

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Сибирский федеральный университет»

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр
Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН)
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской
академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

На правах рукописи



Авдеева Анастасия Юрьевна

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ МОДЫ
В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ
С РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Специальность

1.3.6. Оптика

1.3.8. Физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н., проф. Ветров С. Я.

Научный руководитель:

д. ф.-м. н. Тимофеев И. В.

Красноярск 2021 г.

Содержание

Введение	4
Глава 1. Резонансы в сложных фотоннокристаллических системах	13
1.1. Фотонные кристаллы.....	13
1.2. Металл-диэлектрические нанокомпозиты	19
1.3. Таммовский плазмон-поляритон и гибридные таммовские моды	22
1.4. Хиральное оптическое таммовское состояние	26
Глава 2. Спектральные и поляризационные свойства одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем металл-диэлектрического нанокомпозита	30
2.1. Модель и определение пропускания, отражения и поглощения	30
2.2. Спектральное проявление расщепления дефектной моды.....	35
2.3. Управление спектральным положением дефектных мод при вариации угла падения света на образец для волн <i>s</i> - и <i>p</i> - поляризации	41
2.4. Выводы	47
Глава 3. Таммовский плазмон-поляритон на границе металла и нанокомпозита сопряженного с фотонным кристаллом	48
3.1. Описание модели	48
3.2. Решение дисперсионного уравнения для таммовского-плазмон поляритона	50
3.3. Спектральное раздвоение таммовского плазмон-поляритона.....	51
3.4. Выводы	56
Глава 4. Гибридные таммовские моды в фотонном кристалле с дефектным слоем нанокомпозита.....	57
4.1. Описание модели	57

4.2. Спектральное проявление гибридных мод	58
4.3. Настройка положения гибридных мод параметрами системы	61
4.4. Выводы	63
Глава 5. Управление свойствами дисперсии одномерного фотонного кристалла, наполненного резонансно-поглощающим газом	64
5.1. Неограниченный наполненный газом фотонный кристалл	64
5.2. Зонная структура спектра собственных возбуждений неограниченного фотонного кристалла с резонансным газом	67
5.3. Ограниченный наполненный газом фотонный кристалл	70
5.4. Выводы	75
Глава 6. Перестраиваемые оптические таммовские состояния на границе анизотропного зеркала и холестерического жидкого кристалла, допированного молекулами красителя	76
6.1. Модель и определение пропускания, отражения и поглощения для анизотропных слоев	76
6.2. Расщепление хирального оптического таммовского состояния	80
6.3. Настройка положения оптических мод с помощью внешних полей и вариации параметров красителя	84
6.4. Выводы	88
Заключение	89
Список литературы	95

Введение

Характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованиям пространственных, спектральных и поляризационных характеристик оптических мод одномерных наноструктурированных фотонных кристаллов (ФК) на основе материалов с резонансной дисперсией. В качестве резонансных оптических сред рассмотрены металл-диэлектрические нанокомпозиты, пары металла и холестерические жидкие кристаллы, допированные молекулами красителя. Манипулирование оптическими полями в нанометровом масштабе позволяет говорить о новых возможностях управления светом, что важно для повышения производительности и эффективности оптических устройств.

Актуальность темы исследования

Стремительное развитие современных технологий стимулирует проектирование и создание новых функциональных элементов оптических устройств. Построение элементной базы фотоники и устройств на их основе обозначено первым приоритетным направлением в области фотоники, согласно паспорту «Межведомственной программы исследований и разработок в области фотоники на 2017-2020 год» в Российской Федерации.

В связи с этим особую актуальность представляют исследования фотонных систем, придающих заданные пространственные, спектральные и поляризационные характеристики излучению оптического диапазона. Значительная часть таких фотонных систем создана благодаря концепции фотонных кристаллов (ФК) [1,2]. ФК обеспечивают формирование запрещенных фотонных зон и позволяют управлять локализацией электромагнитного поля на дефектах и на границах структуры. Наличие конструктивной интерференции и низких потерь на поглощение позволяет использовать ФК в качестве зеркал лазерных резонаторов.

В настоящее время в оптоэлектронике на базе ФК активно развивается достаточно новое направление, посвящённое исследованию оптических

таммовских состояний [3]. Оптическое таммовское состояние – локализованное поверхностное состояние, формирующееся на общей границе двух зеркал и экспоненциально спадающее с расстоянием от границы в обе стороны. В отличие от поверхностного плазмон-поляритона, такое состояние может возбуждаться в p - и s -поляризациях под углами, меньшими угла полного внутреннего отражения. Если в качестве зеркал, помимо ФК, используются планарные металлические плёнки или другие материалы с отрицательной диэлектрической проницаемостью, то по аналогии с квантовой физикой такое локализованное состояние называют таммовским плазмон - поляритоном [4]. Таммовские плазмон-поляритоны легли в основу многих оптических устройств, таких как поглотители, переключатели, органические солнечные элементы, тепловые излучатели, сенсоры.

В случае, когда фотоннокристаллическая структура хиральна, то есть не обладает зеркальной симметрией, оптическое таммовское состояние также становится хиральным. В случае использования в качестве фотонного кристалла холестерического жидкого кристалла, брэгговское отражение становится селективным, кристалл отражает только одну из двух круговых поляризаций, и согласование поляризации требует, чтобы отраженная поляризация совпадала с падающей. В этом случае можно говорить о сохраняющей поляризацию анизотропном зеркале. Оптическое таммовское состояние, локализованное на границе холестерического жидкого кристалла и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала – это пример хирального оптического таммовского состояния [5,6]. Интерес к исследованию таких состояний обусловлен, прежде всего, возможностью эффективного внешнего управления спектральными свойствами структуры, так как холестерик имеет высокую чувствительность к внешним полям.

Кроме того, в настоящее время пристальное внимание уделяется гибридным модам [7], реализуемым в ФК-системах при совместном возбуждении таммовского плазмон-поляритона и других типов локализованных мод: микрорезонаторной моды, поверхностного плазмон-поляритона, экситонной моды или топологически защищенных фотонных состояний.

Перечисленные оптические моды обладают рядом важных пространственных (форма и локализация, положение узлов и пучностей стоячей волны), спектральных (резонансная длина волны и добротность) и поляризационных (эллиптичность, хиральность, спиновый и орбитальный угловой момент) характеристик. Под *перестраиваемой модой* [8,9] понимаем локализованную моду, спектральное положение которой может быть перестроено по частоте путем изменения поляризации, углом падения и/или фокусом, возбуждающим моду излучения, концентрацией и составом жидких и газообразных компонентов, концентрацией металлических наночастиц нанокompозитного слоя (если изготовить данный слой или в виде клина, или с градиентом концентрации), величиной показателя преломления, двулучепреломлением и ориентацией оптической оси, а также можно использовать механические степени свободы, температурные поля и электрическое напряжение. При этом, для перестраивания таких оптических мод не требуется заново изготавливать структуру.

Одним из способов расширить возможности перестраивания оптических мод является использование материалов с резонансной частотной дисперсией в качестве элементов фотоннокристаллических структур. Таким образом, *резонансная дисперсия* фотонного кристалла включает две компоненты, материальную и структурную. Дисперсия как частотное изменение диэлектрической проницаемости может наблюдаться и вдали от резонансов. Под резонансной дисперсией материала будем понимать немонотонное изменение диэлектрической проницаемости с характерным для области аномальной дисперсии ростом по мере увеличения частоты. В этом случае длина оптического пути в резонансном слое ведет себя немонотонно. Одна и та же мода может проявляться на нескольких частотах одновременно. Это явление будем называть *резонансным расщеплением* моды. Расщепление может оказаться малозаметным ввиду сильного резонансного поглощения.

В качестве резонансного материала могут быть рассмотрены композитные среды с сильным оптическим откликом. В качестве материала с сильным оптическим откликом может быть предложен металл-диэлектрический нанокompозит, который,

как правило, состоит из равномерно распределенных металлических наночастиц, погруженных в диэлектрическую матрицу [10]. Положение плазмонного резонанса и диапазон частот, в пределах которого нанокомпозит проявляет металлические свойства, зависят от оптических свойств матрицы и от концентрации, формы, ориентации, размера наночастиц [11]. Также средой с сильным оптическим откликом могут выступать атомные газы [12], например, пары ртути, либо жидкие кристаллы, допированные молекулами красителя. Так, в допированных красителем холестерических жидких кристаллах возможна беззеркальная лазерная генерация с низким порогом лазерной накачки [13,14]. Более того, присутствие молекул красителя может приводить к качественной перестройке зонной структуры спектра холестерика, например, к расщеплению фотонной запрещенной зоны на несколько фотонных запрещенных зон [15].

Исследования подобных структур открывают возможность направленного изменения спектральных и поляризационных характеристик оптических мод в фотонных кристаллах при помощи наноструктурирования (например в фотонных кристаллах, изготавливаемых анодным травлением), либо наночастиц, как «управляющих» добавок, и создания на их основе материалов, обладающих новыми свойствами. Это и является обоснованием актуальности проведенного в данной диссертационной работе научного исследования.

Цель и задачи диссертационного исследования

Цель данной диссертационной работы – поиск новых способов управления пространственными, спектральными и поляризационными характеристиками излучения оптического диапазона в одномерных наноструктурированных фотонных кристаллах с резонансной дисперсией.

Для достижения цели предлагалось решить следующие **задачи**:

1. Исследовать спектральные свойства одномерного фотонного кристалла с дефектным слоем нанокомпозита. Получить расщепление дефектной моды на частоте резонанса нанокомпозита и показать зависимость величины расщепления от концентрации наночастиц в дефекте, а также от толщины дефектного слоя. Установить особенности спектральных проявлений

расщепления дефектной моды для волн s - и p - поляризации в зависимости от угла падения.

2. Теоретически исследовать таммовский плазмон-поляритон, реализованный на границе металла и слоя нанокompозита, сопряженного с ФК. Получить расщепление таммовского плазмон-поляритона при сближении частоты таммовского плазмон-поляритона с резонансной частотой нанокompозита. Сравнить решение дисперсионного уравнения, полученного для образца с полубесконечными зеркалами, со спектрами, полученными методом трансфер-матрицы для конечной ФК-структуры.
3. Продемонстрировать существование гибридных оптических мод, обусловленных связью между микрорезонаторными модами ФК с нанокompозитным дефектом и таммовским плазмон-поляритоном на границе фотонного кристалла и металлической пленки. Показать возможности управления спектральным положением гибридных мод.
4. Исследовать угловую зависимость спектра собственных возбуждений и спектра пропускания волн s - и p - поляризации света одномерного фотонного кристалла, представляющего собой слоистую среду, состоящую из чередующихся изотропного слоя и слоя резонансно поглощающего газа.
5. Исследовать спектральные свойства хирального оптического таммовского состояния, локализованного на границе сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и холестерика, допированного молекулами красителя. Получить расщепление хирального оптического таммовского состояния. Показать возможности управления параметрами фотонного энергетического спектра посредством внешних полей и вариации параметров молекул красителя.

Научная новизна диссертационной работы состоит в следующем:

1. *Впервые* продемонстрирован эффект расщепления дефектной моды фотонного кристалла при сближении частоты дефектной моды с резонансной частотой нанокompозита. Установлена зависимость величины расщепления от объемной доли наночастиц в матрице нанокompозита. *Показано*, что, в

зависимости от угла падения резонансная частота материала может оказаться вблизи края запрещенной зоны, либо попадает в область сплошного спектра. В этих случаях в спектре пропускания появляются дополнительные полосы пропускания, либо дополнительные запрещенные частотные области, соответственно.

2. *Впервые* продемонстрировано спектральное раздвоение таммовского плазмон-поляритона на границе металлической пленки и резонансного слоя нанокompозита, сопряженного с фотонным кристаллом. *Показано*, что результаты, полученные для конечной структуры, с помощью метода трансфер-матрицы, хорошо согласуются с независимым методом решения дисперсионного уравнения для неограниченной структуры.
3. *Впервые* продемонстрировано существование гибридных оптических мод, обусловленных связью между микрорезонаторными модами фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом и таммовским плазмон-поляритоном, сформированным на границе фотонного кристалла и тонкой металлической пленки.
4. *Установлена* высокая чувствительность спектральных свойств одномерного фотонного кристалла, наполненного резонансно-поглощающим газом, к углу падения света на слоистую среду для волн p - и s - поляризации. *Показано* появление дополнительных узких полос пропускания в запрещенной зоне и дополнительных запрещенных областей (областей «непропускания», сочетающих отражение и поглощение) в сплошном спектре резонансного ФК.
5. *Впервые* продемонстрирован эффект расщепления хирального оптического таммовского состояния, локализованного на границе сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и холестерика, допированного молекулами красителя.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В одномерном фотонном кристалле с дефектным слоем металл-диэлектрического нанокompозита реализуется резонансное расщепление

дефектной моды. При заданных значениях объемной доли наночастиц существуют углы падения, при которых в спектре пропускания структуры появляются дополнительные полосы пропускания и дополнительные запрещенные частотные области. Перестройка зонной структуры спектра пропускания фотонного кристалла обусловлена смешиванием резонансной частоты нанокompозита с фотонными модами сплошного спектра.

2. Таммовский плазмон-поляритон, реализованный на границе металла и слоя нанокompозита, сопряженного с фотонным кристаллом, при сближении частоты таммовского плазмон-поляритона с резонансной частотой нанокompозита расщепляется на две локализованные моды.
3. Гибридные таммовские моды, сформированные связью микрорезонаторных мод фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом и таммовским плазмон-поляритоном, возбужденным на границе фотонного кристалла и тонкой металлической пленки, проявляются в спектре пропускания в виде расталкивающихся резонансов.
4. В одномерном фотонном кристалле, наполненном парами атомов ртути, для случая наклонного падения излучения реализуются, в зависимости от положения резонансной частоты газа, узкие полосы пропускания в фотонной запрещенной зоне либо дополнительные запрещенные области частот в сплошном спектре. Управление спектром пропускания возможно за счет вариации угла падения света на слоистую среду, а также за счет изменения плотности резонансного газа.
5. На границе между сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом и холестерическим жидким кристаллом, допированным молекулами красителя, реализуется резонансное расщепление хирального оптического таммовского состояния.

Теоретическая и практическая значимость исследования заключается в углублении понимания оптических эффектов в одномерных фотоннокристаллических структурах, на основе материалов с сильным оптическим откликом и в расширении возможностей управления спектральным положением

оптических мод с помощью изменения механических степеней свободы, температурных полей и электрического напряжения. Созданы алгоритмы расчетов для моделирования и проектирования оптических свойств одномерных наноструктурированных фотонных кристаллов на основе материалов с резонансным характером диэлектрической проницаемости. Проведена оптимизация геометрических и структурных параметров фотоннокристаллических систем. В предложенных фотоннокристаллических системах можно варьировать поляризацию, угол падения и фокус возбуждающего моду излучения, концентрацию и состав жидких и газообразных компонентов, градиент концентрации, величину показателя преломления, двулучепреломление и ориентацию оптической оси для *перестраивания* спектрального положения оптических мод. Такие фотоннокристаллические системы могут стать основой при создании миниатюрных лазеров, узкополосных фильтров и спектральных призм с управляемыми характеристиками.

Методология и методы исследования

В основе работы лежат численные методы расчёта одномерных фотоннокристаллических структур: метод трансфер-матрицы [16], метод матрицы переноса Берремана [17]. Некоторые главы также содержат графические и численно-аналитические методы решения дисперсионного уравнения.

Достоверность и апробация результатов

Достоверность результатов, полученных в данной работе, основана на корректном применении фундаментальных физических и математических моделей, правильностью предельных переходов к ранее известным результатам, а также соответствием численных и аналитических расчетов.

Материалы, составляющие данную диссертацию, опубликованы в 7 печатных работах из перечня ВАК, таких как: «Журнал экспериментальной и теоретической физики» (ЖЭТФ), «Journal of the Optical Society of America B» (JOSA B), «Materials», «Оптика и спектроскопия», «Компьютерная оптика».

Общее количество публикаций – 29.

Результаты работы докладывались на международных и всероссийских конференциях: «Ломоносов» (МГУ, Москва, 2009, 2010); «Оптика» (ИТМО, Санкт-Петербург, 2009, 2011); «Студент и научно-технический прогресс» (НГУ, Новосибирск, 2009-2011); «ВНКСФ-15» (ТГУ, Томск, 2009); «Фотоника органических и гибридных наноструктур» (ИЦ РАН, Черноголовка, 2011); «Волны» (МГУ, Москва, 2018, 2020); «Енисейская фотоника» (СФУ, ИФ СО РАН, Красноярск 2020), «Фотоника и информационная оптика» (НИЯУ МИФИ, Москва, 2018-2020).

Личный вклад автора

Лично автором проведена основная часть численных расчетов, осуществлен подбор и оптимизация параметров исследуемых структур, проанализированы и подготовлены к публикации полученные результаты. Автор принимала участие в постановке целей и задач научного исследования совместно с научным руководителем д. ф.-м. н., проф. С. Я. Ветровым. Алгоритмы расчета периодических структур были реализованы совместно с научным руководителем д. ф.-м. н. И. В. Тимофеевым.

Структура и объем диссертации

Диссертационная работа включает в себя введение, 6 глав, заключение, список сокращений и список литературы. Объем диссертации 111 страниц. Диссертация содержит 50 рисунков. Библиография включает 176 наименований на 17 страницах.

Статьи автора по главам:

Глава 2 [18,19];

Глава 3 [20];

Глава 4 [21];

Глава 5 [22,23];

Глава 6 [24].

Глава 1. Резонансы в сложных фотоннокристаллических системах

В данной главе приведен краткий исторический экскурс возникновения концепции фотонных кристаллов. Представлен литературный обзор современного состояния исследования фотонных кристаллов, содержащих композитные материалы с резонансной дисперсией. Рассказано о резонансах в фотонных кристаллах, таких как: локализация света на дефектах структуры, таммовский плазмон-поляритон, гибридные моды, хиральное оптическое состояние.

1.1. Фотонные кристаллы

Фотонные материалы с запрещенной зоной или фотонные кристаллы (ФК) – структурно организованные материалы, диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света на пространственном масштабе порядка оптической длины волны [1,2]. Из-за пространственной периодичности электромагнитные волны в таких структурах имеют зонный характер спектра подобно тому, как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов.

Наиболее простым примером фотонных материалов с запрещенной зоной являются одномерные ФК (рис. 1.1), диэлектрические свойства которых имеют периодическую модуляцию в одном пространственном направлении. Одномерные ФК также известны как брэгговские, диэлектрические, мультислойные или распределённые зеркала [25], которые в отличие от металлических зеркал способны обеспечивать отражение с низкими потерями на поглощение, поэтому брэгговские зеркала используются в качестве зеркал лазерных резонаторов и элементов других оптических устройств.

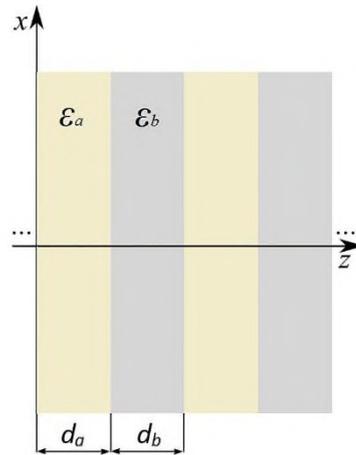


Рисунок 1.1: Схематическое представление одномерного ФК

Исторически впервые идея управления спонтанным излучением атомов, находящихся в среде с трехмерно периодической модуляцией диэлектрических свойств, была описана в работе В.П. Быкова [26] в 1972 г. В 1987 году Э. Яблонович [27], используя формальную аналогию между уравнениями Шредингера и Гельмгольца, предложил построить искусственные структуры, с периодически меняющимися диэлектрическими проницаемостями, для контроля распространения света. В это же время С. Джон [28] применил идею Андерсона [29] о сильной локализации электронов на флуктуациях трехмерного потенциала. Эти работы легли в основу концепции материалов с фотонными запрещенными зонами. Также свой вклад в концепцию фотонных кристаллов внесли работы К. Отаки [30], который в 1979 году предложил метод расчета дисперсионного соотношения для массивов диэлектрических шаров. Позднее, в 1990 году, была впервые рассчитана зонная структура фотонного кристалла и теоретически обнаружена фотонная запрещенная зона [31].

К настоящему времени сформировалось целое научное направление по изучению свойств фотонных кристаллов и созданию устройств, базирующихся на их основе. Ценность концепции фотонных структур заключается в исследовании физических явлений с новой точки зрения, следующей из традиционных идей физики твердого тела и электромагнетизма.

С позиции электромагнетизма распространение электромагнитных волн в фотоннокристаллических структурах описывается уравнениями Максвелла, которые в первоначальном виде Джеймс Клерк Максвелл опубликовал в 1865 году в своем труде по динамической теории электромагнитного поля [32]. Данные уравнения легли в основу классической электродинамики.

Уравнения Максвелла обычно применяются к макроскопическим средним полям, которые сильно варьируются в микроскопическом масштабе вблизи отдельных атомов [33]. Только в этом усредненном смысле можно удобно рассматривать поведение света в различных видах диэлектрических сред. Подробное описание этих уравнений с точки зрения их микроскопического соответствия можно найти в работах [33,34].

Распространение электромагнитных волн в ФК (рис.1.1) описывается уравнениями Максвелла в системе единиц СИ:

$$\operatorname{div}\vec{D} = 4\pi\rho, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div}\vec{B} = 0, \quad (1.3)$$

$$\operatorname{rot}\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

где \vec{E} и \vec{H} – вектора напряженности электрического и магнитного поля, \vec{D} и \vec{B} – вектора электрической и магнитной индукции, c – скорость света в вакууме, ρ и \vec{j} – плотности стороннего заряда и стороннего тока, не индуцированного падающим полем.

В случае изотропной среды и в отсутствии внешнего источника света или тока, ρ и \vec{j} равны 0, поля \vec{D} и \vec{B} связаны с \vec{E} и \vec{H} материальными уравнениями $\vec{B} = \mu\vec{H}$; $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$; где ε и μ – электрическая диэлектрическая проницаемость и, соответственно, магнитная проницаемость материала. Для немагнитной среды уравнения Максвелла (1.1) - (1.4) сводятся к:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \quad (1.5)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (1.6)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0, \quad (1.7)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1.8)$$

Решение уравнений Максвелла приводит к двум ортогонально поляризованным собственным волнам:

$$[E_{x,z}(x, y, z), H_y(x, y, z)] = [E_{x,z}(z), H_y(z)] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (1.9)$$

$$[H_{x,z}(x, y, z), E_y(x, y, z)] = [H_{x,z}(z), E_y(z)] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (1.10)$$

где ω – круговая частота излучения, k_x – проекция волнового вектора на ось x .

При этом волна, имеющая проекцию вектора напряженности магнитного поля только на ось y , называется поперечно-магнитной (ТМ) волной или волной p -поляризации. Волна, имеющая проекцию вектора напряженности электрического поля только на ось y , перпендикулярную плоскости падения света, называется поперечно-электрической (ТЕ) волной или волной s -поляризации.

Проделав ряд математических операций для волны p -поляризации, получаем уравнение:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(\frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) \right] H_y = 0. \quad (1.11)$$

Решение уравнения (1.11) дает E_x и E_z в следующем виде:

$$E_x = -\frac{ic}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (1.12)$$

$$E_z = \frac{-ck_x}{\omega \varepsilon} H_y. \quad (1.13)$$

Аналогично получены уравнения для волны s -поляризации:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(\frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) \right] E_y = 0. \quad (1.14)$$

Решение уравнения (1.14) дает компоненты магнитного поля H_x и H_z в следующем виде:

$$H_x = \frac{ic}{\omega} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (1.15)$$

$$H_z = \frac{ck_x}{\omega} E_y. \quad (1.16)$$

Уравнения (1.12-1.13) и (1.15-1.16) определяют амплитуды поля для p - и s - поляризации, суперпозиция которых дает волну любой поляризации.

С позиции физики твердого тела периодичность ФК позволяет провести аналогию с кристаллической атомной решеткой. Электромагнитные волны в периодических структурах имеют зонный характер спектра и также регулируются теоремой Блоха, и, таким образом, язык зонной структуры и дисперсионных уравнений физики твердого тела естественно переходит в описание свойств ФК.

Важным свойством ФК является локализация электромагнитного поля на дефектах структуры. В одномерном ФК дефектный слой представляет собой микрорезонатор, заключенный между двумя брэгговскими зеркалами. Такой микрорезонатор можно рассматривать, как резонатор Фабри-Перо. Вследствие этого локализованные на дефектах моды называют также микрорезонаторными модами.

Если в одномерном ФК внедрены два дефектных слоя, которые разнесены на расстояние, значительно превышающее размер области локализации электромагнитного поля у дефектного слоя, то частота дефектной моды дважды вырождена. При сближении дефектов резонансный характер взаимного влияния дефектных мод приводит к расщеплению частоты, и вместо отдельной частоты

возникает пара частот, смещенных друг относительно друга, а в запрещённой зоне спектра пропускания ФК наблюдается один либо два пика. Иначе говоря, расщепление частоты есть результат взаимодействия двух локализованных оптических мод в связанных резонаторах [35-38]. Заметим также, что эффект расщепления связанных осцилляторов идентичен вакуумному расщеплению Раби моды оптического резонатора, заполненного двухуровневыми атомами [39-41].

Локальное изменение периодической структуры ФК может принимать форму линии [42,43] или точечного дефекта [44-46] в периодической модуляции, или фотонной гетероструктуры [47-49]. Концепция фотонной нанополости широко использовалась для демонстрации генерации в микрополостях [50,51], усиления спонтанного излучения [52,53], режима сильной связи между квантовыми излучателями и полостью фотонного дефекта [54,55]. В работе [56] авторы демонстрируют экспериментальные доказательства генерации экситонных поляритонов, заключенных в полостях ФК.

В качестве дефектов структуры ФК могут быть использованы жидкие кристаллы, управляемые электрическим и магнитным полем. В работе [57] экспериментально продемонстрировано электро- и магнитооптическое переключение, на основе интерференции поляризованных дефектных мод.

В особый класс выделяются ФК, в которых, по крайней мере, один из элементов структуры характеризуется резонансным оптическим откликом [58,59]. При этом брэгговская дифракция ФК сочетает геометрические свойства структуры и оптические свойства материалов. Первые проявляют себя в спектрах, как резонансы на геометрических особенностях структуры. Вторые – в виде собственных резонансов оптически активных сред. Связь резонансов структурных и оптических отчетливо проявляется в ФК [60-63].

1.2. Металл-диэлектрические нанокомпозиты

Спектральные свойства ФК обусловлены, главным образом, оптическими свойствами материалов, из которых состоит фотоннокристаллическая структура. Ограничения, накладываемые на диэлектрические свойства материалов, преодолеваются использованием композитных материалов с резонансной дисперсией, например, металл-диэлектрического нанокомпозита (НК), представляющего собой диэлектрическую матрицу с диспергированными в ней металлическими наночастицами [58,59]. Допирование диэлектрических слоев металлическими наночастицами (Ag, Au, Pt, Pd, Cu и др.) позволяет получить среды с новыми, ранее недостижимыми оптическими характеристиками [64,65].

В литературе описаны различные методы получения нанокомпозитов: золь-гель технология [66-68], электрохимические методы [69,70], радиочастотное распыление [71], термическое [72,73] и вакуумное испарение [74,75], спиновое [76] и погружное покрытие [77].

Композитные материалы, основанные на золотых и серебряных наночастицах, имеют множество приложений для нелинейной оптики [78,79], катализа [80,81] и в различных типах сенсоров [76,82].

Оптические свойства композитных материалов принято описывать с помощью модели эффективной среды в приближении Максвелл-Гарнетта [83] или Бруггемана [84]. Положение резонанса, а также интервал частот, в пределах которого нанокомпозит подобен металлу, определяются эффективной диэлектрической проницаемостью. Она, в свою очередь, зависит от диэлектрических проницаемостей исходных материалов, концентрации, формы, ориентации и размера нановключений.

Остановимся более подробно на модели приближения эффективной среды, описанной еще в 1904 году Максвелл Гарнеттом [83]. Эта теория была создана для аппроксимации сложной неоднородной электромагнитной среды, такой, как коллоидный раствор микрочастиц золота в воде, в виде однородной эффективной

среды. Модель Максвелл-Гарнетта дает эффективную диэлектрическую проницаемость в терминах диэлектрических проницаемостей и объемных долей отдельных компонентов сложной среды.

В основе приближения эффективной среды лежит задача электростатики о локальном поле в шаре. Рассмотрим шар с диэлектрической проницаемостью ε_1 , который окружен диэлектрической средой с проницаемостью ε_2 . В приближении линейного отклика частиц локальное поле E_1 внутри шара складывается из внешнего поля E_0 и поля поляризованной сферы (сферическая полость Лоренца) $E_d = -(4\pi/3)P$, направление которого зависит от соотношения величин ε_1 и ε_2 :

$$E_1 = E_0 + E_d = E_0 - \frac{4\pi}{3}P = \frac{3\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}E_0, \quad (1.17)$$

P – вектор поляризации среды в шаре задается выражением:

$$P = \chi_0 E_0 = \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} E_0, \quad (1.18)$$

где χ_0 – величина поляризуемости сферы.

