

Федеральное государственное учреждение
«Федеральный научно-исследовательский центр
«Кристаллография и фотоника»
Российской академии наук»
Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН

На правах рукописи

Антонов Александр Алексеевич

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

Специальность 1.3.8. —
«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

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

Москва — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Литературный обзор	11
1.1 Метаповерхности для аномального преломления света	11
1.2 Метаповерхности для оптической хиральности	16
Глава 2. Фурье-метаповерхности	22
2.1 Взаимодействие света с Фурье-метаповерхностью в рамках гипотезы Рэлея	22
2.1.1 Аналитические методы и границы их применимости	22
2.1.2 Теория в рамках гипотезы Рэлея	23
2.1.3 Численная проверка аналитических результатов	26
2.2 Аномальное преломление света под скользящими углами	28
2.2.1 Методы оптимизации	28
2.2.2 Оптимизация кремниевых Фурье-метаповерхностей	29
2.2.3 Рельефы с разным количеством Фурье-гармоник	30
2.2.4 Фурье-метаповерхности из разных материалов	32
2.3 Управляемое отклонение света в широком угловом диапазоне	34
2.3.1 Основная идея	34
2.3.2 Управляемое отклонение света за счёт изменения угла падения	35
2.3.3 Управляемое отклонение света за счёт изменения проницаемости подложки	37
2.4 Основные итоги главы	38
Глава 3. Максимально хиральные метаповерхности	40
3.1 Теоретические основы максимальной оптической хиральности	40
3.1.1 Формализм S-матрицы	40
3.1.2 S-матрица в рамках теории связанных мод	43
3.1.3 Квази-связанные состояния в континууме	45

3.2	Максимально хиральные метаповерхности с вращательной симметрией четвёртого порядка	46
3.2.1	Максимальная хиральность в рамках ТСМ	46
3.2.2	Трансформация ССК в максимально хиральное квази-ССК	48
3.2.3	Численное моделирование максимально хиральных метаповерхностей	51
3.3	Максимально хиральные метаповерхности без элементов симметрии	53
3.3.1	Максимальная хиральность в рамках ТСМ	53
3.3.2	Численное моделирование максимально хиральных метаповерхностей в инфракрасном диапазоне	55
3.3.3	Моделирование и экспериментальное подтверждение максимальной хиральности в СВЧ диапазоне	57
3.4	Внешняя максимальная хиральность	59
3.4.1	S-матрица при наклонном падении света	59
3.4.2	Численное моделирование и анализ собственных состояний метаповерхности	61
3.4.3	Практическое применение внешней максимальной хиральности	66
3.5	Основные итоги главы	70
Заключение		72
Публикации автора по теме диссертации		77
Список литературы		79
Список сокращений и условных обозначений		95
Список рисунков		96
Список таблиц		101

Введение

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 металинзах [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 металинз [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 поляризаций, 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 поляризаций 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, невзаимодействующие с волнами определенных круговых поляризаций;
5. В рамках численного моделирования показать, что с помощью диэлектрических метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого 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, невзаимодействующие с волнами определенных круговых поляризаций;
5. В рамках численного моделирования продемонстрировано, что диэлектрические метаповерхности с максимально хиральными квази-ССК и с вращательной симметрией четвёртого 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° 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° при переключении между двумя оптическими режимами с доминирующими противоположными каналами дифракции. Переключение между режимами осуществляется либо наклоном падающей волны на 2° , 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.

Глава 1. Литературный обзор

1.1 Метаповерхности для аномального преломления света

Одним из неоспоримых преимуществ метаповерхностей перед стандартными оптическими элементами является то, что взаимодействие света с метаповерхностью и последующее формирование волнового фронта происходят на расстояниях, сопоставимых с длиной волны [24]. Контролируя геометрию элементарной ячейки метаповерхности, можно задавать условия, например, для возбуждения плазмонных резонансов или резонансов типа Ми. При этом фаза электромагнитной волны при взаимодействии с метаповерхностью резко изменяется, из-за чего закон Снеллиуса перестаёт быть актуальным и требуется его обобщённая форма [13]. Обобщённые законы отражения и преломления получены на основе принципа Ферма, согласно которому свет проходит путь, требующий наименьшее количество времени [25]. Так, в рамках обобщённых законов, можно контролировать локальный поток энергии света и направлять большую его часть в выделенный дифракционный канал. Подобная оптическая функциональность называется аномальным преломлением или отражением света [13] и используется в линзах [7], устройствах голографии [11], делителях пучков света [14] и поляризационных элементах [5]. Ожидается, что в скором времени появятся первые коммерческие устройства на основе таких метаповерхностей [26].

Для количественной оценки аномального преломления или отражения обычно используется дифракционная эффективность – отношение энергии света «ушедшей» через выделенный дифракционный канал к энергии падающей волны. Можно использовать много подходов к конструированию метаповерхностей для аномального преломления или отражения. Например, по аналогии с принципом Гюйгенса, субволновые элементы метаповерхности с индуцированными электрическими или магнитными моментами можно рассматривать как источники вторичных волн [27]. Такие метаповерхности Гюйгенса используются для разделения света разных длин волн [28], формирования голограмм [29–31] и фокусировки [32; 33]. Относительно нетрудно получить аномальное преломление или отражение света под небольшими углами, что не раз было

продемонстрировано для волн видимого [34; 35] инфракрасного [36], ультрафиолетового [37] и других диапазонов. Однако при увеличении углов дифракции становится всё сложнее добиваться больших значений дифракционных эффективностей. В это же время аномальное преломление и отражение под большими и даже скользящими углами требуется для создания плоских оптических элементов с большой числовой апертурой [38; 39].

Было теоретически показано, что метаповерхности Гюйгенса могут аномально отражать падающий свет под скользящими углами, если задан неоднородный комплексный поверхностный импеданс [40; 41]. При этом соответствующие компоненты вектора Пойтинга на границе раздела двух сред должны быть как положительными, так и отрицательными по отношению к нормали поверхности. Получение требуемого поверхностного импеданса является довольно сложной задачей, для решения которой можно использовать специфичные направленные моды, обеспечивающие поглощение энергии падающего света в одном месте и перенаправление её в другом месте [41]. Необходимые колебания вектора Пойтинга могут быть достигнуты за счёт интерференции двух затухающих мод на стороне метаповерхности, противоположной освещаемой [42], что довольно сложно реализовать на практике.

Другой способ обеспечить сложный поверхностный импеданс основан на возбуждении дополнительных мод утечки, что продемонстрировано в работе [43]. Интерференция поверхностных волн с модами утечками при наличии сильной и неоднородной пространственной дисперсии задаёт необходимое поведение вектора Пойтинга. Варьируя размеры нескольких металлических элементов в пределах одной элементарной ячейки, авторы обеспечивают необходимое изменение фазы и нелокальный отклик поверхности в соответствии с выражением для импеданса. В итоге реализованная экспериментально метаповерхность практически полностью отражает нормально падающие волны СВЧ диапазона под углом 70° . Похожий результат был в дальнейшем получен для света инфракрасного диапазона [44]. В метаповерхности, состоящей из золотых прямоугольных пластин, возбуждаются эванесцентные моды, которые определяют требуемый поверхностный импеданс. Как итог, оптимизированная метаповерхность аномально отражает свет под углом 80° .

Метаповерхности Гюйгенса могут также аномально преломлять свет. Соответствующая асимметричная трёхслойная структура предложена в работе [45]. В рамках обобщённого формализма S-матрицы импеданс каждого слоя

метаповерхности с обеих сторон согласован с импедансами падающей и преломленной волны. Это позволяет в СВЧ диапазоне одновременно добиться нулевого отражения и аномального преломления нормально падающих волн под углом 80° . В дальнейшем было продемонстрировано сначала теоретически [46; 47], а затем и экспериментально [48], что такая структура может быть реализована при наличии бианизотропии – отклика метаповерхности на внешнее электромагнитное поле, при котором электрическое и магнитное поле способно индуцировать магнитный и электрический дипольный момент соответственно. Похожая трёхслойная металлическая метаповерхность представлена в работе [49]. С помощью граничных условий типа GSTCs (Generalized Sheet Transition Conditions) была получена связь параметров S-матрицы с компонентами тензора восприимчивости. Подчёркивая важную роль бианизотропии, авторы сначала численно, а затем и экспериментально добились аномального преломления электромагнитных волн СВЧ диапазона под углом 70° .

В оптическом диапазоне металлы обладают сильным поглощением, поэтому чаще всего предпочтительнее использовать диэлектрические материалы с большими показателями преломления. Геометрия метаповерхности может задаваться так, чтобы при падении света возбуждались, например, электрические и (или) магнитные резонансы типа Ми [50], высокочастотные квази-связанные состояния в континууме [51] или волноводные моды [52]. Тем не менее было показано, что невозможно добиться преломления под скользящими углами с сравнительно большими дифракционными эффективностями, используя «стандартные» диэлектрические метаповерхности из массивов призм, цилиндров или эшелеттов [15]. Чтобы обойти данное ограничение требуются необычные подходы к определению геометрии метаповерхностей. Довольно «грубый», но при этом рабочий способ – использовать сложные топологические оптимизации, определяющие требуемое распределение материалов в пределах расчётной области [15; 53–56]. Так, в работе [15] диэлектрическая проницаемость слоя варьируется в диапазоне между табличными значениями воздуха и кремния. Для определения волнового профиля с двух сторон метаповерхности авторы на каждом шагу проводят одновременно две оптимизации. При первой оптимизации решается задача о нормальном падении света и его аномальном преломлении под скользящим углом. При второй оптимизации решается обратная задача: свет падает на метаповерхность с другой стороны под соответствующим углом. В результате оптимизированная кремниевая метаповерхность

сложной и неинтуитивной формы аномально преломляет инфракрасный свет под углом 75° , что было подтверждено экспериментально. Авторы рассматривают такую метаповерхность в качестве резонатора Фабри-Перо с несколькими модами, взаимодействие между которыми определяет требуемую оптическую функциональность. В дальнейшем авторы ещё больше развивают подобный метод оптимизации: определяют роль начального диэлектрического слоя [53], исследуют влияние количества возбуждаемых мод вместе с их многократным рассеянием [54], а также оценивают аномальное преломление с помощью метаповерхностей из материалов с меньшей диэлектрической проницаемостью чем у кремния [55]. Тем не менее с помощью такого подхода можно получить лишь ограниченное понимание физических процессов, обеспечивающих аномальное преломление под скользящими углами. Как следствие, нельзя извлечь каких-либо простых общих правил определения геометрии соответствующих метаповерхностей.

Другой подход основан на решении задачи рассеяния. Рассматривая изолированную асимметричную наноантенну и контролируя её геометрию, можно добиться направленного рассеяния света в заданный телесный угол за счёт возбуждения сложных мод или мультиполей. Далее составляется дифракционная решётка из подобных антенн. Период решётки определяет распределение энергии света между разными каналами дифракции. С помощью такого подхода были экспериментально реализованы метаповерхности из кремния [39] и диоксида титана [57] для аномального преломления нормально падающего света. В первом случае рабочая длина волны была 715 нм, во втором – 532 нм, угол преломления в обеих работах был 82° . Элементарная ячейка кремниевой метаповерхности относительно простая и состоит из пары разных цилиндров. Авторы работы [39] получили не только хорошее совпадение результатов моделирования и эксперимента, но и смогли создать металинзу с практически единичной числовой апертурой. Вторая же метаповерхность из диоксида титана имеет сложную форму элементарной ячейки в виде пересечения полого цилиндра с треугольной призмой, из-за чего экспериментальные и теоретические спектры пропускания довольно сильно отличаются. Так или иначе, в обеих работах теоретические дифракционные эффективности на заданных длинах волн составляют около 40%, что относительно немного.

Подводя итог, можно сказать, что аномальное преломление света под скользящими углами в оптическом диапазоне достигается либо с помощью

сложных оптимизаций и нетривиальных метаповерхностей, но с большими дифракционными эффективностями, либо наоборот – с малыми эффективностями, но при помощи относительно простых методов. Метаповерхности с очевидными преимуществами обоих подходов позволили бы значительно расширить практический потенциал устройств с аномальным преломлением света.

Следует отдельно упомянуть метаповерхности, позволяющие контролировать угол аномального отражения или преломления. Отклонение преломленного света, как правило, происходит за счёт переключения между несколькими оптическими режимами. Подобные метаповерхности требуются для варифокальных металинз [58; 59], лидаров [60] и устройств эндоскопической томографии [61].

Существует множество различных способов управлять оптической системой с помощью внешних факторов [62]. Оптические свойства материалов могут контролироваться за счёт нагрева [63], накачки [64; 65] или модуляции плотности носителей заряда [66]. Активно исследуются материалы, например GST (GeSbTe) или GSST (GeSbSeTe), меняющие своё фазовое состояние с аморфного на кристаллическое при подаче электрического напряжения [67] или изменении температуры [58; 59]. Отдельно стоит отметить жидкие кристаллы, меняющие свою ориентацию и, как следствие, оптические свойства при приложении напряжения [68; 69] или нагреве [70]. Деформируемые [71; 72] или сдвигаемые друг относительно друга [73] подложки также позволяют оптической системе работать в нескольких режимах. Динамические голограммы могут контролироваться химическими реакциями [74], а угол отражения света – добавлением или испарением воды [75].

Тем не менее в подавляющем большинстве случаев отклонение преломленного света происходит в сравнительно малом диапазоне углов, что сильно ограничивает практический потенциал подобных структур. Получение одновременно и аномального преломления в каждом оптическом режиме, и больших углов отклонения является довольно непростой задачей. Если и существует решение, то основано оно, как неудивительно, на сложных оптимизационных алгоритмах [76]. Метаповерхности, определяемые простыми оптимизационными методами, позволили бы целому ряду устройств с управляемым отклонением преломленного или отражённого света выйти на качественно новый уровень.

1.2 Метаповерхности для оптической хиральности

Хиральность – нетождественность зеркальному изображению – свойственна многим естественным объектам различных размеров, начиная от молекул и аминокислот и заканчивая живыми организмами. Часто два идентичных по молекулярному составу хиральных объекта проявляют совершенно разные биологические свойства. Так, например, лекарственное средство ибупрофен активно только будучи в своей «левой» форме (S-изомер). В это же время около половины «правой» части (R-изомер) в ходе метаболизма преобразуется в «левую» [77].

О проявлении оптической хиральности принято говорить, если объект по-разному взаимодействует со светом с правой (ПКП) и левой (ЛКП) круговыми поляризациями. При этом оптическая хиральность наблюдалась задолго до того [78; 79], как сам термин "хиральность" в конце девятнадцатого века был введен лордом Кельвином [80]. В качестве количественной характеристики оптической хиральности часто используют значения кругового дихроизма (КД) и оптической активности (ОА). Эффекты, обусловленные естественной молекулярной хиральностью, чрезвычайно слабы, так как свету требуется пройти сравнительно большие пути. В связи с этим актуально создание искусственных оптических устройств и инструментов для обнаружения и изучения хиральных объектов в самых разных областях: от разработки лекарств до поиска внеземной жизни [81].

С развитием метаматериалов и метаповерхностей стало возможным создание хиральных наноструктур [18; 82], перспективных для квантовой информатики [21; 83], биомедицинской микроскопии [23] и исследований естественной хиральности наноразмерных объектов [84]. Первые реализованные метаматериалы и метаповерхности были металлическими и демонстрировали умеренную хиральность в СВЧ [85; 86], инфракрасном [87; 88] и видимом [89–92] диапазонах. Однако большое поглощение в металлах существенно ограничивает потенциальное применение подобных структур. Так, например, массивы хиральных отверстий в серебре резонансно блокируют волну с одной круговой поляризацией и обеспечивают значения КД и ОА близкие к максимально возможным [90; 92]. При этом структура сильно поглощает свет и разница между

коэффициентами пропускания волн с противоположными круговыми поляризациями составляет лишь несколько процентов. Однако со временем стало возможным создавать диэлектрические метаповерхности с малыми потерями и большими показателями преломления [2; 3], что значительно продвинуло вперёд исследования об искусственной оптической хиральности [16; 93—112].

Стремительный прогресс в изучении и реализации метаповерхностей сделал актуальным вопрос о максимально возможной оптической хиральности. Максимальная хиральность достигается, если структура прозрачна для света с одной круговой поляризацией и не взаимодействует с ним. Одновременно с этим метаповерхность должна резонансно блокировать (отражать или поглощать) волну с противоположной поляризацией [19]. Маловероятно, что подобная оптическая функциональность может быть достигнута в ходе «грубой» численной оптимизации метаповерхностей произвольной формы.

Оптическая хиральность зависит от симметрии структуры на фундаментальном уровне. Если метаповерхность обладает зеркальной плоскостью, перпендикулярной падению света, и вращательной осью симметрии не более второго порядка, то оптическая хиральность проявляется в отражении волны одной круговой поляризации и пропускании волны с противоположной поляризацией. При этом структура взаимодействует с обеими волнами: отражение и пропускание происходят с сохранением и сменой знака круговых поляризаций соответственно. Поэтому понятие «максимальная хиральность», данное выше, не применимо к подобному селективному взаимодействию. Тем не менее работы, посвящённые таким метаповерхностям, больше всего [93—105], так как на практике проще всего создавать планарные структуры. Наличие подложки формально нарушает зеркальную плоскость симметрии, однако в большинстве случаев это практически никак не сказывается на оптической хиральности.

Элементарные ячейки многих подобных метаповерхностей довольно простые и состоят из двух разных двулучепреломляющих параллелепипедов, повернутых друг относительно друга на 45° [93—99]. Такая геометрия объясняется тем, что два волноводных параллелепипеда обеспечивают фазовую задержку для прошедших волн с ортогональными линейными поляризациями. Относительно простые вычисления в рамках формализма Джонса позволяют разбить решение на два слагаемых, физически представленных в виде двух разных параллелепипедов. Размеры параллелепипедов определяют необходимую фазовую задержку, а их положение задаётся так, чтобы минимизировать

влияние ближних полей. При этом данная простая геометрия актуальна не только для поляризационных фильтров. Поворачивая элементарные ячейки друг относительно друга можно плавно модулировать фазовый профиль волны и добиваться преломления света с определёнными поляризациями [96], фокусировки [100], формирования вихревых пучков и голограмм [95; 98]. Если же задавать угол между параллелепипедами отличный от 45° , то можно производить аналогичные манипуляции со светом произвольной эллиптической поляризации [96—99].

Элементарная ячейка не обязательно должна состоять из двух параллелепипедов. Существуют планарные хиральные метаповерхности в виде диэлектрических мембран с отверстиями, образующих вращательную симметрию второго порядка [103; 104]. Оптическая хиральность таких структур основывается на резонансе волноводной моды с одновременно возбуждёнными ТЕ и ТМ модами мембраны. Каждая из мод ассоциируется с электрическим и магнитным дипольными моментами, повернутыми друг относительно друга на 45° .

Планарные метаповерхности с зеркальной плоскостью, перпендикулярной падению света, можно совмещать с металлами и зеркалами, используя как преимущество их большое поглощение и возбуждаемые плазмонные резонансы. В таком случае оптическая хиральность значительно преобразуется: одни волны отражаются с сохранением знака круговой поляризации, в то время как волны с противоположной поляризацией поглощаются [113—115].

Если метаповерхность обладает вращательной симметрией третьего и более порядка, то отражение волн с разными круговыми поляризациями полностью ахирально. Одновременно с этим пропускание света возможно только с сохранением знака поляризации. Поэтому оптическая хиральность может быть обусловлена разным поглощением волн с ПКП и ЛКП. Максимальная же оптическая хиральность достигается при условии, если структура не взаимодействует (пропускает) волну с одной круговой поляризацией и одновременно поглощает волну с противоположной поляризацией. Почти всегда подобные структуры имеют сложную, трёхмерную форму (3D), исключаящую наличие плоскостей симметрии, из-за чего практическая реализация метаповерхностей требует применения сложных многостадийных нанотехнологических процессов. Опять же, планарные структуры из-за подложки формально являются 3D, но соответствующие эффекты, как правило, довольно слабые, а реализованная на практике оптическая хиральность обеспечивается дифракцией [107; 108].

Так или иначе, на данный момент существует несколько экспериментально созданных хиральных метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого порядка. С помощью сфокусированного ионного пучка был создан хиральный гладкий рельеф на монокристаллическом слое кремния на сапфире [16]. Оптические свойства кремния были частично восстановлены при отжиге. В итоге экспериментально измеренное значение КД в оптическом диапазоне достигает 0.5 при относительно хорошей прозрачности структуры для волны с определённой круговой поляризацией.

Другая реализованная метаповерхность состоит из двух слоёв кремниевых призм в стеклянном окружении [106]. Слои располагаются друг под другом, образуя вращательную симметрию второго, либо четвёртого порядка, причём в последнем случае метаповерхность проявляет большую оптическую хиральность. Численное моделирование показало, что в каждой призме возбуждаются магнитные резонансы с постоянной фазовой задержкой, которые вращаются вместе с единичными векторами круговых поляризаций. При освещении метаповерхности светом с ПКП или ЛКП резонансы возбуждаются по разному, что и определяет разницу в поглощении.

Метаповерхности без каких-либо элементов симметрии хиральны по определению. Отсутствие элементов симметрии не накладывает каких-либо ограничений на пропускание или отражение. При взаимодействии света с метаповерхностью знак круговой поляризации может как сохраняться, так и изменяться на противоположный, из-за чего довольно сложно добиться максимальной хиральности: получить единичные коэффициенты пропускания и отражения волн с определенными круговыми поляризациями, и при этом минимизировать все остальные коэффициенты.

Типичным примером является метаповерхность, состоящая из асимметричных наночастиц кремния в форме скрученных полумесяцев [110]. Хотя автором и удалось создать на практике большие области с 3D наночастицами, оптическая хиральность довольно умеренная, и не совсем понятно как её улучшить. Стоит отметить, что подобные по форме золотые полумесяцы проявляют более сильную оптическую хиральность за счёт возбуждения асимметричных плазмонных резонансов [116].

В качестве хиральных асимметричных наноантенн отдельно исследуются специфичные конфигурации нанообъектов, таких как тройных наночастиц [117;

118] или наноструктур в виде скрещенных бабочек [119]. При этом хиральные наноантенны также могут работать в нескольких оптических режимах [120].

В отдельный класс стоит выделить структуры, состоящие из массивов винтовых линий, лишенных элементов точечной симметрии [121]. Интуитивно можно ожидать селективного взаимодействия таких структур с волнами разных круговых поляризаций, если шаг линии соотнесён с длиной волны. При нормальном падении света винтовые линии можно рассматривать в качестве фотонных кристаллов с запрещёнными зонами [122; 123], что было экспериментально продемонстрировано в инфракрасном диапазоне: структура полностью блокировала волну с одной круговой поляризацией и не взаимодействовала с волной противоположной поляризации [124]. Однако для максимального селективного взаимодействия требуется достаточное количество шагов линии, из-за чего толщина подобных структур намного больше длины волны. Метаповерхности, состоящие из нанопружинок с одним шагом, проявляют довольно умеренную оптическую хиральность [125].

Можно обойти данные ограничения, если винтовую линию «положить» на подложку так, чтобы свет падал перпендикулярно оси линии. Было теоретически показано, что единичный слой «лежащих» кремниевых винтовых линий способен проявлять максимальную оптическую хиральность [112]. Если длина волны света составляет около половины расстояния между соседними винтовыми линиями, то метаповерхность работает как хиральный фильтр: отражает одну волну с сохранением знака круговой поляризации и пропускает свет с противоположной поляризацией. Авторы рассуждают о запрещённых зонах таких плоских структур по аналогии с многослойными массивами пружинок. Рассматривая винтовые линии в качестве прямых кремниевых стержней с возмущениями, авторы также указывают на важную роль гибридизации возбуждаемых ТЕ и ТМ-мод.

Многие асимметричные хиральные метаповерхности были реализованы из металлов из-за более удобных технологий изготовления [126]. Если в видимом диапазоне плазмонные резонансы сопровождаются довольно сильным поглощением, то в инфракрасном диапазоне потери значительно меньше. Стоит отметить хиральные асимметричные метаповерхности в форме оригами [127]. Используя сфокусированный ионный пучок на двухслойных мембранах Al/SiN_x , авторы создали метаповерхность с разрезанными кольцевыми резонаторами, противоположные части которых отогнуты в разные стороны

будто лепестки оригами. Экспериментальные спектры показали сильную хиральность в довольно широком среднем инфракрасном диапазоне. При этом структура практически полностью прозрачна для волн с ЛКП. Было выявлено в ходе моделирования, что на отогнутых лепестках оригами возникает специфичное распределение токов, обусловленное магнитными модами. При выполнении определённых геометрических условий данное собственное состояние перестаёт взаимодействовать с волнами с ЛКП. Похожие металлические метаповерхности в форме оригами также были реализованы для работы в ближнем инфракрасном диапазоне, однако поглощение в таких структурах существенно сильнее, что неизбежно сказывается на финальном результате [128].

Оптическая хиральность может наблюдаться даже у ахиральных метаповерхностей с зеркальными плоскостями симметрии, не различающих нормально падающий свет с ЛКП и ПКП. В таком случае наклон падающей волны способен «убрать» зеркальную плоскость, из-за чего структура начинает по разному взаимодействовать с волнами разных круговых поляризаций. Такая хиральность, обусловленная оптическим экспериментом, называется внешней [20] и была реализована как в случае металлических [86], так и диэлектрических [105] метаповерхностей.

Тем не менее в подавляющем большинстве работ реализованная на практике оптическая хиральность объясняется только постфактум. Из-за этого остаётся непонятным, как добиться ещё более селективного взаимодействия метаповерхности со светом разных круговых поляризаций и приблизиться к фундаментальному пределу – максимальной оптической хиральности.

Глава 2. Фурье-метаповерхности

В данной главе предложены Фурье-метаповерхности для аномального преломления света под скользящими углами. Фурье-метаповерхности представляют собой тонкие слои диэлектрика с периодическим гладким рельефом, что качественно отличает данные структуры от «стандартных» метаповерхностей из массивов призм. Рельеф задаётся конечной суммой Фурье-гармоник, чем и объясняется название метаповерхностей. На практике Фурье-метаповерхности могут быть созданы с помощью сфокусированного ионного пучка [16] или литографии с термосканирующим зондом [17]. Структуры с рельефом также могут быть заменены на плоские слои с неоднородным распределением диэлектрической проницаемости [129].

