

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

На правах рукописи



Панкин Павел Сергеевич

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА  
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ  
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Специальность

01.04.05 - Оптика

01.04.07 - 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 2018 г.

# Оглавление

Введение . . . . .	5
<b>1 Современное состояние исследований . . . . .</b>	<b>12</b>
1.1 Фотонные кристаллы . . . . .	12
1.2 Квазипериодические фотонные кристаллы . . . . .	16
1.3 Таммовский плазмон-поляритон . . . . .	19
1.4 Гибридные таммовские моды . . . . .	22
<b>2 Квазипериодические фотонные кристаллы, полученные ме- тодом суперпозиции модуляции показателя преломления . . .</b>	<b>28</b>
2.1 Метод суперпозиции модуляции показателя преломления . . . . .	28
2.2 Экспериментальная проверка метода . . . . .	32
2.3 Микрорезонаторные моды в квазипериодических фотонных кри- сталлах . . . . .	36
Выводы . . . . .	39
<b>3 Качественное описание добротности резонанса таммовского плазмон-поляритона в рамках временной теории связанных мод . . . . .</b>	<b>40</b>
3.1 Временная теория связанных мод . . . . .	40
3.2 Дисперсионное уравнение для таммовского плазмон-поляритона .	42
3.2.1 Модель . . . . .	42
3.2.2 Граничные условия . . . . .	44
3.2.3 Решение системы уравнений . . . . .	47

3.2.4	Сравнение с численным расчетом . . . . .	49
3.3	Скорости релаксации энергии для таммовского плазмон-поляритона	52
3.4	Сравнение двух схем возбуждения таммовского плазмон-поляритона . . . . .	53
3.5	Численное сравнение двух схем через ширину спектральных линий	55
3.6	Тепловые эмиттеры на основе таммовского плазмон-поляритона .	58
	Выводы . . . . .	60
<b>4</b>	<b>Управляемые гибридные моды, образованные таммовским плазмон-поляритоном и микрорезонаторной модой . . . . .</b>	<b>62</b>
4.1	Модель . . . . .	62
4.2	Гибридные моды . . . . .	65
4.3	Температурное управление гибридными модами . . . . .	66
4.4	Электрическое управление гибридными модами . . . . .	68
4.5	Настройка положения гибридных мод при изменении толщины первого слоя фотонного кристалла . . . . .	72
	Выводы . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Особенности спектральных свойств фотонных кристаллов, включающих нанокompозитные слои . . . . .</b>	<b>74</b>
5.1	Особенности спектральных свойств фотонного кристалла с анизотропным слоем нанокompозита . . . . .	74
5.1.1	Модель . . . . .	74
5.1.2	Влияние на спектр пропускания параметров нанокompозита	76
5.2	Гибридные таммовские моды в фотонном кристалле, сопряженном с нанокompозитом . . . . .	80
5.2.1	Модель . . . . .	80
5.2.2	Гибридные моды . . . . .	81
5.2.3	Настройка положения гибридных мод при изменении параметров нанокompозита . . . . .	83

5.3	Таммовский плазмон-поляритон на границе фотонного кристалла и нанокompозита, содержащего частицы с оболочками . . . . .	85
5.3.1	Модель . . . . .	85
5.3.2	Таммовский плазмон-поляритон на границе фотонного кристалла и нанокompозита . . . . .	87
5.3.3	Связанные таммовские плазмон-поляритоны . . . . .	89
5.4	Спектральное проявление размерных эффектов . . . . .	95
5.4.1	Модель . . . . .	96
5.4.2	Влияние размера частиц в нанокompозите на особенности спектральных свойств . . . . .	97
	Выводы . . . . .	99
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>101</b>
	<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>103</b>
	<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>106</b>
	<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>107</b>
<b>A</b>	<b>Уравнения Максвелла . . . . .</b>	<b>123</b>
A.1	Уравнения Максвелла для ТМ-волн . . . . .	123
A.2	Уравнения Максвелла для ТЕ-волн . . . . .	126
<b>B</b>	<b>Метод трансфер-матрицы . . . . .</b>	<b>129</b>
B.1	Метод трансфер-матрицы для ТМ-волн . . . . .	129
B.2	Метод трансфер-матрицы для ТЕ-волн . . . . .	132
<b>B</b>	<b>Модель эффективной среды . . . . .</b>	<b>133</b>
B.1	Изотропный случай . . . . .	133
B.2	Анизотропный случай . . . . .	137
B.3	Формула Друде-Зоммерфельда . . . . .	139



## Введение

Работа посвящена теоретическому исследованию распространения света в одномерных фотонных кристаллах (ФК) – многослойных диэлектрических структурах, в которых распределение показателя преломления (ПП) имеет периодическую модуляцию. Рассмотренные ФК содержат в качестве структурных элементов металлические, нанокompозитные (НК) или анизотропные жидкокристаллические (ЖК) слои.

### **Актуальность темы исследования.**

Одно из главных свойств ФК – это наличие запрещенных зон (ЗЗ), или полос отражения [1]. В отличие от металлических зеркал, ФК может обеспечивать отражение с низкими потерями на поглощение, что широко используется при создании зеркал резонаторов в лазерах и в других оптоэлектронных устройствах. В связи с этим, актуальна проблема управления положением и глубиной ЗЗ. Одно из направлений исследований в данной области, активно развивающееся в настоящее время – это формирование квазипериодических фотонных кристаллов (КПФК) [2]. При нарушении строго периодического чередования слоев, такие структуры все еще могут иметь ЗЗ, однако их положение теперь можно варьировать путем введения определенного правила чередования слоев, составляющих структуру.

Особое внимание в исследовании оптики ФК привлекают локализованные моды, которые играют важную роль при построении оптоэлектронных устройств. Одна из таких локализованных мод реализуется, когда свет запирается между металлическим и ФК-зеркалом [3]. Такая мода называется там-

мовским плазмон-поляритоном (ТПП), из-за возникновения коллективных колебаний поля и свободных электронов в металлической пленке. Существенная особенность ТПП – это условие его возбуждения, которое не требует использования призм или решеток, как в случае поверхностного плазмон-поляритона (ППП). На основе ТПП предложены источник одиночных фотонов, сенсоры, оптические переключатели и многоканальные фильтры. Требуется дополнительное исследование проблемы эффективного возбуждения ТПП [4], когда вся падающая энергия связывается в локализованном состоянии. Это играет ключевую роль для поглотителей, лазеров, тепловых эмиттеров, усиления нелинейных эффектов и люминесценции, предложенных на основе ТПП.

ТПП мода может гибридизоваться с другими типами мод, при их одновременном возбуждении в структуре. На основе гибридных ТПП и ППП [5] были предложены сенсоры, усиление электрического поля, флуоресценция на резонансных ТПП-ППП длинах волн. Гибридные ТПП-экситонные моды позволяют обеспечивать сильное взаимодействие поля и вещества. На основе ТПП и микрорезонаторных (МР) гибридных мод недавно были предложены поглотители для солнечных ячеек, белые светоизлучающие диоды, усиление поля в микрорезонаторе, уменьшение поглощения во внедренных в структуру металлических слоях. Становится актуальной проблема управления спектральным положением гибридных мод, для создания перестраиваемых устройств на их основе. Один из материалов, широко используемых для управления спектральными свойствами фотонных структур - это нематический жидкий кристалл (НЖК, нематик), ПП которого может настраиваться путем приложения внешних полей.

Ограничения, накладываемые на диэлектрическую проницаемость (ДП) природных материалов, сегодня успешно преодолеваются использованием вместо них метаматериалов. Один из таких материалов – НК, содержащий металлические наночастицы в диэлектрической матрице. Вариация параметров наночастиц позволяет управлять оптическими и поляризационными характеристиками НК, которые могут превышать соответствующие характеристики

составляющих его материалов. Актуальной видится задача распространения света в ФК, содержащих НК в качестве структурных элементов, что открывает дополнительные возможности для управления светом [6, 7].

## Цели и задачи диссертационной работы.

**Целью** диссертационной работы является теоретическое изучение распространения света в наноструктурированных фотонных кристаллах, исследование спектральных и поляризационных свойств таких структур.

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

1. Исследовать распространение света в КПФК, ПП которого изменяется в пространстве по закону  $n(z) = n_0 + \Delta n \cdot \text{sgn}(a_1 \sin G_1 z + a_2 \sin G_2 z)$ , где  $G_1$  и  $G_2$  – пространственные частоты. Изучить возможность независимой настройки положения ЗЗ структуры при вариации пространственных частот. Рассчитать спектры пропускания КПФК и сравнить их с экспериментально полученными.

2. Получить дисперсионное уравнение ТПП, учитывающее толщину первого слоя ФК, примыкающего к металлу. С точки зрения временной теории связанных мод провести анализ добротности ТПП в условиях его критической связи с падающим ИК-излучением. Рассмотреть две схемы возбуждения ТПП, когда непрозрачно одно из зеркал (ФК, либо слой металла), а возбуждение происходит через второе зеркало. Выяснить, какая из схем дает бóльшую добротность. Сравнить качественные выводы с данными численных и экспериментальных спектров.

3. Исследовать распространение света в ФК, покрытом слоем металла и включающем слой НЖК в качестве дефекта. Изучить гибридные моды, образованные ТПП и МР-модой. Исследовать влияние электрического поля, приложенного к нематому, и его нагревания на положение гибридных мод в спектре пропускания структуры.

4. Исследовать распространение света в ФК, сопряженных со слоем НК или содержащих его в качестве дефектного слоя. Изучить спектральные и поляризационные особенности таких структур, при включении в НК анизотропных металлических частиц или частиц с диэлектрическим ядром и металлической оболочкой. Исследовать изменение спектральных и поляризационных свойств при изменении параметров НК.

## Научная новизна

диссертационной работы состоит в следующем:

1. *Впервые* предложен метод суперпозиции модуляции показателя преломления для структурирования КПФК.

2. *Найдена* оптимальная схема возбуждения ТПП, в условиях его критической связи с падающим излучением ИК-диапазона.

3. *Впервые* предложен метод управления гибридными ТПП-МР-модами через воздействие на дефектный НЖК-слой электрического поля или через его нагревание.

4. *Исследованы* спектральные свойства ФК с дефектным слоем НК, который состоит из ориентационно упорядоченных диспергированных в прозрачной матрице металлических наночастиц сфероидальной формы. Показана существенная зависимость спектрального положения МР-мод от параметров НК.

## Положения, выносимые на защиту:

1. Метод суперпозиции модуляции показателя преломления позволяет осуществлять независимую настройку положения и глубины нескольких запрещенных зон квазипериодического фотонного кристалла.

2. Схема возбуждения таммовского плазмон-поляритона через полупрозрачный фотонный кристалл, сопряженный с непрозрачным металлическим зер-

калом, имеет принципиальное преимущество по сравнению со схемой возбуждения через полупрозрачный металлический слой, сопряженный с непрозрачным фотонным кристаллом. А именно, в условиях критической связи падающего излучения с таммовским плазмон-поляритоном, в первой схеме таммовский плазмон-поляритон имеет бóльшую добротность.

3. Способ управления спектральным положением гибридных таммовских-микрорезонаторных мод в фотонном кристалле с дефектным слоем нематика при помощи внешних полей. Управление осуществляется через электрическое поле, приложенное к нематику или через его нагревание. Гибридные моды испытывают спектральный скачок в точке фазового перехода нематик-изотропная жидкость, величина скачка зависит от поляризации падающего света.

4. Положение микрорезонаторных мод фотонного кристалла с анизотропным нанокompозитным дефектом чувствительно к изменению формы наночастиц, фактора заполнения, поляризации и угла падения света.

## **Теоретическая и практическая значимость.**

Метод суперпозиции модуляции показателя преломления, предложенный для структурирования КПФК позволяет создавать зеркала и фильтры с заранее заданным положением нескольких ЗЗ. Разработано программное обеспечение для моделирования светопропускания в таких структурах, позволяющее осуществлять настройку их параметров. Переход к возбуждению ТПП через полупрозрачный ФК позволяет создать тепловые эмиттеры с увеличенной добротностью. Предложенный метод управления ТПП через НЖК-слой, внедренный в структуру, может найти применение в таких приложениях, как сенсоры, фильтры, органические диоды и поглотители на основе ТПП. ФК, включающие НК-слои в качестве структурных элементов, могут быть использованы для создания фильтров и поляризаторов.

## **Методология и методы исследования.**

Основу диссертации составляют качественные, аналитические, полуаналитические и численные методы: временная теория связанных мод для описания добротности резонансов; метод трансфер-матрицы для расчета спектральных коэффициентов и распределения поля в неоднородных средах; метод Берремана для расчета анизотропных сред; преобразование Фурье для анализа спектральных свойств квазипериодических фотонных кристаллов; метод вариации свободной энергии жидкого кристалла для моделирования его управления внешним электрическим полем.

## **Степень достоверности и апробация результатов.**

Достоверность полученных результатов обусловлена непротиворечивостью использованных моделей основным физическим представлениям, корректностью использованных приближений, использованием известных численных методов, а также соответствием результатов теоретических и экспериментальных данных.

Материалы диссертации опубликованы в 9 печатных работах [8–16] в рецензируемых журналах из списка ВАК, среди которых “ACS Photonics”, “Optics Letters”, “JOSAB”, “Journal of Optics”, “Квантовая электроника”, “Оптика и спектроскопия”.

Результаты работы были представлены на Всероссийских и международных конференциях: «ECLC 2017» (Москва); «ACLC 2017» (Тайнань, Тайвань); «PIERS 2016» (Шанхай, Китай); «SIBCON 2013» (Красноярск); «Волны» в 2014-2016 гг. (Москва); «ФПО 2014» и «Оптика 2015» (С.-Петербург); «Всероссийский конкурс-конференция работ по оптике и лазерной физике» в 2014 и 2015 гг. (Самара).

## **Личный вклад автора.**

Все представленные в диссертации оригинальные результаты получены автором, либо при его непосредственном участии. Автором осуществлялась разработка теоретических и численных подходов, проектирование и оптимизация параметров образцов перед их созданием, анализ и обсуждение результатов экспериментов, подготовка результатов исследований к публикации. Основная часть численных расчётов, а также разработка и тестирование программ, выполнены лично автором. Выбор направлений и объектов исследований осуществлялся совместно с научным руководителем д. ф.-м. н., проф. С. Я. Ветровым. Алгоритм расчета слоистых сред, временная теория связанных мод, метод вариации свободной энергии жидкого кристалла реализованы совместно с д. ф.-м. н. И.В. Тимофеевым, алгоритм преобразования Фурье для квазипериодических структур и метод суперпозиции модуляции показателя преломления реализован совместно с к. ф.-м. н. А.М. Вьюнышевым.

## **Структура и объём диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы и 3 приложений. Общий объём диссертации 140 страниц, из них 124 страниц текста, включая 67 рисунков. Библиография включает 158 наименований на 16 страницах.

# Глава 1

## Современное состояние исследований

### 1.1 Фотонные кристаллы

Одномерные ФК – это структуры с периодически изменяющимся в одном направлении ПП [1]. Одномерные ФК обычно представляют собою слоистые структуры из диэлектрических материалов, поэтому часто их называют многослойными диэлектрическими или брэгговскими зеркалами, которые изучались задолго до введения концепции ФК [17, 18]. Если период изменения ПП соизмерим с длиной волны света, то в такой структуре возможна брэгговская дифракция света, которая приводит к возникновению полос отражения, или по-другому – ЗЗ ФК. Их возникновение обусловлено деструктивной интерференцией множества переотраженных от границ между слоями световых волн, распространяющихся через ФК. В отличие от металлических зеркал, ФК может обеспечивать отражение с низкими потерями на поглощение, что широко используется при создании резонаторов для лазеров и в других оптоэлектронных устройствах [1, 19]. Концепция ФК-структур также успешно применяется для объяснения оптических явлений в живой природе [20, 21].

Помимо наличия ЗЗ, ФК привлекают к себе внимание из-за возможности возбуждения в них локализованных и распространяющихся волноводных мод. Среди них выделяются краевые, дефектные и поверхностные моды. Свое название краевая мода получила из-за спектрального положения на краю ЗЗ ФК (Рисунок 1.1а). Световое поле такой моды локализуется в виде синусоидаль-



ных огибающих с узлами на границах ФК-структуры (Рисунок 1.1б). На основе краевых мод были предложены лазеры в изотропных и хиральных одномерных ФК [22–24], а также в двумерных ФК из металлических цилиндров [25].

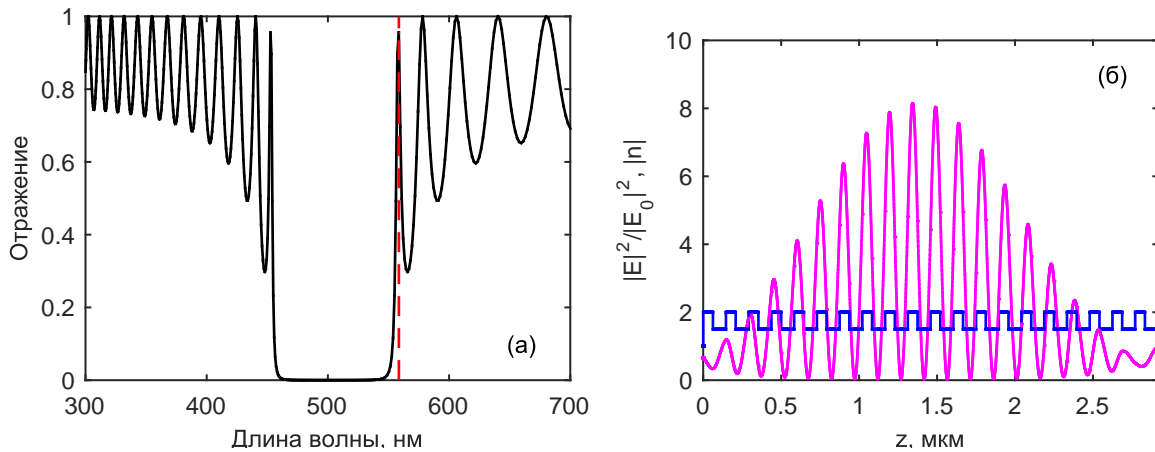


Рисунок 1.1: (а) Спектр отражения ФК. Красной линией показано положение краевой моды. (б) Распределение ПП (синий) и локальной интенсивности светового поля по структуре на длине волны краевой моды.

При внесении дефекта в ФК, например сбое в периодичности расположения слоев, изменении толщины или ПП одного из слоев, в ФК можно возбудить дефектную моду. Ее спектральное положение в ЗЗ ФК определяется оптической толщиной дефектного слоя, а световое поле такой моды локализуется на дефекте структуры (Рисунок 1.2). Дефектный слой в этом случае можно рассматривать как микрорезонатор, заключенный между двумя ФК-зеркалами. Поэтому такие моды часто называют также МР-модами. На основе МР-мод созданы лазеры, поглотители, фильтры и оптические переключатели, предложено усиление нелинейных и магнитооптических эффектов [1]. При введении анизотропного слоя в ФК, положение МР-моды в спектре начинает зависеть от поляризации света, что позволяет создавать селективные узкополосные поляризаторы на основе таких структур [26]. Недавно в одномерном ФК с анизотропным дефектным слоем были найдены связанные состояния в континууме [27].

Возможность управления МР-модами в ФК, содержащем в качестве дефекта НЖК была показана в работах [28–30]. Управление МР-модами было осу-

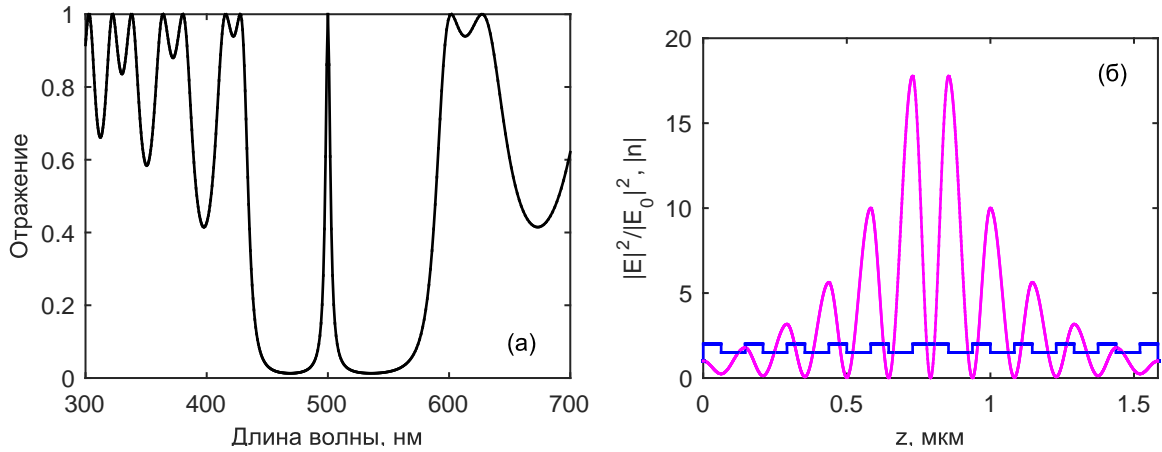


Рисунок 1.2: (а) Спектр отражения ФК. В центре ЗЗ виден пик, соответствующий МР-моду. (б) Распределение ПП (синий) и локальной интенсивности светового поля по структуре на длине волны МР-моды.

щественно с помощью приложения температурного, электрического и магнитного полей к дефектному слою, а также с помощью изменения угла падения и поляризации света (Рисунок 1.3).

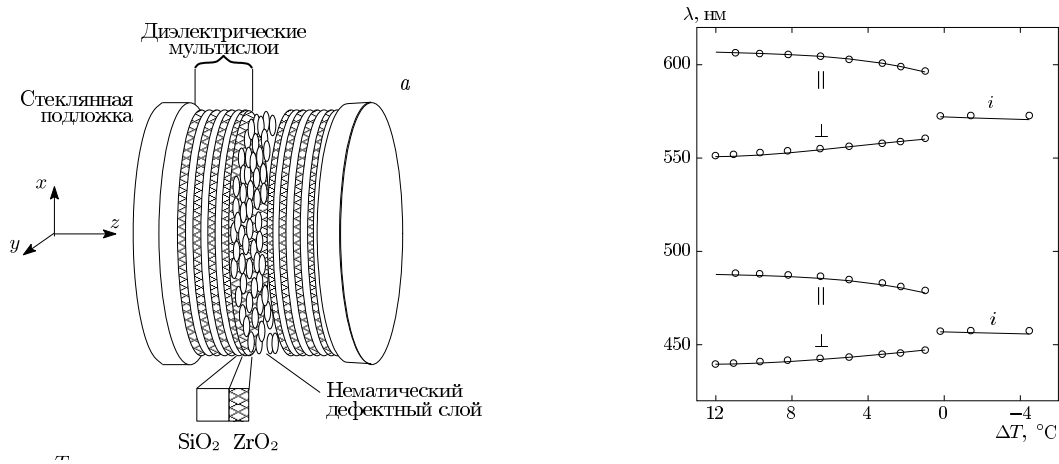


Рисунок 1.3: (слева) ФК с НЖК-дефектом. (справа) Положение максимумов коротковолновой и длинноволновой МР-мод в зависимости от температурной отстройки до точки фазового перехода нематик-изотропная жидкость [29].

На границе ФК и однородного диэлектрика могут распространяться поверхностные волны, которые локализуются на границе из-за полного внутреннего отражения с одной стороны, и брэгговского с другой [31]. Такие волны являются бегущими, и обычно называются блоховскими поверхностными волнами. На их основе предложены сенсоры, оптический пинцет (Рисунок 1.4), усиление ра-

мановского рассеяния, флуоресценции и эффекта Гуса-Хенхен [32]. С помощью поверхностных, краевых и МР-мод могут быть усилены магнитооптические эффекты Фарадея и Керра [33, 34].

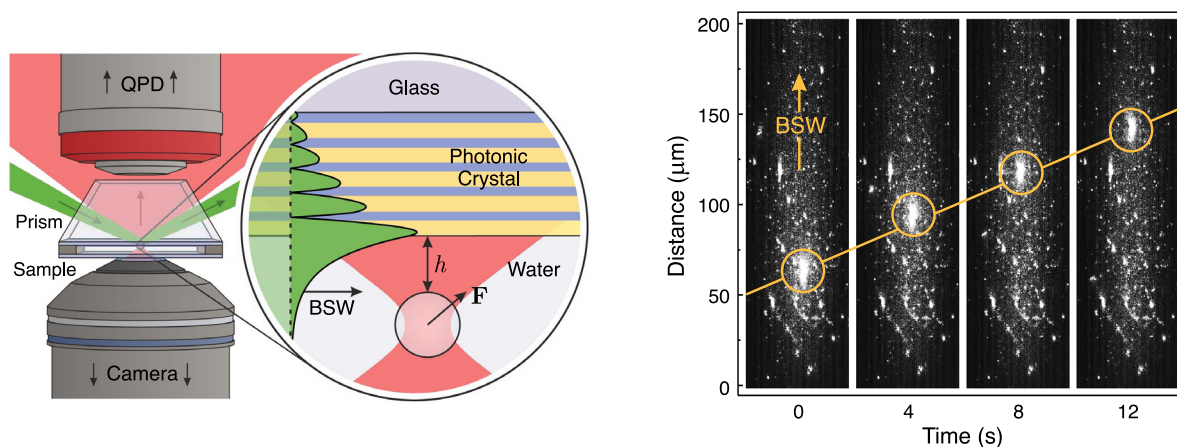


Рисунок 1.4: (слева) Схема оптического пинцета на основе блоховских поверхностных волн. (справа) Показано движение микрочастицы вблизи поверхности ФК, при распространении по ней блоховской поверхностной волны [35].

Другой тип локализованных мод возникает на границе между двумя ФК с перекрывающимися ЗЗ [36, 37] (Рисунок 1.5), или на границе ФК и леворукой среды [38]. Такие моды называют оптическими таммовскими состояниями.

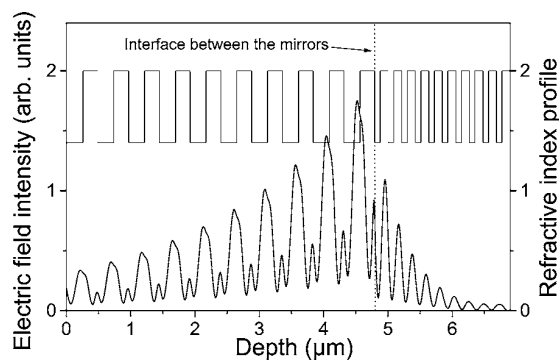


Рисунок 1.5: Распределение ПП и энергии светового поля по структуре на длине волны оптического таммовского состояния. Поле локализуется на границе между двумя ФК [36].

В работах [39, 40] было предложено электрическое управление таммовским состоянием, возникающем на границе двух ФК, один из которых содержит

НЖК в качестве одного из чередующихся слоев. Управление возможно благодаря сильной чувствительности направления директора в НЖК-слоях к приложенному напряжению, что отражается на ПП слоев и сдвигает ЗЗ ФК, а вместе с ней и положение таммовского состояния.

Дополнительные возможности управления спектром ФК возникают при введении в его структуру НК-слоев [6, 7, 41–47]. НК представляет собою прозрачную матрицу с диспергированными в ней металлическими наночастицами. ДП НК описывается в приближении эффективной среды [48–50]. Существуют технологии получения изотропных [51–56] и анизотропных НК (поляризационных стекол) [57–60] в видимой или прилегающей к видимой области спектра. Измеренные ДП НК-сред хорошо согласуются с ДП, полученными в рамках приближения эффективной среды. Технологии создания НК позволяют настраивать их эффективную ДП через вариацию величины заполнения частицами матрицы, их формы или размера.

## 1.2 Квазипериодические фотонные кристаллы

В зависимости от вида структуры, ФК (слоистые структуры) условно разделяют на периодические, квазипериодические и аperiodические. Существует распространенный путь для формирования КПФК, которые также называются детерминистическими аperiodическими структурами [61] или мозаиками, и занимают промежуточное положение между периодическими и аperiodическими ФК. Для этого вводится правило подстановки, выражающееся через математическую последовательность, и устанавливающее порядок добавления слоев с определенными ПП для получения КПФК. Были изучены несколько типов подстановок, среди которых: Фибоначчи, Морса-Туэ, Рудина-Шапиро, двойные периодические, октонаиччи, Кантора и Пелла [2].

В КПФК на основе подстановки Фибоначчи были предложены поляризатор [62], почти идеальный поглотитель [63], многочастотное терагерцовое управ-

ление [64], всенаправленные отражатели [65–67], усиление люминесценции [68], многомодовая фотон-экситонная связь [69] (Рисунок 1.6), а также исследованы дефектные моды [70], фаза Зака [71] и особенности эффекта Гуса-Хенхен [72].

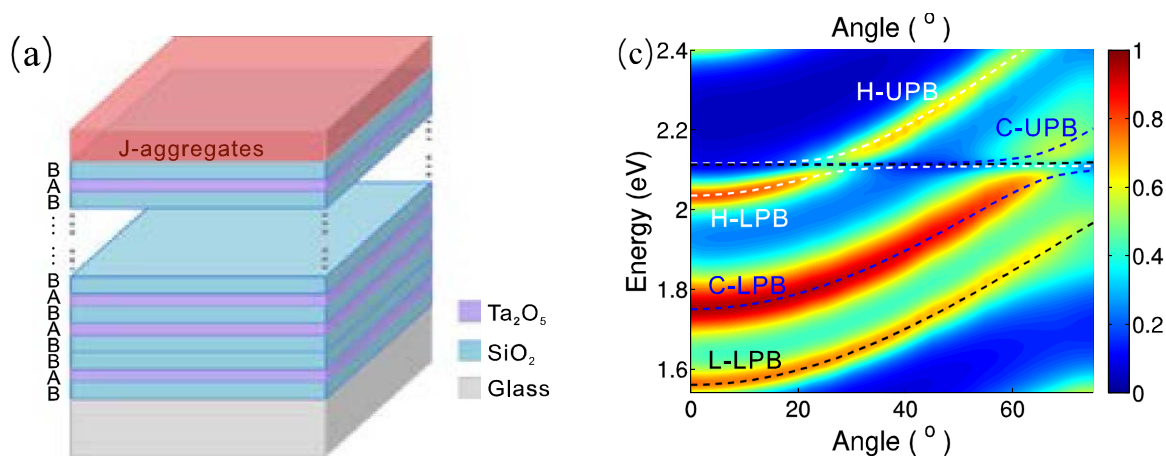


Рисунок 1.6: (слева) Схема КПФК типа Фибоначчи, покрытого органическим полупроводником. (справа) Спектр пропускания образца, демонстрирующий наличие многомодовой фотон-экситонной связи. Из рисунка видно квазипересечение дисперсионных кривых фотонных (микрорезонаторных) и экситонной мод (горизонтальная линия) [69].

В КПФК на основе подстановок Морса-Туэ и двойной периодической были исследованы особенности теплового излучения [73], поверхностные блоховские волны [74] (Рисунок 1.7), а также исследованы дефектные моды [75]; на основе подстановки октоначки был предложен всенаправленный отражатель [76]; на основе подстановки Пелла – многоволновой фильтр Шольца [77]. На основе фрактальных КПФК Кантора было предложено объяснение оптических свойств кожи некоторых видов рыб [78].

Другая возможность нарушения строгой периодичности в расположении слоев ФК – это внесение случайных отклонений в толщины слоев или ПП, что приводит к уширению ЗЗ [79–81]. Распределение элементов ФК по закону Пуассона позволяет локализовать поле источника, помещенного в такую среду [82]. В работе [83] было показано усиление амплитуды поля в МР-моды ФК со случайным разбросом толщин слоев.

**Table 1. First Four Generations of FQCs and TMADMs**

Generation ( $S_j$ )	FQC	TMADM
$S_0$	<i>A</i>	<i>A</i>
$S_1$	<i>AB</i>	<i>AB</i>
$S_2$	<i>ABA</i>	<i>ABBA</i>
$S_3$	<i>ABAAB</i>	<i>ABBABAAB</i>

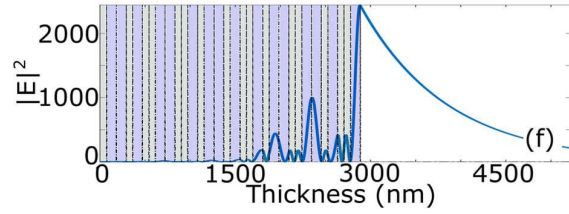


Рисунок 1.7: (слева) Первые четыре члена последовательности Фибоначчи и Морза-Туэ, определяющие порядок расположения слоев А и В в КПФК. (справа) Распределение светового поля для блоховской поверхностной волны в КПФК типа Морза-Туэ, состоящего из 32 слоев (5 членов последовательности). Видна большая глубина проникновения поверхностной волны в воздух [74].

Другой тип КПФК представлен логической комбинацией двух периодических ФК с близкими периодами [84]. Спектр пропускания такой структуры демонстрирует частотную область с высокой плотностью медленных мод (Рисунок 1.8).

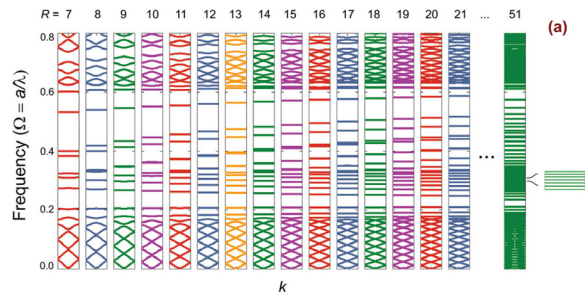
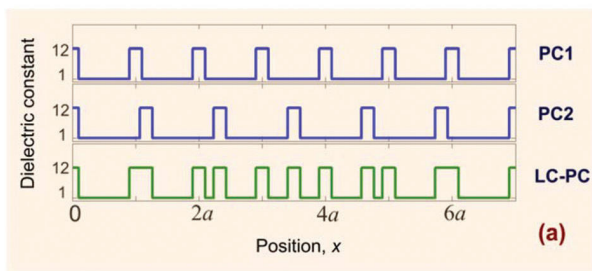


Рисунок 1.8: (слева) ДП для ФК1, ФК2 и для КПФК, полученного путем их логической комбинации. (справа) Зонная структура КПФК. Периоды ФК1 и ФК2 равны соответственно R и R-1. В ЗЗ КПФК существует большая плотность медленных мод [84].



Также были рассмотрены дупериодические структуры, полученные суммированием двух гармонических функций [85]. Такие структуры могут быть использованы для создания устройств, оперирующих с “медленным светом” (Рисунок 1.9).

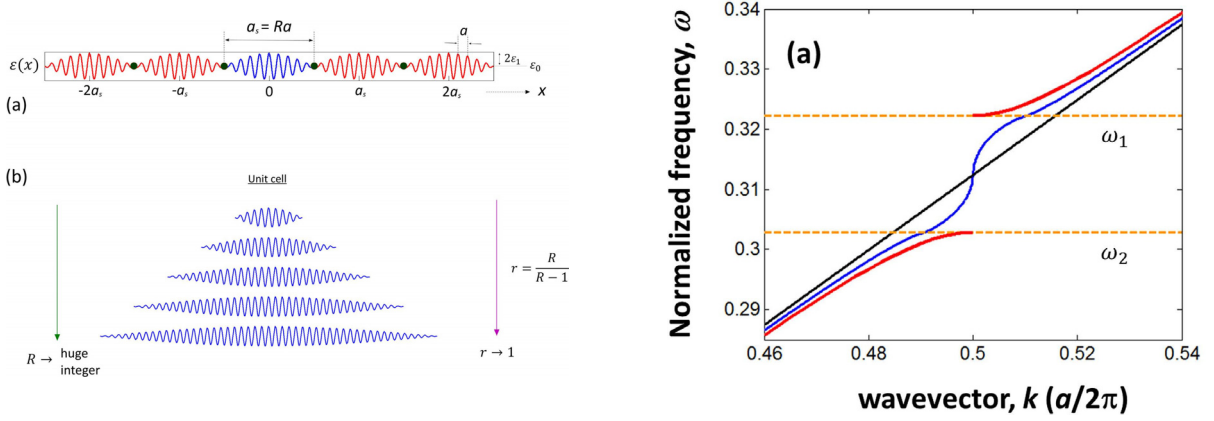


Рисунок 1.9: (слева) ДП КПФК, полученного путем суммирования двух гармонических функций  $\cos$ , периоды которых относятся как  $r = \frac{R}{R-1}$ . (справа) Дисперсионная кривая КПФК (синий) при  $r \rightarrow 1$ . Групповая скорость в центре ЗЗ равна нулю [85].

### 1.3 Таммовский плазмон-поляритон

ТПП – это поверхностная мода, которая реализуется, когда свет запирается между двумя зеркалами [3, 86] (Рисунок 1.10). Одно из них обладает брэгговским механизмом отражения – это ФК. Другое – металлическим, т.е. обладает ДП, меньшей нуля  $Re(\epsilon) < 0$  (металл или НК в определенной области длин волн [87]). Спектрально ТПП проявляется в виде резонансных линий в спектрах отражения или пропускания структуры [88] (Рисунок 1.10).

В отличие от ППП, ТПП может быть возбужден для обеих ТМ- и ТЕ-поляризаций света, даже при нормальном падении света на границу. ТПП нашел применение при создании лазеров [89], источников одиночных фотонов [90],

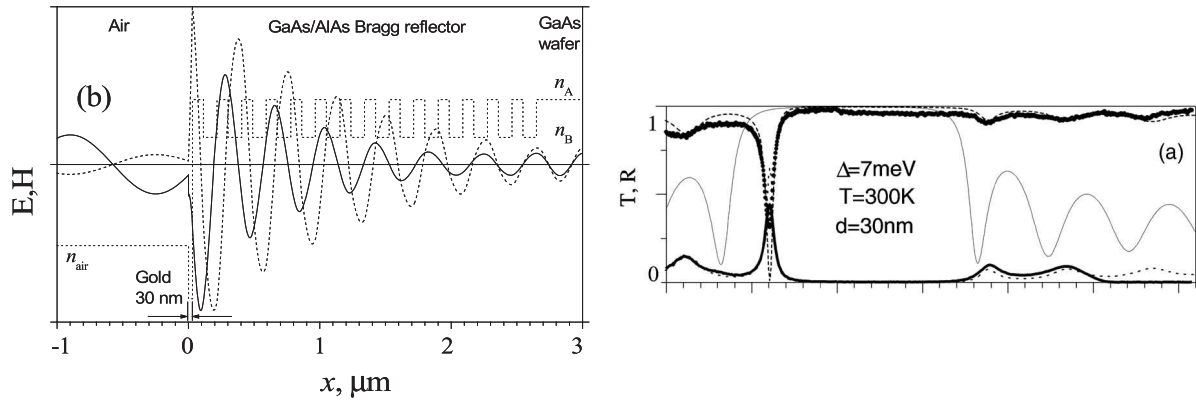


Рисунок 1.10: (слева) Распределение поля в ФК, сопряженном с металлическим слоем на длине волны ТПП [3]. Поле локализовано на границе между ФК и металлом и спадает в обе стороны от нее. (справа) Спектральное проявление ТПП [88].

сенсоров и оптических переключателей [91,92], оптических фильтров, тепловых эмиттеров [93], усилении нелинейных эффектов [86].