Поляризация каждого сферического включения дает вклад в общую поляризацию объема V , образованного средой с проницаемостью ε_2 с долей сферических частиц с диэлектрической проницаемостью ε_1 , и определяется выражением:

$$\chi = \frac{1}{V} \sum_i V_i \chi_0 = f_1 \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}, \quad (1.19)$$

где V_i – объем i -ой частицы, $f_1 = (1/V) \sum_i V_i$ – объемный фактор заполнения.

В этом объеме частицы и матрица заменяются эффективной средой, и характеризуются эффективной диэлектрической проницаемостью ε_{eff} .

Поляризуемость объема равна:

$$\chi = \frac{3}{4\pi} \frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_2}. \quad (1.20)$$

Из формул (1.19) и (1.20) следует формула Максвелл-Гарнетта [83]:

$$\frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{eff} + 2\varepsilon_2} = f_1 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}. \quad (1.21)$$

Формула Максвелл-Гарнетта применима при объемной доле наночастиц в диапазоне $0,01 < f_1 < 0,3$ [85,86], при таких концентрациях и при размерах частиц много меньше длины волны света, расчеты, полученные с использованием формулы Максвелл-Гарнетта, хорошо согласуются с экспериментальными данными, описанными в ряде работ [87-95]. Для описания оптических характеристик композитных сред при концентрациях $0,3 < f_1 < 2/3$ от общего объема применима модель приближения Бруггемана [84,96,97].

Помимо ограничения на концентрацию частиц, условием применимости формулы Максвелл-Гарнетта является ограничение на размер частиц. Так, при размерах частиц меньше 2 нм длина волны де Бройля электронов становится сравнимой с размерами частиц, в этом случае проявляются эффекты размерного квантования и становится неверным использование макроскопического приближения и формулы Максвелл-Гарнетта.

Таким образом, приближение эффективной среды Максвелл-Гарнетта, при соблюдении условий применимости, – рабочая модель для описания оптических свойств гетерогенных сред, что также подтверждается работами авторов [98-101].

В случае металл-диэлектрического нанокompозита, когда в объеме матрицы распределены металлические наноразмерные включения, оптические свойства последних могут быть объяснены с помощью плазменной модели Зоммерфельда,

которая, в большинстве случаев, представляет собой модель металлов классического электронного газа Друде [102].

1.3. Таммовский плазмон-поляритон и гибридные таммовские моды

В 1932 г. И.Е. Тамм опубликовал работу, посвященную исследованию связанных состояний электронов на поверхности кристалла [103], где высказал идею о существовании поверхностных состояний, которые впоследствии получили название «таммовских» состояний. По аналогии с электронным таммовским состоянием в физике конденсированных сред, оптическим таммовским состоянием было названо поверхностное состояние, которое реализуется на границе раздела двух сред, где происходит множественное переотражение, и свет оказывается запертым между двух зеркал.

Оптическое таммовское состояние может быть возбуждено на границе ФК с металлическим зеркалом. В этом случае световая волна оказывается связана с поверхностным плазмоном – колебаниями свободных электронов вблизи поверхности металла, и называется таммовским плазмон-поляритоном (ТПП) [3,4]. В отличие от поверхностного плазмон-поляритона (ППП), ТПП может возбуждаться в *p*- и *s*-поляризациях под углами, меньшими угла полного внутреннего отражения, при этом энергия не распространяется вдоль границы, а экспоненциально спадает с расстоянием от поверхности раздела в обе стороны.

При этом уравнения Максвелла (1.1-1.4) сводятся к уравнению Гельмгольца (1.14), которое является математическим аналогом одноэлектронного уравнения Шредингера для полубесконечного кристалла. Уравнение Шредингера для электрона с кинетической энергией W имеет вид:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi + \frac{2m}{\hbar^2} [W - U(x)] \psi = 0, \quad (1.22)$$

где $U(z)$ – распределение потенциала; m – масса электрона; ψ – волновая функция; \hbar – постоянная Планка.

В уравнении Гельмгольца вместо потенциала используется периодическая диэлектрическая проницаемость, а в роли потенциальной стенки выступает металл.

В работе [4] было теоретически показано возбуждение на границе металла и брэгговского зеркала ТПП на частотах фотонной запрещенной зоны, которое проявляется в спектре пропускания или отражения в виде резонанса как для p -поляризации, так и для s -поляризации падающего излучения, и описывается параболическими дисперсионными соотношениями.

Экспериментальное наблюдение ТПП, реализованного на границе раздела пленки золота и ФК, было впервые продемонстрировано в работе [104], где были измерены спектры коэффициентов отражения и пропускания, в которых наблюдался узкий резонанс на частоте, лежащей в фотонной запрещенной зоне ФК (рис. 1.2). Также в данной работе было показано, что ширина, амплитуда и спектральное положение ТПП зависят от температуры и толщины металлической пленки.

Авторы работы [105] показали возможность формирования таммовских состояний на границе между магнитным и немагнитным ФК, установив, что взаимодействие магнитного и немагнитного ФК приводит к усилению эффектов Фарадея и Керра. Таким образом, теоретические и экспериментальные исследования свойств ТПП позволили использовать их для создания принципиально нового класса оптических устройств, таких как поглотители [106,107], тепловые эмиттеры с узкой полосой пропускания [108,109], сенсоры [110,111], усилители спонтанного излучения [112], органические солнечные элементы [113], переключатели [114], лазеры [115]. В работе [116] авторы экспериментально продемонстрировали сверхбыстрый модулятор на основе ТПП. Высокая степень локализации поля на частоте ТПП позволяет снизить порог генерации нелинейных эффектов [117,118] и реализовать механизм экстремально высокого пропускания света через наноотверстие [119].

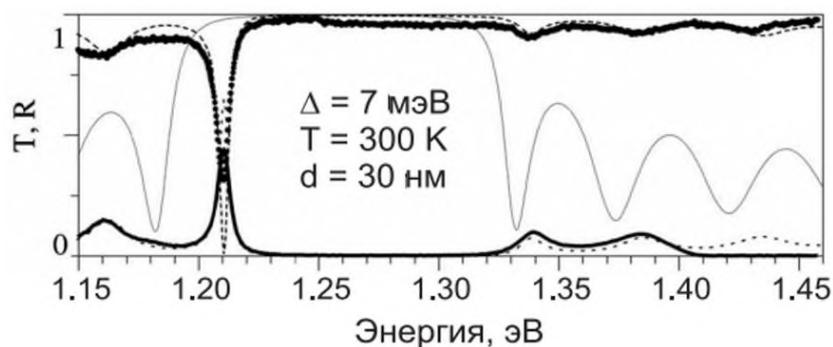


Рисунок 1.2: Спектры пропускания и отражения зеркал Брэгга GaAs/AlAs, покрытых слоем золота толщиной 30 нм. Жирные пунктирная и сплошная линии соответствуют измеренным спектрам отражения и пропускания, тонкие линии показывают рассчитанные спектры [104]

Для формирования ТПП и устройств на их основе используются, как правило, планарные металлические пленки, сопряженные с ФК. При этом выбор их материала и толщины исчерпывает возможности оптимизации оптических свойств таких структур за счет изменения параметров пленки. Новые возможности для оптимизации характеристик изучаемых ТПП возникают при добавлении в ФК-структуру резонансного нанокompозитного слоя [58,120-122]. На основе таких структур предложен механизм увеличения эффективности органических солнечных элементов [123]. Эффективные характеристики нанокompозита, состоящего из металлических наночастиц, взвешенных в диэлектрической матрице, формируются благодаря плазмонному резонансу наночастиц и могут принимать в оптическом диапазоне уникальные значения, не присущие природным материалам, например, вещественная часть эффективного показателя преломления может принимать значения много больше единицы, вблизи единицы, меньше единицы и вблизи нуля [124,125].

ТПП может гибридизоваться с другими типами мод при их одновременном возбуждении в фотоннокристаллической системе. Показана гибридизация ТПП с микрорезонаторной модой [126], с экситонной модой [127-130], с ППП [131-133] (рис.1.2), с локализованным поверхностным плазмоном (рис. 1.3) [134, 135].

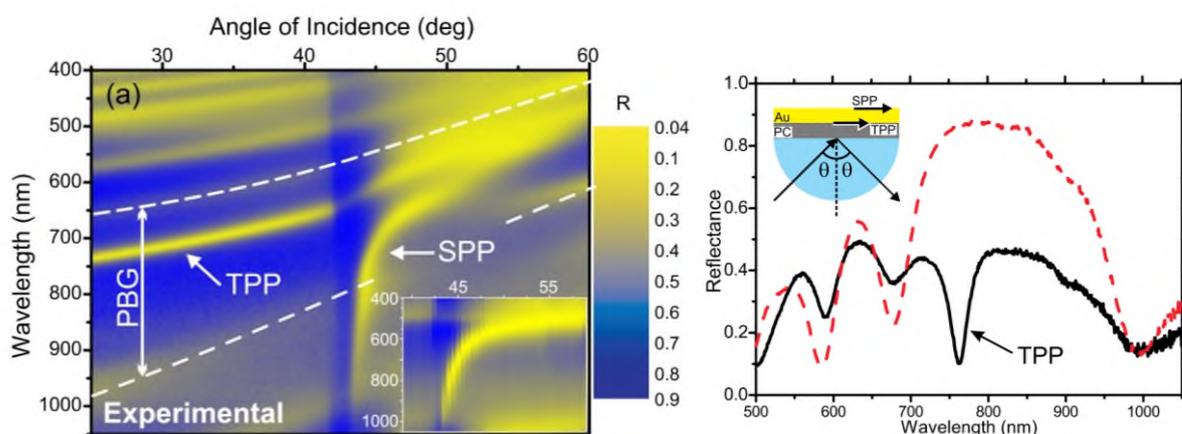


Рисунок 1.3: (слева) – спектр отражения образца, полученный экспериментально в работе [133]. Стрелки указывают на дисперсионные кривые ТПП и ППП. Пунктирные кривые обозначают фотонную запрещенную зону. Вставка показывает график изображения экспериментального спектра отражения золотой пленки для p -поляризации. (справа) – экспериментальные спектры отражения ФК (пунктирная кривая) и ФК с пленкой золота (сплошная кривая) для p -поляризации. Вставка: схема эксперимента

В работах [136-138] экспериментально обнаружены гибридные ТПП-ППП-моды. В работе [139] реализованы гибридные состояния в органическом микрорезонаторе с внедрённым слоем серебра, обусловленные связью фотонных мод резонатора и таммовских плазмонов. В работе [140] теоретически показано, что гибридные моды, локализованные в центральном слое структуры, могут значительно увеличить скорость затухания люминесценции органического излучателя с помощью эффекта Парселла. Гибридный характер взаимодействия ТПП с топологически защищенным фотонным состоянием исследован в [141], предложен механизм управления гибридными состояниями с помощью угла падения света и с помощью изменения параметров системы. Сильное взаимодействие двух оптических мод рассматривается как аналог связанного осциллятора.

В качестве практических приложения гибридная позволяет усилить нелинейно-оптические эффекты [142], уменьшить поглощение во внедренных в структуру металлических слоях [143].

Новые возможности формирования гибридных мод и управления спектральными свойствами ФК появляются, если в качестве материала микрорезонатора использовать металл-диэлектрический нанокомпозит с резонансной дисперсией. В работах [144,145] предметом исследования стала гибридная структура двух ТПП, локализованных на краях ФК, ограниченного металлическими или нанокомпозитными слоями.

1.4. Хиральное оптическое таммовское состояние

Важную роль в проектировании оптических свойств фотоннокристаллических структур играет симметрия. В оптике выделяют трансляционную, зеркальную и вращательную симметрию. Оптические материалы, с нарушенной зеркальной симметрией, называют хиральными. Интерес к исследованию хиральных фотонных структур обусловлен их значительной ролью в биологических системах [146].

Ярким примером вещества, обладающего свойствами хиральности, является холестерический жидкий кристалл (холестерик) [147-149]. Холестерик образован ориентированными молекулами вытянутой формы, преимущественное направление которых закручивается в пространстве в виде винтовой спирали. Холестерик обладает непрерывной винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости и, благодаря периодичности, является одномерными ФК. Холестерические жидкие кристаллы представляют интерес благодаря высокой чувствительности к электрическим, магнитным полям, к изменению температуры [150].

Дополнительное управление оптическими свойствами холестерика возможно с помощью включений в структуру кристалла различных микро- и наночастиц или молекул красителя. Допированные жидкие кристаллы вызывают повышенный интерес, поскольку они сочетают в себе текучесть, анизотропию кристаллов и специфические свойства частиц или молекул красителя [151,152]. В допированных красителем холестерических жидких кристаллах возможна беззеркальная лазерная генерация с низким порогом лазерной накачки [153-155]. Присутствие молекул красителя может приводить к качественной перестройке зонной структуры спектра холестерического жидкого кристалла – расщеплению фотонной запрещенной зоны на несколько фотонных запрещенных зон [15]. Выбор жидкого кристалла в качестве матрицы обеспечивает специфическое упорядочение наночастиц в жидкокристаллической фазе [156]. Также введение в холестерик резонансного дефектного слоя, допированного металлическими наночастицами, привносит новые особенности в спектральные и поляризационные свойства холестерика с дефектом [157].

Качественное отличие холестериков от других видов фотоннокристаллических структур состоит в обладании селективным, по отношению к поляризации, дифракционным отражением. Поэтому для того, чтобы локализовать поверхностное состояние на границе раздела холестерического жидкого кристалла и изотропного зеркала, которое при отражении не сохраняет поляризацию света, необходимо компенсировать поляризационные изменения при помощи четвертьволновой фазовой пластинки [158] либо дополнительного анизотропного слоя [159] или сохраняющего хиральность зеркала [160]. Такое зеркало может сохранять не только знак хиральности, но и величину эллиптичности падающего излучения. Этот частный случай можно назвать сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом или зеркалом, которое не меняет знак поляризации отраженного света [5].

В работе [161] была продемонстрирована возможность реализации оптического таммовского состояния на границе раздела между сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом и холестерическим жидким кристаллом. Данное

поверхностное состояние, экспоненциально спадающее в обе стороны от границы, было названо хиральным оптическим таммовским состоянием (рис.1.4).

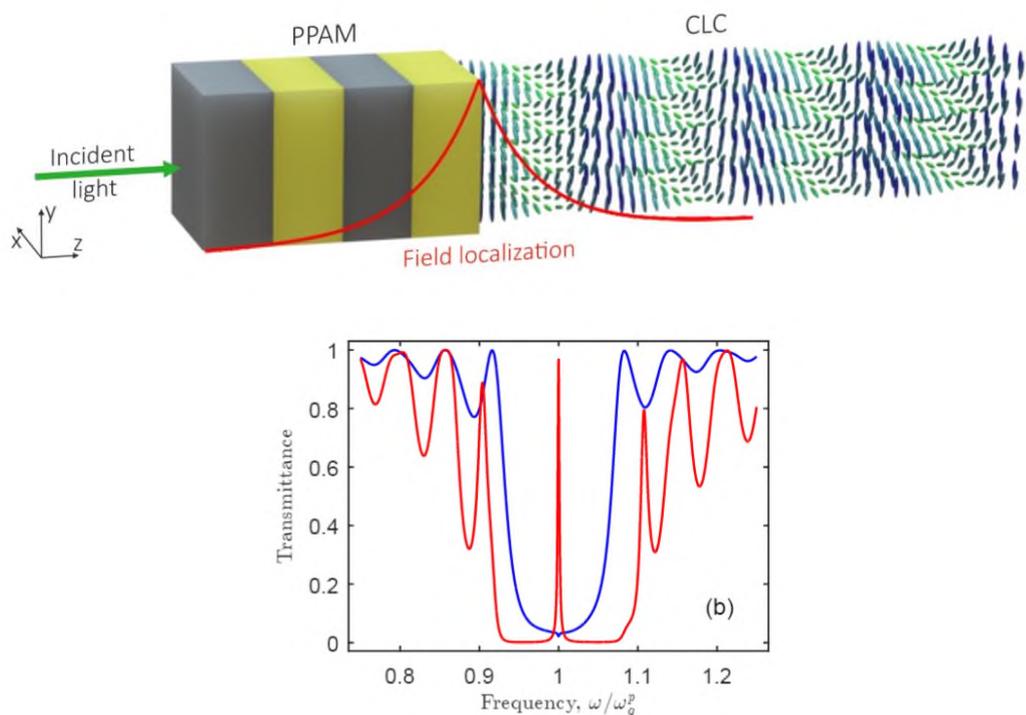


Рисунок 1.4: (сверху) – схематическое представление границы раздела между анизотропным зеркалом, сохраняющим поляризацию и холестерическим жидким кристаллом. (снизу) – спектр пропускания, красный – для дифрагирующей поляризации, синий – для недифрагирующей [161]

Существование хирального оптического таммовского состояния возможно при условии согласования поляризации, так как необходимо чтобы дифрагирующая круговая волна отражалась снова в дифрагирующую. Таким образом, сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало должно удовлетворять условию инверсии показателей преломления. При проходе границы геометрическая фаза регулируется вращением зеркал в плоскости границы, что обеспечивает единственность угла, при котором фаза согласуется. Этим хиральное оптическое таммовское состояние принципиально отличается от серии состояний, отвечающих дискретному спектру оптического резонатора [162].

Отметим, что хиральное таммовское состояние, с точки зрения временной теории связанных мод, является связанным состоянием в континууме [163]. Эти состояния соответствуют резонансам, которые локализируются в непрерывном спектре излучения (континууме), не имея при этом каналов утекания энергии в континуум. Таким образом, затухание связанного состояния в континууме стремится к нулю, а добротность – к бесконечности.

Недавно в работе коллег [164] было экспериментально показано хиральное оптическое таммовское состояние на границе холестерика и метаповерхности. Конструкция метаповерхности была представлена в виде отражающей полуволновой пластины, которая обеспечивает согласование фаз и поляризации (рис.1.5).

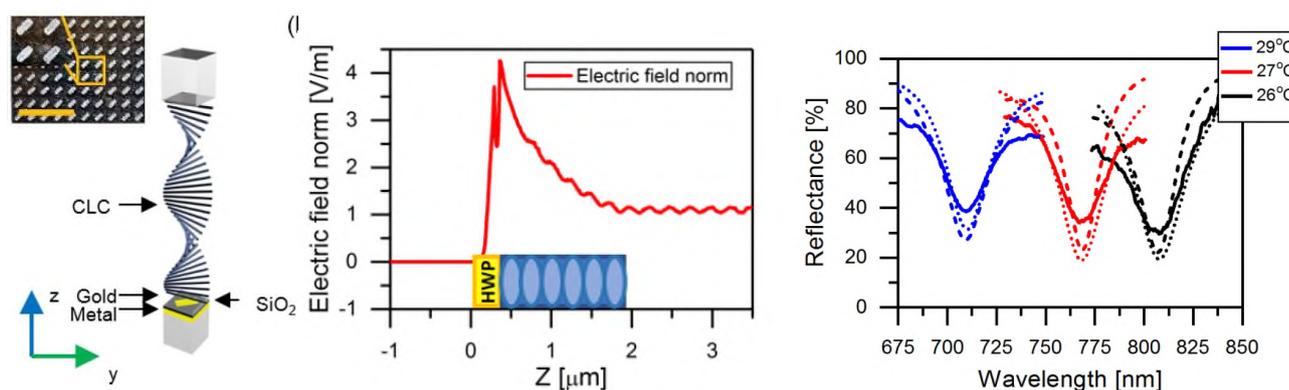


Рисунок 1.5: (слева) – структура холестерика в сочетании с метаповерхностью. Вставка: изображение метаповерхности на сканирующем электронном микроскопе (шкала 1,2 мкм). (по центру) – локализация электрического поля вблизи границы раздела холестерик–метаповерхность. (справа) – спектры отражения, смоделированные методом Берремана (пунктирные линии); COMSOL (штриховые линии) и результаты эксперимента (сплошные линии) при повышении температуры от 26 °С до 29 °С [164]

Глава 2. Спектральные и поляризационные свойства одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем металл-диэлектрического нанокompозита

Данная глава посвящена исследованию особенностей спектральных и поляризационных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным поглощающим дефектным слоем металл-диэлектрического нанокompозита. Металл-диэлектрический нанокompозит состоит из сферических серебряных наночастиц, распределенных случайным образом в диэлектрической матрице оптического стекла, и характеризуется эффективной диэлектрической проницаемостью. Положение резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрических проницаемостей исходных материалов, концентрации и формы наночастиц. Анализируются спектральное проявление расщепления дефектной моды при изменении объемной доли наночастиц в дефектном слое. Исследуется также модификация спектра пропускания при вариации угла падения излучения на фотоннокристаллическую структуру.

2.1. Модель и определение пропускания, отражения и поглощения

Рассмотренная ФК-структура представляет собой конечную слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов со структурным дефектом решетки (рис. 2.1). ФК состоит из N чередующихся слоев с диэлектрическими проницаемостями ε_a и ε_b и с толщинами слоев d_a и d_b , соответственно. Дефектный (микрорезонаторный) слой представляет собой металл-диэлектрический нанокompозит, состоящий из металлических наночастиц, диспергированных в

прозрачной матрице толщиной d . Среда, в которую помещена исследуемая структура, является вакуумом.

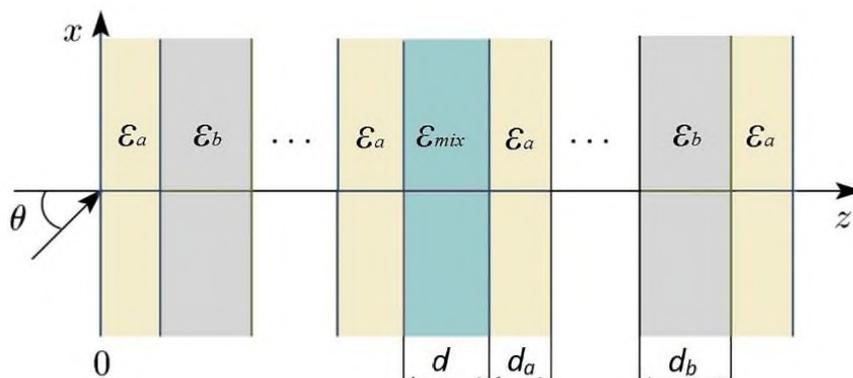


Рисунок 2.1: Схематическое представление одномерной фотонной структуры с дефектом решетки, заполненным металл-диэлектрическим нанокомпозитом

Слой нанокомпозита характеризуется эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{mix} . Эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ_{mix} определяется формулой Максвелл-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли [83,96,100]:

$$\epsilon_{mix} = \epsilon_d \left[1 + \frac{f}{\frac{(1-f)\epsilon_d}{3} + (\epsilon_m - \epsilon_d)} \right], \quad (2.1)$$

где f – фактор заполнения (доля наночастиц в матрице), $\epsilon_m(\omega)$ и ϵ_d – диэлектрические проницаемости металла из которого изготовлены наночастицы и матрицы, ω – частота излучения. Размер наночастиц значительно меньше длины волны и глубины проникновения поля в материал.

Диэлектрическая проницаемость серебряных частиц ε_m выражается формулой Друде-Зоммерфельда [102]:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2.2)$$

где ε_0 – постоянная учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов, ω_p – плазменная частота, γ – величина, обратная времени релаксации электронов.

Эффективная диэлектрическая проницаемость ε_{mix} является комплексной величиной:

$$\varepsilon_{mix}(\omega) = \varepsilon'_{mix}(\omega) + i\varepsilon''_{mix}(\omega). \quad (2.3)$$

Пренебрегая фактором γ^2 , вследствие его малости, находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы:

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}. \quad (2.4)$$

В точке $\omega = \omega_0$ функция $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ обращается в нуль, а $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ принимает максимальное значение. Также функция $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ обращается в нуль и в точке:

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d))}}. \quad (2.5)$$

Таким образом, в интервале частот $[\omega_0, \omega_1]$, в котором $\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$ и наноккомпозит подобен металлу.

Спектры пропускания, отражения и поглощения волн p -поляризации, распространяющихся в плоскости xz ФК с нанодфектом, были исследованы методом трансфер-матрицы [16]. Диэлектрические проницаемости слоев заданы в виде:

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon(0) = 1, & z < z_0, \\ \varepsilon(1) = \varepsilon_a, & z_0 < z < z_1, \\ \varepsilon(2) = \varepsilon_b, & z_1 < z < z_2, \\ \dots \\ \varepsilon(l_1) = \varepsilon_{mix}, & z_{l_1-1} < z < z_{l_1}, \\ \dots \\ \varepsilon(N) = \varepsilon_b, & z_{N-1} < z < z_N, \\ \varepsilon(s) = 1 \end{cases} \quad (2.6)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ – номер слоя.

Распределение магнитного поля в случае монохроматической волны p -поляризации, распространяющейся в z -направлении, в слоях имеет вид:

$$H_y(n, t) = [A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} + B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)}] e^{-i\omega t}, \quad (2.7)$$

где $A(n)$ – амплитуда падающей волны в n -м слое; $B(n)$ – амплитуда отраженной волн в n -м слое,

$$\alpha_n = (\omega/c) \sqrt{\varepsilon(n) - \sin^2 \theta}, \quad (2.8)$$

где c – скорость света, θ – угол падения.

Распределение электрического поля в слоях дано выражением:

$$E_x(n, t) = \frac{c\alpha_n}{\omega\varepsilon(n)} [A_n e^{i\alpha_n(z-z_n)} - B_n e^{-i\alpha_n(z-z_n)}] e^{i\omega t}. \quad (2.9)$$

Из условия непрерывности E_x, H_y на границах раздела сред $z = z_{n-1}$ была получена система уравнений в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} A(n-1) \\ B(n-1) \end{pmatrix} = T_{n-1,n} \begin{pmatrix} A(n) \\ B(n) \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

где трансфер-матрица дается выражением:

$$T_{n-1,n} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1+h)e^{-i\alpha_n \gamma_n} & (1-h)e^{i\alpha_n \gamma_n} \\ (1-h)e^{-i\alpha_n \gamma_n} & (1+h)e^{i\alpha_n \gamma_n} \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

в котором $\gamma_n = z_n - z_{n-1}$, $n=1, 2, \dots, N$, $h = \alpha_n \varepsilon(n-1) / \alpha_{n-1} \varepsilon(n)$.

Из выражения (2.11) следует связь амплитуд $A(0), B(0)$ с амплитудами волны $A(s), B(s)$:

$$\begin{pmatrix} A(0) \\ B(0) \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} A(s) \\ B(s) \end{pmatrix}, \quad (2.12)$$

где $s = N + 1$, $\gamma_{N+1} = 0$.

Таким образом, мы получили трансфер-матрицу второго порядка, которая связывает амплитуду падающей волны с амплитудой прошедшей волны в каждом слое. При этом трансфер-матрица всей структуры определяется произведением таких 2×2 матриц:

$$\hat{M} = \hat{T}_{01} \hat{T}_{12} \dots \hat{T}_{N-1,N} \hat{T}_{Ns}. \quad (2.13)$$

Так как отражение света с правой стороны образца ФК отсутствует, то есть $B(s)=0$. Коэффициенты пропускания, отражения и поглощения определяются выражениями:

$$T(\omega) = \frac{1}{|\hat{M}_{11}|^2}, \quad R(\omega) = \frac{|\hat{M}_{21}|^2}{|\hat{M}_{11}|^2}, \quad A(\omega) = 1 - T(\omega) - R(\omega), \quad (2.14)$$

где $\hat{M}_{11}, \hat{M}_{21}$ – элементы матрицы \hat{M} .

Уравнение (2.10) также позволяет найти поле в любой точке структуры на глубине z . Для этого следует заменить \hat{M} на \hat{M}_z , содержащей произведение матриц для слоев от глубины z до выхода:

$$\begin{pmatrix} A(z) \\ B(z) \end{pmatrix} = \hat{M}_z \begin{pmatrix} A(s) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

Еще одной энергетической характеристикой, которой в данной работе описывается распространение электрического поля в слоистой среде, является локальная интенсивность – величина, пропорциональная квадрату модуля напряженности электрического поля, которая определяется выражением:

$$I(z) = |A(z)|^2 + |B(z)|^2. \quad (2.16)$$

Отметим, что при нормальном падении локальная интенсивность представляет собой непрерывную функцию от z , гладкую в однородном слое.

2.2. Спектральное проявление расщепления дефектной моды

Были исследованы особенности спектральных свойств ФК-структуры (рис. 2.1) с дефектным слоем нанокompозита с помощью численного решения уравнений (2.14) при вариации параметров среды. Для определенности в качестве чередующихся слоев ФК рассмотрены оксид циркония (ZrO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 4,16$ и оксид кремния (SiO_2) с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 2,1$. Толщины слоев равны, соответственно, $d_a = 50$ нм и $d_b = 74$ нм.

Диэлектрический слой нанокompозита толщиной $d = 130$ нм состоит из серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Диэлектрическая проницаемость стеклянной матрицы $\varepsilon_d = 2,56$. Параметры для серебра: $\varepsilon_0 = 5$, $\omega_p = 9$ эВ, $\gamma = 0,02$ эВ [10].