2.1 Взаимодействие света с Фурье-метаповерхностью в рамках гипотезы Рэлея

2.1.1 Аналитические методы и границы их применимости

Взаимодействие света с Фурье-метаповерхностью в большей степени определяется гладким периодическим рельефом тонкого слоя диэлектрика или металла. Самый простой рельеф $\zeta(x) = c_1 \cos 2\pi x/\Lambda$ с периодом Λ может быть рассмотрен как небольшое возмущение на границе раздела двух сред при условии, что длина волны падающего света $\lambda \gg 2c_1$. В таком случае эффективные граничные условия [130] могут быть использованы для учёта непрерывности полей на границе $\zeta(x)$.

Однако для более сложных рельефов требуются другие подходы. В 1907 году лорд Рэлей выдвинул гипотезу (в дальнейшем ГР), согласно которой только первоначальная волна падает на любую точку границы раздела двух сред [131]. Вторичные волны, отражённые от поверхности, на границу раздела не попадают. Изначально гипотеза использовалась для аналитического описания отражения света от периодически гофрированной металлической поверхности

[131]. Границы применимости ГР обсуждаются с момента её выдвижения. Было показано, что для металлического рельефа $\zeta(x) = c_1 \cos 2\pi x/\Lambda$ условия применимости ГР определяются неравенством $0 \leq 2\pi c_1/\Lambda < 0.448$ [132]. Для треугольных и прямоугольных рельефов также были получены границы применимости ГР [133]. В дальнейшем было отмечено, что разделение ближних полей на падающие и отраженные волны не столь однозначно, и можно ожидать количественной точности и большого диапазона применимости, на первый взгляд, столь грубого приближения [134].

Во всех вышеперечисленных работах определены границы применимости ГР в случае металлических поверхностей. Для диэлектрических структур каких-либо явных ограничений не получено. В каждом случае границы применимости ГР определяются эмпирически, например, сравнением аналитических результатов с результатами, полученными в рамках полномасштабного численного моделирования. В работе [135] такое сравнение показывает важную роль ошибок при интегрировании быстро осциллирующих функций. Накопление подобных ошибок рано или поздно приводит к выходу за границы применимости ГР и расходящимся результатам.

2.1.2 Теория в рамках гипотезы Рэлея

Предположим, что свет с единичной амплитудой и длиной волны λ падает в плоскости xz под углом θ_{in} на Фурье-метаповерхность с диэлектрической проницаемостью ε . Сама метаповерхность определяется рельефом $z = \zeta(x)$ и плоской границей $z = d$ (см. Рис. 2.1). Для наглядности будем рассматривать ТМ-поляризованный свет. В рамках ГР можно представить амплитуду магнитного поля $H_y(x, z)$ в виде суммы плоских волн с дифракционными порядками m :

$$H_y(x, z) = \begin{cases} e^{ip_0 x + ik_0 z} + \sum_m a_{1m} e^{ip_m x - ik_m z}, & z < \zeta(x) \\ \sum_m a_{2m}^+ e^{ip_m x + i\kappa_m z} + \sum_m a_{2m}^- e^{ip_m x - i\kappa_m z}, & \zeta(x) < z < d, \\ \sum_m a_{3m} e^{ip_m x + iK_m z}, & z > d \end{cases} \quad (2.1)$$

где зависимость от времени посредством множителя $e^{-i\omega t}$ уже учтена.

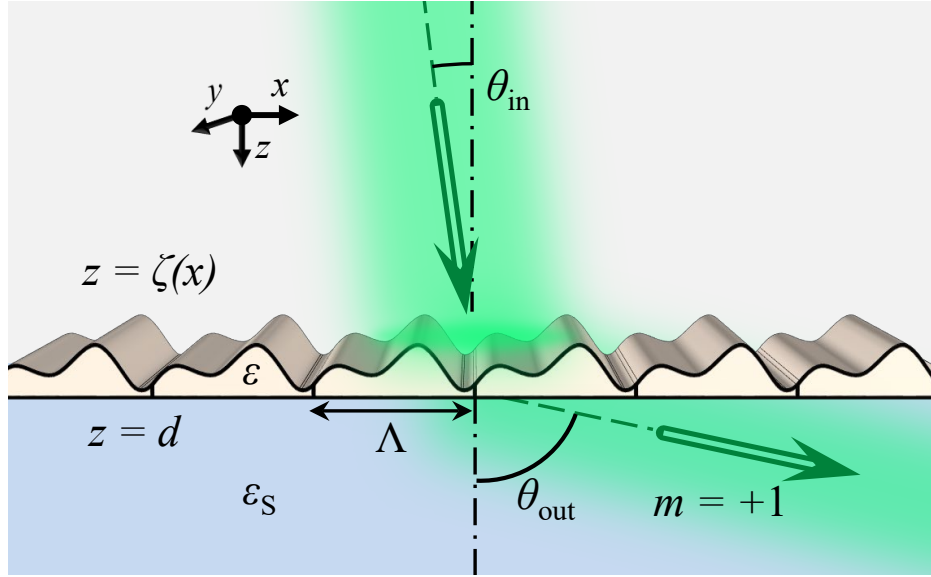


Рисунок 2.1 — Схематичное изображение Фурье-метаповерхности, аномально преломляющей свет под скользящим углом в $m = +1$ дифракционный канал.

Волновые векторы в воздухе k_m , метаповерхности $\varkappa_m$ и подложке $\mathcal{K}_m$ с диэлектрической проницаемостью ε_S имеют вид:

$$k_m = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - p_m^2}, \quad \varkappa_m = \sqrt{\varepsilon \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - p_m^2}, \quad \mathcal{K}_m = \sqrt{\varepsilon_S \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - p_m^2}, \quad (2.2)$$

где

$$p_m = 2\pi \left[\frac{\sin(\theta_{in})}{\lambda} + \frac{m}{\Lambda} \right]. \quad (2.3)$$

На границе раздела $z = \zeta(x)$ поле H_y и $\varepsilon^{-1} \partial H_y / \partial n$ должны быть непрерывными. Для гладкого рельефа $\zeta(x)$ значения $\zeta'(x) = d\zeta(x)/dx$ остаются конечными, поэтому производные от поля вдоль нормали поверхности можно представить в виде:

$$\frac{\partial H_y}{\partial n} = \left[\frac{\partial H_y}{\partial z} - \zeta'(x) \frac{\partial H_y}{\partial x} \right] \left(1 + [\zeta'(x)]^2 \right)^{-1/2}. \quad (2.4)$$

Согласно работе [135], следует приравнять соответственные выражения при $z = \zeta(x)$, домножить их на $e^{-ip_q x}$ с целыми значениями q и проинтегрировать по частям получившиеся равенства вдоль одного периода Λ . В результате имеются два набора линейных уравнений относительно амплитуд a_{1m} и $a_{2m}^{\pm}$:

$$I_{q0}^{1+} + \sum_m a_{1m} I_{qm}^{1-} = \sum_m (a_{2m}^+ I_{qm}^{2+} + a_{2m}^- I_{qm}^{2-}), \quad (2.5)$$

$$I_{q0}^{1+} \frac{k_0^2 - p_0 p_q}{k_0} - \sum_m a_{1m} I_{qm}^{1-} \frac{k_0^2 - p_m p_q}{k_m} = \sum_m \frac{\varkappa_0^2 - p_m p_q}{\varepsilon \varkappa_m} (a_{2m}^+ I_{qm}^{2+} - a_{2m}^- I_{qm}^{2-}), \quad (2.6)$$

где $I_{qm}^{1\pm}$ и $I_{qm}^{2\pm}$ – численные коэффициенты, зависящие от рельефа $\zeta(x)$:

$$I_{qm}^{1\pm} = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \exp \left[i(m-q) \frac{2\pi}{\Lambda} x \pm i k_m \zeta(x) \right] dx, \quad (2.7)$$

$$I_{qm}^{2\pm} = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda \exp \left[i(m-q) \frac{2\pi}{\Lambda} x \pm i \varkappa_m \zeta(x) \right] dx. \quad (2.8)$$

Из условия непрерывности полей на границе раздела $z = d$ получается линейная связь между амплитудами a_{3m} и $a_{2m}^\pm$. Далее, комбинируя эту связь с (2.5) и (2.6), получаем финальные наборы уравнений относительно амплитуд полей в воздухе a_{1m} и подложке a_{3m} :

$$I_{q0}^{1+} + \sum_m a_{1m} I_{qm}^{1-} = \sum_m a_{3m} (\psi_m^+ I_{qm}^{2+} + \psi_m^- I_{qm}^{2-}), \quad (2.9)$$

$$I_{q0}^{1+} \frac{k_0^2 - p_0 p_q}{k_0} - \sum_m a_{1m} I_{qm}^{1-} \frac{k_0^2 - p_m p_q}{k_m} = \sum_m a_{3m} \frac{\varkappa_0^2 - p_m p_q}{\varepsilon \varkappa_m} (\psi_m^+ I_{qm}^{2+} - \psi_m^- I_{qm}^{2-}), \quad (2.10)$$

где $\psi_m^\pm = e^{\mp i \varkappa_m d} (1 \pm \mathcal{K}_m \varepsilon \varkappa_m^{-1} \varepsilon_S^{-1}) / 2$.

Для получения a_{3m} и a_{1m} необходимо конечное число уравнений в (2.9) и (2.10). Поэтому вводится целое число Q , физический смысл которого – количество учитываемых гармоник: $|m| \leq Q$ и $|q| \leq Q$. Решение системы из $4Q + 2$ линейных уравнений с заданной точностью (количеством учитываемых гармоник) позволяет получить a_{1m} и a_{3m} и, как следствие, дифракционные эффективности на пропускание η_m и отражение ρ_m :

$$\eta_m = \frac{|a_{3m}|^2}{\cos(\theta_{in}) \sqrt{\varepsilon_S}} \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon_S} \left(\sin(\theta_{in}) + \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)^2}, \quad (2.11)$$

$$\rho_m = \frac{|a_{1m}|^2}{\cos(\theta_{in})} \sqrt{1 - \left(\sin(\theta_{in}) + \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)^2}. \quad (2.12)$$

2.1.3 Численная проверка аналитических результатов

Для проверки аналитических результатов и определения границ применимости ГР здесь и далее используется полномасштабное численное моделирование методом конечных элементов (МКЭ) в коммерческом программном пакете COMSOL Multiphysics. С помощью модуля «Волновая оптика» и интерфейса Electromagnetic Waves, Frequency Domain (Электромагнитные волны, частотная область) решается двухмерная задача в заданном диапазоне длин волн. Периодические граничные условия определены в соответствии с $0 \leq x \leq \Lambda$. На верхней и нижней границах задаются периодические порты, считающие дифракционные эффективности отражённых и прошедших волн соответственно. Порты граничат с PML (perfectly matched layer, идеально согласованный слой), чтобы избежать вторичных отражений. Помимо этого верхний порт отвечает за излучение начальной волны под определённым углом и с заданной поляризацией. Пространственное разбиение сеткой задаётся автоматически.

Сначала стоит рассмотреть Фурье-метаповерхность с простейшим синусоидальным рельефом и продемонстрировать сходимость результатов, получаемых в рамках ГР и МКЭ. Пусть свет видимого диапазона нормально падает на кремниевую метаповерхность с табличным ϵ [136] и $\epsilon_S = 1$. Кремний выбран ввиду его большого показателя преломления и умеренных потерь в видимом и инфракрасном диапазонах, а также из-за возможности экспериментально создать соответствующие структуры современными технологиями [3; 16]. На Рис. 2.2 представлены спектры коэффициентов пропускания T и отражения R ($m = 0$ в (2.11) и (2.12)), а также дифракционных эффективностей η_{+1} и ρ_{+1} для Фурье-метаповерхности с $\zeta(x) = s_1 \sin 2\pi x/\Lambda$, $s_1 = 45$ нм, $\Lambda = 600$ нм и $d = 50$ нм. Спектры получены МКЭ и в приближении ГР при разных значениях Q . Как видно из спектров, увеличение количества учитываемых гармоник (числа Q) обеспечивает довольно точную сходимость двух результатов. Достаточно $Q = 5$, чтобы теория в приближении ГР воспроизводила практически все спектральные особенности, такие как дифракционные аномалии Рэлея-Вуда [137; 138] или резонансы волноводной моды [139]. Аномалии возникают при «закрытии» дифракционных каналов и резком перераспределении энергии света между оставшимися открытыми каналами, что отлично видно на (а) при

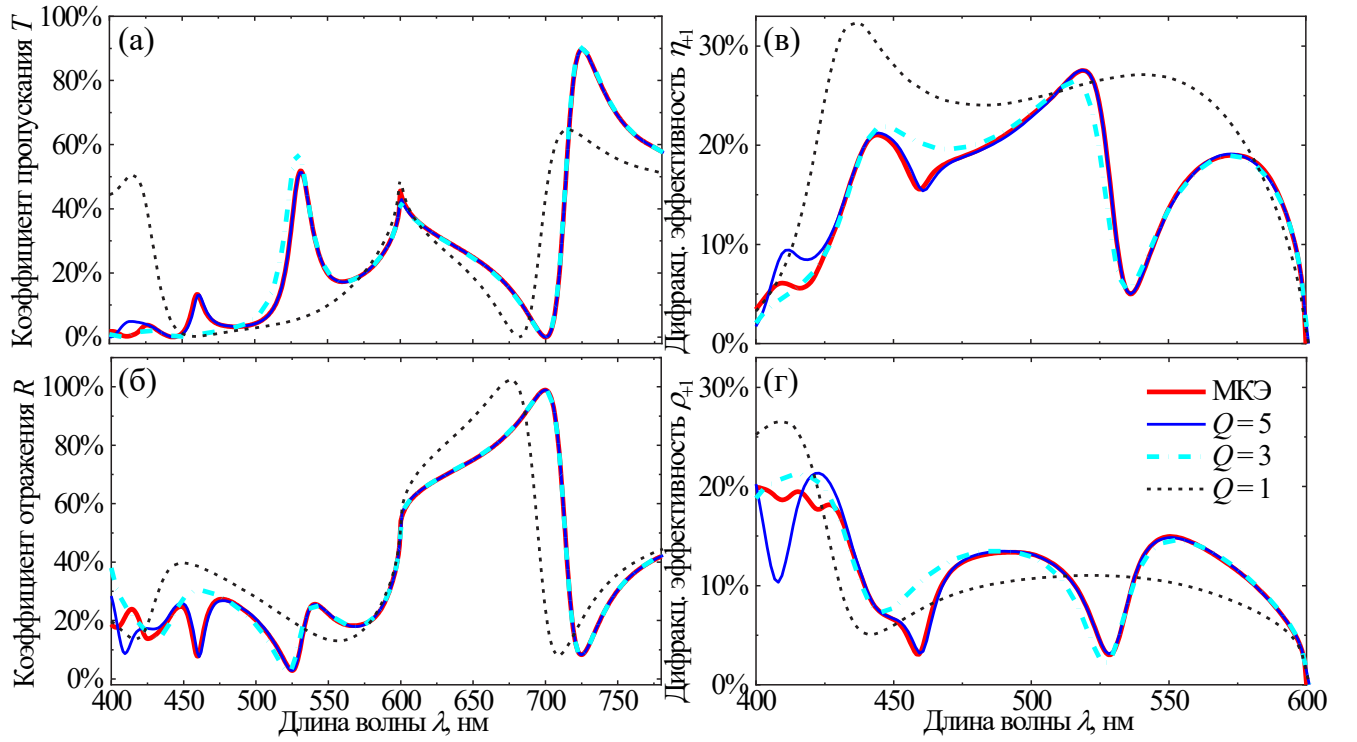


Рисунок 2.2 — Оптические свойства кремниевой Фурье-метаповерхности с простейшим синусоидальным рельефом. Спектры коэффициентов пропускания T (а), отражения R (б) и дифракционных эффективностей η_{+1} (в) и ρ_{+1} (г), рассчитанные МКЭ и в приближении ГР при разных значениях Q .

$\lambda = 600$ нм. Минимумы спектра T при $\lambda \approx 450$ нм и $\lambda \approx 700$ нм свидетельствуют о резонансах волноводной моды, обусловленных взаимодействием падающей волны с модами плоского диэлектрического слоя за счёт периодического рельефа. Также стоит обратить внимание на то, что при $Q = 1$ коэффициент отражения R чуть превышает 100% при $\lambda \approx 675$ нм. Понятно, что такой нефизический результат обусловлен малой точностью аналитической теории в рамках ГР. Тем не менее даже в таком случае теория воспроизводит некоторые характерные спектральные особенности метаповерхности.

Таким образом, взаимодействие света с Фурье-метаповерхностью может быть описано с большой точностью в приближении ГР. Однако было бы ошибочно полагать, что при постоянном увеличении Q аналитические результаты будут всё лучше сходиться к результатам полномасштабного моделирования МКЭ. Далее в Разделе 2.2.3 будет показано, как большие значения Q приводят к накоплению численных ошибок и выходу за границы применимости ГР.

2.2 Аномальное преломление света под скользящими углами

2.2.1 Методы оптимизации

Оптимизация метаповерхностей с помощью решения линейных уравнений (2.9) и (2.10) не требует больших вычислительных ресурсов. Рельеф метаповерхности определяется как конечная сумма Фурье-гармоник:

$$\zeta(x) = \sum_{n=1}^N [c_n \cos(2n\pi x/\Lambda) + s_n \sin(2n\pi x/\Lambda)]. \quad (2.13)$$

Условие $s_1 = 0$ задаётся для уменьшения количества переменных и определения положения нуля на оси x . Оставшиеся амплитуды рельефа c_n и s_n , а также положение плоской границы d выступают в качестве оптимизационных переменных. Используя стандартную функцию «fminsearch» среды MATLAB, можно получить максимально возможное значение дифракционной эффективности η_m (2.11) выбранного дифракционного канала m на заданной длине волны λ . В таком случае аномальное преломление света будет происходить под углом $\theta_{out} = \arcsin[(\sin(\theta_{in}) + m\lambda/\Lambda) / \sqrt{\epsilon_S}]$.

Оптимизация также проводится МКЭ с помощью соответствующего модуля. Получаемые двумя методами результаты сравниваются для определения границ применимости ГР.

Начальные значения оптимизационных переменных c_n , s_n и d меняются перебором с определёнными интервалами. Также всегда накладывается ограничение $\max \zeta(x) < d$, чтобы рельеф не пересекался с плоской границей метаповерхности.

2.2.2 Оптимизация кремниевых Фурье-метаповерхностей

Пусть зелёный свет с $\lambda = 532$ нм нормально падает ($\theta_{in} = 0^\circ$) на кремниевую Фурье-метаповерхность с табличными значениями ε [136] и рельефом $\zeta(x)$ (2.13) с $N = 2$. При отсутствии подложки ($\varepsilon_S = 1$) и периоде метаповерхности $\Lambda = 535$ нм дифракционный угол $m = +1$ канала составляет $\theta_{out} \approx 84^\circ$.

Оптимизации проводились с целью получить максимально возможную эффективность η_{+1} . Оба процесса оптимизации сошлись к одной и той же Фурье-метаповерхности с параметрами: $c_1 = 50.4$ нм, $c_2 = 4.4$ нм, $s_2 = -45.4$ нм и $d = 92.7$ нм (см. вставку на Рис. 2.3(а)). Посчитанные спектры η_{+1} представлены на Рис. 2.3(а), из которых видно, как теория в рамках ГР с $Q = 14$ отлично воспроизводит результаты, полученные с помощью полномасштабного численного моделирования МКЭ. Звёздочкой на спектрах показана максимальная достигнутая эффективность $\eta_{+1} \approx 83\%$ на длине волны $\lambda = 532$ нм. На Рис. 2.3(б) представлены спектры других каналов: коэффициентов пропускания T и отражения R , а также дифракционных эффективностей η_{-1} и $\rho_{\pm 1}$. Синяя полоса показывает спектральный диапазон с $\eta_{+1} > 60\%$, согласно которому эффективности остальных дифракционных каналов не превышают 10%. Исключением является ρ_{+1} , которая всё равно быстро убывает и становится пренебрежимо малой на рабочей длине волны $\lambda = 532$ нм.

На вставке на Рис. 2.3(а) изображено распределение магнитного поля H_y , согласно которому под метаповерхностью практически плоская волна распространяется под углом, близкому к 90° . На выделенной области вставки показано локальное распределение вектора Пойнтинга, из которого видно, как на плоской границе метаповерхности $z = d$ есть одновременно и положительные, и отрицательные компоненты вектора по отношению к нормали, что согласуется с результатами работы [41]. Внутри же самого слоя кремния присутствуют ярко выраженные стоячие волны, соответствующие паре диэлектрических резонансов типа Ми. Аномальное преломление определяется взаимодействием между этими резонансами, относительная фаза и резонансные длины волн которых зависят от рельефа метаповерхности. В таком контексте оптимизация может быть расценена как тщательная настройка данных резонансов.

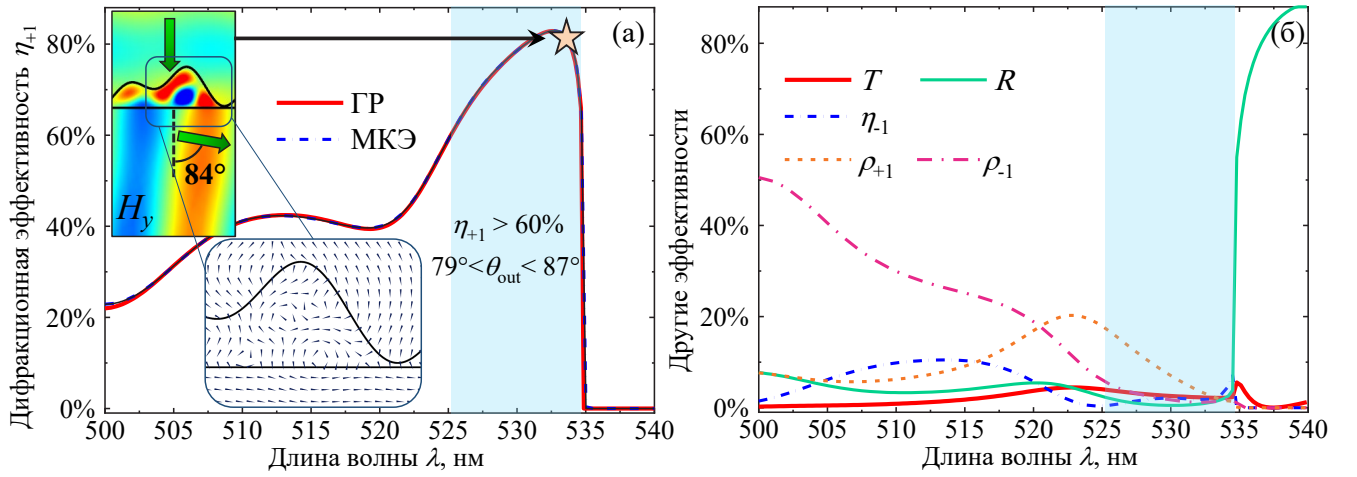


Рисунок 2.3 — Оптимизированная кремниевая Фурье-метаповерхность для аномального преломления света под скользящими углами. (а) Спектры дифракционных эффективностей η_{+1} , полученные в приближении ГР и МКЭ, при нормальном падении света метаповерхность. Звёздочкой показана дифракционная эффективность $\eta_{+1} \approx 83\%$ на длине волны $\lambda = 532$ нм. На вставке изображена метаповерхность с соответствующим распределением компоненты магнитного поля H_y . Выделенная область вставки показывает локальное распределение вектора Пойнтинга. (б) Спектры коэффициентов пропускания T , отражения R , а также дифракционных эффективностей η_{-1} и $\rho_{\pm 1}$. Синей полосой на спектрах обозначена область с $\eta_{+1} > 60\%$ и соответствующим диапазоном углов преломления θ_{out} .

2.2.3 Рельефы с разным количеством Фурье-гармоник

Можно предположить, что учёт большего числа Фурье-гармоник N в рельефе (2.13) обеспечит ещё более выдающиеся результаты. Чтобы подтвердить это были проведены такие же оптимизации, что и в предыдущем Разделе 2.2.2, но для $N = 2$, $N = 3$ и $N = 4$. Параметр d исключен из оптимизационных переменных с помощью введённого ограничения: $\sqrt{\sum_{n=1}^N [c_n^2 + s_n^2]} = 0.75d = 60$ нм.

На Рис. 2.4 представлены спектры η_{+1} и поперечные сечения оптимизированных кремниевых метаповерхностей с рельефами из разного числа Фурье-гармоник. Параметры Фурье-метаповерхностей содержатся в Таблице 1. Из-за введённого ограничения на d достигнутые значения эффективностей η_{+1} при $\lambda = 532$ нм стали меньше по сравнению с результатами предыдущего раздела, однако всё равно большая часть света аномально преломляется под

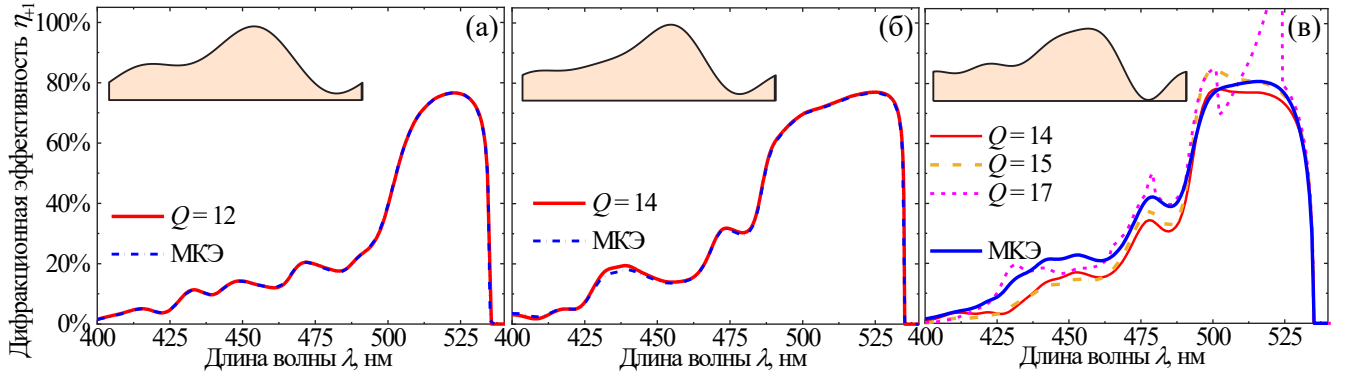


Рисунок 2.4 — Оптимизированные кремниевые Фурье-метаповерхности с разным количеством Фурье-гармоник. Спектры дифракционных эффективностей, посчитанные в приближении ГР с заданным Q и МКЭ, в случае рельефов с $N = 2$ (а), $N = 3$ (б) и $N = 4$ (в). На вставках изображены поперечные сечения оптимизированных метаповерхностей.