Таммовский плазмон-поляритон, также называемый оптическим таммовским состоянием, назван так по аналогии с электронным таммовским состоянием в физике конденсированных сред [94]. Уравнение Шредингера для электрона, имеющего кинетическую энергию  $W$ , записывается в виде:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi + \frac{2m}{\hbar^2} [W - U(z)] \psi = 0, \quad (1.1)$$

где  $U(z)$  – распределение потенциала,  $m$  – масса электрона,  $\psi$  – волновая функция,  $\hbar$  – постоянная Планка. Уравнения Максвелла для ТЕ-волны сводятся к уравнению Гельмгольца [Приложение А]:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_y - [k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(z)] E_y = 0. \quad (1.2)$$

Из сравнения уравнений (1.1) и (1.2) видно, что они математически эквиваленты, причем роль потенциала для электромагнитных волн играет ДП  $-\varepsilon(z)$ . При аналогичных граничных условиях, эти уравнения дают аналогичные ре-



шения. В задаче Тамма было рассмотрено решение для электрона на границе периодического потенциала атомной решетки и потенциального барьера в вакууме (Рисунок 1.11). В задаче, рассмотренной авторами в [3,86] было рассмотрено решение для электромагнитных волн на границе ФК, с периодическим распределением ДП, и металла с отрицательной ДП (Рисунок 1.10), играющей роль потенциального барьера. Различие знаков потенциальных барьеров видно из уравнений (1.1) и (1.2).

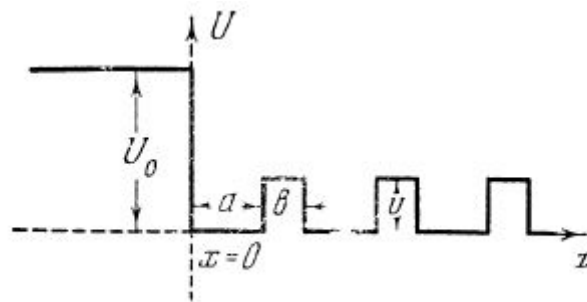


Рисунок 1.11: Распределение потенциала в задаче об электронных таммовских-состояниях [94].

Дисперсионная кривая ТПП вблизи центра ЗЗ ФК, была приведена в работах [3,95], с существенными ограничениями на область длин волн и геометрические параметры ФК. Дисперсионная кривая ТПП, без накладывания этих ограничений, была приведена в работе [96], однако авторы не приводят аналитическую формулу для дисперсионной кривой, ограничиваясь численным решением матричных соотношений. Также не была построена зависимость дисперсионных кривых от толщины трансформационного слоя ФК (спейсера, первого слоя), примыкающего к металлу. Спейсер играет роль микрорезонатора, заключенного между металлическим и ФК-зеркалами, и определяет частоту ТПП, а также энергию, накопленную в резонансе ТПП. Поэтому становится актуальной задача поиска аналитического выражения для дисперсии ТПП.

В последние несколько лет рассматривалась задача оптимизации структуры для улучшения добротности ТПП, а также увеличения поглощения света на длине волны ТПП. Влияние на добротность материала металлической пленки,

покрывающей ФК, методом анализа комплексного адмиттанса структуры было рассмотрено в [97], а также экспериментально в [98]. Влияние на добротность и поглощение света схемы возбуждения, а также дизайна структуры, в которой возбуждается ТПП было рассмотрено в [99]. Поиск условий критической связи для ТПП-структур разного дизайна (разных схем возбуждения) был выполнен качественно с помощью численного расчета в работе [4]. При этом рассуждения авторов основывались на временной теории связанных мод [100], но не позволили сделать какие-то выводы о преимуществе одной схемы возбуждения над другой.

## 1.4 Гибридные таммовские моды

ТПП-мода может гибридизоваться с другими типами мод, при их одновременном возбуждении в системе. В работах [95, 101, 102] была теоретически исследована и экспериментально подтверждена возможность образования гибридных ТПП-экситонных мод. Для их получения квантовые стенки внедряют вблизи металлического слоя (Рисунок 1.12). Большая локализация поля на длине волны ТПП позволяет добиться в этом случае интенсивной эмиссии экситонов в квантовых стенках. Настройка параметров структуры позволяет изменять длину волны эмиссионных пиков (Рисунок 1.12). При этом в работе [95] ТПП-экситонная мода также была гибридизована с третьей, МР-модой. Приложение электрического напряжения к квантовым стенкам позволяет осуществить управление ТПП-экситонными модами за счет эффекта Штарка [103], а также нагревания образца, которые приводят к сдвигу резонансных экситонных длин волн [104]. На основе гибридных ТПП-экситонных мод были также предложены источники одиночных фотонов [105].

При использовании призмного метода возбуждения (Рисунок 1.13), в системе одновременно могут возбуждаться ТПП и ППП [106]. Гибридные ТПП-ППП-моды были обнаружены экспериментально в работе [5] (Рисунок 1.13). На

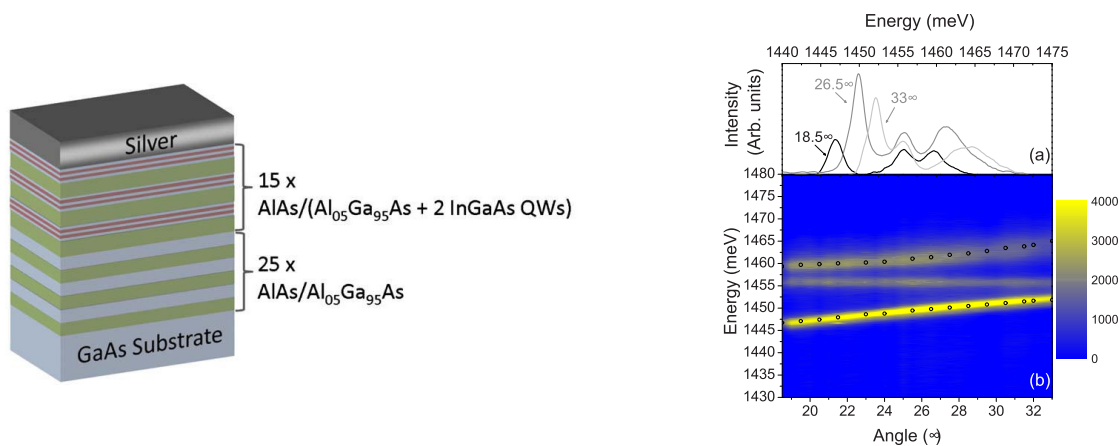


Рисунок 1.12: (слева) Структура для наблюдения гибридных ТПП-экситонных мод. (справа) Измеренные эмиссионные спектры структуры, в которой возбуждаются одновременно ТПП и экситонная мода. Показано движение пиков, соответствующих гибридным модам при изменении угла падения света. Из рисунка видно квазипересечение дисперсионных кривых ТПП и экситонной мод [102].

их основе были предложены сенсоры, чувствительные к ПП материала, покрывающего металлическую пленку [107], а также усиливающие люминесценцию молекул, помещенных на нее [108].

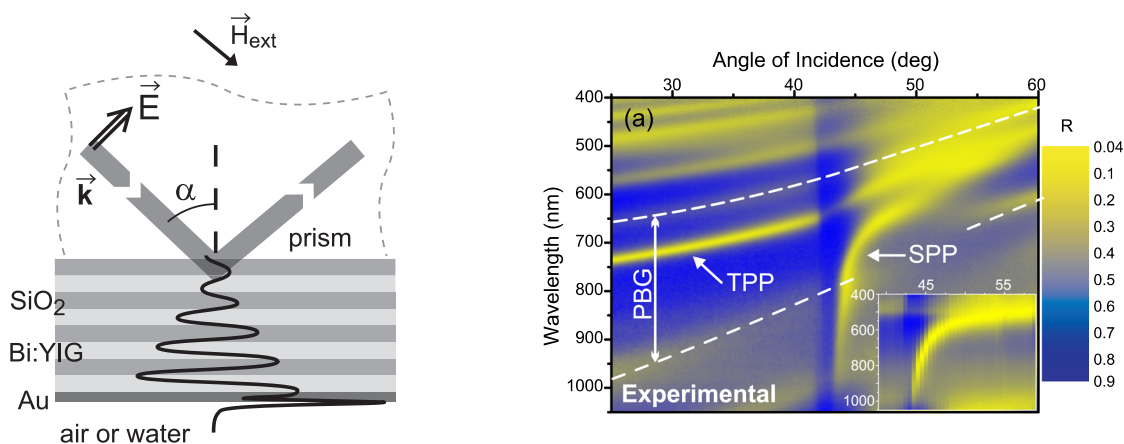


Рисунок 1.13: (слева) Призмный метод возбуждения гибридных ТПП-ППП-мод [106]. (справа) Экспериментальные спектры отражения в зависимости от угла падения. Из рисунка видно квазипересечение дисперсионных кривых ТПП и ППП в ЗЗ ФК [5].

В работе [109] были исследованы гибридные моды, образованные ТПП, ППП и локализованным поверхностным плазмоном (ЛПП) в металлических нанопро-

волоках (Рисунок 1.14). Гибридизация ТПП с ЛПП позволяет усилить локализацию света на поверхности металлических нанопроволок [110, 111].

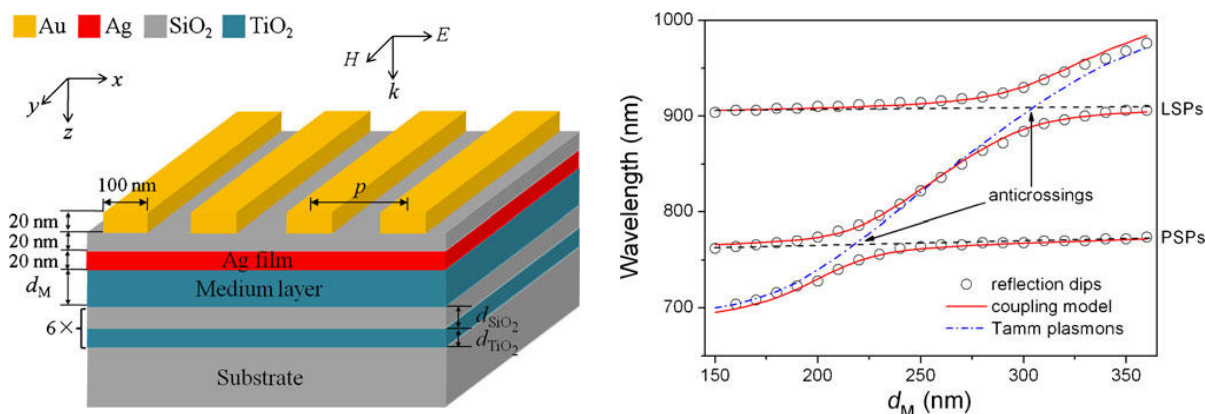


Рисунок 1.14: (слева) Структура для наблюдения гибридных ТПП-ППП-ЛПП-мод. (справа) Движение ТПП-ППП-ЛПП-мод при изменении толщины первого слоя ФК (спейсера). Из рисунка видно квазипересечение дисперсионных кривых [109].

Новый тип волноводных мод возникает при гибридизации двух ТПП, локализованных на краях ФК, ограниченного металлическими или НК-слоями [87, 112] (Рисунок 1.15).

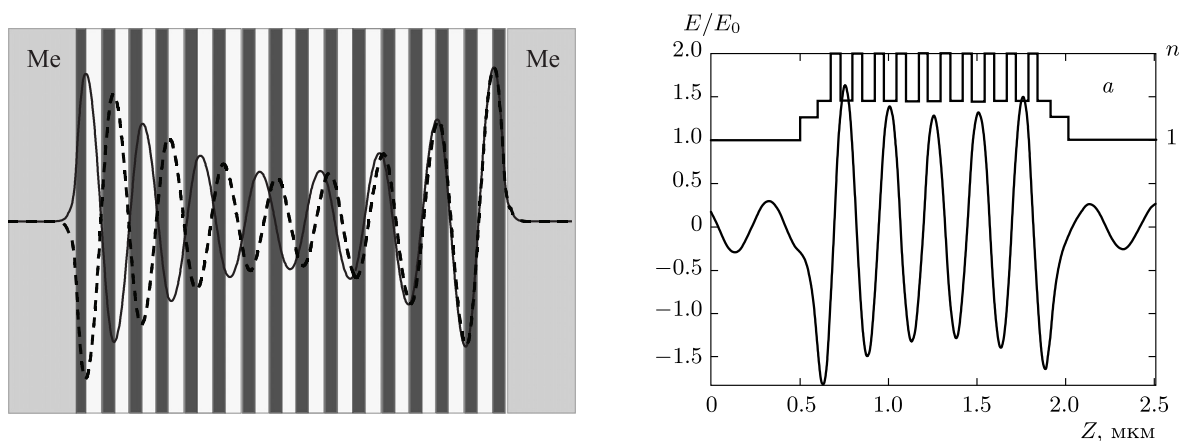


Рисунок 1.15: Распределение поля для связанных ТПП-мод, локализованных на обеих границах ФК, ограниченного металлическими (слева) [112] или НК-слоями (справа) [87].

В последние годы пристальное внимание уделяется гибридным модам, возникающим при одновременном возбуждении в ФК-системе ТПП и МР-

моды [95]. В работах [113–115] были экспериментально обнаружены гибридные таммовские состояния. Была осуществлена настройка положения резонансных длин волн путем изменения поляризации падающего света, а также путем создания структуры с переменной толщиной внедренного металлического слоя и ее сканирования пучком света с малой апертурой (Рисунок 1.16).

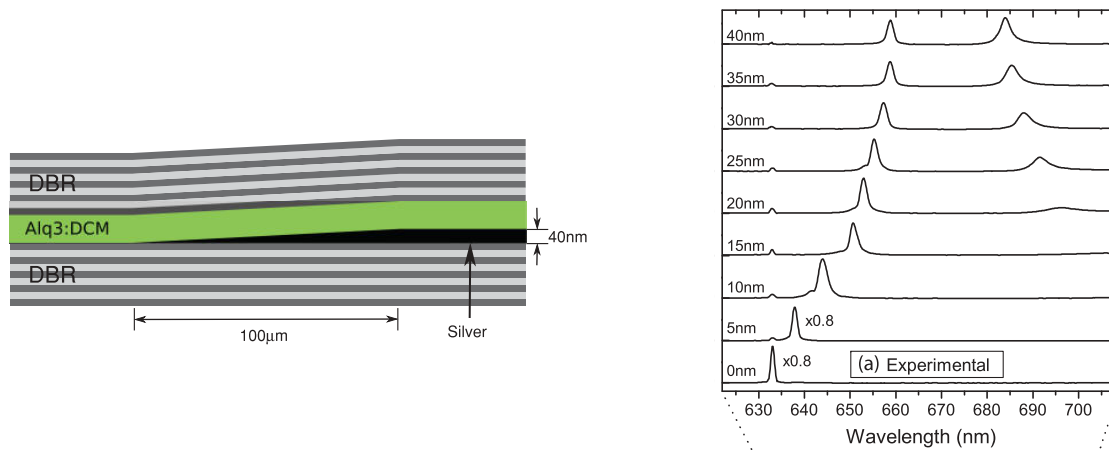


Рисунок 1.16: (слева) Структура для наблюдения гибридных ТПП-МР-мод. (справа) Измеренные эмиссионные спектры структуры, в которой возбуждаются одновременно ТПП и МР-мода. Показано движение пиков, соответствующих гибридным модам при изменении толщины серебряного слоя, внедренного в структуру [113].

В работе [116] был предложен новый дизайн для органических солнечных ячеек, в котором реализована идея увеличения поглощения света за счет широкого сдвоенного пика в спектре, соответствующего гибридным модам (Рисунок 1.17).

Идея испускания света на двух резонансных длинах волн, соответствующих гибридным модам, была использована в белых органических светодиодах, действующих по принципу двукомплементарной цветовой стратегии [117]. Экспериментально реализованные белые светодиоды демонстрируют высокое качество белого цвета, улучшенные характеристики визуального восприятия и электролюминесцентную эффективность (Рисунок 1.17). Такие органические свето-

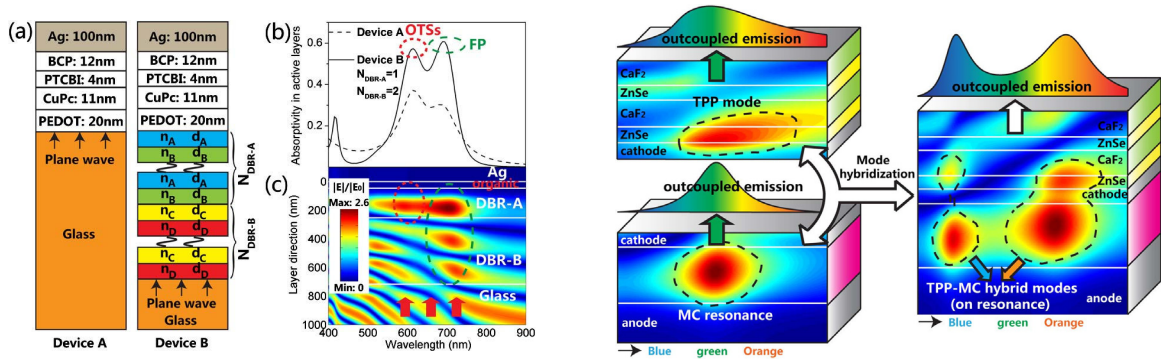


Рисунок 1.17: (слева) Солнечная ячейка, обеспечивающая широкий сдвоенный пик поглощения, соответствующий гибридным ТПП-МР-модам [116]. (справа) Схема белого светодиода, испускающего свет на двух длинах волн, соответствующих гибридным ТПП-МР-модам [117].

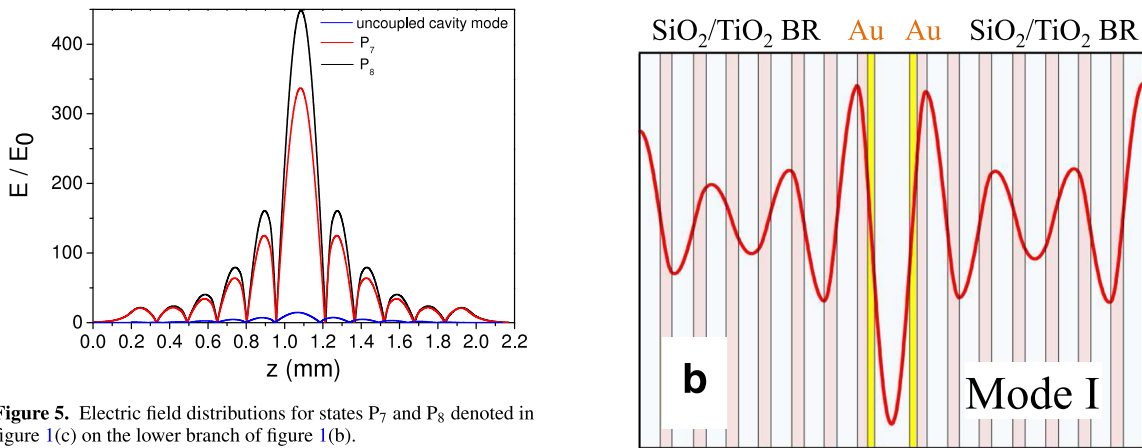


Figure 5. Electric field distributions for states  $P_7$  and  $P_8$  denoted in figure 1(c) on the lower branch of figure 1(b).

Рисунок 1.18: (слева) Распределение энергии светового поля гибридной ТПП-МР-моды, обеспечивающей усиление поля в микрорезонаторе в центре симметрии структуры [118]. (справа) Распределение поля гибридной ТПП-МР-моды, обеспечивающей уменьшение поглощения в металлических слоях [119].

диоды имеют большой потенциал как энергоэффективные источники света и полноцветные плоскочелюстные дисплеи.

Также было исследовано образование трех гибридных мод, при одновременном возбуждении пары таммовских и одной МР-моды. При этом одна из гибридных мод обеспечивает чрезвычайное усиление поля в микрорезонаторе,

что открывает возможность усиления нелинейных оптических эффектов [118] (Рисунок 1.18).

Гибридизация позволяет наряду с усилением поля в микрорезонаторе, уменьшить поглощение во внедренных в структуру металлических слоях [119] (Рисунок 1.18).

В вышеупомянутых работах настройка резонансных длин волн ТПП-МР-мод и распределение энергии света по структуре может быть осуществлена путем подбора параметров структуры только в процессе ее изготовления.

# Глава 2

## Квазипериодические фотонные кристаллы, полученные методом суперпозиции модуляции показателя преломления

В данной главе описывается новый метод структурирования КПФК. Данный метод позволяет создавать многослойные структуры с независимо настраиваемым положением ЗЗ.

### 2.1 Метод суперпозиции модуляции показателя преломления

Рассмотрим КПФК, ПП которого формируется через суперпозицию нескольких пространственных гармоник с различными пространственными частотами, которые определяют спектральное положение ЗЗ. Данный подход был применен ранее в нелинейной оптике для многоволнового преобразования [120–122] и генерации второй гармоники в процессе дифракции Рамана-Ната [123]. ПП предложенной структуры описывается формулой:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cdot \operatorname{sgn} \left( \sum a_j \sin [G_j z + \phi_j] \right). \quad (2.1)$$

Здесь  $n_0$  – это средний ПП,  $\Delta n$  – это максимальное отклонение ПП от его среднего значения  $n_0$ ,  $a_j$ ,  $G_j$  и  $\phi_j$  – это амплитуда, пространственная частота



(вектор обратной решетки) и фаза  $j$ -ой пространственной гармоники,  $\text{sgn}(x) = |x|/x$  – это функция Кронекера. Мы ограничим наше рассмотрение случаем двух гармоник, так что (2.1) упрощается:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cdot \text{sgn}(a_1 \sin G_1 z + a_2 \sin G_2 z). \quad (2.2)$$

Пространственные и спектральные характеристики КПФК были исследованы в сравнении с одномерными ФК с частотами  $G_1$  и  $G_2$ . Расчет спектров пропускания, отражения и распределение поля в структуре был выполнен методом трансфер-матрицы [Приложения А и Б]. В расчетах плоская линейно поляризованная световая волна падает нормально на произвольную слоистую структуру. Модуляция ПП структуры становится периодической, если любая из двух амплитуд в уравнении (2.2) будет равна нулю (например,  $a_2 = 0$ ). Период такой структуры равен  $\Lambda = 2\pi/G_1$ , и в ее спектре Фурье проявляется максимум на пространственной частоте  $G_1$  (Рисунок 2.1б). В результате в спектре пропускания возникает ЗЗ первого порядка, соответствующая пространственной частоте  $G_1$  (Рисунок 2.2а), положение которой отвечает условию Брэгга [1]:

$$\lambda_m = 2\pi(n_1 + n_2)/mG, \quad (2.3)$$

где  $n_{1,2}$  – это ПП слоев, из которых состоит ФК.

Если оставить оба слагаемых в уравнении (2.2), получается более сложная пространственная модуляция ПП, соответствующая КПФК структуре (Рисунок 2.1а). В расчете были использованы параметры, которые были взяты для изготовления КПФК из пористого кремния, описываемого в следующем разделе. Параметры расчета:  $n_0 = 1.40$ ,  $\Delta n = 0.08$ ,  $a_1 = a_2 = 1$ ,  $G_1 = 26.7$  рад · мкм<sup>-1</sup>,  $G_2 = 35.6$  рад · мкм<sup>-1</sup>.

Период КПФК структуры равен  $\Lambda = 2\pi/G_3$ , где  $G_3$  – это наибольший общий делитель  $\{G_1, G_2\}$ . Если  $G_2/G_1$  – рациональное число, тогда  $\Lambda$  – это конечное число и структура обладает трансляционной симметрией. В исследуемом слу-

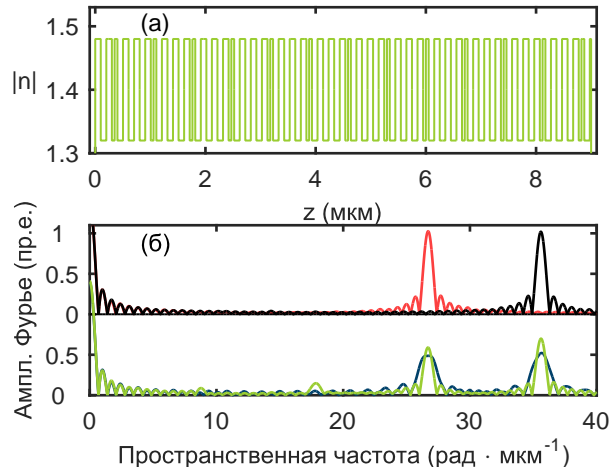


Рисунок 2.1: (а) Модуляция ПП, вычисленная по формуле (2.2). (б) Спектр Фурье ПП как функция пространственной частоты для периодического ФК (красный и черный), для сопряженных ФК (индиго) и КПФК (желто-зеленый) [9].

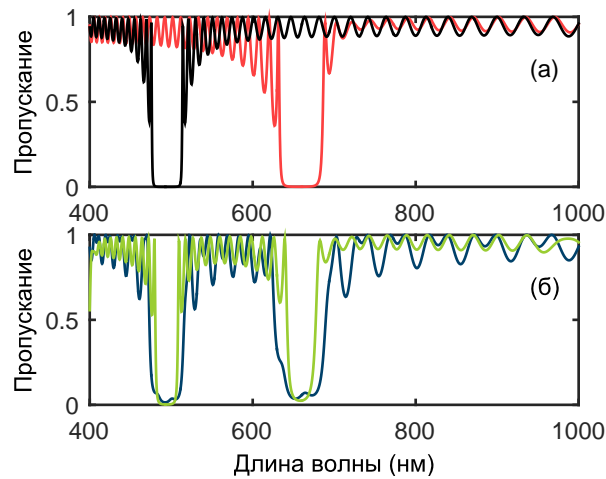


Рисунок 2.2: (а) Рассчитанные спектры пропускания для периодических ФК с  $G_1 = 26.7 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (красный) и  $G_2 = 35.6 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (черный). (б) Рассчитанные спектры пропускания для сопряженных ФК (индиго) и КПФК (желто-зеленый) [9].

чае, наибольший общий делитель  $G_3$  равен  $8.9 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ . Тогда период КПФК равен  $0.706 \text{ мкм}$  и 12 полных периодов укладываются на толщине КПФК равной  $9 \text{ мкм}$ . Элементарная ячейка КПФК содержит 8 слоев. Такая структура отличается от обычного одномерного ФК, состоящего из двух чередующихся слоев или более специфического случая трехслойных структур [124, 125].

При определенном выборе пространственных частот, элементарная ячейка может содержать произвольное количество слоев, поэтому ее размер может превышать общий размер слоистой структуры. Спектр Фурье структуры, описываемой уравнением (2.2) демонстрирует наличие двух пиков, соответствующих пространственным частотам  $G_1$  и  $G_2$ , вместо одного на частоте  $G_3$ , возникающего из-за периодичности КПФК структуры (Рисунок 2.1б). Если принять во внимание связь между пространственными и спектральными характеристиками структуры, то можно ожидать возникновения двух ЗЗ со спектральными положениями определяемыми уравнением (2.3). В действительности, рассчитанные спектры пропускания КПФК подтверждают данное предположение (Рисунок 2.2б): можно видеть наличие двух ЗЗ с центральными длинами волн соответствующими обычным ФК, представленным на Рисунке 2.2а. В общем случае, центральная длина волны ЗЗ может быть найдена из уравнения (2.3) подстановкой величин  $G_1$  и  $G_2$ . В данном случае отношение  $G_1$  к  $G_2$  равно 3:4 и длина волны ЗЗ может быть найдена через  $G_3$  с множителями  $m = 3$  и 4, соответственно. Расчет демонстрирует, что оптические волны претерпевают селективную брэгговскую дифракцию для обеих пространственных частот.

Сравним КПФК с более прямым методом формирования двух ЗЗ, возникающих при сопряжении двух периодических ФК с пространственными частотами  $G_{1,2}$ . На Рисунке 2.2б показаны рассчитанные спектры для КПФК и сопряженных ФК, имеющих толщину по 4.5 мкм. Из рисунка видно, что ЗЗ сопряженных ФК имеют искажения, в то время как ЗЗ КПФК имеют гладкую форму. Также видно, что полоса пропускания между двумя ЗЗ имеет меньшие осцилляции для КПФК по сравнению со случаем сопряженных ФК. Те же самые отличия можно увидеть и из спектра Фурье обеих структур (Рисунок 2.1б).

Предложенный подход для формирования КПФК позволяет осуществить независимую настройку положения ЗЗ структуры. На Рисунке 2.3 представлен рассчитанный спектр пропускания КПФК при фиксированном значении

пространственной частоты  $G_1$  и непрерывном изменении значения пространственной частоты  $G_2$ .

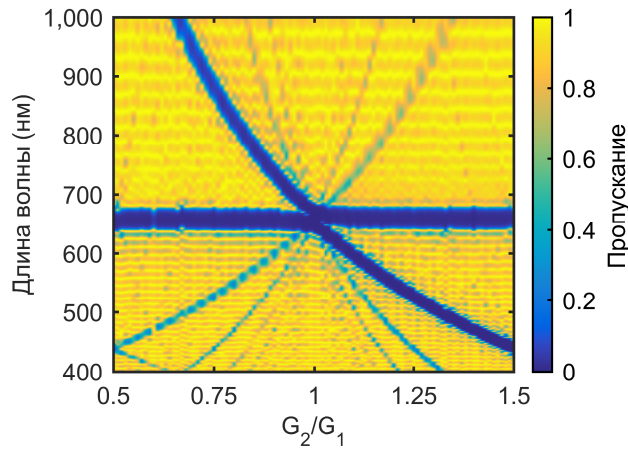


Рисунок 2.3: Рассчитанный спектр пропускания КПФК при изменении отношения  $G_2/G_1$  ( $G_1 = 26.7 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ) [9].

Из рисунка видно, что ЗЗ, соответствующая пространственной частоте  $G_2$ , сдвигается в коротковолновую область при возрастании ее величины. Положение ЗЗ, соответствующей  $G_1$ , остается практически неизменным, за исключением небольшого спектрального сдвига вблизи точки пересечения  $G_2 = G_1$ , соответствующей обычному периодическому ФК. Подбор пространственных частот  $G_1$  и  $G_2$  может быть использован для формирования полосы пропускания произвольной ширины, находящейся между двумя ЗЗ. Стоит отметить также, что глубины ЗЗ в КПФК зависят от выбора соотношения между величинами амплитуд  $a_1$  и  $a_2$ , и могут быть произвольно подобраны (Рисунок 2.4).

## 2.2 Экспериментальная проверка метода

Для экспериментальной проверки метода суперпозиции модуляции ПП, была изготовлена серия образцов КПФК из пористого кремния. Образцы были получены методом электрохимического травления кремния в плавиковой кислоте [126]. При электрохимическом травлении в пластине кремния образуются поры, диаметр которых зависит от силы тока, проходящего через раствор. ПП

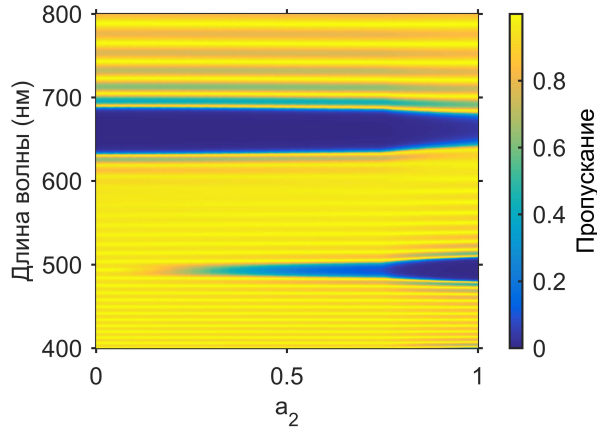


Рисунок 2.4: Рассчитанный спектр пропускания КПФК при изменении амплитуды  $a_2$  ( $a_1 = 1$ ,  $G_1 = 26.7$  рад  $\cdot$  мкм $^{-1}$ ,  $G_2 = 35.6$  рад  $\cdot$  мкм $^{-1}$ ).

полученного материала зависит от размера пор. Регулировка силы тока позволяет создавать структуры с наперед заданным распределением ПП. Для проверки метода была изготовлена серия образцов с распределением ПП, определяемым формулой (2.2). После травления структура из пористого кремния отжигается и превращается в пористый кварц. На Рисунке 2.5 представлена микрофотография образца КПФК, полученного таким методом. Параметры КПФК, представленного на микрофотографии совпадают с расчетными параметрами на Рисунке 2.1а. Сравнение обоих рисунков показывает хорошее согласие рассчитанного и полученного экспериментально распределения ПП по толщине образца. Это свидетельствует о высоком качестве изготовленных образцов. Показатели преломления слоев, из которых состоят образцы, равны 1.32 и 1.48, что соответствует значениям  $n_0 = 1.40$ ,  $\Delta n = 0.08$  в формуле (2.2). Полученные образцы имели толщину около 9 мкм.

Измеренные спектры пропускания образцов, представленные на Рисунке 2.6 подтверждают проявление двух ЗЗ, положение которых определяется пространственными частотами  $G_1$  и  $G_2$ . При сопоставлении экспериментальных и рассчитанных спектров, пространственные частоты в расчетах были немного скорректированы. Эта корректировка обусловлена неопределенностью, присущей сложному способу изготовления КПФК. Задаваемые в эксперименте и подо-

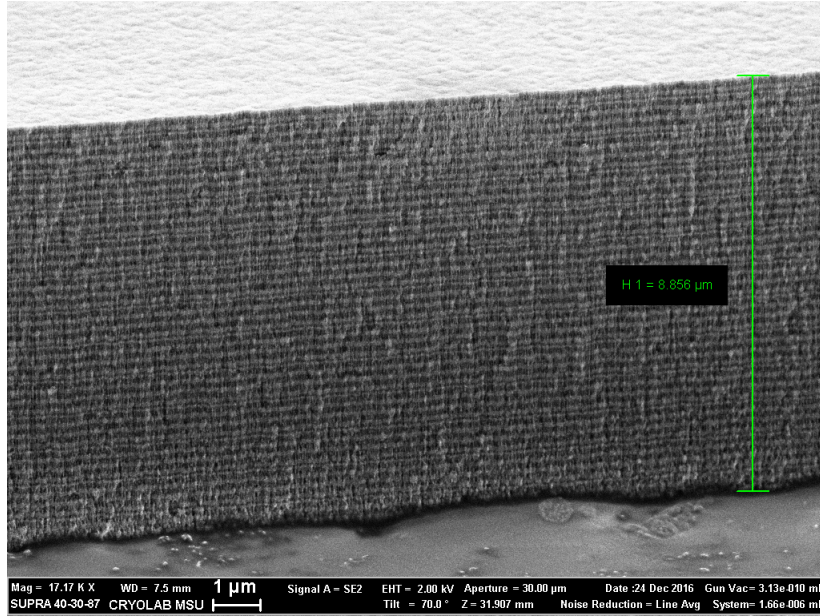


Рисунок 2.5: Электронная микрофотография поперечного среза образца КПФК из пористого кремния ( $G_1 = 26.7 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ,  $G_2 = 35.6 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ) [9].

гнанные при численном расчете значения представлены в Таблице 2.1. Малое отклонение параметров свидетельствует о высоком качестве полученных образцов. При этом рассчитанные и измеренные спектры хорошо согласуются (Рисунок 2.6).

Образец #	Задаваемое $G_2$ (рад $\cdot$ мкм $^{-1}$ )	Подогнанное $G_2$ (рад $\cdot$ мкм $^{-1}$ )	$\lambda_{meas.}$ (нм)	$\lambda_{calc.}$ (нм)
1	17.8	18.1	976	972
2	22.2	22.4	790	785
3	26.7	26.8	655	657
4	31.1	30.9	570	570
5	35.6	37.9	464	464
6	40.0	44.3	398	397

Таблица 2.1: Задаваемые при изготовлении и подогнанные значения пространственных частот  $G_2$ ; измеренная и рассчитанная по формуле (2.3) длина волны центра ЗЗ при фиксированном значении  $G_1 = 26.7 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  [9]

На Рисунке 2.7 показаны измеренные спектры пропускания для всех изготовленных образцов КПФК в зависимости от величины  $G_2$ . Из рисунка четко видно, что ЗЗ, соответствующая пространственной частоте  $G_2$ , демонстрирует



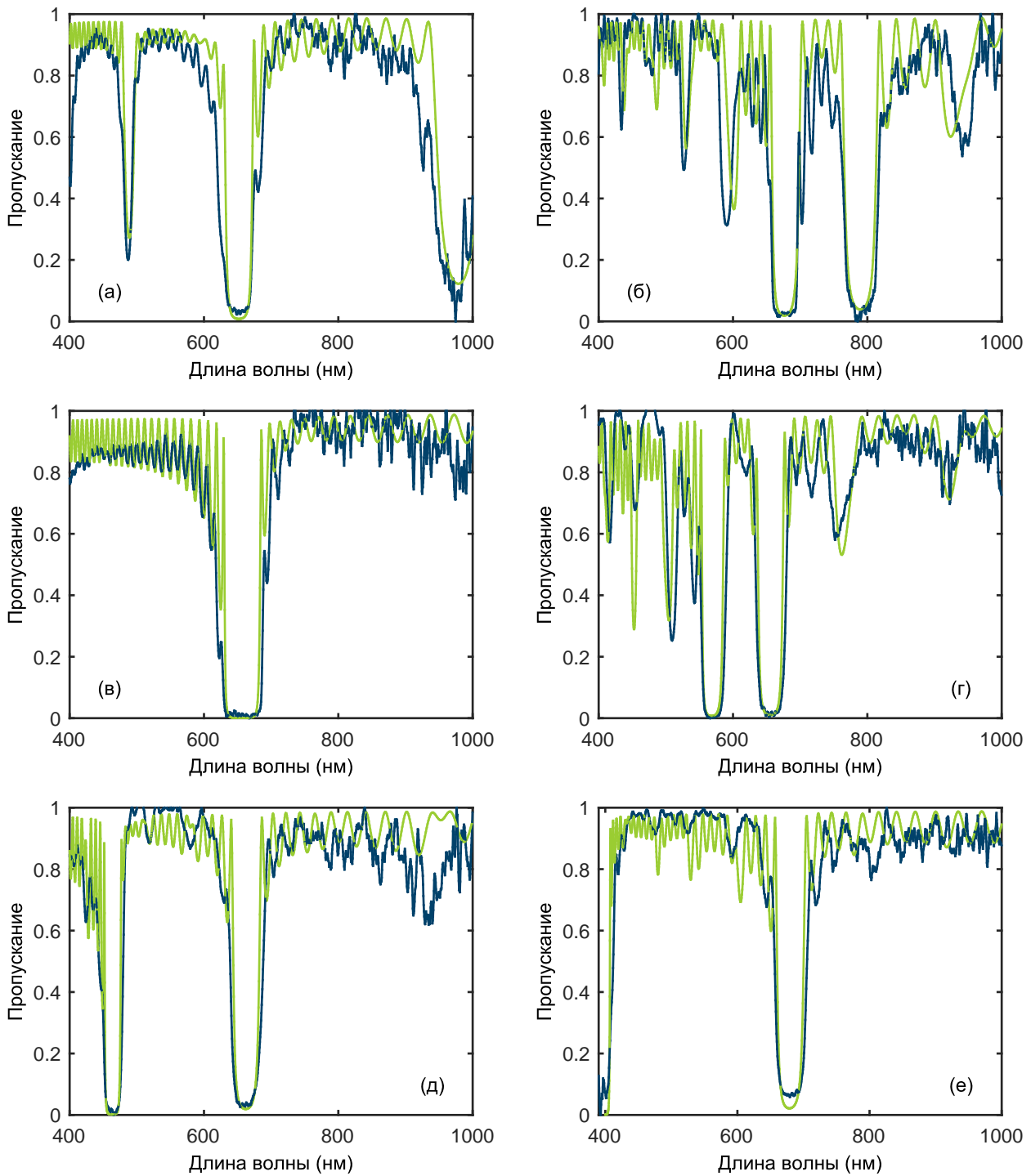


Рисунок 2.6: Измеренные (индиго) и рассчитанные (желто-зеленый) спектры пропускания КПФК при фиксированном значении  $G_1 = 26.7 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ ; (а)  $G_2 = 17.8 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (б)  $G_2 = 22.2 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (в)  $G_2 = 26.7 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (г)  $G_2 = 31.1 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  (д)  $G_2 = 35.6 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$  [9] (е)  $G_2 = 40 \text{ рад} \cdot \text{мкм}^{-1}$ .