Частотные зависимости вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, вычисленные по формуле (2.3), показывают, что с ростом объёмной концентрации наночастиц частота ω_0 , соответствующая резонансу в дефектном слое, смещается в низкочастотную область, при этом полуширина резонансной кривой $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ изменяется незначительно. С ростом объёмной доли наночастиц существенно модифицируется кривая $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ – увеличивается область частот, для которых $\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$. На рис. 2.2 приведены для примера зависимости $\varepsilon'_{mix}(\omega)$ и $\varepsilon''_{mix}(\omega)$ для двух значений фактора заполнения f .

Одним из наиболее важных свойств фотонных материалов с запрещенной зоной является возникновение локализованных дефектных мод при введении разупорядочения в их периодическую диэлектрическую структуру. В этом случае в запрещенных зонах ФК проявляются дополнительные разрешенные уровни, соответствующие локализованным дефектным модам.

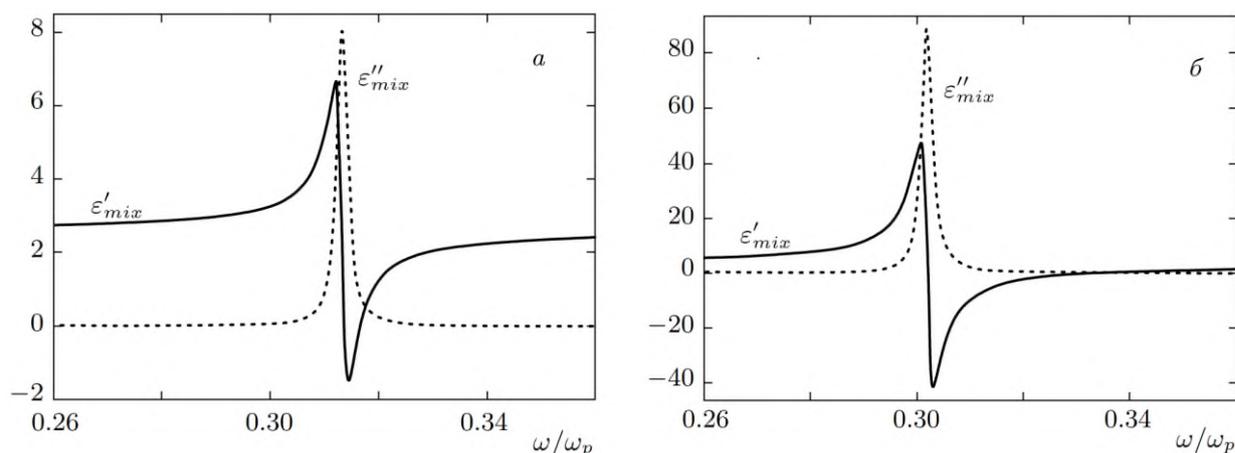


Рисунок 2.2: Зависимости мнимой ($\varepsilon''_{mix}(\omega)$, пунктирная кривая) и действительной ($\varepsilon'_{mix}(\omega)$, сплошная кривая) частей эффективной диэлектрической проницаемости ε_{mix} от нормированной частоты ω/ω_p . Фактор заполнения $f = 0,01$ (а); $f = 0,1$ (б)

Так на рис. 2.3, для случая, когда $f = 0$ представлен затравочный спектр пропускания волн p -поляризации при нормальном падении света на ФК, состоящий из $N = 19$ слоев. Из рис. 2.3 видно, что при факторе заполнения $f = 0$, когда отсутствует диссипация в системе, ФК практически прозрачен для излучения с частотой, совпадающей с частотой дефектной моды ω_d , расположенной вблизи центра первой запрещенной зоны. Запрещенная зона располагается в диапазоне длин волн от 355 нм до 470 нм .

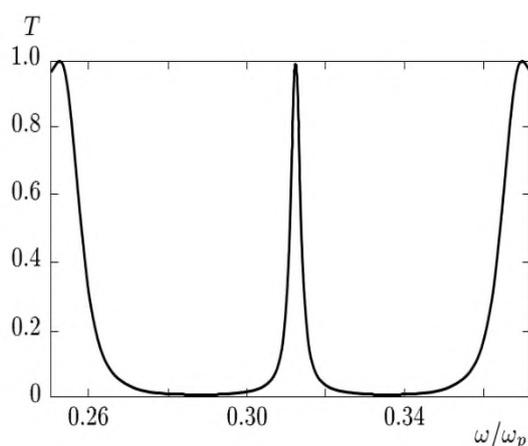


Рисунок 2.3: Спектр пропускания ФК с дефектным слоем при $f = 0$. Угол падения $\theta = 0^\circ$

Для случая, когда фактор заполнения $f = 0,01$, и резонансная частота нанокompозита ω_0 совпадает с частотой дефектной моды ω_d , в отличие от ФК-структуры без дисперсии дефектного слоя, наблюдаются два пика пропускания, что обусловлено дисперсией и поглощением в дефекте [18]. Величина расщепления в спектре пропускания $\Delta\lambda \approx 34 \text{ нм}$. К расщеплению частоты приводит резонансная ситуация, которая возникает при совмещении резонансной частоты нанокompозита с частотой дефектной моды. Проявление эффекта расщепления частоты в спектрах пропускания, отражения и поглощения показано на рис. 2.4.

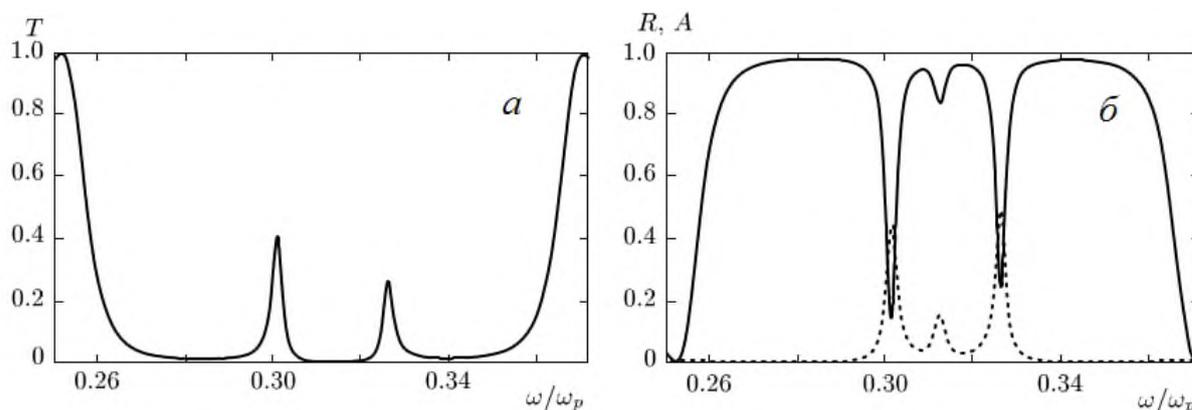


Рисунок 2.4: (а) – спектр пропускания (T), (б) – сплошная и пунктирная кривая, соответственно, для коэффициента отражения (R) и коэффициента поглощения (A). При $f = 0,01$. Угол падения $\theta = 0^\circ$

Эффект расщепления моды оптического резонатора можно трактовать иначе: микрорезонаторному слою при $f = 0$ соответствует дефектная мода частоты ω_d , являющаяся собственной модой резонатора. При заполнении дефектного слоя металлическими наночастицами условие резонанса Фабри-Перо из-за дисперсии диэлектрической проницаемости нанокомпозита ε_{mix} имеет вид:

$$n(\omega) = \frac{\pi c m}{d \omega}, \quad n(\omega) = \left[\frac{\left(\sqrt{\varepsilon_{mix}^{\prime 2} + \varepsilon_{mix}^{\prime\prime 2}} + \varepsilon_{mix}^{\prime} \right)}{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.17)$$

где $m = 1, 2, \dots$

На рис. 2.5 показано графическое решение уравнения (2.17). Решением уравнения (2.17) являются три собственные моды резонатора. Две частоты собственных мод резонатора отчетливо проявляются в спектре пропускания (рис. 2.4). Промежуточное решение в спектре пропускания не проявляется из-за большого поглощения. Без учета потерь ($\gamma = 0$) в спектре пропускания проявляются 3 пика, соответствующие трем решениям уравнения (2.17). Расчеты при $\gamma \neq 0$ показывают, что положение пиков не зависит от потерь, следовательно, изменение

расщепления при вариации фактора заполнения обусловлено изменением дисперсионной кривой $\varepsilon'_{mix}(\omega)$.

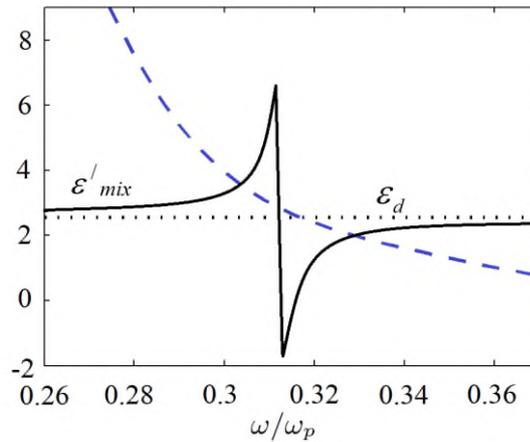


Рисунок 2.5: Синяя пунктирная кривая – решение уравнения (2.17) графическим способом при $f = 0,01$. Черная сплошная кривая – зависимость действительной части эффективной диэлектрической проницаемости ε_{mix} от нормированной частоты ω/ω_p

На рис. 2.6 представлен спектр пропускания для различных значений фактора заполнения при нормальном падении света на образец.

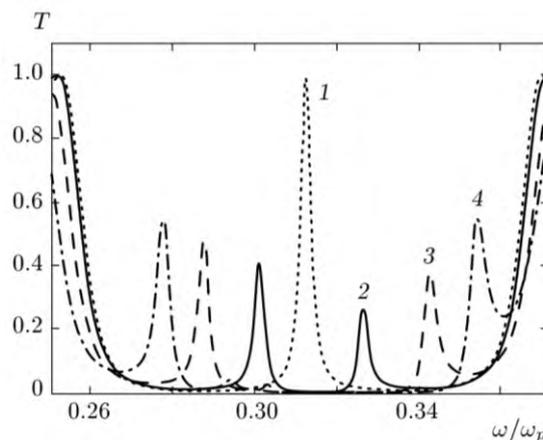


Рисунок 2.6: Частотная зависимость коэффициента пропускания при различных значениях фактора заполнения: $f = 0$ (1); $f = 0,01$ (2, сплошная линия); $f = 0,05$ (3, пунктирная); $f = 0,1$ (4, штрихпунктирная)

Видно, что величина расщепления увеличивается с ростом концентрации серебряных наночастиц в дефектном слое. Так, например, при увеличении f от значения $0,01$ до $0,1$, то есть на 10% , расщепление возрастет в 3 раза и достигает 101 нм, что соизмеримо с шириной запрещенной зоны самого кристалла.

На рис. 2.7 приведено для сравнения пространственное распределение электрического поля на частоте дефектной моды, соответствующей максимуму пропускания при $f = 0$ и на частоте высокочастотного пика при $f = 0,01$. Из рис. 2.7 видно, что характер распределения поля внутри ФК с дефектным слоем нанокompозита практически не отличаются от случая распределения поля в области дефекта без дисперсии. В обоих случаях поле локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

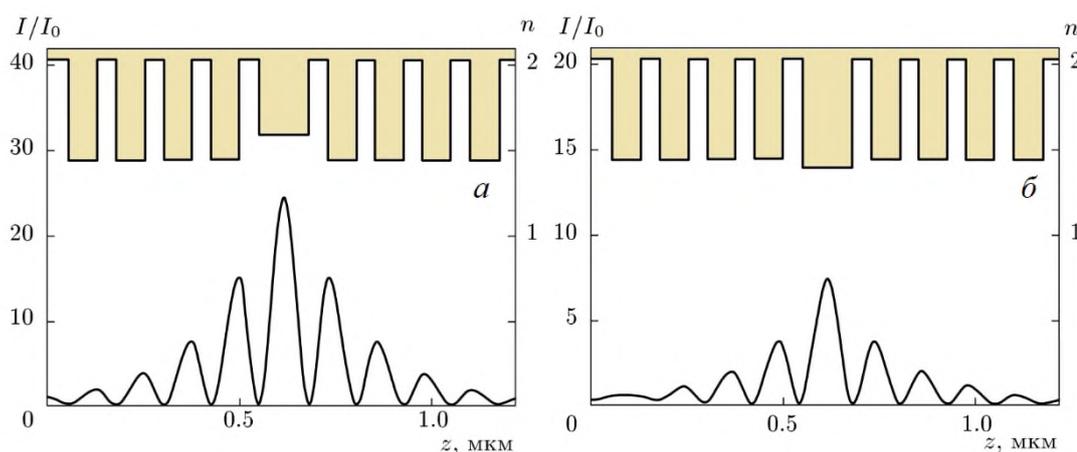


Рисунок 2.7: Распределение показателя преломления, а также интенсивности поля, нормированной на её входную интенсивность I_0 , (а) – $f = 0$; (б) – $f = 0,01$

С изменением d возникает расстройка между резонансной частотой нанокompозита и частотой дефектной моды $\Delta\omega = \omega_d - \omega_0$. Из рис. 2.8 видно, что при уменьшении толщины дефектного слоя от 130 нм до 120 нм положение границ запрещенной зоны практически не меняется. Частоты двух локализованных мод в запрещенной зоне фотоннокристаллической структуры смещаются в сторону высоких частот с одинаковой модификацией формы пиков пропускания.

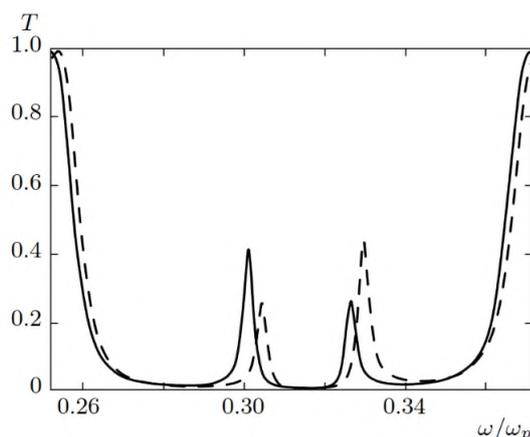


Рисунок 2.8: Спектр пропускания ФК с дефектным слоем нанокompозита с $f = 0,01$, сплошная линия для $d=130$ нм; штриховая линия для $d=120$ нм

2.3. Управление спектральным положением дефектных мод при вариации угла падения света на образец для волн s - и p - поляризации

Исследованы спектральные свойства одномерного ФК с нанокompозитным дефектом (рис. 2.1), в случае падения плоской монохроматической световой волны под углом θ . Геометрические и оптические параметры ФК-структуры приведены в разделе 2.2.

С изменением θ возникает расстройка между резонансной частотой нанокompозита и частотой дефектной моды $\Delta\omega = \omega_d - \omega_0$. Характерная зависимость спектров пропускания от угла падения θ представлена на рис. 2.9. Из рисунка видно, что увеличение угла падения от 0° до 30° приводит, в соответствии с условием Брегга, к высокочастотному сдвигу границ запрещенной зоны.

Частоты двух дефектных мод в запрещенной зоне смещаются в высокочастотную область. Такое поведение частот можно понять, если представить дефектную моду ФК структуры в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от стенок резонатора, образуемого дефектом с толщиной d .

Если к тому же пренебречь частотной зависимостью показателя преломления в области положения пиков пропускания, тогда условие резонанса имеет вид $\lambda = 2W_d\sqrt{n^2 - \sin^2(\theta)}$, где n – эффективный показатель преломления. Пропускание в максимумах дефектных мод с увеличением расстройки между резонансной частотой нанокompозита и частотой дефектной моды $\Delta\omega = \omega_d - \omega_0$ существенно меняется, и при больших углах в запрещенной зоне остается один высокочастотный пик, соответствующий дефектной моде. Аналогичным образом можно объяснить сдвиг по частоте пиков в случае уменьшения толщины дефектного слоя (рис.2.8).

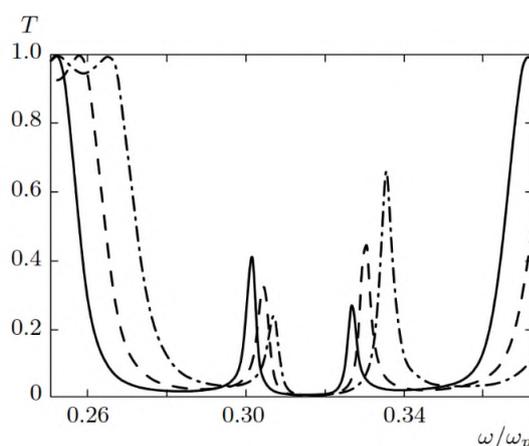


Рисунок 2.9: Спектр пропускания при различных значениях угла падения, сплошная кривая при $\theta = 0^\circ$; штриховая – $\theta = 20^\circ$; штрихпунктирная – $\theta = 30^\circ$. Фактор заполнения нанокompозитного слоя $f = 0,01$

Распределение интенсивности электрического поля в ФК с дефектом представлено на рис. 2.10 для частоты $\omega = 4,82 \cdot 10^{15}$ Гц, соответствующей максимальному пропусканию при $\theta = 20^\circ$. Поле, локализованное в дефектном слое, практически не отличается от случая ФК с дефектом без дисперсии.

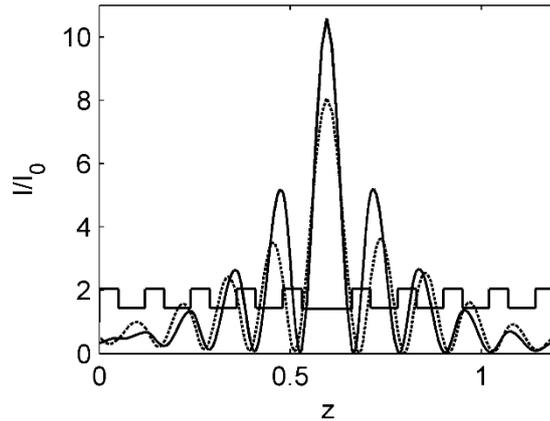


Рисунок 2.10: Распределение интенсивности поля I , нормированной на интенсивность падающего излучения, сплошная линия при $f = 0,01$, пунктирная при $f = 0,1$. Для слоя нанокompозита $n = \sqrt{\varepsilon'_{mix}(\omega)}$

Таким образом, варьируемый угол падения является удобным параметром для качественной перестройки спектра пропускания ФК-структуры [19]. Так, при увеличении угла падения θ низкочастотный край запрещенной зоны сдвигается к резонансной частоте дефектного слоя ω_0 . При $\theta = 55^\circ$ в запрещенной зоне спектра пропускания, для волн p -поляризации низкочастотный пик практически исчезает, остается высокочастотный пик, соответствующий дефектной моде. Существенно, что при этом угле падения резонансная частота ω_0 оказывается вблизи низкочастотной границы запрещенной зоны. Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту расщепления запрещенной зоны, то есть в запрещенной зоне появляется дополнительная полоса пропускания шириной 5 нм.

При $\theta = 65^\circ$ ω_0 совпадает с частотой побочного первого максимума сплошного спектра пропускания. Возникшая резонансная ситуация в этом случае приводит к появлению в спектре пропускания дополнительной запрещенной частотной области, ширина которой ≈ 10 нм (рис.2.11 б).

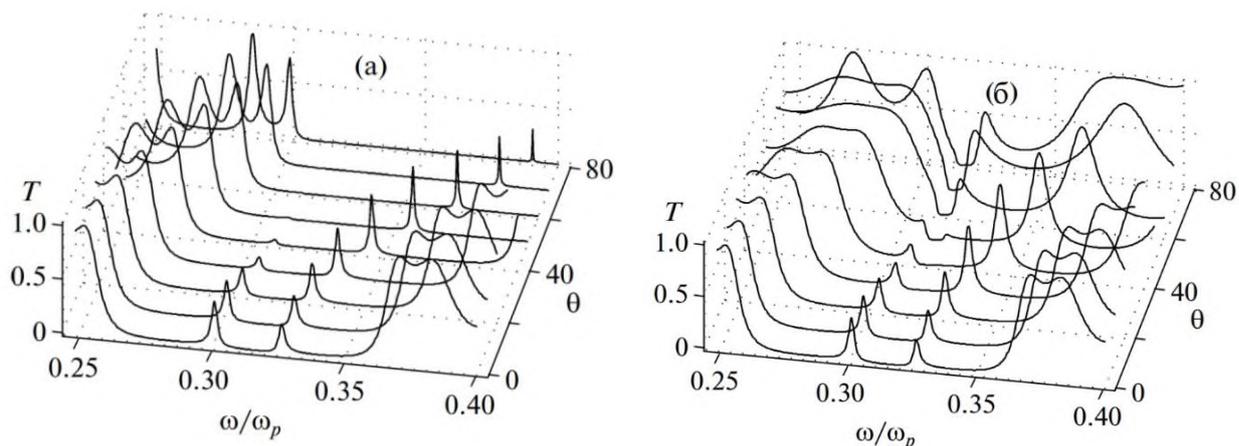


Рисунок 2.11: Угловая и частотная зависимость коэффициентов пропускания ФК для волн s -поляризации (а) и p -поляризации (б). Фактор заполнения $f = 0,01$. Число слоев ФК структуры – $N = 35$

Коэффициенты пропускания для волн s - и p -типа в максимуме высокочастотного пика существенно отличаются при больших углах падения. Так, при $\theta = 40^\circ$ пропускание в максимуме высокочастотного пика для волн p -типа в 1,5 раза больше пропускания для волн s -типа (рис. 2.11 а). Это обусловлено тем, что, несмотря на отсутствие угла Брюстера для исследуемой ФК структуры, при котором френелевское отражение волн p -типа на границах раздела исчезает, прослеживается тенденция возрастания коэффициента отражения для волн s -поляризации и уменьшения отражения для p -поляризации с увеличением угла падения.

Зависимости величины расщепления от фактора заполнения и угла падения приведены на рис. 2.12 для волн s -поляризации в сравнении с волнами p -поляризации. Как и следовало ожидать, при малых углах падения расщепление для волн s - и p -типа практически совпадают. Большее расщепление дефектной моды для волн s -поляризации обусловлено, видимо, тем, что при увеличении угла падения для волн s -типа наблюдается большее уширение запрещенной зоны.

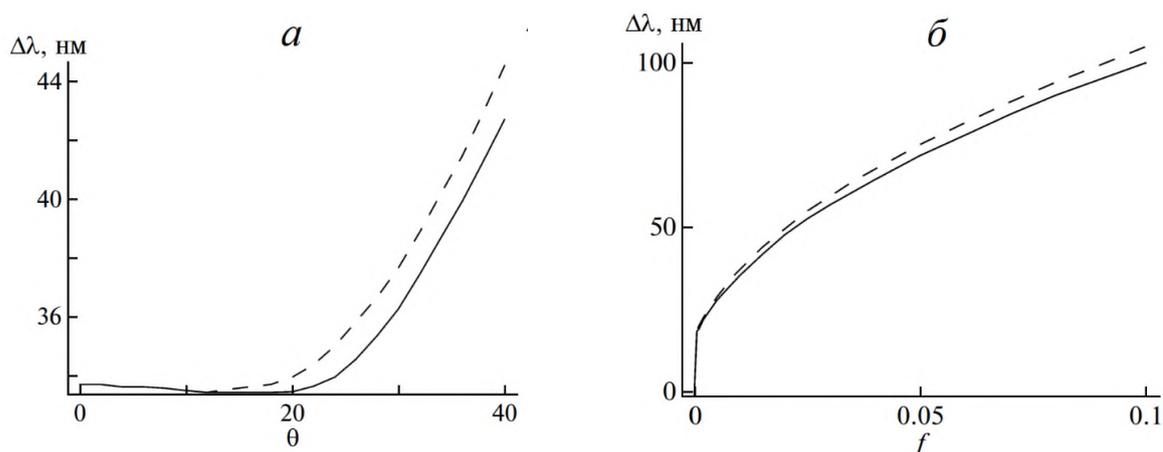


Рисунок 2.12: (а) – зависимость расщепления дефектной моды от угла падения. (б) – зависимость расщепления дефектной моды от фактора заполнения при угле падения $\theta = 0^\circ$ для волн s -поляризации сплошная кривая; p -поляризация штриховая

Угол Брюстера $\theta_b = \arctg(n_a/n_b)$ существует для затравочного ФК, если свет падает на ФК не из вакуума, а из среды с показателем преломления ε_b . На рис. 2.13 а показан спектр пропускания для рассматриваемой ФК-структуры с $\theta_b = 54,6^\circ$. Из рисунка видно, что в спектре пропускания возникают практически совпадающие по положению дополнительные запрещенные частотные области для волн s - и p -поляризации. Запрещенная зона для волн s -поляризации возникает в сплошном спектре пропускания и обусловлена смешиванием резонансной моды нанокompозитного дефектного слоя с фотонными модами. Для волн p -типа с поляризацией в плоскости падения формируется узкая область запрещенных частот, ширина которой определяется областью частот, лежащих вблизи резонансной частоты ω_0 , соответствующей максимуму $\varepsilon''_{mix}(\omega)$, вне этой запрещенной зоны коэффициент пропускания равен 1.

На рис. 2.13 б приведены для примера спектры пропускания для волн s - и p -поляризации, в случае угла падения заметно меньшего угла Брюстера, когда резонансная частота ω_0 оказывается вблизи низкочастотной границы запрещенной зоны. Смешивание резонансной моды с фотонными модами приводит к эффекту

расщепления запрещенной зоны, то есть в запрещенной зоне появляется дополнительная полоса пропускания шириной 12 нм .

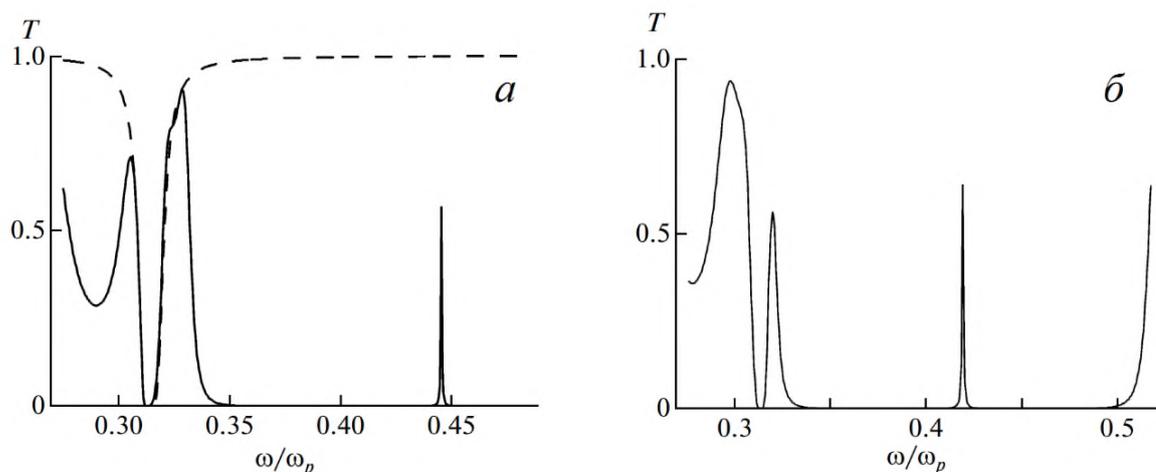


Рисунок 2.13: Спектр пропускания ФК для различных углов падения. (а) – угол Брюстера $\theta_B = 54,6^\circ$, сплошная и штриховая линии, соответственно, для волн s - и p -поляризации; (б) – $\theta = 49,5^\circ$, s -поляризация. Свет падает на ФК из среды с диэлектрической проницаемостью ε_b

Из рисунка видно, что для волн s -поляризации резонансная частота нанокompозитного слоя оказывается в спектре пропускания на границе фотонной запрещенной зоны. Из-за низкочастотного сдвига границ зоны возникающая при этом резонансная ситуация, приводит к возникновению дополнительной запрещенной области частот.

Необходимо отметить, что появление дополнительной запрещенной области частот для волн s -поляризации наблюдается при больших углах, чем для волн p -поляризации, для которых дополнительная запрещенная зона формируется уже при 65° . Дело в том, что ширины запрещенных зон при одинаковых углах для волн s - и p -типа различны. Поэтому для совмещения резонансной частоты с частотой первого пика пропускания для волн s -типа необходимы гораздо большие углы. Если сравнить спектры пропускания для волн s - и p -поляризации, то можно сказать, что при одинаковом угле, изменяя только поляризацию падающего излучения, мы

можем управлять поляризацией и интенсивностью прошедшего через ФК излучения.

2.4. Выводы

В данной главе выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК со структурным резонансно-поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящего из сферических серебряных наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле.

Показано, что дефектная мода скалярного ФК, содержащего структурный дефект, расщепляется на две локализованные моды, когда частота брэгговского отражателя совпадает с частотой плазмонного резонанса нанокompозита.

Установлена существенная зависимость величины расщепления от объемной доли наночастиц в матрице нанокompозита, расщепление дефектной моды может достигать значения 100 нм . Световое поле, соответствующее дефектным модам, локализовано вблизи дефекта в области с размером, соизмеримым с длиной волны.