скользящими углами с $\eta_{+1} \approx 70\%$. Как видно из спектров, увеличение количества гармоник рельефа действительно приводит к улучшению результатов: немного увеличивается максимальное значение η_{+1} и становится шире диапазон с $\eta_{+1} > 60\%$. Однако более сложные рельефы требуют бóльшей точности — числа Q . Заканчивается всё тем, что для рельефа с $N = 4$ результаты в приближении ГР перестают сходиться как друг с другом при разных значениях Q , так и с численным результатом в рамках МКЭ. Более того, при $Q = 17$ значения η_{+1} начинают превышать 100%. Такой нефизический результат объясняется тем, что при слишком больших значениях Q подынтегральные экспоненты в (2.7) начинают быстро осциллировать, так как $|q|$ и $|m| \leq Q$. Численное интегрирование таких функций приводит к накоплению ошибок и выходу за границы применимости ГР. Тем не менее при увеличении числа Фурье-гармоник в рельефе можно добиться лучших результатов, если проводить оптимизации полномасштабным численным моделированием.

Число Фурье-гармоник	c_1 , нм	c_2 , нм	s_2 , нм	c_3 , нм	s_3 , нм	c_4 , нм	s_4 , нм	d , нм
$N = 2$	52.1	-7.7	-28.8	—	—	—	—	80
$N = 3$	50.6	-14.1	-27.3	-8.8	4.5	—	—	80
$N = 4$	48.9	-12.7	-30.1	-11.1	3.8	-5.0	8.2	80

Таблица 1 — Параметры оптимизированных кремниевых Фурье-метаповерхностей с рельефами из разного числа Фурье-гармоник.

2.2.4 Фурье-метаповерхности из разных материалов

Несмотря на то, что кремний обладает большим показателем преломления в видимом диапазоне, часто в эксперименте удобнее использовать другие материалы, например TiO_2 [57], BaTiO_3 [140], GaP [141] или Si_3N_4 [142]. Поэтому требуется определить, какие материалы помимо кремния можно использовать для получения аномального преломления света под скользящими углами.

Как и в Разделе 2.2.2 предполагается, что зелёный свет с $\lambda = 532$ нм нормально падает на Фурье-метаповерхность с периодом $\Lambda = 535$ нм и преломляется под углом $\theta_{out} \approx 84^\circ$. Рельеф (2.13) содержит три Фурье-гармоники ($N = 2$), для теории в приближении ГР задаётся число $Q = 14$. Диэлектрическая проницаемость ϵ в отсутствие поглощения постепенно уменьшается, начиная с $\epsilon = 17$, что соответствует кремнию на заданной длине волны. При каждом значении ϵ проводятся оптимизации для достижения максимальной возможной эффективности η_{+1} . На Рис. 2.5 представлены результаты оптимизаций, полученные в приближении ГР и МКЭ. Примеры поперечных сечений метаповерхностей для определённых диапазонов ϵ показаны соответствующими цветами. Видно, что определённые формы метаповерхностей характерны для соответствующих диапазонов ϵ . Более того, чем меньше значение ϵ , тем эти диапазоны становятся уже. Таким образом, для достижения максимально возможной η_{+1} с помощью Фурье-метаповерхностей из таких материалов как LiNbO_3 или Si_3N_4 требуется тщательно контролировать как показатель преломления, так и дисперсию материала.

Сравнение результатов двух методов оптимизаций на Рис. 2.5 также позволяет определить границы применимости ГР для подобных структур. Для $\epsilon \geq 14$ оба процесса оптимизации сходятся к одному и тому же результату (красная линия). При дальнейшем уменьшении ϵ численные оптимизации МКЭ обеспечивают большие значения η_{+1} (жёлтые и зелёные сплошные линии), чем оптимизации в приближении ГР (пунктирные линии). Такое расхождение результатов становится очевидным, если взглянуть на поперечные сечения метаповерхностей: уменьшение ϵ сопровождается одновременным увеличением толщины слоя диэлектрика и, что более важно, амплитуды рельефа. Соответственно, Фурье-метаповерхности с сравнительно небольшими показателями преломления выходят за границы применимости ГР и для оптимизации таких

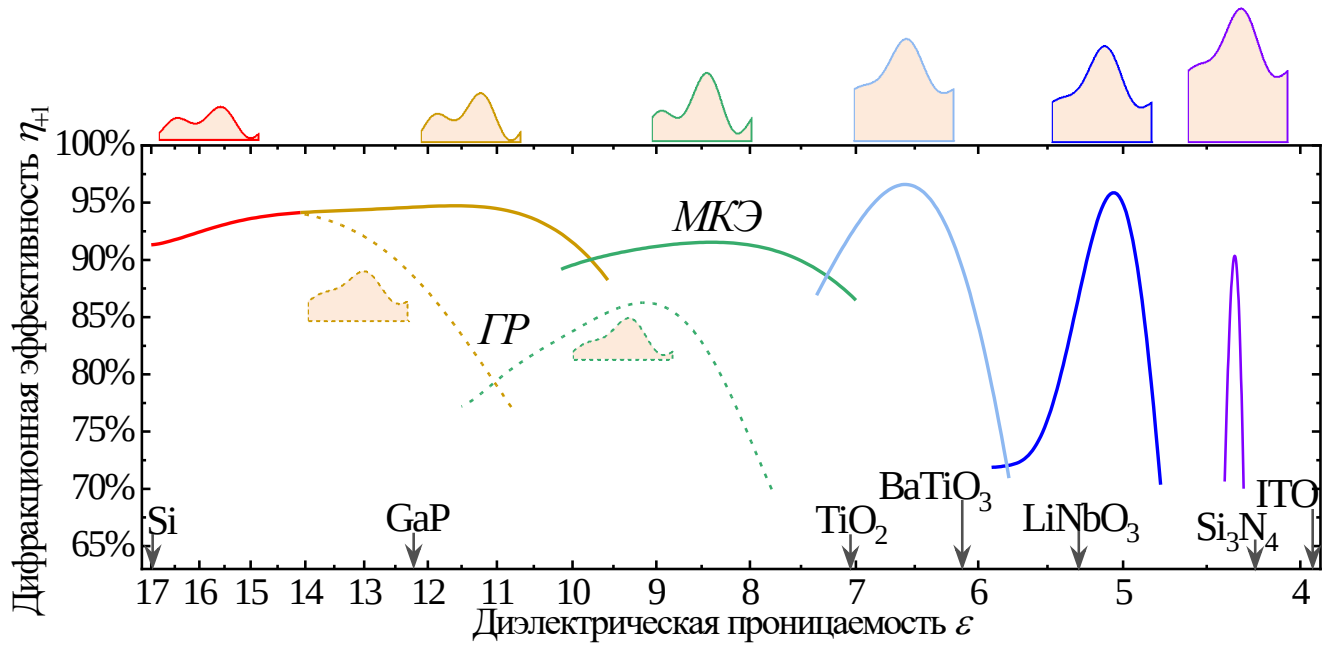


Рисунок 2.5 — Фурье-метаповерхности с разными ϵ , anomalно преломляющие нормально падающий свет с $\lambda = 532$ нм под углом 84° . Результаты, полученные в рамках ГР и МКЭ, показаны пунктирными и сплошными линиями соответственно. Сверху представлены примеры поперечных сечений метаповерхностей для соответствующих диапазонов ϵ . Снизу показаны табличные значения ϵ разных материалов на длине волны $\lambda = 532$ нм.

структур требуется полномасштабное численное моделирование. Тем не менее для таких материалов как GaP оптимизация в приближении ГР сходится к более гладким рельефам, но с меньшими эффективностями η_{+1} , чем МКЭ.

Материал	ϵ	η_{+1} , %	c_1 , нм	c_2 , нм	s_2 , нм	d , нм
Si	17.0	91	50.0	12.5	-44.2	93.5
GaP	12.0	95	69.8	1.9	-58.5	121.7
TiO ₂	7.0	86	124.8	-71.2	-36.8	212.6
TiO ₂	7.0	93	134.2	-40.5	-21.1	356.2
BaTiO ₃	6.1	89	119.7	-22.5	-44.2	408.0
LiNbO ₃	5.3	81	125.5	18.9	-93.0	325.8

Таблица 2 — Параметры оптимизированных МКЭ Фурье-метаповерхностей с значениями ϵ , совпадающими с табличными данными разных материалов на длине волны $\lambda = 532$ нм.

В Таблице 2 представлены параметры оптимизированных в рамках МКЭ Фурье-метаповерхностей с значениями ϵ , совпадающими с аналогичными табличными данными разных материалов на длине волны $\lambda = 532$ нм. Так как зелёная и голубая сплошные линии на Рис. 2.5 пересекаются при $\epsilon \approx 7$, для TiO_2 приведены параметры одновременно двух метаповерхностей.

2.3 Управляемое отклонение света в широком угловом диапазоне

2.3.1 Основная идея

Аномальное преломление света под скользящими углами происходит на длинах волн, которые близки к соответствующему порогу дифракции. Небольшое изменение оптической системы может «закрыть» данный дифракционный канал. Например, если аномальное преломление света как и в предыдущих разделах происходит в $m = +1$ канал дифракции, то согласно выражению в (2.2), волновой вектор $\mathcal{K}_{+1}$ может стать мнимым при увеличении угла падения θ_{in} или уменьшении диэлектрической проницаемости подложки ϵ_S . При этом энергия света перераспределяется между оставшимися «открытыми» каналами дифракции. Если обеспечить перераспределение в один доминирующий канал, например в $m = -1$, то итоговая оптическая система способна отклонять преломленный свет в широком угловом диапазоне, что схематично изображено на Рис. 2.6. Стоит отметить, что переключение между двумя оптическими режимами, обусловленными разными углами падения или диэлектрическими проницаемостями подложки, может быть осуществлено с помощью жидких кристаллов, меняющих свою ориентацию вместе с оптическими свойствами при приложении напряжения [68] или изменении температуры [70].

Чтобы продемонстрировать данную идею, в дальнейшем будут рассмотрены кремниевые Фурье-метаповерхности с табличными значениями ϵ [136] и рельефом $\zeta(x)$ из трёх Фурье-гармоник ($N = 2$ в (2.13)). В качестве целевой функции оптимизаций выступает сумма дифракционных эффективностей η_{+1} и η_{-1} при соответствующих углах падения θ_{in} или диэлектрических проницаемостях подложки ϵ_S .

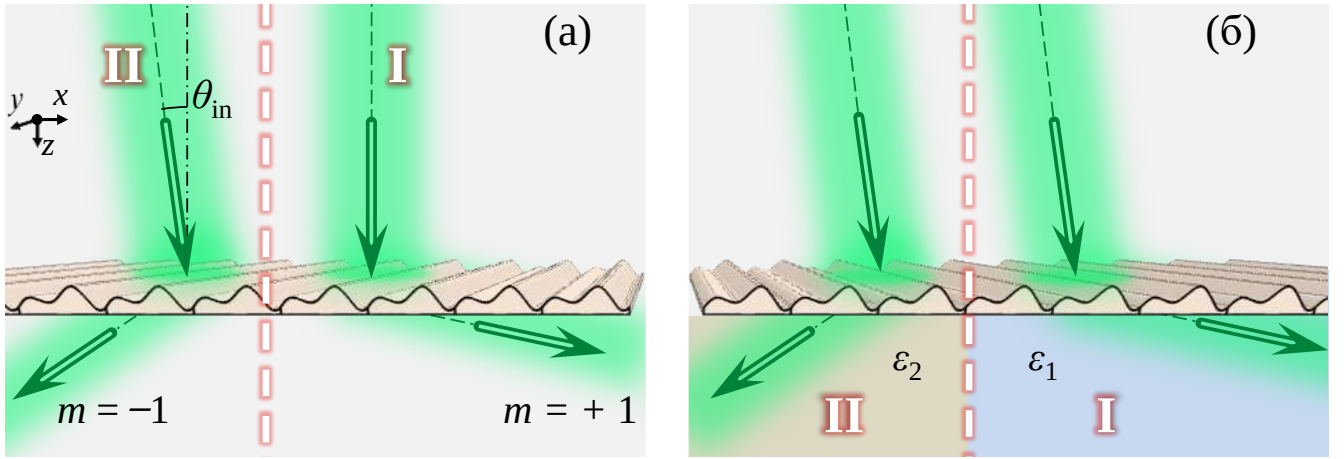


Рисунок 2.6 — Схематичное представление Фурье-метаповерхности, отклоняющей аномально преломленный свет в широком угловом диапазоне за счёт (а) небольшого наклона падающей волны или (б) изменения диэлектрической проницаемости подложки.

2.3.2 Управляемое отклонение света за счёт изменения угла падения

Пусть, как и прежде, зелёный свет с $\lambda = 532$ нм нормально падает ($\theta_{in} = 0^\circ$) на метаповерхность с периодом $\Lambda = 535$ нм и аномально преломляется под углом $\theta_{out} \approx 84^\circ$. Согласно выражению для $\mathcal{K}_m$ из (2.2), наклон падающей волны на $\theta_{in} = 2^\circ$ «закрывает» $m = +1$ канал дифракции, а угол преломления для «открытого» $m = -1$ канала становится $\theta_{out} \approx -74^\circ$.

Оба процесса оптимизации сошлись к одной и той же Фурье-метаповерхности с параметрами: $c_1 = 72.7$ нм, $c_2 = 4.7$ нм, $s_2 = -33.5$ нм и $d = 148.4$ нм. На Рис. 2.7 представлены результаты, полученные в рамках ГР и МКЭ, где звёздочки показывают достигнутые максимальные значения $\eta_{\pm 1} \approx 70\%$ при соответствующих углах падения. Зависимость дифракционных эффективностей $\eta_{\pm 1}$ от угла падения θ_{in} при $\lambda = 532$ нм показана на Рис. 2.7(а). Видно, что $m = +1$ дифракционный канал резко «закрывается» при наклоне падающей волны на угол $\theta_{in} \approx 0.4^\circ$. В это же время около половины энергии падающего света перенаправляется в $m = -1$ дифракционный канал, что сопровождается характерной аномалией Рэля-Вуда. Дальнейшее увеличение угла падения приводит к быстрому росту эффективности η_{-1} , которая достигает своего максимального значения при $\theta_{in} = 2^\circ$.

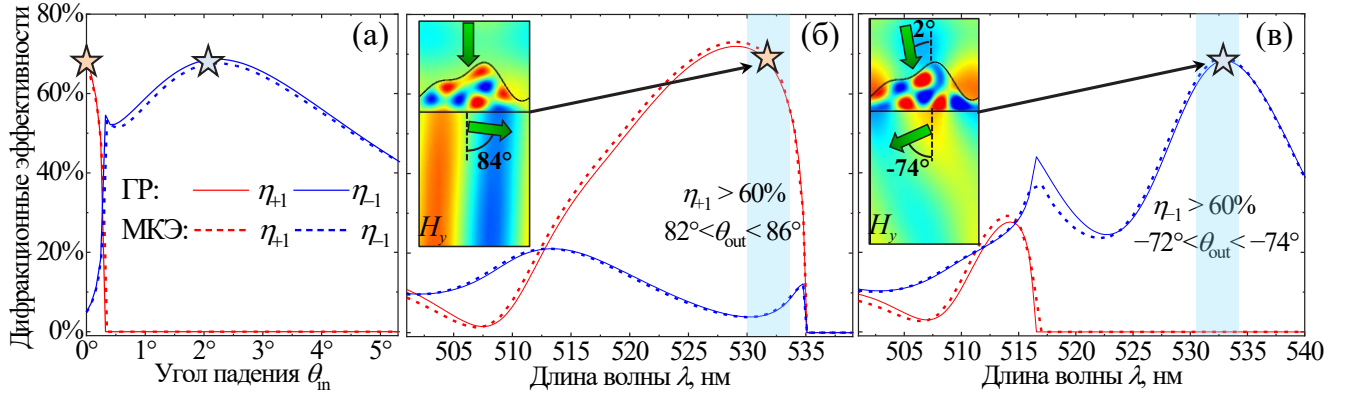


Рисунок 2.7 — Оптимизированная в рамках ГР и МКЭ кремниевая Фурье-метаповерхность для отклонения преломленного света за счёт изменения угла падения. Зависимость дифракционных эффективностей $\eta_{\pm 1}$ от угла падения θ_{in} при $\lambda = 532$ нм изображена на (а). Спектры $\eta_{\pm 1}$ при нормальном ($\theta_{in} = 0^\circ$) и наклонном ($\theta_{in} = 2^\circ$) падении представлены на (б) и (в) соответственно. Звёздочки показывают оптимизированные значения $\eta_{\pm 1} \approx 70\%$. На вставках изображены метаповерхность с распределениями магнитного поля H_y в разных дифракционных режимах. Синей полосой на спектрах обозначена область с $\eta_{\pm 1} > 60\%$ и соответствующими диапазонами углов преломления θ_{out} .

На Рис. 2.7(б) и (в) представлены спектры $\eta_{\pm 1}$ при $\theta_{in} = 0^\circ$ и $\theta_{in} = 2^\circ$ соответственно. На вставках показаны локальные распределения компоненты магнитного поля H_y вблизи метаповерхности на длине волны $\lambda = 532$ нм. Синие полосы на спектрах обозначают диапазон с $530 \text{ нм} \leq \lambda \leq 533.5 \text{ нм}$, в котором значения обеих дифракционных эффективностей превышают 60% в соответствующих оптических режимах.

Таким образом, продемонстрировано, как небольшим наклонном падающей волны можно отклонять аномально преломленный свет на 158° .

2.3.3 Управляемое отклонение света за счёт изменения проницаемости подложки

Согласно выражению (2.2), при нормальном падении света не будет никакой разницы между волновыми векторами $\mathcal{K}_{+1}$ и $\mathcal{K}_{-1}$. Чтобы аномально преломленный свет отклонялся за счёт изменения проницаемости подложки ϵ_S , требуется задать пороги дифракции на разных длинах волн у противоположных дифракционных каналов. Для этого пусть зелёный свет с $\lambda = 532$ нм падает на Фурье-метаповерхность под углом $\theta_{in} = 2^\circ$. Стандартные оптические материалы, например, стекло, жидкие кристаллы или полимеры имеют показатель преломления $n \approx 1.5$. Поэтому пусть диэлектрическая проницаемость подложки меняется с $\epsilon_S = 2.3$ до $\epsilon_S = 2.2$. При периоде метаповерхности $\Lambda = 365$ нм углы дифракции для $m = +1$ и $m = -1$ каналов будут $\theta_{out} \approx 80^\circ$ и $\theta_{out} \approx -74^\circ$ соответственно.

В очередной раз оба процесса оптимизации сошлись к одной и той же Фурье-метаповерхности, изображённой на вставках на Рис. 2.8. Параметры метаповерхности: $c_1 = 72.9$ нм, $c_2 = -5.7$ нм, $s_2 = -20.7$ нм и $d = 94.5$ нм. Также на Рис. 2.8 представлены спектры эффективностей $\eta_{\pm 1}$ для разных оптических режимов с определёнными значениями ϵ_S . Оптимизированные дифракционные эффективности при $\lambda = 532$ нм (звёздочки на спектрах) достигают значений $\eta_{+1} \approx 88\%$ и $\eta_{-1} \approx 78\%$. Синие полосы на спектрах показывают диапазон с $528.5 \text{ нм} \leq \lambda \leq 540 \text{ нм}$, в котором $\eta_{\pm 1} > 60\%$ в соответствующих оптических режимах. Можно заметить, что спектры дифракционных эффективностей обладают похожими формами при $\epsilon_S = 2.3$ и $\epsilon_S = 2.2$. Уменьшение ϵ_S приводит к заметному сдвигу дифракционной аномалии Рэлея-Вуда в коротковолновую область спектра. Вместе с дифракционной аномалией сдвигаются и сами спектры $\eta_{\pm 1}$. При этом на длине волны $\lambda = 532$ нм эффективность η_{+1} постепенно уменьшается, пока не достигает нуля на пороге дифракции. Значения эффективности η_{-1} при $\lambda = 532$ нм, наоборот, постепенно увеличиваются.

Таким образом, показано, как используя Фурье-метаповерхность и изменяя проницаемость подложки ϵ_S на 0.1, можно отклонять аномально преломленный свет на 154° .

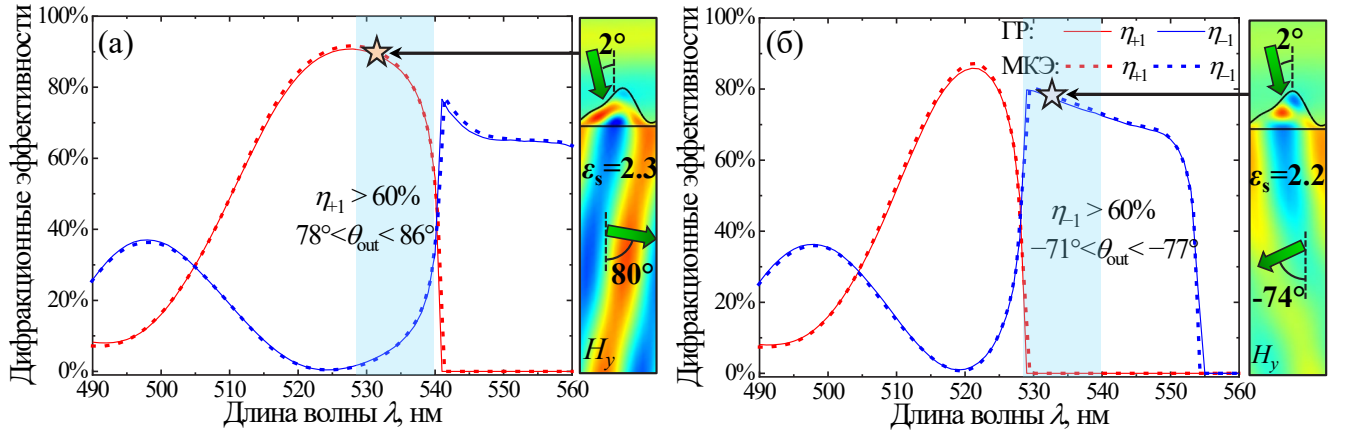


Рисунок 2.8 — Оптимизированная в рамках ГР и МКЭ кремниевая Фурье-метаповерхность для отклонения преломленного света за счёт изменения диэлектрической проницаемости подложки. Спектры $\eta_{\pm 1}$ при $\epsilon_s = 2.3$ и $\epsilon_s = 2.2$ представлены на (б) и (в) соответственно. Звёздочки показывают оптимизированные значения $\eta_{+1} \approx 88\%$ и $\eta_{-1} \approx 78\%$. На вставках изображены метаповерхность с распределениями магнитного поля H_y в разных дифракционных режимах. Синей полосой на спектрах обозначена область с $\eta_{\pm 1} > 60\%$ и соответствующими диапазонами углов преломления θ_{out} .

2.4 Основные итоги главы

В данной главе были предложены диэлектрические Фурье-метаповерхности для аномального преломления света под скользящими углами. В частности:

1. Показано, как простыми аналитическими методами в приближении ГР описать взаимодействие света с диэлектрическими Фурье-метаповерхностями [A1];
2. В рамках ГР и МКЭ проведены оптимизации кремниевых Фурье-метаповерхностей [A1, A7]:
 - а) Достигнуто аномальное преломление зелёного света с дифракционной эффективностью $\eta_{+1} \approx 83\%$ под углом $\theta_{out} \approx 84^\circ$;
 - б) Показано, что можно улучшить результаты, если использовать рельефы $\zeta(x)$ с бóльшим числом Фурье-гармоник. Однако расчёты в приближении ГР неприменимы для рельефов с $N \geq 4$ и для подобных структур требуются полномасштабные численные оптимизации.

3. Показано, какие методы оптимизаций могут быть использованы для Фурье-метаповерхностей из материалов с разными ϵ , для достижения аномального преломления света под скользящими углами [A2, A6]:
 - а) Для структур с $\epsilon \geq 14$ можно использовать оптимизации как в приближении ГР, так и МКЭ;
 - б) Для метаповерхностей с $\epsilon < 14$ оптимизация МКЭ сходится к рельефам с бóльшей амплитудой и максимально возможным значениям η_{+1} , в то время как оптимизация в приближении ГР сходится к более гладким рельефам, но с сравнительно меньшими η_{+1} ;
 - в) В случае материалов с $\epsilon \leq 5$ аномальное преломление под скользящими углами возможно, однако необходимо тщательно контролировать показатель преломления. Для таких метаповерхностей требуется оптимизация в рамках полномасштабного численного моделирования.
4. Показано, как расширить функционал Фурье-метаповерхностей и добиться управляемого отклонения преломленного света в широком угловом диапазоне [A2, A8]. В качестве примера:
 - а) Продемонстрированы кремниевые структуры, отклоняющие аномально преломленный свет на 158° за счёт небольшого изменения угла падения волны. Дифракционные эффективности достигают значений $\eta_{\pm 1} \approx 70\%$ в оптических режимах с нормальным ($\theta_{in} = 0^\circ$) и наклонным ($\theta_{in} = 2^\circ$) падением света на метаповерхность.
 - б) Показано, как изменяя диэлектрическую проницаемость подложки ϵ_S на 0.1, отклонять аномально преломленный свет на 154° . Оптимизированная кремниевая Фурье-метаповерхность обеспечивает дифракционные эффективности $\eta_{+1} \approx 88\%$ и $\eta_{-1} \approx 78\%$ при $\epsilon_S = 2.3$ и $\epsilon_S = 2.2$ соответственно.

Глава 3. Максимально хиральные метаповерхности

В данной главе представлены максимально хиральные диэлектрические метаповерхности, а также сформулированы простые принципы их конструирования. Показано, как нарушениями симметрии изолировать собственное состояние метаповерхности от нормально падающего света с определённой круговой поляризацией. При этом свет с противоположной поляризацией полностью поглощается или отражается метаповерхностью, в зависимости от наличия или отсутствия вращательной симметрии. Продемонстрировано, как метаповерхность с зеркальными плоскостями симметрии может обладать максимальной внешней хиральностью, а также проведён анализ подобной оптической функциональности.

3.1 Теоретические основы максимальной оптической хиральности

3.1.1 Формализм S-матрицы

Предположим, что свет с круговыми поляризациями нормально падает на метаповерхность вдоль оси z . В таком случае единичные векторы с ЛКП и ПКП в декартовой системе координат выражаются в виде:

$$\mathbf{e}_{L,R} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y). \quad (3.1)$$

Для волн, распространяющихся против оси z , верно обратное.