спектральный сдвиг. Экспериментальный результат хорошо согласуется с численным расчетом (Рисунок 2.3). Экспериментальные и теоретические результаты для центральной длины волны ЗЗ обобщены в Таблице 2.1, из которой видно хорошее согласие теории и эксперимента.

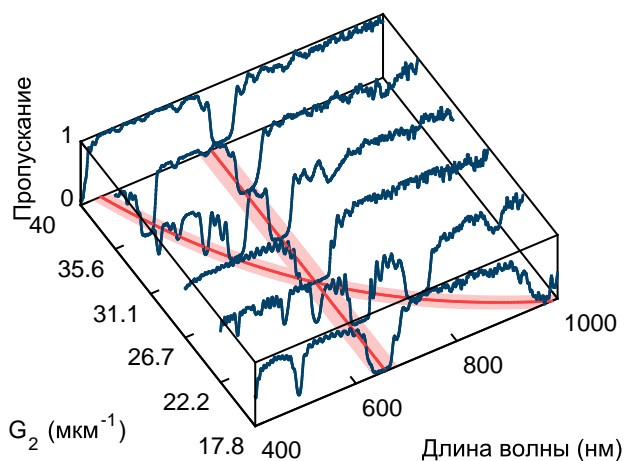


Рисунок 2.7: Измеренные спектры пропускания КПФК (индиго) в зависимости от величины  $G_2$  ( $G_1 = 26.7$  рад). Рассчитанные по формуле (2.3) положения центральных длин волн для ЗЗ (красный) [9].

## 2.3 Микрорезонаторные моды в квазипериодических фотонных кристаллах

КПФК с произвольно настраиваемыми ЗЗ может служить зеркалом микрорезонатора. Два КПФК с попарно перекрывающимися ЗЗ (Рисунок 2.8) были сопряжены для формирования дефектного (микрорезонаторного) слоя на границе раздела. ПП КПФК промодулированы в пространстве по следующим законам:

$$n_1(z) = n_0 + \Delta n \cdot \text{sgn}(\sin G_1 z + \sin G_2 z); \quad (2.4)$$

$$n_2(z) = n_0 + \Delta n \cdot \text{sgn}(\sin G_3 z + \sin G_4 z), \quad (2.5)$$



где параметры  $G_1 = 21.4$  рад  $\cdot$  мкм $^{-1}$  и  $G_2 = 38.6$  рад  $\cdot$  мкм $^{-1}$  для первого КПФК, толщиной 8.32 мкм, и  $G_3 = 22.8$  рад  $\cdot$  мкм $^{-1}$  и  $G_4 = 36.1$  рад  $\cdot$  мкм $^{-1}$  для второго КПФК, толщиной 8 мкм. ПП  $n_0 = 1.4$ ,  $\Delta n = 0.08$ .

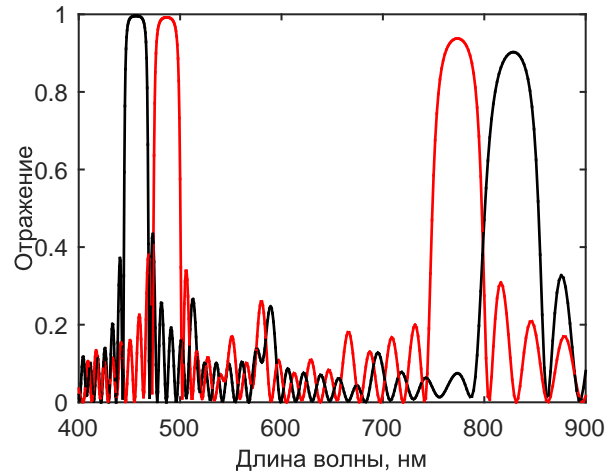


Рисунок 2.8: Коэффициент отражения структуры первого (2.4) (черный) и второго (2.5) (красный) КПФК [127].

Структура, состоящая из двух сопряженных КПФК (Рисунок 2.9) была изготовлена путем вариации пористости кремния методом электрохимического травления [126].

В областях перекрывания ЗЗ КПФК видны пики (Рисунок 2.10), соответствующие МР-модам, локализованным на границе между двумя структурами. Формирование этих пиков обусловлено тем же механизмом, что и в работе [36]. Моды на границе двух ФК также называют оптическими таммовскими состояниями. Метод суперпозиции модуляции ПП позволяет настраивать положения ЗЗ КПФК и, соответственно, положение МР-мод.

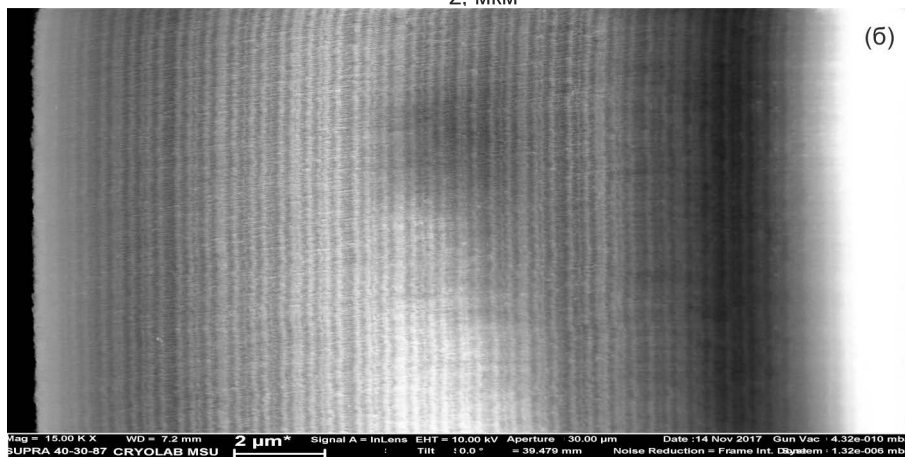
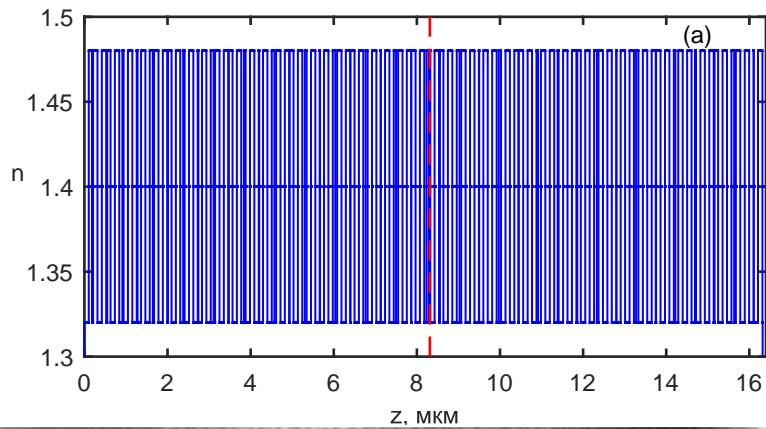


Рисунок 2.9: (а) Распределение ПП в структуре двух сопряженных КПФК. Красная линия - граница раздела; (б) Электронная микрофотография поперечного среза образца двух сопряженных КПФК из пористого кремния [127].

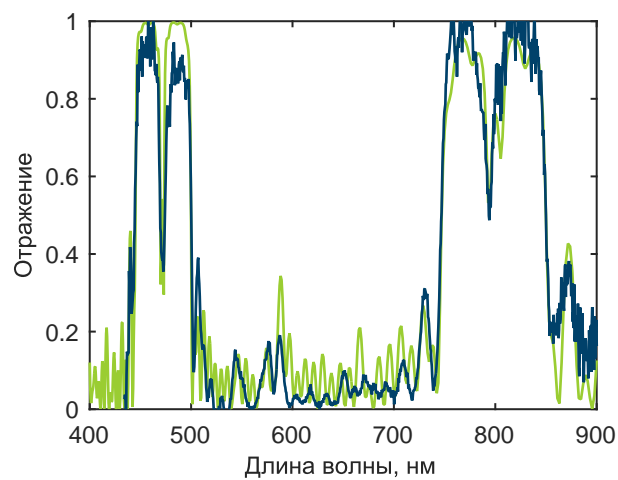


Рисунок 2.10: Измеренный (индиго) и рассчитанный (желто-зеленый) коэффициент отражения структуры двух сопряженных КПФК [127].

## Выводы

В данной главе был описан новый метод суперпозиции модуляции ПП для структурирования КПФК. Полученные результаты показывают, что свет претерпевает селективную брэгговскую дифракцию для нескольких пространственных частот (векторов обратной решетки), участвующих в формировании ПП структуры. Спектральное положение и глубина нескольких ЗЗ могут быть независимо настроены путем подбора пространственных частот и амплитуд гармоник, участвующих в формировании ПП структуры. Рассчитанные спектры хорошо согласуются с экспериментальными. Численно и экспериментально продемонстрирована возможность использования полученных КПФК в качестве зеркал микрорезонатора, что позволяет настраивать независимо друг от друга положение нескольких МР-мод в спектре.

# Глава 3

## Качественное описание добротности резонанса таммовского плазмон-поляритона в рамках временной теории связанных мод

В данной главе сравниваются добротности резонанса ТПП для двух схем возбуждения. С точки зрения временной теории связанных мод обосновывается преимущество одной схемы перед другой.

### 3.1 Временная теория связанных мод

Согласно временной теории связанных мод [1, 100, 128, 129] резонанс описывается круговой собственной частотой  $\omega_0$  и комплексной амплитудой  $A$ , которая зависит только от времени и не дает картину пространственного распределения энергии. Не стоит путать эту теорию с пространственной теорией связанных мод, в которой исследуются амплитуды распространяющихся волн [130, 131], зависящие от координаты и позволяющие найти пространственное распределение энергии в структуре. Если резонатор связан с волноводами, то амплитуда резонанса связана с амплитудами  $s_{\ell\pm}$  входящего и исходящего потока энергии в этих волноводах через коэффициенты связи  $\kappa_\ell$ :

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} &= -i\omega_0 A - \sum_{\ell=1}^N A \kappa_\ell^2 / 2 + \sum_{\ell=1}^N \kappa_\ell s_{\ell+}, \\ s_{\ell-} &= -s_{\ell+} + \kappa_\ell A. \end{aligned} \tag{3.1}$$

Если резонанс возбуждается через один порт  $s_{\ell+} = s_0 \exp(-i\omega t)$ , то амплитуда из этого уравнения определяется через:

$$A_{\ell}(\omega) = \frac{\kappa_{\ell}}{i(\omega_0 - \omega) + \sum_{\ell'=1}^N \kappa_{\ell'}^2/2} s_{\ell+}. \quad (3.2)$$

Комплексная амплитуда отражения из порта  $\ell$  в порт  $\ell'$  выражается через:

$$r_{\ell\ell'} = \frac{s_{\ell'-}}{s_{\ell+}} = -\hat{\delta}_{\ell\ell'} + \frac{\kappa_{\ell}\kappa_{\ell'}}{i(\omega_0 - \omega) + \sum_{\ell''=1}^N \kappa_{\ell''}^2/2}, \quad (3.3)$$

где  $\hat{\delta}_{\ell\ell'}$  – это символ Кронекера. Коэффициенты отражения в этом случае аппроксимируются лоренцевыми контурами с шириной на полувысоте равной:

$$\Delta\omega = 2 \sum_{\ell=1}^N \gamma_{\ell}, \quad \gamma_{\ell} = \frac{\kappa_{\ell}^2}{2} = \frac{1}{\tau_{\ell}} = \frac{\omega_0}{2Q_{\ell}}, \quad (3.4)$$

где  $\gamma_{\ell}$  – это скорость релаксации энергии в волновод,  $\tau_{\ell}$  – это время релаксации,  $Q_{\ell}$  – это добротность.

Для амплитуды отражения в одном канале  $\ell = \ell'$  имеем:

$$r_{\ell} = -1 + \frac{2\gamma_{\ell}}{i(\omega_0 - \omega) + \sum \gamma_{\ell'}}. \quad (3.5)$$

Нулевое отражение возможно на резонансной частоте  $\omega = \omega_0$  в условиях критической (оптимальной связи):

$$2\gamma_{\ell} = \sum \gamma_{\ell'} \Rightarrow r_{\ell}(\omega = \omega_0) = 0. \quad (3.6)$$

## 3.2 Дисперсионное уравнение для таммовского плазмон-поляритона

Находится дисперсионное уравнение для ТПП, с учетом толщины спейсера (первого слоя ФК), которая определяет собственную частоту резонанса ТПП, а также резонаторный объем и энергию, запасенную в резонансе.

### 3.2.1 Модель

Рассмотрим структуру, состоящую из полубесконечных ФК и металлического слоя (Рисунок 3.1), сопряженных друг с другом в плоскости  $xy$ . Элементарная ячейка ФК состоит из слоев с ПП и толщинами  $n_a = \sqrt{\varepsilon_a}$ ,  $d_a$  и  $n_b = \sqrt{\varepsilon_b}$ ,  $d_b$ , так что период решетки  $l = d_a + d_b$ . ПП металла  $n_m = \sqrt{\varepsilon_m}$ . Первый слой ФК (спейсер) утолщен на величину  $d'$ .

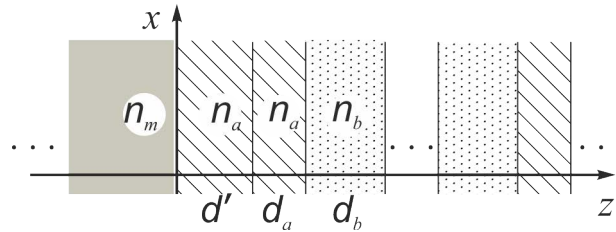


Рисунок 3.1: ФК, сопряженный со слоем металла.

Будем искать решение уравнений Максвелла для плоских ТМ-волн (с компонентами  $E_x$ ,  $E_z$ ,  $H_y$ ) с убывающей в обе стороны от плоскости  $xy$  амплитудой. Обозначим частоту света в вакууме через  $\omega$ , проекцию волнового вектора на ось  $x$  через  $k_x$ , скорость света через  $c$ .

Электрическое поле ТМ-волны в каждом  $i$ -ом слое выражается в виде суперпозиции прямой и обратной волн, распространяющихся вправо и влево соответственно [Приложения А и Б]:

$$E_i(x, y, z) = [E_{i+}e^{ik_{iz}z} + E_{i-}e^{-ik_{iz}z}]e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (3.7)$$

где проекция волнового вектора вдоль оси  $z$  равна:

$$k_{iz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_i - k_x^2}. \quad (3.8)$$

Опуская множитель  $e^{i(k_x x - \omega t)}$ , одинаковый для всех слоев, далее будем рассматривать часть, зависящую только от  $z$ :

$$E_i(z) = [E_{i+}e^{ik_{iz}z} + E_{i-}e^{-ik_{iz}z}]. \quad (3.9)$$

Поле в металле убывает экспоненциально из-за скин-эффекта ( $z < 0$ ):

$$E_x = C e^{-ik_{mz}z}; \quad (3.10)$$

$$H_y = -\frac{i\omega\varepsilon_m}{ck_{mz}} C e^{ik_{mz}z}, \quad (3.11)$$

где:

$$k_{mz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_m - k_x^2}, \quad (3.12)$$

$Re(ik_{mz}) < 0$  (при  $z \rightarrow -\infty$  поле убывает).

Поле в ФК убывает из-за брэгговской дифракции при  $z \rightarrow \infty$  по закону  $e^{-\beta ml}$ , где  $m$  – номер ячейки. В слое  $a$ , с номером ячейки  $m$  ( $d' + ml \leq z < d' + ml + d_a$ ):

$$E_x = e^{-\beta ml} (A_+ e^{ik_{az}(z-(d'+ml))} + A_- e^{-ik_{az}(z-(d'+ml))}); \quad (3.13)$$

$$H_y = \frac{i\omega\varepsilon_a}{ck_{az}} e^{-\beta ml} (A_+ e^{ik_{az}(z-(d'+ml))} - A_- e^{-ik_{az}(z-(d'+ml))}), \quad (3.14)$$

где

$$k_{az} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_a - k_x^2}, \quad (3.15)$$

$A_+$  и  $A_-$  – амплитуды волн, распространяющихся вправо и влево.

В слое  $b$ , с номером ячейки  $m$  ( $d' + ml + d_a \leq z < d' + (m+1)l$ ):

$$E_x = e^{-\beta ml} (B_+ e^{ik_{bz}(z-(d'+ml+d_a))} + B_- e^{-ik_{bz}(z-(d'+ml+d_a))}); \quad (3.16)$$

$$H_y = \frac{i\omega\varepsilon_b}{c i k_{bz}} e^{-\beta ml} (B_+ e^{ik_{bz}(z-(d'+ml+d_a))} - B_- e^{-ik_{bz}(z-(d'+ml+d_a))}), \quad (3.17)$$

где

$$k_{bz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_b - k_x^2}, \quad (3.18)$$

$B_+$  и  $B_-$  – амплитуды волн, распространяющихся вправо и влево.

### 3.2.2 Граничные условия

Тангенциальные компоненты ТМ-волны  $E_x$  и  $H_y$  должны быть непрерывны на каждой границе раздела слоев. Выполним сшивку полей для произвольной границы раздела в ФК  $z = d' + ml$  между ячейками  $m - 1$  и  $m$  (слой  $b$  лежит в  $(m - 1)$ -ой ячейке, слой  $a$  – в  $m$ -ой). Условие непрерывности для  $E_x$  (3.13) и (3.16):

$$e^{-\beta ml} (A_+ e^{ik_{az}(d'+ml-(d'+ml))} + A_- e^{-ik_{az}(d'+ml-(d'+ml))}) = e^{-\beta(m-1)l} (B_+ e^{ik_{bz}(d'+ml-(d'+(m-1)l+d_a))} + B_- e^{-ik_{bz}(d'+ml-(d'+(m-1)l+d_a))}),$$

откуда

$$e^{-\beta l} (A_+ + A_-) = B_+ e^{ik_{bz}d_b} + B_- e^{-ik_{bz}d_b}. \quad (3.19)$$

Условие непрерывности для  $H_y$  (3.14) и (3.17):

$$\frac{\varepsilon_a}{k_{az}} e^{-\beta ml} (A_+ e^{ik_{az}(d'+ml-(d'+ml))} - A_- e^{-ik_{az}(d'+ml-(d'+ml))}) = \frac{\varepsilon_b}{k_{bz}} e^{-\beta(m-1)l} (B_+ e^{ik_{bz}(d'+ml-(d'+(m-1)l+d_a))} - B_- e^{-ik_{bz}(d'+ml-(d'+(m-1)l+d_a))}),$$



откуда

$$\frac{\varepsilon_a}{k_{az}} e^{-\beta l} (A_+ - A_-) = \frac{\varepsilon_b}{k_{bz}} (B_+ e^{ik_{bz}d_b} - B_- e^{-ik_{bz}d_b}). \quad (3.20)$$

Выполним сшивку полей на соседней границе  $z = d' + ml + d_a$  (граница между слоями  $a$  и  $b$  в  $m$ -ой ячейке). Условие непрерывности для  $E_x$  (3.13) и (3.16):

$$e^{-\beta ml} (A_+ e^{ik_{az}(d'+ml+d_a-(d'+ml))} + A_- e^{-ik_{az}(d'+ml+d_a-(d'+ml))}) = e^{-\beta ml} (B_+ e^{ik_{bz}(d'+ml+d_a-(d'+ml+d_a))} + B_- e^{-ik_{bz}(d'+ml+d_a-(d'+ml+d_a))}),$$

откуда

$$A_+ e^{ik_{az}d_a} + A_- e^{-ik_{az}d_a} = B_+ + B_-. \quad (3.21)$$

Условие непрерывности для  $H_y$  (3.14) и (3.17):

$$\frac{\varepsilon_a}{k_{az}} e^{-\beta ml} (A_+ e^{ik_{az}(d'+ml+d_a-(d'+ml))} - A_- e^{-ik_{az}(d'+ml+d_a-(d'+ml))}) = \frac{\varepsilon_b}{k_{bz}} e^{-\beta ml} (B_+ e^{ik_{bz}(d'+ml+d_a-(d'+ml+d_a))} - B_- e^{-ik_{bz}(d'+ml+d_a-(d'+ml+d_a))}),$$

откуда

$$\frac{\varepsilon_a}{k_{az}} (A_+ e^{ik_{az}d_a} - A_- e^{-ik_{az}d_a}) = \frac{\varepsilon_b}{k_{bz}} (B_+ - B_-). \quad (3.22)$$

Из (3.21) и (3.22) выразим  $B_+$  и  $B_-$ :

$$B_+ = \frac{1}{2} (A_+ e^{ik_{az}d_a} (1 + F) + A_- e^{-ik_{az}d_a} (1 - F));$$

$$B_- = \frac{1}{2} (A_+ e^{ik_{az}d_a} (1 - F) + A_- e^{-ik_{az}d_a} (1 + F)),$$

где

$$F = \frac{\varepsilon_a k_{bz}}{k_{az} \varepsilon_b}. \quad (3.23)$$

Подставим выражения для  $B_+$  и  $B_-$  в (3.19):

$$A_+ \left( \frac{1}{2} e^{ik_{az}d_a} e^{ik_{bz}d_b} (1 + F) + \frac{1}{2} e^{ik_{az}d_a} e^{-ik_{bz}d_b} (1 - F) - e^{-\beta l} \right) + A_- \left( \frac{1}{2} e^{-ik_{az}d_a} e^{ik_{bz}d_b} (1 - F) + \frac{1}{2} e^{-ik_{az}d_a} e^{-ik_{bz}d_b} (1 + F) - e^{-\beta l} \right) = 0. \quad (3.24)$$

Подставим выражения для  $B_+$  и  $B_-$  в (3.20):

$$A_+ \left( \frac{1}{2} e^{ik_{az}d_a} e^{ik_{bz}d_b} (1 + F) - \frac{1}{2} e^{ik_{az}d_a} e^{-ik_{bz}d_b} (1 - F) - F e^{-\beta l} \right) + A_- \left( \frac{1}{2} e^{-ik_{az}d_a} e^{ik_{bz}d_b} (1 - F) - \frac{1}{2} e^{-ik_{az}d_a} e^{-ik_{bz}d_b} (1 + F) + F e^{-\beta l} \right) = 0. \quad (3.25)$$

Сложим (3.24) и (3.25):

$$A_+ (1 + F) (e^{ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{-ik_{bz}d_b}) + A_- (1 - F) (e^{-ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{-ik_{bz}d_b}) = 0. \quad (3.26)$$

Вычтем (3.24) и (3.25):

$$A_+ (1 - F) (e^{ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{ik_{bz}d_b}) + A_- (1 + F) (e^{-ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{ik_{bz}d_b}) = 0. \quad (3.27)$$

Поле на виртуальной границе  $z = d'$  (Рисунок 3.1) согласно (3.13) ( $m = 0$ ) равно:

$$E_x = A_+ + A_-;$$

$$H_y = \frac{i\omega\varepsilon_a}{ck_{az}} (A_+ - A_-).$$

При прохождении световой волны от координаты  $z = d'$  до  $z = 0$ , происходит фазовый набег:

$$E_x = A_+ e^{-ik_{az}d'} + A_- e^{ik_{az}d'}; \quad (3.28)$$

$$H_y = \frac{i\omega\varepsilon_a}{ck_{az}} (A_+ e^{-ik_{az}d'} - A_- e^{ik_{az}d'}). \quad (3.29)$$

Из условия непрерывности поля в металле (3.10), (3.11) и в спейсере (3.28), (3.29), имеем (при  $z = 0$ ):

$$C = A_+ e^{-ik_{az}d'} + A_- e^{ik_{az}d'};$$

$$-\frac{\varepsilon_m}{k_{mz}} C = \frac{\varepsilon_a}{k_{az}} (A_+ e^{-ik_{az}d'} - A_- e^{ik_{az}d'}).$$

Сложив уравнения, получим:

$$A_+ = \frac{(F_m - 1)}{(F_m + 1)} e^{2ik_{az}d'} A_-, \quad (3.30)$$

где

$$F_m = \frac{\varepsilon_a k_{mz}}{k_{az} \varepsilon_m}. \quad (3.31)$$

### 3.2.3 Решение системы уравнений

Для получения дисперсионного уравнения для ТПП теперь необходимо решить уравнения (3.26), (3.27) и (3.30) совместно. Для этого подставим (3.30) в (3.26) и (3.27):

$$(1 + F)(e^{ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{-ik_{bz}d_b})N' + (1 - F)(e^{-ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{-ik_{bz}d_b}) = 0;$$

$$(1 - F)(e^{ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{ik_{bz}d_b})N' + (1 + F)(e^{-ik_{az}d_a} - e^{-\beta l} e^{ik_{bz}d_b}) = 0,$$

где

$$N' = \frac{(F_m - 1)}{(F_m + 1)} e^{2ik_{az}d'}.$$

Выразим  $e^{-\beta l}$  из обоих уравнений:

$$\begin{aligned}
e^{-\beta l}((1+F)N'e^{-ik_{bz}d_b} + (1-F)e^{-ik_{bz}d_b}) &= (1+F)N'e^{ik_{az}d_a} + (1-F)e^{-ik_{az}d_a}; \\
e^{-\beta l}((1-F)N'e^{ik_{bz}d_b} + (1+F)e^{ik_{bz}d_b}) &= (1-F)N'e^{ik_{az}d_a} + (1+F)e^{-ik_{az}d_a}.
\end{aligned}$$

Приравнивая оба выражения для  $e^{-\beta l}$ , получим дисперсионное уравнение:

$$\frac{(1+F)N'e^{ik_{az}d_a} + (1-F)e^{-ik_{az}d_a}}{(1+F)N'e^{-ik_{bz}d_b} + (1-F)e^{-ik_{bz}d_b}} = \frac{(1-F)N'e^{ik_{az}d_a} + (1+F)e^{-ik_{az}d_a}}{(1-F)N'e^{ik_{bz}d_b} + (1+F)e^{ik_{bz}d_b}}. \quad (3.32)$$

После приведения подобных, окончательно получается дисперсионное уравнение для ТПП, с учетом толщины первого слоя ФК (спейсера):

$$\begin{aligned}
N'^2 e^{ik_{az}d_a} \operatorname{sh}(ik_{bz}d_b) + \frac{(1-F)}{(1+F)} N' \operatorname{sh}(ik_{bz}d_b - ik_{az}d_a) + \\
\frac{(1+F)}{(1-F)} N' \operatorname{sh}(ik_{bz}d_b + ik_{az}d_a) + e^{-ik_{az}d_a} \operatorname{sh}(ik_{bz}d_b) = 0. \quad (3.33)
\end{aligned}$$

С учетом связи между тригонометрическим и гиперболическим синусом, имеем:

$$\begin{aligned}
N'^2 e^{ik_{az}d_a} \sin(k_{bz}d_b) + \frac{(1-F)}{(1+F)} N' \sin(k_{bz}d_b - k_{az}d_a) + \\
\frac{(1+F)}{(1-F)} N' \sin(k_{bz}d_b + k_{az}d_a) + e^{-ik_{az}d_a} \sin(k_{bz}d_b) = 0. \quad (3.34)
\end{aligned}$$

Также стоит заметить, что дроби в (3.30) и (3.34), с учетом выражений для  $F$  (3.23) и  $F_m$  (3.31), могут быть выражены через комплексные коэффициенты отражения Френеля  $r_{ij}$  между  $i$ -ом и  $j$ -ом слоями [132] для ТМ-волны. С учетом этого можно переписать дисперсионное уравнение:

$$r_{am}^2 e^{4ik_{az}d'} e^{ik_{az}d_a} \sin(k_{bz}d_b) - r_{ab}r_{am}e^{2ik_{az}d'} \sin(k_{bz}d_b - k_{az}d_a) - r_{ab}^{-1}r_{am}e^{2ik_{az}d'} \sin(k_{bz}d_b + k_{az}d_a) + e^{-ik_{az}d_a} \sin(k_{bz}d_b) = 0; \quad (3.35)$$

и выражение для экспоненциального фактора:

$$e^{-\beta l} = \frac{r_{am}e^{2ik_{az}d'} e^{ik_{az}d_a} - r_{ab}e^{-ik_{az}d_a}}{r_{am}e^{2ik_{az}d'} e^{-ik_{bz}d_b} - r_{ab}e^{-ik_{bz}d_b}}, \quad (3.36)$$

где коэффициенты отражения Френеля:

$$r_{ab} = \frac{\varepsilon_b k_{az} - \varepsilon_a k_{bz}}{\varepsilon_a k_{bz} + \varepsilon_b k_{az}}; \quad (3.37)$$

$$r_{am} = \frac{\varepsilon_m k_{az} - \varepsilon_a k_{mz}}{\varepsilon_a k_{mz} + \varepsilon_m k_{az}}. \quad (3.38)$$

### 3.2.4 Сравнение с численным расчетом

Проведем сравнение решения, полученного в предыдущем параграфе для полубесконечных сред, с численным расчетом, полученным для конечной структуры. На Рисунке 3.2 представлены спектры отражения, рассчитанные методом трансфер-матрицы [Приложения А и Б] при нормальном падении света на ФК-структуру, с наложенными дисперсионными кривыми для ТПП (3.35). Для расчета были взяты параметры:  $n_a = 2.04$ ,  $d_a = 50$  нм и  $n_b = 1.45$ ,  $d_b = 100$  нм. Толщина серебряного слоя, ПП которого  $n_m = \sqrt{\varepsilon_m}$  выражается формулой Друде-Зоммерфельда (В.29) [Приложение В], равна  $d_m = 50$  нм.

Из рисунка видно отличное согласие численного расчета и аналитической формулы в центре ЗЗ, даже при малом количестве периодов. Увеличение числа периодов ФК приводит к лучшему согласию аналитической формулы вблизи краев ЗЗ. На Рисунке 3.3 показаны спектры отражения при разных толщинах серебряного слоя.

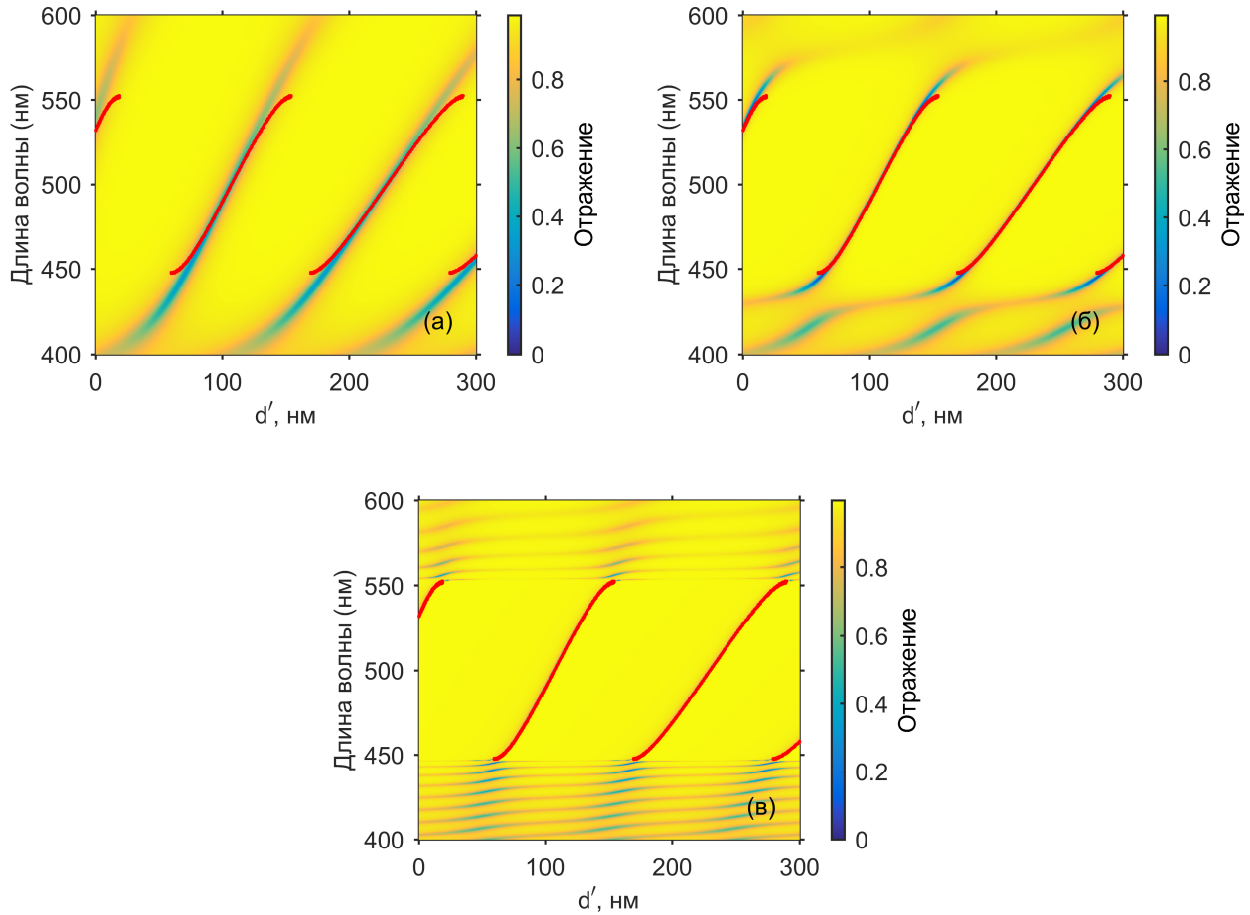


Рисунок 3.2: Спектр отражения ФК, покрытого слоем серебра в зависимости от утолщения  $d'$  первого слоя (спейсера). Толщина серебра  $d_m = 50$  нм, число периодов ФК  $m = 5$  (а),  $m = 10$  (б),  $m = 40$  (в). Красной линией показано решение дисперсионного уравнения для ТПП (3.35).

Из рисунка видно отличное согласие численного расчета и аналитической формулы при толщине металлической пленки  $d_m$ , большей толщины скин-слоя  $\delta$  на данной длине волны, которая может быть оценена по формуле [133]:

$$\delta = \frac{\lambda}{4\pi \cdot \text{Im}(n_m)} = \frac{500 \text{ нм}}{4\pi \cdot 2.8582} = 14 \text{ нм}.$$

Уравнение (3.35) позволяет также построить классические дисперсионные кривые для ТПП (Рисунок 3.4). Стоит отметить, что (3.35) было получено без ограничений на толщины слоев в ФК и частотный диапазон, которые были приняты для получения дисперсионного уравнения в работе [3]. Закон дисперсии

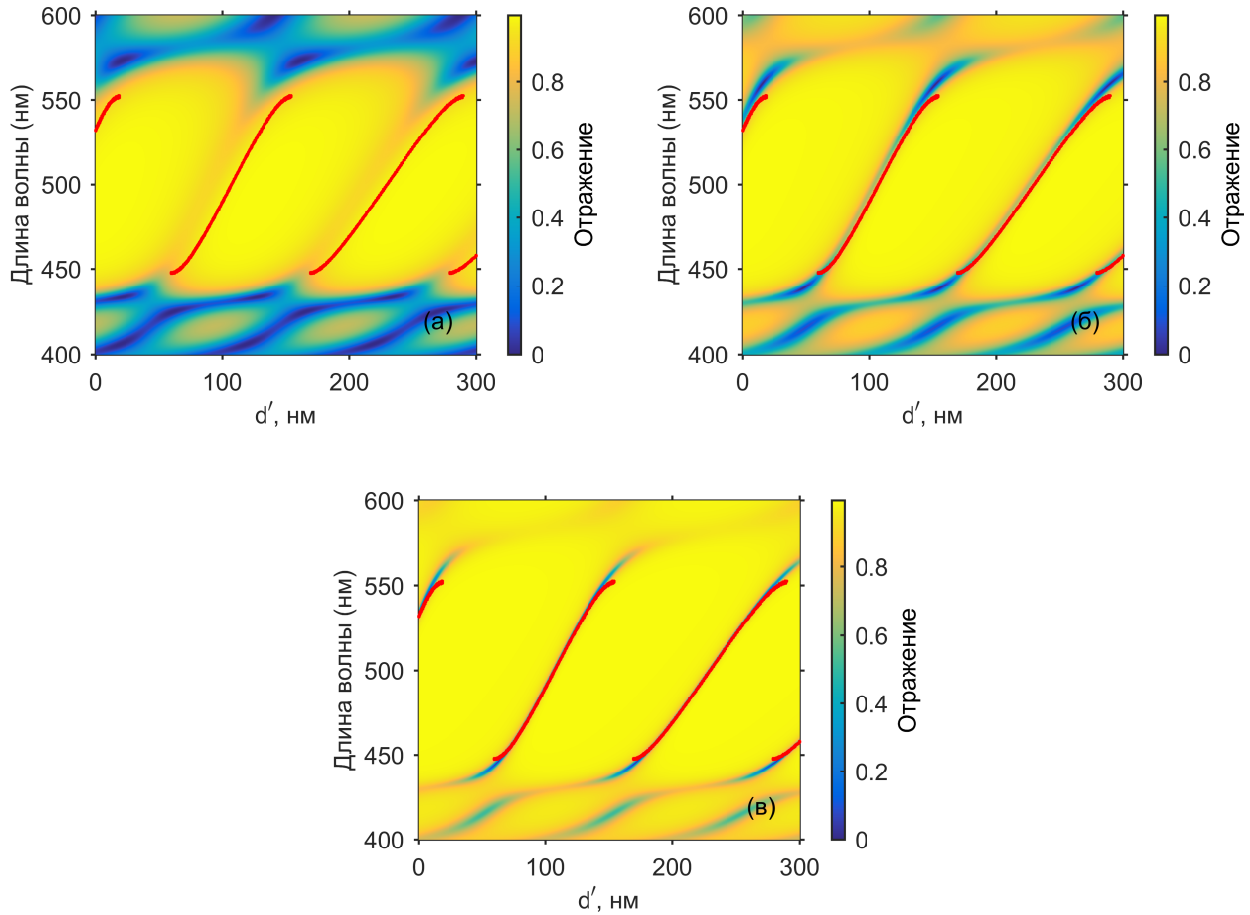


Рисунок 3.3: Спектр отражения ФК, покрытого слоем серебра в зависимости от утолщения  $d'$  первого слоя (спейсера). Число периодов ФК  $m = 10$ , толщина серебра  $d_m = 10$  нм (а),  $d_m = 30$  нм (б),  $d_m = 50$  нм (в). Красной линией показано решение дисперсионного уравнения для ТПП (3.35).

ТПП в [3] был получен для четвертьволновых слоев ФК в области частот, много меньших плазменной частоты  $\omega_p$  в модели Друде и в предположении малого параметра затухания  $\gamma$  (В.29) [Приложение В]. Кроме того, закон дисперсии (3.35) позволяет исследовать дисперсионные зависимости при различных толщинах первого слоя ФК (спейсера). Из Рисунка 3.4а видно, что при увеличении толщины спейсера, дисперсионные кривые сдвигаются в низкочастотную область. Рисунки 3.4б,в,г показывают отличное согласие аналитических дисперсионных кривых с численными спектрами структуры. В отличие от работы в [96], дисперсия ТПП выписана в аналитическом виде.