Установлены особенности спектрального проявления расщепления дефектной моды для волн s - и p -поляризации в зависимости от угла падения и концентрации наночастиц в матрице нанокompозита. Установлено, что при заданном факторе заполнения f , угловые зависимости спектров пропускания для волн s - и p -поляризации существенно различаются. Показано, что при угле падения, равном углу Брюстера затравочного ФК, в спектре пропускания волн s - и p -поляризации, возникает дополнительная запрещенная область частот. Выявлено, что в зависимости от угла падения, когда резонансная частота оказывается вблизи края запрещенной зоны, либо попадает в область сплошного спектра, в спектре пропускания, соответственно, появляются дополнительные полосы пропускания, либо запрещенные частотные области.

Глава 3. Таммовский плазмон-поляритон на границе металла и нанокompозита сопряженного с фотонным кристаллом

Данный раздел посвящен исследованию ТПП, реализованного на границе металлического зеркала и резонансного слоя нанокompозита, сопряженного с береговским зеркалом. Продемонстрирован и анализируется эффект расщепления ТПП, в случае, когда частота резонанса нанокompозита совпадет или близка к частоте ТПП. Показаны возможности управления положением и количеством таммовских мод посредством вариации параметров металл-диэлектрического слоя нанокompозита. Приведено сравнение решения дисперсионного уравнения для ТПП, полученного для образца с полубесконечными зеркалами со спектрами, рассчитанными методом трансфер-матрицы для конечной структуры.

3.1. Описание модели

Рассмотрена ФК-структура, схематически показанная на рис. 3.1. Структура состоит из серебряного слоя толщиной 70 нм , слоя нанокompозита толщиной d и одномерного ФК, который состоит из 25 чередующихся слоев ZrO_2 и SiO_2 , с параметрами: $d_a=74 \text{ нм}$, $d_b=50 \text{ нм}$, $\varepsilon_a = 4,16$ и $\varepsilon_b = 2,1$, соответственно.

Для описания оптических свойств нанокompозитного слоя использовалось приближение эффективной среды в модели Максвелл-Гарнетта (2.1). Диэлектрическая проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, определена с помощью приближения Друде-Зоммерфельда (2.2).

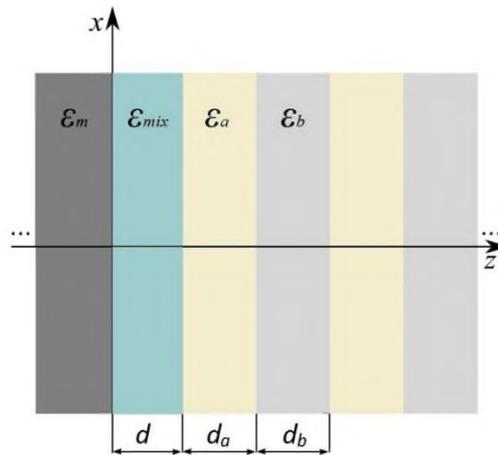


Рисунок 3.1: Схематическое представление исследуемой структуры

На рис. 3.2 а показаны действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости серебра в зависимости от длины волны. На рис. 3.2 б показана дисперсионная зависимость действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита при $f = 0,01$.

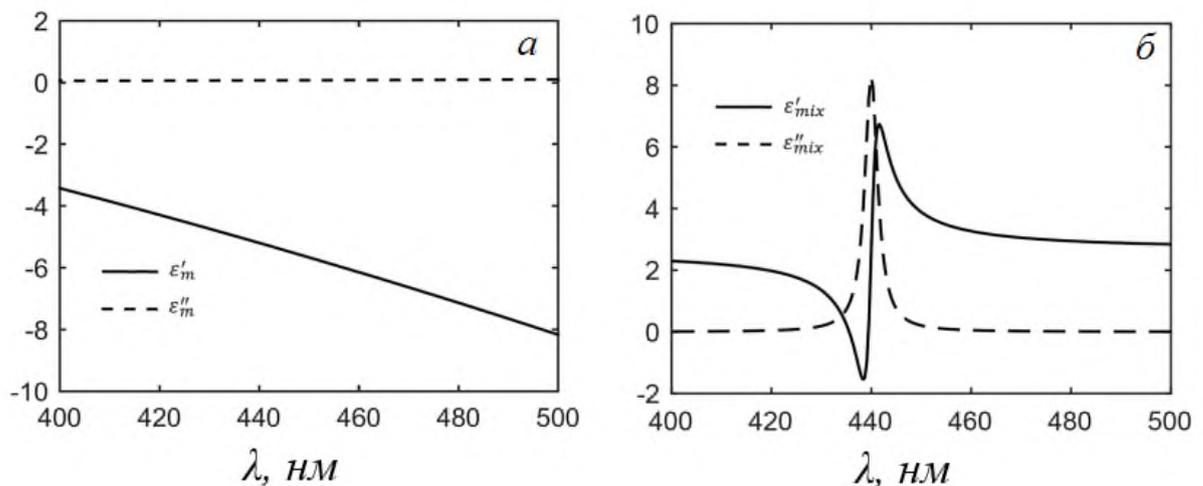


Рисунок 3.2: (а) – реальные и мнимые части ϵ_m в зависимости от длины волны. (б) – реальные и мнимые части эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{mix} в зависимости от длины волны (аналогичная зависимость от частоты, приведена на рис. 2.2 а). Параметры нанокompозита и серебряной пленки: $\epsilon_d = 2,56$; $\epsilon_0 = 5$; $\hbar\omega_p = 9$ эВ; $\hbar\gamma = 0,02$ эВ [165]

3.2. Решение дисперсионного уравнения для таммовского-плазмон поляритона

Слой нанокompозита играет роль микрорезонатора, заключенного между металлическим и фотоннокристаллическим зеркалами. Для нахождения дисперсионного уравнения была выполнена сшивка уравнений Максвелла (1.5-1.8) на границе между металлическим и нанокompозитным слоем, а также уравнений на границе между нанокompозитным слоем и фотоннокристаллическим зеркалом.

Дисперсионное уравнение для ТПП, локализованного в нанокompозитном слое, имеет вид:

$$\frac{xe^{ik\alpha d} - r_{ab}e^{-ik\alpha d}}{xe^{-ik_b d} - r_{ab}e^{-ik_b d}} - \frac{e^{-ik\alpha d} - xr_{ab}e^{ik\alpha d}}{e^{ik_b d} - xr_{ab}e^{ik_b d}} = 0, \quad (3.1)$$

где

$$x = \frac{r_{amix}e^{-ik_{mix}d} - r_{mmix}e^{ik_{mix}d}}{e^{-ik_{mix}d} - r_{mmix}r_{amix}e^{ik_{mix}d}}, \quad (3.2)$$

волновые числа в соответствующих слоях определяются через:

$$k_m = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_m}, \quad k_{mix} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{mix}}, \quad k_a = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_a}, \quad k_b = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_b}, \quad (3.3)$$

а коэффициенты отражения Френеля на границах раздела сред равны:

$$r_{mmix} = \frac{k_m - k_{mix}}{k_m + k_{mix}}, \quad r_{amix} = \frac{k_a - k_{mix}}{k_a + k_{mix}}, \quad r_{ab} = \frac{k_a - k_b}{k_a + k_b}. \quad (3.4)$$

Решением уравнения (3.1) является комплексная частота $\omega_r = \tilde{\omega} - i\gamma$, действительная часть которой определяет спектральное положение ТПП: $\lambda = \frac{2\pi}{\tilde{\omega}}$.

3.3.Спектральное раздвоение таммовского плазмон-поляритона

В отсутствие металлического зеркала и нанокompозитного слоя запрещенная зона неограниченного ФК лежит в интервале длин волн от $377,6 \text{ нм}$ до $469,3 \text{ нм}$, границы запрещенной зоны обозначены прямыми черными линиями на рис. 3.6 а, рис. 3.7 а, и рис. 3.8. Красные пунктирные линии, наложенные поверх спектра отражения, представляют собой дисперсионные кривые для ТПП, рассчитанные при помощи численно-аналитического решения дисперсионного уравнения (3.1).

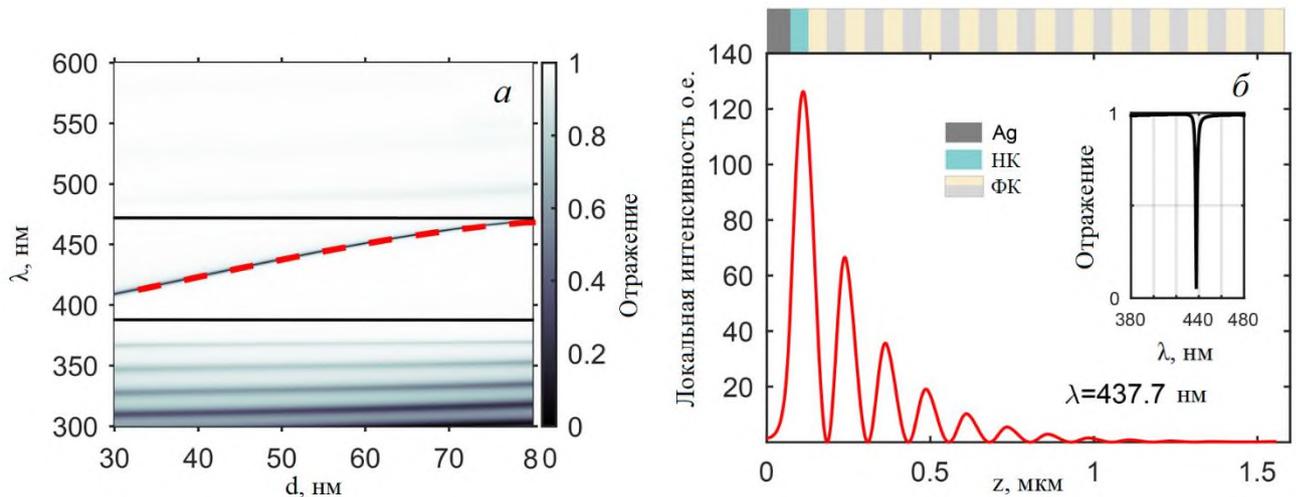


Рисунок 3.6: (а) – спектр отражения исследуемой структуры в зависимости от толщины слоя d . Параметры структуры: толщина слоя серебра – 70 нм ; длина ФК – $1,562 \text{ мкм}$. ФК состоит из 25 чередующихся слоев с параметрами: $d_a=74 \text{ нм}$; $d_b=50 \text{ нм}$; $\epsilon_a = 4,16$; $\epsilon_b = 2,1$. Параметры нанокompозита: $\epsilon_d = 2,56$; $\epsilon_0 = 5$; $\hbar\omega_p = 9 \text{ эВ}$; $\hbar\gamma = 0,02 \text{ эВ}$; фактор заполнения композитного слоя $f=0$. Красная пунктирная кривая – решение дисперсионного уравнения для ТПП. Черные прямые – границы запрещенной зоны неограниченного ФК. (б) – пространственное распределение локальной интенсивности поля в ФК, нормированное на входное значение, на частоте ТПП $\lambda = 437,7 \text{ нм}$. Вставка – спектр отражения при $d = 50 \text{ нм}$, $f = 0$

Проведено сравнение полученного решения дисперсионного уравнения для ТПП, локализованного в образце с полубесконечными зеркалами со спектрами, полученными методом трансфер-матрицы для конечной структуры [20]. Из рис. 3.6 а видно, что красная пунктирная кривая полностью совпадает с серой сплошной кривой, тем самым демонстрируя высокое согласие двух методов расчета, даже при небольшом количестве периодов ФК. Отметим, что увеличение слоев ФК приводит к лучшему согласованию решения дисперсионного уравнения на краях запрещенной зоны ФК.

При изменении d меняется фаза коэффициента отражения от ФК, при этом частота ТПП в запрещенной зоне двигается в длинноволновую область, это дает возможность настройки положения частоты ТПП. Так, например, при $d = 50$ нм ТПП проявляется на длине волны $437,7$ нм, добротность моды составляет при этом 292. Для сравнения, при $d = 80$ нм частота ТПП достигает верхней границы запрещенной зоны ФК и проявляется на длине волны $468,8$ нм.

На рис. 3.6 б приведено пространственное распределение интенсивности электрического поля, нормированного на интенсивность падающего света, на частоте ТПП. Из рисунка видно, что поле локализовано в области соизмеримой с длиной волны.

При наполнении нанокompозитного слоя металлическими наночастицами серебра, в спектре отражения наблюдается спектральное раздвоение частоты ТПП, иллюстрированное на рис. 3.7 а, для случая, когда фактор заполнения $f=0.01$ и плазмонная резонансная частота ω_0 близка или совпадает с частотой ТПП. При этом в отличие от случая $f = 0$ (рис. 3.6 а) наблюдаются два провала в спектре отражения, что обусловлено дисперсией ϵ_{mix} в нанокompозитном слое.

Рис. 3.7 а также демонстрирует согласование кривых, полученных с помощью решения дисперсионного уравнения со спектром отражения, рассчитанным методом трансфер-матрицы в области резонанса нанокompозита. Отсюда видно, что решение дисперсионного уравнения для верхней кривой ограничено краем запрещенной зоны бесконечного затравочного ФК.

На рис. 3.7 б приведено пространственное распределение локальной интенсивности поля для таммовских мод, на длинах волн $\lambda_1 = 422,7$ нм и $\lambda_2 = 455,4$ нм, добротностью 201 и 207, соответственно. Следовательно, величина расщепления ТПП составляет $\Delta\lambda = 32,4$ нм. Из сравнения рис. 3.6 б и рис. 3.7 б видно, что интенсивность в максимуме упала на порядок. При этом характер распределения поля внутри структуры практически не отличается от случая распространения поля без дисперсии нанокompозитного слоя. В обоих случаях поле локализовано между металлической пленкой и фотонным кристаллом.

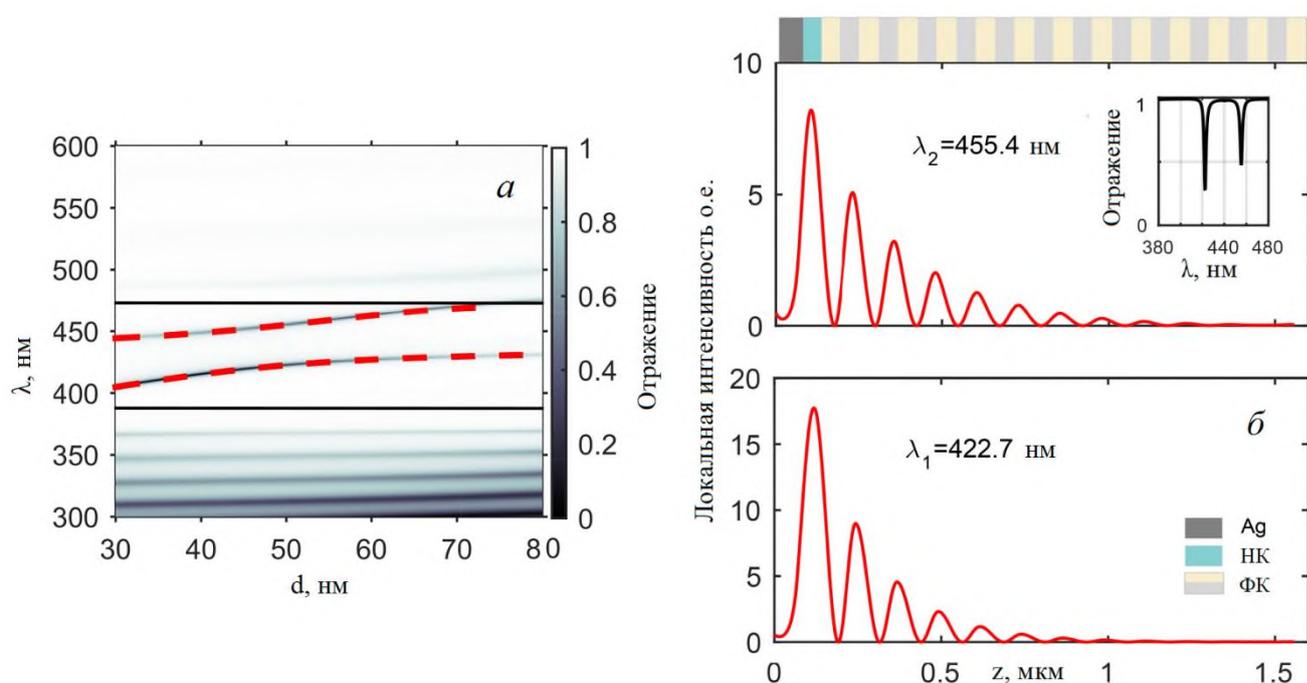


Рисунок 3.7: (а) – спектр отражения исследуемой структуры при вариации слоя d . Фактор заполнения $f = 0,01$, остальные параметры те же, что и для рис. 3.6 а. Красные пунктирные кривые – решение дисперсионного уравнения для ТПП. Черные прямые – границы запрещенной зоны неограниченного ФК. (б) – пространственное распределение локальной интенсивности поля в образце, нормированное на входное значение. Вставка – спектр отражения при $d = 50$ нм; $f = 0,01$

Рассмотрено влияние на спектр отражения концентрации наночастиц, диспергированных в матрице нанокомпозита. На рис. 3.8 приведены спектры отражения исследуемой структуры при различных значениях объемной доли наночастиц в нанокомпозитном слое, концентрация наночастиц варьируется от 1% до 10%.

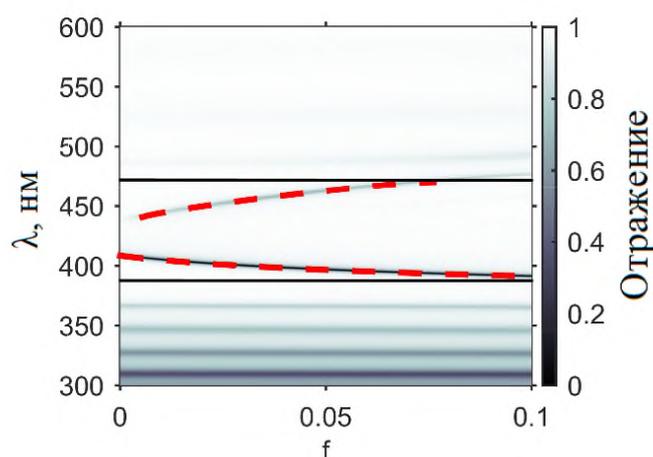


Рисунок 3.8: Спектры отражения исследуемой структуры при вариации параметра f , при $d=30$ нм, остальные параметры те же, что и для рис. 3.6 а. Красная пунктирная кривая – решение дисперсионного уравнения для ТПП. Черные прямые – границы запрещенной зоны неограниченного ФК

Из рисунка видно, что при изменении f , высокочастотная мода и низкочастотная мода симметрично расталкиваются, при этом величина расщепления увеличивается с ростом концентрации серебряных наночастиц в нанокомпозитном слое. Так, например, при $f = 0,05$, ТПП с длиной волны 409 нм, расщепляется на две таммовские моды: высокочастотную моду с $\lambda_1 = 397$ нм и низкочастотную моду с $\lambda_2 = 463$ нм, при этом величина расщепления ТПП составляет $\Delta\lambda = 66$ нм, что в два раза превышает величину расщепления при концентрации в 1%. Из рис. 3.8 также видно хорошее согласование кривых, полученных численным решением дисперсионного уравнения (3.1) со спектром отражения структуры, рассчитанного методом матрицы переноса.

Спектры отражения исследуемого образца были получены без учета размерного эффекта. Уравнение (2.1) было получено в квазиэлектростатическом приближении, которое применимо, когда наночастицы намного меньше длины волны в среде. Для оптического диапазона толщина слоев одномерного ФК составляет около четверти длины волны излучения, что также накладывает ограничение на максимальный размер наночастиц. Размерный эффект возникает, когда средняя длина свободного пробега электронов проводимости превышает размер наночастиц, и процессы рассеяния электронов на поверхности частицы начинают вносить значительный вклад в релаксацию. Столкновение электронов с поверхностью наночастицы феноменологически объясняется введением добавки к скорости релаксации, обратно пропорциональной радиусу частицы [166,167]:

$$\gamma = \gamma_0 + A \frac{V_f}{r}, \quad (3.5)$$

где $V_f = 1,4 \cdot 10^8$ см/с – скорость электронов при уровне энергии Ферми, r – радиус наночастицы, A – коэффициент пропорциональности, определяемый рассеянием электронов на поверхности наночастицы.

Вычисления показывают, что уменьшение размера наночастиц приводит к уменьшению амплитудных значений действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости. Зависимости на рис. 3.9 а показывают, что эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозита в области плазмонного резонанса значительно отличается от значений, полученных без учета размера наночастиц.

Отметим, что уменьшение размера наночастиц приводит к уменьшению амплитудных значений действительной и мнимой частей эффективной диэлектрической проницаемости. В то же время при учете корректировки размера спектральное раздвоение ТПП сохраняется (рис. 3.9 б).

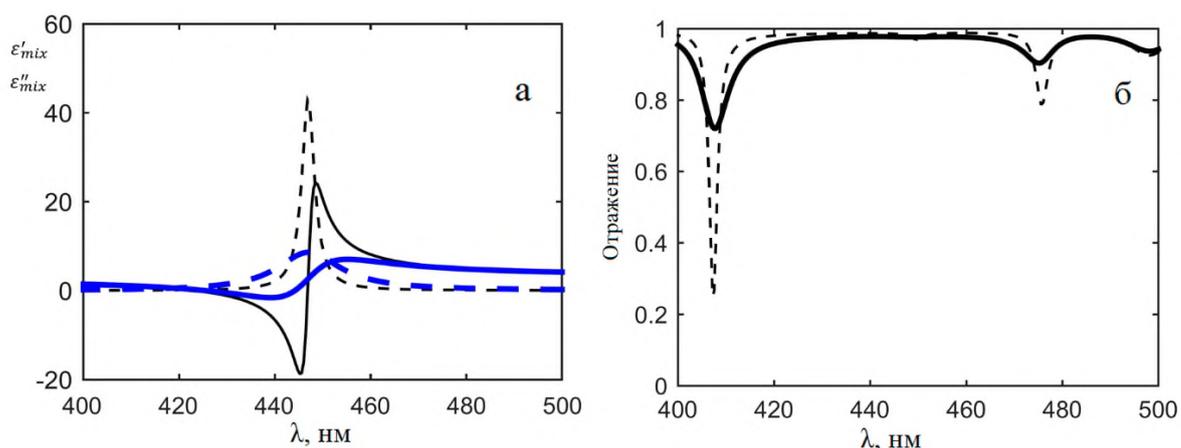


Рисунок 3.9: (а) – реальные (сплошная кривая) и мнимые (пунктирная кривая) части эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита при $f = 0,05$. Тонкие черные линии без учета размера частиц; толстые синие линии – при $r = 7 \text{ нм}$. (б) – спектры отражения исследуемой структуры при $d = 60 \text{ нм}$ и $f = 0,05$; остальные параметры такие же, как на рис. 3.7 а. Пунктирная кривая без учета размера частиц; сплошная кривая при $r = 7 \text{ нм}$; $A = 0,4$ [166,167]

3.4. Выводы

В настоящей главе продемонстрировано спектральное раздвоение ТПП на границе металлической пленки и резонансного слоя нанокompозита, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом, при совпадении частоты ТПП с частотой резонанса нанокompозита. Показано, что расщепление ТПП чувствительно к концентрации наночастиц и к другим параметрам нанокompозита. Результаты, полученные для конечной структуры с помощью метода трансфер-матрицы, хорошо согласуются с независимым методом решения дисперсионного уравнения для неограниченной структуры. Преимущество предложенной модели определяется существенным расширением возможности эффективного управления положением таммовских мод в спектрах отражения фотоннокристаллических структур, путем вариации параметров резонансного нанокompозитного слоя. Помимо этого, перестраивание пиков отражения по частоте может быть реализовано путем использования слоя нанокompозита в виде клина.

Глава 4. Гибридные таммовские моды в фотонном кристалле с дефектным слоем нанокompозита

В данном разделе показана реализации гибридных таммовских мод, обусловленных связью микрорезонаторных мод фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом, с таммовским плазмон-поляритоном, сформированного на границе фотонного кристалла и серебряной пленки. Показано, что в спектре отражения таммовская и брегговская компоненты гибридного состояния проявляются в виде квазипересечения резонансов. Исследована зависимость величины расталкивания компонент гибридного состояния, наблюдаемая в спектре пропускания, от толщины прилегающего к металлической пленке слоя фотонного кристалла. Установлена высокая чувствительность частотного положения гибридных мод в запрещенной зоне фотонного кристалла к вариации концентрации наночастиц в матрице нанокompозита. Показана возможность управления спектральными свойствами при помощи варьирования толщины слоя, прилегающего к металлу.

4.1. Описание модели

Исследована фотоннокристаллическая структура, схематически показанная на рис. 4.1, структура представляет собой одномерный ФК с дефектным слоем нанокompозита, толщиной 160 нм , ограниченный серебряной пленкой толщиной 50 нм . В качестве материалов чередующихся слоев ФК был рассмотрен ZrO_2 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_a = 4,16$ и SiO_2 с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b = 2,1$. Толщины слоев 40 и 90 нм , соответственно. Количество изотропных слоев ФК $N = 23$ слоя, при этом центральный слой SiO_2 заменен на

дефектный слой нанокompозита. Толщина слоя ZrO_2 , граничащего с металлической плёнкой, отлична от 40 нм и задается параметром d . Показатель преломления внешней среды равен единице.

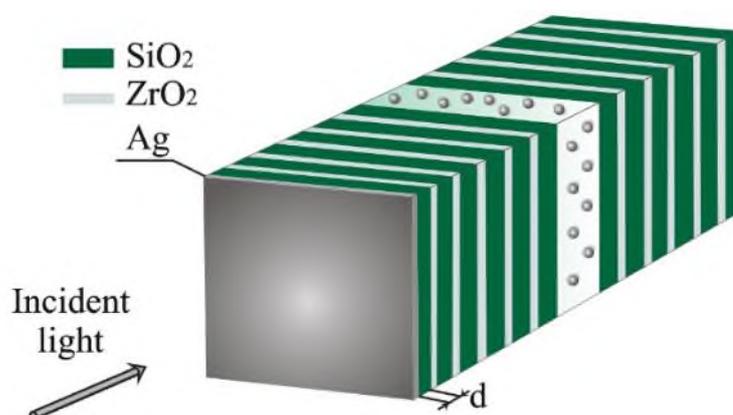


Рисунок 4.1: Схематическое представление изучаемой структуры

Эффективная диэлектрическая проницаемость нанокompозитного слоя ϵ_{mix} задана формулой Максвелл-Гарнетта (2.1). Коэффициенты отражения, пропускания и поглощения плоской световой волны, поляризованной вдоль оси x и распространяющейся в направлении z , найдены методом трансфер-матрицы, описанным в разделе 2.1.

4.2. Спектральное проявление гибридных мод

Для решения задачи, поставленной в данной главе, параметры ФК и металл-диэлектрического дефектного слоя были подобраны таким образом, чтобы частота дефектной моды совпадала с резонансной частотой нанокompозита. Так, при отсутствии включений, при $f = 0$, в спектре пропускания ФК, на длине волны $434,5\text{ нм}$ проявляется пик, соответствующий дефектной моде (вставка на рис. 4.2 а).