В отсутствие дифракции все возможные процессы пропускания и отражения света можно математически записать в рамках формализма S-матрицы:

$$\mathbf{b} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{a}, \quad (3.2)$$

где вектор-столбцы $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ состоят из амплитуд падающих и уходящих волн с соответствующими круговыми поляризациями:

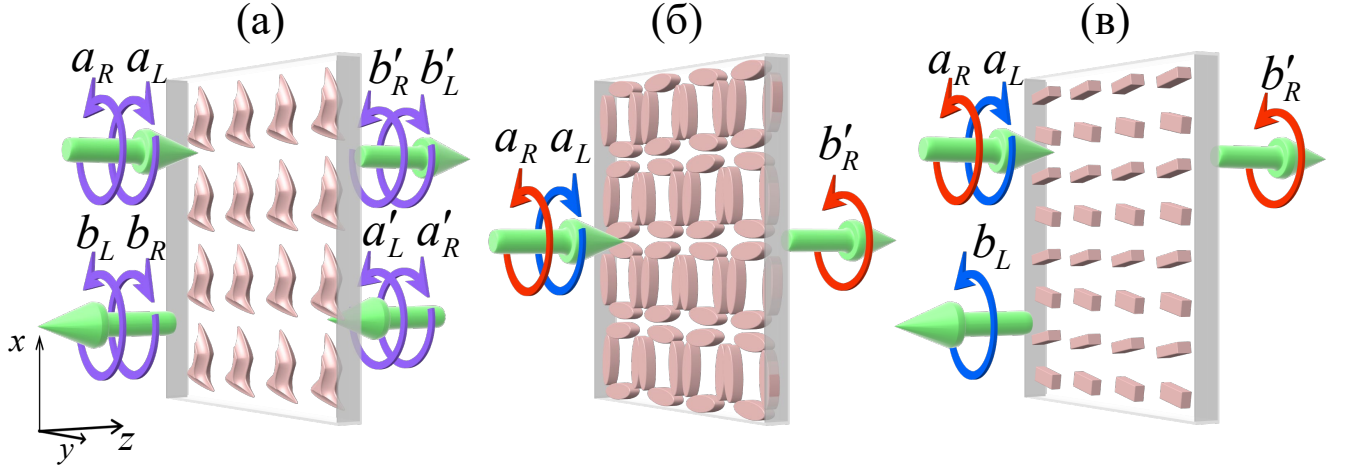


Рисунок 3.1 — Схематичное представление задачи о взаимодействии хиральных метаповерхностей с нормалью падающим светом с круговыми поляризациями. (а) Общий случай со всеми возможными процессами пропускания и отражения в соответствии с S-матрицей (3.4). (б) Максимально хиральная метаповерхность с вращательной симметрией четвёртого порядка, поглощающая волну с ЛКП. (в) Максимально хиральная метаповерхность без элементов симметрии, отражающая волну с ЛКП с сохранением знака поляризации.

$$\mathbf{a} = \begin{bmatrix} a_R \\ a_L \\ a'_R \\ a'_L \end{bmatrix}, \quad \mathbf{b} = \begin{bmatrix} b_R \\ b_L \\ b'_R \\ b'_L \end{bmatrix}. \quad (3.3)$$

В (3.3) штрихи отличают волны, распространяющиеся с разных сторон метаповерхности, что схематично изображено на Рис. 3.1(а). Сама же S-матрица состоит из комплексных амплитуд пропускания t_{fi} и отражения r_{fi} , где первый индекс f отвечает за конечную поляризацию волны, а второй индекс i — за начальную:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} r_{RR} & r_{RL} & t'_{RR} & t'_{RL} \\ r_{LR} & r_{LL} & t'_{LR} & t'_{LL} \\ t_{RR} & t_{RL} & r'_{RR} & r'_{RL} \\ t_{LR} & t_{LL} & r'_{LR} & r'_{LL} \end{bmatrix}. \quad (3.4)$$

Коэффициенты пропускания и отражения определяются квадратом модуля соответствующих амплитуд.

К подавляющему большинству оптических метаповерхностей применима лемма Лоренца о взаимности, накладывающая на амплитуды пропускания и отражения следующие ограничения:

$$r_{RL} = r_{LR}, \quad r'_{RL} = r'_{LR}, \quad t_{RR} = t'_{RR}, \quad t_{LL} = t'_{LL}, \quad t_{RL} = t'_{LR}, \quad t_{LR} = t'_{RL}, \quad (3.5)$$

из-за чего S-матрица, записанная в виде (3.4), становится симметричной.

Если метаповерхность обладает вращательной симметрией с порядком N , S-матрица должна оставаться инвариантной при повороте системы координат вокруг оси z на угол $\varphi = 2\pi/N$. В таком случае единичные векторы (3.1) переходят в $\tilde{\mathbf{e}}_{L,R} = \mathbf{e}_{L,R} e^{\mp i\varphi}$. Амплитуды волн (3.3) в новой системе координат записываются как:

$$\tilde{\mathbf{a}} = \begin{bmatrix} a_R e^{-i\varphi} \\ a_L e^{i\varphi} \\ a'_R e^{i\varphi} \\ a'_L e^{-i\varphi} \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{b}} = \begin{bmatrix} b_R e^{i\varphi} \\ b_L e^{-i\varphi} \\ b'_R e^{-i\varphi} \\ b'_L e^{i\varphi} \end{bmatrix}. \quad (3.6)$$

Чтобы данные амплитуды удовлетворяли уравнению (3.2), S-матрица в новой системе координат должна иметь вид:

$$\tilde{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} r_{RR} e^{-2i\varphi} & r_{RL} & t'_{RR} & t'_{RL} e^{-2i\varphi} \\ r_{LR} & r_{LL} e^{2i\varphi} & t'_{LR} e^{2i\varphi} & t'_{LL} \\ t_{RR} & t_{RL} e^{2i\varphi} & r'_{RR} e^{2i\varphi} & r'_{RL} \\ t_{LR} e^{-2i\varphi} & t_{LL} & r'_{LR} & r'_{LL} e^{-2i\varphi} \end{bmatrix}. \quad (3.7)$$

Приравнивая две S-матрицы (3.4) и (3.7), можно заметить, что при наличии вращательной симметрии с порядком $N \geq 3$ возникают очередные ограничения на амплитуды пропускания и отражения:

$$r_{RR} = r'_{RR} = r_{LL} = r'_{LL} = t_{RL} = t_{RL} = t'_{RL} = t'_{RL} = 0. \quad (3.8)$$

В итоге такие метаповерхности отражают свет ахирально, как обычное зеркало: $|r_{RL}| = |r_{LR}|$ и $|r'_{RL}| = |r'_{LR}|$. Оставшиеся ненулевые амплитуды пропускания t_{LL} и t_{RR} определяют оптическую хиральность, для оценки которой общепринято использовать значения кругового дихроизма (КД):

$$CD = \frac{|t_{RR}|^2 - |t_{LL}|^2}{|t_{RR}|^2 + |t_{LL}|^2}. \quad (3.9)$$

Для метаповерхностей с вращательной симметрией ненулевой КД может быть обеспечен только разным поглощением волн с ЛКП и ПКП (A_L и A_R соответственно):

$$|t_{RR}|^2 - |t_{LL}|^2 = (1 - |r_{RL}|^2 - A_R) - (1 - |r_{LR}|^2 - A_L) = A_L - A_R. \quad (3.10)$$

Максимальное селективное взаимодействие будет достигаться при полном поглощении волны с одной круговой поляризацией. Одновременно с этим метаповерхность должна быть прозрачной для волны с противоположной круговой поляризацией, что схематично изображено Рис. 3.1(б).

Если же метаповерхность не имеет никаких элементов симметрии, то S-матрица (3.4) в совокупности с ограничениями (3.5) состоит из 4 разных амплитуд пропускания и 6 амплитуд отражения. Однако, как будет продемонстрировано в Разделе 3.3, и в таком случае можно добиться максимальной хиральности, при которой асимметричная метаповерхность не взаимодействует с волной одной круговой поляризации и резонансно отражает волну с противоположной поляризацией, что схематично показано на Рис. 3.1(в). При этом отражение будет происходить с сохранением знака круговой поляризации.

3.1.2 S-матрица в рамках теории связанных мод

Оптическая функциональность множества метаповерхностей определяется набором резонансов, возникающих вследствие возбуждения специфичных собственных состояний. Подобные процессы могут быть описаны в рамках теории связанных мод (ТСМ) [143], что было не раз продемонстрировано за последние два десятилетия.

Пусть имеется N собственных состояний, каждому из которых соответствует медленно изменяющаяся комплексная амплитуда p_n , $n = 1, \dots, N$. Также как и в работе [92], в которой рассматривался случай с двумя собственными состояниями, изменение $\mathbf{p} = [p_1, \dots, p_N]^T$ во времени при наличии падающих волн с амплитудами из $\mathbf{a}$ (3.3) можно, по аналогии с осциллятором, описать уравнением:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = (i\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Gamma}) \cdot \mathbf{p} + \mathbf{M}^T \cdot \mathbf{a}. \quad (3.11)$$

Матрица $\mathbf{M}$ состоит из параметров связи m_{ni} и m'_{ni} , отвечающих за взаимодействие n -го собственного состояния с падающей волной, поляризованной вдоль вектора $\mathbf{i}$:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_{1R} & \dots & m_{NR} \\ m_{1L} & \dots & m_{NL} \\ m'_{1R} & \dots & m'_{NR} \\ m'_{1L} & \dots & m'_{NL} \end{bmatrix}, \quad (3.12)$$

где штрих, как и ранее, обозначает падение света с разных сторон метаповерхности. Параметры связи пропорциональны интегралам перекрытия, взятыми по объёму V структуры [51]:

$$m_{nL,R} \propto \int_V \mathbf{J}_n(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{L,R} e^{ikz} dV, \quad (3.13)$$

$$m'_{nL,R} \propto \int_V \mathbf{J}_n(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{L,R}^* e^{-ikz} dV, \quad (3.14)$$

где $\mathbf{J}_n(\mathbf{r})$ – плотность тока смещения n -го собственного состояния, $k = \omega/c$ – волновой вектор падающей волны с частотой ω .

Диагональные матрицы $\mathbf{\Omega}$ и $\mathbf{\Gamma}$ представляются в виде:

$$\mathbf{\Omega} = \begin{bmatrix} \omega - \omega_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \omega - \omega_N \end{bmatrix}, \quad \mathbf{\Gamma} = \begin{bmatrix} \gamma_1 & & \\ & \ddots & \\ & & \gamma_N \end{bmatrix}, \quad (3.15)$$

где ω_n – собственная частота n -го состояния, а $\gamma_n = \gamma_{nr} + \gamma_{nd}$ отвечает за радиационные потери (γ_{nr}) и потери на поглощение (γ_{nd}). Строго говоря, матрицы $\mathbf{\Omega}$ и $\mathbf{\Gamma}$ могут содержать недиагональные элементы, если собственные состояния взаимодействуют между собой [144].

Излучение метаповерхностью волн с амплитудами из $\mathbf{b}$ (3.3) также описывается в рамках ТСМ:

$$\mathbf{b} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{p} + \mathbf{C} \cdot \mathbf{a}. \quad (3.16)$$

Здесь $\mathbf{C}$ отвечает за изотропный и ахиральный фон с амплитудами пропускания τ и отражения ρ :

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 0 & \rho & \tau & 0 \\ \rho & 0 & 0 & \tau \\ \tau & 0 & 0 & \rho \\ 0 & \tau & \rho & 0 \end{bmatrix}. \quad (3.17)$$

Унитарность $\mathbf{C}^{-1} = \mathbf{C}^\dagger$ выполняется, если $|\rho|^2 + |\tau|^2 = 1$ и $\arg(\rho) = \arg(\tau) \pm \frac{\pi}{2}$.

Далее, рассматривая стационарный случай и исключая из уравнений (3.11) и (3.16) амплитуды $\mathbf{p}$, можно получить связь между $\mathbf{b}$ и $\mathbf{a}$:

$$\mathbf{b} = (\mathbf{C} - \mathbf{M} \cdot [i\Omega - \mathbf{\Gamma}]^{-1} \cdot \mathbf{M}^T) \mathbf{a}. \quad (3.18)$$

В итоге имеются два уравнения (3.4) и (3.18), из которых выражается итоговый вид S-матрицы в рамках TCM:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} r_{RR} & r_{RL} & t'_{RR} & t'_{RL} \\ r_{LR} & r_{LL} & t'_{LR} & t'_{LL} \\ t_{RR} & t_{RL} & r'_{RR} & r'_{RL} \\ t_{LR} & t_{LL} & r'_{LR} & r'_{LL} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \rho & \tau & 0 \\ \rho & 0 & 0 & \tau \\ \tau & 0 & 0 & \rho \\ 0 & \tau & \rho & 0 \end{bmatrix} - \sum_{n=1}^N \frac{1}{i(\omega - \omega_n) - \gamma_n} \begin{bmatrix} m_{nR}^2 & m_{nR}m_{nL} & m_{nR}m'_{nR} & m_{nR}m'_{nL} \\ m_{nL}m_{nR} & m_{nL}^2 & m_{nL}m'_{nR} & m_{nL}m'_{nL} \\ m'_{nR}m_{nR} & m'_{nR}m_{nL} & m'^2_{nR} & m'_{nR}m'_{nL} \\ m'_{nL}m_{nR} & m'_{nL}m_{nL} & m'_{nL}m'_{nR} & m'^2_{nL} \end{bmatrix}. \quad (3.19)$$

В работе [92] при пренебрежимо малых потерях на поглощение ($\gamma_{nd} = 0$) также решена задача с обратным знаком у времени. В итоге были получены довольно важные равенства:

$$\mathbf{C} \cdot \mathbf{M}^* = -\mathbf{M}, \quad (3.20)$$

$$2\mathbf{\Gamma} = \mathbf{M}^\dagger \cdot \mathbf{M}, \quad (3.21)$$

которые потребуются здесь в дальнейшем.

3.1.3 Квази-связанные состояния в континууме

Представление S-матрицы в виде (3.19) позволяет понять, какие условия необходимо выполнить для получения той или иной нулевой амплитуды пропускания и отражения. Осталось только определиться с тем, за связь каких собственных состояний с падающими волнами отвечают параметры из $\mathbf{M}$ (3.12).

В данной работе рассматриваются связанные состояния в континууме (ССК), впервые обнаруженные Д. фон Нейманом и Ю. Вигнером в 1929 году

как частное решение задачи о собственных значениях частицы в сферической квантовой яме [145]. Авторы показали, что при потенциалах особой формы, асимптотически стремящихся к нулю, могут быть найдены связанные состояния, энергия которых находится в области непрерывного спектра (континуума).

В дальнейшем было продемонстрировано, что ССК свойственны не только квантово-механическим системам. Будучи частным решением волнового уравнения, ССК могут существовать в акустике [146], оптике [147] и других областях.

В теории ССК обладают бесконечной добротностью и их невозможно пронаблюдать, однако из-за неизбежных потерь в физических системах, ССК преобразуются в сильно локализованные квази-ССК, возбуждаемые падающим светом. Добротность и поляризация квази-ССК могут контролироваться не только потерями системы, но и нарушениями симметрии структуры. В связи с этим в последнее время активно исследуются метаповерхности с квази-ССК, перспективные для генерации высших гармоник [111; 148; 149], детектирования биологических объектов [150] и лазерного излучения [151; 152]. Далее будет показано, как нарушениями зеркальных плоскостей симметрии добиться максимально хиральных квази-ССК, невзаимодействующих с волнами определённых круговых поляризаций.

3.2 Максимально хиральные метаповерхности с вращательной симметрией четвёртого порядка

3.2.1 Максимальная хиральность в рамках ТСМ

В работе [92] было продемонстрировано, что в случае метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого порядка, собственные состояния с частотой ω_0 должны быть вырожденными, а соответствующие электрические поля должны стремиться при $z \rightarrow \infty$ к полям плоской волны с компонентами $E_x(z) = \pm iE_y(z)$. Обозначим данные состояния как «+» и «-». Вводя параметры связи $m_{\pm}$, аналогичные m_L и m_R из (3.13), и $m'_{\pm}$, аналогичные m'_R и m'_L из (3.14), можно записать матрицу $\mathbf{M}$ как:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} m_- & im_- \\ m_+ & -im_+ \\ m'_+ & -im'_+ \\ m'_- & im'_- \end{bmatrix}, \quad (3.22)$$

а комбинацию матриц $\mathbf{\Omega}$ и $\mathbf{\Gamma}$ в виде:

$$i\mathbf{\Omega} - \mathbf{\Gamma} = (i(\omega - \omega_0) - \gamma) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.23)$$

Далее, согласно выражению для S-матрицы в рамках ТСМ из (3.19), остаются только следующие ненулевые коэффициенты пропускания и отражения:

$$t_{RR} = t'_{RR} = \tau - \frac{m_- m'_+}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}, \quad t_{LL} = t'_{LL} = \tau - \frac{m_+ m'_-}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}, \quad (3.24)$$

$$r_{RL} = r_{LR} = \rho - \frac{m_+ m_-}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}, \quad r'_{RL} = r'_{LR} = \rho - \frac{m'_+ m'_-}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}. \quad (3.25)$$

В предположении, что потери на поглощение пренебрежимо малы ($\gamma = \gamma_r + \gamma_d \approx \gamma_r$), из (3.21) получаются равенства:

$$2\gamma_r = |m_+|^2 + |m'_+|^2 = |m'_-|^2 + |m_-|^2, \quad (3.26)$$

Ещё одни равенства относительно параметров связи с разных сторон метаповерхности получаются из (3.20):

$$-m_{\pm} = \rho m_{\mp}^* + \tau m'_{\mp}{}^*, \quad -m'_{\pm} = \rho m'_{\mp}{}^* + \tau m_{\mp}^*. \quad (3.27)$$

Если же далее продолжить выражать коэффициенты пропускания $|t_{RR}|^2$ и $|t_{LL}|^2$, то выясняется, что их разница тождественно равна нулю. Как уже было отмечено в (3.10), оптическая хиральность не может наблюдаться без потерь на поглощение, поэтому, добавляя обратно γ_d , получаем:

$$|t_{RR}|^2 - |t_{LL}|^2 = 2\gamma_d \frac{|m_+|^2 - |m_-|^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_r + \gamma_d)^2}. \quad (3.28)$$

Пусть резонанс с ω_0 находится на прозрачном фоне, то есть $|\tau| = 1$ и $\rho = 0$. Чтобы волна с ПКП проходила через метаповерхность с единичным коэффициентом пропускания $|t_{RR}|^2 = 1$, должно выполняться условие: $m_- m'_+ = 0$. Согласно (3.27), при $m_- = 0$ параметр связи m'_+ также обращается в ноль.

Одновременно с этим $|m_+|^2 = 2\gamma_r$ в соответствии с (3.26). При подстановке параметров связи в (3.28) получается выражение для коэффициента пропускания волны с ЛКП при $\omega = \omega_0$:

$$|t_{LL}|^2 = \left(\frac{\gamma_r - \gamma_d}{\gamma_r + \gamma_d} \right)^2. \quad (3.29)$$

Из (3.29) видно, что $t_{LL} = 0$ при выполнении $\gamma_r = \gamma_d$. Данное условие соответствует режиму критической связи, согласно которому резонатор получает ровно столько энергии, сколько может поглотить за счёт диэлектрических потерь в материале [153].

Таким образом, максимальная оптическая хиральность будет достигнута, если выполняются следующие условия:

1. вырожденные собственные состояния изолированы от волны с определённой круговой поляризацией с разных сторон метаповерхности, например: «−» состояние не взаимодействует с волной с ПКП с одной стороны, а «+» состояние не взаимодействует с волной с ПКП с обратной стороны ($m_- = m'_+ = 0$);
2. поглощение материала подобрано так, чтобы обеспечить режим критической связи ($\gamma_r = \gamma_d$).

3.2.2 Трансформация ССК в максимально хиральное квази-ССК

Пусть имеется массив из пар одинаковых диэлектрических стержней с антипараллельными дипольными электрическими моментами $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$. Четыре пары образуют элементарную ячейку с вращательной осью симметрии C_4 , как это показано на Рис. 3.2. Изначально элементарная ячейка содержит три зеркальных плоскости симметрии: одна расположена в плоскости изображения, две других обозначены как σ_1 и σ_2 , а их пересечение совпадает с вращательной осью второго порядка C_2 . При падении по оси z на такую структуру света, поляризованного вдоль единичного вектора $\mathbf{e}$, можно оценить параметры связи:

$$m_{\mathbf{e}} \propto \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e} e^{ikz} dV = -i\omega (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e} + \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{e}) = 0. \quad (3.30)$$

Такое собственное состояние является истинным ССК по отношению к нормально падающим волнам. Поворот каждого из стержней на небольшой

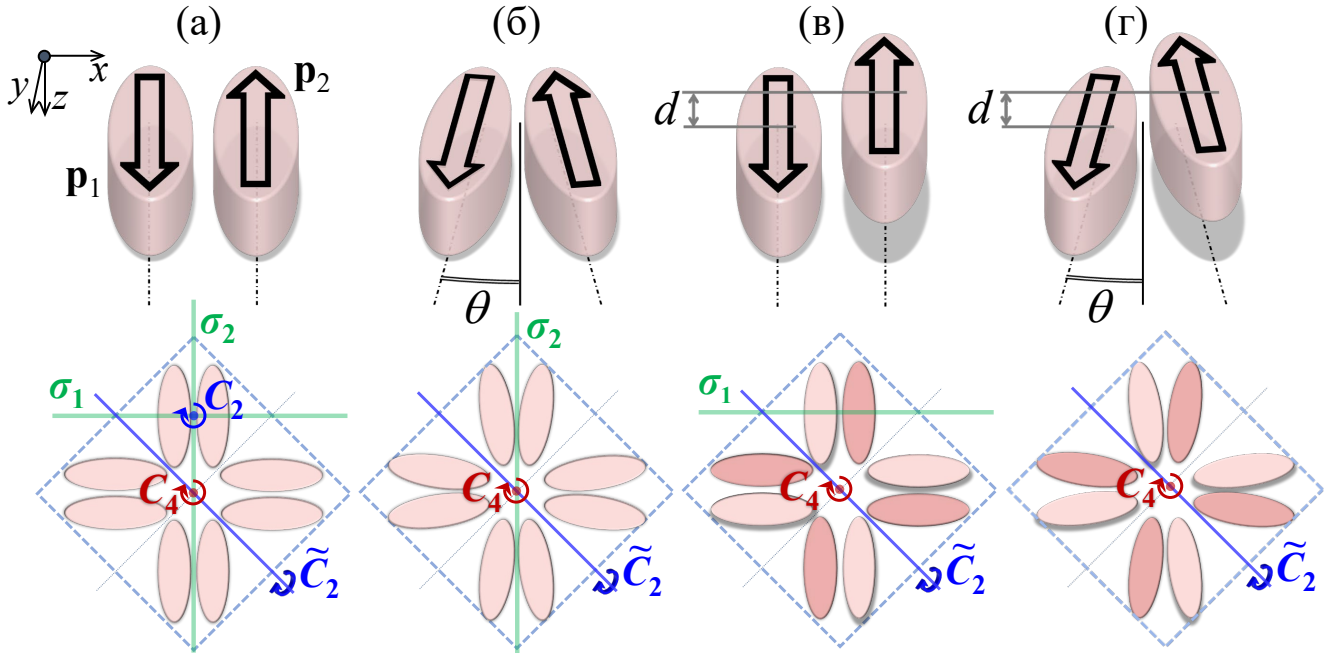


Рисунок 3.2 — Трансформация (а) неизлучающего ССК в виде антипараллельного дипольного резонанса двух стержней $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ в линейно поляризованное квази-ССК (б) поворотом стержней на угол θ или (в) вертикальным смещением на величину d , а также (г) в хиральное квази-ССК за счёт комбинации θ и d . Снизу представлены элементарные ячейки метаповерхностей с обозначенными зеркальными плоскостями σ_1 и σ_2 , а также с вращательными осями четвёртого (C_4) и второго порядков (C_2 и $\tilde{C}_2$).

угол θ убирает зеркальную плоскость симметрии σ_1 (см. Рис. 3.2(б)), из-за чего ССК преобразуется в линейно поляризованное квази-ССК с параметром связи:

$$m_x \propto \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_x + \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{e}_x = -2p \sin \theta. \quad (3.31)$$

Вертикальное смещение стержней на величину d (см. Рис. 3.2(в)) убирает другую зеркальную плоскость σ_2 и обеспечивает ещё одно линейно поляризованное квази-ССК с параметром связи:

$$m_y \propto \mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_y + \mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{e}_y e^{-ikd} = 2ip e^{-ikd/2} \sin(kd/2). \quad (3.32)$$

Отсутствие обеих зеркальных плоскостей σ_1 и σ_2 делает метаповерхность хиральной, а соответствующие параметры связи записываются в виде:

$$m_x \propto -2p \sin \theta e^{-ikd/2} \cos(kd/2), \quad m_y \propto 2ip \cos \theta e^{-ikd/2} \sin(kd/2). \quad (3.33)$$

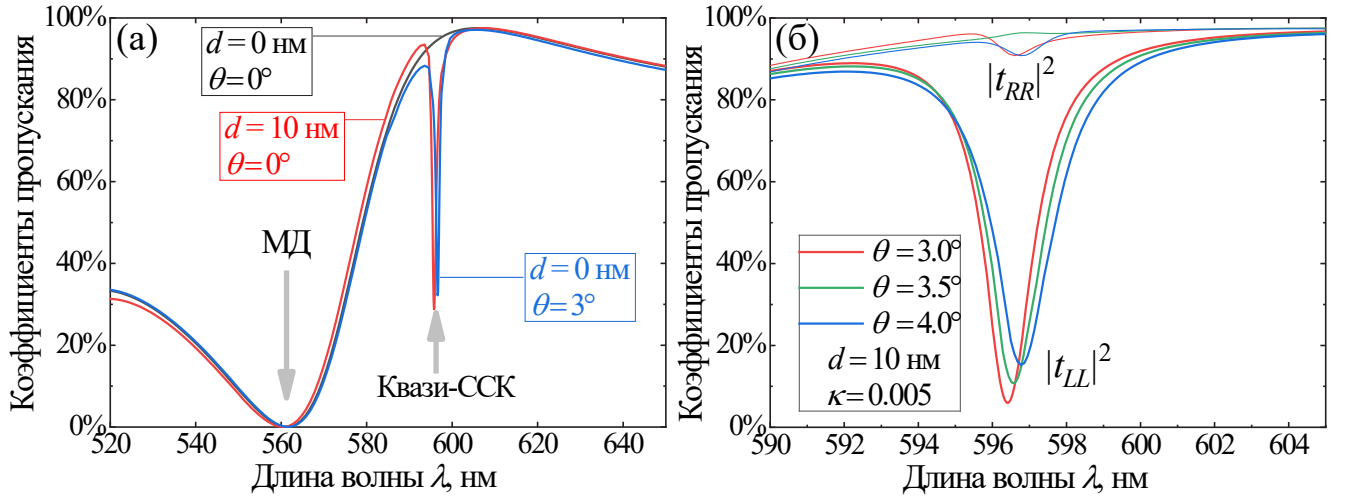


Рисунок 3.3 — Посчитанные спектры коэффициентов пропускания (а) ахиральных и (б) хиральных диэлектрических метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого порядка и параметрами d и θ , указанными в рамках.