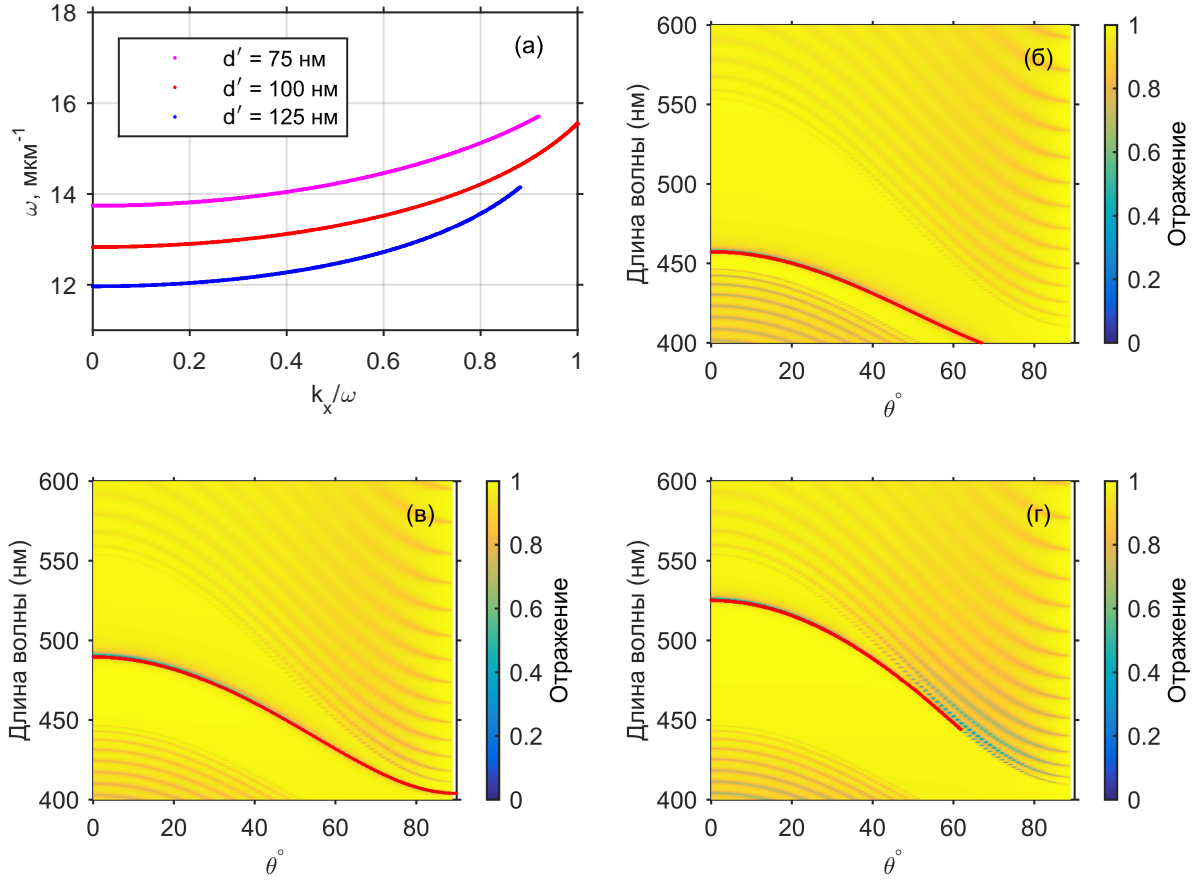


Рисунок 3.4: (а) Дисперсия ТПП при различных значениях утолщения  $d'$  первого слоя ФК (спейсера). Спектр отражения ФК, покрытого слоем серебра в зависимости от угла падения света  $\theta$ . Число периодов ФК  $m = 40$ ; толщина серебра  $d_m = 50$  нм;  $d' = 75$  нм (б), 100 нм (в), 125 нм (г). Красной линией показано решение дисперсионного уравнения для ТПП (3.35).

### 3.3 Скорости релаксации энергии для таммовского плазмон-поляритона

По определению, скорость релаксации энергии из резонанса – это отношение между мощностью релаксации энергии  $P$  и накопленной энергией  $\mathcal{E}$ :

$$\gamma_l = \frac{P_l}{2\mathcal{E}}. \quad (3.39)$$

Здесь  $\gamma$  – это скорость релаксации амплитуды, которая равна половине от скорости релаксации энергии резонанса.



Таммовский плазмон-поляритон имеет три канала релаксации энергии со скоростями  $\gamma_{PhC, Met, Abs}$ . Первый канал обусловлен пропусканием света через ФК-зеркало  $T_{PhC}$ . Второй канал обусловлен пропусканием света через металлическое зеркало  $T_{Met}$ . Последний канал обусловлен поглощением энергии в металлическом зеркале. Поглощение может быть выражено через пропускание и отражение по закону сохранения энергии  $A_{Met} = 1 - R_{Met} - T_{Met}$ . Мощность релаксации энергии в каждый канал пропорциональна соответствующим спектральным коэффициентам. Накопленная энергия  $\mathcal{E}$  одна и та же для определения каждой скорости релаксации, что приводит к пропорции:

$$\gamma_{PhC} : \gamma_{Met} : \gamma_{Abs} = T_{PhC} : T_{Met} : A_{Met}. \quad (3.40)$$

### 3.4 Сравнение двух схем возбуждения таммовского плазмон-поляритона

Рассмотрим добротность ТПП в условиях критической связи с падающим полем для двух схем возбуждения (Рисунок 3.5).

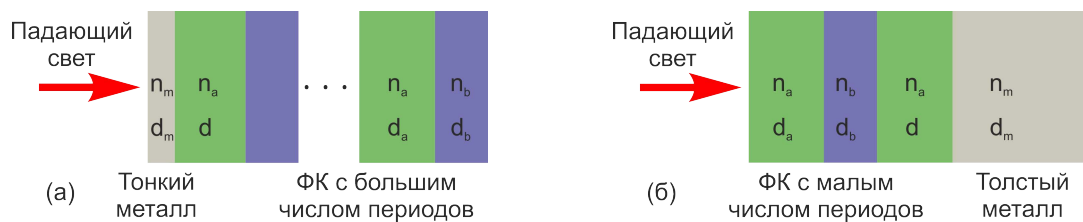


Рисунок 3.5: (а) Схема возбуждения ТПП со стороны металла; (б) Схема возбуждения ТПП со стороны ФК.

В обеих схемах возбуждения одно зеркало делается непрозрачным, чтобы можно было пренебречь одним из трех каналов релаксации энергии. При этом условия критической связи (3.6) для схемы с возбуждением через металл с учетом (3.40) записываются в виде:

$$\gamma_{Met} = \gamma_{Abs}, \gamma_{PhC} = 0 \Leftrightarrow T_{Met} = A_{Met}, T_{PhC} = 0, \omega = \omega_0, \quad (3.41)$$

а для возбуждения через ФК – в виде:

$$\gamma_{PhC} = \gamma_{Abs}, \gamma_{Met} = 0 \Leftrightarrow T_{PhC} = A_{Met}, T_{Met} = 0, \omega = \omega_0. \quad (3.42)$$

При заданном материале металлического слоя, на резонансной длине волны его пропускание зависит от толщины. Для тонкого слоя металла, порядка толщины скин-слоя или менее, поглощение в нем также зависит от толщины. Это значит, что скорости релаксации энергии в схеме возбуждения через металл (3.41) связаны между собой параметрически через толщину металлического слоя.

$$A_{Met}(T_{Met}) \neq const. \quad (3.43)$$

Скорости релаксации энергии в схеме возбуждения через ФК (3.42), напротив, не зависят друг от друга, так как поглощение толстого непрозрачного слоя металла не зависит от числа слоев в ФК, которое определяет его пропускание:

$$A_{Met}(T_{PhC}) = const, \quad dA_{Met}/dT_{PhC} = 0. \quad (3.44)$$

Найдем условия критической связи для каждой схемы возбуждения графически. Для этого воспользуемся формулами для определения пропускания, отражения и поглощения металлической пленки при нормальном падении света. Рассмотрим падение света из первого слоя ФК (спейсера) с ПП  $n_1 = n_a$  на металл с ПП  $n_2 = n_m$  (Рисунок 3.5). Коэффициенты Френеля записываются в виде:

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad t_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}. \quad (3.45)$$

Результирующие амплитуды отражения и пропускания выражаются формулами Эйри [134]:

$$r = \frac{r_{12} + r_{23}e^{2i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\beta}}, \quad t = \frac{t_{12}t_{23}e^{i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{2i\beta}}, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda}n_2d_m, \quad (3.46)$$

где  $\lambda$  – длина волны;  $d_m$  – толщина металла;  $r_{23}, t_{23}$  – коэффициенты Френеля на границе между металлом и воздухом с ПП  $n_3 = 1$ .

Тогда пропускание, отражение и поглощение определяются через:

$$R_{Met} = |r|^2, \quad T_{Met} = \frac{n_3}{n_1} \cdot |t|^2, \quad A_{Met} = 1 - R_{Met} - T_{Met}. \quad (3.47)$$

Для расчета зависимостей на Рисунке 3.6, были взяты ПП на длине волны 4 мкм. Для алюминия  $n_m = 6.77 + i \cdot 38.7$  [135]; для золота  $n_m = 2.2 + i \cdot 28.9$  [136]; для молибдена  $n_m = 2.29 + i \cdot 22.85$  [137]; для вольфрама  $n_m = 2 + i \cdot 17.7$  [137];  $n_a = 3.43$  (Si). Из рисунков видно, что для схемы возбуждения ТПП через металл, условия критической связи наступают при бóльших значениях пропускания и поглощения, а значит при бóльших скоростях релаксации энергии  $\gamma$ , сумма которых определяет ширину спектральной линии резонанса ТПП. Этот график показывает преимущество схемы возбуждения ТПП через ФК, в которой в условиях критической связи линия резонанса уже, а значит добротность выше.

### 3.5 Численное сравнение двух схем через ширину спектральных линий

На Рисунке 3.7 приведены спектры отражения, рассчитанные методом трансфер-матрицы [Приложения А и Б] для двух схем возбуждения ТПП (Рисунки 3.5). Экспериментальные значения ПП металлов с учетом дисперсии были взяты из [135–137];  $n_a = 3.43$  (Si),  $n_a d_a = 1$  мкм,  $n_b = 1.39$  (SiO<sub>2</sub>),  $n_b d_b = 1$  мкм. Толщина первого слоя ФК (спейсера)  $d$  подбиралась таким образом, что-

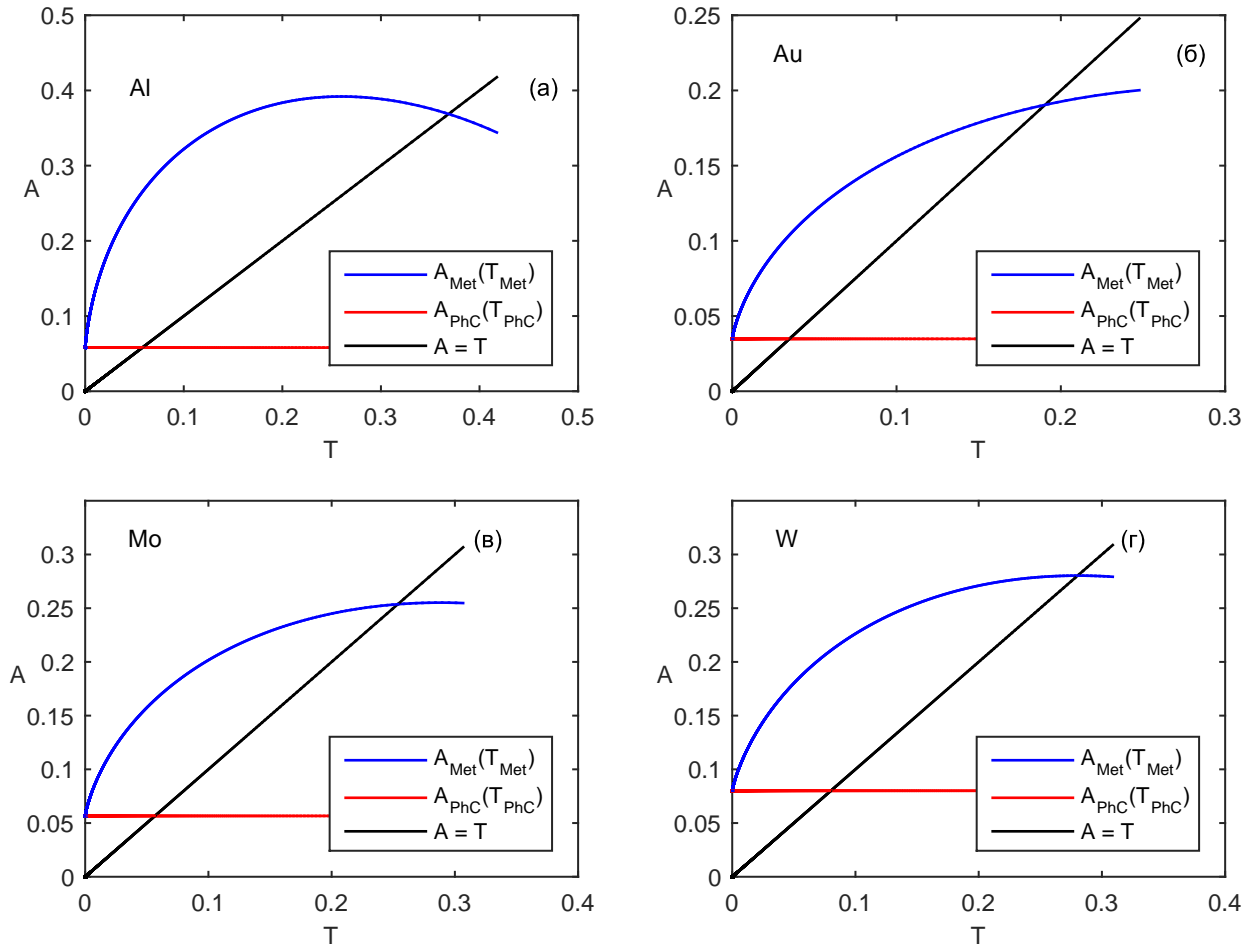


Рисунок 3.6: Зависимость поглощения металлической пленки от ее пропускания, при изменении ее толщины  $d_m$  (3.43) (синий). Зависимость поглощения непрозрачной металлической пленки от пропускания через ФК, при изменении числа периодов ФК  $m$  (3.44) (красный). Точка пересечения черной и синей линий соответствует условиям критической связи (3.41), черной и красной - условиям (3.42). Длина волны  $\lambda = 4$  мкм. Для алюминия (а), золота (б), молибдена (в), вольфрама (г) (SI в [8]).

бы резонанс ТПП соответствовал центру ЗЗ ФК  $\lambda_0 = 4$  мкм. Резонанс вблизи 3 мкм соответствует краевой моде ФК.

Из рисунков видно, что для схемы возбуждения ТПП через ФК (красные линии) не удастся подобрать условия критической связи с заданными ПП и толщинами слоев. Это связано с тем, что удаление или прибавка слоев в ФК позволяют изменять его пропускание (и скорость релаксации) дискретными порциями. Если сделать оптический контраст слоев и их толщины меньше, то это

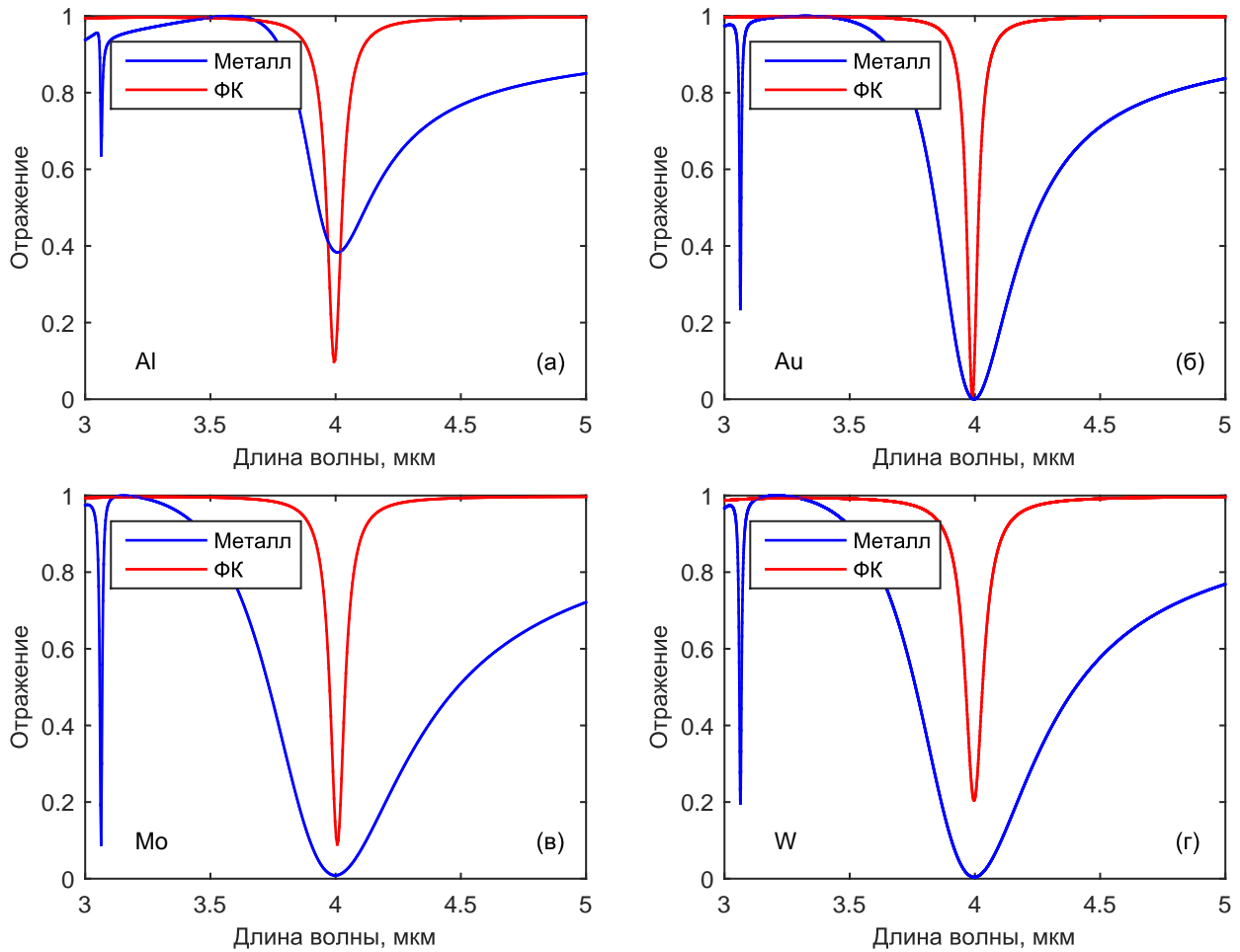


Рисунок 3.7: Спектры отражения для схемы возбуждения ТПП через металл (синий) (непрозрачное ФК-зеркало содержит  $m = 8$  периодов). Для алюминия ( $d = 237$  нм;  $d_m = 5$  нм) (а), золота ( $d = 200$  нм;  $d_m = 5$  нм) (б), молибдена ( $d = 160$  нм;  $d_m = 5$  нм) (в), вольфрама ( $d = 175$  нм;  $d_m = 10$  нм) (г). Спектры отражения для схемы возбуждения ТПП через ФК (красный) (непрозрачное металлическое зеркало имеет толщину  $d_m = 250$  нм, число периодов ФК  $m = 2$ ). Для алюминия ( $d = 275$  нм) (а), золота ( $d = 269$  нм) (б), молибдена ( $d = 265$  нм) (в), вольфрама ( $d = 256$  нм) (г).

позволит более точно подбирать их необходимое количество для достижения условий критической связи. Также не удалось достигнуть условий критической связи в схеме возбуждения ТПП через металл для алюминия (Рисунок 3.7а), так как они достигаются при толщине металла 1 нм, к которой неприменимы табличные (экспериментальные) значения ПП.

На всех рисунках видно преимущество схемы возбуждения ТПП через ФК. В этой схеме удастся получить более узкие резонансные линии, и, соответственно, более добротные резонансы ТПП. Таким образом, качественные рассуждения о двух схемах, проведенные в предыдущем параграфе, подтверждаются численными спектрами.

Используя соотношение (3.4), условия критической связи для схемы возбуждения через ФК (3.42) и формулы (3.45)-(3.46), можно сравнить добротности ТПП с разными металлами через их ПП:

$$Q \propto \frac{1}{\gamma_{Abs}} \propto \frac{1}{A_{Met}} = \frac{1}{1 - R_{Met}} = \frac{(n_1 + n)^2 + k^2}{4n_1n}, \quad (3.48)$$

где ПП металла  $n_m = n + ik$  берется на длине волны ТПП. В тех случаях, когда  $k \gg n$ :

$$Q \propto \frac{k^2}{n}. \quad (3.49)$$

Сравним оценку (3.48) с добротностями, полученными из спектров на Рисунке 3.7 как отношение длины волны ТПП к ширине резонанса на полувысоте  $Q = \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}$ . Добротность по ширине линии для Au, Al, Mo, W равна соответственно  $Q = 80, 58, 57, 45$ . Формула (3.48) дает соответственно  $Q \propto 29, 18, 17, 13$ . Отношение добротностей примерно одинаково для всех металлов.

## 3.6 Тепловые эмиттеры на основе таммовского плазмон-поляритона

На основе ТПП были изготовлены тепловые эмиттеры (Рисунок 3.8) в среднем ИК-диапазоне [8]. Нагревание металлической пленки в образцах осуществляется путем пропускания через нее постоянного электрического тока. При нагревании металлических пленок до температуры порядка  $100^\circ$  они дают широкий спектр теплового излучения в ИК-диапазоне, который попадает в ЗЗ ФК.

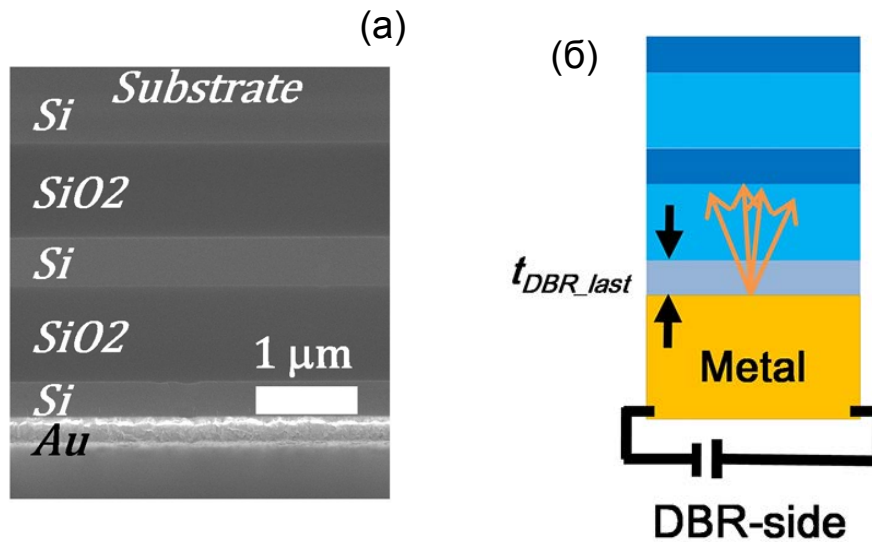


Рисунок 3.8: (а) Электронная микрофотография поперечного среза теплового эмиттера на основе ТПП [8]. (б) Схема теплового эмиттера на основе ТПП (схема возбуждения через ФК), на которой показан источник напряжения, подаваемого на металл [8].

Таким образом, излучение из системы выходит на резонансной длине волны ТПП, которая находится в центре ЗЗ. На основе рассуждений, приведенных в предыдущих параграфах в рамках временной теории связанных мод, было объяснено, почему схема возбуждения через ФК дает бóльшую добротность по сравнению со схемой возбуждения через металл, которая использовалась для тепловых эмиттеров на ТПП ранее [93]. Рассуждения удастся применить благодаря закону излучения Кирхгофа [132].

Экспериментальные и рассчитанные спектры находятся в хорошем согласии друг с другом (Рисунок 3.9). При этом экспериментально и численно подтверждается качественная оценка добротности для разных металлов (3.49), полученная в рамках временной теории связанных мод.

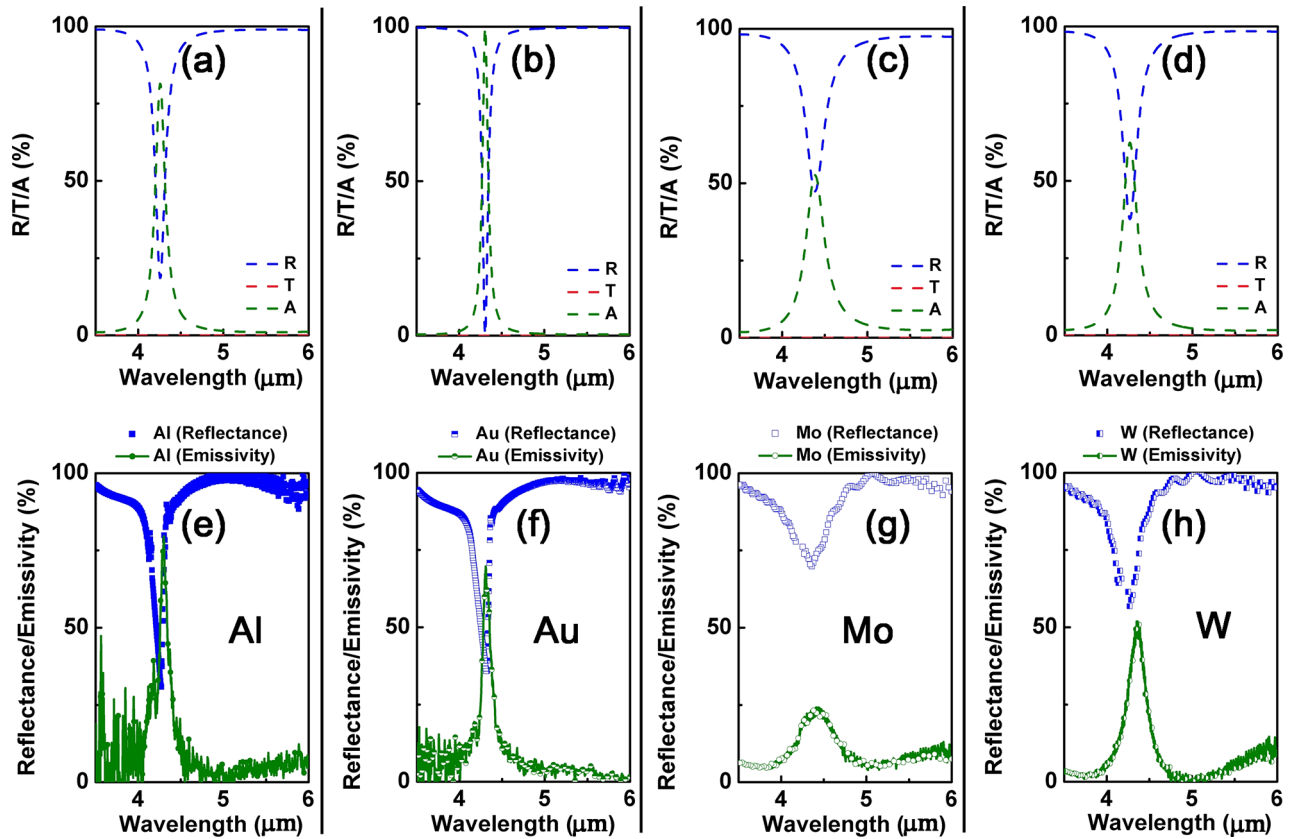


Рисунок 3.9: Рассчитанные (вверху) спектры пропускания, отражения и поглощения эмиттеров на ТПП. Измеренные (внизу) спектры отражения и эмиссии эмиттеров на ТПП [8].

## Выводы

Получено дисперсионное уравнение ТПП, учитывающее толщину первого слоя ФК, примыкающего к металлу. Рассмотрены две различные схемы возбуждения ТПП. В каждой из двух схем предполагается непрозрачным одно из зеркал (ФК, либо слой металла), а возбуждение происходит через второе зеркало. С точки зрения временной теории связанных мод обосновывается преимущество одной схемы перед другой. А именно, в условиях критической связи падающего ИК-излучения с ТПП, бóльшая добротность получается для схемы возбуждения через ФК. Численный расчет, а также экспериментальные спек-



тральные линии излучения тепловых эмиттеров на основе ТПП подтверждают качественные выводы, полученные в рамках временной теории связанных мод.

# Глава 4

## Управляемые гибридные моды, образованные таммовским плазмон-поляритоном и микрорезонаторной модой

В данной главе предлагается способ управления гибридными ТПП-МР-модами, через управление МР-модой, участвующей в гибридизации. Управление МР-модой осуществляется через температурное и электрическое воздействие на НЖК-дефект в ФК, играющий роль микрорезонатора.

### 4.1 Модель

Исследуемая модель представляет собою одномерный ФК с НЖК-дефектом, ограниченный серебряной пленкой (Рисунок 4.1). Элементарная ячейка ФК состоит из диоксида циркония  $ZrO_2$  и диоксида кремния  $SiO_2$ , с ПП и толщинами  $n_a = 2.04$ ,  $d_a = 52$  нм и  $n_b = 1.45$ ,  $d_b = 102$  нм соответственно. Дефектный слой толщиной  $L = 2.13$  мкм заполнен планарно-ориентированным НЖК 4-н-пентил-4-цианобифенил (5ЦБ). Директор НЖК ориентирован вдоль оси  $x$  системы. 5ЦБ имеет последовательность фазовых переходов: кристалл –  $22.5^\circ\text{C}$  – нематик –  $35^\circ\text{C}$  – изотропная жидкость. ФК с одной стороны покрыт пленкой серебра толщиной  $d_m = 50$  нм, ДП которого найдена в приближении Друде-Зоммерфельда (В.29) [Приложение В]. Общее количество слоев  $N = 24$ , включая слои НЖК и серебра.

Спектры пропускания структуры, а также распределение энергии светового поля в структуре были найдены численно методами трансфер-матрицы [Приложения А и Б] и Берремана [138] (случай с НЖК во внешнем электрическом поле), при нормальном падении света. Рассмотрено падение волн, поляризованных вдоль оси  $x$ , либо  $y$ .

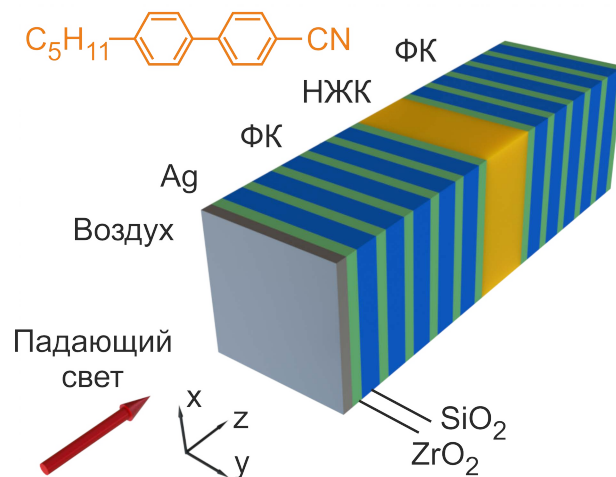


Рисунок 4.1: ФК с НЖК-дефектом, ограниченный серебряной пленкой. Во вставке показана структурная химическая формула НЖК 5CB [10].

Для расчета структуры слоя ЖК под напряжением использовался метод вариации свободной энергии [139]. Упругая энергия слоя ЖК дается выражением:

$$2F_k = (k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta)(d\theta/dz)^2. \quad (4.1)$$

Здесь  $\theta$  – угол наклона директора слоя ЖК относительно оси  $x$ , коэффициенты упругости  $k_{11}$  и  $k_{33}$  отвечают за поперечный изгиб (splay) и продольный изгиб (bend), соответственно. Электростатическая энергия слоя ЖК дается выражением:

$$2F_e = -\vec{D}\vec{E} = -D_z^2/\varepsilon_0 (\varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta). \quad (4.2)$$

Здесь  $\vec{E}$  – вектор электрического поля, приложенного к ЖК-слою;  $\vec{D}$  – вектор электрической индукции в объеме ЖК;  $\varepsilon_{\perp}$  и  $\varepsilon_{\parallel}$  – поперечная и продольная

направлению директора ДП ЖК на частоте внешнего поля;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная.

Вариацию свободной энергии  $F = F_k + F_e$  можно записать как

$$\delta F = \frac{\delta F_k}{\delta \theta} \delta \theta + \frac{\delta F_e}{\delta \theta} \delta \theta. \quad (4.3)$$

Здесь  $\delta/\delta\theta$  – оператор вариационной производной по ориентации. В равновесной конфигурации, вариация свободной энергии (4.3) должна равняться нулю, независимо от значения  $\delta\theta$ . С учетом формул (4.1) и (4.2), это приводит к уравнению для определения угла  $\theta(z)$ :

$$\begin{aligned} & (k_{11} \cos^2 \theta + k_{33} \sin^2 \theta) \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \\ & \frac{(k_{33} - k_{11}) \sin(2\theta)}{2} \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 + \\ & \frac{D_z^2 (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \sin(2\theta)}{2\varepsilon_0 (\varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta)^2} = 0. \end{aligned} \quad (4.4)$$

В условиях одномерности задачи и отсутствия дивергенции  $\vec{D}$ , заключаем, что эта величина постоянна во всем объеме ЖК ( $|\vec{D}| = D_z = \text{const}(z)$ ), и может быть связана с приложенным к дефектному слою напряжением  $U$  следующей формулой:

$$U = \int_0^L E_z dz = \frac{D_z}{\varepsilon_0} \int_0^L \frac{dz}{\varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta}. \quad (4.5)$$

Функция распределения угла наклона  $\theta(z)$  находится из совместного решения уравнений (4.4) и (4.5), с учетом граничных условий, которые определяются ориентацией молекул на ЖК-зеркала.

## 4.2 Гибридные моды

Образование гибридных мод было продемонстрировано при нормальном падении  $x$ -поляризованной световой волны, при этом директор НЖК параллелен вектору электрического поля. Для исследования явления связи мод, были взяты необыкновенный и обыкновенный ПП 5ЦБ без учета дисперсии, при температуре 25°C:  $n_e = 1.71 + i \cdot 0.00039$  и  $n_o = 1.54 + i \cdot 0.00039$  [140]. Оценка мнимой части ПП была взята из экспериментальной работы [141]. Эта величина определяет полную экстинкцию в нематике, в которую вносится вклад поглощения и рассеяния.

Если убрать слой серебра, то структура представляет собою микрорезонатор, заполненный НЖК, ограниченный брэгговскими зеркалами. В спектре мы наблюдаем несколько пиков пропускания, находящихся в ЗЗ ФК (Рисунок 4.2а). Эти пики соответствуют МР-модам ФК. Если в структуре отсутствует слой нематика, то она представляет собою два сопряженных зеркала – металлическое и брэгговское. На границе между ними поддерживается ТПП. В спектре пропускания ТПП соответствует узкий пик (Рисунок 4.2а). Параметры структуры подобраны таким образом, чтобы положение пика ТПП совпадало с положением пика одной из МР-мод. Если ФК содержит и НЖК, и пленку серебра, то одновременно возбуждаются обе моды. Это приводит к их связи и образованию двух гибридных ТПП-МР связанных мод – коротковолновой и длинноволновой. В спектре это проявляется в виде расщепления пика пропускания (Рисунок 4.2б).

Величина расщепления характеризует величину связи мод и в данном случае составляет 12.8 нм. Величину расщепления можно увеличить, добившись большего пространственного перекрытия связанных мод. Для этого можно уменьшить число слоев ФК между пленкой серебра и НЖК-дефектом. Энергия поля распределяется между обеими связанными модами и локализуется на границе ФК/металл, а также в объеме микрорезонатора (Рисунок 4.2в,г).

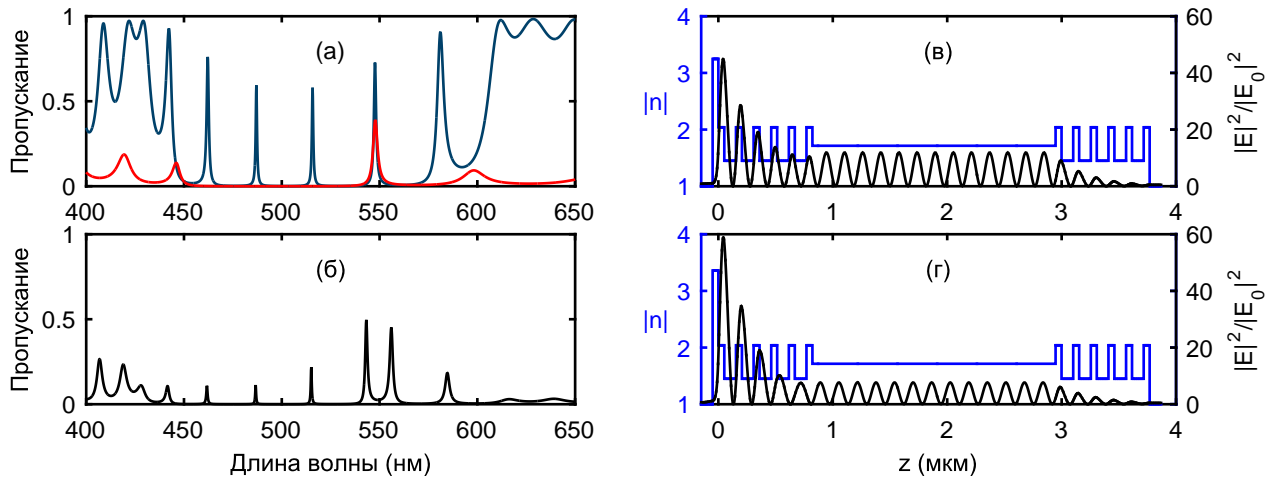


Рисунок 4.2: (а) Спектр пропускания ФК без металлического слоя (индиго) (MP-мода на 547.7 нм); ФК без НЖК-дефекта (красный) (ТПП на 547.7 нм); (б) Спектр пропускания исследуемой структуры (гибридные ТПП-MP-моды на 543.2 нм и 556 нм). Директор НЖК параллелен вектору электрического поля ( $x$ -поляризация); Пространственное распределение ПП и энергии электрического поля световой волны в гибридных ТПП-MP-модах на длине волны 543.2 нм (в) и 556 нм (г) [10].

### 4.3 Температурное управление гибридными модами

Для расчета температурной перестройки спектров были использованы экспериментальные значения зависимости  $n_e$  и  $n_o$  от температуры [142]. На Рисунке 4.3 представлены рассчитанные температурные спектры пропускания структуры в области длин волн, соответствующих гибридным модам.