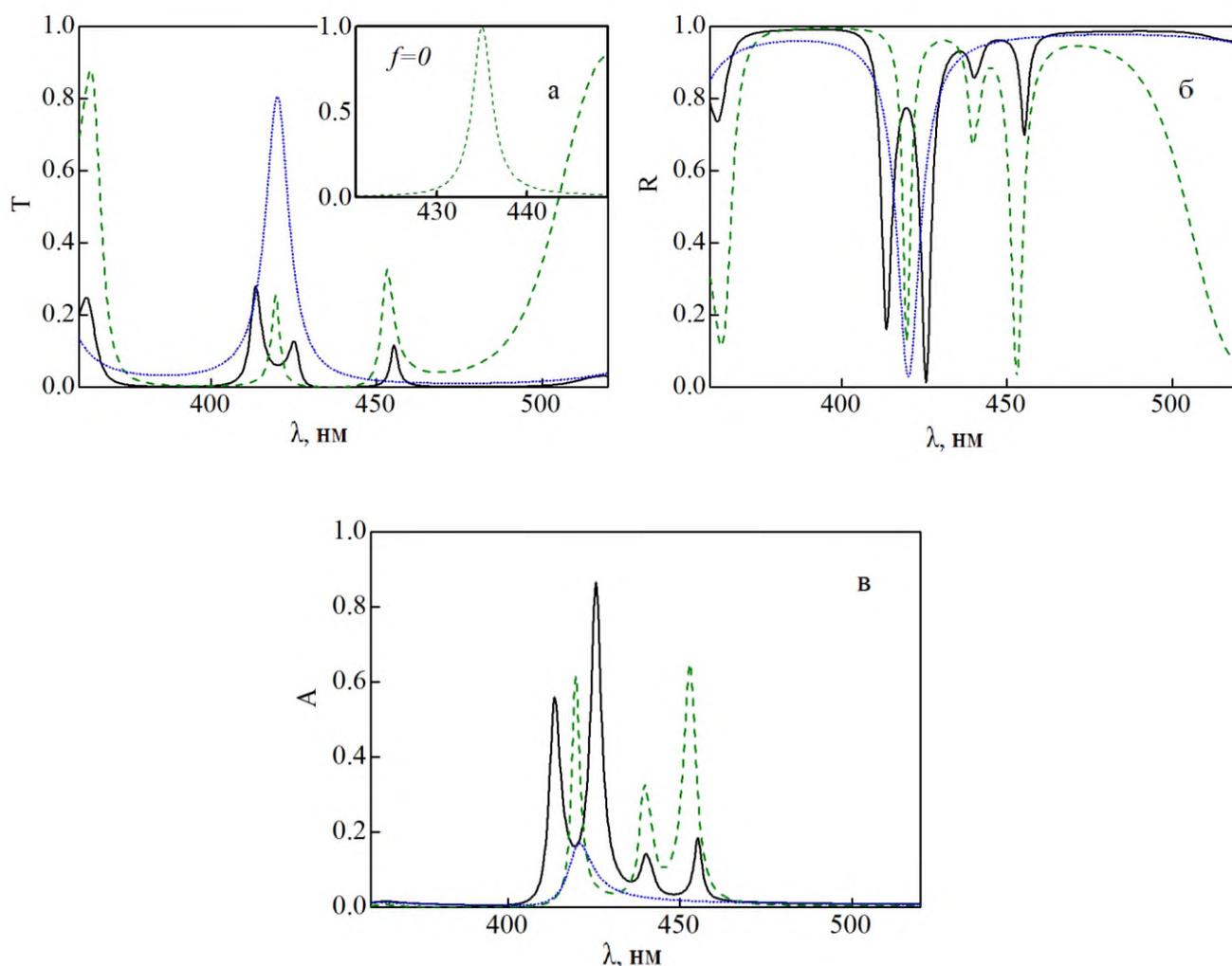


Рисунок 4.2: (а) – спектр пропускания; (б) – спектр отражения; (в) – спектр поглощения при $d = 19$ нм; $f = 0,01$. Зелёная штриховая кривая соответствует структуре без металлического слоя. Синяя пунктирная – структуре без микрорезонатора. Параметры нанокомпозита: $\varepsilon_d = 2,56$; $\varepsilon_0 = 5$; $\hbar\omega_p = 9$ эВ; $\hbar\gamma = 0,02$ эВ [165]. Чёрная сплошная линия для целой структуры. Вставка показывает спектр пропускания ФК без металлического слоя при $f = 0$

При $f = 0,01$ происходит расщепление частоты дефектной моды с образованием двух пиков на длинах волн $\lambda = 419,5$ и 453 нм (зелёная штриховая линия на рис. 4.2) [18]. Расщепление вызвано изменением условия резонанса Фабри-Перо при учете дисперсии диэлектрической проницаемости нанокомпозита ε_{mix} . По мере увеличения f , величина расщепления растёт, и в спектре отражения ярко

проявляется также пик на длине волны 440 нм , при увеличении f данный пик слабо сдвигается в длинноволновую область. В спектре пропускания данный пик не проявляется из-за большого поглощения.

В ФК, ограниченном металлической плёнкой, может быть возбужден другой тип резонансов – ТПП. Таким образом, в изучаемой структуре (рис. 4.1) могут быть возбуждены два типа локализованных мод – ТПП и дефектная мода. Вариация параметров ФК может привести к взаимодействию между локализованными модами и образованию гибридных таммовских мод (рис.4.2).

Перестройка положения ТПП производится с помощью вариации оптической толщины первого слоя брэгговского отражателя, граничащего с металлическим слоем. При толщине первого слоя $d = 19 \text{ нм}$ ТПП (синяя пунктирная линия на рис. 4.2) и коротковолновая микрорезонаторная мода (зеленая пунктирная линия на рис. 4.2) проявляются на одной длине волны $\lambda = 419,5 \text{ нм}$.

Взаимодействие между резонансами приводит к образованию двух пиков на длинах волн $413,5 \text{ нм}$ и $425,5 \text{ нм}$ (чёрная сплошная линия на рис. 4.2). Расстояние между гибридными модами можно увеличить, добившись большего пространственного перекрытия мод. Для этого нужно уменьшить число слоев ФК между пленкой серебра и дефектным слоем. Кроме того, расталкивание растёт при увеличении фактора заполнения f [21].

На рис. 4.3 показаны квадраты напряженности электрического поля для различных типов мод. Так, для микрорезонаторной моды электромагнитное поле локализовано с максимумом точно в центре дефектного слоя. Поле ТПП локализовано вблизи металлической плёнки, а поле гибридной таммовской моды локализовано как в дефектном слое нанокompозита, так и на границе металл – ФК.

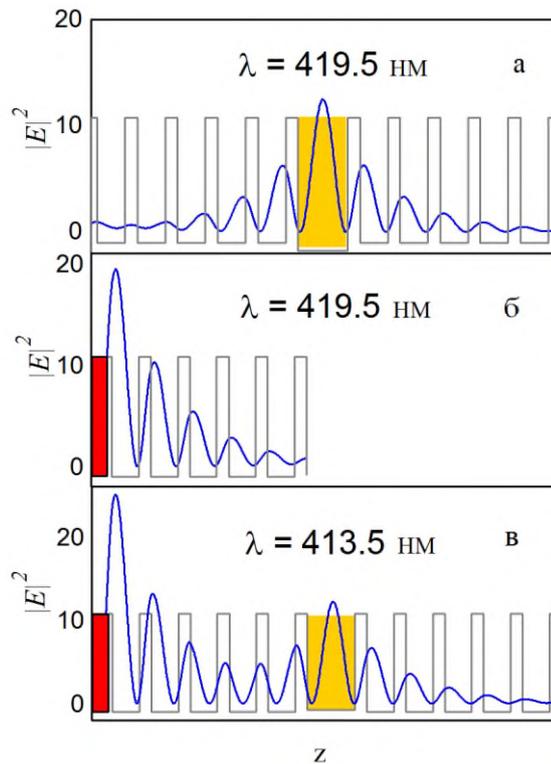


Рисунок 4.3: (а) – пространственное локальное распределение квадрата напряженности электрического поля, при $d = 19$ нм; $f = 0,01$, для частоты микрорезонаторной моды, в отсутствие металлического слоя; (б) – ТПП в отсутствие микрорезонатора; (в) – гибридной ТПП-микрорезонаторной моды

4.3. Настройка положения гибридных мод параметрами системы

Положением ТПП в запрещенной зоне можно управлять, варьируя толщину d , первого слоя ZrO_2 , прилегающего к серебряной пленке. При этом положение частоты микрорезонаторных мод нечувствительно к изменению толщины d . На рис. 4.4 показан спектр отражения изучаемой структуры при вариации d для факторов заполнения нанокompозита (а) $f = 0,01$ и (б) $f = 0,06$.

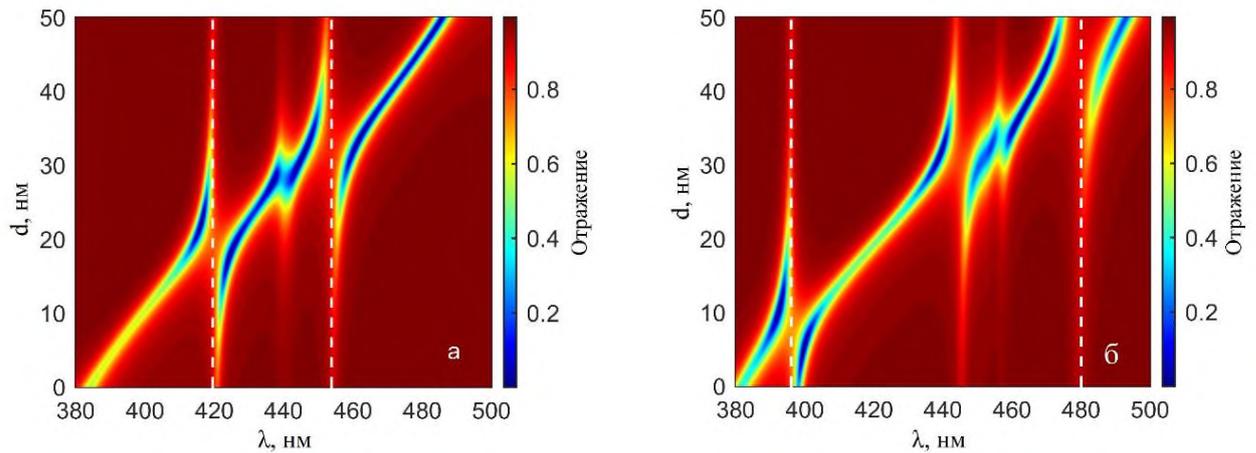


Рисунок 4.4: Спектр отражения структуры в зависимости от толщины d слоя ZrO_2 , прилегающего к металлической пленке слоя при (а) $f=0,01$ и (б) $f=0,06$. Белые штриховые линии соответствуют положению, расщеплённым резонансом нанокompозита, микрорезонаторных мод (а) – $\lambda = 419,5$ и 453 нм; (б) – $\lambda = 396$ и 478 нм

При увеличении d от 0 до 50 нм происходит последовательная гибридизация со всеми микрорезонаторными модами. Данное взаимодействие проявляется наличием в спектре пропускания или отражения структуры квазипересечения пиков. Квазипересечение – обусловленное связью мод расщепление спектральных линий, расталкивание энергетических уровней. При $f = 0,06$ в спектре отражения наблюдаются пики на длинах волн $\lambda = 396$ нм и 478 нм.

Вариация количества периодов ФК приводит к изменению величины перекрытия электромагнитных полей локализованных мод (рис. 4.7). Уменьшение расстояния между металлическим слоем и дефектом приводит к увеличению величины расталкивания пиков. При увеличении числа периодов ФК происходит вырождение длины волны пиков микрорезонаторных мод и ТПП.

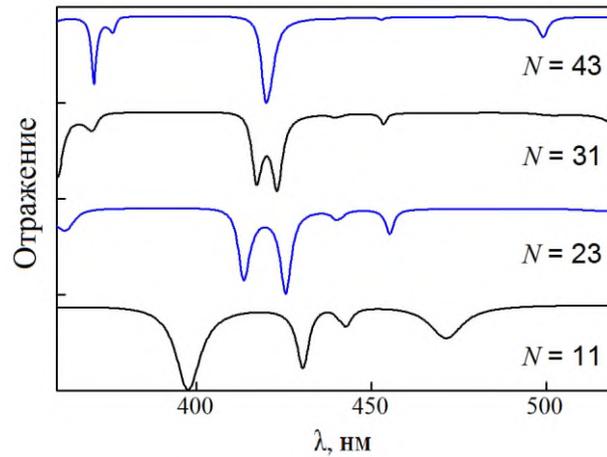


Рисунок 4.7: Зависимость спектра отражения ФК для различного количества слоёв N . Дефект во всех случаях расположен в центре структуры. $d = 19 \text{ нм}$; $f = 0,01$

4.4.Выводы

В данной главе продемонстрировано, что гибридные таммовские моды, обусловленные связью микрорезонаторных мод брэгговского отражателя с нанокompозитным дефектом и ТПП, возбужденным на границе фотонного кристалла и тонкой металлической пленки, существуют и проявляются в спектре пропускания в виде расталкивающихся резонансов. Показана возможность управления спектральными свойствами структуры при помощи варьирования толщины слоя, прилегающего к металлу, а также с помощью изменяя количества слоев ФК, что открывает возможность создания перестраиваемого фильтра на основе подобной фотоннокристаллической структуры. Дополнительное управление спектральными свойствами возможно за счет вариации фактора заполнения нанокompозита. Чувствительность положения расщепленных пиков в спектре пропускания к параметрам структуры может оказаться полезной для управления светом в устройствах на основе таммовских гибридных мод.

Глава 5. Управление свойствами дисперсии одномерного фотонного кристалла, наполненного резонансно-поглощающим газом

Помимо нанокompозитных материалов, в качестве материалов с резонансной частотной дисперсией могут быть рассмотрены атомные или молекулярные газы. Фотоннокристаллические структуры, наполненные резонансным атомарным газом, предоставляют новые возможности управления спектром пропускания таких комбинированных систем за счет изменения плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, угла падения лазерного пучка.

В частности, использование поглощения и последующей вторичной флуоресценции паров ртути позволяет создать узкополосный фильтр, который характеризуется достаточным спектральным разрешением для проведения измерений с отдельными линиями комбинационного рассеяния азота и кислорода и обладает достаточной эффективностью вторичных флуоресценции для построения оптических изображений газовых потоков [169].

В данной главе показаны спектральные и поляризационные свойства одномерного фотонного кристалла, наполненного резонансно-поглощающим газом, при вариации угла падения на образец. В качестве резонансного газа рассмотрены пары атома ртути. Обсуждаются возможные применения установленных особенностей дисперсии резонансных фотонных кристаллов.

5.1. Неограниченный наполненный газом фотонный кристалл

В данном разделе в отличие от исследования, приведенного в работе [12], исследуются поляризационные особенности дисперсионных свойств бесконечной

одномерной фотоннокристаллической структуры, возникающие за счет резонансной дисперсии газа, для случая наклонного падения излучения. Исследуется также влияние резонансного поглощения света на спектр пропускания при вариации угла падения, геометрических параметров структуры и параметров резонансного газа.

ФК структура представляет собой неограниченную слоистую среду, в которой одним из чередующихся слоев является резонансно-поглощающий газ (рис. 5.1.) и характеризуется диэлектрическими проницаемостями слоев, соответственно изотропной среды и резонансного газа $\epsilon_1, \epsilon_2(\omega)$. Толщины слоев d_1 и d_2 , период структуры $L=d_1+d_2$. Комплексная диэлектрическая проницаемость резонансной среды в модели Лоренца дается выражением [168]:

$$\epsilon_2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (5.1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi Nfe^2/m$, e – заряд электрона, m – масса электрона, N – плотность резонансных атомов, f – сила осциллятора, γ – ширина линии, ω_0 – центральная частота резонанса, ω – частота излучения.

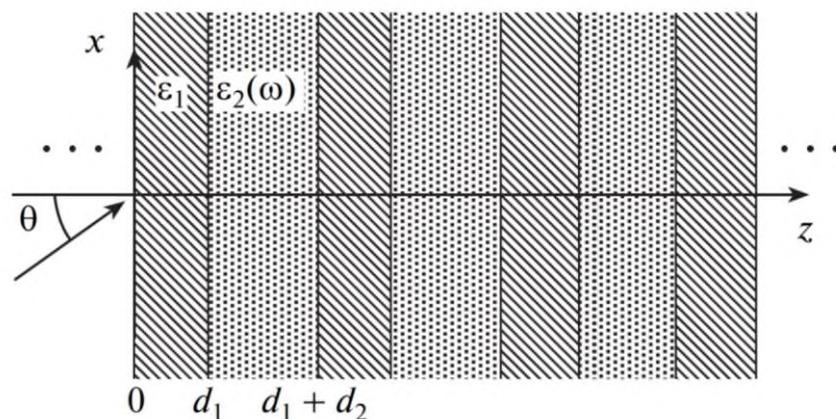


Рисунок 5.1: Схематическое представление периодической слоистой среды с резонансно-поглощающим газом

В случае волн p -поляризация дисперсионное соотношение выглядит следующим образом [170]:

$$\begin{aligned} \cos(k_z L) = \cos(q_1 d_1) \cos(q_2 d_2) - \frac{1}{2} (\varepsilon_1 q_1 \varepsilon_2 q_2)^{-1} \cdot \\ \cdot [(\varepsilon_1 q_2)^2 + (\varepsilon_2 q_1)^2] \sin(q_1 d_1) \sin(q_2 d_2), \end{aligned} \quad (5.2)$$

где $q_i^2 = c^{-2} \omega^2 \varepsilon_i - k_x^2$, $i = 1, 2$, c – скорость света, k_z, k_x – составляющие волнового вектора \vec{k} . Структура уравнения (5.2) не меняется при учете дисперсии среды:

В данном разделе при исследовании собственных возбуждений неограниченного резонансного ФК учитывалась только действительная часть диэлектрической проницаемости. Это упрощение дает хорошее приближение для зон, спектральная ширина которых превышает ширину γ резонансной линии. Дисперсионное уравнение 5.2 решалось численно. Для численных расчетов были выбраны параметры ФК, близкие к используемым в работе [12]: $\varepsilon_1 = 3,24$; $d_1 \sqrt{\varepsilon_1} = d_2$; $L = d_1 + d_2 = 100$ нм и характеристик резонансного перехода атома Hg, для которого $\gamma = 5 \cdot 10^{-7} \omega_G$; $\omega_p^2 = 7 \cdot 10^{-8} \omega_G$, где $\omega_G = \pi c / L_0$ – характерная частота запрещенной зоны, $L_0 = d_1 \sqrt{\varepsilon_1} + d_2$ – оптическая толщина. Резонансу на длине волны $\lambda_0 \approx 250$ нм соответствует ширина линии $\gamma \approx 1$ ГГц.

Дисперсионную зависимость (5.2) можно представить в виде поверхности в трехмерном пространстве (k_z, k_x, ω) . Сечение поверхности плоскостями $k_z = m\pi/L$, где m – номер запрещенной зоны представляет собой кривые, которые определяют границы зоны. На рис. 5.2 представлена типичная зонная структура бесконечного одномерного ФК в отсутствие газа ($\varepsilon_2 = 1$), которая представляет собой проекции этих кривых на плоскость (k_x, ω) для волн p - поляризации. При этом запрещенная зона для волн p - поляризации сокращается до нуля при угле Брюстера, поскольку при этом угле падающая и отраженная волна оказываются несвязанными.

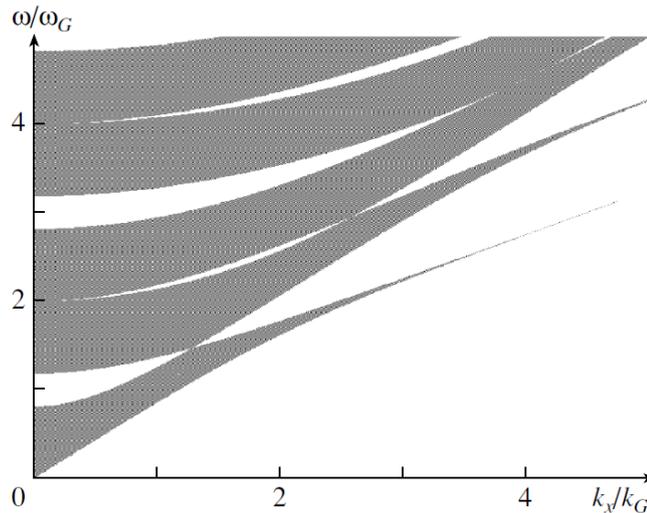


Рисунок 5.2 Зонная структура объемных мод ФК в плоскости ωk_x для волн p - поляризации. Светлые области соответствуют запрещенные зоны, ω в единицах ω_G ; $k_G = \pi/L_0$; $\varepsilon_1=3,24$; $\varepsilon_2=1$

5.2. Зонная структура спектра собственных возбуждений неограниченного фотонного кристалла с резонансным газом

Учет частотной дисперсии действительной части диэлектрической проницаемости (5.1) приводит к качественным изменениям в зонной структуре затравочного спектра. Сочетание дисперсии ФК-структур с резонансной дисперсией газа может приводить к появлению дополнительной запрещенной области частот, которая не проявляется в масштабе рис. 5.2 и иллюстрируется на рис.5.3. Видно, что в спектре резонансного ФК появляется дополнительная область запрещенных частот, когда резонансная частота газа $\omega_0 = 1,19\omega_G$ лежит на краю первой запрещенной зоны исходной зонной структуры.

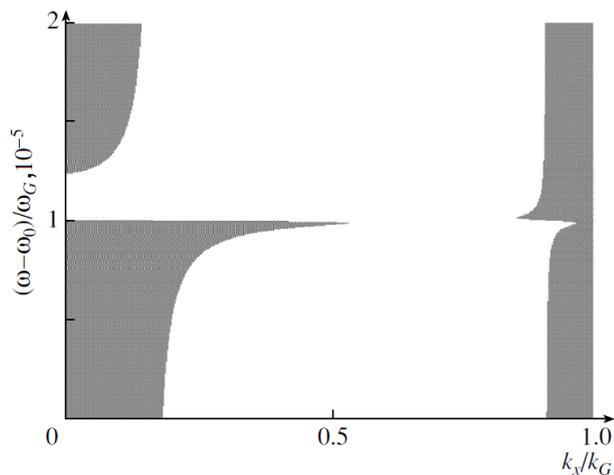


Рисунок 5.3: Фрагмент зонной структуры. Резонансная частота на краю зоны $\omega_0 = 1,19\omega_G$; $\gamma = 5 \cdot 10^{-7}\omega_G$; $\omega_p^2 = 7 \cdot 10^{-8}\omega_G$, плотность резонансных атомов газа $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Иная ситуация реализуется, если резонансная частота лежит в запрещенной зоне ФК. На рис. 5.4 приведена зависимость отстройки частоты ω от резонансной частоты $\omega_0 = 1,18\omega_G$, лежащей в запрещенной зоне. В этом случае в запрещенной зоне появляется дополнительная узкая полоса пропускания с шириной, на порядок большей ширины резонансной линии. Ширинами дополнительной запрещенной области частот и полосы пропускания можно управлять, варьируя параметры ФК- структуры и резонансного газа [22]. Увеличение, например, плотности резонансного газа при неизменных прочих параметрах резонансного ФК, приводит к увеличению ширины дополнительной области пропускания (рис. 5.4). Сравнение рис. 5.4.а и рис. 5.4.б, при значении волнового вектора $k_x = 0$, показывает, что увеличение плотности газа в 3 раза приводит к увеличению ширины полосы пропускания в такое же число раз. Заметное отличие полос пропускания имеет место и для значений волнового вектора, отличных от нуля.

Учет не только вещественной, но и мнимой части диэлектрической проницаемости (5.1) приводит к тому, что волновое число k_z поглощающего резонансного ФК становится комплексным не только для частот, лежащих в запрещенной зоне, но и для частот в разрешенных зонах.

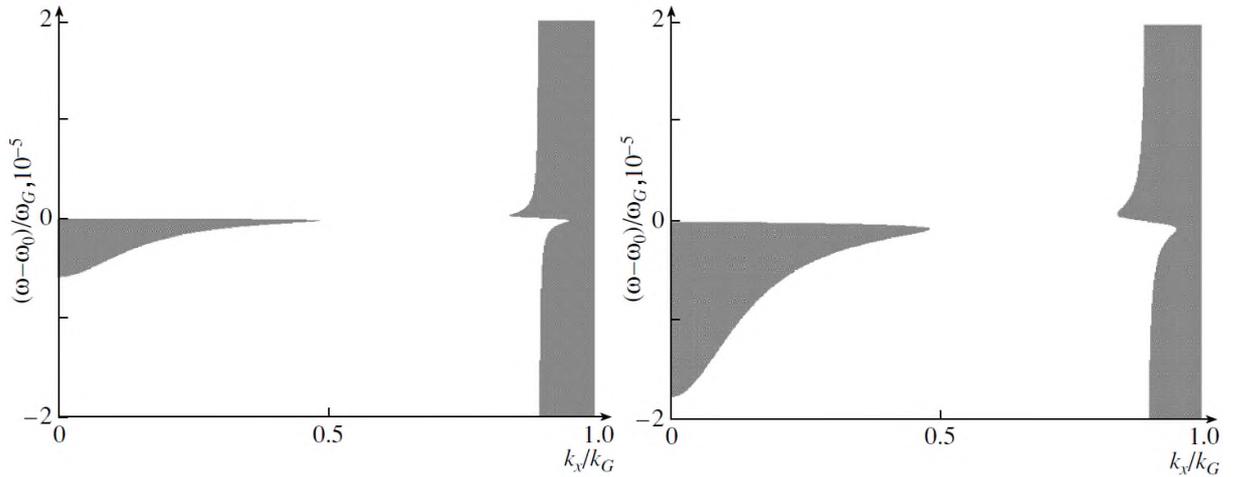


Рисунок 5.4: Фрагмент зонной структуры при $\omega_0 = 1,18 \omega_G$ для разных значений плотности атомов газа. (слева) – $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (справа) – $N = 12 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Остальные параметры те же, что и для рис. 5.3

На рис. 5.5 приведены характерные зависимости действительной и мнимой частей k_z от частоты, лежащей в первой запрещенной зоне, для случая нормального падения излучения.

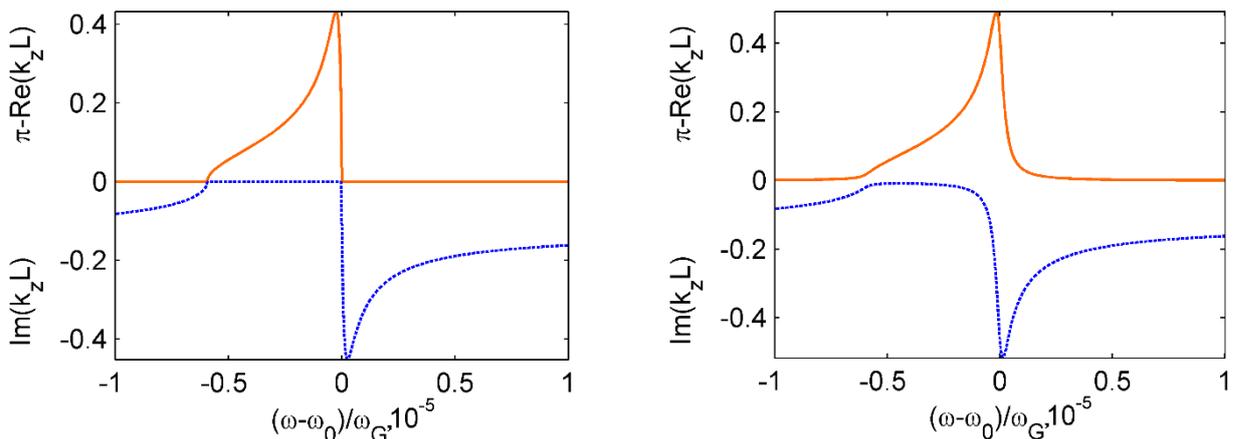


Рисунок 5.5: Зависимость действительной и мнимой частей проекции волнового вектора k_z от отстройки частоты ω от резонансной частоты газа для случая нормального падения излучения. (слева) – для непоглощающего резонансного ФК $\varepsilon_2(\omega) = \text{Re} \varepsilon_2(\omega)$. (справа) – для поглощающего $\varepsilon_2(\omega) = \text{Re} \varepsilon_2(\omega) + \text{Im} \varepsilon_2(\omega)$

Для сравнения, такие зависимости приведены для непоглощающего и поглощающего резонансного ФК, соответственно, с $Im\varepsilon_2=0$ и $Im\varepsilon_2\neq 0$. Из рисунка видно, что учет мнимой части диэлектрической проницаемости приводит к сужению дополнительной полосы пропускания в запрещенной зоне резонансного ФК за счет существенного поглощения вблизи резонансной частоты ω_0 . При удалении от резонансной частоты ($\omega < \omega_0$) мнимая часть волнового числа k_z становится много меньше его вещественной части и, следовательно, дополнительные полосы пропускания будут слабо затухать. Наконец, заметим, что отмеченные спектральные особенности резонансного ФК для p -волн сохраняются и для волн s -поляризации.

5.3. Ограниченный наполненный газом фотонный кристалл

В данном разделе рассмотрен конечный ФК, представляющий собой конечную слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов, одним из которых является резонансно-поглощающий газ.

Рассмотрена ФК-структура аналогичная структуре на рис. 5.1, при ограниченном количестве слоев фотонного кристалла [23].

Исследуем теперь особенности спектра пропускания конечного резонансного ФК с помощью метода трансфер-матрицы [16]. И отличие от рассматриваемого ранее неограниченного резонансного ФК учитываем затухание волн. Для численных расчетов были выбраны параметры ФК, близкие к используемым в работе [12]: $\varepsilon_1 = 3$; $d_1\sqrt{\varepsilon_1} = d_2\sqrt{\varepsilon_2}$, период решетки $L = d_1 + d_2 = 100$ нм, число периодов – 30; ртуть, как резонансный газ, для которого $\gamma/\omega_G = 1,65 \cdot 10^{-7}$; $\omega_p^2/\omega_G^2 = 7 \cdot 10^{-8}$, где $\omega_G = \pi c/L_0$ – характерная частота запрещенной зоны, $L_0 = d_1\sqrt{\varepsilon_1} + d_2\sqrt{\varepsilon_2}$ – оптическая толщина. Резонансу на длине волны $\lambda_0 = 253,6$ нм соответствует ширина линии $\gamma = 1,2 \cdot 10^9$ Гц.

На рис. 5.6 представлена затравочная зонная структура спектра пропускания ФК при $\varepsilon_2 = 1$, в случае нормального падения излучения на образец. Первая запрещенная зона такого ФК заключена в диапазоне длин волн от 215,8 нм до 307,4 нм, в центре зоны лежит частота ω_0 .