Переходя из линейного базиса в круговой, можно оценить параметры связи $m_{\mp}$:

$$m_{\mp} = \frac{1}{\sqrt{2}} (m_x \mp i m_y) \propto -p\sqrt{2}e^{-ikd/2} \sin(\theta \mp kd/2). \quad (3.34)$$

Из (3.34) видно, что хиральное квази-ССК становится изолированным от падающей волны с ПКП ($m_- = 0$) при $\theta = kd/2$.

Чтобы наглядно показать, как с помощью нарушений симметрии трансформировать неизлучающее ССК в квази-ССК, было проведено численное моделирование МКЭ метаповерхностей с элементарными ячейками, изображенными на Рис. 3.2. Стержни толщиной 100 нм имеют в разрезе форму эллипса с большими и малыми полуосями 110 нм и 35 нм соответственно. Расстояние между центрами стержней в пределах одной пары составляет 85 нм, период элементарной ячейки 480 нм. Предполагается, что стержни состоят из материала с комплексным показателем преломления $n = 4 + i\kappa$, где κ — показатель поглощения. Действительная часть n близка к аналогичным значениям кремния или германия в оптическом диапазоне. Сама метаповерхность находится в воздухе.

Сначала моделируется метаповерхность с показателем поглощения $\kappa = 0.005$ и неизлучающим ССК ($d = 0$ нм и $\theta = 0^\circ$). Соответствующий спектр пропускания показан серой линией на Рис. 3.3 (а) и содержит только широкий магнитный дипольный (МД) резонанс с минимумом при $\lambda \approx 560$ нм. При повороте стержней на угол $\theta = 3^\circ$ на спектре пропускания появляется узкий

резонанс при $\lambda \approx 596$ нм (синяя линия на Рис. 3.3 (а)), что соответствует линейно поляризованному квази-ССК. Аналогичным образом вертикальное смещение стержней на $d = 10$ нм обеспечивает появление ещё одного узкого резонанса, что показано красной линией на Рис. 3.3 (а). Если же задать одновременно $\theta = 3^\circ$ и $d = 10$ нм в соответствии с условием $\theta = kd/2$, то появляется сильная оптическая хиральность, что видно из спектров коэффициентов пропускания волн с ПКП и ЛКП (красные линии на Рис. 3.3 (б)). Однако небольшой провал спектра $|t_{RR}|^2$ указывает на то, что квази-ССК не полностью изолировано от волны с ПКП. Увеличение угла поворота до $\theta = 3.5^\circ$ решает эту проблему, как видно из зелёной линии на Рис. 3.3 (б). Дальнейшее увеличение θ снова приводит к тому, что $m_- \neq 0$ (синяя линия на Рис. 3.3 (б)).

Таким образом, показано, как нарушениями симметрии трансформировать неизлучающее ССК в хиральное квази-ССК, изолированное от нормально падающего света с ПКП.

3.2.3 Численное моделирование максимально хиральных метаповерхностей

Для получения максимального селективного взаимодействия метаповерхности со светом с ПКП и ЛКП, а также единичного значения КД, требуется не только изолировать квази-ССК от волны с ПКП, но и обеспечить полное поглощение волны с ЛКП в режиме критической связи. Чтобы определить оптимальный показатель поглощения, рассмотрим метаповерхность из предыдущего раздела с фиксированными параметрами $\theta = 3.5^\circ$ и $d = 10$ нм, но с разными значениями κ . Результаты численного моделирования представлены на Рис. 3.4 (а). Как видно из спектров, постепенное увеличение κ приводит к уменьшению минимального значения $|t_{LL}|^2$ до тех пор, пока метаповерхность не начинает полностью поглощать свет с ЛКП при $\kappa = 0.010$. На вставке показана элементарная ячейка такой метаповерхности с распределением поляризации на длине волны квази-ССК. Дальнейшее увеличение поглощения влечёт за собой рост минимального значения $|t_{LL}|^2$ (красная линия на Рис. 3.4 (а)), что означает выход за пределы режима критической связи.

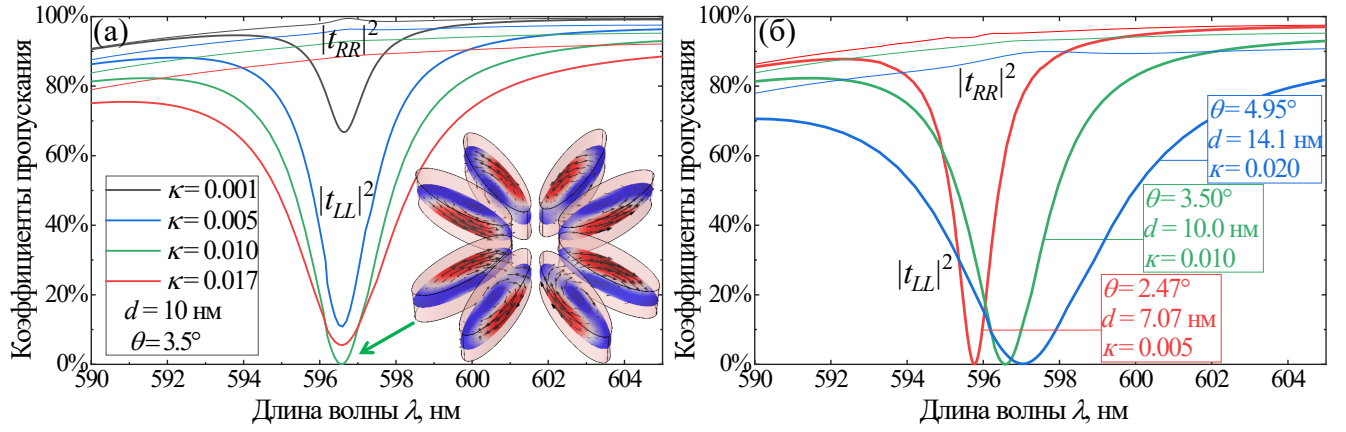


Рисунок 3.4 — Демонстрация максимальной оптической хиральности. (а) Спектры коэффициентов пропускания метаповерхности с $\theta = 3.5^\circ$ и $d = 10$ нм при разных значениях κ . На вставке изображена элементарная ячейка метаповерхности с распределением поляризации на длине волны квази-ССК при $\kappa = 0.010$. (б) Спектры коэффициентов пропускания трёх максимально хиральных метаповерхностей с разными наборами параметров θ , d и κ , подчиняющихся пропорциональной зависимости $\theta^2 \propto d^2 \propto \kappa$.

Чтобы хотя бы примерно оценить оптимальное значение κ , необходимое для единичного значения КД при заданных θ и d , рассмотрим параметр связи m_+ из (3.34). При малых углах $\theta = kd/2$ можно записать: $m_+ \propto pe^{-i\theta} \sin(2\theta) \approx 2p\theta$. Для режима критической связи должно выполняться условие $\gamma_r = \gamma_d \propto \kappa$. В итоге, используя равенство $|m_+|^2 = 2\gamma_r$ из (3.26), получаем пропорциональную зависимость: $\theta^2 \propto d^2 \propto \kappa$.

Для подтверждения полученной пропорциональной зависимости было проведено численное моделирование метаповерхностей с значением κ вдвое большим и вдвое меньшим чем 0.010. Следовательно, параметры θ и d для таких структур отличаются на множитель $\sqrt{2}$. На Рис. 3.4 (б) представлены спектры $|t_{RR}|^2$ и $|t_{LL}|^2$ для трёх наборов θ , d и κ , откуда видно, что метаповерхности действительно обладают максимальной оптической хиральностью с разными значениями добротности резонансов. Стоит отметить, что согласно табличным данным из [154], кремний на длине волны $\lambda = 597$ нм обладает показателем преломления $n = 3.944 + 0.020i$, что практически совпадает с аналогичным значением одной из метаповерхности. Всё тот же табличный кремний обладает показателями поглощения $\kappa = 0.010$ и $\kappa = 0.005$ на длинах волн $\lambda \approx 710$ нм и $\lambda \approx 820$ нм соответственно.

В итоге в данном разделе продемонстрировано, как относительно простыми методами добиться не только изоляции квази-ССК от волны одной круговой поляризации, но и полного поглощения волны с противоположной поляризацией в случае диэлектрических метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого порядка.

3.3 Максимально хиральные метаповерхности без элементов симметрии

3.3.1 Максимальная хиральность в рамках ТСМ

Как уже было отмечено в Разделе 3.1.1, S-матрица (3.4) для метаповерхностей без элементов симметрии содержит сразу 10 разных ненулевых компонент. Однако выясняется, что максимальная хиральность в рамках ТСМ для асимметричных структур формулируется ещё проще, чем для метаповерхностей с вращательной симметрией. Достаточно рассмотреть одно невырожденное собственное состояние. В таком случае матрица $\mathbf{M}$ (3.12) предстаёт в виде вектор-столбца:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_R \\ m_L \\ m'_R \\ m'_L \end{bmatrix}. \quad (3.35)$$

Из условия (3.20) получаются аналогичные (3.27) выражения для параметров связи с разных сторон метаповерхности. Если резонанс с частотой ω_0 как и в прошлом разделе находится на прозрачном фоне с $|\tau| = 1$ и $\rho = 0$, то:

$$m'_R = -\tau m_R^*, \quad m'_L = -\tau m_L^*. \quad (3.36)$$

При подстановке (3.35) и (3.36) в (3.21) получается:

$$\gamma_r = |m_R|^2 + |m_L|^2. \quad (3.37)$$

По аналогии с предыдущим разделом предположим, что собственное состояние изолировано от нормально падающей волны с ПКП: $m_R = 0$ и, как

следует из (3.36), $m'_R = 0$. В таком случае большинство элементов S-матрицы из (3.19) обращается в ноль:

$$r_{RR} = r'_{RR} = r_{RL} = r_{LR} = r'_{RL} = r'_{LR} = t_{RL} = t_{LR} = t'_{RL} = t'_{LR} = 0. \quad (3.38)$$

Оставшиеся ненулевые амплитуды пропускания и отражения записываются в виде:

$$t_{RR} = t'_{RR} = \tau, \quad (3.39)$$

$$t_{LL} = t'_{LL} = \tau - \frac{m_L m'_L}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}. \quad (3.40)$$

$$r_{LL} = -\frac{m_L^2}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}, \quad r'_{LL} = -\frac{m'^2_L}{i(\omega - \omega_0) - \gamma}, \quad (3.41)$$

Из (3.39) видно, что изоляции собственного состояния от волн с ПКП ($m_R = 0$) и прозрачного фона ($|\tau| = 1$) достаточно для того, чтобы свет никак не взаимодействовал с квази-ССК: $|t_{RR}|^2 = |t'_{RR}|^2 = 1$.

Далее, используя (3.36) и (3.37), получается итоговый вид для коэффициентов пропускания и отражения света с ЛКП:

$$|t_{LL}|^2 = |t'_{LL}|^2 = \left| \frac{\gamma_d}{\gamma_r + \gamma_d} \right|^2, \quad (3.42)$$

$$|r_{LL}|^2 = |r'_{LL}|^2 = \left| \frac{\gamma_r}{\gamma_r + \gamma_d} \right|^2, \quad (3.43)$$

откуда видно, что в отсутствие потерь на поглощение ($\gamma_d = 0$) нормально падающий свет с ЛКП полностью отражается, сохраняя свою поляризацию: $|r_{LL}|^2 = 1$ и $|t_{LL}|^2 = 0$. Структуры, отражающие свет подобным образом, известны в литературе как хиральные зеркала.

Таким образом, максимальная оптическая хиральность будет достигнута, если выполняются следующие условия:

1. невырожденное собственное состояние изолировано от волны с определенной круговой поляризацией ($m_R = m'_R = 0$);
2. резонанс находится на прозрачном фоне ($|\tau| = 1$);
3. поглощение в диэлектрике пренебрежимо мало ($\gamma_d = 0$).

3.3.2 Численное моделирование максимально хиральных метаповерхностей в инфракрасном диапазоне

Как и в случае метаповерхностей с вращательной симметрией, в качестве ССК выбран антипараллельный дипольный резонанс пары одинаковых стержней. В соответствии с (3.34), поворотом стержней на угол θ и их вертикальным смещением на величину d можно добиться изоляции квази-ССК от нормально падающей волны с ПКП ($m_R = 0$).

В первую очередь рассматривается метаповерхность, состоящая из массива кремниевых прямоугольных параллелепипедов с размерами $L \times a \times b$. Центры соседних параллелепипедов находятся на одинаковом расстоянии друг от друга. Вертикальное смещение диполей d обеспечивается расположением параллелепипедов в пределах одной элементарной ячейки на разных гранях, что показано на Рис. 3.5(а). В таком случае $d \approx (b - a)/2$.

Сначала проводится численное моделирование МКЭ метаповерхности с параллельно ($\theta = 0^\circ$) расположенными стержнями (см. Рис. 3.5(а)). Свет, как и в предыдущем разделе, падает нормально вдоль оси z . Размеры параллелепипедов: $L = 470$ нм, $a = 135$ нм, $b = 165$ нм, период 940 нм, метаповерхность находится в окружении с показателем преломления $n = 1.5$. Согласно посчитанным коэффициентам пропускания и отражения (Рис. 3.5(б) и (в) соответственно), линейно поляризованное ССК, обусловленное вертикальным смещением d , наблюдается при $\lambda \approx 1548$ нм. В данном электромагнитном диапазоне кремний обладает пренебрежимо малым поглощением, что обеспечивает $\gamma_d \approx 0$. При этом свет с $\lambda \approx 1500$ нм активно используется в современных оптоволоконных технологиях. На спектрах также присутствуют ярко выраженный магнитный дипольный резонанс при $\lambda \approx 1440$ нм и аномалия Рэлея-Вуда на длине волны дифракционного порога $\lambda = 1410$ нм. Так как метаповерхность обладает зеркальной плоскостью симметрии, параллельной плоскости xz , пропускание и отражение света полностью ахирально: $|t_{LL}|^2 = |t_{RR}|^2$, $|t_{LR}|^2 = |t_{RL}|^2$, $|r_{LL}|^2 = |r_{RR}|^2$ и $|r_{LR}|^2 = |r_{RL}|^2$. Стоит также отметить, что квази-ССК находится на довольно прозрачном фоне: $|t_{LL}|^2 = |t_{RR}|^2 \approx 1$.

Далее параллелепипеды поворачиваются на угол θ (см. Рис. 3.5(г)) до тех пор, пока квази-ССК не становится изолированным от волны с ПКП. Для данной метаповерхности оптимальный угол $\theta = 3.7^\circ$. Как видно из спектров на

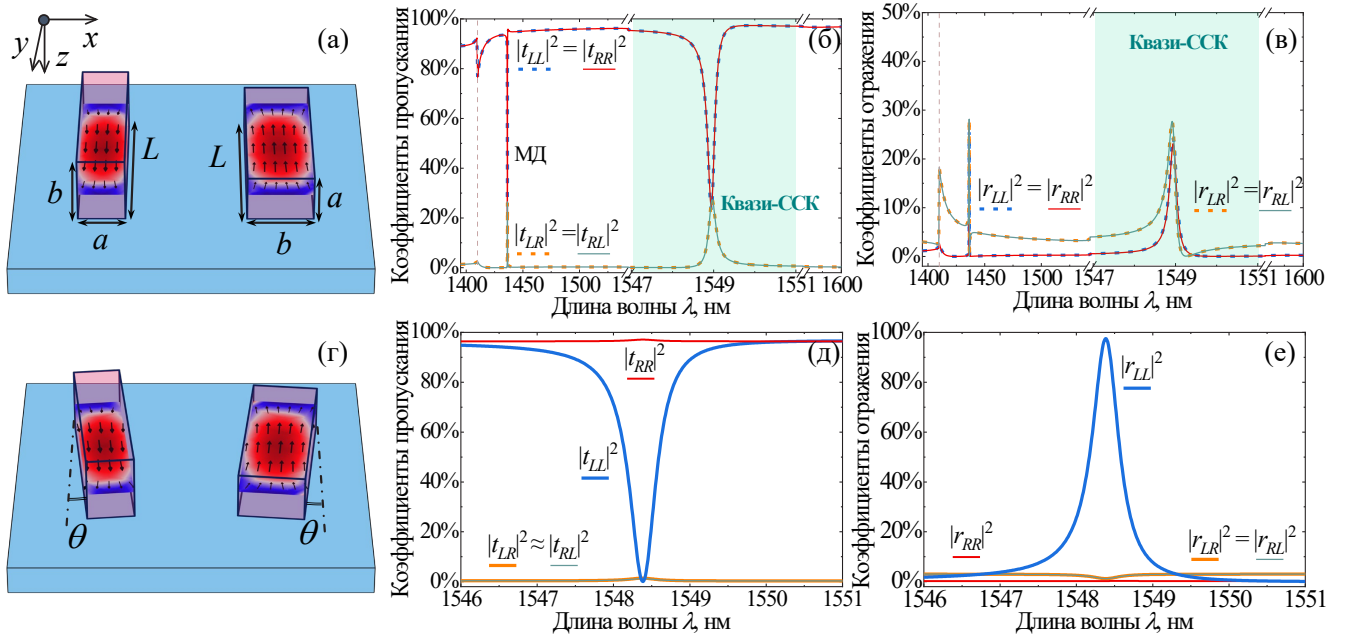


Рисунок 3.5 — Численное моделирование максимально хиральной асимметричной метаповерхности, состоящей из пар одинаковых прямоугольных кремниевых параллелепипедов. (а) Квадратная элементарная ячейка с параллельными стержнями, лежащими на разных гранях, из-за чего возникает резонанс квази-ССК на спектрах коэффициентов пропускания (б) и отражения (в) метаповерхности. Пунктиром на спектрах при $\lambda = 1410$ нм обозначен дифракционный порог. (г) Квадратная элементарная ячейка максимально хиральной метаповерхности, а также соответствующие спектры коэффициентов пропускания (д) и отражения (е). В параллелепипедах на (а) и (г) показаны распределения поляризации на длине волны $\lambda \approx 1548$ нм квази-ССК.

Рис. 3.5(д), свет с ПКП не взаимодействует с квази-ССК и полностью проходит через метаповерхность с $|t_{RR}|^2 \approx 1$. Более того, в соответствии с результатами ТСМ, метаповерхность является практически идеальным хиральным зеркалом для падающего света с ЛКП: $|r_{LL}|^2 \approx 1$ на Рис. 3.5(е). Остальные коэффициенты пропускания и отражения пренебрежимо малы на резонансной длине волны, что также согласуется с результатами ТСМ.

Таким образом, впервые с помощью численного моделирования показано, как метаповерхность без элементов симметрии и с максимально хиральным квази-ССК не взаимодействует со светом с ПКП и является хиральным зеркалом для света с ЛКП.

3.3.3 Моделирование и экспериментальное подтверждение максимальной хиральности в СВЧ диапазоне

Уравнения Максвелла позволяют линейно изменять длины волн вместе с размерами структуры, оставляя материальные параметры и оптические свойства нетронутыми. В связи с этим можно подтвердить максимальную хиральность асимметричных метаповерхностей в СВЧ диапазоне с помощью относительно несложных экспериментов. Для работы с СВЧ диапазоном кремний может быть заменён на керамику с большим показателем преломления и относительно малыми потерями на поглощение. Было проведено масштабирование размеров параллелепипедов с учётом новых диэлектрических проницаемостей керамики $\epsilon = 24.2$ и подложки $\epsilon_S = 1.07$. Размеры параллелепипедов теперь: $L = 10.5$ мм, $a = 3.0$ мм, $b = 4.3$ мм, период элементарной ячейки 23.7 мм. При моделировании мнимая часть диэлектрической проницаемости керамики, отвечающая за потери на поглощение, была в 1.5×10^{-3} раза меньше, чем действительная.

Почитанные спектры модулей амплитуд пропускания и отражения представлены на Рис. 3.6 пунктирными линиями. Согласно результатам моделирования, при $\theta = 3.7^\circ$ максимальная хиральность достигается для электромагнитных волн с частотой 9.47 ГГц, что показано зелёной полосой на спектрах.

Антоном Куприяновым, соавтором работы [A4], был проведён аналогичный эксперимент, результаты которого также представлены на Рис. 3.6 сплошными линиями. Фото экспериментальной метаповерхности показано на вставке на Рис. 3.6(а). Как видно из спектров, моделирование и эксперимент отлично друг друга воспроизводят: помимо общего вида спектров также совпадают положения всех резонансов, включая хиральный резонанс квази-ССК. В эксперименте метаповерхность пропускает около 80% нормально падающих волн с ПКП на частоте 9.47 ГГц. Одновременно с этим хиральное квази-ССК обеспечивает резкий провал $|t_{LL}|$ в довольно узком спектральном диапазоне, из-за чего максимальное значение КД достигает 0.986. Узкий пик в спектре $|r_{LL}|$ говорит о том, что около 19% энергии падающих волн с ЛКП было отражено метаповерхностью с сохранением знака поляризации. Однако при моделировании

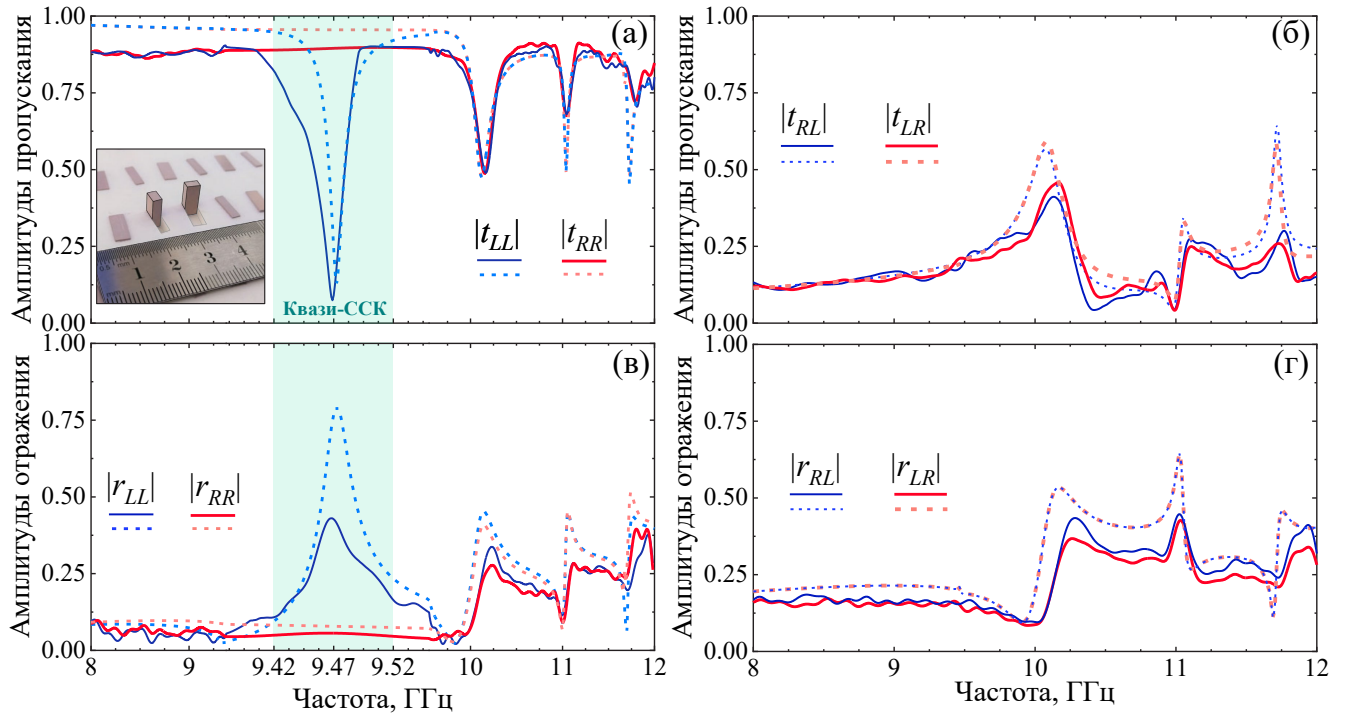


Рисунок 3.6 — Экспериментальное подтверждение максимальной хиральности для электромагнитных волн СВЧ диапазона. Спектры модулей амплитуд пропускания (а) и (б) и отражения (в) и (г), полученные экспериментально (сплошные линии) и с помощью численного моделирования (пунктирные линии). Зелёная полоса на спектрах обозначает диапазон с хиральным квази-ССК. Вставка на (а) содержит фото экспериментальной метаповерхности. Эксперимент выполнен Антоном Куприяновым, соавтором работы [A4].

данное значение достигает 63%. Такая разница указывает на то, что в эксперименте потери были значительно больше, чем при моделировании. Тем не менее, судя по спектрам амплитуд пропускания на Рис. 3.6(а), отличие в поглощении особо не сказывается на разнице между $|t_{LL}|$ и $|t_{RR}|$.

Таким образом, в данном разделе продемонстрировано, что максимальная оптическая хиральность асимметричных диэлектрических метаповерхностей может быть получена относительно простыми методами не только в рамках численного моделирования, но и на практике.

3.4 Внешняя максимальная хиральность

3.4.1 S-матрица при наклонном падении света

В Разделе 1.2 было отмечено, что оптическая хиральность может наблюдаться даже в случае ахиральных метаповерхностей с зеркальными плоскостями симметрии. Рассмотрим массив из кремниевых призм с равнобедренным треугольником в основании. Призмы расположены в квадратных элементарных ячейках так, что образуются зеркальные плоскости симметрии, параллельные плоскостям xy и yz . Наклонное падение волны под углом θ_{in} в плоскости xz , как это изображено на Рис. 3.7, «убирает» зеркальную симметрию в оптическом эксперименте, что обеспечивает разное взаимодействие структуры с волнами с ПКП и ЛКП. Подобная оптическая функциональность, обусловленная экспериментом, известна в литературе как внешняя хиральность [20].

