

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

На правах рукописи



ДОРОФЕЕНКО Александр Викторович

**УПРАВЛЕНИЕ СВЕТОМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
НЕОДНОРОДНЫХ ОПТИЧЕСКИХ И ПЛАЗМОННЫХ СИСТЕМ**

Специальность:

01.04.03 — радиофизика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

доктора физико-математических наук

Москва – 2019

Работа выполнена в Институте теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук (ИТПЭ РАН)

Научный консультант:

Виноградов Алексей Петрович

доктор физико-математических наук, профессор,
главный научный сотрудник лаборатории № 1 —
теоретической электродинамики
конденсированного состояния Института
теоретической и прикладной электродинамики
Российской академии наук (ИТПЭ РАН)

Официальные оппоненты:

Белотелов Владимир Игоревич

доктор физико-математических наук,
профессор РАН,
доцент кафедры фотоники и физики микроволн
физического факультета
Московского государственного университета
имени М.В. Ломоносова

Гиппиус Николай Алексеевич

доктор физико-математических наук,
профессор центра фотоники и квантовых
материалов Сколковского института
науки и технологий

Юрасов Алексей Николаевич

доктор физико-математических наук, доцент,
профессор кафедры нанoeлектроники
Физико-технологического института МИРЭА —
Российского технологического университета

Защита диссертации состоится « 19 » декабря _____ 2019 года
в 15 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета МГУ.01.08 на
физическом факультете Московского государственного университета имени
М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1,
стр. 2, физическая аудитория имени Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной
библиотеки Московского государственного университета имени М.В.
Ломоносова (119192, г. Москва, Ломоносовский пр-т, д. 27) и в сети Интернет:
<https://istina.msu.ru/dissertations/240874806/>

Автореферат разослан « 14 » октября _____ 2019 года.

Учёный секретарь

диссертационного совета МГУ.01.08

доктор физико-математических наук, доцент
kosareva@physics.msu.ru



О.Г. Косарева

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Электродинамика прошла большой путь со времени своего появления. Основные уравнения в данной области давно известны [1, 2], и полученные из них результаты широко используются на практике [3, 4]. Несмотря на это, электродинамика как наука продолжает развиваться, в ней появляются новые разделы, темы и задачи [5, 6]. Во многом это связано с развитием технологии, появлением новых материалов [7] и совершенствованием свойств имеющихся [8], и с повышением точности изготовления различных структур из этих материалов. В результате становятся актуальными новые задачи.

В частности, развитие технологии привело к возможности создания высококачественных 1-, 2- и 3-мерных диэлектрических решеток. С начала 90-ых годов возник бум исследований электромагнитных волн в таких системах, получивших название фотонных кристаллов [9]. Аналогия между распространением фотонов в периодическом диэлектрике и распространением электронов в кристаллической решетке (наличие разрешенных и запрещенных зон, поверхностных волн и состояний и т.д.) обогатилась эффектами, связанными с векторным характером электромагнитных волн. Было открыто бесчисленное множество эффектов [10-12], некоторые из них нашли практические применения (оптические волокна с периодической решеткой отверстий и т.д.), но даже сейчас фотонные кристаллы продолжают оставаться популярным предметом исследований.

Одной из областей, где применение фотонных кристаллов оказалось успешным, является магнитооптика. Возникший интерес связан с малостью магнитооптических эффектов и большой потребностью в их усилении. Исследования по усилению эффектов Фарадея и Керра в одномерных магнитофотонных кристаллах (фотонных кристаллах, содержащих магнитооптические слои) [13] перешли в исследования 2- и 3-мерных магнитофотонных кристаллов [14], а также плазмонных кристаллов [15].

Плазмоника – это еще один относительно новый раздел современной электродинамики [16], к которому относится ряд задач диссертационной работы. Основные эффекты плазмоники обусловлены существованием резонанса на границе металла и диэлектрика, а возникающее при этом распределение поля не подчиняется ограничению на минимальный размер оптических устройств и разрешающую способность оптических микроскопов, равный $\lambda/2$ (рэлеевский предел) [17]. В плазмонных системах максимум поля может занимать область размером, много меньшим длины волны в свободном пространстве. Отсюда возникло множество эффектов – изменение скорости излучения различных эмиттеров вблизи металлических тел [18], управление излучением с помощью металлических (плазмонных) наноплазмонных антенн [19], распространение волн вдоль различных металлических поверхностей и цепочек наночастиц, усиление поля в различных плазмонных структурах, создание резонаторов субволновых размеров и оптических микроскопов, обеспечивающих субволновое разрешение (сканирующий оптический микроскоп ближнего поля), «суперлинз», высокочувствительных плазмонных

сенсоров, и многое другое [16]. Задачам плазмоники посвящены тысячи публикаций за последние несколько лет, и эта область не теряет актуальности.