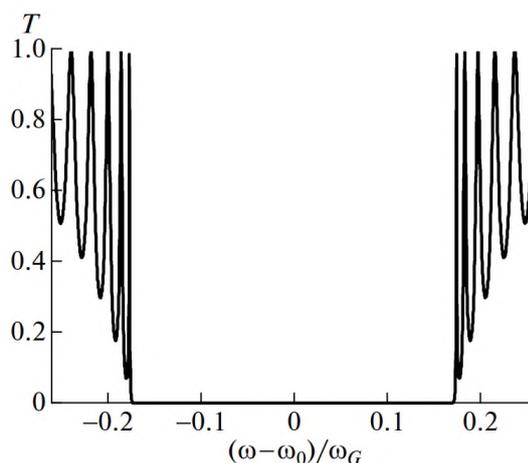


Рисунок 5.6: Частотная зависимость коэффициента пропускания для волн p -поляризации. Толщина рассматриваемого резонансного ФК составляет 3 мкм; $\varepsilon_1 = 3$; $\varepsilon_2 = 1$

Сочетание дисперсии ФК-структуры с резонансной дисперсией газа приводит к появлению в запрещенной зоне дополнительной узкой полосы пропускания, которая незаметна в масштабе рис. 5.6. На рис. 5.7 а, для примера, приведена частотная зависимость коэффициента дополнительного пропускания резонансного ФК для угла падения $\theta_2 = 35^\circ 30'$. Увеличение угла падения излучения приводит, в соответствии с условием Брэгга, к сдвигу низкочастотного края запрещенной зоны к резонансной частоте ω_0 и возрастанию коэффициента пропускания. Из рис. 5.7 б видно, что коэффициент пропускания весьма чувствителен к изменению угла θ , когда край запрещенной зоны близок к ω_0 . Увеличение угла падения от $35^\circ 12'$ до $36^\circ 12'$, то есть на 1° , приводит к возрастанию коэффициента пропускания в 27 раз, при этом максимум полосы дополнительного пропускания достигает 83%. Ширина линии, полная ширина на полувысоте при росте θ возрастает. Для θ_2 она сравнима с шириной резонансной линии γ , а для θ_3 на порядок больше.

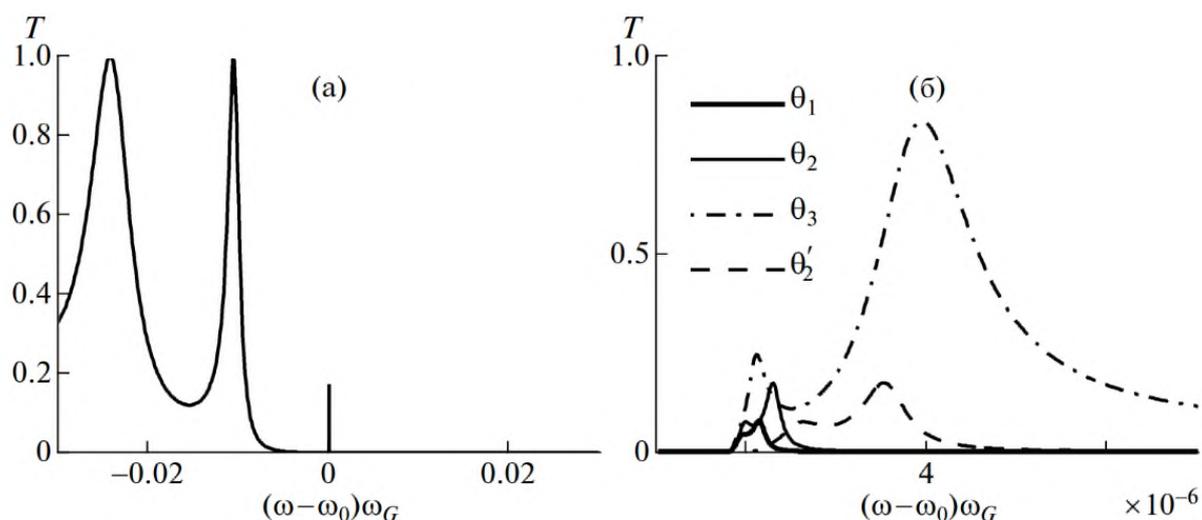


Рисунок 5.7: (а) – спектр пропускания резонансного ФК для волн p -поляризации вблизи коротковолнового края первой запрещенной зоны. Параметры структуры: $\varepsilon_1 = 3$; $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(\omega)$, остальные параметры те же, что и для рис.5.6 (б) – увеличенный масштаб дополнительного пика пропускания при вариации угла падения: $\theta_1 = 35^\circ 12'$; $\theta_2 = 35^\circ 30'$; $\theta_3 = 36^\circ 12'$; плотность резонансных атомов $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\gamma = 1.65 \cdot 10^{-7} \omega_G$. Штриховая линия рассчитана для угла θ'_2 , когда $N = 12 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\gamma = 4.95 \cdot 10^{-7} \omega_G$

Без учета дисперсии атомного газа, при $\varepsilon_2 = 1$, пропускание при угле $36^\circ 12'$ равно 3%. При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом спектр полосы пропускания, соответствующей θ'_2 , штриховая кривая на рис.3.7, сдвигается от резонанса, ширина полосы возрастает в 3 раза, а коэффициент пропускания в максимуме полосы не меняется.

По мере приближения резонансной частоты ω_0 к краю запрещенной зоны, при прочих неизменных параметрах системы, пропускание существенно увеличивается. Например, для структуры, описанной в разделе 5.1. при $\omega_0 = 1,185 \omega_G$ пропускание достигает 50%.

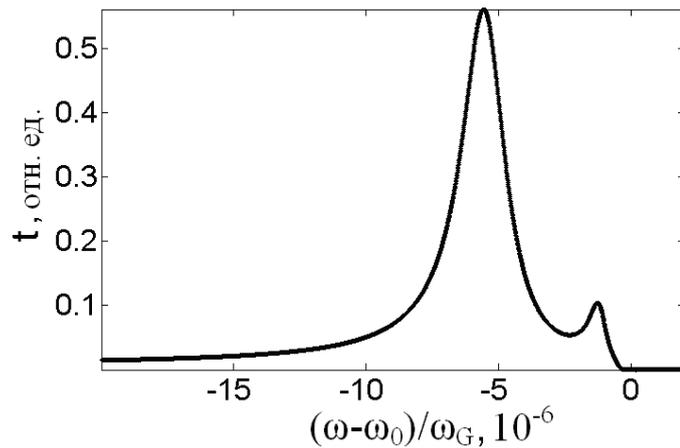


Рисунок 5.8: Спектр пропускания резонансного ФК. При $\omega_0 = 1,185\omega_G$ плотность резонансных атомов $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 15 \cdot 10^{-7}\omega_G$. Толщина рассматриваемого резонансного ФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм; $\varepsilon_1 = 3,24$

На рис.5.9 для примера приведены распределения показателей преломления и интенсивности поля в образце для угла падения $\theta = 35^\circ 30'$. Частота поля соответствует максимуму коэффициента пропускания при угле падения $\theta = 35^\circ 30'$.

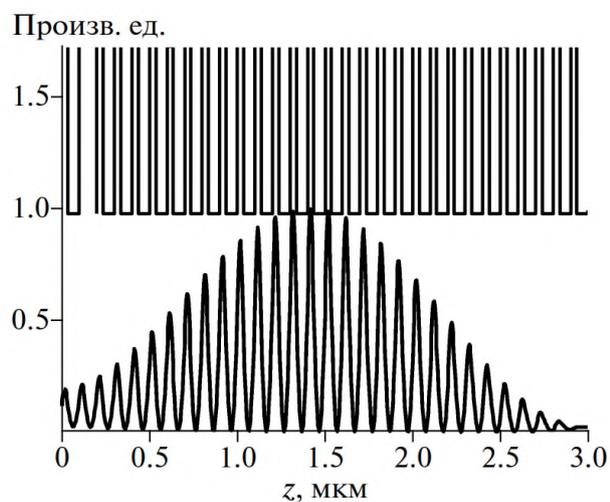


Рисунок 5.9: Распределение показателя преломления по глубине резонансного ФК вдоль оси z , а также интенсивности поля I , нормированной на её максимальное значение внутри структуры. Частота поля соответствует максимуму пропускания при угле падения $\theta_2 = 35^\circ 30'$. Остальные параметры те же, что и для рис. 5.7

Из рисунка видно, что амплитуда поля максимальна внутри образца и падает по мере приближения к правой границе раздела резонансного ФК с вакуумом. Электрическое поле почти полностью локализовано в слоях с высоким показателем преломления.

Для рассматриваемой структуры резонансного ФК существует угол падения, при котором низкочастотный край запрещенной зоны сдвигается настолько, что резонансная частота оказывается в сплошном спектре. В этом случае сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к появлению дополнительной запрещенной частотной области в спектре пропускания.

Установленные выше особенности в спектрах пропускания резонансного ФК для волн p -поляризации сохраняются и для волн s -поляризации. Запрещенная зона для волн p -поляризации сокращается до нуля при угле падения излучения на ФК равном углу Брюстера θ_B , поскольку при этом угле френелевское отражение на границе раздела исчезает и коэффициент пропускания $T=1$. В нашей модели для $\varepsilon_1 = 3$, $\varepsilon_2 = 1$, $\operatorname{tg}\theta_B = n_1 = \sqrt{3}$, следовательно, угол Брюстера $\theta_B = 60^\circ$. При частоте излучения равной резонансной частоте газа ($\omega = \omega_0$) коэффициенты пропускания равны нулю, то есть излучение любой поляризации не проходит через кристалл. В спектре пропускания волн s -поляризации появляется дополнительный пик слабой интенсивности вблизи низкочастотного края запрещенной зоны на частоте $\omega \approx \omega_0$. При этом в спектре пропускания волн p -поляризации все запрещенные зоны исчезают, кроме одной запрещенной зоны, ширина которой на порядок больше ширины резонансной линии γ . Частота в центре запрещенной зоны практически совпадает с резонансной частотой газа ω_0 .

На рис. 5.10 приведены частотные зависимости коэффициента пропускания, отражения и поглощения резонансного ФК для волн p -поляризации. Видно, что запрещенная зона в спектре пропускания при угле падения $\theta = \theta_B$ обусловлена, в основном, поглощением излучения, которое имеет максимальное значение при $\omega = \omega_0$. Отраженная волна практически отсутствует.

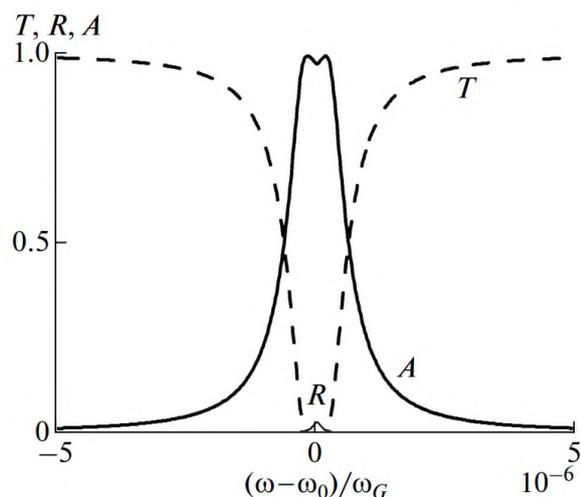


Рисунок 5.10: Спектры пропускания, отражения и поглощения для волн p - поляризации, как функции частоты. Угол падения $\theta = 60^\circ$, плотность резонансных атомов $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\gamma = 1,65 \cdot 10^{-7} \omega_G$

5.4. Выводы

Проведены расчеты спектральных свойств наполненной резонансным газом одномерной фотоннокристаллической структуры. Расчеты показывают появление дополнительных узких полос пропускания в запрещенных зонах и дополнительных запрещенных областей в спектре пропускания, для электромагнитных волн p - и s -поляризации, в зависимости от угла падения света на слоистую среду. В силу этого имеются возможности для перестраивания оптических мод путем изменения поляризации света, варьирования плотности резонансного газа и/или угла падения светового луча. Из-за того, что полоса пропускания возникает в фотонной запрещенной зоне, в которой излучение распространяться не может, можно достичь высоких значений контраста фильтрации оптического излучения. Кроме того, резонансные ФК могут быть перспективны для создания спектральных призм с увеличенной дисперсией и узкополосных фильтров с управляемыми характеристиками для построения новых типов оптических устройств.

Глава 6. Перестраиваемые оптические таммовские состояния на границе анизотропного зеркала и холестерического жидкого кристалла, допированного молекулами красителя

В настоящей главе исследованы спектральные свойства хирального оптического таммовского состояния, локализованного на границе, сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и холестерического жидкого кристалла, допированным молекулами красителя. Получен качественно новый эффект расщепления хирального оптического таммовского состояния на границе сред при совпадении резонансных частот красителя и хирального оптического таммовского состояния. В этом случае в области пересечения запрещенных зон холестерика и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала возникают два уровня энергии, соответствующие двум новым хиральным оптическим таммовским состояниям. Локализованные таммовские состояния, подобно дефектным модам, могут использоваться при создании миниатюрных лазеров, узкополосных и перестраиваемых фильтров и других оптических устройств.

6.1. Модель и определение пропускания, отражения и поглощения для анизотропных слоев

Исследуемая конечная структура схематически представлена на рис. 6.1. Она состоит из сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала (СПАЗ), сопряженного с правозакрученным холестерическим жидким кристаллом (ХЖК), допированным молекулами красителя [24]. Рассматриваемая структура ограничена средой с показателем преломления $(n_e^0 + n_o^0) / 2$.

В свою очередь, многослойная СПАЗ-структура состоит из чередующихся одноосных диэлектрических слоев, с различными показателями преломления:

$n_e^p = \sqrt{\varepsilon_e^p}$, $n_o^p = \sqrt{\varepsilon_o^p}$, и характеризуется диэлектрическими тензорами двух соседних слоев: $\hat{\varepsilon}_V$ и $\hat{\varepsilon}_H$. Число элементарных ячеек структуры (число $V-H$ пар) равно $N_{СПАЗ}$, период структуры равен $\Lambda = d_V + d_H$, где d_V и d_H толщины слоев элементарной ячейки, толщина анизотропного зеркала $d = N_{СПАЗ} \cdot \Lambda$. Холестерик, обладающий непрерывной винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости, характеризуется величиной шага спирали p , толщиной слоя холестерика L , количеством периодов $N_{ХЖК}$, показателями преломления обыкновенного и необыкновенного лучей: $n_{\parallel} = n_e = \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}$, $n_{\perp} = n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$. Наиболее простой способ получения предложенной структуры – использование жидких кристаллов, стабилизированных полимером [14,156,171]. Полимерные холестерические жидкокристаллические пленки с добавками красителей могут быть изготовлены таким же способом как в работах [14, 172]. СПАЗ может быть создан из полимеризованных нематических слоев, например, 4-н-пентил-4'-цианофенил (5ЦБ). Каждый слой жидкого кристалла следует наносить последовательно и полимеризовать. Несмотря на использование полимеризованных материалов, возможность манипулирования ХЖК сохраняется [173, 174].

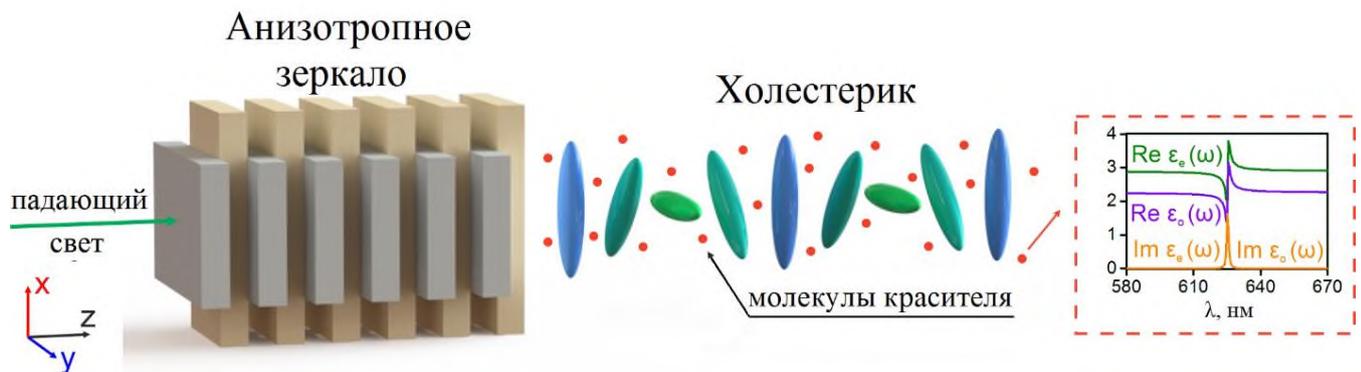


Рисунок 6.1: Схематическое представление структуры, состоящей из СПАЗ длиной d и допированного красителем холестерика длиной L . Вставка: действительные и мнимые части диэлектрической проницаемости молекул красителя

Холестерический жидкий кристалл является хиральной средой и, следовательно, не обладает зеркальной симметрией оптических свойств. В отличие от других типов ФК, холестерики обладают селективным дифракционным отражением по отношению к поляризации. При нормальном падении света на холестерический жидкий кристалл существует точное решение уравнений Максвелла, и в диапазоне длин волн $p \cdot n_o < \lambda < p \cdot n_e$ наблюдается фотонная запрещенная зона только для света круговой дифрагирующей поляризации, направление которой совпадает со спиралью кристалла. Для недифрагирующей поляризации свет не испытывает дифракционного отражения и свободно проходит сквозь структуру. Мерой оптической анизотропии в ХЖК является разность необыкновенного – n_e и обыкновенного – n_o показателей преломления $\Delta n = n_e - n_o$. Период структуры – p , может быть сопоставим с длиной волны видимого света. ХЖК представляют интерес, благодаря высокой чувствительностью к электрическим, магнитным полям, к изменению температуры [146,150].

Рассмотрим нормальное падение света на структуру (рис. 6.1). Угол между директором холестерика и оптической осью СПАЗ обозначен φ . В случае распространения света вдоль оси z , тензора диэлектрической и магнитной проницаемости холестерика имеют, соответственно, вид:

$$\hat{\varepsilon}(z) = \varepsilon_m \begin{pmatrix} 1 + \delta \cos(qz) & \pm \delta \sin(qz) & 0 \\ \pm \delta \sin(qz) & 1 - \delta \cos(qz) & 0 \\ 0 & 0 & 1 - \delta \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}(z) = \hat{I}, \quad (6.1)$$

где $q = \frac{4\pi}{p}$; p – шаг спирали холестерика; $\varepsilon_m = \frac{\varepsilon_e + \varepsilon_o}{2}$; $\delta = \frac{\varepsilon_e - \varepsilon_o}{\varepsilon_e + \varepsilon_o}$.

Присутствие молекул красителя в ХЖК матрице обуславливает частотную зависимость главных значений локального диэлектрического тензора. Была использована, как и в [15], Лоренцева форма их частотной зависимости:

$$\varepsilon_e(\omega) = \varepsilon_e + \frac{f_1}{\omega_{01}^2 - \omega^2 - i\gamma_1\omega}, \quad (6.2)$$

$$\varepsilon_o(\omega) = \varepsilon_o + \frac{f_2}{\omega_{02}^2 - \omega^2 - i\gamma_2\omega}, \quad (6.3)$$

где γ_1, γ_2 – коэффициенты затухания; ω_{01}, ω_{02} – резонансные частоты; f_1, f_2 – величины, пропорциональные силе осциллятора $\bar{f}_{1,2}$:

$$f_{1,2} = \frac{4\pi N e^2}{m} \cdot \bar{f}_{1,2}, \quad (6.4)$$

где N – число молекул красителя в единице объема; дипольная сила осциллятора $\bar{f}_{1,2}$, как правило, порядка десятых долей единицы; e, m – соответственно, заряд и масса электрона. В дальнейшем при расчетах полагаем: $f_1 = f_2 = f, \gamma_1 = \gamma_2 = \gamma, \omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$.

Расчет спектральных коэффициентов и распределение электромагнитного поля в образце холестерика с красителем, сопряженного со сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом, выполнен методом 4×4 матрицы переноса Берремана [17]. Метод матрицы Берремана представляет собой обобщение метода 2×2 матриц Абелеса [175] для изотропных слоистых сред, в основе которого лежит формализм матриц Джонса [176].

Система уравнений Максвелла для немагнитных сред сводится к системе 4 линейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \frac{i\omega}{c} \Delta \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

где Δ – матрица 4×4 состоящая из элементов оптической матрицы 6×6 , которая состоит из тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей и оптического вращения.

Уравнение, описывающее распространение света с частотой ω вдоль оси z нормальной к слоям структуры, имеет вид:

$$\frac{d\psi}{dz} = \frac{i\omega}{c} \Delta(z)\psi(z), \quad (6.6)$$

где $\psi(z) = (E_x, H_y, E_y, -H_x)^T$ и $\Delta(z)$ – матрица Берремана, зависящая от диэлектрической функции и волнового вектора падающей волны.

Коэффициенты пропускания T и отражения R вычисляются как отношение потоков энергии в прошедшей и отраженной волнах к потоку в падающей волне соответственно:

$$R = \frac{\left| \frac{n_1 R_x}{\cos \theta_1} \right|^2 + |R_y|^2}{\left| \frac{n_1 E_x}{\cos \theta_1} \right|^2 + |E_y|^2}, \quad (6.7)$$

$$T = \frac{n_2 \cos \theta_2 \left| \frac{T_x}{\cos \theta_2} \right|^2 + |T_y|^2}{n_1 \cos \theta_1 \left| \frac{E_x}{\cos \theta_1} \right|^2 + |E_y|^2}. \quad (6.8)$$

6.2. Расщепление хирального оптического таммовского состояния

При равенстве показателей преломления анизотропного зеркала и холестерика запрещенная зона для холестерика лежит в интервале длин волн от 580-670 нм, что на 20 нм превышает ширину запрещенной зоны для анизотропного зеркала, которая имеет границы в интервале от 595 до 665 нм. Полное или частичное перекрытие запрещенных зон в энергетическом спектре является одним из условий образования оптического таммовского состояния на границе раздела двух сред. Выполнение этого условия, при условии согласования фаз, приводит к

возбуждению для дифрагирующей поляризации локализованного состояния на длине волны $\lambda=625,3$ нм тогда, как для поляризации противоположного знака (недифрагирующей поляризации) хиральное оптическое состояние не возбуждается. Найденное состояние является высокодобротным, а также может быть эффективно перестроено по частоте [161].

На рис. 6.2 а и 6.2 б приведены спектры отражения для двух круговых поляризации и распределение локальной интенсивности поля на частоте хирального оптического таммовского состояния (ХОТС), локализованного на границе сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и холестерика в отсутствии молекул красителя.

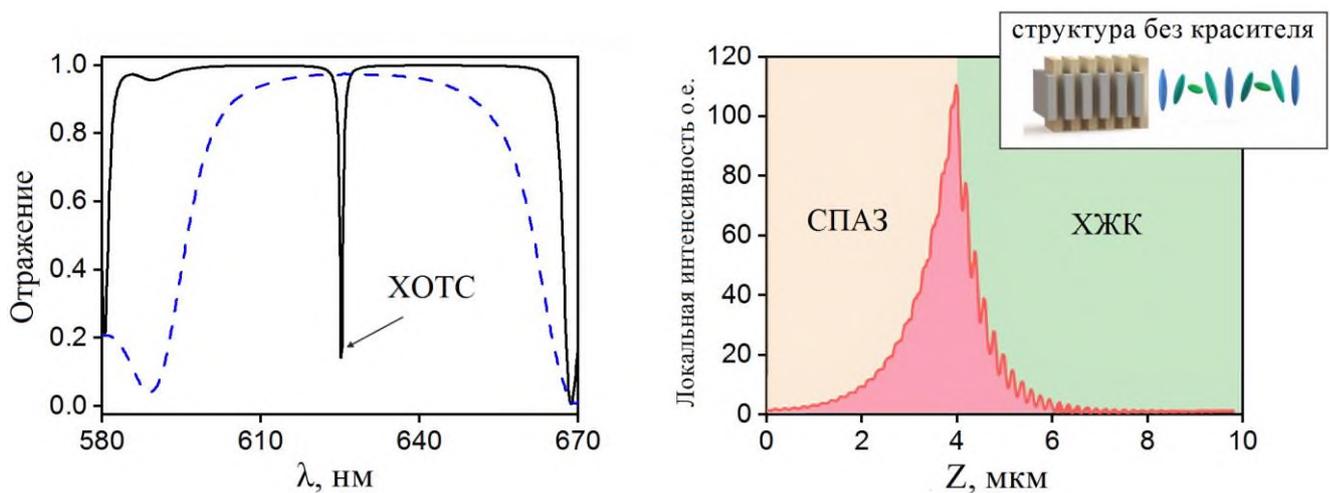


Рисунок 6.2: (а) – спектры отражения структуры СПАЗ-ХЖК. Сплошная кривая – дифрагирующая поляризация; штриховая – недифрагирующая. Длина анизотропного зеркала $d=3,92$ мкм; период $\Lambda=d_V+d_H$, $d_V=100$ нм; $d_H=96$ нм; число периодов $N_{СПАЗ}=20$; диэлектрические тензоры слоев $\hat{\epsilon}_V = \text{diag}\{1,5; 1,7; 1,5\}$ и $\hat{\epsilon}_H = \text{diag}\{1,7; 1,7; 1,5\}$. Длина слоя холестерика $L=5,85$ мкм; число периодов $N_{ХЖК}=30$; шаг спирали $p=390$ нм (в одном шаге спирали укладывается два периода $N_{ХЖК}$). Центр запрещенной зоны холестерика $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0=625$ нм; $\varphi = \pi/4$. (б) – пространственное распределение локальной интенсивности поля в образце, соответствующее длине волны хирального оптического таммовского состояния $\lambda = 625,3$ нм, нормированное на входное значение

На 6.2 б видно, что интенсивность поля спадает в обе стороны от границы не гладко, а с наличием ряби. Во-первых, рябь сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала возникает из-за неоднородности материала анизотропного зеркала. Слои имеют практически четверть длины. Многослойные границы соответствуют узлам стоячей волны и пучностям x - и y -компонент электрического поля, что приводит к ряби, небольшим минимумам и максимумам всего поля [161]. Во-вторых, локальная пульсация интенсивности в ХЖК имеет различное происхождение, потому что материал холестерика однородно закручен в направлении z , а его основная собственная волна представляет собой плавно затухающую экспоненту [148]. Всего внутри ХЖК четыре собственные волны, и все они возбуждаются с амплитудами, зависящими от граничных условий и поляризации волны возбуждения. Интерференция собственных волн вызывает некоторую рябь.

При добавлении в холестерический жидкий кристалл молекул красителя с параметрами: $\gamma=4 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, $f=2 \cdot 10^{28} \text{ c}^{-2}$, главные значения локального диэлектрического тензора холестерика начинают зависеть от частоты. В случае совпадения резонансной частоты молекул красителя с частотой хирального оптического таммовского состояния в спектрах вместо одной моды появляется две локализованные моды. Этим модам соответствуют провалы на длинах волн: $\lambda_1=619,3 \text{ нм}$ и $\lambda_2=631,3 \text{ нм}$ (см. рис. 6.3). Величина расщепления составляет $\Delta\lambda=12 \text{ нм}$. При силе осциллятора $\bar{f} \approx 0,5$, получаем, используя (6.4), оценку для числа молекул красителя в единице объема $N \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$. На рис. 6.3 г приведены пространственные распределения локальной интенсивности поля локализованных состояний на длинах волн $619,3 \text{ нм}$ и $631,3 \text{ нм}$, которое соответствуют максимумам отражения в спектре на рис. 6.3 а. Из рисунка видно, что свет локализован на границе раздела, сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и холестерика, допированного молекулами красителя, а локальная интенсивность поля спадает экспоненциально с увеличением расстояния от неё.