Уравнение (3.2), связывающее амплитуды падающих $\mathbf{a}$ и прошедших $\mathbf{b}$ волн из (3.3) через S-матрицу (3.4), всё также актуально и для данной задачи. Однако ограничения, накладываемые на S-матрицу, совершенно другие. В задаче о нормальном падении света применение леммы Лоренца о взаимности делает S-матрицу (3.4) симметричной, с одинаковыми недиагональными элементами в соответствии с (3.5). В задаче о наклонном падении света перестановка местами приёмника и источника волн осуществляется при изменении угла падения θ_{in} на противоположный, поэтому $r_{RL} \neq r_{LR}$ и $r'_{RL} \neq r'_{LR}$. Тем не менее одновременный учёт плоскости симметрии yz и леммы Лоренца о взаимности позволяет получить дополнительные ограничения на S-матрицу. Перестановка местами источника и приёмника никак не должно влиять, например, на процессы отражения, при которых сохраняется знак поляризации. При этом зеркальная плоскость yz позволяет одновременно сменить угол падения θ_{in} и круговые поляризации на противоположные. Комбинируя два этих факта, получаем следующие равенства:

$$r_{RR} = r_{LL}, \quad r'_{RR} = r'_{LL}, \quad t_{LR} = t'_{LR}, \quad t_{RL} = t'_{RL}. \quad (3.44)$$

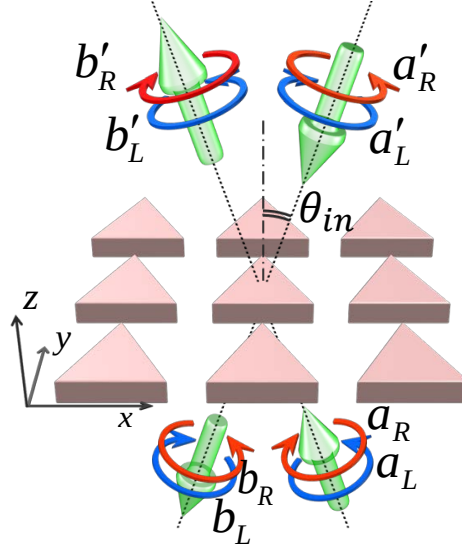


Рисунок 3.7 — Схематичное представление задачи о наклонном падении света в плоскости xz на ахиральную метаповерхность из треугольных призм. Метаповерхность имеет две зеркальных плоскости симметрии, параллельные xy и yz .

Ещё одни ограничения на S-матрицу возникают из-за наличия зеркальной плоскости симметрии xy , благодаря которой можно одновременно поменять местами сторону метаповерхности вместе с круговыми поляризациями:

$$\begin{aligned} t'_{RR} &= t_{LL}, \quad t'_{LL} = t_{RR}, \quad t'_{RL} = t_{LR}, \quad t'_{LR} = t_{RL}, \\ r'_{RR} &= r_{LL}, \quad r'_{LL} = r_{RR}, \quad r'_{RL} = r_{LR}, \quad r'_{LR} = r_{RL}. \end{aligned} \quad (3.45)$$

Комбинируя ограничения (3.44) и (3.45), запишем S-матрицу в итоговом виде:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} r & r_{RL} & t_{LL} & t \\ r_{LR} & r & t & t_{RR} \\ t_{RR} & t & r & r_{LR} \\ t & t_{LL} & r_{RL} & r \end{bmatrix}, \quad (3.46)$$

где убраны нижние индексы у тождественных амплитуд пропускания и отражения. Таким образом, в данной задаче полностью ахиральны процессы отражения и пропускания с сохранением и сменой знака круговых поляризаций соответственно. При отсутствии поглощения максимальная внешняя хиральность и единичный КД будут наблюдаться при $|t_{RR}|^2 = |r_{RL}|^2 = 1$.

3.4.2 Численное моделирование и анализ собственных состояний метаповерхности

Наклонно падающие волны с ПКП и ЛКП в декартовой системе координат поляризованы вдоль единичных векторов:

$$\mathbf{e}_{R,L}^+ = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x \cos \theta_{in} \mp i\mathbf{e}_y + \mathbf{e}_z \sin \theta_{in}), \quad \mathbf{e}_{R,L}^- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x \cos \theta_{in} \pm i\mathbf{e}_y - \mathbf{e}_z \sin \theta_{in}), \quad (3.47)$$

где верхние знаки «+» и «−» обозначают направление падения вдоль или против оси z . Для света, распространяющегося в среде с показателем преломления n и против оси x (см. схему на Рис. 3.8(а)), волновые векторы записываются в виде:

$$\mathbf{k}^+ = n \frac{\omega}{c} (-\mathbf{e}_x \sin \theta_{in} + \mathbf{e}_z \cos \theta_{in}), \quad \mathbf{k}^- = n \frac{\omega}{c} (-\mathbf{e}_x \sin \theta_{in} - \mathbf{e}_z \cos \theta_{in}). \quad (3.48)$$

Чтобы продемонстрировать, как ахиральная метаповерхность может обладать внешней оптической хиральностью, было проведено моделирование МКЭ кремниевых треугольных призм с параметрами, обозначенными на Рис. 3.8(а): $L = 200$ нм, $a = 200$ нм, $h = 40$ нм, период квадратной элементарной ячейки равен 270 нм. Метаповерхность находится на подложке с $n_s = 1.5$ в окружении с $n_c = 1.8$. При заданных показателях преломления и периоде присутствует дифракция, однако её эффективность сравнительно мала и приводиться далее не будет. С другой стороны подобное окружение позволяет оценить внешнюю оптическую хиральность реального устройства, представленного в Разделе 3.4.3.

Численное моделирование показало, что подобная метаповерхность обладает практически максимальной внешней хиральностью в довольно широком диапазоне углов падения θ_{in} . В качестве примера на Рис. 3.8(б) и (в) представлены спектры коэффициентов пропускания и отражения при падении света из подложки под углом $\theta_{in} = 15^\circ$, что схематично изображено на Рис. 3.8(а). Как видно из спектров пропускания, при $\lambda \approx 520$ нм присутствует максимально хиральное собственное состояние, не взаимодействующее с волной с ПКП, при чём разница между $|t_{RR}|^2$ и $|t_{LL}|^2$ достигает 40%. Свет с ПКП проходит через метаповерхность с эффективностью около 70%, в то время как примерно половина света с ЛКП поглощается структурой. На Рис. 3.8(а) показано распределение поляризации в призме для данного собственного состояния. При $\lambda \approx 500$ нм присутствует другое собственное состояние, которое также достаточно селективно

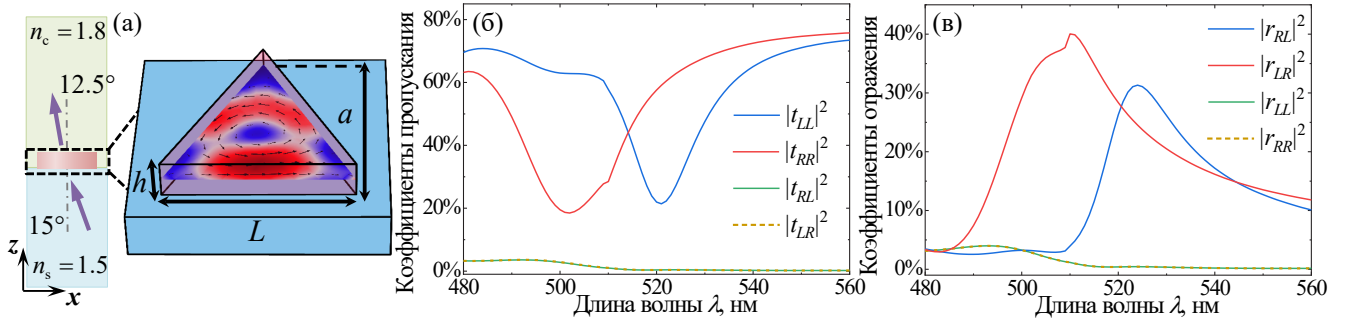


Рисунок 3.8 — Численное моделирование наклонного падения света под углом $\theta_{in} = 15^\circ$ на ахиральную кремниевую метаповерхность, которая находится в окружении в соответствии со схемой на (а). На (а) также представлена квадратная элементарная ячейка с распределением поляризации внутри призмы на длине волны $\lambda \approx 520$ нм хирального резонанса. Спектры коэффициентов пропускания (б) и отражения (в) метаповерхности.

взаимодействует с падающими волнами круговых поляризаций и обеспечивает $|t_{LL}|^2 - |t_{RR}|^2 \approx 45\%$. Тем не менее из-за небольшого провала $|t_{LL}|^2$ нельзя сказать, что на данной длине волны достигается максимальная хиральность. Что ещё стоит отметить, так это выполнение равенств $|t_{RL}|^2 = |t_{LR}|^2$ и $|r_{RR}|^2 = |r_{LL}|^2$ в соответствии с S-матрицей (3.46), при чём данные коэффициенты сравнительно малы и не превышают 3%.

Для объяснения максимальной внешней хиральности можно оценить параметры связи:

$$m_{R,L} \propto \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{R,L}^+ e^{i\mathbf{k}^+ \cdot \mathbf{r}} dV, \quad m'_{R,L} \propto \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{R,L}^- e^{i\mathbf{k}^- \cdot \mathbf{r}} dV. \quad (3.49)$$

Так как метаповерхность обладает плоскостью симметрии xy предполагается, что плотность тока смещения собственного состояния имеет определённую чётность по отношению к оси z . Другими словами $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ или чётная, или нечётная функция по z . Из-за того, что толщина кремниевых призм достаточно мала ($h = 40$ нм), рассматриваются только чётные собственные состояния, для которых $J_{x,y}(x,y,z) = J_{x,y}(x,y,-z)$ и $J_z(x,y,z) = -J_z(x,y,-z)$. Тогда, обращая знак z в интегралах перекрытия из (3.49), можно записать:

$$\begin{aligned}
\int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{R,L}^+ e^{i\mathbf{k}^+ \cdot \mathbf{r}} dV &\propto \int_V (J_x \cos \theta_{in} \mp iJ_y + J_z \sin \theta_{in}) e^{i\frac{\omega}{c}n(-x \sin \theta_{in} + z \cos \theta_{in})} dV \\
&= \int_V (J_x \cos \theta_{in} \mp iJ_y - J_z \sin \theta_{in}) e^{i\frac{\omega}{c}n(-x \sin \theta_{in} - z \cos \theta_{in})} dV \propto \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{L,R}^- e^{i\mathbf{k}^- \cdot \mathbf{r}} dV.
\end{aligned} \tag{3.50}$$

Получается, что $m_{R,L} = m'_{L,R}$ и что задача содержит только два независимых параметра связи.

Максимальная внешняя оптическая хиральность будет наблюдать при $m_R = 0$. Чтобы количественно проанализировать параметры связи при наклонном падении света, был использован Eigenfrequency Solver (Нахождение собственных частот) в COMSOL Multiphysics. Зная распределение плотности токов смещения, были посчитаны компоненты параметров связи в декартовой системе координат: $m_\alpha \propto \int_V J_\alpha(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} dV$, $\alpha = x, y, z$. Далее были получены компоненты вектора $\mathbf{m}$ в плоскости, перпендикулярной к вектору $\mathbf{k}$. Если пересчитать данные компоненты в системе координат наклонно падающей волны, в которой ось z' сонаправлена с $\mathbf{k}$, то у вектора $\mathbf{m}$ останутся только x' и y' компоненты. Поляризация волн, с которыми взаимодействует собственное состояние, анализируется в рамках простого формализма Джонса. Как итог, взаимодействие собственного состояния с падающими волнами из подложки описывается значениями $m_{R,L} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_{R,L}$, где $\mathbf{e}_{R,L} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_{x'} \mp i\mathbf{e}_{y'})$.

Чтобы количественно оценить селективное взаимодействие собственного состояния с волнами разных круговых поляризаций, вводится, по аналогии с круговым дихроизмом из (3.9), понятие кругового дихроизма собственного состояния:

$$CD_m = \frac{|m_L|^2 - |m_R|^2}{|m_L|^2 + |m_R|^2}. \tag{3.51}$$

На Рис. 3.9(а) красной линией показано, как круговой дихроизм собственного состояния меняется при увеличении угла падения θ_{in} , так как $k_x/k_0 = -n_s \sin \theta_{in}$. Параметры связи $m_{R,L}$ посчитаны как интегралы перекрытия в соответствии с их определением из (3.49). Видно, что в довольно широком диапазоне углов падения $2^\circ \leq \theta_{in} \leq 20^\circ$ собственное состояние метаповерхности взаимодействуют практически только с волнами с ЛКП. Чтобы проанализировать подобную внешнюю хиральность, выполнено мультипольное разложение

параметров связи:

$$m_{R,L} \propto \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{R,L}^+ e^{i\mathbf{k}^+ \cdot \mathbf{r}} dV \approx \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_{R,L}^+ (1 + i\mathbf{k}^+ \cdot \mathbf{r}) dV =$$

$$-i\omega \mathbf{P} \cdot \mathbf{e}_{R,L}^+ + i(\mathbf{M} \times \mathbf{k}^+) \cdot \mathbf{e}_{R,L}^+ - \frac{i\omega}{6} (\mathbf{e}_{R,L}^+)_{\alpha} (\mathbf{k}^+)_{\beta} Q_{\alpha\beta}, \quad (3.52)$$

где дипольный электрический, дипольный магнитный и квадрупольный электрический моменты определены по аналогии с [155]:

$$\mathbf{P} = \frac{i}{\omega} \int_V \mathbf{J}(\mathbf{r}) dV, \quad (3.53)$$

$$\mathbf{M} = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{r} \times \mathbf{J}(\mathbf{r}) dV, \quad (3.54)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{3i}{\omega} \int_V \left[r_{\alpha} J_{\beta}(\mathbf{r}) + r_{\beta} J_{\alpha}(\mathbf{r}) - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \mathbf{r} \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}) \right] dV. \quad (3.55)$$

Как уже было ранее отмечено, из-за относительно небольшой толщины кремниевых призм рассматриваются только чётные по отношению к оси z собственные состояния с $J_{x,y}(x,y,z) = J_{x,y}(x,y,-z)$ и $J_z(x,y,z) = -J_z(x,y,-z)$. Поэтому $P_z = 0$, из-за чего электрический дипольный момент остаётся в плоскости xy . Из этих же соображений магнитный дипольный момент имеет нулевые компоненты $M_x = M_y = 0$ и направлен либо вдоль, либо против оси z . Для симметричного тензора квадрупольного момента четыре компоненты обращаются в ноль из-за зеркальной плоскости: $Q_{xz} = Q_{zx} = Q_{yz} = Q_{zy} = 0$. В это же время диагональные компоненты соотносятся как $Q_{xx} + Q_{yy} = -Q_{zz}$, что делает тензор без следа. Далее, подставляя единичные векторы $\mathbf{e}_{R,L}^+$ из (3.47) и волновой вектор $\mathbf{k}^+$ из (3.48) в (3.52), получаем:

$$m_{R,L} \propto P_x \cos \theta_{in} \mp iP_y \pm i \frac{k_x}{\omega} M_z - \frac{k_x}{6} [\cos \theta_{in} (Q_{zz} - Q_{xx}) \pm iQ_{xy}] \quad (3.56)$$

Зная распределение плотности тока смещения $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ собственного состояния, можно оценить влияние каждой из компонент мультипольных моментов на параметры связи. Так как поля собственного состояния находятся с точностью до произвольного множителя, только отношение модулей и разница фаз в разложении (3.56) имеют смысл. Для определённости все члены разложения сравниваются с первым слагаемым $P_x \cos \theta_{in}$, которое не обращается в ноль, в отличие от остальных. На Рис. 3.9(б) показано, как меняются отношения амплитуд при увеличении угла падения θ_{in} . Видно, что вклад диагональных

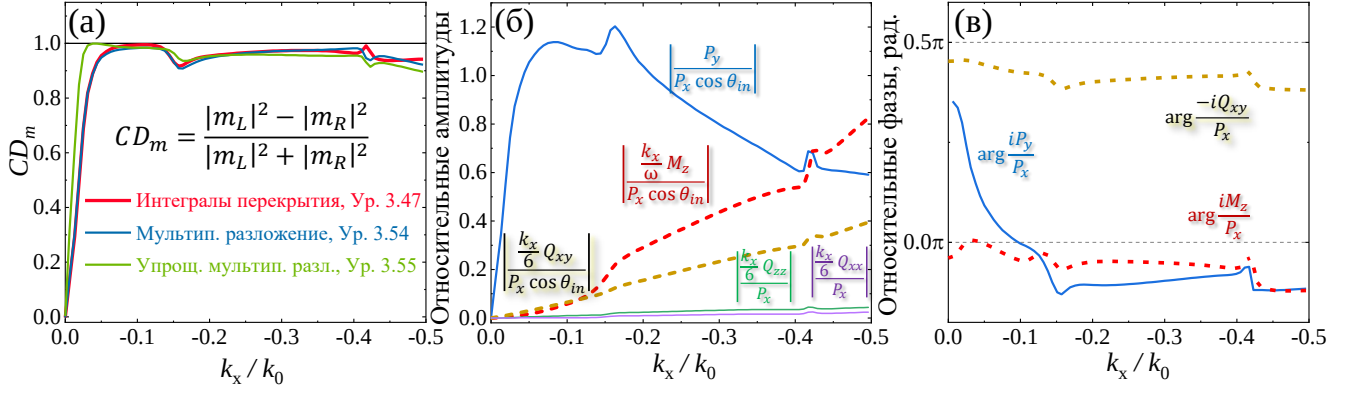


Рисунок 3.9 — Анализ максимальной внешней хиральности. (а) Изменение кругового дихроизма собственного состояния CD_m при увеличении угла падения θ_{in} . CD_m определён через параметры связи, посчитанные посредством интегралов перекрытия (3.49), мультипольного разложения (3.56) и упрощённого мультипольного разложения (3.57). (б) Относительные амплитуды между слагаемыми мультипольного разложения параметров связи, а также (в) относительные фазы между слагаемыми с наибольшим вкладом.

компонент Q_{xx} и Q_{zz} квадрупольного момента пренебрежимо мал. Относительные фазы между всеми остальными слагаемыми мультипольного разложения представлены на Рис. 3.9(в). Как видно из графиков, при малых углах падения вклад компоненты магнитного дипольного момента M_z несущественен, а внешняя хиральность обеспечивается суперпозицией двух компонент дипольного электрического момента P_x и P_y , относительная фаза между которыми близка к $\pi/2$. При дальнейшем увеличении угла падения влияние M_z постепенно возрастает, хотя обе компоненты электрического дипольного момента продолжают вносить важный вклад в параметры связи. Также видно, что слагаемые с iP_y и iM_z находятся практически в фазе с P_x . Стоит отметить, что вкладом от компоненты квадрупольного момента Q_{xy} нельзя полностью пренебречь, и что фаза iQ_{xy} отличается от фазы P_x примерно на $\pi/2$. Из-за того, разница фаз практически не меняется с увеличением угла падения, можно записать мультипольное разложение в сильно упрощённом виде:

$$m_{R,L} \propto |P_x| \cos \theta_{in} \mp |P_y| \pm \frac{k_x}{\omega} |M_z| \pm i \frac{k_x}{6} |Q_{xy}|. \quad (3.57)$$

Круговой дихроизм собственного состояния, посчитанный с помощью параметров связи через полное (3.56) и упрощённое (3.57) мультипольные разложения, представлен на Рис. 3.9(а). Видно, что оба результата практически

полностью совпадают с ранее посчитанным CD_m через интегралы перекрытия (3.49). Исключением является только CD_m , посчитанный через упрощённое мультипольное разложение для малых углов падения, так как в данном диапазоне θ_{in} 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 первых трёх слагаемых в (3.57): 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 θ_{in} будет наблюдаться аналогичная внешняя хиральность, но с обратными знаками круговых поляризаций.

3.4.3 Практическое применение внешней максимальной хиральности

В предыдущем разделе было показано, что метаповерхность практически никак не взаимодействует с волнами с ПКП или ЛКП (в зависимости от знака θ_{in}) в довольно широком диапазоне углов падения θ_{in} . При этом, согласно спектрам на Рис. 3.8, волны с противоположной круговой поляризацией резонансно поглощаются и отражаются структурой. Хотя разница между коэффициентами пропускания $|t_{RR}|^2$ и $|t_{LL}|^2$ не близка к единице, подобное селективное взаимодействие метаповерхности со светом чрезвычайно важно для генерации высших гармоник и, как показано в данном разделе, хиральной фото и электролюминесценции (ЭЛ).

Схема резонатора для хиральной ЭЛ изображена на Рис. 3.10(а). Кремниевая метаповерхность погружена в прозрачный проводящий слой ИТО. Верхняя часть резонатора представляет собой обычное алюминиевое зеркало. В самом резонаторе находится плоский слой перовскита CsPbBr_3 , заключенный между электронным и дырочным проводящими слоями (на схеме не представлены). При подаче напряжения в слое перовскита происходит рекомбинация электронов и дырок и возникает ЭЛ на длинах волн 515 — 525 нм, соответствующих

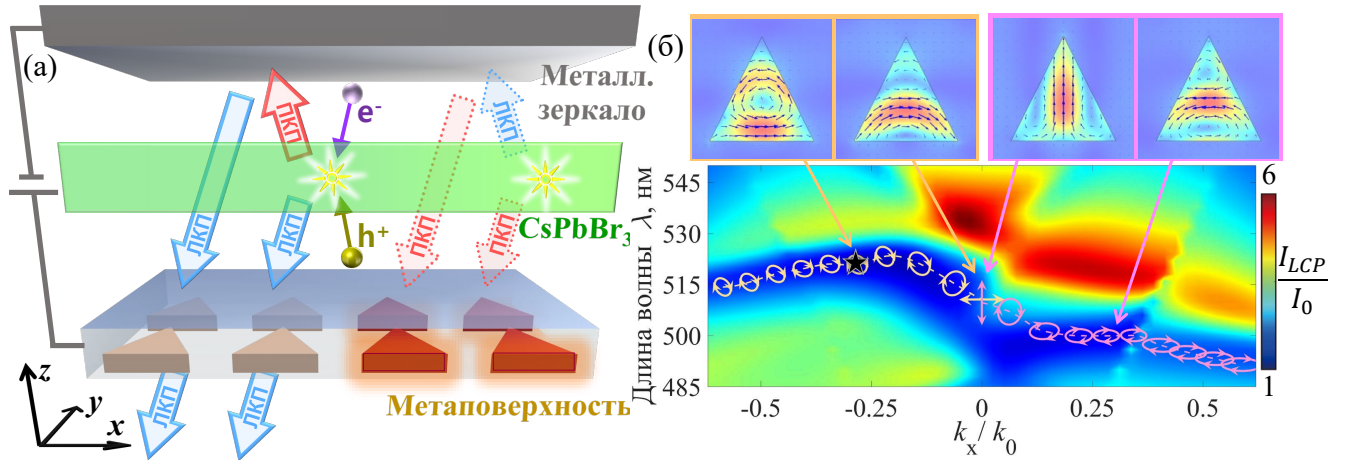


Рисунок 3.10 — Концепция плоского резонатора для хиральной ЭЛ. (а) Схема резонатора, состоящего из металлического зеркала и метаповерхности из кремниевых треугольных призм, погружённых в прозрачный электрод. В центре резонатора находится плоский слой перовскита CsPbBr₃, излучающий свет при рекомбинации электронов и дырок. (б) Посчитанное усиление интенсивности полей с ЛКП в резонаторе (I_{LCP}/I_0). Волны, взаимодействующие с собственными состояниями кремниевых призм, поляризованы в соответствии с изображёнными эллипсами. Размеры эллипсов обратно пропорциональны добротностям резонансов. Сверху представлены распределения поляризаций внутри кремниевых призм для нескольких собственных состояний. Чёрной звездой отмечена область с $k_x/k_0 \approx -0.27$, в которой в дальнейшем экспериментально наблюдается хиральная ЭЛ с наибольшей СКП.

полосе излучения CsPbBr₃. Наклонно падающий против оси x свет с ПКП блокируется метаповерхностью и не выходит из резонатора. В это же время свет с ЛКП не взаимодействует с кремниевой структурой и на выходе регистрируется хиральная ЭЛ. Стоит отметить, что свет, излученный слоем перовскита в положительном направлении по оси z , практически полностью отражается металлическим зеркалом со сменой знака круговой поляризации, после чего также падает на кремниевую метаповерхность. Из-за зеркальной плоскости симметрии yz аналогичный результат, но с обратными знаками круговых поляризаций, будет наблюдаться для света, распространяющегося в положительном направлении по оси x .

На Рис. 3.10(б) представлено усиление интенсивности полей с ЛКП в резонаторе (I_{LCP}/I_0). Моделирование произведено для устройства, приближенного

к реальному. Данные были получены с помощью интегрирования интенсивностей в слое перовскита при его облучении светом с круговыми поляризациями. Стоит обратить внимание, что существует «узкая» резонансная область с наименьшим усилением. На данную область наложены эллипсы, соответствующие поляризациям волн, с которыми взаимодействуют собственные состояния метаповерхности. Эллипсы построены с помощью значений параметров связи $m_{R,L}$, посчитанных через интегралы перекрытия (3.49). Размеры эллипсов обратно пропорциональны добротностям резонансов. Видно, что при $k_x = 0$ метаповерхность содержит два собственных состояния, взаимодействующих с линейно поляризованными волнами. При наклоне падающего света в сторону с отрицательными значениями k_x , одно из собственных состояния практически сразу начинает взаимодействовать с волнами с ПКП. Это же и было продемонстрировано в предыдущем разделе с помощью CD_m , значения которого близки к единице в довольно большом диапазоне k_x/k_0 (см. Рис. 3.9(а)). При наклоне падающего света в противоположную сторону (положительные значения k_x), резонансы сдвигаются в более коротковолновую область, а собственное состояние начинает взаимодействовать с волнами эллиптических поляризаций. Это также было ранее частично продемонстрировано на спектрах Рис. 3.8(б) и (в), на которых присутствует сильно выраженный, но при этом не максимально хиральный резонанс при $\lambda \approx 500$ нм.