На рисунке видно движение пиков, соответствующих гибридным модам. Положение негибридизованного ТПП остается неизменным, поэтому движение пиков можно объяснить чувствительностью положения MP-мод к приложенному тепловому полю [29]. С ростом температуры ПП  $n_e$  уменьшается, это приводит к уменьшению оптической толщины микрорезонатора и, как следствие, к синему сдвигу MP-мод (Рисунок 4.3а). Это следует из резонансного условия Фабри-Перо [134]:

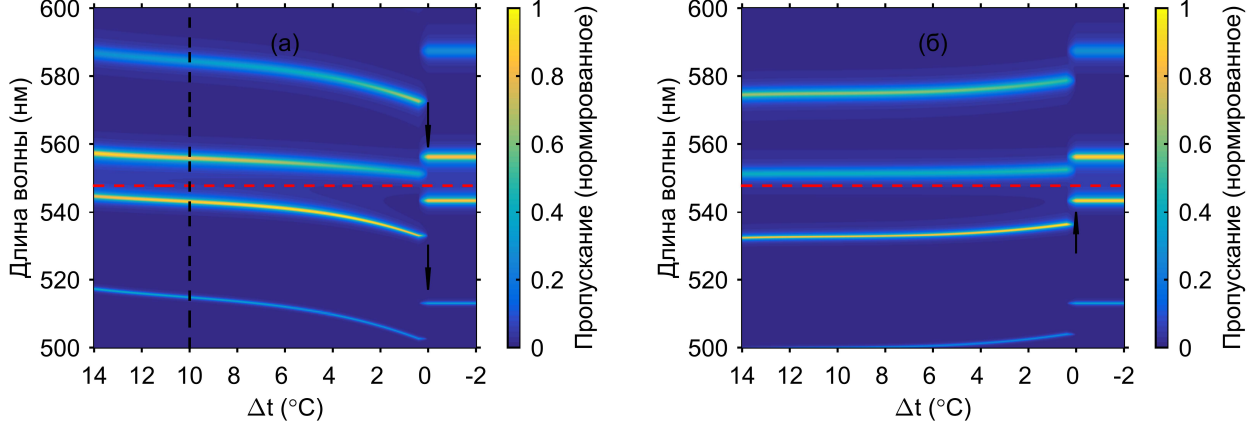


Рисунок 4.3: Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от температурной отстройки  $\Delta t = t_0 - t$ , где температура фазового перехода  $t_0 = 35.0^\circ\text{C}$ . (а) Директор НЖК параллелен вектору электрического поля ( $x$ -поляризация);  $T_{max} = 0.55$ . Черная линия соответствует спектру на Рисунке 4.2б. (б) Директор НЖК перпендикулярен вектору электрического поля ( $y$ -поляризация);  $T_{max} = 0.52$ . Стрелками показано направление скачка МР-мод, участвующих в образовании гибридного состояния. Красная линия соответствует положению негибридизованного ТПП [10].

$$m\lambda_m = 2Ln. \quad (4.6)$$

Здесь  $m$  – номер МР-моды,  $\lambda_m$  – ее длина волны,  $n$  – ПП дефектного слоя. Эффект затягивания узлов МР-мод за пределы дефектного слоя не принимается в расчет.

Движение МР-мод приводит к сдвигу гибридных ТПП-МР-мод. В рассматриваемом диапазоне температур смещение длинноволновой моды достигает 7 нм, а коротковолновой 12 нм. В точке фазового перехода нематик – изотропная жидкость при  $t_0 = 35.0^\circ\text{C}$  происходит скачок ПП  $n_e$  [143]. Это приводит к скачкообразному синему сдвигу МР-мод, который достигает 20 нм. Связанная с ТПП МР-мода в результате фазового перехода отдаляется и становится негибридизованной МР-модой. В то же время происходит скачок соседней МР-моды в сторону ТПП, что приводит к их связи и образованию новых связанных

ТПП-МР-мод. При дальнейшем повышении температуры ПП изотропной жидкости практически не изменяется, поэтому после фазового перехода положение гибридных мод постоянно.

ПП  $n_o$  с ростом температуры ведет себя противоположным образом, его значение растет, поэтому гибридные моды испытывают красный сдвиг (Рисунок 4.3б). Длинноволновая мода сдвигается на 2 нм, а коротковолновая на 5 нм. В точке фазового перехода происходит скачкообразный красный сдвиг МР-мод, величина которого достигает 10 нм. Это приводит к скачку гибридных мод. Из сравнения Рисунков 4.3а и 4.3б можно сделать вывод о существенной чувствительности температурных спектров к направлению поляризации падающего света.

## 4.4 Электрическое управление гибридными модами

Электрическое поле, приложенное к ЖК-дефектному слою, приводит к ориентационному переходу. Это явление называется переходом Фредерикса [143]. На Рисунке 4.4а представлен рассчитанный спектр пропускания структуры для  $x$ -поляризованного света, при изменении напряжения, приложенного к дефектному слою. Из рисунка видно, что при  $U < U_c = 0.74$  В спектр не изменяется. Это связано с пороговым характером перехода Фредерикса. В данном интервале напряжений спектр соответствует Рисунку 4.2б.

При напряжениях, бóльших критического  $U_c$ , происходит синий сдвиг гибридных мод. Это может быть объяснено следующим образом. ЖК в дефектном слое имеет исходную планарную ориентацию, электрическое напряжение приложено перпендикулярно дефектному слою. Так как ДП вдоль директора больше поперечной составляющей  $\varepsilon_{||} > \varepsilon_{\perp}$ , то наблюдается так называемый



S-переход Фредерикса [143]. Молекулы ЖК начинают отклоняться от оси  $x$ , и ориентироваться параллельно приложенному полю (вдоль оси  $z$ ).

Функция распределения угла наклона  $\theta(z)$  в зависимости от приложенного напряжения  $U$  была найдена численным решением уравнений (4.4) и (4.5) методом градиентного спуска [141, 144]. Граничные условия соответствуют исходной планарной ориентации ЖК  $\theta(0) = \theta(L) = 0$ . Для расчета были взяты параметры 5ЦБ при температуре 25°C:  $k_{11} = 5.9$  пН,  $k_{33} = 9.9$  пН,  $\varepsilon_{||} = 18$ ,  $\varepsilon_{\perp} = 6$  [145]. С учетом наклона молекул ЖК, его ПП для  $x$ -поляризованного излучения дается формулой [134]:

$$n(z) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta(z) + n_o^2 \cos^2 \theta(z)}}. \quad (4.7)$$

Отсюда видно, что при увеличении угла наклона  $\theta(z)$ , ПП дефектного ЖК-слоя уменьшается. Это можно увидеть из сравнения распределения ПП по структуре на Рисунках 4.4 и 4.2. Видно, что под действием приложенного напряжения, ПП ЖК-слоя уменьшается во всем объеме ЖК, принимая наименьшее значение в центре микрорезонатора, где нет влияния граничных эффектов на ФК-зеркала. С учетом (4.6) это приводит к синему сдвигу МР-мод, а вместе с ними и сдвигу гибридных ТПП-МР-мод. При этом видно, что при  $U > 4.5$  В изменение положения гибридных мод практически прекращается. Это связано с тем, что при больших напряжениях исходная планарная ориентация ЖК переходит в гомеотропную. За исключением небольшого приповерхностного слоя, все молекулы ориентируются вдоль оси  $z$ . Тогда ПП для  $x$ -поляризованного света будет равен обыкновенному  $n_o$ . Это можно увидеть и из формулы (4.7), если положить  $\theta(z) = 90^\circ$ .

Из Рисунка 4.4а видно, что при напряжении около  $U = 1.4$  В гибридная мода пересекает положение негибридизованного ТПП. Из общей теории известно, что при связи двух мод, их частоты изменяются, и не могут быть равными изначально [100]. Такое поведение гибридных мод в данном случае может быть

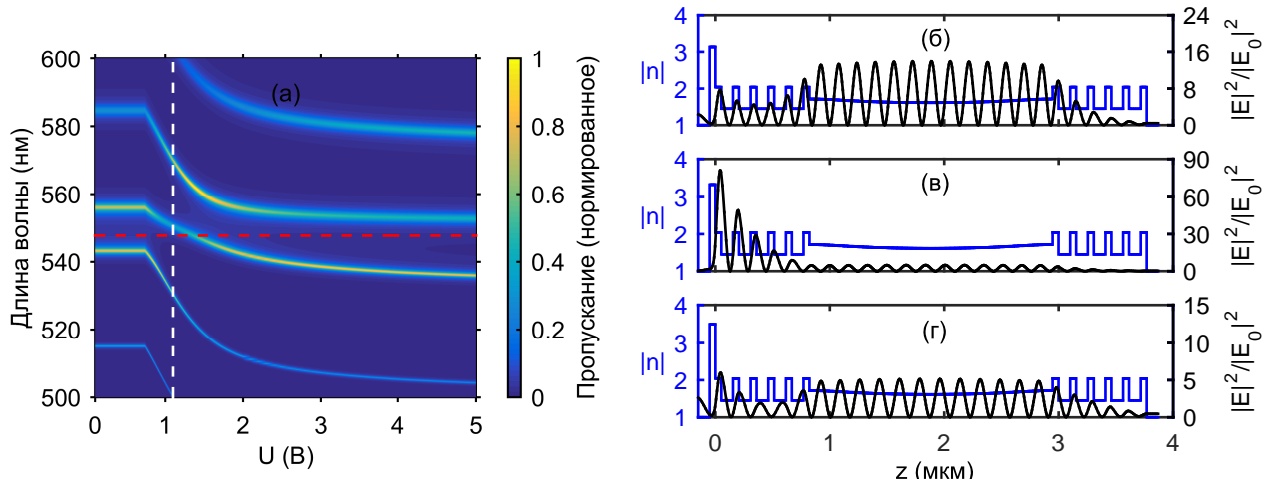


Рисунок 4.4: (а) Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от приложенного напряжения для  $x$ -поляризованного света;  $T_{max} = 0.6240$ . Внешнее поле направлено вдоль оси  $z$ . Красная линия соответствует положению негибридизованного ТПП; Пространственное распределение ПП и энергии электрического поля световой волны в гибридных ТПП-МР-модах при  $U = 1.1$  В (белая линия на Рисунке 4.4а) на длине волны 530.5 нм (б), 550.5 нм (в), 570 нм (г) [10].

объяснено тройной гибридизацией. При увеличении напряжения одна МР-мода, изначально связанная с ТПП, отдаляется от него и становится негибридизованной МР-модой при больших напряжениях. В это же время соседняя длинноволновая МР-мода приближается к ТПП и гибридизуется с ним. В промежуточной области, где обе МР-моды находятся достаточно близко к ТПП, происходит гибридизация всех трех мод. Подобное поведение спектральных пиков наблюдалось в работе [118], в которой изучались гибридные состояния, образованные двумя ТПП и одной МР-модой.

Это предположение подтверждается распределением энергии светового поля по структуре при напряжении  $U = 1.1$  В, изображенным на Рисунках 4.4б,в,г. На рисунках видно, что в каждой из трех мод световое поле имеет максимумы локализации и в объеме микрорезонатора и на границе ФК/металл. Мода, близкая по длине волны к негибридизованному ТПП (Рисунок 4.4в), преимущественно локализована на границе ФК/металл. В то время как другие две моды

больше похожи на негибридизованные МР-моды, и преимущественно локализованы в объеме микрорезонатора (Рисунок 4.4б,г). Из сравнения Рисунков 4.4 и 4.2 видно, что помимо управления положением гибридных мод, можно также менять величину локализации световой энергии вблизи границы раздела ФК/металл, что может быть полезно для приложений ТПП. Спектры пропускания для  $y$ -поляризованной волны не претерпевают изменений, так как для нее при переориентации молекул в плоскости  $xz$  ПП ЖК остается равным обыкновенному ПП  $n_o$ .

Отметим также, что в эксперименте напряжение может подаваться через слои ИТО (indium tin oxide, оксид индия-олова), внедренные в структуру с каждой стороны от НЖК-слоя [30]. При этом возникнет дополнительный набег фазы МР-моды и поглощение в слоях ИТО. Расчет показывает, что при толщине ИТО-слоев 30 нм, величина пропускания в пиках изменяется на несколько процентов, и они претерпевают красный сдвиг порядка нескольких нанометров. Технология создания органических белых светодиодов, основанная на ТПП-МР-модах нуждается в двух широких пиках в видимой области спектра. Для этой цели можно уменьшить толщину НЖК-слоя, тем самым увеличив дистанцию между пиками. Уменьшение числа периодов ФК приведет к уширению пиков. Для приложений могут быть также использованы НЖК-смеси широкого температурного диапазона ( $-40^{\circ}\text{C}$  to  $+100^{\circ}\text{C}$ ) [146]. Время отклика такой структуры на приложенное электрическое поле менее 10 мс, что характерно для обычных НЖК-ячеек [143].

## 4.5 Настройка положения гибридных мод при изменении толщины первого слоя фотонного кристалла

При изменении толщины  $d$  первого слоя  $ZrO_2$ , прилегающего к слою серебра, меняется фаза коэффициента отражения от ФК. Положение ТПП изменяется по условию согласования фаз между коэффициентами отражения от металлического и брэгговского зеркал [3]. Это дает возможность настройки положения гибридных мод (Рисунок 4.5).

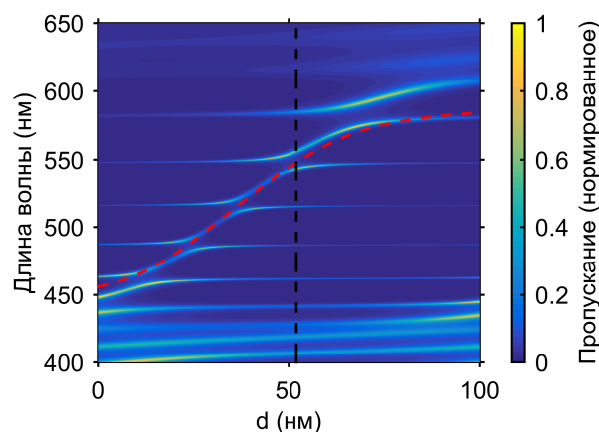


Рисунок 4.5: Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от толщины  $d$  первого слоя  $ZrO_2$ . Директор НЖК параллелен вектору электрического поля ( $x$ -поляризация);  $T_{max} = 0.7186$ . Черная линия соответствует спектру на Рисунке 4.2б. Красная линия соответствует положению негибридизованного ТПП [10].

Положение МР-мод практически нечувствительно к увеличению толщины  $d$ , в то время как мода негибридизованного ТПП претерпевает красный сдвиг и проходит через всю ЗЗ ФК. При этом происходит последовательная гибридизация со всеми МР-модами. Подобная картина наблюдается и для случая, когда вектор электрического поля перпендикулярен директору НЖК ( $y$ -поляризация). Существенная зависимость положения пиков пропускания от

толщины первого слоя ФК открывает возможность создания перестраиваемого фильтра на основе подобной структуры. Для этого следует изготовить первый слой с переменной толщиной, например в виде клина [113, 147].

## Выводы

Выполнен расчет спектров пропускания одномерного ФК, покрытого тонким серебряным слоем. ФК содержит слой 5ЦБ НЖК в качестве дефекта. Показано существование в структуре гибридных мод, образованных ТПП и МР-модой. Показано, что энергия светового поля распределена между связанными модами.

Продемонстрирована возможность температурной перестройки спектров. Перестройка осуществляется из-за чувствительности ПП НЖК к приложенному тепловому полю. Показано существование скачка гибридных мод в точке фазового перехода нематик-изотропная жидкость. Показана поляризационная чувствительность спектров.

Продемонстрирована возможность электрической перестройки спектров. Перестройка осуществляется из-за чувствительности ПП НЖК к приложенному электрическому полю. Показано, что при смещении МР-мод под действием поля, происходит последовательная гибридизация ТПП-моды с соседними МР-модами. Существует область напряжений, в которой ТПП-мода гибридизуется с двумя соседними МР-модами одновременно.

Продемонстрирована возможность настройки положения гибридных мод посредством подбора толщины первого слоя ФК, прилегающего к серебряному слою.

# Глава 5

## Особенности спектральных свойств фотонных кристаллов, включающих нанокompозитные слои

### 5.1 Особенности спектральных свойств фотонного кристалла с анизотропным слоем нанокompозита

Исследованы спектральные свойства одномерного ФК с дефектом структуры, в качестве которого рассмотрен слой анизотропного НК. НК состоит из диспергированных в прозрачной матрице металлических ориентационно-упорядоченных наноразмерных включений сфероидальной формы и характеризуется эффективной резонансной ДП.

#### 5.1.1 Модель

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собою слоистую среду, с резонансным дефектным слоем НК (Рисунок 5.1). Дефектный НК-слой толщиной  $d_{NC} = 130$  нм состоит из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с ДП  $\varepsilon_1 = 2.56$ . ДП серебряных частиц  $\varepsilon_2$  выражается формулой Друде-Зоммерфельда (В.29) [Приложение В]. Полярная ось наносфероидов ориентирована параллельно оптической оси НК (ось  $x$ ).

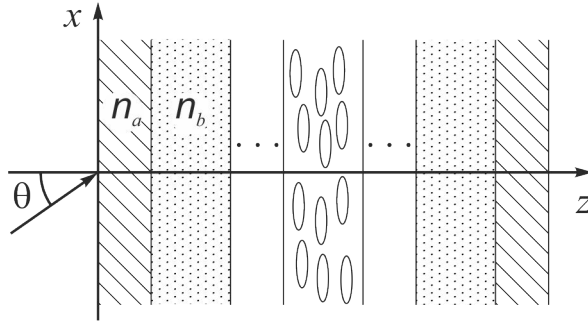


Рисунок 5.1: Схематическое представление одномерной ФК-структуры с анизотропным НК-слоем в качестве дефекта [12].

В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой диоксида циркония  $ZrO_2$  и диоксида кремния  $SiO_2$ , с ПП и толщинами  $n_a = 2.04$ ,  $d_a = 50$  нм и  $n_b = 1.45$ ,  $d_b = 74$  нм соответственно. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ДП равной единице и состоит из  $N = 19$  слоев, включая дефектный слой в центре симметрии структуры. Эффективная ДП НК, со свойствами одноосного вещества, в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{eff,\parallel}$ ,  $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{eff,\perp}$ . ДП  $\varepsilon_{eff,\perp}$ ,  $\varepsilon_{eff,\parallel}$  определяются формулой Максвелл-Гарнетта (В.26), (В.27), (В.28) [Приложение В]:

$$\varepsilon_{eff,\perp,\parallel} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{f}{(1-f)L_{\perp,\parallel} + \varepsilon_1/(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right) \quad (5.1)$$

Факторы деполяризации  $L_{\perp,\parallel}$  в (5.1) зависят от отношения длин полярной  $a$  и экваториальной  $b$  полуосей эллипсоида вращения  $\xi = a/b$ , а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль и перпендикулярно к оси вращения сфероида, факторы деполяризации определяются соответственно через:

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left( 1 - \xi \frac{\arcsin(\sqrt{1 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right); \quad (5.2)$$

$$L_{\perp} = (1 - L_{\parallel})/2. \quad (5.3)$$

На Рисунке 5.2 приведены резонансные частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективных ДП анизотропной НК-среды, вычисленные по формуле (5.1). Из рисунка видно, что частоты резонансов зависят от направления электрического поля относительно оси вращения сфероида и отношения длин полярной и экваториальной полуосей наночастиц. Различие резонансных частот ДП  $\varepsilon_{eff,\perp}$  и  $\varepsilon_{eff,\parallel}$  приводит к зависимости оптических свойств НК от поляризации падающей волны. Для расчета прохождения плоской световой волны ТЕ-поляризации использовался метод трансфер-матрицы [Приложения А и Б].

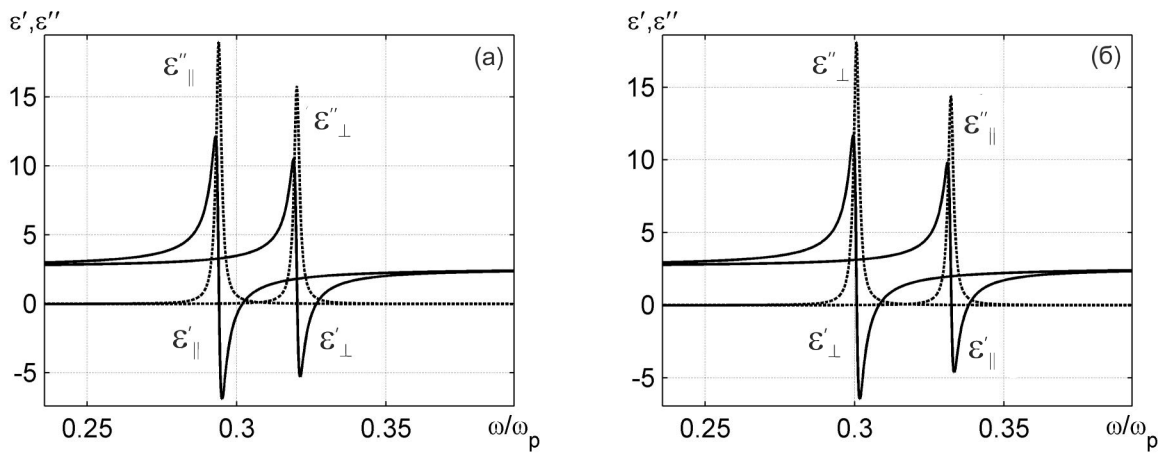


Рисунок 5.2: Частотные зависимости действительных ( $\varepsilon'_{\perp}$ ,  $\varepsilon'_{\parallel}$ ) и мнимых ( $\varepsilon''_{\perp}$ ,  $\varepsilon''_{\parallel}$ ) частей эффективной ДП НК. Параметр  $\xi = 1.2$  (а),  $\xi = 0.8$  (б),  $f = 0.02$  [12].

### 5.1.2 Влияние на спектр пропускания параметров нанокompозита

Исследуем теперь особенности спектральных свойств ФК с дефектным слоем НК, при вариации параметров среды. Поляризационная чувствительность спектра пропускания иллюстрируется на Рисунке 5.3. Из рисунка видно, что при близких значениях частоты МР-моды с резонансными частотами НК, каждой из двух ортогональных поляризаций падающей волны в ЗЗ спектра пропускания отвечает свое расщепление МР-мод, зависящее от параметра  $\xi$  [41]. Такое расщепление для случая изотропного НК описано в [43].



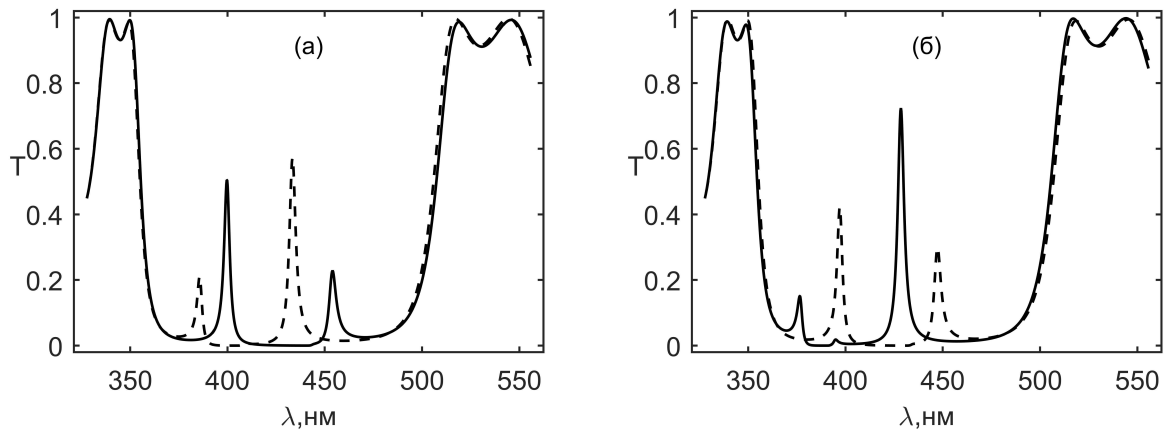


Рисунок 5.3: Коэффициент пропускания системы как функция длины волны, для параллельной (сплошная линия) и перпендикулярной (пунктирная линия) (относительно оптической оси НК) поляризации света. Параметр  $\xi = 1.2$  (а),  $\xi = 0.8$  (б),  $f = 0.02$ ,  $\theta = 0^\circ$  [12].

На Рисунке 5.4 показана зависимость от формы наночастиц положений максимумов пиков пропускания, соответствующих МР-модам в ЗЗ спектра пропускания для исследуемой структуры при нормальном падении света. Видно, что расщепление увеличивается с ростом степени сплюснутости или вытянутости эллипсоидальной формы наночастиц. При заданной форме наночастиц спектр пропускания и расщепление существенно зависят от поляризации падающей волны. Минимальное расщепление МР-моды находится вблизи совпадения резонансных частот НК и ФК.

Расщепление также растет с ростом концентрации сфероидов в НК для обеих поляризаций света, и например, при объемной доле наночастиц равной 0.06 достигает 100 нм. Величина расщепления растет с ростом концентрации как для вытянутых, так и для сплюснутых частиц (Рисунок 5.5).

На Рисунке 5.6 приведена зависимость от угла падения ТЕ-поляризованного света положений максимумов пиков пропускания, соответствующих МР-модам. Из рисунка видно, что при увеличении угла падения происходит сдвиг МР-мод как для вытянутых (Рисунок 5.6а), так и для сплюснутых (Рисунок 5.6б) наночастиц. Положение МР-мод в ЗЗ ФК-структуры смещается в сторону корот-

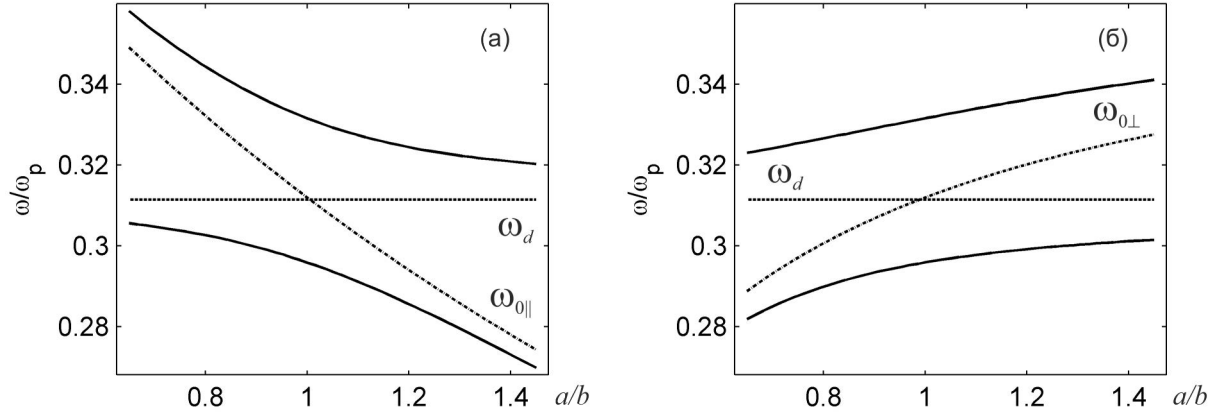


Рисунок 5.4: Зависимость от формы наночастиц положений максимумов пропускания (сплошные линии). Пунктиром и штрихпунктиром обозначены соответственно частота МР-моды ФК ( $\omega_d$ ) и резонансная частота НК ( $\omega_0$ ). Для параллельной (а) и перпендикулярной (б) (относительно оптической оси НК) поляризации света. Параметры  $f = 0.02$ ,  $\theta = 0^\circ$  [14].

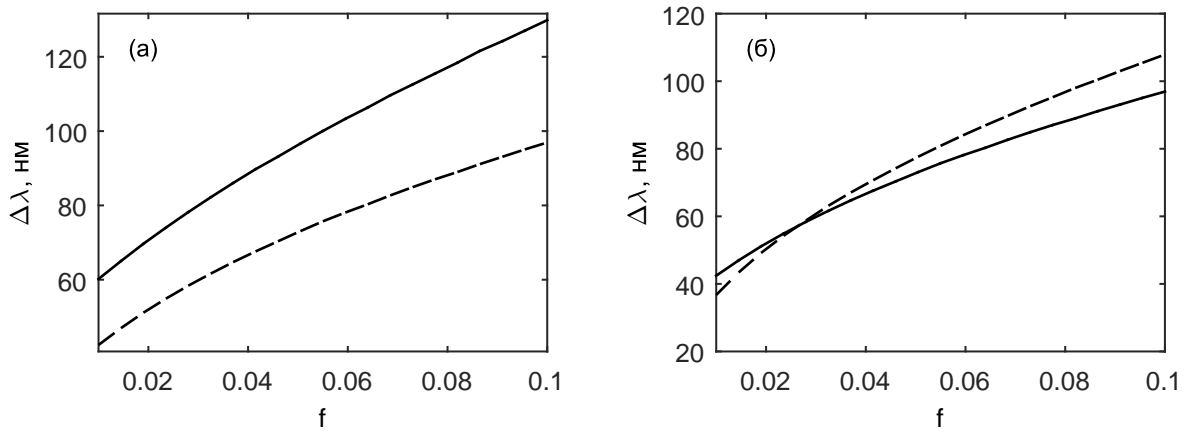


Рисунок 5.5: Зависимость расстояния между максимумами пиков, соответствующих МР-модам от фактора заполнения  $f$ . Для параллельной (сплошная) и перпендикулярной (пунктирная) (относительно оптической оси НК) поляризации света. Параметр  $\xi = 1.4$  (а),  $\xi = 0.8$  (б),  $\theta = 0^\circ$  [148].

ких длин волн. Такое их поведение может быть наглядно интерпретировано, если представить МР-моду в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от зеркал резонатора, образуемого дефектом с толщиной, соответствующей собственной моде резонатора. Действительно, условие резонанса  $\lambda = 2d_{NC}\sqrt{n^2 - \sin^2\theta}$ , где  $n$  – ПП дефектного слоя,  $\theta$  – угол падения света, по-

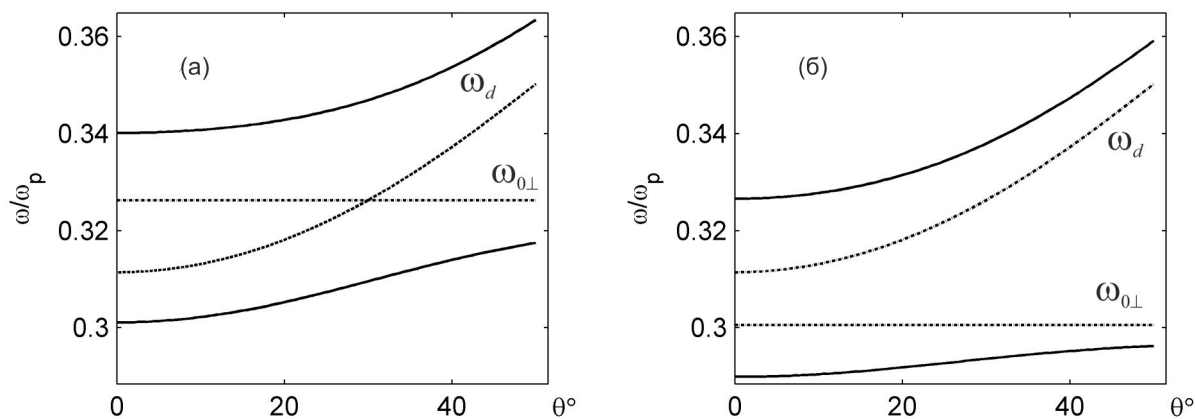


Рисунок 5.6: Зависимость от угла падения ТЕ-поляризованного света положений максимумов пиков пропускания (сплошные линии). Пунктиром и штрихпунктиром обозначены соответственно частота МР-моды ФК ( $\omega_d$ ) и резонансная частота НК ( $\omega_0$ ). Параметр  $\xi = 1.4$  (а),  $\xi = 0.8$  (б),  $f = 0.02$  [14].

казывает, что с ростом угла падения длина волны МР-моды уменьшается, что и наблюдается при численном моделировании. Отметим также, что границы ЗЗ также смещаются в коротковолновую область в соответствии с брэгговским условием. Из Рисунка 5.6 также видно, что минимальное расщепление находится вблизи совпадения резонансных частот НК и ФК.

## 5.2 Гибридные таммовские моды в фотонном кристалле, сопряженном с нанокompозитом

В данном разделе исследованы спектральные свойства ФК с изотропным дефектом структуры, сопряженного со слоем НК. НК состоит из сферических серебряных наночастиц, диспергированных в матрице. Показана возможность реализации гибридных мод, образованных взаимодействием ТПП-моды и МР-моды. Величину расщепления резонансов гибридных мод можно изменять, варьируя параметры структуры.

### 5.2.1 Модель

Рассматриваемая структура представляет собою ФК с дефектом в центре симметрии, сопряженный со слоем НК (Рисунок 5.7а). В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой диоксида циркония  $ZrO_2$  и диоксида кремния  $SiO_2$ , с ПП и толщинами  $n_a = 2.04$ ,  $d_a = 50$  нм и  $n_b = 1.45$ ,  $d_b = 74$  нм соответственно. Дефектный слой вводится посредством уширения центрального слоя двуокиси циркония до толщины  $L = 82$  нм. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ПП равным единице. Число слоев структуры  $N = 20$ , включая дефектный слой и слой НК.

НК-слой толщиной  $d_{NC} = 100$  нм состоит из сферических наночастиц, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с ДП  $\varepsilon_1 = 2.56$ . Эффективная ДП НК определяется формулой Максвелл-Гарнетта (В.11) [Приложение В]:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_1/(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right). \quad (5.4)$$

где  $f$  – фактор заполнения, т. е. объемная доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_1$  – ДП матрицы,  $\varepsilon_2$  – ДП материала наночастиц. В рассматриваемой нами струк-

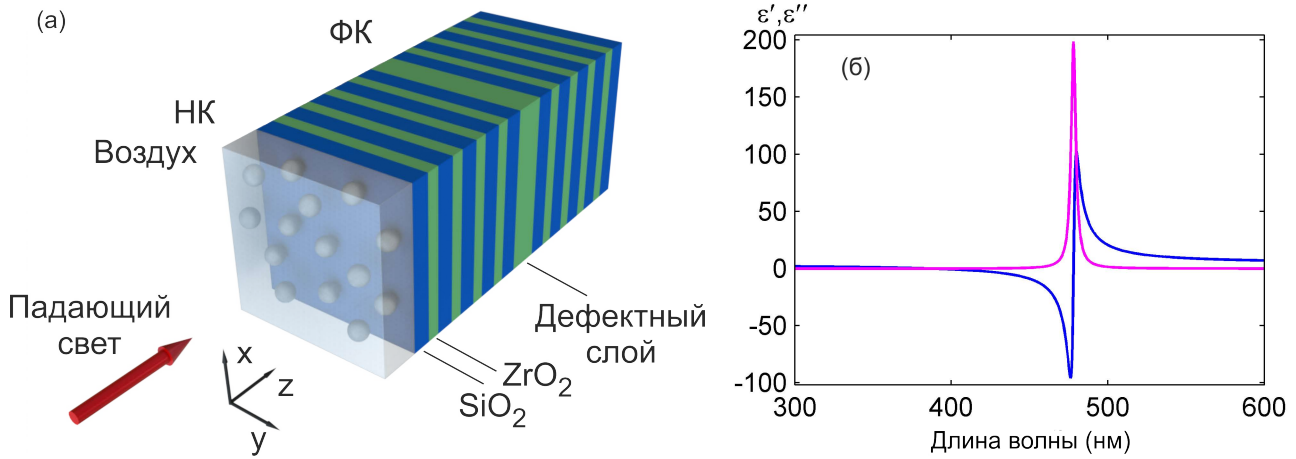


Рисунок 5.7: (а) Одномерный ФК с дефектом структуры, сопряженный со слоем НК. (б) Действительная  $\varepsilon'$  (синий) и мнимая  $\varepsilon''$  (пурпурный) части ДП НК при  $f = 0.2$ ,  $\varepsilon_1 = 2.56$  [16].

туре наночастицы состоят из серебра с ДП, взятой в приближении Друде-Зоммерфельда (В.29) [Приложение В].

На Рисунке 5.7б приведена зависимость эффективной ДП НК, вычисленной по формуле (5.4), от длины волны падающего света для выбранных нами параметров НК. ДП имеет резонансные особенности, в то время как материал матрицы и серебро таких особенностей в оптическом диапазоне не имеют. Резонансный оптический отклик превышает максимальное из значений для составляющих сред.

Спектры пропускания слоистой структуры рассчитаны с помощью метода трансфер-матрицы [Приложения А и Б] при нормальном падении плоской световой волны на структуру. Данный метод позволяет также рассчитать распределение светового поля в структуре.

### 5.2.2 Гибридные моды

На Рисунке 5.8а синим показан спектр пропускания ФК с дефектом в центре структуры. В ЗЗ ФК виден пик, соответствующий МР-моду ФК. Световое поле МР-моды локализуется на дефекте структуры. Пурпурным цветом пока-

зан спектр пропускания ФК, сопряженного со слоем НК. Вблизи границы ЗЗ виден пик, соответствующий ТПП. Световое поле ТПП локализуется на границе раздела ФК и НК. Поле оказывается заключенным между многослойным диэлектрическим и металлическим зеркалами, т.к. на данной длине волны действительная часть ДП НК имеет отрицательную величину – НК оказывается подобен металлу.

При наличии в структуре обеих неоднородностей и совместному возбуждению МР-моды и ТПП, в спектре наблюдается расщепленный пик, показанный черным на Рисунке 5.8а. К расщеплению приводит снятие вырождения, обусловленное связью МР-моды и ТПП, которые по отдельности имели одинаковые длины волн. Величина расщепления в данном случае составляет 13.8 нм. Результатом связи МР-моды и ТПП является образование гибридных связанных мод. Величина пропускания для каждого пика занимает промежуточное положение между пропусканием на длине волны МР-моды и ТПП в первых двух случаях. Энергия поля в гибридных модах имеет максимумы локализации как на границе ФК с НК, так и на дефектном слое (Рисунок 5.8б).

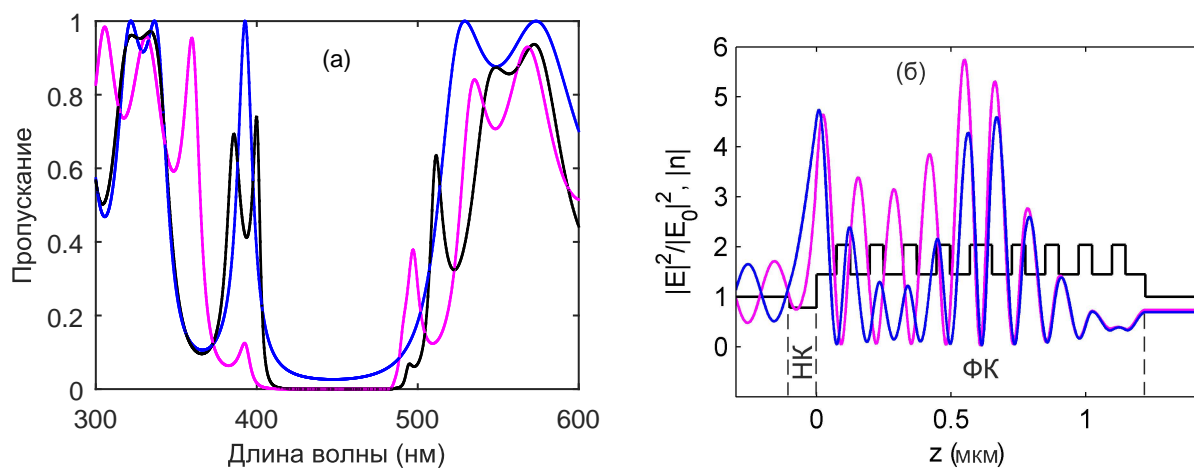


Рисунок 5.8: (а) Спектр пропускания ФК с дефектом (синий); ФК, сопряженного с НК (пурпурный); ФК с дефектом, сопряженного с НК (черный). (б) Пространственное распределение локальной интенсивности светового поля и ТПП (черный) на длине волны расщепленных пиков: 385.9 нм (синий) и 399.7 нм (пурпурный) [16].

### 5.2.3 Настройка положения гибридных мод при изменении параметров нанокompозита

На Рисунке 5.9а показано поведение пиков, соответствующих гибридным модам, в зависимости от фактора заполнения  $f$ . Такое поведение объясняется отстройкой длин волн взаимодействующих мод. Длина волны ТПП уменьшается. Это связано с тем, что при увеличении фактора заполнения область отрицательных значений действительной части ДП НК оказывается на более коротких длинах волн (Рисунок 5.9б). В этой области НК подобен металлическому зеркалу, что необходимо для получения ТПП. При уменьшении числа слоев ФК происходит увеличение расстояния по длине волны между пиками, соответствующими связанным модам. Это связано с тем, что расстояние между НК-слоем и дефектным слоем уменьшается, увеличивается пространственная область перекрывания взаимодействующих мод, что приводит к более сильной их связи и расталкиванию пиков (Рисунок 5.9а).