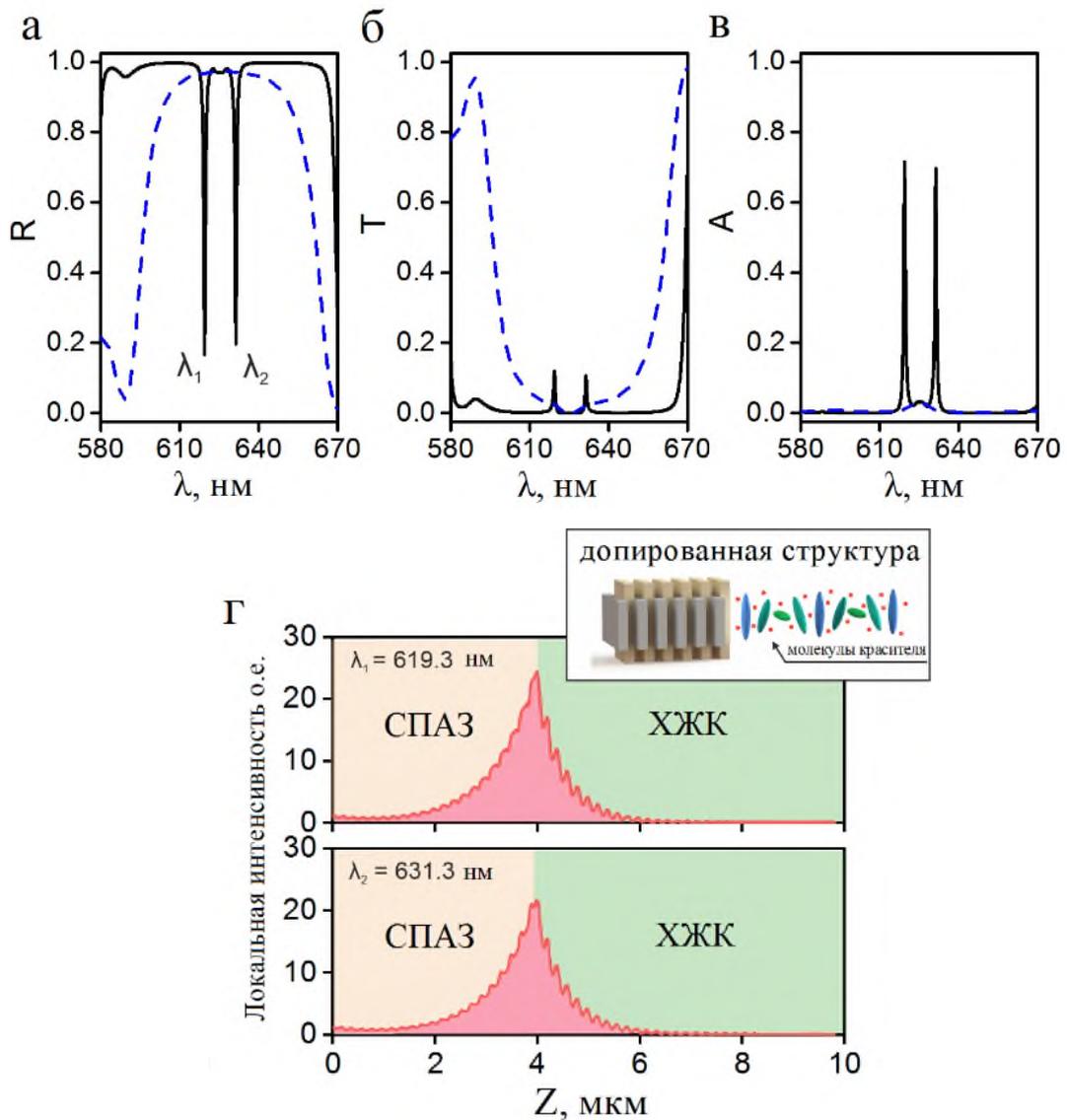


Рисунок 6.3: Спектры отражения (а), пропускания (б) и поглощения (в) структуры СПАЗ-ХЖК, допированный молекулами красителя. Сплошная кривая дифрагирующая поляризация, штриховая – недифрагирующая. (г) – нормированное на входное значение пространственное распределение интенсивности поля в образце. Параметры затухания: $\gamma=4 \cdot 10^{12} c^{-1}$; $f=2 \cdot 10^{28} c^{-2}$. Остальные параметры те же, что и для рис. 6.2

Добротность двух полученных при расщеплении мод, в случае, когда частота резонанса молекул красителя совпадает с центром хирального оптического таммовского состояния, будет примерно равна по величине и составит: 774 для высокочастотной и 702 для низкочастотной моды. При отстройке частоты

резонанса от длины волны хирального оптического таммовского состояния можно повысить добротность одного пика за счет уменьшения добротности другого. Добротность новых хиральных оптических состояний, полученных в результате расщепления, может быть существенно увеличена при вариации параметров молекул красителя.

6.3. Настройка положения оптических мод с помощью внешних полей и вариации параметров красителя

Рассмотрим влияние концентрации молекул красителя на величину расщепления и положение локализованных мод. Из верхнего ряда рис. 6.4 видно, что при увеличении концентрации молекул красителя на один порядок, два локализованных состояния наблюдаются на длинах волн 607 и $644,9$ нм, соответственно, величина расщепления возрастает достигает значения $\Delta\lambda = 37,9$ нм.

При уменьшении концентрации молекул на один порядок хиральное оптическое таммовское состояние наблюдаются на длинах волн $623,4$ нм и $627,1$ нм, а величина расщепления уменьшается до $\Delta\lambda = 3,7$ нм. Нижний ряд рис. 6.4 демонстрирует чувствительность расщепления хирального оптического таммовского состояния к изменению коэффициента затухания, при этом физические причины затухания могут иметь разную природу. С уменьшением γ в два раза локализованные состояния проявляются в спектрах на длинах волн $619,4$ нм и $631,4$ нм, добротность расщепленных мод возрастает до значения порядка 1000 . При этом величина расщепления остаётся прежней и составляет $\Delta\lambda = 12$ нм. При увеличении γ на один порядок новые хиральные таммовские состояния становятся слабо различимы, максимумы пиков, соответствующие длинам волн $620,2$ нм и $630,3$ нм, сближаются, величина расщепления уменьшается до значения $\Delta\lambda = 10,1$ нм. Отметим, что при $\gamma = 4 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ эффект расщепления не проявляется, в спектре отражения

наблюдается низкодобротный провал на длине волны $625,3 \text{ нм}$, что соответствует длине волны хирального оптического таммовского состояния в структуре анизотропное зеркало-холестерик в отсутствие красителя.

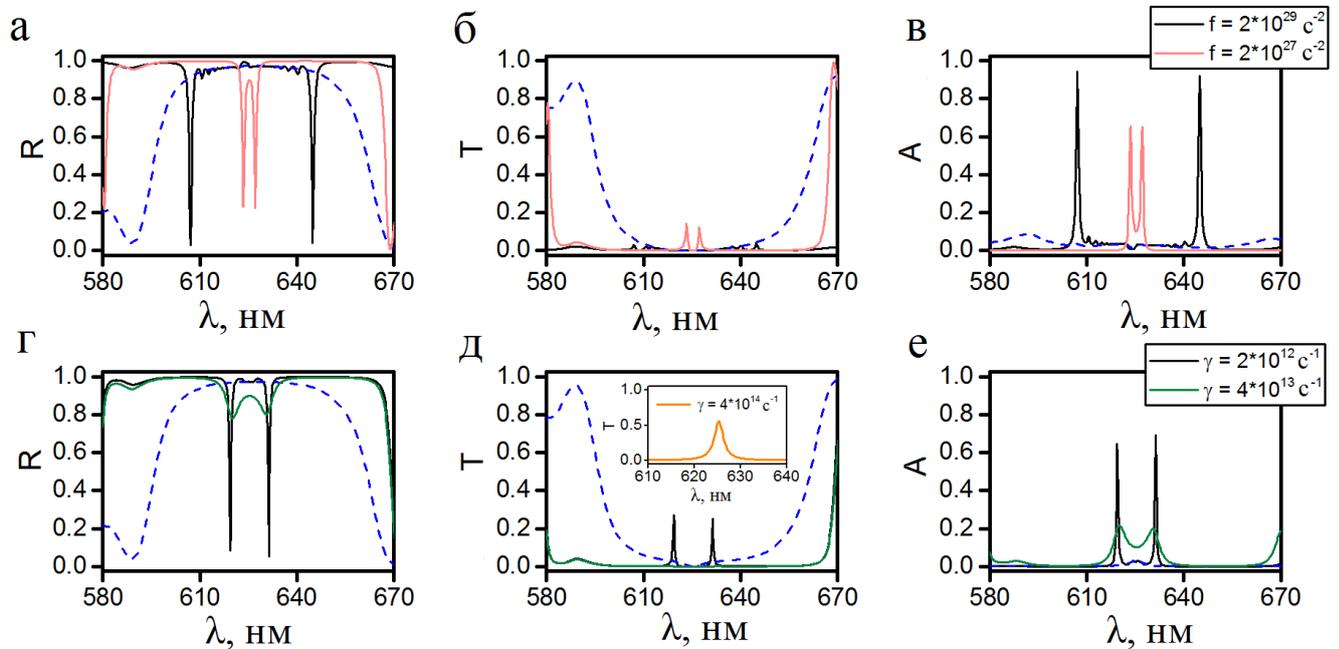


Рисунок 6.4: Спектры отражения (а,г), пропускания (б,д) и поглощения (в,е) исследуемой структуры при различных значениях объемной концентрации молекул красителя и коэффициента затухания. Сплошные кривые дифрагирующая поляризация; штриховая – недифрагирующая. Остальные параметры те же, что и для рис. 6.2

Как уже отмечалось выше, важным преимуществом холестерических жидких кристаллов перед другими типами ФК является высокая чувствительность холестерика к внешним полям. Зависимость шага спирали от температуры или приложенного напряжения можно эффективно использовать для управления расщеплением хирального оптического таммовского состояния. Так, уменьшение шага спирали на 10 нм приводит к возрастанию расщепления на $1,2 \text{ нм}$ и увеличению его значения до $\Delta\lambda = 13,2 \text{ нм}$ (рис. 6.5 а,б,в). При этом, как видно из рис. 6.5 а и рис. 6.5 в, положение частот хирального оптического таммовского

состояния сдвигается в коротковолновую область спектра на $615,6 \text{ нм}$ и $628,8 \text{ нм}$, соответственно.

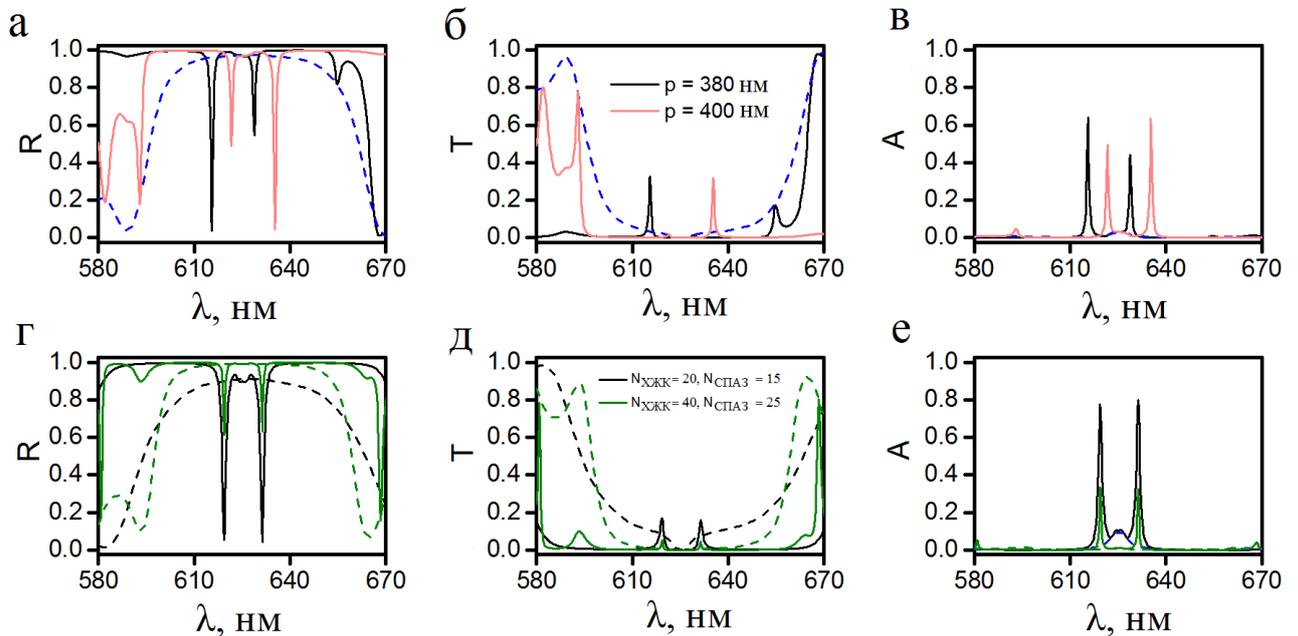


Рисунок 6.5: Спектры отражения (*a, б*), пропускания (*в, г*) и поглощения (*д, е*) исследуемой структуры при различных значениях шага спирали холестерика и геометрических параметров анизотропного зеркала и холестерика. Сплошные кривые дифрагирующая поляризация; штриховые – недифрагирующая. Остальные параметры те же, что и для рис. 6.2

В спектре пропускания, показанном на рис. 6.5 б, вследствие затухания, остается один коротковолновый локализованный пик на длине волны $615,6 \text{ нм}$. Для случая увеличения шага спирали на 10 нм имеет место противоположная ситуация. Из спектров коэффициентов отражения и поглощения, приведенных на рис. 6.5 а и рис. 6.5 в, видно, что с ростом шага спирали до 400 нм , положение локализованных мод сдвигается в длинноволновую область спектра и составляют $621,7 \text{ нм}$ и $635,5 \text{ нм}$, при этом величина расщепления также возрастает до $\Delta\lambda = 13,5 \text{ нм}$. В спектре пропускания на рис. 6.5 б, остается локализованным только длинноволновое хиральное оптическое таммовское состояние на длине волны $635,5 \text{ нм}$.

Рис. 6.5 г,д,е иллюстрируют возможность управления спектральными свойствами хирального оптического таммовского состояния посредством оптимизации геометрических параметров структуры анизотропное зеркало – холестерик, допированный молекулами красителя. Уменьшим размер исследуемой структуры посредством уменьшения $N_{СПАЗ}$ с 20 до 15 и уменьшения $N_{ХЖК}$ с 30 до 20. При этом положение частот локализованных состояний в спектрах не меняется, то есть величина расщепления остается прежней, добротность же пиков снижается. В случае увеличения длины образца при $N_{ХЖК}=40$ и $N_{СПАЗ}=25$, вследствие увеличения контрастности запрещенных зон, видно, что провалы в спектре отражения составляют порядка 38%, а в спектре пропускания пики, соответствующие хиральному оптическому таммовскому состоянию практически не проявляются, что связано с увеличением длины исследуемого образца.

Аналогичные эффекты можно реализовать иначе, путем вариации, на границе сред, угла φ между оптическими осями, сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала и холестерического жидкого кристалла, допированного молекулами красителя (вставка на рис. 6.6). Например, вращением зеркал в плоскости границы раздела.

Из рис. 6.6 а, б видно, что в спектрах отражения и пропускания для дифрагирующей поляризации в зависимости от угла φ , отражение правого пика падает с 24% до 8%, в то время как пропускание возрастает с 11% до 50% при увеличении φ от $\pi/4$ до $\pi/3$. При дальнейшем повороте угла пропускание длинноволнового пика уменьшается, а отражение возрастает. Отметим, что при вращении φ в противоположную сторону, в спектре пропускания возникает зеркальная ситуация, при которой пропускание сохранится только для коротковолнового хирального оптического таммовского состояния.

На рис. 6.6 представлены спектры отражения, пропускания и поглощению структуры при $\varphi=\pi/3$. В этом случае хирального оптического таммовского состояния проявляются в спектрах на длинах волн 622 нм и 636,4 нм. Величина расщепления возрастает на 4,4 нм и составляет $\Delta\lambda = 16,4$ нм, а в спектре

пропускания наблюдается только длинноволновое хиральное оптическое таммовское состояние.

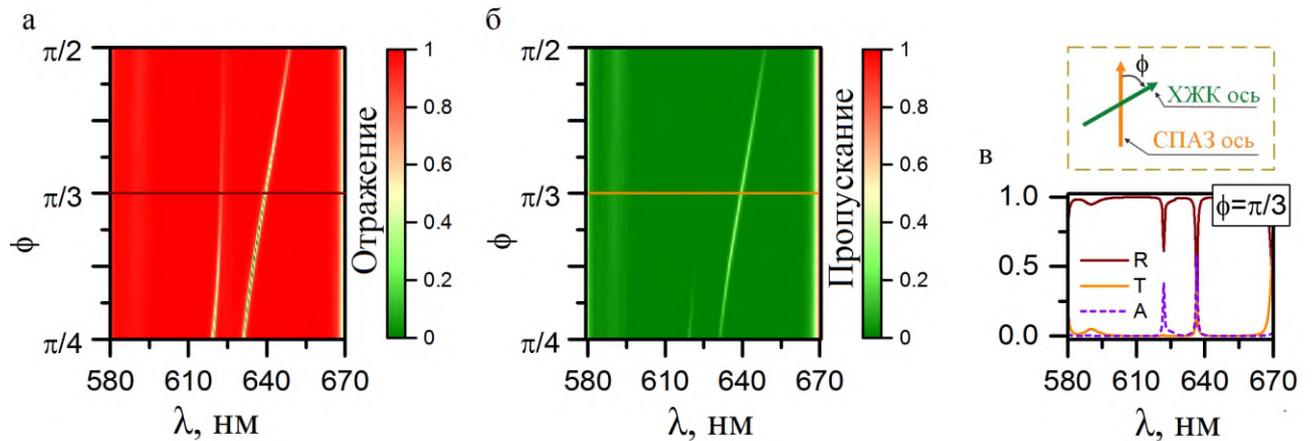


Рисунок 6.6: Спектры отражения (а) и пропускания (б) структуры при различных значениях угла φ . (в) – спектры отражения, пропускания и поглощения структуры при $\varphi = \pi/3$. Остальные параметры те же, что и для рис. 6.2

6.4. Выводы

В настоящей главе продемонстрирован эффект расщепления хирального оптического таммовского состояния, локализованного на границе хиральной среды и сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала. В качестве хиральной среды рассмотрен допированный молекулами красителя холестерический жидкий кристалл. Преимущество предложенной структуры определяется расширением возможностей эффективного управления параметрами фотонного энергетического спектра посредством изменения внешних полей и вариацией параметров молекул красителя. На основе предложенной структуры возможно создание миниатюрных лазеров с основной модой, имеющей круговую поляризацию, а также узкополосных и перестраиваемых фильтров.

Заключение

Основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. Выполнены исследования спектральных свойств одномерного фотонного кристалла со структурным, резонансно поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящего из сферических наночастиц, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания фотонного кристалла, которые обусловлены резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита и ее существенной зависимостью от фактора заполнения f . Показано, что расщепление дефектной моды весьма чувствительно к концентрации наночастиц f и может достигать значения 100 нм . Показана также возможность эффективного управления спектром пропускания фотонного кристалла путем изменения угла падения для волн s - и p -поляризации. При заданном значении фактора заполнения f существуют углы падения, при которых возникают качественные изменения в спектре пропускания фотонного кристалла – появляются дополнительные полосы пропускания и запрещенные частотные области.

2. Продемонстрировано спектральное раздвоение таммовского плазмон-поляритона на границе серебряной пленки и резонансного нанокompозитного слоя, сопряженного с одномерным фотонным кристаллом. Показано, что расщепление таммовского плазмон-поляритона чувствительно к концентрации наночастиц и к другим параметрам нанокompозита. Результаты, полученные для конечной структуры с помощью метода трансфер-матрицы, хорошо согласуются с независимым методом решения дисперсионного уравнения для неограниченной структуры.

3. Показано существование гибридных оптических мод, обусловленных связью между микрорезонаторными модами брэгговского отражателя с нанокompозитным дефектом и таммовским плазмон-поляритоном, возбуждаемым на границе фотонного кристалла и тонкой металлической пленки. Показана возможность управления спектральными свойствами при помощи варьирования толщины слоя,

прилегающего к металлу, что открывает возможность создания перестраиваемого фильтра на основе подобной структуры. Дополнительное управление спектральными свойствами возможно за счет вариации фактора заполнения металл-диэлектрического нанокompозита.

4. Проведен расчет спектральных свойств наполненной резонансным газом одномерной структуры с фотонными запрещенными зонами. Расчеты показывают, что появление дополнительных узких полос пропускания в запрещенных зонах и дополнительных запрещенных областей в спектре пропускания для электромагнитных волн p - и s -поляризации в зависимости от угла падения света на слоистую среду. В силу этого имеются возможности для управления поляризацией и пропусканием света.

5. Показано, что на границе холестерического жидкого кристалла и слоистой структуры, характеризующейся чередующимися одинаковыми одноосными диэлектрическими слоями с ортогональными направлениями оптических осей, хиральное оптическое таммовское состояние расщепляется на два локализованных состояния при допировании холестерика молекулами красителя. Расчеты, выполненные с помощью матрицы Берремана, показывают, что полученные локализованные моды могут быть эффективно перестроены по частоте с помощью внешних полей и вариации параметров красителя. Предложенная структура может быть использована при создании миниатюрных лазеров с основной модой, имеющей круговую поляризацию, а также при проектировании оптических фильтров.

Таким образом, проведенные исследования наноструктурированных фотонных систем на основе материалов с резонансной дисперсией показали качественно новые способы перестройки оптических мод, что может быть полезно при проектировании устройств для управления светом. Полученные знания могут найти применение при промышленном освоении современных технологий фотоники.

Список терминов и сокращений

- ФК – фотонный кристалл, сверхрешетка, распределённый брэгговский отражатель;
- Зеркало – фотонная структура, обеспечивающая отражение, близкое к полному;
- Мода (оптическая, дефектная, резонаторная, локализованная) – состояние электромагнитного поля, стоячая волна;
- Перестраиваемая мода – локализованная мода, для которой может быть перестроено спектральное положение (длина волны, добротность), пространственное распределение и поляризация путем изменения поляризации возбуждающей волны, углом падения и/или фокусом, возбуждающим моду излучения, концентрацией и составом жидких и газообразных компонентов, концентрацией металлических наночастиц нанокompозитного слоя (если изготовить данный слой или в виде клина, или с градиентом концентрации), величиной показателя преломления, двулучепреломлением и ориентацией оптической оси, изменением механических степеней свободы, температурным полем и электрическим напряжением.
- Резонансная дисперсия – немонотонное изменение диэлектрической проницаемости с характерным для области аномальной дисперсии ростом по мере увеличения частоты;
- Холестерик – холестерический жидкий кристалл (ХЖК);
- ТПП – таммовский плазмон-поляритон – локализованное поверхностное состояние, формирующееся на общей границе двух зеркал и экспоненциально спадающее с расстоянием от границы в обе стороны. В отличие от поверхностного плазмон-поляритона, такое состояние может

возбуждаться в p - и s -поляризациях под углами, меньшими угла полного внутреннего отражения.;

- ППП – поверхностный плазмон-поляритон;
- СПАЗ – сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало, характеризующееся чередующимися одинаковыми одноосными диэлектрическими слоями с ортогональными направлениями оптических осей.

Список условных обозначений

- ω – частота электромагнитной волны;
- λ – длина электромагнитной волны;
- ε_m – диэлектрическая проницаемость металла;
- ε_{mix} – диэлектрическая проницаемость нанокompозита;
- r_m – коэффициент отражения Френеля в металлическом слое;
- r_{mix} – коэффициент отражения Френеля в нанокompозитном слое;
- k_m – волновое число в металлическом слое;
- k_{mix} – волновое число в нанокompозитном слое;
- ω_p – плазменная частота металла;
- γ – коэффициент затухания;
- f – объемная доля наночастиц в матрице;
- γ – коэффициент затухания;
- θ – угол падения света на образец;
- θ_B – угол Брюстера;
- n_o – показатель преломления обыкновенного луча;
- n_e – показатель преломления необыкновенного луча;
- p – шаг спирали холестерика;
- φ – угол между оптическими осями СПАЗ и ХЖК.

Благодарности

Пользуясь возможностью, я выражаю благодарность своим научным руководителям: д. ф.- м. н., проф. Ветрову С.Я. – за помощь на всех этапах выполнения этой диссертационной работы, терпение и мудрое научное руководство и д. ф.-м. н. Тимофееву И.В. – за знакомство с красотой численных методов расчета и привитие интереса к научному знанию.

Выражаю благодарность за помощь и поддержку: к. ф.- м. н. Пятнову М.В., к. ф.- м. н. Бикбаеву Р.Г., к. ф.- м. н. Панкину П.С., к. ф.- м. н. Рудаковой Н.В. и другим сотрудникам лаборатории ФМС ИФ СО РАН, а также руководителю ДПКВК СФУ, к. т. н. Григорьевой О.А.

И, наконец, моя благодарность моему супругу и детям, которые мужественно поддерживали меня во время работы над диссертацией.

Список литературы

1. Joannopoulos J. D., Johnson S. G., Winn J. N., Meade R. D. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition). Princeton, NJ, USA: Princeton University Press, 2008. P. 304. ISBN: 0691124566.
2. Шабанов В. Ф., Ветров С. Я., Шабанов А. В. Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Изд-во СО РАН, 2005. С. 239. ISBN: 5-7692-0737-X.
3. Vinogradov A.P., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M., Lisyansky A.A. Surface states in photonic crystals // Physics-Uspekhi. 2010. Vol. 53. no. 3. P. 243-256;
4. Kaliteevski M.A., Iorsh I., Brand S. et al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror // Physical Review B. 2007. Vol. 76. no. 16. P. 165415.
5. Plum E, Zheludev N.I. Chiral mirrors // Appl. Phys. Lett. 106221901 (2015)
6. Тимофеев, Ветров, Хиральные оптические таммовские состояния на границе среды с винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости. // Письма в ЖЭТФ 2016, 104, 393–397, [1608.01876]. doi:10.7868/S0370274X1618003X.
7. Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Nikulin A. A. et al. Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103. no. 6. P. 61112.
8. Ozaki R., Matsui T., Ozaki M., and Yoshino K. Electro-Tunable Defect Mode in One-Dimensional Periodic Structure Containing Nematic Liquid Crystal as a Defect Layer // Jpn. J. Appl. Phys. 41(12B), L1482–L1484 (2002).
9. Zyryanov V.Y., Myslivets S.A., Gunyakov V.A., Parshin A.M., Arkhipkin V.G., Shabanov V.F., and Lee W. Magnetic-field tunable defect modes in a photonic-crystal/liquid-crystal cell // Optics Express. 2010. T. 18. № 2. С. 1283-1288.

10. Климов В. В. Наноплазмоника. Физматлит, 2009. С. 480. ISBN: 978-5-9221-1030-3.
11. Moiseev S. G., Ostatochnikov V. A., Sementsov D. I. Defect mode suppression in a photonic crystal structure with a resonance nanocomposite layer // *Quantum Electronics*. 2012. Vol. 42. no. 6. P. 557-560.
12. Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б. Управление свойствами дисперсии и спектром пропускания комбинированных оптических элементов на основе наполненных резонансным газом фотонно-кристаллических структур // *Оптика и спектроскопия*. 2000. Т. 89. № 2. С. 309–313.
13. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т. Генерация перестраиваемого излучения примесными холестерическими жидкими кристаллами // *Письма в ЖЭТФ*. Том 32. вып.1. стр. 27-30. 1980
14. Schmidtke J., Stille W., Finkeimann H. Defect Mode Emission of a Dye Doped Cholesteric Polymer Network // *Phys. Rev. Lett.* 90. 083902 (2003)
15. Gevorgyan A.H. Fano resonance in a cholesteric liquid crystal with dye // *Phys.Rev.E*. 2019 V. 99. P. 012702.
16. Yeh P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media // *Journal of the Optical Society of America*. 1979. Vol. 69, no. 5. P. 742.
17. Berreman D. W. Optics in Stratified and Anisotropic Media: 4×4-Matrix Formulation // *J. Opt. Soc. Am.* 62. 502-510 (1972).
18. Vetrov S. Ya., Avdeeva A. Yu., Timofeev I. V. Spectral properties of a one-dimensional photonic crystal with a resonant defect nanocomposite layer // *J. Exp. Theor. Phys.* 2011. 113. 755–761.
19. Vetrov S. Ya., Avdeeva A. Yu., Bikbaev R. G. et al Traveling of light through a 1D photonic crystal containing a defect layer with resonant dispersion // *Opt. Spectrosc.* 2012. 113, 517–521.40.
20. Avdeeva A. Yu., Vetrov S. Ya., Timofeev I. V. Splitting of a tamm plasmon polariton at the interface between a metal and a resonant nanocomposite layer conjugated with a photonic crystal // *J. Opt. Soc. Am. B* 38. 1792. 2021.

21. Vetrov S. Ya., Avdeeva A. Yu., Pyatnov M.V. et al Hybrid tamm-cavity modes in photonic crystal with resonant nanocomposite defect layer // *Comput. Opt.* 2020. 44. 319–324.
22. Vetrov S. Ya., Timofeev I. V., Avdeeva (Kutukova) A. Yu. Spectral properties of a one-dimensional resonant photonic crystal // *Opt. Spectrosc.* 2009. 106. 757–761.
23. Vetrov S. Ya., Timofeev I. V., Avdeeva A. Yu. Control of absorption spectrum of a one-dimensional resonant photonic crystal // *Opt.Spectrosc.* 2010. 109. 106–111.
24. Avdeeva A. Yu., Vetrov S. Ya., Bikbaev R. G. et al Chiral optical tamm states at the inter-face between a dye-doped cholesteric liquid crystal and an anisotropic mirror // *Materials.* 2020. 13. 3255.
25. Белотелов В. И., Звездин А. К. Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. Москва: Бюро Квантум, 2006. Т. 94. С. 144. ISBN: 5-85843-059-7.
26. Быков В. П. Спонтанное излучение в периодической структуре. *ЖЭТФ.* 1972. Т. 62. С. 505-513.
27. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58. no. 20. P. 2059.
28. John S. Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Т. 58. С. 2486-2489.
29. Anderson P.W. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. P. 1492–1505.
30. Ohtaka K. Energy band of photons and low-energy photon diffraction // *Phys. Rev. B.* 1979. V. 19. P. 5057–5067.
31. Ho, K.M., Chan, C.T. and Soukoulis, C.M.: Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures // *Phys. Rev. Lett.* 65, 3152 (1990).
32. Maxwell James Clerk "A dynamical theory of the electromagnetic field" // *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.* 155: 459–512 (1865).