Данный резонатор был экспериментально создан соавторами работы [A5] из Кореи. На Рис. 3.11(а) показано изображение метаповерхности из кремниевых треугольных призм, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. В качестве количественной оценки хиральной ЭЛ используется степень круговой поляризации (СКП):

$$\rho = \frac{I_{RCP} - I_{LCP}}{I_{RCP} + I_{LCP}}. \quad (3.58)$$

Экспериментально измеренная СКП при комнатной температуре для разных k_x/k_0 и длин волн представлена на Рис. 3.11(б). Очевидно, что из-за зеркальной плоскости симметрии yz при $k_x = 0$ нет никакой хиральной ЭЛ ($\rho = 0$), и что результат для отрицательных и положительных k_x получился одинаковым с точностью до знака. При ненулевых k_x наблюдаются довольно широкие диапазоны хиральной ЭЛ с максимальными значениями СКП $\rho \approx \pm 0.38$ при $k_x/k_0 \approx \pm 0.27$. Стоит отметить, что хиральная ЭЛ с такой СКП от нехирального источника является рекордной на данный момент и значительно превосходит

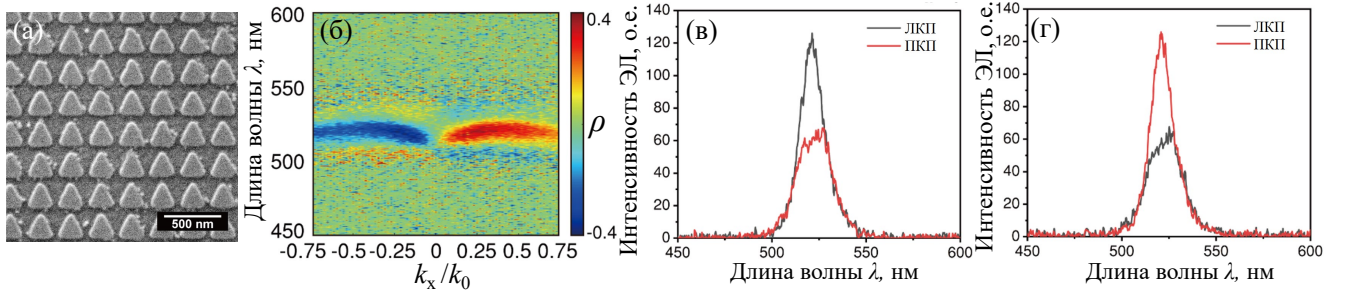


Рисунок 3.11 — Экспериментальное подтверждение хиральной ЭЛ. (а) Изображение кремниевых треугольных призм, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. (б) Экспериментально измеренная СКП хиральной ЭЛ, а также спектры интенсивностей ЭЛ с ЛКП и ПКП при (в) $k_x/k_0 \approx -0.27$ и (г) $k_x/k_0 \approx 0.27$. Эксперимент проведён соавторами работы [А5] из Кореи.

по аналогичным показателям ранее опубликованные результаты [156; 157]. На Рис. 3.11(в) и (г) представлены экспериментальные спектры интенсивностей ЭЛ в относительных единицах для $k_x/k_0 \approx -0.27$ и $k_x/k_0 \approx 0.27$ соответственно. Из графиков видно, что пиковые значения интенсивностей ЭЛ с разными круговыми поляризациями отличаются примерно в два раза. В итоге можно сказать, что свет одинаковой интенсивности, но с противоположными поляризациями одновременно излучается и «влево», и «вправо». В работе [А5] соавторы из Кореи также получили аналогичный результат и для фотолюминесценции.

Таким образом, в данном разделе продемонстрировано, как метаповерхности с зеркальной симметрией могут обладать максимальной внешней хиральностью, а также как селективное взаимодействие с волнами разных круговых поляризаций может быть использовано для хиральной ЭЛ.

3.5 Основные итоги главы

В данной главе представлены максимально хиральные диэлектрические метаповерхности. Основные результаты изложены ниже:

1. На основе работы [92] в рамках ТСМ представлено выражение для S -матрицы, состоящей из амплитуд пропускания и отражения света с круговыми поляризациями. Сами амплитуды выражены через параметры $m_{R,L}$ и $m'_{R,L}$, отвечающие за связь падающих волн с собственными состояниями метаповерхности;
2. С помощью численного моделирования впервые показано, как максимально хиральные метаповерхности с вращательной симметрией четвёртого порядка не взаимодействуют с волнами с ПКП и резонансно поглощают волны с ЛКП [А3]. Для таких структур:
 - а) Перечислены условия, полученные в рамках ТСМ, выполнение которых требуется для обеспечения максимальной хиральности;
 - б) Продемонстрировано, как тщательным подбором параметров θ и d , нарушающих симметрию, трансформировать ССК в виде антипараллельного дипольного резонанса в максимально хиральное квази-ССК, невзаимодействующее с волнами с ПКП;
 - в) Показано влияние показателя поглощения κ на оптическую хиральность. Оптимально подобранный в соответствии с режимом критической связи κ обеспечивает полное поглощение волны с ЛКП, что было продемонстрировано тремя максимально хиральными метаповерхностями с разными наборами параметров d , θ и κ ;
3. Впервые рассчитаны максимально хиральные метаповерхности без элементов симметрии, прозрачные для волн с ПКП и работающие как хиральное зеркало для волн с ЛКП [А4]. В частности:
 - а) Перечислены условия, полученные в рамках ТСМ, необходимые для обеспечения максимальной хиральности;

- б) С помощью численного моделирования получены спектры пропускания и отражения максимально хиральной кремниевой метаповерхности с элементарной ячейкой из пары одинаковых прямоугольных параллелепипедов, лежащих на разных гранях и повёрнутых на угол θ . Такая структура прозрачна для инфракрасного света ($\lambda \approx 1548$ нм) с ПКП и полностью отражает свет с ЛКП как хиральное зеркало;
 - в) Проведено численное моделирование максимально хиральной керамической метаповерхности для электромагнитных волн СВЧ диапазона с частотой 9.47 ГГц. Результаты моделирования отлично совпали с результатами проведённого эксперимента.
4. Продемонстрировано, как ахиральная метаповерхность с зеркальными плоскостями симметрии может обладать максимальной внешней хиральностью и не взаимодействовать с волнами с ПКП или ЛКП, в зависимости от знака угла падения [A5]. В частности:
- а) Показано, как меняется S-матрица при наклонном падении света на структуру с зеркальными плоскостями симметрии;
 - б) С помощью численного моделирования проведён анализ собственного состояния метаповерхности из кремниевых треугольных призм. В рамках мультипольного разложения показано, что селективное взаимодействие собственного состояния со светом разных круговых поляризаций в широком диапазоне углов падения обеспечивается суперпозицией двух ортогональных компонент электрического дипольного момента и одной компоненты магнитного дипольного момента.
 - в) Показано, как метаповерхность с внешней хиральностью может быть составной частью резонатора для хиральной ЭЛ. В проведённом эксперименте была продемонстрирована хиральная ЭЛ от плоского слоя перовскита с рекордно большой на данный момент СКП.

Заключение

В данной работе предложены диэлектрические метаповерхности для аномального преломления света под скользящими углами и для максимальной оптической хиральности. В обоих случаях показано, как относительно простыми методами определить геометрические параметры соответствующих метаповерхностей.

Для аномального преломления предложены Фурье-метаповерхности, представляющие собой тонкие слои диэлектрического материала с гладким периодическим рельефом. Оптимизация таких структур чрезвычайно простая, так как в большинстве случаев геометрия метаповерхности определяется четырьмя параметрами: тремя амплитудами рельефа и толщиной плоского слоя. Более того, оптимизации могут проводиться умеренными вычислительными ресурсами при использовании аналитической теории в приближении ГР.

Фурье-метаповерхности также могут быть использованы для отклонения преломленного света в широком угловом диапазоне. Были предложены два способа переключения между оптическими режимами с разными длинами волн дифракционных порогов. Показано, как изменение угла падения или диэлектрической проницаемости подложки на относительно малую величину обеспечивает перераспределение энергии падающей волны между $m = +1$ и $m = -1$ каналами дифракции. В результате аномально преломленный свет отклоняется на более чем 150° .

Продемонстрировано, что Фурье-метаповерхности могут быть не только из кремния, но и из таких материалов как TiO_2 , GaP, BaTiO_3 и LiNbO_3 . При грамотном учёте диэлектрической проницаемости вместе с дисперсией можно масштабировать геометрические параметры метаповерхности и добиться аномального преломления под скользящими углами света не только видимого, но и инфракрасного, СВЧ или ультрафиолетового диапазонов.

Аномальное преломление света в $m = +1$ канал дифракции и его отклонение между $m = +1$ и $m = -1$ каналами было выбрано в качестве иллюстративного примера. В дальнейшем оптимизации могут быть легко обобщены, чтобы использовать как дифракционные каналы на отражение, так и каналы с более высокими дифракционными порядками m .

Стоит отметить, что все приведённые в работе Фурье-метаповерхности обладали периодичностью только вдоль оси x . Однако экспериментальные методы создания [16; 17] не накладывают никаких ограничений и позволяют создавать Фурье-метаповерхности с одновременной периодичностью вдоль осей x и y . Предполагается, что оптимизационные методы для таких структур несильно изменятся, а в случае гладких и неглубоких рельефов всё также будут применимы приближения ГР.

Для достижения максимальной хиральности при нормальном падении света предложены диэлектрические метаповерхности с квази-ССК. Продемонстрировано, как нарушениями симметрии в соответствии с довольно простыми аналитическими соображениями трансформировать неизлучающее ССК в виде антипараллельного дипольного резонанса двух стержней в максимально хиральное квази-ССК, не взаимодействующее со светом с определённой круговой поляризацией. В представленных случаях достаточно двух параметров, нарушающих симметрию: угла поворота и вертикального смещения между двумя стержнями. В дальнейшем аналогичных результатов можно добиться при использовании других ССК, например, в виде магнитных дипольных или квадрупольных электрических резонансов.

Если волна с одной круговой поляризацией не взаимодействует с квази-ССК и практически полностью проходит через метаповерхность, то волна с противоположной поляризацией может быть как поглощена, так и отражена, в зависимости от симметрии структуры. Для метаповерхностей с вращательной осью третьего и более порядка важно задать показатель поглощения в соответствии с режимом критической связи. В таком случае волна с одной из круговых поляризаций будет полностью поглощаться метаповерхностью. На практике можно масштабировать размеры метаповерхности, чтобы требуемый оптимальный показатель поглощения совпал с аналогичными табличными значениями диэлектрического материала. Резонансное поглощение волны с определённой круговой поляризацией чрезвычайно перспективно для хиральных фотодетекторов или устройств фотолюминесценции.

Для метаповерхностей без элементов симметрии, наоборот, желательны как можно меньшие потери на поглощение. В таком случае заблокированная волна будет полностью отражаться, сохраняя знак круговой поляризации. Однако, как было показано в эксперименте, наличие поглощения несильно сказывается на разнице между коэффициентами пропускания волн с ПКП и ЛКП,

что позволяет использовать подобные структуры в качестве хиральных фильтров.

Возбуждение сильно локализованных собственных состояний сопровождается значительным усилением ближних полей, что актуально для устройств нелинейной оптики. С одной стороны, квази-ССК не взаимодействует с волной с определённой круговой поляризацией. С другой стороны, это же самое квази-ССК резонансно возбуждается волной с противоположной поляризацией, причём добротность резонанса определяется параметрами, нарушающими симметрию. В связи с этим подобные максимально хиральные метаповерхности открывают неограниченные перспективы для хиральной нелинейной оптики: генерации высших гармоник, оптических вихрей и лазерного излучения.

Стоит отметить, что опубликованные работы [A3] и [A4] с предложенной методологией достижения максимальной хиральности получили широкую известность и цитируемость в научном сообществе. До этого не было каких-либо простых и явных «рецептов» получения метаповерхностей с максимальной оптической хиральностью.

В данной работе также было продемонстрировано, что селективное взаимодействие метаповерхностей с волнами разных круговых поляризаций может быть обеспечено оптическим экспериментом, даже при наличии зеркальных плоскостей симметрии у структуры. Показано, что в довольно широком диапазоне углов падения может наблюдаться практически максимальная внешняя хиральность. Как выяснилось с помощью мультипольного разложения, подобная оптическая функциональность обеспечивается суперпозицией двух ортогональных компонент электрического дипольного момента и одной компоненты магнитного дипольного момента.

Эксперимент, проведённый соавторами работы [A5] из Кореи, показал, что с помощью подобных метаповерхностей можно добиться хиральных фото и электролюминесценций. Реализованное устройство с плоским излучающим слоем перовскита продемонстрировало ЭЛ с рекордной на данный момент СКП без использования каких-либо дополнительных фильтров. В дальнейшем такой подход может быть обобщён и с помощью других излучающих материалов, например, квантовых точек. Более того, из-за зеркальной плоскости симметрии метаповерхности, ЭЛ одинаковой интенсивности наблюдается как с ЛКП, так и с ПКП, что также важно для многих хиральных приложений и устройств.

Основные результаты данной работы заключаются в следующем:

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. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 117, № 11. — С. 7244—7275.

11. Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and Highly Dispersive Holograms / B. Wang [и др.] // Nano Letters. — 2016. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 582, № 7813. — С. 506—510.
18. Multidimensional nanoscopic chiroptics / Y. Chen [и др.] // Nature Reviews Physics. — 2021. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 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. — Т. 541, № 7638. — С. 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. Yu, N. Flat optics with designer metasurfaces / N. Yu, F. Capasso // *Nature Materials*. — 2014. — T. 13, № 2. — C. 139—150.
25. The Feynman Lectures on Physics Vol. I / R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, E. M. Hafner // *American Journal of Physics*. — 1965. — T. 33, № 9. — C. 750—752.
26. *Chen, W. T.* Will flat optics appear in everyday life anytime soon? / W. T. Chen, F. Capasso // *Applied Physics Letters*. — 2021. — T. 118, № 10. — C. 100503.
27. Huygens' metasurfaces from microwaves to optics: a review / M. Chen, M. Kim, A. M. Wong, G. V. Eleftheriades // *Nanophotonics*. — 2018. — T. 7, № 6. — C. 1207—1231.
28. High-Efficiency All-Dielectric Huygens Metasurfaces from the Ultraviolet to the Infrared / A. J. Ollanik, J. A. Smith, M. J. Belue, M. D. Escarra // *ACS Photonics*. — 2018. — T. 5, № 4. — C. 1351—1358.
29. Dielectric Huygens' Metasurface for High-Efficiency Hologram Operating in Transmission Mode / W. Zhao, H. Jiang, B. Liu, J. Song, Y. Jiang, C. Tang, J. Li // *Scientific Reports*. — 2016. — T. 6, № 1.
30. Efficient Polarization-Insensitive Complex Wavefront Control Using Huygens' Metasurfaces Based on Dielectric Resonant Meta-atoms / K. E. Chong [и др.] // *ACS Photonics*. — 2016. — T. 3, № 4. — C. 514—519.
31. Large-Scale Huygens' Metasurfaces for Holographic 3D Near-Eye Displays / W. Song, X. Liang, S. Li, D. Li, R. Paniagua-Domínguez, K. H. Lai, Q. Lin, Y. Zheng, A. I. Kuznetsov // *Laser & Photonics Reviews*. — 2021. — T. 15, № 9. — C. 2000538.
32. Polarization independent high transmission large numerical aperture laser beam focusing and deflection by dielectric Huygens' metasurfaces / A. Özdemir, Z. Hayran, Y. Takashima, H. Kurt // *Optics Communications*. — 2017. — T. 401. — C. 46—53.

33. High transmission focusing lenses based on ultrathin all-dielectric Huygens' metasurfaces / Y. Tian, Z. Li, Z. Xu, Y. Wei, F. Wu // Optical Materials. — 2020. — T. 109. — C. 110358.
34. High-Efficiency Broadband Anomalous Reflection by Gradient Meta-Surfaces / S. Sun [и др.] // Nano Letters. — 2012. — T. 12, № 12. — C. 6223—6229.
35. High-Efficiency Visible Light Manipulation Using Dielectric Metasurfaces / R. A. Aoni, M. Rahmani, L. Xu, K. Z. Kamali, A. Komar, J. Yan, D. Neshev, A. E. Miroshnichenko // Scientific Reports. — 2019. — T. 9, № 1.
36. Efficient Light Bending with Isotropic Metamaterial Huygens' Surfaces / C. Pfeiffer, N. K. Emani, A. M. Shaltout, A. Boltasseva, V. M. Shalaev, A. Grbic // Nano Letters. — 2014. — T. 14, № 5. — C. 2491—2497.
37. TiO₂ Nanodisk Arrays as All-Dielectric Huygens' Metasurfaces for Engineering the Wavefront of Near-UV Light / T.-A. Chen, Y.-C. Chou, T.-Y. Huang, Y.-J. Lu, Y.-P. Kuang, T.-J. Yen // ACS Applied Nano Materials. — 2021. — T. 5, № 1. — C. 925—930.
38. Multifunctional wide-angle optics and lasing based on supercell metasurfaces / C. Spägle, M. Tamagnone, D. Kazakov, M. Ossianer, M. Piccardo, F. Capasso // Nature Communications. — 2021. — T. 12, № 1.
39. A Metalens with a Near-Unity Numerical Aperture / R. Paniagua-Domínguez [и др.] // Nano Letters. — 2018. — T. 18, № 3. — C. 2124—2132.
40. Perfect control of reflection and refraction using spatially dispersive metasurfaces / V. S. Asadchy, M. Albooyeh, S. N. Tsvetkova, A. Díaz-Rubio, Y. Ra'di, S. A. Tretyakov // Physical Review B. — 2016. — T. 94, № 7. — C. 075142.
41. *Estakhri, N. M.* Wave-front Transformation with Gradient Metasurfaces / N. M. Estakhri, A. Alù // Physical Review X. — 2016. — T. 6, № 4. — C. 041008.
42. *Epstein, A.* Synthesis of Passive Lossless Metasurfaces Using Auxiliary Fields for Reflectionless Beam Splitting and Perfect Reflection / A. Epstein, G. V. Eleftheriades // Physical Review Letters. — 2016. — T. 117, № 25. — C. 256103.

43. From the generalized reflection law to the realization of perfect anomalous reflectors / A. Díaz-Rubio, V. S. Asadchy, A. Elsakka, S. A. Tretyakov // Science Advances. — 2017. — T. 3, № 8.
44. Eliminating Scattering Loss in Anomally Reflecting Optical Metasurfaces / V. S. Asadchy, A. Wickberg, A. Díaz-Rubio, M. Wegener // ACS Photonics. — 2017. — T. 4, № 5. — C. 1264—1270.
45. *Wong, J. P. S.* Reflectionless Wide-Angle Refracting Metasurfaces / J. P. S. Wong, A. Epstein, G. V. Eleftheriades // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. — 2016. — T. 15. — C. 1293—1296.
46. *Epstein, A.* Arbitrary Power-Conserving Field Transformations With Passive Lossless Omega-Type Bianisotropic Metasurfaces / A. Epstein, G. V. Eleftheriades // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 2016. — T. 64, № 9. — C. 3880—3895.
47. *Ra'di, Y.* Metagratings: Beyond the Limits of Graded Metasurfaces for Wave Front Control / Y. Ra'di, D. L. Sounas, A. Alù // Physical Review Letters. — 2017. — T. 119, № 6. — C. 067404.
48. Experimental verification of reflectionless wide-angle refraction via a bianisotropic Huygens' metasurface / M. Chen, E. Abdo-Sanchez, A. Epstein, G. V. Eleftheriades // 2017 XXXIInd General Assembly and Scientific Symposium of the International Union of Radio Science (URSI GASS). — IEEE, 2017.
49. Susceptibility Derivation and Experimental Demonstration of Refracting Metasurfaces Without Spurious Diffraction / G. Lavigne, K. Achouri, V. S. Asadchy, S. A. Tretyakov, C. Caloz // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. — 2018. — T. 66, № 3. — C. 1321—1330.
50. *Kruk, S.* Functional Meta-Optics and Nanophotonics Governed by Mie Resonances / S. Kruk, Y. Kivshar // ACS Photonics. — 2017. — T. 4, № 11. — C. 2638—2649.
51. 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.

52. Dielectric Metasurface as a Platform for Spatial Mode Conversion in Nanoscale Waveguides / D. Ohana, B. Desiatov, N. Mazurski, U. Levy // Nano Letters. — 2016. — T. 16, № 12. — C. 7956—7961.
53. *Yang, J.* Topology-optimized metasurfaces: impact of initial geometric layout / J. Yang, J. A. Fan // Optics Letters. — 2017. — T. 42, № 16. — C. 3161.
54. *Yang, J.* Freeform Metagratings Based on Complex Light Scattering Dynamics for Extreme, High Efficiency Beam Steering / J. Yang, D. Sell, J. A. Fan // Annalen der Physik. — 2017. — T. 530, № 1. — C. 1700302.
55. *Yang, J.* Analysis of material selection on dielectric metasurface performance / J. Yang, J. A. Fan // Optics Express. — 2017. — T. 25, № 20. — C. 23899.
56. Ultra-High-Efficiency Anomalous Refraction with Dielectric Metasurfaces / D. Sell, J. Yang, E. W. Wang, T. Phan, S. Doshay, J. A. Fan // ACS Photonics. — 2018. — T. 5, № 6. — C. 2402—2407.
57. Asymmetric Nanoantennas for Ultrahigh Angle Broadband Visible Light Bending / E. Khaidarov [и др.] // Nano Letters. — 2017. — T. 17, № 10. — C. 6267—6272.
58. Beam switching and bifocal zoom lensing using active plasmonic metasurfaces / X. Yin, T. Steinle, L. Huang, T. Taubner, M. Wuttig, T. Zentgraf, H. Giessen // Light: Science and Applications. — 2017. — T. 6, № 7. — e17016—e17016.
59. Reconfigurable all-dielectric metalens with diffraction-limited performance / M. Y. Shalaginov [и др.] // Nature Communications. — 2021. — T. 12, № 1.
60. A Progress Review on Solid-State LiDAR and Nanophotonics-Based LiDAR Sensors / N. Li, C. P. Ho, J. Xue, L. W. Lim, G. Chen, Y. H. Fu, L. Y. T. Lee // Laser and Photonics Reviews. — 2022. — T. 16, № 11. — C. 2100511.
61. Nano-optic endoscope for high-resolution optical coherence tomography in vivo / H. Pahlevaninezhad [и др.] // Nature Photonics. — 2018. — T. 12, № 9. — C. 540—547.

62. Toward Intelligent Metasurfaces: The Progress from Globally Tunable Metasurfaces to Software-Defined Metasurfaces with an Embedded Network of Controllers / O. Tsilipakos [и др.] // *Advanced Optical Materials*. — 2020. — Т. 8, № 17. — С. 2000783.
63. Reversible Image Contrast Manipulation with Thermally Tunable Dielectric Metasurfaces / K. Z. Kamali, L. Xu, J. Ward, K. Wang, G. Li, A. E. Miroshnichenko, D. Neshev, M. Rahmani // *Small*. — 2019. — Т. 15, № 15. — С. 1805142.
64. Ultrafast all-optical tuning of direct-gap semiconductor metasurfaces / M. R. Shcherbakov [и др.] // *Nature Communications*. — 2017. — Т. 8, № 1.
65. Extraordinarily large permittivity modulation in zinc oxide for dynamic nanophotonics / S. Saha [и др.] // *Materials Today*. — 2021. — Т. 43. — С. 27—36.
66. Electro-optically Tunable Multifunctional Metasurfaces / G. K. Shirmanesh, R. Sokhoyan, P. C. Wu, H. A. Atwater // *ACS Nano*. — 2020. — Т. 14, № 6. — С. 6912—6920.
67. Electrically driven reprogrammable phase-change metasurface reaching 80% efficiency / S. Abdollahramezani [и др.] // *Nature Communications*. — 2022. — Т. 13, № 1.
68. Superperiodic Liquid-Crystal Metasurfaces for Electrically Controlled Anomalous Refraction / M. V. Gorkunov, I. V. Kasyanova, V. V. Artemov, A. A. Ezhov, A. V. Mamonova, I. V. Simdyankin, S. P. Palto // *ACS Photonics*. — 2020. — Т. 7, № 11. — С. 3096—3105.
69. Electrically Actuated Varifocal Lens Based on Liquid-Crystal-Embedded Dielectric Metasurfaces / M. Bosch, M. R. Shcherbakov, K. Won, H.-S. Lee, Y. Kim, G. Shvets // *Nano Letters*. — 2021. — Т. 21, № 9. — С. 3849—3856.
70. Dynamic Beam Switching by Liquid Crystal Tunable Dielectric Metasurfaces / A. Komar, R. Paniagua-Domínguez, A. Miroshnichenko, Y. F. Yu, Y. S. Kivshar, A. I. Kuznetsov, D. Neshev // *ACS Photonics*. — 2018. — Т. 5, № 5. — С. 1742—1748.

71. Mechanically Tunable Dielectric Resonator Metasurfaces at Visible Frequencies / P. Gutruf, C. Zou, W. Withayachumnankul, M. Bhaskaran, S. Sriram, C. Fumeaux // ACS Nano. — 2015. — T. 10, № 1. — C. 133–141.
72. *Ee, H.-S.* Tunable Metasurface and Flat Optical Zoom Lens on a Stretchable Substrate / H.-S. Ee, R. Agarwal // Nano Letters. — 2016. — T. 16, № 4. — C. 2818–2823.
73. Double-sided liquid crystal metasurfaces for electrically and mechanically controlled broadband visible anomalous refraction / M. V. Gorkunov, A. V. Mamonova, I. V. Kasyanova, A. A. Ezhov, V. V. Artemov, I. V. Simdyankin, A. R. Geivandov // Nanophotonics. — 2022. — T. 11, № 17. — C. 3901–3912.
74. Addressable metasurfaces for dynamic holography and optical information encryption / J. Li, S. Kamin, G. Zheng, F. Neubrech, S. Zhang, N. Liu // Science Advances. — 2018. — T. 4, № 6.
75. Actively Switchable Beam-Steering via Hydrophilic/Hydrophobic-Selective Design of Water-Immersed Metasurface / Z. Li, C. Wan, C. Dai, J. Zhang, G. Zheng, Z. Li // Advanced Optical Materials. — 2021. — T. 9, № 17. — C. 2100297.
76. *Chung, H.* Tunable Metasurface Inverse Design for 80% Switching Efficiencies and 144° Angular Deflection / H. Chung, O. D. Miller // ACS Photonics. — 2020. — T. 7, № 8. — C. 2236–2243.
77. *Evans, A. M.* Comparative Pharmacology of S(+)-Ibuprofen and (RS)-Ibuprofen / A. M. Evans // Clinical Rheumatology. — 2001. — T. 20, S1. — C. 9–14.
78. *Fresnel, A.-J.* / A.-J. Fresnel // Bull. Sci. Soc. Philomath. — 1824. — C. 147–158.
79. *Pasteur, L.* Recherches sur les Relations qui Peuvent Exister entre la Forme Crystalline, la Composition Chimique et le Sens de la Polarisation Rotatoire / L. Pasteur // Ann. Chim. Phys. — 1848. — T. 24. — C. 442–459.
80. *Kelvin, W. T. B.* The Molecular Tactics of a Crystal / W. T. B. Kelvin. — Clarendon Press, 1894. — (Robert Boyle lecture).

