. Antonov, Y. S. Kivshar // Conference on Lasers and Electro-Optics. — Optica Publishing Group, 2021.

## Список литературы

- 1. *Cai, W.* Optical Metamaterials / W. Cai, V. Shalaev. — Springer New York, 2010.
- 2. Metasurfaces: From microwaves to visible / S. B. Glybovski, S. A. Tretyakov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, C. R. Simovski // Physics Reports. — 2016. — Т. 634. — С. 1—72.
- 3. *Jahani, S.* All-dielectric metamaterials / S. Jahani, Z. Jacob // Nature Nanotechnology. — 2016. — Т. 11, № 1. — С. 23—36.
- 4. A review of dielectric optical metasurfaces for wavefront control / S. M. Kamali, E. Arbabi, A. Arbabi, A. Faraon // Nanophotonics. — 2018. — Т. 7, № 6. — С. 1041—1068.
- 5. *Intaravanne, Y.* Recent advances in optical metasurfaces for polarization detection and engineered polarization profiles / Y. Intaravanne, X. Chen // Nanophotonics. — 2020. — Т. 9, № 5. — С. 1003—1014.
- 6. Light-emitting metasurfaces / A. Vaskin, R. Kolkowski, A. F. Koenderink, I. Staude // Nanophotonics. — 2019. — Т. 8, № 7. — С. 1151—1198.
- 7. *Lalanne, P.* Metalenses at visible wavelengths: past, present, perspectives / P. Lalanne, P. Chavel // Laser and Photonics Reviews. — 2017. — Т. 11, № 3. — С. 1600295.

8. Structural Color Filters Enabled by a Dielectric Metasurface Incorporating Hydrogenated Amorphous Silicon Nanodisks / C.-S. Park, V. R. Shrestha, W. Yue, S. Gao, S.-S. Lee, E.-S. Kim, D.-Y. Choi // *Scientific Reports*. — 2017. — T. 7, № 1.
9. Ultrasensitive hyperspectral imaging and biodetection enabled by dielectric metasurfaces / F. Yesilkoy, E. R. Arvelo, Y. Jahani, M. Liu, A. Tittl, V. Cevher, Y. Kivshar, H. Altug // *Nature Photonics*. — 2019. — T. 13, № 6. — С. 390—396.
10. *Diezmann, L. von*. Three-Dimensional Localization of Single Molecules for Super-Resolution Imaging and Single-Particle Tracking / L. von Diezmann, Y. Shechtman, W. E. Moerner // *Chemical Reviews*. — 2017. — T. 117, № 11. — С. 7244—7275.
11. Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and Highly Dispersive Holograms / B. Wang [и др.] // *Nano Letters*. — 2016. — T. 16, № 8. — С. 5235—5240.
12. Metasurface wavefront control for high-performance user-natural augmented reality waveguide glasses / H. Boo, Y. S. Lee, H. Yang, B. Matthews, T. G. Lee, C. W. Wong // *Scientific Reports*. — 2022. — T. 12, № 1.
13. Light Propagation with Phase Discontinuities: Generalized Laws of Reflection and Refraction / N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso, Z. Gaburro // *Science*. — 2011. — T. 334, № 6054. — С. 333—337.
14. Efficient Polarization Beam Splitter Based on All-Dielectric Metasurface in Visible Region / J. Li, C. Liu, T. Wu, Y. Liu, Y. Wang, Z. Yu, H. Ye, L. Yu // *Nanoscale Research Letters*. — 2019. — T. 14, № 1.
15. Large-Angle, Multifunctional Metagratings Based on Freeform Multimode Geometries / D. Sell, J. Yang, S. Doshay, R. Yang, J. A. Fan // *Nano Letters*. — 2017. — T. 17, № 6. — С. 3752—3757.
16. Chiral visible light metasurface patterned in monocrystalline silicon by focused ion beam / M. V. Gorkunov, O. Y. Rogov, A. V. Kondratov, V. V. Artemov, R. V. Gainutdinov, A. A. Ezhov // *Scientific Reports*. — 2018. — T. 8, № 1.
17. Optical Fourier surfaces / N. Lassaline, R. Brechbühler, S. J. W. Vonk, K. Ridderbeek, M. Spieser, S. Bisig, B. le Feber, F. T. Rabouw, D. J. Norris // *Nature*. — 2020. — T. 582, № 7813. — С. 506—510.
18. Multidimensional nanoscopic chiroptics / Y. Chen [и др.] // *Nature Reviews Physics*. — 2021. — T. 4, № 2. — С. 113—124.
19. *Fernandez-Corbaton, I*. Objects of Maximum Electromagnetic Chirality / I. Fernandez-Corbaton, M. Fruhnert, C. Rockstuhl // *Physical Review X*. — 2016. — T. 6, № 3. — С. 031013.
20. *Plum, E*. Optical activity in extrinsically chiral metamaterial / E. Plum, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev // *Applied Physics Letters*. — 2008. — T. 93, № 19. — С. 191911.

21. Chiral quantum optics / P. Lodahl, S. Mahmoodian, S. Stobbe, A. Rauschenbeutel, P. Schneeweiss, J. Volz, H. Pichler, P. Zoller // *Nature*. — 2017. — T. 541, № 7638. — C. 473–480.
22. Chiral emission from resonant metasurfaces / X. Zhang, Y. Liu, J. Han, Y. Kivshar, Q. Song // *Science*. — 2022. — T. 377, № 6611. — C. 1215–1218.
23. Circularly polarised luminescence laser scanning confocal microscopy to study live cell chiral molecular interactions / P. Stachelek, L. MacKenzie, D. Parker, R. Pal // *Nature Communications*. — 2022. — T. 13, № 1.
24. *Rayleigh, L.* On the dynamical theory of gratings / L. Rayleigh // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. — 1907. — T. 79, № 532. — C. 399–416.
25. *Tishchenko, A. V.* Numerical demonstration of the validity of the Rayleigh hypothesis / A. V. Tishchenko // *Optics Express*. — 2009. — T. 17, № 19. — C. 17102.
26. *Berg, P. M. van den.* The Rayleigh hypothesis in the theory of reflection by a grating / P. M. van den Berg, J. T. Fokkema // *Journal of the Optical Society of America*. — 1979. — T. 69, № 1. — C. 27.
27. Temperature dependence of the dielectric function of silicon using in situ spectroscopic ellipsometry / G. Vuye, S. Fisson, V. N. Van, Y. Wang, J. Rivory, F. Abelès // *Thin Solid Films*. — 1993. — T. 233, № 1/2. — C. 166–170.
28. Extreme optical chirality of plasmonic nanohole arrays due to chiral Fano resonance / A. V. Kondratov, M. V. Gorkunov, A. N. Darinskii, R. V. Gainutdinov, O. Y. Rogov, A. A. Ezhov, V. V. Artemov // *Physical Review B*. — 2016. — T. 93, № 19. — C. 195418.
29. Asymmetric Metasurfaces with High- Q Resonances Governed by Bound States in the Continuum / K. Koshelev, S. Lepeshov, M. Liu, A. Bogdanov, Y. Kivshar // *Physical Review Letters*. — 2018. — T. 121, № 19. — C. 193903.
30. *Haus, H. A.* Waves and fields in optoelectronics / H. A. Haus. — Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1984.
31. *Alaee, R.* An electromagnetic multipole expansion beyond the long-wavelength approximation / R. Alaee, C. Rockstuhl, I. Fernandez-Corbaton // *Optics Communications*. — 2018. — T. 407. — C. 17–21.