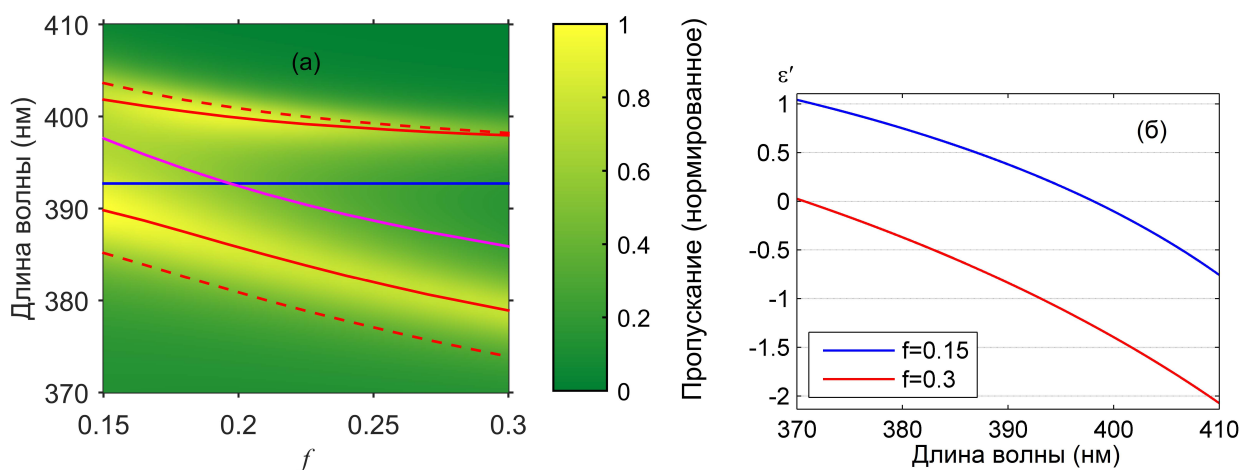


Рисунок 5.9: (а) Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от фактора заполнения  $f$  ( $T_{max} = 0.8169$ ). Красным цветом показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК  $N = 20$ . Пунктиром – при  $N = 16$ . Синим цветом показано положение негибридизованной МР-моды. Пурпурным цветом показано положение негибридизованного ТПП. (б) Действительная часть ДП НК  $\epsilon'$  при  $f = 0.15$  (синий) и  $f = 0.3$  (красный).

На Рисунке 5.10а показано поведение пиков, соответствующих гибридным модам, в зависимости от толщины дефектного слоя  $L$ . Длина волны МР-моды увеличивается в соответствии с условием резонанса Фабри-Перо (4.6). Это приводит к сдвигу положения гибридных мод.

На Рисунке 5.10б показано поведение пиков, соответствующих гибридным модам, в зависимости от ДП матрицы НК. Такое поведение также объясняется отстройкой длин волн взаимодействующих мод. Длина волны ТПП увеличивается. Это связано с тем, что при увеличении ДП матрицы область отрицательных значений действительной части эффективной ДП НК сдвигается в длинноволновую область.

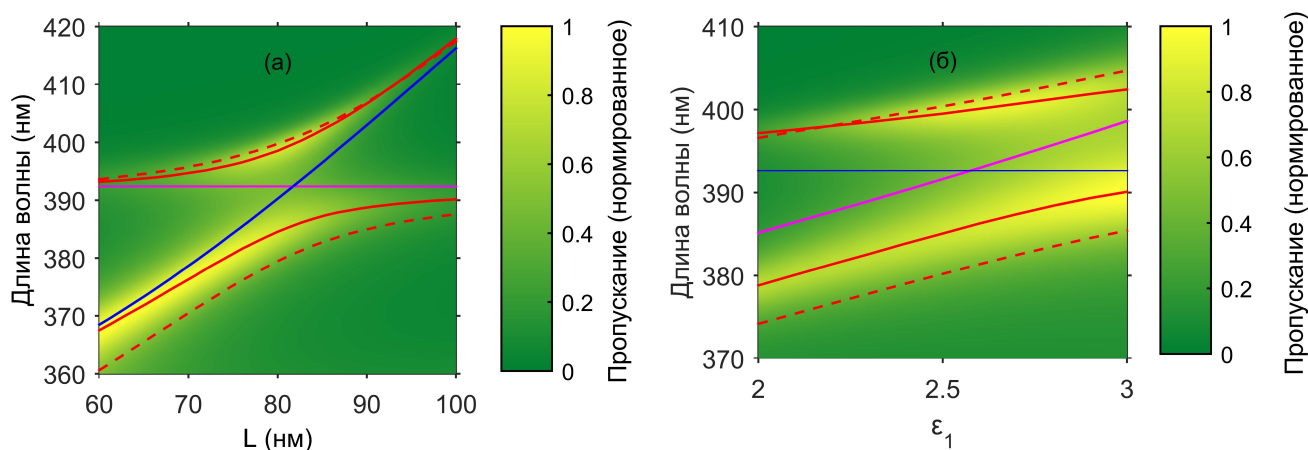


Рисунок 5.10: (а) Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от толщины дефектного слоя  $L$  ( $T_{max} = 0.9368$ ). (б) Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от ДП матрицы НК  $\epsilon_1$  ( $T_{max} = 0.8363$ ). Красным цветом показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК  $N = 20$ . Пунктиром – при  $N = 16$ . Синим цветом показано положение негибридизованной МР-моды. Пурпурным цветом показано положение негибридизованного ТПП [16].

Чувствительность положения расщепленных пиков в спектре пропускания к параметрам структуры может оказаться полезной для управления светом в устройствах на основе подобных структур.



## 5.3 Таммовский плазмон-поляритон на границе фотонного кристалла и нанокompозита, содержащего частицы с оболочками

Исследуются ТПП, локализованные на границе раздела ФК и НК. НК состоит из диспергированных в прозрачной матрице сферических наночастиц, имеющих диэлектрическое ядро и металлическую оболочку, и характеризуется резонансной ДП. Установлена существенная зависимость характеристик локализованного на краю ФК ТПП от отношения объема ядра частицы к ее полному объему.

### 5.3.1 Модель

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собою слоистую среду, ограниченную слоем НК (Рисунок 5.11а). НК-слой толщиной  $d_{NC} = 150$  нм состоит из слоистых сферических наночастиц с оболочкой, равномерно распределенных в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла. В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой диоксида циркония  $ZrO_2$  и диоксида кремния  $SiO_2$ , с ПП и толщинами  $n_a = 2.04$ ,  $d_a = 50$  нм и  $n_b = 1.45$ ,  $d_b = 74$  нм соответственно. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ДП равной единице и состоит из  $N = 16$  слоев, включая НК-слой.

Эффективная ДП НК определяется формулой Максвелл-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении композитных сред. Обобщение этой формулы, на случай композита с диспергированными сферическими наночастицами с оболочкой, приводит к эффективной ДП, имеющей вид (В.15),(В.16) [Приложение В]:

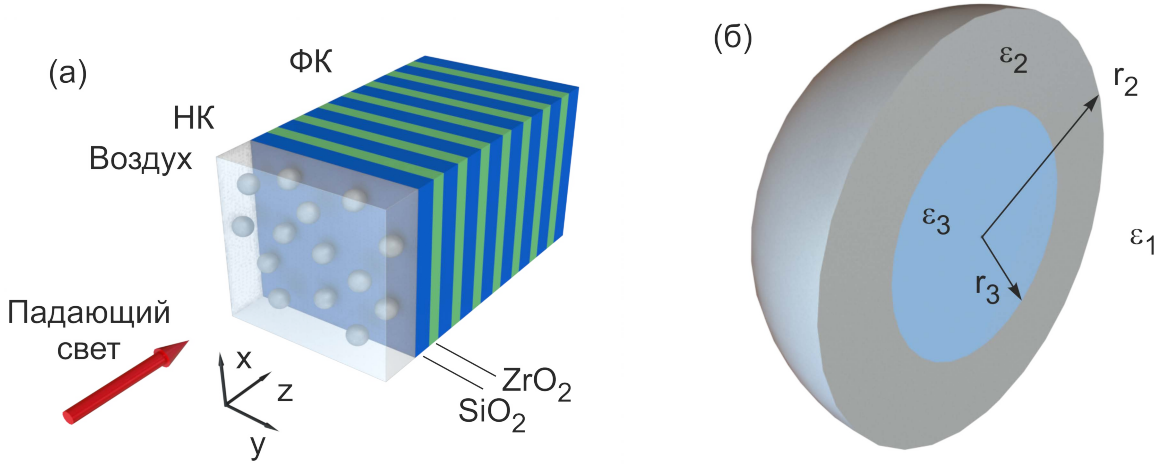


Рисунок 5.11: (а) Схематичное представление одномерного ФК, сопряженного со слоем НК; (б) сечение наночастицы [11].

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{3f\alpha'}{1 - f\alpha'} \right), \quad (5.5)$$

где

$$\alpha' = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + \beta(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + 2\beta(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)} \quad (5.6)$$

– это отношение дипольной поляризуемости частицы к кубу ее радиуса  $\alpha' = \alpha/r_2^3$ ,  $f$  – фактор заполнения, т. е. объемная доля наночастиц в матрице,  $\beta = (r_3/r_2)^3$  – отношение объема ядра частицы к ее полному объему (Рисунок 5.11б). В нашей модели взяты следующие параметры: ДП ядра  $\varepsilon_3 = 3$ , ДП матрицы  $\varepsilon_1 = 2.56$ , ДП серебряной оболочки  $\varepsilon_2$  выражается формулой Друде-Зоммерфельда (В.29) [Приложение В].

На Рисунке 5.12 приведена зависимость эффективной ДП НК от частоты падающего света для выбранных нами параметров НК. Из рисунка видно, что возникают две резонансные части ДП, природа которых связана с плазмонным резонансом наночастиц. Поверхностные плазмоны возникают на границах раздела металлической оболочки с ядром и матрицей. При увеличении ДП ядра резко увеличивается высокочастотная резонансная часть ДП, в то время как низкочастотная уменьшается незначительно. При увеличении ДП матрицы происходит обратная ситуация. Кроме того, происходит смещение обоих резонансов

в низкочастотную область. При уменьшении толщины оболочки увеличивается связь локализованных на ее границах плазмонов и наблюдается расталкивание мод – движение высокочастотной резонансной части ДП в область высоких частот, низкочастотной – в сторону уменьшения частоты.

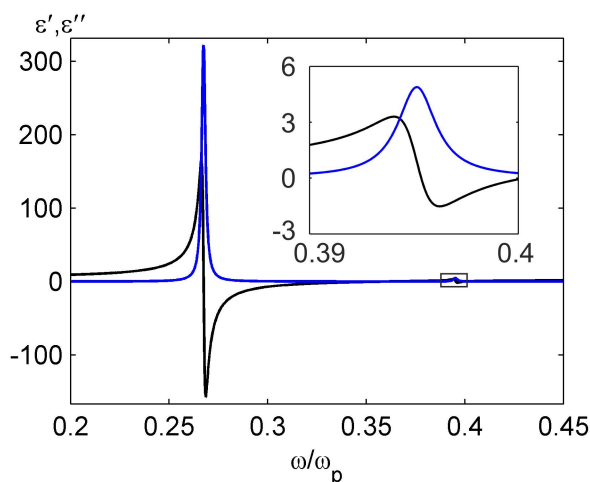


Рисунок 5.12: Действительная  $\epsilon'$  (черный) и мнимая  $\epsilon''$  (синий) части ДП НК  $\epsilon_{eff}$  в зависимости от частоты падающего света. На вставке в увеличенном масштабе показан участок, выделенный рамкой. Параметры  $f = 0.3$ ,  $\beta = (0.3)^3$ ,  $\epsilon_1 = 2.56$ ,  $\epsilon_3 = 3$  [11].

Спектры пропускания, отражения и поглощения слоистой структуры рассчитаны с помощью метода трансфер-матрицы [Приложения А и Б] при нормальном падении плоской световой волны на структуру.

### 5.3.2 Таммовский плазмон-поляритон на границе фотонного кристалла и нанокомпозита

На Рисунке 5.13 показаны спектры пропускания, отражения и поглощения ФК, состоящего из 15 слоев и сопряженного со слоем НК при отсутствии наночастиц в НК и при факторе заполнения, равном 0.3.

Из рисунка видно, что при введении наночастиц спектры качественно изменяются. На частоте около  $0.39\omega_p$  (348 нм) формируется зона непропускания (Рисунок 5.13а), природа которой связана с поглощением света на резонансной

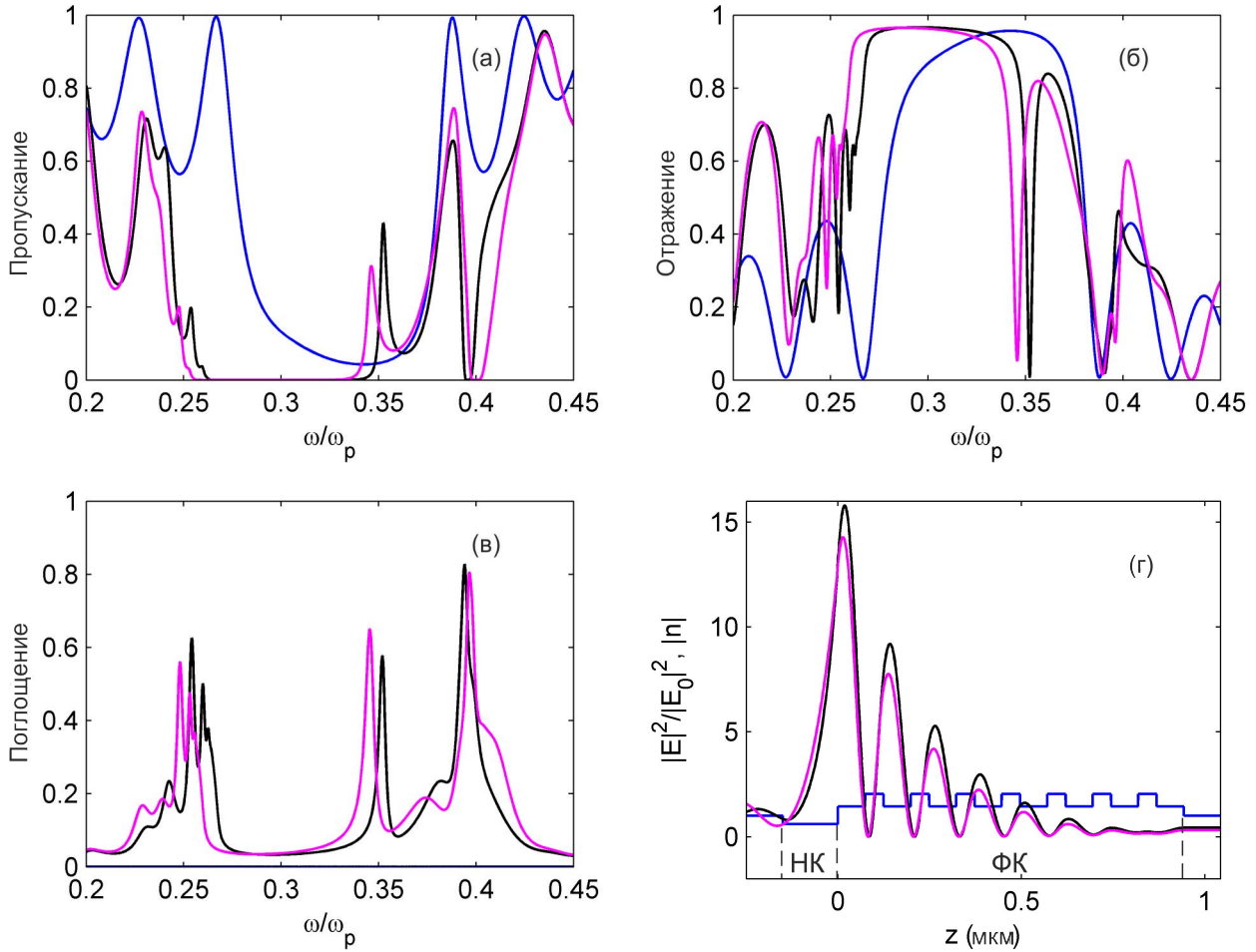


Рисунок 5.13: Коэффициенты пропускания (а), отражения (б) и поглощения (в) ФК, сопряженного со слоем НК, в зависимости от частоты падающего света при  $f = 0$  (синий);  $f = 0.3$ ,  $\beta = (0.3)^3$  (черный);  $f = 0.3$ ,  $\beta = (0.4)^3$  (пурпурный); (г) Пространственное распределение локальной интенсивности поля на частоте  $0.353\omega_p$  (391 нм) ( $f = 0.3$ ,  $\beta = (0.3)^3$ ) (черный);  $0.346\omega_p$  (398 нм) ( $f = 0.3$ ,  $\beta = (0.4)^3$ ) (пурпурный); ПП слоев (синий). Параметры  $d_{NC} = 150$  нм,  $\varepsilon_1 = 2.56$ ,  $\varepsilon_3 = 3$  [11].

частоте (Рисунок 5.13в), соответствующей высокочастотной резонансной части ДП НК (Рисунок 5.12). Исходная ЗЗ в спектре пропускания увеличивается, что объясняется высоким отражением света (Рисунок 5.13б) на данных частотах. Высокое отражение возникает из-за большой отрицательной величины действительной части ДП НК (Рисунок 5.12). Кроме того, вблизи высокочастотной границы ЗЗ возникает пик пропускания, связанный с возникновением ТПП. Световое поле в ТПП локализовано в области, соизмеримой с длиной волны.

Распределение локальной интенсивности поля на частоте  $0.353\omega_p$  (391 нм), соответствующей ТПП, показано на Рисунке 5.13г. Поле локализуется на границе ФК и НК, это связано с тем, что на данной частоте НК имеет отрицательную действительную часть ДП – он подобен металлу (Рисунок 5.12), поэтому поле проникает в него только на толщину скин-слоя. Вглубь ФК огибающая интенсивности убывает экспоненциально из-за брэгговской дифракции, в связи с тем, что данная частота попадает в ЗЗ ФК.

При увеличении отношения радиусов ядра и оболочки, и неизменных исходных параметрах, происходит уменьшение пропускания и локальной интенсивности поля на частоте, соответствующей ТПП. При этом отражение падает, а поглощение возрастает. Положение пика пропускания сдвигается в сторону уменьшения частоты. При увеличении отношения радиусов ядра и оболочки до 0.4, на частоте ТПП  $0.346\omega_p$  (398 нм), пропускание уменьшается на 12%, поглощение увеличивается на 8%, увеличение отражения составляет 4%, локальная интенсивность падает на 11% (Рисунок 5.13).

Подбирая параметры структуры, можно добиться совпадения двух областей с отрицательной действительной частью ДП НК, с соответствующими двумя ЗЗ в затравочном спектре пропускания ФК ( $f = 0$ ) (Рисунок 5.14а). В этом случае, при введении наночастиц в НК, вблизи высокочастотных границ обеих ЗЗ возникает пик, соответствующий ТПП (Рисунок 5.14б). Распределение локальной интенсивности поля на частотах  $0.16\omega_p$  и  $0.43\omega_p$  (858.8 нм и 319.2 нм), соответствующих ТПП, показано на рисунке 5.15. Из рисунка видно, что для обоих пиков поле локализовано на границе раздела ФК и НК.

### 5.3.3 Связанные таммовские плазмон-поляритоны

На Рисунке 5.16б показаны спектры пропускания ФК, состоящего из 15 слоев и ограниченного с одной (Рисунок 5.11а) или обеих сторон (Рисунок 5.16а) слоем НК при факторе заполнения, равном 0.4. При введении второго слоя НК,

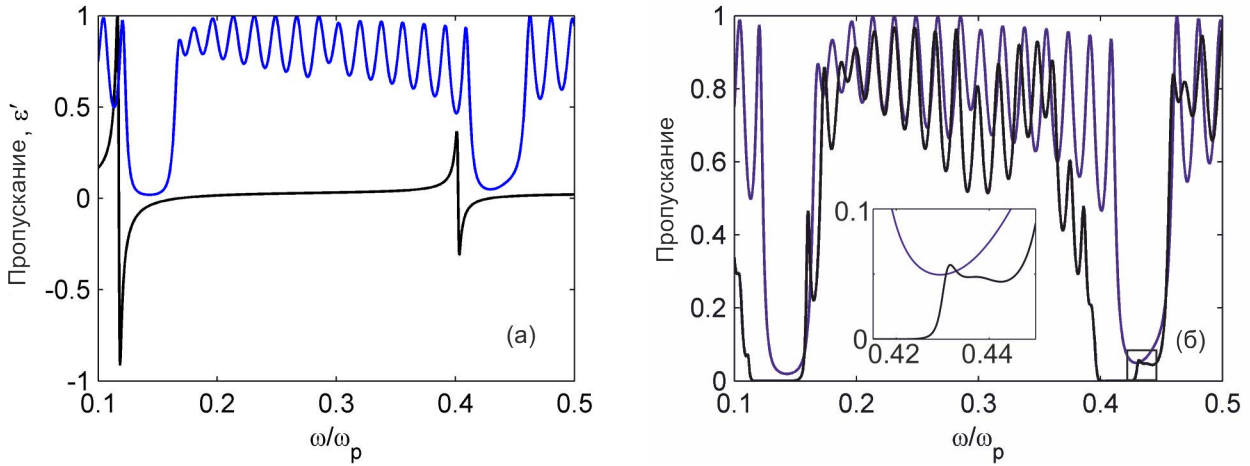


Рисунок 5.14: Коэффициент пропускания ФК, сопряженного со слоем НК, в зависимости от частоты падающего света. Черной линией на рисунке (а) показана нормированная действительная часть ДП НК. Параметры  $d_{NC} = 150$  нм,  $d_a = 113.5$  нм,  $d_b = 168$  нм,  $\beta = (0.82)^3$ ,  $\epsilon_1 = 4$ ,  $\epsilon_3 = 10$ ,  $f = 0$  (синий),  $f = 0.4$  (черный) [11].

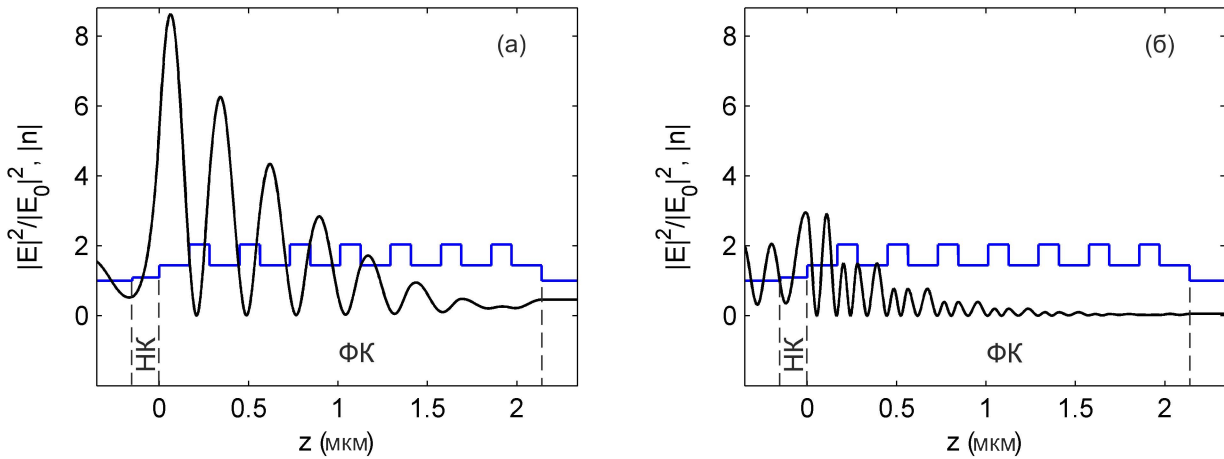


Рисунок 5.15: Пространственное распределение локальной интенсивности поля для пиков, соответствующих ТПП на Рисунке 5.14б (черный), ПП слоев (синий). Частота  $0.16\omega_p$  (858.8 нм) (а) и  $0.43\omega_p$  (319.2 нм) (б) [11].

в спектре пропускания возникает расщепление пика в ЗЗ ФК, величина которого равна 6.2 нм. Такое расщепление резонансной таммовской длины волны объясняется снятием вырождения, которое обусловлено взаимным влиянием локализованных на границе раздела ТПП. Полоса непропускания, связанная с поглощением в коротковолновой области спектра практически не изменяется.

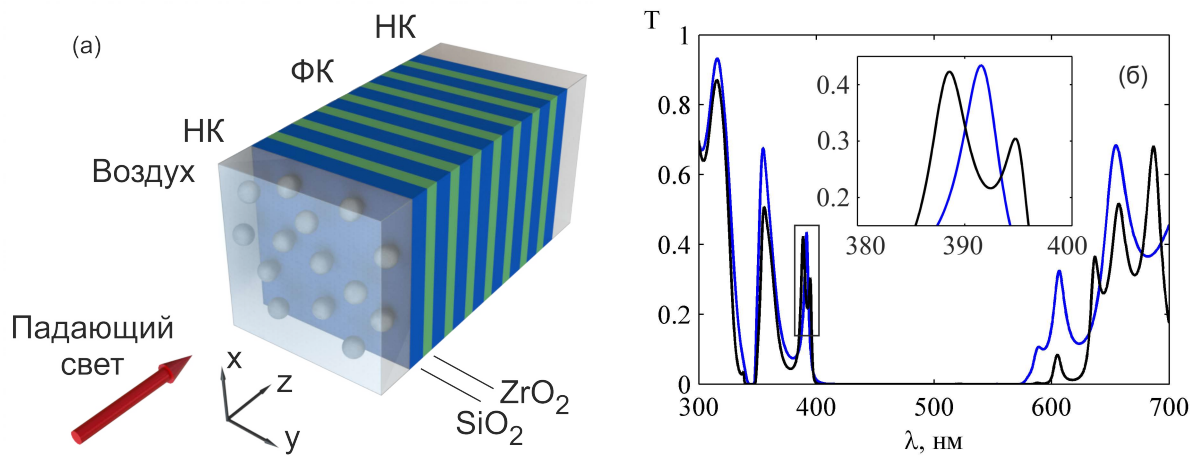


Рисунок 5.16: (а) ФК структура, органиченная с обеих сторон слоями НК; (б) Коэффициент пропускания  $T$  ФК, ограниченного с одной стороны (синий) и с двух сторон (черный) слоем НК, в зависимости от длины волны падающего света. На вставке в увеличенном масштабе показан участок, выделенный черной рамкой. Параметры  $d_{NC} = 150$  нм,  $f = 0.4$  [15].

Распределение локальной интенсивности поля на длинах волн, соответствующих расщепленным пикам, увеличенным на Рисунке 5.16б во вставке, показано на Рисунке 5.17. Черным цветом изображено распределение по структуре напряженности электрического поля, нормированного на напряженность падающего света. Из рисунка видно, что при совмещении ФК с двумя слоями НК, образовались связанные ТПП. Распределение поля имеет разную симметрию для каждого из пиков и зависит от числа слоев в структуре, заключенной между НК-слоями. Огибающая локальной интенсивности поля убывает экспоненциально вглубь ФК с каждой стороны.

На Рисунке 5.18а показан спектр пропускания структуры в зависимости от толщины  $d$  первого слоя  $SiO_2$ , непосредственно примыкающего к НК-слою. Из рисунка видно, что положения пиков и расстояние между ними существенным образом изменяются при изменении толщины  $d$  первого слоя. Как было отмечено в работе [3], при увеличении толщины первого слоя ФК, непосредственно сопряженного с плазмоподобной средой (в нашем случае это НК, имеющий в данном диапазоне длин волн действительную отрицательную часть ДП), дли-



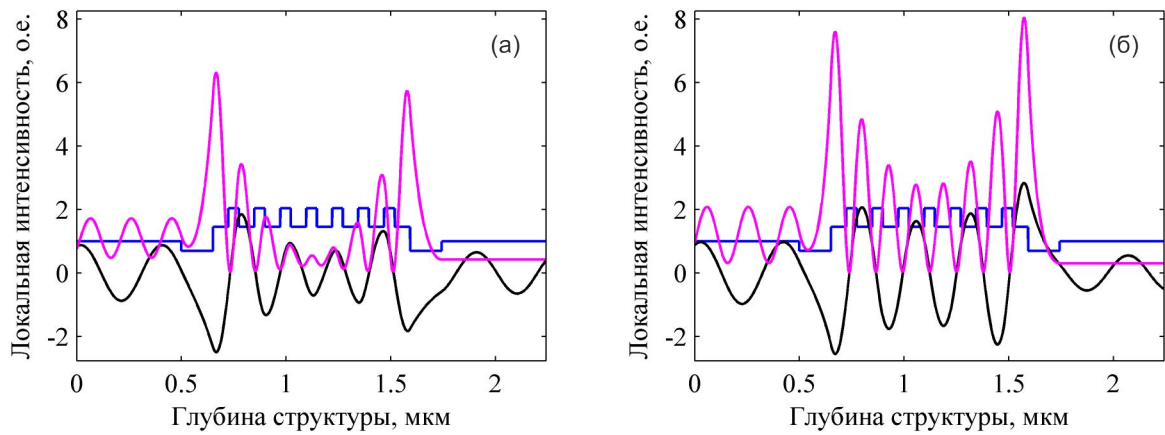


Рисунок 5.17: Пространственное распределение локальной интенсивности поля (квадрат модуля напряженности электрического поля) (пурпурный). Локальная интенсивность нормирована на входную интенсивность света. ПП слоев (синий). Напряженность электрического поля, нормированная на входную напряженность поля (черный). Для коротковолновой (а) и длинноволновой (б) ТПП-мод структуры. Параметры  $d_{NC} = 150$  нм,  $f = 0.4$  [149].

на волны ТПП увеличивается (на рисунке показана точками). Таким образом, изменяется длина волны ТПП, локализованного на границе между НК и слоем переменной толщины. Длина волны второго ТПП, локализованного на другой границе ФК, не меняется (на рисунке показана кружками). При отстройке длин волн связанных ТПП увеличивается расстояние между пиками. Такое поведение дисперсионных кривых называется квазипересечением. Расстояние между пиками достигает минимума при  $d = 74$  нм, т.е. когда структура становится симметричной и длины волн связанных ТПП совпадают – их дисперсионные кривые пересекаются.

При уменьшении числа слоев ФК происходит увеличение расстояния по длине волны между пиками, соответствующими связанным ТПП (растет величина расщепления). Это связано с тем, что расстояние между НК-слоями уменьшается, увеличивается пространственная область перекрывания взаимодействующих таммовских мод, что приводит к более сильной связи мод и расталкиванию пиков (Рисунок 5.18а).



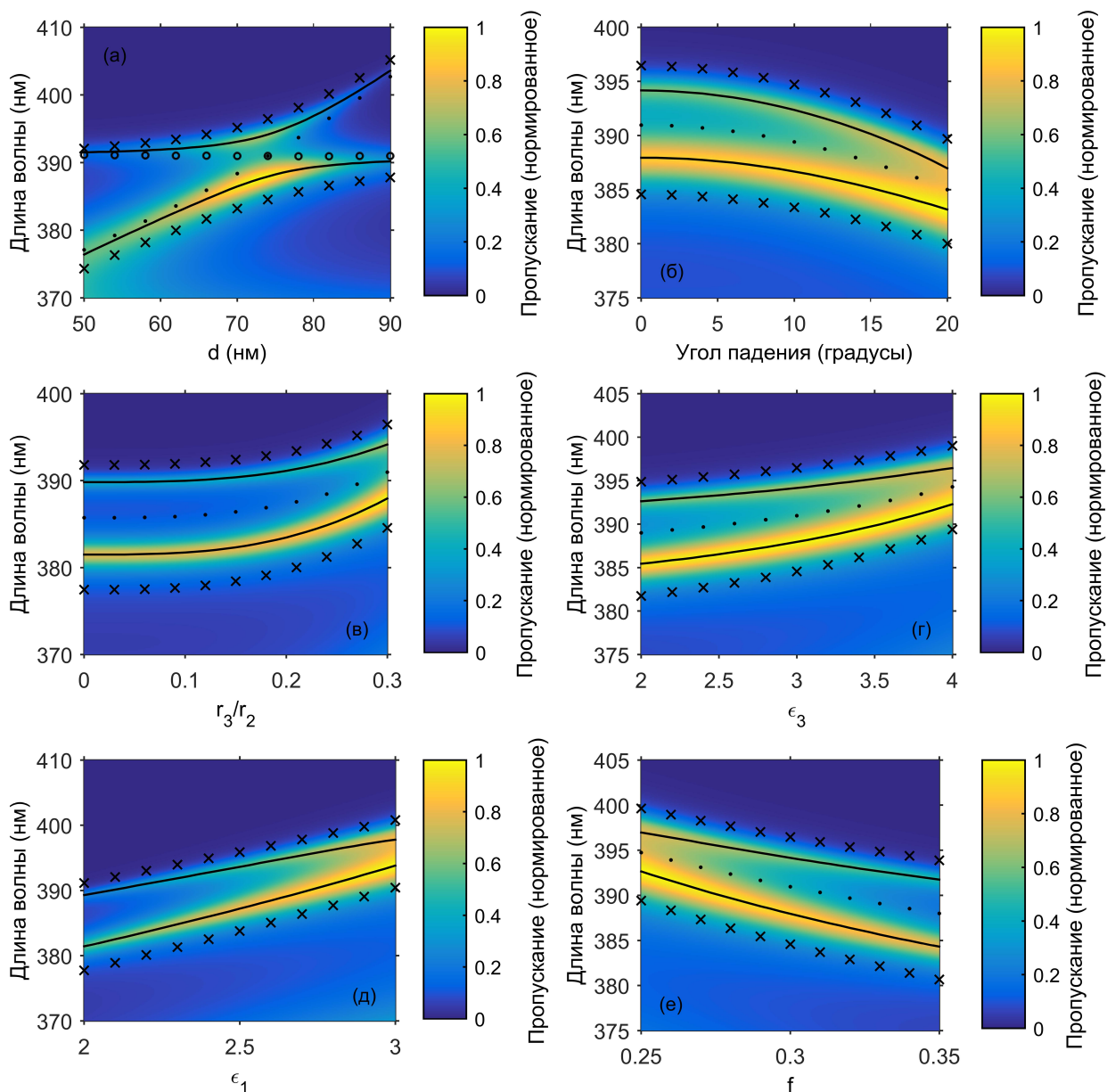


Рисунок 5.18: Нормированный спектр пропускания  $T/T_{max}$  структуры в зависимости от толщины  $d$  первого слоя  $SiO_2$  ( $T_{max} = 0.9144$ ) (а); угла падения  $\theta$  ( $T_{max} = 0.4637$ ) (б); отношения радиуса ядра  $r_3$  к радиусу частицы  $r_2$  ( $T_{max} = 0.4078$ ) (в); ДП ядра ( $T_{max} = 0.4096$ ) (г); ДП матрицы ( $T_{max} = 0.4077$ ) (д); фактора заполнения  $f$  ( $T_{max} = 0.4519$ ) (е). Показаны максимумы пиков пропускания при числе слоев ФК  $N = 15$  (сплошная) и  $N = 11$  (крестики). Точками и кружками показано положение ТПП для структур НК-ФК и ФК-НК соответственно. Если параметр не изменяется, то его значение равно  $f = 0.3$ ,  $r_3/r_2 = 0.3$ ,  $\epsilon_1 = 2.56$ ,  $\epsilon_3 = 3$ ,  $\theta = 0$ ,  $d = 74$  нм [15].

На Рисунке 5.18б представлено поведение пиков, соответствующих связанным ТПП при изменении угла падения ТЕ-поляризованного света на структуру. Длины волн ТПП, возбуждаемых на обеих границах ФК и НК независимо друг от друга, совпадают, поэтому не наблюдается ситуация квазипересечения. При увеличении угла падения света длина волны каждого из взаимодействующих ТПП уменьшается, что ведет к уменьшению длин волн, соответствующих расщепленным пикам. При увеличении угла падения поле на длине волны ТПП спадает вглубь ФК быстрее, уменьшается пространственная область перекрытия взаимодействующих таммовских мод, это приводит к более слабой их связи и уменьшению расталкивания пиков. Они асимптотически приближаются к длине волны несвязанного ТПП – вырождение состояний уменьшается. Крестики на рисунке показывают, что при уменьшении числа слоев ФК расстояние между пиками увеличивается.

В настоящее время существуют технологии изготовления наночастиц, которые позволяют изменять размеры ядра и оболочки в широких пределах [150]. Это открывает дополнительную возможность настройки положения пиков пропускания при создании таких структур. На Рисунке 5.18в показано движение пиков при росте отношения  $r_3/r_2$ . Из рисунка видно, что пики смещаются в длинноволновую область. Это связано с тем, что ДП НК имеет две резонансные области, которые отвечают двум поверхностным плазмонам, локализованным в частице на двух границах металлической оболочки – с ядром, и с матрицей (Рисунок 5.12). В наших расчетах проявляется более сильный из этих резонансов – длинноволновый, соответствующий внешней границе. При уменьшении толщины оболочки увеличивается связь локализованных на ее границах плазмонов, и наблюдается расталкивание мод – движение коротковолнового края резонансной области ДП в короткие длины волн, длинноволнового – в сторону увеличения длины волны. Поэтому область отрицательных значений действительной части ДП НК сдвигается в длинноволновую область, а вместе с ней и длина волны ТПП, локализованных на краях ФК (на рисунке показана точ-

ками). Механизм уменьшения величины расщепления пиков, соответствующих связанным ТПП, такой же, как и в случае увеличения угла падения света и связан с более резким спадом поля вглубь структуры на длине волны ТПП.

На Рисунках 5.18г и 5.18д показано движение пиков в зависимости от ДП ядра наночастицы и матрицы НК. При увеличении ДП как ядра, так и матрицы, происходит смещение обоих резонансов ДП НК в длинноволновую область. Поэтому и область отрицательных значений действительной части ДП НК смещается в сторону увеличения длины волны, а вместе с ней и длина волны ТПП, локализованных на краях ФК. Механизм уменьшения величины расщепления пиков такой же, как и для Рисунка 5.18б.

Также можно управлять положением пиков, варьируя фактор заполнения  $f$  (Рисунок 5.18е). При увеличении  $f$ , область отрицательных значений действительной части ДП НК, соответствующая длинноволновому резонансу ДП, смещается в сторону коротких длин волн, а вместе с ней и длина волны ТПП, локализованных на краях ФК. Вследствие этого и расщепленные пики двигаются в сторону уменьшения длины волны. При этом спад поля на длине волны ТПП вглубь ФК становится медленным, увеличивается пространственная область перекрывания взаимодействующих таммовских мод, это приводит к более сильной их связи и увеличению расталкивания пиков.

## 5.4 Спектральное проявление размерных эффектов

Исследованы спектральные свойства одномерного ФК с дефектом структуры, в качестве которого рассмотрен слой изотропного НК, внедренного между двумя многослойными диэлектрическими зеркалами. НК состоит из диспергированных в прозрачной матрице наночастиц золота сферической формы и характеризуется эффективной резонансной ДП.