81. *Polavarapu, P.* Chiral Analysis: Advances in Spectroscopy, Chromatography and Emerging Methods / P. Polavarapu. — Amsterdam, Netherlands : Elsevier, 2018.
82. *Schäferling, M.* Chiral Nanophotonics / M. Schäferling. — Springer International Publishing, 2017.
83. Engineering quantum materials with chiral optical cavities / H. Hübener, U. D. Giovannini, C. Schäfer, J. Andberger, M. Ruggenthaler, J. Faist, A. Rubio // Nature Materials. — 2020. — T. 20, № 4. — C. 438—442.
84. Nanophotonic Approaches for Chirality Sensing / L. A. Warning, A. R. Miandashti, L. A. McCarthy, Q. Zhang, C. F. Landes, S. Link // ACS Nano. — 2021. — T. 15, № 10. — C. 15538—15566.
85. Giant optical gyrotropy due to electromagnetic coupling / E. Plum, V. A. Fedotov, A. S. Schwanecke, N. I. Zheludev, Y. Chen // Applied Physics Letters. — 2007. — T. 90, № 22. — C. 223113.
86. *Plum, E.* Extrinsic electromagnetic chirality in metamaterials / E. Plum, V. A. Fedotov, N. I. Zheludev // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2009. — T. 11, № 7. — C. 074009.
87. Gold Helix Photonic Metamaterial as Broadband Circular Polarizer / J. K. Gansel, M. Thiel, M. S. Rill, M. Decker, K. Bade, V. Saile, G. von Freymann, S. Linden, M. Wegener // Science. — 2009. — T. 325, № 5947. — C. 1513—1515.
88. Twisted split-ring-resonator photonic metamaterial with huge optical activity / M. Decker, R. Zhao, C. M. Soukoulis, S. Linden, M. Wegener // Optics Letters. — 2010. — T. 35, № 10. — C. 1593.
89. Elevating optical activity: Efficient on-edge lithography of three-dimensional starfish metamaterial / K. Dietrich, C. Menzel, D. Lehr, O. Puffky, U. Hübner, T. Pertsch, A. Tünnermann, E.-B. Kley // Applied Physics Letters. — 2014. — T. 104, № 19. — C. 193107.
90. Extreme optical activity and circular dichroism of chiral metal hole arrays / M. V. Gorkunov, A. A. Ezhov, V. V. Artemov, O. Y. Rogov, S. G. Yudin // Applied Physics Letters. — 2014. — T. 104, № 22. — C. 221102.

91. Triple-helical nanowires by tomographic rotatory growth for chiral photonics / M. Esposito, V. Tasco, F. Todisco, M. Cuscunà, A. Benedetti, D. Sanvitto, A. Passaseo // *Nature Communications*. — 2015. — T. 6, № 1.
92. 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.
93. Pancharatnam-Berry Phase Induced Spin-Selective Transmission in Herringbone Dielectric Metamaterials / M. Kenney [и др.] // *Advanced Materials*. — 2016. — T. 28, № 43. — C. 9567—9572.
94. Metasurface Polarization Optics: Independent Phase Control of Arbitrary Orthogonal States of Polarization / J. B. Mueller, N. A. Rubin, R. C. Devlin, B. Groever, F. Capasso // *Physical Review Letters*. — 2017. — T. 118, № 11. — C. 113901.
95. All-Dielectric Metasurfaces for Simultaneous Giant Circular Asymmetric Transmission and Wavefront Shaping Based on Asymmetric Photonic Spin-Orbit Interactions / F. Zhang, M. Pu, X. Li, P. Gao, X. Ma, J. Luo, H. Yu, X. Luo // *Advanced Functional Materials*. — 2017. — T. 27, № 47. — C. 1704295.
96. Full-Stokes Imaging Polarimetry Using Dielectric Metasurfaces / E. Arbabi, S. M. Kamali, A. Arbabi, A. Faraon // *ACS Photonics*. — 2018. — T. 5, № 8. — C. 3132—3140.
97. Independent Amplitude Control of Arbitrary Orthogonal States of Polarization via Dielectric Metasurfaces / Q. Fan [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2020. — T. 125, № 26. — C. 267402.
98. Ptychography retrieval of fully polarized holograms from geometric-phase metasurfaces / Q. Song [и др.] // *Nature Communications*. — 2020. — T. 11, № 1.
99. Arbitrary polarization conversion dichroism metasurfaces for all-in-one full Poincaré sphere polarizers / S. Wang, Z.-L. Deng, Y. Wang, Q. Zhou, X. Wang, Y. Cao, B.-O. Guan, S. Xiao, X. Li // *Light: Science & Applications*. — 2021. — T. 10, № 1.

100. A dual band spin-selective transmission metasurface and its wavefront manipulation / Z. Yue [и др.] // *Nanoscale*. — 2021. — Т. 13, № 24. — С. 10898—10905.
101. Planar Achiral Metasurfaces-Induced Anomalous Chiroptical Effect of Optical Spin Isolation / A. S. Rana [и др.] // *ACS Applied Materials & Interfaces*. — 2020. — Т. 12, № 43. — С. 48899—48909.
102. Active controllable spin-selective terahertz asymmetric transmission based on all-silicon metasurfaces / J. Li, J. Li, C. Zheng, Z. Yue, S. Wang, M. Li, H. Zhao, Y. Zhang, J. Yao // *Applied Physics Letters*. — 2021. — Т. 118, № 22. — С. 221110.
103. Spin-preserving chiral photonic crystal mirror / B. Semnani, J. Flannery, R. Al Maruf, M. Bajcsy // *Light: Science & Applications*. — 2020. — Vol. 9, no. 1. — P. 23.
104. Single-Handedness Chiral Optical Cavities / K. Voronin, A. S. Taradin, M. V. Gorkunov, D. G. Baranov // *ACS Photonics*. — 2022. — Т. 9, № 8. — С. 2652—2659.
105. Planar chiral metasurfaces with maximal and tunable chiroptical response driven by bound states in the continuum / T. Shi [и др.] // *Nature Communications*. — 2022. — Т. 13, № 1.
106. Chiral Bilayer All-Dielectric Metasurfaces / K. Tanaka, D. Arslan, S. Fasold, M. Steinert, J. Sautter, M. Falkner, T. Pertsch, M. Decker, I. Staude // *ACS Nano*. — 2020. — Т. 14, № 11. — С. 15926—15935.
107. Giant intrinsic chiro-optical activity in planar dielectric nanostructures / A. Y. Zhu, W. T. Chen, A. Zaidi, Y.-W. Huang, M. Khorasaninejad, V. Sanjeev, C.-W. Qiu, F. Capasso // *Light: Science & Applications*. — 2017. — Т. 7, № 2. — С. 17158—17158.
108. Perovskite metasurfaces with large superstructural chirality / G. Long, G. Adamo, J. Tian, M. Klein, H. N. S. Krishnamoorthy, E. Feltri, H. Wang, C. Soci // *Nature Communications*. — 2022. — Т. 13, № 1.
109. Vertical Routing of Spinning-Dipole Radiation from a Chiral Metasurface / S. A. Dyakov, N. A. Gippius, I. M. Fradkin, S. G. Tikhodeev // *Physical Review Applied*. — 2020. — Т. 14, № 2. — С. 024090.

110. Metasurfaces and Colloidal Suspensions Composed of 3D Chiral Si Nanoresonators / R. Verre, L. Shao, N. O. Länk, P. Karpinski, A. B. Yankovich, T. J. Antosiewicz, E. Olsson, M. Käll // *Advanced Materials*. — 2017. — T. 29, № 29. — C. 1701352.
111. Resonant Chiral Effects in Nonlinear Dielectric Metasurfaces / K. Koshelev, Y. Tang, Z. Hu, I. I. Kravchenko, G. Li, Y. Kivshar // *ACS Photonics*. — 2023. — T. 10, № 1. — C. 298—306.
112. *Karakasoglu, I.* Polarization control with dielectric helix metasurfaces and arrays / I. Karakasoglu, M. Xiao, S. Fan // *Optics Express*. — 2018. — T. 26, № 17. — C. 21664.
113. Circularly polarized light detection with hot electrons in chiral plasmonic metamaterials / W. Li, Z. J. Coppens, L. V. Besteiro, W. Wang, A. O. Govorov, J. Valentine // *Nature Communications*. — 2015. — T. 6, № 1.
114. Preserving Spin States upon Reflection: Linear and Nonlinear Responses of a Chiral Meta-Mirror / L. Kang, S. P. Rodrigues, M. Taghinejad, S. Lan, K.-T. Lee, Y. Liu, D. H. Werner, A. Urbas, W. Cai // *Nano Letters*. — 2017. — T. 17, № 11. — C. 7102—7109.
115. Nonlinear Chiral Meta-Mirrors: Enabling Technology for Ultrafast Switching of Light Polarization / L. Kang, C.-Y. Wang, X. Guo, X. Ni, Z. Liu, D. H. Werner // *Nano Letters*. — 2020. — T. 20, № 3. — C. 2047—2055.
116. Large-Area 3D Chiral Plasmonic Structures / B. Frank, X. Yin, M. Schäferling, J. Zhao, S. M. Hein, P. V. Braun, H. Giessen // *ACS Nano*. — 2013. — T. 7, № 7. — C. 6321—6329.
117. Chiral optical response of planar and symmetric nanotrimers enabled by heteromaterial selection / P. Banzer, P. Woźniak, U. Mick, I. D. Leon, R. W. Boyd // *Nature Communications*. — 2016. — T. 7, № 1.
118. Chiral all-dielectric trimer nanoantenna / K. Ullah, B. Garcia-Camara, M. Habib, X. Liu, A. Krasnok, S. Lepeshov, J. Hao, J. Liu, N. P. Yadav // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. — 2018. — T. 208. — C. 71—77.

119. *Gómez, F. R.* All-Dielectric Chiral Metasurfaces Based on Crossed-Bowtie Nanoantennas / F. R. Gómez, J. R. Mejía-Salazar, P. Albella // ACS Omega. — 2019. — T. 4, № 25. — C. 21041—21047.
120. All-optical reconfigurable chiral meta-molecules / L. Lin, S. Lepeshov, A. Krasnok, T. Jiang, X. Peng, B. A. Korgel, A. Alù, Y. Zheng // Materials Today. — 2019. — T. 25. — C. 10—20.
121. Materials and 3D Designs of Helix Nanostructures for Chirality at Optical Frequencies / A. Passaseo, M. Esposito, M. Cuscunà, V. Tasco // Advanced Optical Materials. — 2017. — T. 5, № 16. — C. 1601079.
122. *Lee, J. C. W.* Polarization gaps in spiral photonic crystals / J. C. W. Lee, C. T. Chan // Optics Express. — 2005. — T. 13, № 20. — C. 8083.
123. *Kao, T.-H.* Dual circular polarization gaps in helix photonic metamaterials / T.-H. Kao, L.-Y. C. Chien, Y.-C. Hung // Optics Express. — 2015. — T. 23, № 19. — C. 24416.
124. Polarization Stop Bands in Chiral Polymeric Three-Dimensional Photonic Crystals / M. Thiel, M. Decker, M. Deubel, M. Wegener, S. Linden, G. von Freymann // Advanced Materials. — 2007. — T. 19, № 2. — C. 207—210.
125. 3D Chiral MetaCrystals / M. Esposito [и др.] // Advanced Functional Materials. — 2021. — T. 32, № 12. — C. 2109258.
126. Chiral plasmonics / M. Hentschel, M. Schäferling, X. Duan, H. Giessen, N. Liu // Science Advances. — 2017. — T. 3, № 5.
127. Bidirectional Origami Inspiring Versatile 3D Metasurface / R. Zheng, R. Pan, C. Sun, S. Du, A. Jin, C. Li, G. Geng, C. Gu, J. Li // Advanced Materials Technologies. — 2022. — T. 7, № 8. — C. 2200373.
128. Rapid Bending Origami in Micro/Nanoscale toward a Versatile 3D Metasurface / R. Pan, Z. Li, Z. Liu, W. Zhu, L. Zhu, Y. Li, S. Chen, C. Gu, J. Li // Laser & Photonics Reviews. — 2019. — T. 14, № 1. — C. 1900179.
129. Light-trapping structures for planar solar cells inspired by transformation optics / P. Dhawan, M. Gaudig, A. Sprafke, R. B. Wehrspohn, C. Rockstuhl // Optics Express. — 2021. — T. 29, № 13. — C. 19903.

130. *Agranovich, V. M.* Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces. T. 1 / V. M. Agranovich, D. L. Mills. — Elsevier Science, 1982.
131. *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.
132. *Millar, R. F.* On the Rayleigh assumption in scattering by a periodic surface. II / R. F. Millar // Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society. — 1971. — T. 69, № 1. — C. 217—225.
133. *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.
134. *Voronovich, A. G.* Rayleigh Hypothesis / A. G. Voronovich // Nanostructure Science and Technology. — Springer US, 2007. — C. 93—105.
135. *Tishchenko, A. V.* Numerical demonstration of the validity of the Rayleigh hypothesis / A. V. Tishchenko // Optics Express. — 2009. — T. 17, № 19. — C. 17102.
136. 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.
137. *Wood, R. W.* On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum / R. W. Wood // Proceedings of the Physical Society of London. — 1902. — T. 18, № 1. — C. 269—275.
138. *Rayleigh, L.* Note on the remarkable case of diffraction spectra described by Prof. Wood / L. Rayleigh // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. — 1907. — T. 14, № 79. — C. 60—65.
139. *Wang, S. S.* Theory and applications of guided-mode resonance filters / S. S. Wang, R. Magnusson // Applied Optics. — 1993. — T. 32, № 14. — C. 2606.

140. Electrically-Driven Zoom Metalens Based on Dynamically Controlling the Phase of Barium Titanate (BTO) Column Antennas / N. Xu [и др.] // *Nanomaterials*. — 2021. — Т. 11, № 3. — С. 729.
141. Gallium phosphide optical metasurfaces for visible light applications / M. Melli [и др.] // *Scientific Reports*. — 2020. — Т. 10, № 1.
142. Structural Colors Enabled by Lattice Resonance on Silicon Nitride Metasurfaces / J.-H. Yang, V. E. Babicheva, M.-W. Yu, T.-C. Lu, T.-R. Lin, K.-P. Chen // *ACS Nano*. — 2020. — Т. 14, № 5. — С. 5678—5685.
143. *Fan, S.* Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators / S. Fan, W. Suh, J. D. Joannopoulos // *Journal of the Optical Society of America A*. — 2003. — Т. 20, № 3. — С. 569.
144. *Suh, W.* Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities / W. Suh, Z. Wang, S. Fan // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2004. — Т. 40, № 10. — С. 1511—1518.
145. *von Neumann, J.* Über merkwürdige diskrete Eigenwerte / J. von Neumann, E. P. Wigner // *Physikalische Zeitschrift*. — 1929. — Т. 30. — С. 465—467.
146. Bound states in the continuum in open acoustic resonators / A. A. Lyapina, D. N. Maksimov, A. S. Pilipchuk, A. F. Sadreev // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2015. — Т. 780. — С. 370—387.
147. *Marinica, D. C.* Bound States in the Continuum in Photonics / D. C. Marinica, A. G. Borisov, S. V. Shabanov // *Physical Review Letters*. — 2008. — Т. 100, № 18. — С. 183902.
148. Nonlinear Metasurfaces Governed by Bound States in the Continuum / K. Koshelev, Y. Tang, K. Li, D.-Y. Choi, G. Li, Y. Kivshar // *ACS Photonics*. — 2019. — Т. 6, № 7. — С. 1639—1644.
149. Giant Asymmetric Second-Harmonic Generation in Bianisotropic Metasurfaces Based on Bound States in the Continuum / E. Mobini, R. Alaee, R. W. Boyd, K. Dolgaleva // *ACS Photonics*. — 2021. — Т. 8, № 11. — С. 3234—3240.
150. Imaging-based spectrometer-less optofluidic biosensors based on dielectric metasurfaces for detecting extracellular vesicles / Y. Jahani, E. R. Arvelo, F. Yesilkoy, K. Koshelev, C. Cianciaruso, M. D. Palma, Y. Kivshar, H. Altug // *Nature Communications*. — 2021. — Т. 12, № 1.

151. Optical Bound States in Continuum in MoS₂-Based Metasurface for Directional Light Emission / N. Muhammad, Y. Chen, C.-W. Qiu, G. P. Wang // Nano Letters. — 2021. — T. 21, № 2. — C. 967—972.
152. Low-Threshold Bound State in the Continuum Lasers in Hybrid Lattice Resonance Metasurfaces / J.-H. Yang [и др.] // Laser & Photonics Reviews. — 2021. — T. 15, № 10. — C. 2100118.
153. *Haus, H. A.* Waves and fields in optoelectronics / H. A. Haus. — Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1984.
154. *Jellison, G.* Optical functions of silicon determined by two-channel polarization modulation ellipsometry / G. Jellison // Optical Materials. — 1992. — T. 1, № 1. — C. 41—47.
155. *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.
156. Chiral-induced spin selectivity enables a room-temperature spin light-emitting diode / Y.-H. Kim [и др.] // Science. — 2021. — T. 371, № 6534. — C. 1129—1133.
157. Core-Shell Three-Dimensional Perovskite Nanocrystals with Chiral-Induced Spin Selectivity for Room-Temperature Spin Light-Emitting Diodes / C. Ye, J. Jiang, S. Zou, W. Mi, Y. Xiao // Journal of the American Chemical Society. — 2022. — T. 144, № 22. — C. 9707—9714.

Список сокращений и условных обозначений

ГР	гипотеза Рэля
МКЭ	метод конечных элементов
ССК	связанное состояние в континууме
КД	круговой дихроизм
ОА	оптическая активность
ПКП	правая круговая поляризация
ЛКП	левая круговая поляризация
ТСМ	теория связанных мод
МД	магнитный дипольный
ЭЛ	электролюминесценция
СКП	степень круговой поляризации
TE	transverse electric
TM	transverse magnetic
3D	3-dimensional, трёхмерный
СВЧ	сверхвысокие частоты
GSTC	generalized sheet transition condition
GST	GeSbTe
GSST	GeSbSeTe
PML	perfectly matched layer, идеально согласованный слой

Список рисунков

- 2.1 Схематичное изображение Фурье-метаповерхности, аномально преломляющей свет под скользящим углом в $m = +1$ дифракционный канал. 24
- 2.2 Оптические свойства кремниевой Фурье-метаповерхности с простейшим синусоидальным рельефом. Спектры коэффициентов пропускания T (а), отражения R (б) и дифракционных эффективностей η_{+1} (в) и ρ_{+1} (г), посчитанные МКЭ и в приближении ГР при разных значениях Q 27
- 2.3 Оптимизированная кремниевая Фурье-метаповерхность для аномального преломления света под скользящими углами. (а) Спектры дифракционных эффективностей η_{+1} , полученные в приближении ГР и МКЭ, при нормальном падении света метаповерхность. Звёздочкой показана дифракционная эффективность $\eta_{+1} \approx 83\%$ на длине волны $\lambda = 532$ нм. На вставке изображена метаповерхность с соответствующим распределением компоненты магнитного поля H_y . Выделенная область вставки показывает локальное распределение вектора Пойнтинга. (б) Спектры коэффициентов пропускания T , отражения R , а также дифракционных эффективностей η_{-1} и $\rho_{\pm 1}$. Синей полосой на спектрах обозначена область с $\eta_{+1} > 60\%$ и соответствующим диапазоном углов преломления θ_{out} 30
- 2.4 Оптимизированные кремниевые Фурье-метаповерхности с разным количеством Фурье-гармоник. Спектры дифракционных эффективностей, посчитанные в приближении ГР с заданным Q и МКЭ, в случае рельефов с $N = 2$ (а), $N = 3$ (б) и $N = 4$ (в). На вставках изображены поперечные сечения оптимизированных метаповерхностей. 31

- 2.5 Фурье-метаповерхности с разными ϵ , аномально преломляющие нормально падающий свет с $\lambda = 532$ нм под углом 84° . Результаты, полученные в рамках ГР и МКЭ, показаны пунктирными и сплошными линиями соответственно. Сверху представлены примеры поперечных сечений метаповерхностей для соответствующих диапазонов ϵ . Снизу показаны табличные значения ϵ разных материалов на длине волны $\lambda = 532$ нм. 33
- 2.6 Схематичное представление Фурье-метаповерхности, отклоняющей аномально преломленный свет в широком угловом диапазоне за счёт (а) небольшого наклона падающей волны или (б) изменения диэлектрической проницаемости подложки. 35
- 2.7 Оптимизированная в рамках ГР и МКЭ кремниевая Фурье-метаповерхность для отклонения преломленного света за счёт изменения угла падения. Зависимость дифракционных эффективностей $\eta_{\pm 1}$ от угла падения θ_{in} при $\lambda = 532$ нм изображена 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 $\eta_{\pm 1} \approx 70\%$. На вставках изображены метаповерхность с распределениями магнитного поля H_y в разных дифракционных режимах. Синей полосой на спектрах обозначена область с $\eta_{\pm 1} > 60\%$ и соответствующими диапазонами углов преломления θ_{out} . 36
- 2.8 Оптимизированная в рамках ГР и МКЭ кремниевая Фурье-метаповерхность для отклонения преломленного света за счёт изменения диэлектрической проницаемости подложки. Спектры $\eta_{\pm 1}$ при $\epsilon_S = 2.3$ и $\epsilon_S = 2.2$ представлены на (б) и (в) соответственно. Звёздочки показывают оптимизированные значения $\eta_{+1} \approx 88\%$ и $\eta_{-1} \approx 78\%$. На вставках изображены метаповерхность с распределениями магнитного поля H_y в разных дифракционных режимах. Синей полосой на спектрах обозначена область с $\eta_{\pm 1} > 60\%$ и соответствующими диапазонами углов преломления θ_{out} . 38

- 3.1 Схематичное представление задачи о взаимодействии хиральных метаповерхностей с нормалью падающим светом с круговыми поляризациями. (а) Общий случай со всеми возможными процессами пропускания и отражения в соответствии с S -матрицей (3.4). (б) Максимально хиральная метаповерхность с вращательной симметрией четвёртого порядка, поглощающая волну с ЛКП. (в) Максимально хиральная метаповерхность без элементов симметрии, отражающая волну с ЛКП с сохранением знака поляризации. 41
- 3.2 Трансформация (а) неизлучающего ССК в виде антипараллельного дипольного резонанса двух стержней $\mathbf{p}_1 = -\mathbf{p}_2$ в линейно поляризованное квази-ССК (б) поворотом стержней на угол θ или (в) вертикальным смещением на величину d , а также (г) в хиральное квази-ССК за счёт комбинации θ и d . Снизу представлены элементарные ячейки метаповерхностей с обозначенными зеркальными плоскостями σ_1 и σ_2 , а также с вращательными осями четвёртого (C_4) и второго порядков (C_2 и $\tilde{C}_2$). 49
- 3.3 Посчитанные спектры коэффициентов пропускания (а) ахиральных и (б) хиральных диэлектрических метаповерхностей с вращательной симметрией четвёртого порядка и параметрами d и θ , указанными в рамках. 50
- 3.4 Демонстрация максимальной оптической хиральности. (а) Спектры коэффициентов пропускания метаповерхности с $\theta = 3.5^\circ$ и $d = 10$ нм при разных значениях κ . На вставке изображена элементарная ячейка метаповерхности с распределением поляризации на длине волны квази-ССК при $\kappa = 0.010$. (б) Спектры коэффициентов пропускания трёх максимально хиральных метаповерхностей с разными наборами параметров θ , d и κ , подчиняющихся пропорциональной зависимости $\theta^2 \propto d^2 \propto \kappa$. . . 52

- 3.5 Численное моделирование максимально хиральной асимметричной метаповерхности, состоящей из пар одинаковых прямоугольных кремниевых параллелепипедов. (а) Квадратная элементарная ячейка с параллельными стержнями, лежащими на разных гранях, из-за чего возникает резонанс квази-ССК на спектрах коэффициентов пропускания (б) и отражения (в) метаповерхности. Пунктиром на спектрах при $\lambda = 1410$ нм обозначен дифракционный порог. (г) Квадратная элементарная ячейка максимально хиральной метаповерхности, а также соответствующие спектры коэффициентов пропускания (д) и отражения (е). В параллелепипедах на (а) и (г) показаны распределения поляризации на длине волны $\lambda \approx 1548$ нм квази-ССК. 56
- 3.6 Экспериментальное подтверждение максимальной хиральности для электромагнитных волн СВЧ диапазона. Спектры модулей амплитуд пропускания (а) и (б) и отражения (в) и (г), 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 экспериментальной метаповерхности. Эксперимент выполнен Антоном Куприяновым, соавтором работы [A4]. 58
- 3.7 Схематичное представление задачи о наклонном падении света в плоскости xz на ахиральную метаповерхность из треугольных призм. Метаповерхность имеет две зеркальных плоскости симметрии, параллельные xu и yz 60
- 3.8 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. 62

- 3.9 Анализ максимальной внешней хиральности. (а) Изменение кругового дихроизма собственного состояния CD_m при увеличении угла падения θ_{in} . CD_m определён через параметры связи, посчитанные посредством интегралов перекрытия (3.49), мультипольного разложения (3.56) и упрощённого мультипольного разложения (3.57). (б) Относительные амплитуды между слагаемыми мультипольного разложения параметров связи, а также (в) относительные фазы между слагаемыми с наибольшим вкладом. 65
- 3.10 Концепция плоского резонатора для хиральной ЭЛ. (а) Схема резонатора, состоящего из металлического зеркала и метаповерхности из кремниевых треугольных призм, погружённых в прозрачный электрод. В центре резонатора находится плоский слой перовскита $CsPbBr_3$, излучающий свет при рекомбинации электронов и дырок. (б) Посчитанное усиление интенсивности полей с ЛКП в резонаторе (I_{LCP}/I_0). Волны, взаимодействующие с собственными состояниями кремниевых призм, поляризованы в соответствии с изображёнными эллипсами. Размеры эллипсов обратно пропорциональны добротностям резонансов. Сверху представлены распределения поляризаций внутри кремниевых призм для нескольких собственных состояний. Чёрной звездой отмечена область с $k_x/k_0 \approx -0.27$, в которой в дальнейшем экспериментально наблюдается хиральная ЭЛ с наибольшей СКП. . 67
- 3.11 Экспериментальное подтверждение хиральной ЭЛ. (а) Изображение кремниевых треугольных призм, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. (б) Экспериментально измеренная СКП хиральной ЭЛ, а также спектры интенсивностей ЭЛ с ЛКП и ПКП при (в) $k_x/k_0 \approx -0.27$ и (г) $k_x/k_0 \approx 0.27$. Эксперимент проведён соавторами работы [A5] из Кореи. 69

Список таблиц

1	Параметры оптимизированных кремниевых Фурье-метаповерхностей с рельефами из разного числа Фурье-гармоник.	31
2	Параметры оптимизированных МКЭ Фурье-метаповерхностей с значениями ϵ , совпадающими с табличными данными разных материалов на длине волны $\lambda = 532$ нм.	33