33. Jackson J. D. *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons Publisher (1962).
34. Cheng D. K., *Field and Wave Electromagnetics* 2nd Edition, Addison Wesley Publishers (1989).
35. Stanley R. P., Houdré R., Oesterle U. et. al Coupled semiconductor microcavities // *Appl. Phys. Lett.* 65. 2093 (1994).
36. Калитеевский М. А. Оптические свойства системы двух связанных вертикальных микрорезонаторов // *ЖТФ*, 68(5) 94-97 (1998).
37. Ветров С.Я., Шабанов А.В. Локализованные электромагнитные моды и спектр пропускания одномерного фотонного кристалла с дефектами решетки // *ЖЭТФ*, 120, 1126 (2001).
38. Шабанов А. В., Ветров С. Я., Карнеев А. Ю. Спектр отражения холестерического жидкого кристалла с дефектами структуры // *письма в ЖЭТФ*, 80, 206 (2004).
39. Zhu Y., Gauthier D.J., Morin S.E. et. al Vacuum Rabi splitting as a feature of linear-dispersion theory: Analysis and experimental observations // *Phys. Rev. Lett.* 64, 2499 (1990).
40. Khitrova G., Gibbs H.M., Jahnke F. et. al Nonlinear optics of normal-mode-coupling semiconductor microcavities // *Rev. Mod. Phys.* 71. 1591 (1999).
41. Архипкин В.Г., Ветров С.Я., Заболотский А.А. и др., в кн. *Фотонные кристаллы и нанокластеры: структурообразование, оптические и диэлектрические свойства* СО РАН (под ред. В.Ф. Шабанова, В.Я. Зырянова). Новосибирск. (2009).
42. Foresi J. S., Villeneuve P. R., Ferrera J., Thoen E. R., Steinmeyer G., Fan S., Joannopoulos J. D., Kimerling L. C., Smith H. I., and Ippen E. P. Photonic-bandgap microcavities in optical waveguides // *Nature* 390. 143 (1997).
43. Kotlyar M. V., Karle T., Settle M. D., O'Faolain L., and Krauss T. F. Low-loss photonic crystal defect waveguides in InP // *Applied Physics Letters* 84. 3588 (2004).

44. Painter O., Vučković J., and Scherer A. Defect modes of a two-dimensional photonic crystal in an optically thin dielectric slab // *Journal of the Optical Society of America B* 16. 275 (1999).
45. Qi M., Lidorikis E., Rakich P. T., Johnson S. G., Joannopoulos J. D., Ippen E. P., and Smith H. I. A three-dimensional optical photonic crystal with designed point defects // *Nature* 429. 538 (2004).
46. Akahane Y., Asano T., Song B. S., and Noda S., High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal // *Nature* 425, 944 (2003). arXiv:1609.05510
47. Song B. S., Noda S., Asano T., and Akahane Y. Ultra-high- Q Photonic Double-heterostructure Nanocavity // *Nature Materials* 4. 207 (2005).
48. Istrate E. and Sargent E. H. Photonic Crystal Heterostructures and Interfaces // *Reviews of Modern Physics* 78. 455 (2006).
49. Ferrier L., Rojo-Romeo P., Drouard E., Letatre X., and Viktorovitch P. Slow Bloch mode confinement in 2D photonic crystals for surface operating devices // *Optics express* 16. 3136 (2008).
50. Painter O., Lee R. K, Yariv A. et al Two-Dimensional Photonic Band-Gap Defect Mode Laser // *Science* 284. 1819 (1999).
51. Altug H., Englund D., and Vučković J. Ultra-fast Photonic Crystal Nanolasers // *Nature Physics* 2. 484 (2006).
52. Boroditsky M., Vrijen R., Krauss T. F., Coccioli R., Bhat R., and Yablonovitch E. Spontaneous Emission Extraction and Purcell Enhancement from Thin-Film 2-D Photonic Crystals // *Journal of Lightwave Technology* 17. 2096 (1999).
53. Englund D., Fattal D., Waks E., Solomon G., Zhang B., Nakaoka T., Arakawa Y., Yamamoto Y., and Vuckovic J. Controlling the Spontaneous Emission Rate of Single Quantum Dots in a Two-Dimensional Photonic Crystal // *Physical Review Letters* 95. 013904 (2005).
54. A. Christ, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, J. Kuhl, and H. Giessen, Waveguide-Plasmon Polaritons: Strong Coupling of Photonic and Electronic Resonances in A Metallic Photonic Crystal Slab // *Physical Review Letters* 91 (2003).

55. Yoshle T., Scherer A., Hendrickson J., Khitrova G., Gibbs H. M., Rupper G., Ell C., Shchekin O. B., and Deppe D. G. Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity // *Nature* 432. 200 (2004).
56. Azzini S., Gerace D., Galli M., Sagnes I., Braive R., Lemaitre A., Bloch J., and Bajoni D. Ultra-low threshold polariton lasing in photonic crystal cavities // *Applied Physics Letters* 99, 111106 (2011).
57. Архипкин В. Г., Гуняков В. А., Мысливец С. А. и др. Электро- и магнитооптическое переключение дефектных мод в одномерных фотонных кристаллах // *ЖЭТФ*. 2011. Т. 139, № 4. С. 666–678.
58. Sukhov SV. Nanocomposite material with the unit refractive index // *Quant. Electron* 35. 741-4, (2005).
59. Oraevskii AN, Protsenko IE. Optical properties of heterogeneous media // *Quant. Electron*. 31. 252, (2001).
60. Sakoda K., *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer Publishers (2001).
61. Toader O., John S. Photonic band gap enhancement in frequency-dependent dielectrics // *Phys. Rev. E*. 2004. Vol. 70, no. 4. P. 046605.
62. Artoni M., La Rocca G., Bassani F. Resonantly absorbing one-dimensional photonic crystals // *Phys. Rev. E*. 2005. Vol. 72, no. 4. P. 046604.
63. Рыбин М.В. Резонансные эффекты в электромагнитных спектрах фотонных кристаллов и метаматериалов: диссертация на соискание ученой степени д-ра физ.-мат наук. Санкт-Петербург 2018 г.
64. Дьяченко П. Н., Микляев Ю. В. Одномерный фотонный кристалл на основе нанокompозита: металлические наночастицы - диэлектрик // *Компьютерная оптика*. 2007. Т. 31, № 1. С. 31–34.
65. Staude I., Schilling J. Metamaterial-inspired silicon nanophotonics // *Nat. Publ. Gr*. 2017. Vol. 11, no. 5. P. 274–284.
66. Ung T., Liz-Marz'an L. M., Mulvaney P. Gold nanoparticle thin films // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. 2002. Vol. 202, no. 2-3. P. 119–126.

67. De S., De G. In situ Generation of Au Nanoparticles in UV-curable Refractive Index Controlled SiO₂-TiO₂-PEO Hybrid Films // *The Journal of Physical Chemistry C*. 2008. Vol. 112, no. 28. P. 10378–10384.
68. Kumar M., Reddy G. B. Ag:ZrO₂ nanocomposite thin films derived using a novel sol-gel technique // *Physica Status Solidi (B)*. 2009. Vol. 246, no. 10. P. 2232–2237.
69. P´erez M. D., Otal E., Bilmes S. A. et al. Growth of Gold Nanoparticle Arrays in TiO₂ Mesoporous Matrixes // *Langmuir*. 2004. Vol. 20, no. 16. P. 6879–6886.
70. Song J. K., Lee U. H., Lee H. R. et al. Gold–titania nanocomposite films with a periodic 3D nanostructure // *Thin Solid Films*. 2009. Vol. 517, no. 19. P. 5705–5709.
71. Armelao L., Barreca D., Bottaro G. et al. Au/TiO₂ Nanosystems: A Combined RF-Sputtering/Sol-Gel Approach // *Chemistry of Materials*. 2004. Vol. 16, no. 17. P. 3331–3338.
72. Pillai S., Catchpole K. R., Trupke T., Green M. A. Surface plasmon enhanced silicon solar cells // *Journal of Applied Physics*. 2007. Vol. 101, no. 9. P. 093105.134
73. Nakayama K., Tanabe K., Atwater H. A. Plasmonic nanoparticle enhanced light absorption in GaAs solar cells // *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 93, no. 12. P. 121904.
74. Niklasson G. A., Brantervik K. Low-frequency dielectric properties of CoAl₂O₃ composite films // *Applied Physics Letters*. 1987. Vol. 50, no. 14. P. 937–939.
75. Niklasson G. A., Granqvist C. G. Dielectric function of coevaporated CoAl₂O₃ cermet films // *Applied Physics Letters*. 1982. Vol. 41, no. 8. P. 773–775.
76. Buso D., Post M., Cantalini C. et al. Gold Nanoparticle-Doped TiO₂ Semiconductor Thin Films: Gas Sensing Properties // *Advanced Functional Materials*. 2008. Vol. 18, no. 23. P. 3843–3849.
77. Zhang Y., Yuwono A. H., Li J., Wang J. Highly dispersed gold nanoparticles assembled in mesoporous titania films of cubic configuration // *Microporous and Mesoporous Materials*. 2008. Vol. 110, no. 2. P. 242–249.

78. Liao H. B., Xiao R. F., Wang H. et al. Large third-order optical nonlinearity in Au:TiO₂ composite films measured on a femtosecond time scale // *Applied Physics Letters*. 1998. Vol. 72, no. 15. P. 1817–1819.
79. Cui F., Hua Z., He Q. et al. Preparation and third-order optical nonlinearity of gold nanoparticles incorporated mesoporous TiO₂ thin films // *Journal of the Optical Society of America B*. 2009. Vol. 26, no. 1. P. 107.
80. Idakiev V., Tabakova T., Yuan Z. Y., Su B. L. Gold catalysts supported on mesoporous titania for low-temperature water-gas shift reaction // *Applied Catalysis A: General*. 2004. Vol. 270, no. 1-2. P. 135–141.
81. Rebrov E. V., Berenguer-Murcia A., Johnson B. F. G., Schouten J. C. Gold supported on mesoporous titania thin films for application in microstructured reactors in low-temperature water-gas shift reaction // *Catalysis To-day*. 2008. Vol. 138, no. 3-4. P. 210–215.
82. Gradess R., Abargues R., Habbou A. et al. Localized surface plasmon resonance sensor based on Ag-PVA nanocomposite thin films // *Journal of Materials Chemistry*. 2009. Vol. 19, no. 48. P. 9233–9240.
83. Maxwell Garnett J. C. Colours in Metal Glasses and in Metallic Films // *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.* 1904. Vol. 203, no. 359-371. P. 385–420.
84. Bruggeman D. A. G. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. III. Die elastischen Konstanten der quasiisotropen Mischkörper aus isotropen Substanzen // *Annalen der Physik*. 1937. Vol. 421, no. 2. P. 160–178.
85. Moiseev S. G. Nanocomposite-based ultrathin polarization beamsplitter // *Optics and Spectroscopy*. 2011. Vol. 111, no. 2. P. 233–240.
86. Spanier J. E., Herman I. P. Use of hybrid phenomenological and statistical effective-medium theories of dielectric functions to model the infrared reflectance of porous SiC films // *Physical Review B*. 2000. Vol. 61, no. 15. P. 10437–10450.
87. Chervinskii S., Drevinskas R., Karpov D. V. et al. Revealing the nanoparticles aspect ratio in the glassmetal nanocomposites irradiated with femtosecond laser // *Scientific Reports*. 2015. Vol. 5, no. 1. P. 13746.

88. Sanchez V. M., Martinez E. D., Martinez Ricci M. L. et al. Optical Properties of Au Nanoparticles Included in Mesoporous TiO₂ Thin Films: A Dual Experimental and Modeling Study // *The Journal of Physical Chemistry C*. 2013. Vol. 117, no. 14. P. 7246–7259.
89. Ehsani A., Babaei F., Nasrollahzadeh M. Electrosynthesis and absorbance spectra of TiO₂ nanoparticles dispersed in the conductive polymer // *Applied Surface Science*. 2013. Vol. 283. P. 1060 -1064.
90. Yaremchuk I., Tamuleviciene A., Tamulevicius T. et al. Modeling of the plasmonic properties of DLC-Ag nanocomposite films // *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*. 2014. Vol. 211, no. 2. P. 329–335.
91. Wakaki M., Noguchi T., Yokoyama E. Optical properties of ZnO thin films dispersed with noble metal nanoparticles synthesized by sol-gel method // *Proc.SPIE / Ed. by Ferechteh H. Teherani, David C. Look, David J. Rogers*. Vol. 8987. 2014. P. 8987.
92. Liu Z., Yang M., Chen T. P. et al. Dielectric engineering of Ge nanocrystal/SiO₂ nanocomposite thin films with Ge ion implantation: Modeling and measurement // *Materials & Design*. 2015. Vol. 83. P. 713–718.
93. Yaremchuk I., Meškinis Sarunas, Fitio V. et al. Spectroellipsometric characterization and modeling of plasmonic diamond-like carbon nanocomposite films with embedded Ag nanoparticles // *Nanoscale Research Letters*. 2015. Vol. 10, no. 1. P. 157.
94. Sukmanowski J., Battie Y., Royer F. X., En Naciri A. Determination of optical properties of percolated nanostructures using an optical resonator system // *Journal of Applied Physics*. 2012. Vol. 112, no. 10. P. 103536.
95. Pedrueza E., Sancho-Parramon J., Bosch S. et al. Plasmonic layers based on Au-nanoparticle-doped TiO₂ for optoelectronics: structural and optical properties // *Nanotechnology*. 2013. Vol. 24, no. 6. P. 065202.
96. Sancho-Parramon J. Tuning the effective dielectric function of thin film metal-dielectric composites by controlling the deposition temperature // *Journal of Nanophotonics*. 2011. Vol. 5. no. 1. P. 051805.

97. Smolyaninova V. N., Yost B., Zander K. et al. Experimental demonstration of superconducting critical temperature increase in electromagnetic metamaterials // *Scientific Reports*. 2015. Vol. 4, no. 1. P. 7321.
98. Markel V. A. Introduction to the Maxwell Garnett approximation: tutorial // *Journal of the Optical Society of America A*. 2016. Vol. 33. no. 7. P. 1244
99. Sihvola A. *Electromagnetic Mixing Formulae and Applications* (IEEE Electromagnetic Waves Series, 47). 1999. P. 284.
100. Головань Л. А., Тимошенко В. Ю., Кашкаров П. К. Оптические свойства нанокompозитов на основе пористых систем // *Успехи физических наук*. 2007. Т. 177, № 6. С. 619.
101. Виноградов А. П., Дорофеев А. В., Зухди С. К. Вопросы Об Эффективных Параметрах Метаматериалов // *Uspekhi Fiz. Nauk*. 2008. Т. 178, № 5. С. 511.
102. Drude P. *Zur Elektronentheorie der Metalle* // *Annalen der Physik*. 1900. Vol. 306, no. 3. P. 566–613.
103. Tamm I. E. // *Phys. Z. Sowjetunion*. 1932. Vol. 1. P. 733.
104. Sasin M.E., Seisyan R.P., Kaliteevski M.A. et al. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light. *Applied Physics Letters*. 2008. Vol. 92, no. 25. P. 251112
105. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Erokhin S. G. et al. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // *Physical Review B*. 2006. Vol. 74. no. 4. P. 045128.
106. Gong Y., Liu X., Lu H. et al. Perfect absorber supported by optical Tamm states in plasmonic waveguide // *Opt. Exp.* 19, 18393 (2011).
107. Fang M., Shi F., Chen Y. Unidirectional All-Optical Absorption Switch Based on Optical Tamm State in Nonlinear Plasmonic Waveguide // *Plasmonics*. 2016. Vol. 11, no. 1. P. 197–203.
108. Yang Z. Y., Ishii S., Yokoyama T. et al. Narrowband Wavelength Selective Thermal Emitters by Confined Tamm Plasmon Polaritons // *ACS Photonics*. 2017. Vol. 4, no. 9. P. 2212–2219.

109. Liu X., Li Z., Wen Z. et al. Large-area, lithography-free, narrow-band and highly directional thermal emitter // *Nanoscale* 11 (42) (2019).
110. Huang S. G., Chen K. P., Jeng S. C. Phase sensitive sensor on Tamm plasmon devices // *Optical Materials Express*. 2017. Vol. 7. no. 4. P. 1267.17.
111. Auguie B., Fuertes M. C., Angelome P. C. et al. Tamm Plasmon Resonance in Mesoporous Multilayers: Toward a Sensing Application // *ACS Photonics*. 2014. Vol. 1. no. 9. P. 775–780.
112. Gubaydullin A. R., Symonds C., Bellessa J. et al. Enhancement of spontaneous emission in Tamm plasmon structures // *Scientific Reports*. 2017. Vol. 7. no. 1. P. 9014.
113. Zhang X. L., Feng J., Han X. C. et al. Hybrid Tamm plasmon-polariton/microcavity modes for white top-emitting organic light-emitting devices // *Optica*. 2015. Vol. 2. no. 6. P. 579.
114. Zhang W. L., Yu S. F. Bistable switching using an optical Tamm cavity with a Kerr medium // *Opt. Commun.* 2010. Vol. 283, no. 12. P. 2622–2626.
115. Symonds C., Lemaître A., Senellart P. et al. Lasing in a hybrid GaAs/silver Tamm structure // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100. no. 12. P. 121122.
116. Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Soboleva I. V. and Fedyanin A. A. Ultrafast all-optical light control with Tamm plasmons in photonic nanostructures // *ACS Phot.* 6. 844-50. 2019.
117. Xue C. H., Jiang H. T., Lu H. et al. Efficient third-harmonic generation based on Tamm plasmon polaritons // *Optics Letters*. 2013. Vol. 38, no. 6. P. 959.
118. Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Fedyanin A. A. Second-harmonic generation enhancement in the presence of Tamm plasmon-polaritons // *Optics Letters*. 2014. Vol. 39, no. 24. P. 6895.
119. Treshin I. V., Klimov V. V., Melentiev P. N., Balykin V. I. Optical Tamm state and extraordinary light transmission through a nanoaperture // *Physical Review A*. 2013. Vol. 88. no. 2. P. 023832. 1305.4340.

120. Moiseev S. G., Ostatochnikov V. A. Defect modes of one-dimensional photonic-crystal structure with a resonance nanocomposite layer // *Quant. Electron.* 46(8):743; 2016.
121. Klimov V. *Nanoplasmonics*. Pan Stanford; 2014.
122. Aly A.H., Elsayed H. A., Malek C. Optical properties of one-dimensional defective photonic crystal containing nanocomposite material // *J. Nonlinear Opt. Phys.* 26(01):1750007. 2017.
123. Zhang X. L., Song J. F., Feng J., Sun H. B. Spectral engineering by flexible tunings of optical Tamm states and Fabry–Perot cavity resonance // *Opt. Lett.* 38. 4382. 2013.
124. Oraevskii A. N., Protsenko I. E. Optical properties of heterogeneous media // *Quant. Electron.* 31. 252. 2001.
125. Moiseev S. G. Active Maxwell–Garnett composite with the unit refractive index. // *Physica B.* 405. 3042; 2010.
126. Pankin P. S., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Tunable hybrid Tamm-microcavity states // *JOSA B.* 34. №12. 0740 (2017).
127. Kaliteevski M., Brand S., Abram R. A. et al. Hybrid states of Tamm plasmons and exciton polaritons et. al // *Appl. Phys. Lett.* 95. 251108. (2009).
128. Symonds C., Lematre A., Homeyer E. et.al Emission of Tamm plasmon/exciton polaritons // *Appl. Phys. Lett.* 95 №15. 6 (2009).
129. Kaliteevski M., Brand S., Abram R.A., et.al Hybrid states of tamm plasmons and exciton-polaritons // *Superlattices* 49 №3. 229 (2011).
130. Калитеевский М. А., Морозов К. М., Белоновский А. В., Иванов К.А., Гиршова Е.И. Взаимодействие таммовского плазмона и экситона в органическом материале в режиме сильной связи *Физика и техника полупроводников* // *ЖТФ* 2019, том 53, вып. 10.
131. Baryshev M., Kawasaki K., Lim P.B. Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs // *Phys. Rev. B* 85№20. 5 (2012).

132. Liu H., Sun X., Yao F. et al. Optical magnetic field enhancement through coupling magnetic plasmons to Tamm plasmons // *Opt. Express* 20. №17. 19160 (2012).
133. Afinogenov B. I., Bessonov V. O., Nikulin A. A., Fedyanin A. A. Observation of hybrid state of Tamm and surface plasmon-polaritons in one-dimensional photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* 103 №6 61112 (2013).
134. Lopez-Garcia M., Ho Y. L., Taverne M P C et al. Efficient out-coupling and beaming of Tamm optical states via surface plasmon polariton excitation // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 104, no. 23. P. 231116.
135. Liu H., Gao J., Liu Z. et al. Large electromagnetic field enhancement achieved through coupling localized surface plasmons to hybrid Tamm plasmons // *JOSA B.* 2015. Vol. 32, no. 10. P. 2061–2067.
136. Bruckner R., Sudzius M., Hintschich S. I. et al. Hybrid optical Tamm states in a planar dielectric microcavity // *Phys. Rev. B.* 2011. Vol. 83, no. 3. P. 33405.
137. Bruckner R., Sudzius M., Hintschich S. I. et al. Parabolic polarization splitting of Tamm states in a metal-organic microcavity // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 100, no. 6. P. 062101.
138. Bruckner R., Zakhidov A. A., Scholz R. et al. Phase-locked coherent modes in a patterned metal–organic microcavity // *Nat. Photonics.* 2012. Vol. 6, no. 5. P. 322.
139. Bruckner R., Sudzius M., Hintschich S. I. et al Parabolic polarization splitting of Tamm states in a metal-organic microcavity. // *Applied Physics Letters.* 2012. Vol. 100, no. 6. P. 062101.
140. Морозов К.М., Белоновский А.В., Гиршова Е.И., Иванов К.А., Калитеевский М.А. Свойства микрорезонатора на основе таммовского плазмона с внутрирезонаторными металлическими слоями и органической активной областью // *ФТП.* 2020. Vol. 3. P. 280.
141. Hu J., Liu W., Xie W. et al. Strong coupling of optical interface modes in a 1D topological photonic crystal heterostructure/Ag hybrid system // *Optics Letters* Vol. 44, Issue 22, pp. 5642-5645, 2019.

142. Fang Y., Yang L., Kong W., Zhu N. Tunable coupled states of a pair of Tamm plasmon polaritons and a microcavity mode // *J. Opt.* 2013. Vol. 15, no. 12. P. 125703.
143. Kaliteevski M. A., Lazarenko A. A., Il'inskaya N. D. et al. Experimental Demonstration of Reduced Light Absorption by Intracavity Metallic Layers in Tamm Plasmon-based Microcavity // *Plasmonics*. 2015. Vol. 10, no. 2. P. 281–284.
144. Vetrov S. Y., Bikbaev R. G., Timofeev I. V. Optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite with resonance dispersion // *J. Exp. Theor. Phys.* 2013. Vol. 117, no. 6. P. 988–998.
145. Iorsh I., Panicheva P. V., Slovinskii I. A., Kaliteevski M. A. Coupled Tamm plasmons // *Tech. Phys. Lett.* 2012. Vol. 38, no. 4. P. 351–353.
146. Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Шабанов В.Ф. Локализованные моды в хиральных фотонных структурах *Успехи физических наук* Том 190, №1, 2020.
147. Беляков В.А., Сонин А.С., *Оптика холестерических жидких кристаллов*; Наука: М, 1982. с. 360.
148. Belyakov, V.A. *Diffraction Optics of Complex-Structured Periodic Media: Localized Optical Modes of Spiral Media*; Springer International Publishing: M, 2019; p. 253.
149. Беляков В. А. *Оптика фотонных кристаллов*. М: МФТИ, 2013. С. 75.
150. Долганов П. В., Ксёنز Г. С., Долганов В. К. Жидкокристаллические фотонные кристаллы: оптические свойства и их зависимость от поляризации света температуры. // *ФТТ*, 2013, том 55, вып. 5.
151. Mirzaei J., Sawatzky R., Sharma A., Urbanski M., Yu K., Kitzerow H. S. and Hegmann T. New developments in nanoparticle-liquid crystal composites: from magicsized semiconductor nanoclusters to alignment pattern formation via nanoparticle stenciling // *Proc. SPIE*. 2012 - 8279 827983–91.

152. Qi H., Kinkead B. and Hegmann T. Unprecedented dual alignment mode and freedericksz transition in planar nematic liquid crystal cells doped with gold nanoclusters // *Advanced Functional Materials* - 2008 - 18 212–21.
153. Zin J. D., Hsich M. H., Wei G. J. et al Tunable liquid-crystal microshell-laser based on whispering-gallery modes and photonic band-gap mode lasing // *Opt. Express* 21(13), 15765-15776 (2013).
154. Ильчишин И.П., Тихонов Е.А., Тищенко В.Г., Шпак М.Т. Генерация перестраиваемого излучения примесными холестерическими жидкими кристаллами // *Письма в ЖЭТФ*. Том 32, вып.1, стр. 27-30, 1980.
155. Schmidtke J., Stille W., Finkeimann H. Defect Mode Emission of a Dye Doped Cholesteric Polymer Network // *Phys. Rev. Lett.* 90, 083902 (2003).
156. Stamatiou O., Mirzaei J., Feng X. et. al. Nanoparticles in Liquid Crystals and Liquid Crystalline Nanoparticles // *Liquid Crystals* pp 331-393, 2011.
157. Timofeev I. V., Vetrov S. Ya., Shabanov V. F. Localized modes in chiral photonic structures. // *Phys. Usp.* 63, 33 (2020).
158. Vetrov, S.Y.; Pyatnov, M.; Timofeev, I.V. Surface modes in “photonic cholesteric liquid crystal–phase plate–metal” structure // *Opt. Lett.* 2014, 39. 2743-2746.
159. Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Хиральные оптические таммовские состояния на границе среды с винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости. // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. 104. 393–397. 1608.01876.
160. Rudakova N.V., Timofeev I.V. Vetrov S. Ya., Lie W. All-dielectric polarization-preserving anisotropic mirror // *OSA Contin.* 2018, 1, 682.
161. Rudakova N.V., Timofeev I.V, Vikbaev R. G. et. al. Chiral Optical Tamm States at the Interface between an All-Dielectric Polarization-Preserving Anisotropic Mirror and a Cholesteric Liquid Crystal. // *Crystals* 2019. V. 9 (10). P. 502.
162. Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Хиральные оптические таммовские состояния на границе холестерического жидкого кристалла и анизотропного нанокompозита // *Труды 15-ой Всероссийской школы-семинара «Волны-2016»*, секция 1 "Метаматериалы, фотонные кристаллы и наноструктуры". Москва: МГУ, 2016. С. 9–12.

163. von Neumann J, Wigner E. Über merkwürdige diskrete Eigenwerte // *Phys Z* 1929; 30:465–467.
164. Lin M-Y, Xu W-H, Bikbaev R. G., Yang J-H, Li C-R, Timofeev I. V., Lee W. and Chen K-P. Chiral-Selective Tamm Plasmon Polaritons // *Materials* 2021, 14, 2788.
165. Johnson P. B., Christy R. W. Optical Constants of the Noble Metals // *Phys. Rev. B* 6, 4370 (1972).
166. Reshetnyak V. Y., Pinkevych I. P., Sluckin T. J., Urbas A. M. and Evans D.R. Effective medium theory for anisotropic media with plasmonic core-shell nanoparticle inclusions // *Eur. Phys. J. Plus* 133, 373.
167. Moiseev S. G., Ostatochnikov V. A. and Sementsov D. I. Influence of size effects on the optical characteristics of a one-dimensional photonic crystal with a nanocomposite defect // *JETP Lett.* 100, 371–375 (2014).
168. Ахманов С.А., Никитин С.Ю. Физическая оптика. Изд-во МГУ, 2004, 655 с.
169. Finkeimann N.D., Lempert W.R., Miles R.B. Narrow-linewidth passband filter for ultraviolet rotational Raman imaging // *Opt. Lett.* 1997. V. 22. P. 537.
170. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Мир, 1987.
171. Mitov M., Dessaud N. Going beyond the reflectance limit of cholesteric liquid crystals // *Nature Materials.* 2006. Vol. 5, no. 5. P. 361.
172. Jeong S. M., Ha N. Y., Takanishi Y., Ishikawa K., Takezoe H., Nishimura S., and Suzuki G. Defect mode lasing from a double-layered dye-doped polymeric cholesteric liquid crystal films with a thin rubbed defect layer// *Applied physics letters*, vol. 90, no. 26, p. 261108, 2007.
173. Menzel M. and Brand H. R. Cholesteric elastomers in external mechanical and electric fields // *Physical Review E*, vol. 75, no. 1, p. 011707, 2007.
174. Nagai H. and Urayama K. Thermal response of cholesteric liquid crystal elastomers // *Physical Review E*, vol. 92, no. 2, p. 022501, 2015.
175. Abeles F. VI methods for determining optical parameters of thin films // *Progress in Optics.* Elsevier, 1963. Vol. 2. P. 249–288.

176. Jones R. C. A new calculus for the treatment of optical systemsi. I. description and discussion of the calculus // The Journal of the Optical Society of America. 1941. Vol. 31, no. 7. P. 488–493.