### 5.4.1 Модель

Рассматриваемая нами ФК-структура представляет собою слоистую среду с резонансным дефектным слоем НК. Дефектный НК-слой толщиной  $d_{NC}$  состоит из золотых наночастиц сферической формы, равномерно распределенных в диэлектрической матрице диоксида титана  $TiO_2$  с ДП  $\varepsilon_1 = 4.57$ . В качестве чередующихся слоев, из которых составлена элементарная ячейка ФК, рассматриваются слой диоксида циркония  $ZrO_2$  и диоксида кремния  $SiO_2$ , с ПП и толщинами  $n_a = 2.04$ ,  $d_a = 50$  нм и  $n_b = 1.45$ ,  $d_b = 74$  нм соответственно. ФК-структура помещена в среду (воздух) с ДП равной единице и состоит из  $N = 19$  слоев, включая дефектный слой в центре симметрии структуры.

Эффективная ДП НК определяется формулой Максвелл-Гарнетта (B.11) [Приложение B]:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_1/(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right). \quad (5.7)$$

где  $f$  – фактор заполнения, т. е. объемная доля наночастиц в матрице,  $\varepsilon_1$  – ДП матрицы,  $\varepsilon_2$  – ДП материала наночастиц. В рассматриваемой нами структуре наночастицы состоят из серебра с ДП, взятой в приближении Друде-Зоммерфельда, с учетом увеличения затухания при уменьшении размеров частицы:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega \left( \omega + i(\gamma + A \frac{V_F}{r_2}) \right)}. \quad (5.8)$$

Здесь  $\varepsilon_\infty$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов,  $V_F$  – скорость Ферми,  $r_2$  – радиус наночастицы,  $A$  – эффективный параметр, описывающий степень потери когерентности при рассеянии электрона на поверхности частицы. Для золота  $\varepsilon_\infty = 9.84$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.1$  эВ,  $V_F = 1.4 \cdot 10^8$  см/с,  $A = 1$  [150, 151].

На Рисунке 5.19 представлены действительные и мнимые части эффективной ДП НК, вычисленные по формуле (5.7) как функции длины волны падающего света. ДП представлена для двух значений фактора заполнения  $f$ . Тонкими линиями выделены ДП, вычисленные при формальном стремлении радиуса  $r_2$  частиц к бесконечности (приближение неограниченного материала в формуле Друде-Зоммерфельда (5.8)).

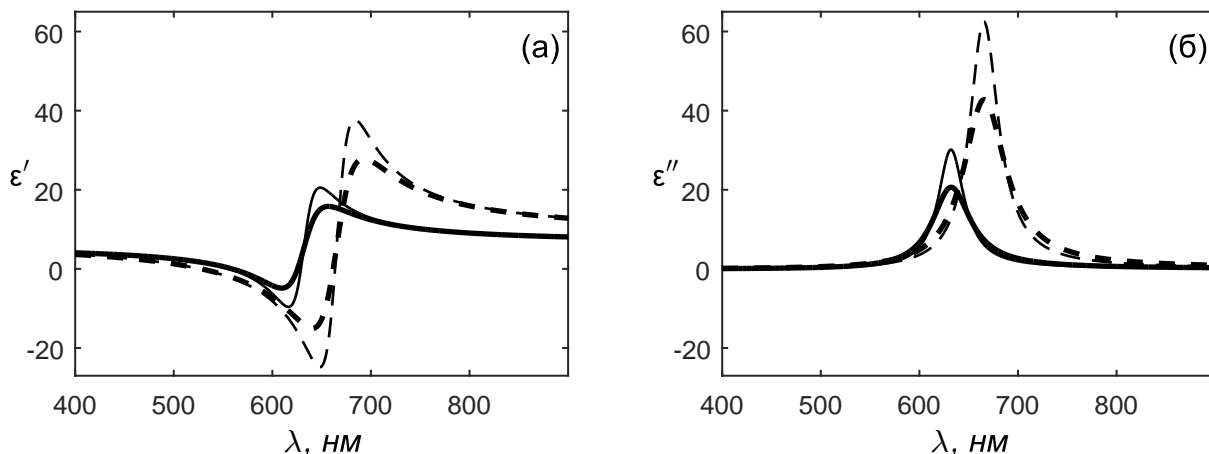


Рисунок 5.19: Действительная  $\epsilon'$  (а) и мнимая  $\epsilon''$  (б) части эффективной диэлектрической проницаемости НК при факторе заполнения  $f = 0.13$  (сплошная) и  $f = 0.24$  (пунктирная). Тонкими линиями показана ДП без учета размера частиц, толстыми – при радиусе частиц  $r_2 = 20$  нм [13].

Из Рисунка 5.19 видно, что величина действительной и мнимой части ДП НК, а также положение резонансной частоты, существенным образом зависят от действительного размера и концентрации наночастиц в НК. Спектры пропускания и поглощения структуры были найдены методом трансфер-матрицы [Приложения А и Б].

#### 5.4.2 Влияние размера частиц в нанокompозите на особенности спектральных свойств

На Рисунке 5.20 представлены спектры пропускания и поглощения системы при толщине дефектного слоя  $d_{NC} = 70$  нм, и факторе заполнения  $f = 0.13$  [53].

Тонкой линией показан затравочный спектр ФК, включающий дефектный слой из диоксида титана, не содержащий наночастиц.

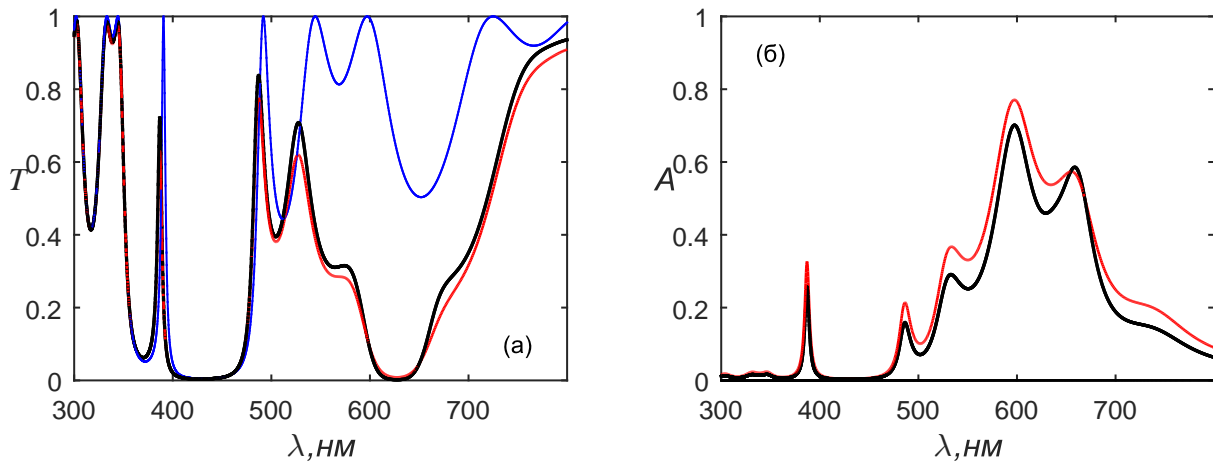


Рисунок 5.20: Коэффициент пропускания  $T$  (а) и поглощения  $A$  (б) системы как функция длины волны падающего света. Толщина дефекта  $d_{NC} = 70$  нм. Параметры:  $f = 0$  (синий);  $f = 0.13$ , без учета размера (черный);  $f = 0.13$ ,  $r_2 = 20$  нм (красный) [13].

Из Рисунка 5.20а видно, что на длине волны, соответствующей резонансной частоте НК (Рисунок 5.19) появляется дополнительная ЗЗ в спектре пропускания. Это связано с тем, что золото в модели Друде-Зоммерфельда (5.8) обладает большим коэффициентом затухания, поэтому появление этой ЗЗ – эффект поглощения на резонансной плазмонной частоте (Рисунок 5.20б), в отличие от исходной ЗЗ затравочного спектра, природа которой связана с брэгговской дифракцией света. Таким образом, в спектре пропускания, наряду с ЗЗ обусловленной брэгговской дифракцией света, возникает плазмонная ЗЗ. Также наблюдается уменьшение пропускания [6], обусловленное поглощением энергии собственной моды микрорезонатора, и небольшой частотный сдвиг для МР-моды в брэгговской ЗЗ при введении наночастиц в НК.

На Рисунке 5.21 представлены спектры пропускания и поглощения системы при толщине дефектного слоя  $d_{NC} = 90$  нм, и факторе заполнения  $f = 0.24$  [53]. Тонкой линией показан затравочный спектр ФК, включающий дефектный слой из диоксида титана, не содержащий наночастиц.

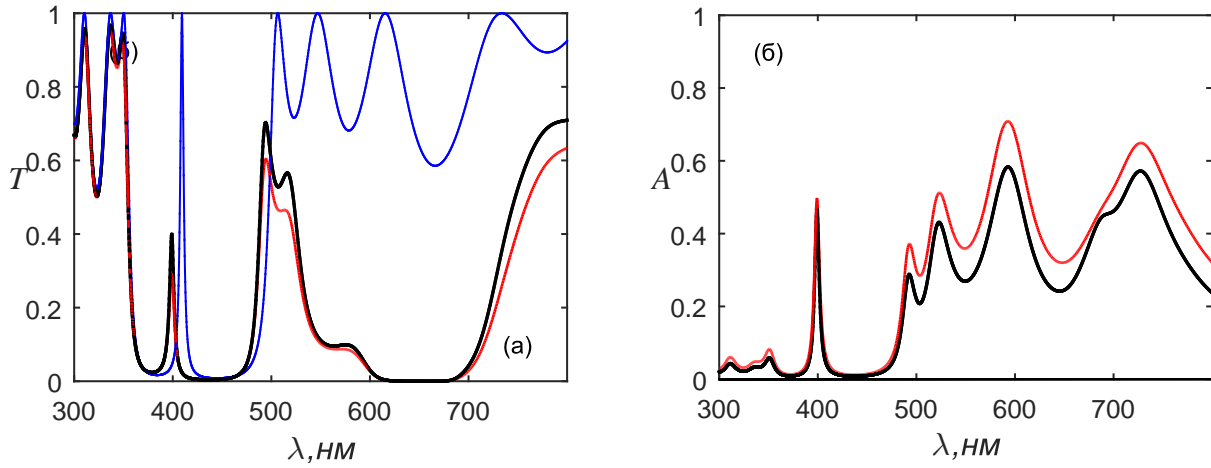


Рисунок 5.21: Коэффициент пропускания  $T$  (а) и поглощения  $A$  (б) системы как функция длины волны падающего света. Толщина дефекта  $d_{NC} = 90$  нм. Параметры:  $f = 0$  (синий);  $f = 0.24$ , без учета размера (черный);  $f = 0.24$ ,  $r_2 = 20$  нм (красный) [13].

На Рисунке 5.21а также видна дополнительная ЗЗ, соответствующая поглощению в НК на резонансной частоте ДП НК, ширина этой ЗЗ, при заданной толщине дефектного слоя  $d_{NC} = 90$  нм, увеличилась по сравнению с ЗЗ на Рисунке 5.20а, при этом изменилась ширина полосы пропускания между двумя ЗЗ. Это может быть полезно при создании широкополосных светофильтров на базе такой структуры. Эффект уменьшения пропускания для МР-моды в брэгговской ЗЗ, а также ее частотный сдвиг в случае увеличения фактора заполнения, проявляются интенсивнее. При учете размера наночастиц происходит уменьшение пропускания, это связано с увеличением поглощения в структуре, из-за увеличения фактора затухания  $\gamma$ .

## Выводы

В *первой* части главы выполнены исследования спектральных свойств ФК с дефектным слоем НК, состоящего из ориентационно упорядоченных серебряных наночастиц сферической формы, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Показана поляризационная чувствительность спектров пропускания.

Положение МР-мод в спектре зависит от поляризации падающего излучения, формы наночастиц и фактора заполнения. Угловая и поляризационная чувствительность спектров пропускания рассматриваемой структуры могут быть использованы для управления и разделения излучения по длине волны и поляризации.

Во *второй* части главы выполнен расчет спектров пропускания одномерного ФК с изотропным дефектом, покрытого слоем НК. Показано существование в структуре гибридных мод, образованных ТПП и МР-модой. Показана возможность изменения спектрального положения гибридных мод при изменении параметров НК.

В *третьей* части главы выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, сопряженного со слоем НК. НК состоит из диспергированных в прозрачном оптическом стекле сферических наночастиц, состоящих из диэлектрического ядра и серебряной оболочки. Показано, что при определенных параметрах структуры возможно спектральное проявление двух ТПП в двух ЗЗ ФК. Выполнены исследования спектральных свойств одномерного ФК, сопряженного со слоем НК с обеих сторон. Показана возможность управления положением расщепленных пиков пропускания, соответствующих связанным ТПП посредством вариации параметров НК. Зависимость положения расщепленных пиков от толщины первого слоя ФК и от угла падения может быть полезна при создании перестраиваемых фильтров на основе данной структуры.

В *четвертой* части главы показана возможность качественного изменения спектральных характеристик одномерного ФК при помощи дефектного слоя НК, допированного золотыми наночастицами. При учете размера частиц происходит модификация спектра, обусловленная эффектами диссипации – затуханием для неограниченного объема металла и процессами рассеяния электронов на поверхности наночастицы.



## Заключение

По итогам диссертации можно сформулировать следующие **основные результаты и выводы**.

1. Описан новый метод суперпозиции модуляции показателя преломления для структурирования квазипериодических фотонных кристаллов. Спектральное положение и глубина нескольких запрещенных зон могут быть независимо настроены путем подбора пространственных частот и амплитуд гармоник, участвующих в формировании показателя преломления структуры. Рассчитанные спектры согласуются с экспериментальными.

2. Получено дисперсионное уравнение таммовского плазмон-поляритона, учитывающее толщину первого слоя фотонного кристалла, примыкающего к металлу. Рассмотрены две различные схемы возбуждения таммовского плазмон-поляритона. В каждой из двух схем предполагается непрозрачным одно из зеркал (фотонный кристалл, либо слой металла), а возбуждение происходит через второе зеркало. С точки зрения временной теории связанных мод обосновывается преимущество одной схемы перед другой. А именно, в условиях критической связи падающего излучения с таммовским плазмон-поляритоном, бóльшая добротность получается для схемы возбуждения через фотонный кристалл. Численный расчет, а также экспериментальные спектральные линии излучения тепловых эмиттеров на основе таммовского плазмон-поляритона подтверждают качественные выводы.

3. Выполнен расчет спектров пропускания фотонного кристалла, покрытого тонким серебряным слоем, и содержащего слой нематика в качестве дефекта. Продемонстрирована возможность температурной настройки спектрального положения гибридных таммовских-микрорезонаторных мод, посредством на-

гревания нематика. Показано существование скачка гибридных мод в точке фазового перехода нематик–изотропная жидкость. Показана поляризационная чувствительность спектров. Продемонстрирована возможность электрической перестройки спектров посредством приложенного к нематику напряжения.

4. Выполнены исследования спектральных свойств фотонного кристалла с дефектным слоем нанокompозита, состоящего из ориентационно упорядоченных серебряных наночастиц сфероидальной формы, взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Показана зависимость положения микрорезонаторных мод в спектре от поляризации и угла падения излучения, формы наночастиц и фактора заполнения.

\*\*\*

В диссертации представлены примеры наноструктурированных фотонных кристаллов. Это квазипериодические структуры, состоящие из множества слоев. Их толщина может быть равна нескольким нанометрам, но при особом порядке расположения, каждый слой вносит вклад в формирование настраиваемых запрещенных зон. Это ТПП-структуры, требующие тонкой настройки условий критической связи, для достижения которых необходима точность контроля геометрических параметров на наномасштабе. Это структуры с включением композитов, спектрально и поляризационно чувствительные к изменению формы, структуры и размера включенных в них наночастиц. Проведенное исследование оптических свойств этих структур позволяет заключить, что структурирование фотонных кристаллов на наномасштабе проявляется на макроскопическом уровне, дает качественно новые явления и расширяет возможности эффективного управления светом.

## Список сокращений и условных обозначений

Список сокращений:

- ДП – диэлектрическая проницаемость;
- ЖК – жидкий кристалл;
- ЗЗ – запрещенная зона, стоп-зона, полоса отражения фотонного кристалла;
- КПФК – квазипериодический фотонный кристалл;
- МР-мода – микрорезонаторная мода, дефектная мода;
- НЖК, нематик – нематический жидкий кристалл;
- НК – нанокompозит, металл-диэлектрический нанокompозит, наночастицы в матрице;
- ПП – показатель преломления;
- ППП – поверхностный плазмон-поляритон;
- ТПП, ТПП-мода – таммовский плазмон-поляритон;
- ФК - фотонный кристалл, брэгговское зеркало, одномерный ФК - многослойное диэлектрическое зеркало.

Список условных обозначений:

- $\lambda$  – длина электромагнитной волны;
- $\omega$  – частота электромагнитной волны;

- $\lambda_0$  – длина волны, соответствующая центру ЗЗ ФК;
- $n_a$  – ПП первого слоя в ячейке ФК;
- $d_a$  – толщина первого слоя в ячейке ФК;
- $n_b$  – ПП второго слоя в ячейке ФК;
- $d_b$  – толщина второго слоя в ячейке ФК;
- $d_m$  – толщина металла;
- $\varepsilon_m$  – ДП металла;
- $n_m$  – ПП металла;
- $d_{NC}$  – толщина НК;
- $\varepsilon_{eff}$  – ДП НК;
- $L$  – толщина дефекта;
- $d$  – толщина первого слоя ФК, спейсера, трансформационного слоя;

В Главе 5 и Приложении 3

- $\varepsilon_1$  – ДП матрицы НК;
- $\varepsilon_2$  – ДП оболочки частицы в НК (или однородной частицы);
- $r_2$  – радиус оболочки частицы в НК (или однородной частицы);
- $\varepsilon_3$  – ДП ядра частицы в НК;
- $r_3$  – радиус ядра частицы в НК;
- $\beta$  – отношение  $(r_3/r_2)^3$ ;
- $\omega_p$  – плазменная частота металла;

- $a$  – полярная ось наносфероида;
- $b$  – экваториальная ось наносфероида;
- $\xi$  – отношение  $a/b$ ;
- $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов, коэффициент затухания;
- $f$  – фактор заполнения, объемная доля наночастиц в матрице.

## Благодарности

Автор выражает особую благодарность Ветрову Степану Яковлевичу за мудрое научное руководство и Тимофееву Ивану Владимировичу за возможность обсудить любой научный вопрос. Благодарность всем соавторам, и отдельную – Вьюнышеву А.М., Свяховскому С.Е. и доктору Куо-Пин Чену, выполнившим экспериментальные исследования. Благодарность за помощь и творческую атмосферу сотрудникам кафедр Фотоники и Нанотехнологий СФУ, лабораторий Когерентной оптики и Молекулярной спектроскопии ИФ СО РАН, отдела аспирантуры СФУ. Большую благодарность семье и друзьям.

## 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. Vardeny Z. V., Nahata A., Agrawal A. Optics of photonic quasicrystals // Nat. Photonics. 2013. Vol. 7, no. 3. P. 177.
3. Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S. et al. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror // [Phys. Rev. B](#). 2007. Vol. 76, no. 16. P. 165415.
4. Auguie B., Bruchhausen A., Fainstein A. Critical coupling to Tamm plasmons // [J. Opt.](#) 2015. Vol. 17, no. 3. P. 35003. 1411.0608.
5. 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.](#) 2013. Vol. 103, no. 6. P. 61112.
6. Моисеев С. Г., Остаточников В. А., Семенцов Д. И. Влияние размерных эффектов на оптические характеристики одномерного фотонного кристалла с нанокompозитным дефектом // [Письма в ЖЭТФ](#). 2014. Т. 100, № 6. С. 413–417.
7. Dadoenkova Y., Glukhov I., Moiseev S. et al. Optical generation in an amplifying photonic crystal with an embedded nanocomposite polarizer // [Opt. Commun.](#) 2017. Vol. 389. P. 1–4.
8. 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.

9. Vyunishev A. M., Pankin P. S., Svyakhovskiy S. E. et al. Quasiperiodic one-dimensional photonic crystals with adjustable multiple photonic bandgaps // *Opt. Lett.* 2017. Vol. 42, no. 18. P. 3602–3605.
10. Pankin P. S., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Tunable hybrid Tamm-microcavity states // *JOSA B.* 2017. Vol. 34, no. 12. P. 2633–2639.
11. Vetrov S. Y., Pankin P. S., Timofeev I. V. The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and a nanocomposite containing core-shell particles // *J. Opt.* 2016. Vol. 18, no. 6. P. 65106.
12. Ветров С. Я., Панкин П. С., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с анизотропным дефектным слоем нанокompозита, имеющего резонансную дисперсию // *Квантовая электроника.* 2014. Т. 44, № 9. С. 881–884.
13. Ветров С. Я., Панкин П. С., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств фотонного кристалла с дефектом из нанокompозита с учетом размерных эффектов // *Оптика и спектроскопия.* 2015. Т. 119, № 1. С. 69–72.
14. Vetrov S. Y., Pankin P. S., Timofeev I. V. Spectral Properties of One-Dimensional Photonic Crystal with Anisotropic Defect Layer of Nanocomposite // *Phys. Wave Phenom.* 2015. Vol. 23, no. 1. P. 35–38.
15. Vetrov S. Y., Pankin P. S., Timofeev I. V. Coupled Optical Tamm States at Edges of a Photonic Crystal Enclosed by a Composite of Core-Shell Nanoparticles // *Phys. Wave Phenom.* 2017. Vol. 25, no. 3. P. 170–174.
16. Pankin P. S., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. Hybrid states formed by the optical Tamm and defect modes in a one-dimensional photonic crystal // *Prog. Electromagn. Res. Symp. No. August. IEEE, 2016.* P. 4571–4574.
17. Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 58, no. 20. P. 2059.
18. Белотелов В. И., Звездин А. К. Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. Москва : Бюро Квантум, 2006. Т. 94. С. 144. ISBN: 5-85843-059-7.



19. Sakoda K. [Optical Properties of Photonic Crystals](#). 2nd edition. Berlin, Heidelberg : Springer, 2004. P. 253. ISBN: [3-540-20682-5](#).
20. Vukusic P., Sambles J. R. Photonic structures in biology // *Nature*. 2003. Vol. 424, no. 6950. P. 852.
21. Коршунов М. А., Шабанов А. В., Буханов Е. Р., Шабанов В. Ф. Влияние длиннопериодической упорядоченности в структуре растений на первичные стадии фотосинтеза // *Доклады Академии наук*. 2018. Т. 478, № 3. С. 280–283.
22. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах*. Москва : Мир, 1987. С. 616.
23. Kopp V. I., Zhang Z. Q., Genack A. Z. Lasing in chiral photonic structures // *Prog. Quantum Electron.* 2003. Vol. 27, no. 6. P. 369–416.
24. Belyakov V. A., Semenov S. V. Optical edge modes in photonic liquid crystals // [J. Exp. Theor. Phys.](#) 2009. Vol. 109, no. 4. P. 687–699.
25. Ветлужский А. Ю. О резонансных свойствах двумерных фотонных кристаллов // *Письма в Журнал технической физики*. 2010. Т. 36, № 12. С. 78–85.
26. Шабанов В. Ф., Ветров С. Я., Шабанов А. В. *Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности*. Новосибирск : Изд-во СО РАН, 2005. С. 239. ISBN: [5-7692-0737-X](#).
27. Timofeev I. V., Maksimov D. N., Sadreev A. F. Optical defect mode with tunable Q factor in a one-dimensional anisotropic photonic crystal // *Phys. Rev. B*. 2018. Vol. 97, no. 2. P. 24306.
28. Ветров С. Я., Шабанов А. В. Локализованные электромагнитные моды и спектр пропускания одномерного фотонного кристалла с дефектами решетки // *ЖЭТФ*. 2001. Т. 120, № 5. С. 1126–1134.
29. Архипкин В. Г., Гуняков В. А., Мысливец С. А. и др. Одномерные фотонные кристаллы с планарно-ориентированным слоем нематика: температур-

- ные и угловые зависимости спектров дефектных мод // *ЖЭТФ*. 2008. Т. 133, № 2. С. 447–459. arXiv:1011.1669.
30. 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.
31. Виноградов А. П., Дорофеенко А. В., Мерзликин А. М., Лисянский А. А. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // *Успехи физических наук*. 2010. Т. 180, № 3. С. 249–263.
32. Soboleva I. V., Romodina M. N., Lyubin E. V., Fedyanin A. A. Optical Effects Induced by Bloch Surface Waves in One-Dimensional Photonic Crystals // *Appl. Sci.* 2018. Vol. 8, no. 1. P. 127.
33. Khokhlov N. E., Prokopov A. R., Shaposhnikov A. N. et al. Photonic crystals with plasmonic patterns: novel type of the heterostructures for enhanced magneto-optical activity // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2015. Vol. 48, no. 9. P. 95001.
34. Sylgacheva D., Khokhlov N., Kalish A. et al. Transverse magnetic field impact on waveguide modes of photonic crystals // *Opt. Lett.* 2016. Vol. 41, no. 16. P. 3813–3816.
35. Shilkin D. A., Lyubin E. V., Soboleva I. V., Fedyanin A. A. Direct measurements of forces induced by Bloch surface waves in a one-dimensional photonic crystal // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, no. 21. P. 4883–4886.
36. Kavokin A. V., Shelykh I. A., Malpuech G. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures // *Phys. Rev. B*. 2005. Vol. 72, no. 23. P. 1–4.
37. Тимофеев И. В., Ветров С. Я. Хиральные оптические таммовские состояния на границе среды с винтовой симметрией тензора диэлектрической проницаемости // *Письма в ЖЭТФ*. 2016. Т. 104, № 6. С. 393–397. 1608.01876.

38. Namdar A., Shadrivov I. V., Kivshar Y. S. Backward Tamm states in left-handed metamaterials // [Appl. Phys. Lett.](#) 2006. Vol. 89, no. 11. P. 114104-0605188.
39. Da H. X., Huang Z. Q., Li Z. Y. Electrically controlled optical Tamm states in magnetophotonic crystal based on nematic liquid crystals // [Opt. Lett.](#) 2009. Vol. 34, no. 11. P. 1693.
40. Luo J., Xu P., Gao L. Controllable switching behavior of optical Tamm state based on nematic liquid crystal // [Solid State Commun.](#) 2011. Vol. 151, no. 14-15. P. 993–995.
41. Моисеев С. Г., Остаточников В. А., Семенцов Д. И. Подавление дефектной моды в фотонно-кристаллической структуре с резонансным нанокompозитным слоем // [Квантовая электроника.](#) 2012. Т. 42, № 6. С. 557–560.
42. Моисеев С. Г., Остаточников В. А. Дефектные моды одномерной фотонно-кристаллической структуры с резонансным нанокompозитным слоем // [Квантовая электроника.](#) 2016. Т. 46, № 8. С. 743–748.
43. Ветров С. Я., Авдеева А. Ю., Тимофеев И. В. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита // [ЖЭТФ.](#) 2011. Т. 140, № 5. С. 871–878.
44. Ветров С. Я., Бикбаев Р. Г., Тимофеев И. В. Оптические таммовские состояния на границе фотонного кристалла и нанокompозита с резонансной дисперсией // [ЖЭТФ.](#) 2013. Т. 144, № 6. С. 1129–1139.
45. Bikbaev R. G., Vetrov S. Y., Timofeev I. V. The optical Tamm states at the interface between a photonic crystal and nanoporous silver // [J. Opt. \(United Kingdom\).](#) 2017. Vol. 19, no. 1. P. 15104.
46. Husaini S., Deych L., Menon V. M. Plasmon-resonance-induced enhancement of the reflection band in a one-dimensional metal nanocomposite photonic crystal // [Opt. Lett.](#) 2011. Vol. 36, no. 8. P. 1368–1370.

47. Husaini S., Teng H., Menon V. M. Enhanced nonlinear optical response of metal nanocomposite based photonic crystals // *Appl. Phys. Lett.* 2012. Vol. 101, no. 11. P. 111103.
48. Sihvola A. *Electromagnetic Mixing Formulae and Applications* (IEEE Electromagnetic Waves Series, 47). 1999. P. 284.
49. 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.
50. Виноградов А. П., Дорофеев А. В., Зухди С. К. Вопросы Об Эффективных Параметрах Метаматериалов // *Uspekhi Fiz. Nauk.* 2008. Т. 178, № 5. С. 511.
51. Niklasson G. A., Granqvist C. G. Dielectric function of coevaporated Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> cermet films // *Appl. Phys. Lett.* 1982. Vol. 41, no. 8. P. 773–775.
52. Niklasson G. A., Granqvist C. G. Optical properties and solar selectivity of coevaporated Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> composite films // *J. Appl. Phys.* 1984. Vol. 55, no. 9. P. 3382–3410.
53. Pedrueza E., Valdés J. L., Chirvony V. et al. Novel method of preparation of gold-nanoparticle-doped TiO<sub>2</sub> and SiO<sub>2</sub> plasmonic thin films: optical characterization and comparison with Maxwell–Garnett modeling // *Adv. Funct. Mater.* 2011. Vol. 21, no. 18. P. 3502–3507.
54. Pedrueza E., Sancho-Parramon J., Bosch S. et al. Plasmonic layers based on Au-nanoparticle-doped TiO<sub>2</sub> for optoelectronics: structural and optical properties // *Nanotechnology.* 2013. Vol. 24, no. 6. P. 65202.
55. Kundu T. K., Chakravorty D. Synthesis and characterization of nanocomposite films with a titania glass matrix by the sol–gel route // *Appl. Organometal. Chem.* 1999. Vol. 13. P. 353–360.
56. Fang J. Y., Zhang X. A., Qin S. Q. et al. Controllable Extinction Property of Au/SiO<sub>2</sub> Nanocomposite Induced by Neutralization Reaction Time // *Adv. Mater. Res. / Trans Tech Publ.* Vol. 233. 2011. P. 2023–2028.

57. Stookey S. D., Araujo R. J. Selective polarization of light due to absorption by small elongated silver particles in glass. // *Appl. Opt.* 1968. Vol. 7, no. 5. P. 777–779.
58. Wang D., Guo S., Yin S. Fabrication of Ag-doped polarizing glass by a sol-gel method // *Opt. Eng.* 2003. Vol. 42, no. 12. P. 3585–3588.
59. Skillman D. C., Berry C. R. Effect of particle shape on the spectral absorption of colloidal silver in gelatin // *J. Chem. Phys.* 1968. Vol. 48, no. 7. P. 3297–3304.
60. Hofmeister H., Drost W. G., Berger A. Oriented prolate silver particles in glass—characteristics of novel dichroic polarizers // *Nanostructured Mater.* 1999. Vol. 12, no. 1-4. P. 207–210.
61. Dal Negro L. Optics of aperiodic structures: fundamentals and device applications. CRC Press, 2013.
62. Mishra R. K., Pandey P. C. Study of s-polarized photonic bandgap structure in three component optical fibonacci multilayers composed of nanoscale materials // *Solid State Commun.* 2009. Vol. 149, no. 23-24. P. 946–951.
63. Gong Y., Liu X., Wang L. et al. Multiple responses of TPP-assisted near-perfect absorption in metal/Fibonacci quasiperiodic photonic crystal // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, no. 10. P. 9759–9769.
64. Qin Y., Zhang C., Zhu D. et al. Engineered nonlinear photonic quasicrystals for multi-frequency terahertz manipulation // *Opt. Express.* 2009. Vol. 17, no. 14. P. 11558–11564.
65. Lusk D., Abdulhalim I., Placido F. Omnidirectional reflection from Fibonacci quasi-periodic one-dimensional photonic crystal // *Opt. Commun.* 2001. Vol. 198, no. 4-6. P. 273–279.
66. Da H. X., Xu C., Li Z. Y. Omnidirectional reflection from one-dimensional quasi-periodic photonic crystal containing left-handed material // *Phys. Lett. A.* 2005. Vol. 345, no. 4-6. P. 459–468.

67. Zhang H. F., Zhen J. P., He W. P. Omnidirectional photonic band gaps enhanced by Fibonacci quasiperiodic one-dimensional ternary plasma photonic crystals // *Opt. J. Light Electron Opt.* 2013. Vol. 124, no. 20. P. 4182–4187.
68. Hendrickson J., Richards B. C., Sweet J. et al. Excitonic polaritons in Fibonacci quasicrystals // *Opt. Express.* 2008. Vol. 16, no. 20. P. 15382–15387.
69. Zhang K., Xu Y., Chen T. Y. et al. Multimode photon-exciton coupling in an organic-dye-attached photonic quasicrystal // *Opt. Lett.* 2016. Vol. 41, no. 24. P. 5740–5743.
70. Abdel-Rahman E., Shaarawi A. Defect mode in periodic and quasiperiodic one-dimensional photonic structures // *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* 2009. Vol. 20, no. 1. P. 153–158.
71. Shukla M. K., Das R. Tamm-plasmon polaritons in one-dimensional photonic quasi-crystals // *Opt. Lett.* 2018. Vol. 43, no. 3. P. 362–365.
72. Da J., Mo Q., Cheng Y., Liu T. Lateral shift in one-dimensional quasiperiodic chiral photonic crystal // *Phys. B Condens. Matter.* 2015. Vol. 458. P. 63–66.
73. Mauriz P. W., Vasconcelos M. S., de Medeiros F. F., Albuquerque E. L. Thermal radiation in quasiperiodic photonic crystals // *Microelectronics J.* 2009. Vol. 40, no. 4-5. P. 848–850.
74. Koju V., Robertson W. M. Excitation of Bloch-like surface waves in quasicrystals and aperiodic dielectric multilayers // *Opt. Lett.* 2016. Vol. 41, no. 13. P. 2915–2918.
75. Singh B. K., Pandey P. C. Influence of graded index materials on the photonic localization in one-dimensional quasiperiodic (Thue–Morse and Double-Periodic) photonic crystals // *Opt. Commun.* 2014. Vol. 333. P. 84–91.

76. Brandão E. R., Costa C. H., Vasconcelos M. S. et al. Octonacci photonic quasicrystals // *Opt. Mater. (Amst)*. 2015. Vol. 46. P. 378–383.
77. Vasconcelos M. S., Mauriz P. W., Albuquerque E. L. Optical filters based in quasiperiodic photonic crystal // *Microelectronics J.* 2009. Vol. 40, no. 4-5. P. 851–853.
78. Bossard J. A., Lin L., Werner D. H. Evolving random fractal Cantor superlattices for the infrared using a genetic algorithm // *J. R. Soc. Interface*. 2016. Vol. 13, no. 114. P. 20150975.
79. Daozhong Z., Wei H., Youlong Z. et al. Experimental verification of light localization for disordered multilayers in the visible-infrared spectrum // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50, no. 14. P. 9810.
80. Zhang D., Li Z., Hu W., Cheng B. Broadband optical reflector—an application of light localization in one dimension // *Appl. Phys. Lett.* 1995. Vol. 67, no. 17. P. 2431–2432.
81. Li H., Chen H., Qiu X. Band-gap extension of disordered 1D binary photonic crystals // *Phys. B Condens. Matter*. 2000. Vol. 279, no. 1-3. P. 164–167.
82. Ветлужский А. Ю. Особенности распределения интенсивности электромагнитного поля вблизи источника в случайной дискретной среде // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28, № 14.
83. Шабанов А. В., Коршунов М. А., Буханов Е. Р. Исследование электромагнитного поля в одномерных фотонных кристаллах с дефектами // *Компьютерная оптика*. 2017. Т. 41, № 5.
84. Alagappan G., Png C. E. Broadband slow light in one-dimensional logically combined photonic crystals // *Nanoscale*. 2015. Vol. 7, no. 4. P. 1333–1338.
85. Alagappan G., Png C. E. Doubly resonant optical periodic structure // *Sci. Rep.* 2016. Vol. 6. P. 20590.
86. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Erokhin S. G. et al. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // *Phys. Rev. B*. 2006. Vol. 74, no. 4. P. 1–8.

87. 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.
88. Sasin M. E., Seisyan R. P., Kalitchevski M. A. et al. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light // [Appl. Phys. Lett.](#) 2008. Vol. 92, no. 25. P. 251112.
89. 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.
90. Gazzano O., Michaelis de Vasconcellos S., Gauthron K. et al. Single photon source using confined Tamm plasmon modes // [Appl. Phys. Lett.](#) 2012. Vol. 100, no. 23. P. 232111.
91. Afinogenov B. I., Popkova A. A., Bessonov V. O., Fedyanin A. A. Measurements of the femtosecond relaxation dynamics of Tamm plasmon-polaritons // [Appl. Phys. Lett.](#) 2016. Vol. 109, no. 17. P. 171107.
92. 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.
93. Yang Z. Y., Ishii S., Yokoyama T. et al. Tamm plasmon selective thermal emitters // [Opt. Lett.](#) 2016. Vol. 41, no. 19. P. 4453.
94. Tamm I. E. // [Phys. Z. Sowjetunion.](#) 1932. Vol. 1. P. 733.
95. Kalitchevski M., Brand S., Abram R. A. et al. Hybrid states of Tamm plasmons and exciton polaritons // [Appl. Phys. Lett.](#) 2009. Vol. 95, no. 25. P. 251108.
96. Белецкий Н. Н., Борисенко С. А., Гвоздев Н. И. Взаимодействие плазменных и дефектных мод в одномерной дефектной диэлектрической слоистой-периодической структуре, граничащей с плазмоподобной средой // [Радиофизика и электроника.](#) 2013. Т. 4 (18), № 3. С. 55–63.
97. Che-Yuan Chang, Yi-Hsun Chen, Yu-Lin Tsai et al. Tunability and Optimization of Coupling Efficiency in Tamm Plasmon Modes // [IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.](#) 2015. Vol. 21, no. 4. P. 262–267.



98. Chen Y., Zhang D., Zhu L. et al. Effect of metal film thickness on Tamm plasmon-coupled emission // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2014. Vol. 16, no. 46. P. 25523–25530.
99. Klimov V. V., Treshin I. V., Shalin A. S. et al. Optical Tamm state and giant asymmetry of light transmission through an array of nanoholes // *Phys. Rev. A.* 2015. Vol. 92, no. 6. P. 63842.
100. Хаус Х. А. Волны и поля в оптоэлектронике. Мир, 1988. С. 432. ISBN: [503000761X](#).
101. Kavokin A., Shelykh I., Malpuech G. Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87, no. 26. P. 261105.
102. Symonds C., Lemaître A., Homeyer E. et al. Emission of Tamm plasmon/exciton polaritons // *Appl. Phys. Lett.* 2009. Vol. 95, no. 15. P. 151114.
103. Gessler J., Baumann V., Emmerling M. et al. Electro optical tuning of Tamm-plasmon exciton-polaritons // *Appl. Phys. Lett.* 2014. Vol. 105, no. 18. P. 181107.
104. Grossmann C., Coulson C., Christmann G. et al. Tuneable polaritonics at room temperature with strongly coupled Tamm plasmon polaritons in metal/air-gap microcavities // *Appl. Phys. Lett.* 2011. Vol. 98, no. 23. P. 231105.
105. Braun T., Baumann V., Iff O. et al. Enhanced single photon emission from positioned InP/GaInP quantum dots coupled to a confined Tamm-plasmon mode // *Appl. Phys. Lett.* 2015. Vol. 106, no. 4. P. 41113.
106. Baryshev A. V., Kawasaki K., Lim P. B., Inoue M. Interplay of surface resonances in one-dimensional plasmonic magnetophotonic crystal slabs // *Phys. Rev. B.* 2012. Vol. 85, no. 20. P. 205130.
107. Das R., Srivastava T., Jha R. Tamm-plasmon and surface-plasmon hybrid-mode based refractometry in photonic bandgap structures // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, no. 4. P. 896–899.

108. Chen Y., Zhang D., Zhu L. et al. Tamm plasmon-and surface plasmon-coupled emission from hybrid plasmonic–photonic structures // *Optica*. 2014. Vol. 1, no. 6. P. 407–413.
109. Liu H., Sun X., Yao F. et al. Controllable Coupling of Localized and Propagating Surface Plasmons to Tamm Plasmons // *Plasmonics*. 2012. Vol. 7, no. 4. P. 749–754.
110. 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.
111. 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.
112. 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.
113. Brückner 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.
114. Brückner 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.
115. Brückner 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.
116. 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.* 2013. Vol. 38, no. 21. P. 4382.
117. 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.

118. 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.
119. 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.
120. Kartalouglu T., Figen Z. G., Aytur O. Simultaneous phase matching of optical parametric oscillation and second-harmonic generation in aperiodically poled lithium niobate // *JOSA B*. 2003. Vol. 20, no. 2. P. 343–350.
121. Ren T. W., He J. L., Zhang C. et al. Simultaneous generation of three primary colours using aperiodically poled LiTaO<sub>3</sub> // *J. Phys. Condens. matter*. 2004. Vol. 16, no. 18. P. 3289.
122. Novikov A. A., Chirkin A. S. Coupled multiwave interactions in aperiodically poled nonlinear optical crystals // *J. Exp. Theor. Phys.* 2008. Vol. 106, no. 3. P. 415–425.
123. Vyunishev A. M., Chirkin A. S. Multiple quasi-phase-matching in nonlinear Raman–Nath diffraction // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, no. 7. P. 1314–1317.
124. Zhang Y., Wang Q. Properties of photonic bandgap in one-dimensional multicomponent photonic crystal // *Optoelectron. Lett.* 2006. Vol. 2, no. 1. P. 44–47.
125. Baldycheva A., Tolmachev V. A., Perova T. S. et al. Silicon photonic crystal filter with ultrawide passband characteristics // *Opt. Lett.* 2011. Vol. 36, no. 10. P. 1854–1856.
126. Svyakhovskiy S. E., Maydykovsky A. I., Murzina T. V. Mesoporous silicon photonic structures with thousands of periods // *J. Appl. Phys.* 2012. Vol. 112, no. 1.
127. Панкин П. С., Свяховский С. Е., Вьюнышев А. М. и др. Дефектные моды в квазипериодическом фотонном кристалле // VII Международная конфе-

ренция по фотонике и информационной оптике Сборник научных трудов. Москва : НИЯУ МИФИ, 2018. С. 608.

128. Manolatu C., Khan M. J., Fan S. et al. Coupling of modes analysis of resonant channel add-drop filters // [IEEE J. Quantum Electron.](#) 1999. Vol. 35, no. 9. P. 1322–1331.
129. Manolatu C., Haus H. A. [Passive Components for Dense Optical Integration.](#) New York : Springer Science+Business Media, 2002. P. 173. ISBN: [978-1-4613-5272-3](#).
130. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // [Bell Syst. Tech. J.](#) 1969. Vol. 48, no. 9. P. 2909–2947.
131. Pierce J. R. Coupling of modes of propagation // [J. Appl. Phys.](#) 1954. Vol. 25, no. 2. P. 179–183.
132. Ахманов С. А., Никитин С. Ю. Физическая оптика. Изд-во МГУ, 2004. С. 656.
133. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. Москва : Наука, 1980. С. 752.
134. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Наука, 1973. С. 720.
135. Rakić A. D. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum // [Appl. Opt.](#) 1995. Vol. 34, no. 22. P. 4755–4767.
136. Ordal M. A., Bell R. J., Alexander R. W. et al. Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths // [Appl. Opt.](#) 1987. Vol. 26, no. 4. P. 744–752.
137. Ordal M. A., Bell R. J., Alexander R. W. et al. Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths // [Appl. Opt.](#) 1988. Vol. 27, no. 6. P. 1203–1209.
138. Berreman D. W. Optics in Stratified and Anisotropic Media: 4 x 4-Matrix Formulation // [J. Opt. Soc. Am.](#) 1972. Vol. 62, no. 4. P. 502.

139. Deuling H. J. Deformation of Nematic Liquid Crystals in an Electric Field // [Mol. Cryst. Liq. Cryst.](#) 1972. Vol. 19, no. 2. P. 123–131.
140. Li J., Wen C. H., Gauza S. et al. Refractive Indices of Liquid Crystals for Display Applications // [J. Disp. Technol.](#) 2005. Vol. 1, no. 1. P. 51–61.
141. Timofeev I. V., Lin Y. T., Gunyakov V. A. et al. Voltage-induced defect mode coupling in a one-dimensional photonic crystal with a twisted-nematic defect layer // [Phys. Rev. E.](#) 2012. Vol. 85, no. 1. P. 011705(7). 1110.4725.
142. Sefton M. S., Bowdler A. R., Coles H. J. Light Scattering Studies of the Viscoelastic Ratios of Mixtures of Side Chain Liquid Crystalline Polymers in Low Molar Mass Mesogens // [Mol. Cryst. Liq. Cryst.](#) 1985. Vol. 129, no. 1-3. P. 1–16.
143. Blinov L. M. Structure and Properties of Liquid Crystals. Topics in applied physics. Springer, 2010. P. 458. ISBN: [9789048188291](#).
144. Korn G. A., Korn T. M. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review (Dover Civil and Mechanical Engineering). 2 Revised edition. Dover Publications, 2000. ISBN: [9780486411477](#).
145. Nowinowski-Kruszelnicki E., Kędzierski J., Raszewski Z. et al. Measurement of elastic constants of nematic liquid crystals with use of hybrid in-plane-switched cell // [Opto-Electronics Rev.](#) 2012. Vol. 20, no. 3. P. 255–259.
146. Peng F., Huang Y., Gou F. et al. High performance liquid crystals for vehicle displays // [Opt. Mater. Express.](#) 2016. Vol. 6, no. 3. P. 717.
147. Rahman S. S., Klein T., Klemmt S. et al. Observation of a hybrid state of Tamm plasmons and microcavity exciton polaritons // [Sci. Rep.](#) 2016. Vol. 6, no. 1. P. 34392.
148. Ветров С. Я., Панкин П. С., Тимофеев И. В. Спектр одномерного фотонного кристалла с анизотропным нанокompозитным дефектом // Сборник трудов Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2014». 2014. С. 541.

149. Панкин П. С., Ветров С. Я., Тимофеев И. В. Спектральные свойства фотонного кристалла, сопряженного с наноккомпозитом, содержащим частицы с оболочками // Ученые записки физического факультета МГУ. 2015. № 4. С. 154314–154315.
150. Климов В. В. Наноплазмоника. Москва : Физматлит, 2009. С. 480. ISBN: [978-5-9221-1030-3](#).
151. Johnson P. B., Christy R. W. Optical Constants of the Noble Metals // [Phys. Rev. B](#). 1972. Vol. 6, no. 12. P. 4370–4379. arXiv:1011.1669v3.
152. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. 1982. С. 620.
153. Yeh P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media // [J. Opt. Soc. Am.](#) 1979. Vol. 69. P. 742–756.
154. Bethune D. S. Optical harmonic generation and mixing in multilayer media: analysis using optical transfer matrix techniques // [JOSA B](#). 1989. Vol. 6, no. 5. P. 910–916.
155. Аверьянов Е. М. Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов. Новосибирск : Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1999. С. 552. ISBN: [5020314781](#).
156. Фейнман Р. Ф. Фейнмановские лекции по физике. Том 5. Электричество и магнетизм. Москва : Мир, 1977. С. 300.
157. Bohren C. F., Huffman D. R. Absorption and scattering of light by small particles. John Wiley & Sons, 2008.
158. 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.

# Приложение А

## Уравнения Максвелла

(СПРАВОЧНОЕ)

### А.1 Уравнения Максвелла для ТМ-волн

Исследуемая модель представляет собой  $N$  чередующихся в направлении оси  $z$  слоев с ДП  $\varepsilon_i$  и толщинами  $d_i$  (Рисунок А.1). Основная задача – найти спектры пропускания, отражения и поглощения для данной структуры при падении на нее волны света под углом  $\theta$ . Для этого нужно найти распределение поля в данной структуре. Любые электромагнитные возмущения, распространяющиеся в данной среде, обязаны удовлетворять уравнениям Максвелла и граничным условиям.

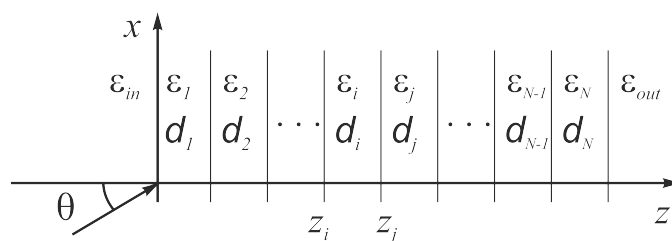


Рисунок А.1: Слоистая структура.

Запишем систему уравнений Максвелла для электромагнитного поля в среде [152]:

$$\operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho; \quad (\text{A.1})$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (\text{A.2})$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0; \quad (\text{A.3})$$

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

где  $\vec{D}$  – вектор электрической индукции;  $\vec{B}$  – вектор магнитной индукции;  $\vec{E}$  – вектор напряженности электрического поля;  $\vec{H}$  – вектор напряженности магнитного поля;  $\rho$  – плотность стороннего заряда, не индуцированного падающим полем;  $\vec{j}$  – плотность стороннего тока, не индуцированного падающим полем;  $c$  – скорость света в вакууме.

Для рассматриваемой структуры  $\rho$  и  $\vec{j}$  равны нулю (не стоит путать  $\vec{j}$  с током проводимости, индуцированным в металлических слоях, наличие которого учитывается как вклад в общую поляризацию среды через комплексную ДП  $\varepsilon$ ). Воспользуемся также уравнениями связи для изотропной однородной среды  $\vec{B} = \mu \vec{H}$  и  $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ . Кроме того, мы рассматриваем немагнитные среды, для которых магнитная проницаемость  $\mu$  равна единице. С учетом этого, уравнения Максвелла запишутся в виде:

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0; \quad (\text{A.5})$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}; \quad (\text{A.6})$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0; \quad (\text{A.7})$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (\text{A.8})$$

Будем искать решение данной системы в виде плоских волн вида

$$[E_{x,z}(x, y, z), H_y(x, y, z)] = [E_{x,z}(z), H_y(z)] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (\text{A.9})$$

где  $\omega$  – круговая частота излучения;  $i$  – мнимая единица;  $k_x = n_{in} \frac{\omega}{c} \sin \theta$  – проекция волнового вектора на ось  $x$ , величина которой сохраняется в каждом



слое, что и позволяет нам явно выписать зависимость полей от  $x$ ;  $n_{in} = \sqrt{\varepsilon_{in}}$  – ПП среды, из которой луч падает на структуру,  $\theta$  – угол падения света.

Такая волна, имеющая проекцию вектора напряженности магнитного поля только на ось  $y$  (перпендикулярную плоскости падения света) называется поперечно-магнитной (Transverse Magnetic) волной, или ТМ-волной. В литературе также встречается название  $p$ -волна (нем. parallel).

Таким образом, наша задача сводится к отысканию амплитуд волны вида (A.9) в каждом слое (в зависимости от  $z$ ). Для этого нужно подставить решение (A.9) в уравнения Максвелла (A.5–A.8) – в каждом слое они должны быть удовлетворены.

Применение операции ротора и дивергенции в уравнениях (A.5–A.8) приведет к дифференцированию компонент векторов поля по пространственным координатам. С учетом (A.9) ненулевыми компонентами поля являются  $H_y$ ,  $E_x$ ,  $E_z$ . Кроме того, так как поля не зависят от  $y$ , все производные данных полей  $\frac{\partial}{\partial y}$  равны нулю. В пределах каждого слоя ДП не зависит от  $z$  и считается при дифференцировании постоянной.

Подставим решение (A.9) в уравнения (A.5–A.8). Уравнение (A.6) после дифференцирования даст нетривиальное равенство только для  $y$ -компоненты ротора. Оно выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - ik_x E_z = \frac{i\omega}{c} H_y. \quad (\text{A.10})$$

Уравнение (A.8) дает тривиальное ( $0 = 0$ ) равенство для  $y$ -компоненты ротора, для компонент  $x$  и  $z$  ротора после дифференцирования получим соответственно:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{i\omega\varepsilon}{c} E_x, \quad (\text{A.11})$$

$$k_x H_y = -\frac{\omega\varepsilon}{c} E_z. \quad (\text{A.12})$$

Преобразуем уравнения (A.10–A.12). Для этого продифференцируем уравнение (A.11) по  $z$ , далее вместо  $\frac{\partial E_x}{\partial z}$  подставим его выражение из уравнения (A.10), а вместо  $E_z$  его выражение из (A.12). После этих преобразований (A.11) перейдет в

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left( \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) \right] H_y = 0. \quad (\text{A.13})$$

Решив это уравнение, затем найдем  $E_x$  и  $E_z$  из (A.11) и (A.12) в следующем виде:

$$E_x = \frac{-ic}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (\text{A.14})$$

$$E_z = \frac{-ck_x}{\omega \varepsilon} H_y. \quad (\text{A.15})$$

## A.2 Уравнения Максвелла для ТЕ-волн

Будем искать решение системы (A.5–A.8) в виде плоских волн вида

$$[H_{x,z}(x, y, z), E_y(x, y, z)] = [H_{x,z}(z), E_y(z)] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (\text{A.16})$$

где  $\omega$ ,  $i$ ,  $k_x$  – те же, что и в (A.9).

Такая волна, имеющая проекцию вектора напряженности электрического поля только на ось  $y$  (перпендикулярную плоскости падения света) называется поперечно-электрической (Transverse Electric) волной, или ТЕ-волной. В литературе также встречается название  $s$ -волна (нем. senkrecht – поперечный, вертикальный).

Таким образом, наша задача сводится к отысканию амплитуд волны вида (A.16) в каждом слое (в зависимости от  $z$ ). Как и в случае ТМ-поляризации, подставим решение (A.16) в уравнения Максвелла (A.5–A.8). С учетом (A.16) ненулевыми компонентами поля являются  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_z$ . Кроме того, так как поля

не зависят от  $y$ , все производные данных полей  $\frac{\partial}{\partial y}$  равны нулю. Считаем ДП постоянной в пределах каждого слоя.

Уравнение (A.6) дает нулевое равенство для  $y$ -компоненты ротора, для компонент  $x$  и  $z$  ротора после дифференцирования получим соответственно:

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{i\omega}{c} H_x, \quad (\text{A.17})$$

$$k_x E_y = \frac{\omega}{c} H_z. \quad (\text{A.18})$$

Уравнение (A.8) дает после дифференцирования ненулевое равенство только для  $y$ -компоненты ротора:

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - ik_x H_z = -\frac{i\omega\varepsilon}{c} E_y. \quad (\text{A.19})$$

Преобразуем уравнения (A.17–A.19). Для этого продифференцируем уравнение (A.17) по  $z$ , далее вместо  $\frac{\partial H_x}{\partial z}$  подставим его выражение из уравнения (A.19), а вместо  $H_z$  его выражение из (A.18). После этих преобразований (A.17) перейдет в

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left( \frac{\varepsilon\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) \right] E_y = 0. \quad (\text{A.20})$$

Решив это уравнение, затем найдем  $E_x$  и  $E_z$  из (A.17) и (A.18) в следующем виде:

$$H_x = \frac{ic}{\omega} \frac{\partial E_y}{\partial z}, \quad (\text{A.21})$$

$$H_z = \frac{ck_x}{\omega} E_y. \quad (\text{A.22})$$

Таким образом, мы получили эквивалентную форму для уравнений Максвелла в структуре. Уравнения (A.13–A.15) и (A.20–A.22) верны в каждом слое

и дают выражение для амплитуд поля для ТМ- (A.9) и ТЕ-волн (A.16), суперпозиция которых дает волну любой поляризации. Решение данных уравнений для слоистой структуры методом трансфер-матрицы приведено в Приложении Б.

# Приложение Б

## Метод трансфер-матрицы

(СПРАВОЧНОЕ)

### Б.1 Метод трансфер-матрицы для ТМ-волн

Распределение светового поля и спектральные коэффициенты слоистой структуры (Рисунок А.1) найдем методом трансфер-матрицы [153, 154]. Из уравнений (А.9), (А.13) и (А.14) поле ТМ-волны в  $i$ -ом слое может быть представлено суммой прямой “+” и обратной “-” волн:

$$H_{yi}(x, y, z) = H_{yi+} + H_{yi-} = [H_{yi+}^0 e^{ik_{iz}(z-z_i)} + H_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}(z-z_i)}] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (\text{Б.1})$$

$$E_{xi}(x, y, z) = E_{xi+} + E_{xi-} = \frac{ck_{iz}}{\omega \varepsilon_i} [H_{yi+}^0 e^{ik_{iz}(z-z_i)} - H_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}(z-z_i)}] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (\text{Б.2})$$

где проекция волнового вектора на ось  $z$  равна:

$$k_{iz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i - k_x^2}; \quad (\text{Б.3})$$

$H_{yi+}^0$  и  $H_{yi-}^0$  – амплитуды прямой и обратной волн на левой границе  $i$ -го слоя.

Из условия непрерывности тангенциальных составляющих напряженностей на границе раздела  $z = z_j$  между  $i$ -ым и  $j$ -ым слоями имеем:

$$H_{yi+}^0 e^{ik_{iz}(z_j-z_i)} + H_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}(z_j-z_i)} = H_{yj+}^0 e^{ik_{jz}(z_j-z_j)} + H_{yj-}^0 e^{-ik_{jz}(z_j-z_j)}, \quad (\text{Б.4})$$

$$\frac{k_{iz}}{\varepsilon_i} (H_{yi+}^0 e^{ik_{iz}(z_j-z_i)} - H_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}(z_j-z_i)}) = \frac{k_{jz}}{\varepsilon_j} (H_{yj+}^0 e^{ik_{jz}(z_j-z_j)} - H_{yj-}^0 e^{-ik_{jz}(z_j-z_j)}). \quad (\text{Б.5})$$

Отсюда получим соотношение между амплитудами в  $j$ -ом и  $i$ -ом слоях:

$$H_{yj+}^0 = \frac{\varepsilon_i k_{jz} + \varepsilon_j k_{iz}}{2\varepsilon_i k_{jz}} H_{yi+}^0 e^{ik_{iz}d_i} + \frac{\varepsilon_i k_{jz} - \varepsilon_j k_{iz}}{2\varepsilon_i k_{jz}} H_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}d_i}; \quad (\text{Б.6})$$

$$H_{yj-}^0 = \frac{\varepsilon_i k_{jz} - \varepsilon_j k_{iz}}{2\varepsilon_i k_{jz}} H_{yi+}^0 e^{ik_{iz}d_i} + \frac{\varepsilon_i k_{jz} + \varepsilon_j k_{iz}}{2\varepsilon_i k_{jz}} H_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}d_i}, \quad (\text{Б.7})$$

где  $d_i = z_j - z_i$  – толщина  $i$ -го слоя.

Можно записать уравнения (Б.6) и (Б.7) в матричном виде:

$$\begin{bmatrix} H_{yj+}^0 \\ H_{yj-}^0 \end{bmatrix} = \hat{D}_{ji} \cdot \hat{P}_i \cdot \begin{bmatrix} H_{yi+}^0 \\ H_{yi-}^0 \end{bmatrix}. \quad (\text{Б.8})$$

Здесь  $\hat{D}_{ji}$  – динамическая матрица, которая показывает изменение амплитуд (изменению знака амплитуды соответствует скачок фазы) при пересечении волной границы  $i$ -го и  $j$ -го слоев:

$$\hat{D}_{ji} = \frac{1}{t_{ji}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ji} \\ r_{ji} & 1 \end{bmatrix}, \quad (\text{Б.9})$$

где  $r_{ji}$  и  $t_{ji}$  – коэффициенты отражения и пропускания Френеля для ТМ-волны (р-волны) на границе между  $j$ -ым и  $i$ -ым слоями [132]:

$$r_{ji} = \frac{\varepsilon_i k_{jz} - \varepsilon_j k_{iz}}{\varepsilon_i k_{jz} + \varepsilon_j k_{iz}}; \quad t_{ji} = \frac{2\varepsilon_i k_{jz}}{\varepsilon_i k_{jz} + \varepsilon_j k_{iz}}. \quad (\text{Б.10})$$

Матрица  $\hat{P}_i$  называется матрицей распространения, она показывает изменение амплитуд (для прозрачных сред – только набег фазы) при распространении волны в слое  $i$ :

$$\hat{P}_i = \begin{bmatrix} e^{ik_{iz}d_i} & 0 \\ 0 & e^{-ik_{iz}d_i} \end{bmatrix}. \quad (\text{Б.11})$$

Последовательно связывая амплитуды через (Б.8) в каждом слое структуры, можно получить соотношения между амплитудами входящей в слоистую структуру волны из среды (слоя) “in” (в этом слое, в отличие от остальных, индекс “0” будет соответствовать правой границе) и выходящей из нее в среду (слою) “out”:

$$\begin{bmatrix} H_{y\ out+}^0 \\ H_{y\ out-}^0 \end{bmatrix} = \hat{M} \cdot \begin{bmatrix} H_{y\ in+}^0 \\ H_{y\ in-}^0 \end{bmatrix}, \quad (\text{Б.12})$$

где  $\hat{M}$  – трансфер-матрица (матрица переноса) для всей слоистой структуры, вычисляемая с ДП материалов, взятыми на частоте падающей волны  $\omega$ :

$$\hat{M}(\omega) = \hat{D}_{outN} \cdot \hat{P}_N \cdot \hat{D}_{N(N-1)} \cdot \hat{P}_{(N-1)} \dots \hat{P}_1 \cdot \hat{D}_{1in}. \quad (\text{Б.13})$$

Зададим амплитуду падающей волны на входе  $H_{y\ in+}^0 = 1$ , учтем отсутствие обратной (отраженной) волны за слоистой структурой  $H_{y\ out-}^0 = 0$  и определим амплитудные коэффициенты отражения  $r$  и пропускания  $t$  слоистой структуры из (Б.12):

$$r = \frac{H_{y\ in-}^0}{H_{y\ in+}^0} = -\frac{\hat{M}_{21}}{\hat{M}_{22}}, \quad t = \frac{H_{y\ out+}^0}{H_{y\ in+}^0} = \frac{\det(\hat{M})}{\hat{M}_{22}}. \quad (\text{Б.14})$$

Спектральные коэффициенты отражения  $R$ , пропускания  $T$  и поглощения  $A$  определяются через

$$R = |r|^2, \quad T = \frac{\varepsilon_{in} k_{out\ z}}{\varepsilon_{out} k_{in\ z}} \cdot |t|^2, \quad A = 1 - R - T, \quad (\text{Б.15})$$

где учтено, что их сумма должна быть равна 1 по закону сохранения энергии.

Амплитуда поля в произвольном слое  $i$  тогда определяется через:

$$\begin{bmatrix} H_{y\ i+}^0 \\ H_{y\ i-}^0 \end{bmatrix} = \hat{D}_{i(i-1)} \cdot \hat{P}_{(i-1)} \cdot \hat{D}_{(i-1)(i-2)} \dots \hat{P}_1 \cdot \hat{D}_{1in} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ r \end{bmatrix}. \quad (\text{Б.16})$$

Амплитуды тангенциальной составляющей электрического поля  $E_x$  в слое  $i$  теперь находятся из уравнения (Б.2):

$$\begin{bmatrix} E_{xi+}^0 \\ E_{xi-}^0 \end{bmatrix} = \frac{ck_{iz}}{\omega\varepsilon_i} \cdot \begin{bmatrix} H_{yi+}^0 \\ -H_{yi-}^0 \end{bmatrix}. \quad (\text{Б.17})$$

## Б.2 Метод трансфер-матрицы для ТЕ-волн

Аналогично предыдущему параграфу, из уравнений (А.16), (А.20) и (А.21) поле ТЕ-волны в  $i$ -ом слое может быть представлено суммой прямой “+” и обратной “-” волн:

$$E_{yi}(x, y, z) = E_{yi+} + E_{yi-} = [E_{yi+}^0 e^{ik_{iz}(z-z_i)} + E_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}(z-z_i)}] e^{i(k_x x - \omega t)}; \quad (\text{Б.18})$$

$$H_{xi}(x, y, z) = H_{xi+} + H_{xi-} = -\frac{ck_{iz}}{\omega} [E_{yi+}^0 e^{ik_{iz}(z-z_i)} - E_{yi-}^0 e^{-ik_{iz}(z-z_i)}] e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (\text{Б.19})$$

где проекция волнового вектора  $k_{iz}$  представлена в (Б.3). Далее можно провести те же выкладки, что и для случая ТМ-волны, и показать, что уравнения (Б.4) - (Б.17) переходят в уравнения для ТЕ-волны при проведении формальной замены:  $H_y \rightarrow E_y$ ,  $E_x \rightarrow H_x$ , все ДП  $\varepsilon \rightarrow -1$ .

При этом коэффициенты Френеля (Б.10) принимают вид, соответствующий ТЕ-волне (s-волне) [132]:

$$r_{ji} = \frac{k_{jz} - k_{iz}}{k_{jz} + k_{iz}}; \quad t_{ji} = \frac{2k_{jz}}{k_{jz} + k_{iz}}. \quad (\text{Б.20})$$



# Приложение В

## Модель эффективной среды

(СПРАВОЧНОЕ)

### В.1 Изотропный случай

Рассмотрим модель композитной среды, состоящей из сферических наночастиц, однородно диспергированных в матрице с ДП, равной 1 (Рисунок В.1).

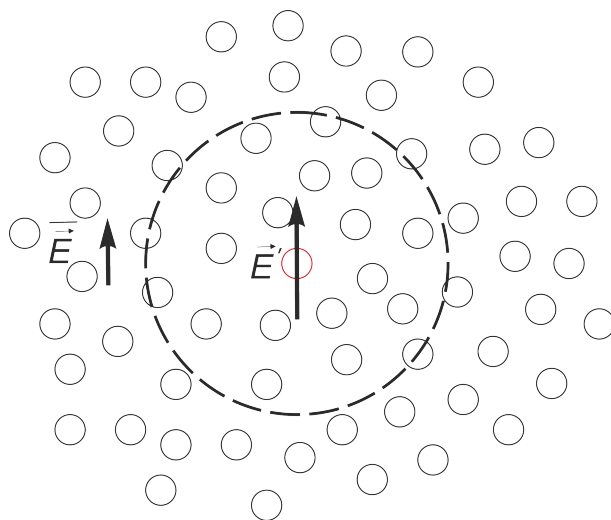


Рисунок В.1: Модель нанокompозита. Пунктиром показана сферическая полость Лоренца.

Для расчета распространения световой волны в композитных средах применяется приближение эффективной среды. Модель эффективной среды Максвелл-Гарнетта предполагает квазистатическое рассмотрение электродинамически изотропного нанокompозитного слоя, с размерами наночастиц меньши-

ми длины волны света в среде. Оптические свойства композитных сред характеризуются эффективной ДП  $\varepsilon_{eff}$ , которая определяется соотношением:

$$\vec{D} = \varepsilon_{eff} \vec{E}. \quad (\text{B.1})$$

Здесь  $\vec{D}$  – среднее по объему композита значение вектора электрической индукции,  $\vec{E}$  – среднее значение напряженности поля в композите. Найдем выражение для эффективной ДП.

В приближении линейного отклика вещества, поляризация вещества  $\vec{P}$  выражается через поляризующее поле  $\vec{E}'$ , концентрацию  $n$  частиц вещества и дипольную поляризуемость частицы  $\alpha$  следующим образом:

$$\vec{P} = n\alpha \vec{E}'. \quad (\text{B.2})$$

Поляризующее частицу поле в плотных средах отлично от среднего поля в веществе  $\vec{E}$ . Оно увеличивается из-за вклада поляризации, наведенной в соседних частицах. В приближении однородного изотропного распределения частиц, воспользуемся формулой Лоренца для поляризующего (локального) поля [155] (Рисунок B.1):

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{4\pi\vec{P}}{3}. \quad (\text{B.3})$$

Подставим (B.3) в (B.2):

$$\vec{P} = n\alpha \left( \vec{E} + \frac{4\pi\vec{P}}{3} \right). \quad (\text{B.4})$$

Разрешим это уравнение относительно  $\vec{P}$ :

$$\vec{P} = \frac{n\alpha}{1 - \frac{4\pi n\alpha}{3}} \vec{E}. \quad (\text{B.5})$$

С применением формулы (B.5) вектор электрической индукции  $\vec{D}$  следующим образом выражается через  $\vec{E}$ :

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} = \left(1 + \frac{4\pi n\alpha}{1 - \frac{4\pi n\alpha}{3}}\right)\vec{E}. \quad (\text{B.6})$$

Из сравнения формул (B.6) и (B.1) получаем выражение для эффективной ДП:

$$\varepsilon_{eff} = 1 + \frac{4\pi n\alpha}{1 - \frac{4\pi n\alpha}{3}}. \quad (\text{B.7})$$

В том, случае, когда частицы – атомы,  $\alpha$  – это атомная поляризуемость, и это выражение представляет собою формулу Клаузиуса-Моссотти [156]. Если матрица имеет ДП, равную  $\varepsilon_1$ , то формула приводится к виду:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left(1 + \frac{4\pi n\alpha}{1 - \frac{4\pi n\alpha}{3}}\right). \quad (\text{B.8})$$

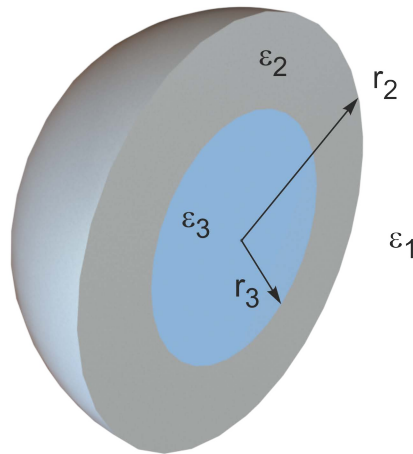


Рисунок B.2: Сечение сферической наночастицы с ядром и оболочкой.

Выпишем дипольную поляризуемость для сферической частицы с ДП ядра  $\varepsilon_3$  и оболочки  $\varepsilon_2$ , находящейся в среде с ДП  $\varepsilon_1$  (Рис. B.2) [48, 150, 157]:

$$\alpha = r_2^3 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + \beta(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + 2\beta(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}, \quad (\text{B.9})$$

где  $\beta = (r_3/r_2)^3$  – отношение объема ядра частицы к ее полному объему.

Формула (B.9) переходит в формулу для дипольной поляризуемости однородной сферы [152] при  $\varepsilon_3 = \varepsilon_2$ , или при  $\beta = 0$ :

$$\alpha = r_2^3 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1}. \quad (\text{B.10})$$

Обозначим через  $f$  объемную долю наночастиц, тогда  $f = \frac{4\pi nr_2^3}{3}$ . С учетом этого, подстановка уравнения (B.10) в (B.8) дает формулу Максвелл-Гарнетта [158]:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_1/(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right). \quad (\text{B.11})$$

Если объемная доля частиц  $f$  мала (газовое приближение), то ею можно пренебречь по сравнению с единицей в знаменателе формулы (B.11), что дает формулу Ландау-Лифшица [152] для ДП смеси:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left( 1 + 3f \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1} \right). \quad (\text{B.12})$$

Такой же результат дают первые два слагаемых разложения  $\varepsilon_{eff}$  (B.11) в ряд по  $f$  вблизи нуля:

$$\varepsilon_{eff}(f) = \varepsilon_{eff}(0) + \frac{\partial \varepsilon_{eff}}{\partial f}(0) \cdot f. \quad (\text{B.13})$$

Формула Максвелл-Гарнетта (B.11) также описывает два предельных случая:

$$\varepsilon_{eff}(f = 0) = \varepsilon_1; \quad \varepsilon_{eff}(f = 1) = \varepsilon_2. \quad (\text{B.14})$$

С учетом определения фактора заполнения  $f$ , формулу Максвелл-Гарнетта для слоистых частиц удобно записать в виде:

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{3f\alpha'}{1 - f\alpha'} \right), \quad (\text{B.15})$$

где

$$\alpha' = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + \beta(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2) + 2\beta(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)} \quad (\text{B.16})$$

– это отношение дипольной поляризуемости частицы к кубу ее радиуса  $\alpha' = \alpha/r_2^3$ .

## V.2 Анизотропный случай

Рассмотрим модель композитной среды, состоящей из сфероидальных наночастиц, однородно диспергированных в матрице с ДП равной 1 и ориентированных вдоль оси  $x$  (Рисунок B.3). В этом случае НК представляет собою одноосное вещество, с ДП в виде диагонального тензора с компонентами  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{eff,\parallel}$ ,  $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{eff,\perp}$ .

Пусть вектор электрического поля падающей волны направлен вдоль  $E_x = E_{\parallel}$  или поперек  $E_y = E_{\perp}$  оптической оси НК. При этом справедливы формулы:

$$\overline{\vec{D}}_{\perp,\parallel} = \varepsilon_{eff,\perp,\parallel} \overline{\vec{E}}_{\perp,\parallel}. \quad (\text{B.17})$$

$$\vec{P}_{\perp,\parallel} = n\alpha_{\perp,\parallel} \vec{E}'_{\perp,\parallel}. \quad (\text{B.18})$$

В случае сфероидальных частиц, для учета анизотропии локального поля  $\vec{E}'_{\perp,\parallel}$ , поляризующего их, пользуются сфероидальной полостью Лоренца [155] (Рисунок B.3б), что дает следующее выражение:

$$\vec{E}'_{\perp,\parallel} = \overline{\vec{E}}_{\perp,\parallel} + 4\pi L_{\perp,\parallel} \vec{P}_{\perp,\parallel}, \quad (\text{B.19})$$

где  $L_{\perp,\parallel}$  – факторы деполяризации.

Подставим (B.19) в (B.18):

$$\vec{P}_{\perp,\parallel} = n\alpha_{\perp,\parallel} (\overline{\vec{E}}_{\perp,\parallel} + 4\pi L_{\perp,\parallel} \vec{P}_{\perp,\parallel}). \quad (\text{B.20})$$

Разрешим это уравнение относительно  $\vec{P}_{\perp,\parallel}$ :

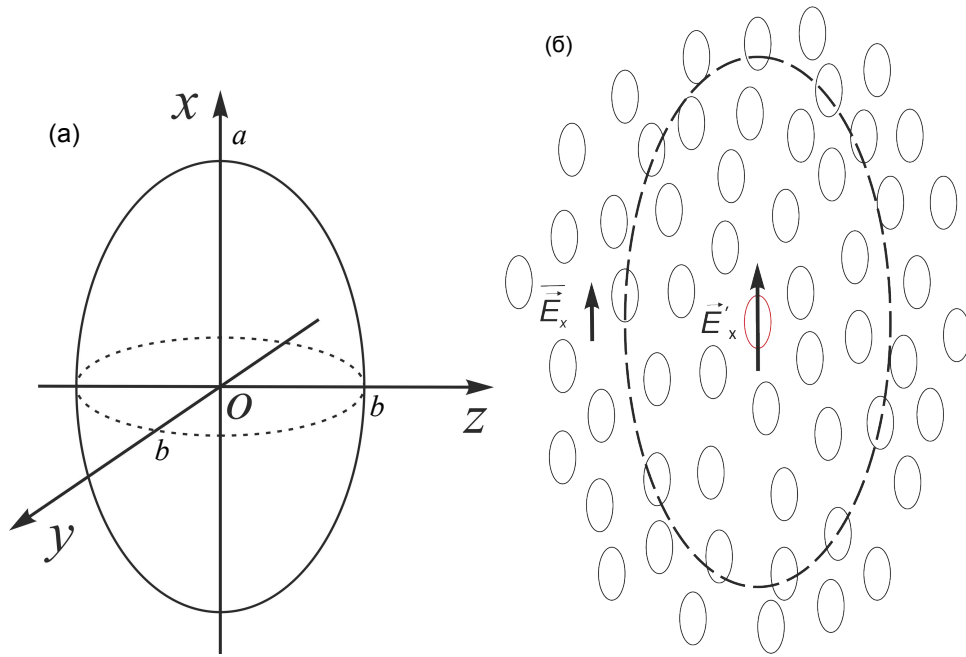


Рисунок В.3: (а) Анизотропная наночастица. (б) Модель нанокомпозита. Пунктиром показана сфероидальная полость Лоренца.

$$\vec{P}_{\perp,\parallel} = \frac{n\alpha_{\perp,\parallel}}{1 - 4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}L_{\perp,\parallel}} \vec{E}_{\perp,\parallel}. \quad (\text{B.21})$$

С применением формулы (B.21) вектор электрической индукции  $\vec{D}_{\perp,\parallel}$  следующим образом выражается через  $\vec{E}_{\perp,\parallel}$ :

$$\vec{D}_{\perp,\parallel} = \vec{E}_{\perp,\parallel} + 4\pi\vec{P}_{\perp,\parallel} = \left(1 + \frac{4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}}{1 - 4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}L_{\perp,\parallel}}\right) \vec{E}_{\perp,\parallel}. \quad (\text{B.22})$$

Из сравнения формул (B.22) и (B.17) получаем выражение для эффективной ДП:

$$\varepsilon_{eff,\perp,\parallel} = 1 + \frac{4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}}{1 - 4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}L_{\perp,\parallel}}. \quad (\text{B.23})$$

Если матрица имеет ДП, равную  $\varepsilon_1$ , то формула приводится к виду:

$$\varepsilon_{eff,\perp,\parallel} = \varepsilon_1 \left(1 + \frac{4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}}{1 - 4\pi n\alpha_{\perp,\parallel}L_{\perp,\parallel}}\right). \quad (\text{B.24})$$

Пусть ДП частиц равна  $\varepsilon_2$ , тогда их поляризуемость выражается следующей формулой [152]:

$$\alpha_{\perp,\parallel} = \frac{ab^2}{3} \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)L_{\perp,\parallel} + \varepsilon_1}. \quad (\text{B.25})$$

Подстановка (B.25) в (B.24) дает формулу Максвелл-Гарнетта для анизотропного НК [48]:

$$\varepsilon_{eff,\perp,\parallel} = \varepsilon_1 \left( 1 + \frac{f}{(1-f)L_{\perp,\parallel} + \varepsilon_1/(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)} \right), \quad (\text{B.26})$$

где фактор заполнения  $f = \frac{4\pi nab^2}{3}$  выражает объемную долю наночастиц в НК. Факторы деполяризации  $L_{\perp,\parallel}$  в (B.26) зависят от отношения длин полярной  $a$  и экваториальной  $b$  полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для полей, направленных вдоль и поперек оси вращения сфероида, факторы деполяризации определяются соответственно через:

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1 - \xi^2} \left( 1 - \xi \frac{\arcsin(\sqrt{1 - \xi^2})}{\sqrt{1 - \xi^2}} \right); \quad (\text{B.27})$$

$$L_{\perp} = (1 - L_{\parallel})/2, \quad (\text{B.28})$$

где  $\xi = a/b$ . Случай  $\xi < 1$  соответствует сплюснутому сфероиду,  $\xi > 1$  – вытянутому сфероиду. Случай  $\xi = 1$ , для которого  $L_{\parallel} = L_{\perp} = 1/3$  и  $\varepsilon_{eff,\parallel} = \varepsilon_{eff,\perp}$ , соответствует шару (B.11).

### В.3 Формула Друде-Зоммерфельда

Для описания ДП металла  $\varepsilon_m$  применяется формула Друде-Зоммерфельда:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}. \quad (\text{B.29})$$

Здесь  $\varepsilon_\infty$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\gamma$  – величина, обратная времени релаксации электронов. Для серебра  $\varepsilon_\infty = 5$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.02$  эВ [151]. Для золота  $\varepsilon_\infty = 9.84$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0.1$  эВ [150, 151].