Основной проблемой плазмоники являются потери, свойственные металлу. Большинство применений плазмонных устройств ограничиваются именно этим фактором. Частично эффект потерь можно компенсировать использованием усиливающих сред [20, 21]. Однако описание усиления как отрицательных потерь во многих случаях не соответствует действительности, требуется использовать более сложные модели. Фактически, попытка компенсации потерь привела к образованию нового раздела науки – квантовой плазмоники, и к возникновению нового объекта исследований – плазмонного лазера (спазера) [22, 23]. Такие лазеры обладают большими потерями, но характеризуются малыми размерами и быстрым откликом на внешнее воздействие. В публикациях последних лет сообщается о ряде реализаций плазмонных лазеров [24], и регулярно появляются новые подобные сообщения.

Цель работы

Исследовать возможности управления светом с использованием неоднородных оптических (фотонных и плазмонных) систем – как пассивных, так и содержащих усиливающие среды

Задачи, решенные для достижения цели

1. Исследование оптических свойств одномерных фотонных кристаллов: определение особенностей распределения поля в разрешенных и запрещенных зонах (эффект Боррманна), изучение поверхностных состояний и волн на границе двух фотонных кристаллов, поиск возможностей усиления магнитооптических эффектов устройствами на основе фотонных кристаллов.
2. Исследование оптических свойств одномерных плазмонных кристаллов: выяснение механизма образования зонной структуры, определение множества возможных форм дисперсионных зависимостей, изучение плазмонных кристаллов, обладающих отрицательным преломлением.
3. Объяснение эксперимента по аномальному нерезонансному прохождению ИК излучения через неупорядоченную систему отверстий в металлической пленке.
4. Разработка методов расчета эффективной диэлектрической проницаемости метаматериалов.
5. Определение физических пределов разрешения многослойной суперлинзы, состоящей из слоев с положительной и отрицательной диэлектрической проницаемостью.
6. Исследование свойств многослойных структур, содержащих усиливающие слои. Определение связи порога генерации и модового состава излучения с зонной структурой.
7. Исследование свойств плазмонных лазеров на основе плазмонных структур, включая лазеры на основе канавок в металле.

8. Исследование применений плазмонных лазеров для спектроскопии.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования послужила возможность управления светом с помощью диэлектрических и металлических структур. Предметом исследования является взаимодействие света с фотонными и плазмонными кристаллами, плазмонными нанокompозитами, плазмонными суперлинзами, многослойными усиливающими средами, плазмонными лазерами.

Методология исследования

Для решения одномерных задач использовался метод T -матриц. Для изучения эффективных оптических свойств композитных сред использованы формулы смешения (Гарнетта, Бруггемана, симметризованная формула Гарнетта). Для моделирования динамики плазмонных лазеров применялось численное решение уравнений Максвелла-Блоха и скоростных лазерных уравнений. Для изучения электродинамического отклика сложных структур использовалось численное решение уравнений Максвелла с помощью пакета COMSOL Multiphysics.

Теоретическая и практическая значимость работы

Результаты исследования усиления магнитооптических эффектов могут быть использованы для уменьшения размера магнитооптических устройств, что может иметь большое практическое значение.

Исследование одномерных фотонных кристаллов отрицательной контрастности имеет фундаментальное значение. Теоретическую ценность имеют предсказания нового типа блоховских волн в одномерных фотонных кристаллах. Эти волны представляющих собой систему поверхностных плазмонов, распространяющихся под углом к слоям. Показано, в таких кристаллах могут наблюдаться запрещенные зоны нулевой ширины (точки Дирака). В этих точках возникает безотражательное прохождение света.

На основе развитых теоретических представлений проведен анализ работы многослойных металинз, предложенных Дж. Пендри [25], а также А. Алю и Н. Энгетой [26]. Определена разрешающая способность суперлинзы, ограниченная поглощением, присутствующим в металлических слоях суперлинзы и в детекторе. Рассматриваемые в работе суперлинзы в принципе могут быть использованы для улучшения разрешения в фотолитографии, поэтому в работе было проведено исследование устойчивости этих линз к наличию диссипации и случайным отклонениям параметров (диэлектрической проницаемости, толщины слоев), которое всегда имеет место при практической реализации.

Исследуемые в диссертации плазмонные лазеры могут найти применение как наноразмерные источники света с возможностью быстрой модуляции. На пример, в рамках диссертационной работы предложен плазмонный лазер, выдающий оптические импульсы с частотой следования порядка единиц ТГц. Результат оформлен в виде патента.

Предложено и обосновано новое применение плазмонных лазеров – спектроскопия на основе плазмонного лазера, которая в некотором смысле аналогична методу внутрирезонаторной лазерной спектроскопии. Система,

работающая на этом принципе, была экспериментально реализована в лаборатории В.И. Балыкина в ИСАНе [А31].

Научная новизна

1. Впервые в расчетах показана возможность усиления магнитооптических эффектов в результате резонанса, обусловленного существованием поверхностного (таммовского) состояния на границе двух фотонных кристаллов. На основании этих расчетов в Технологическом университете Тойохаши (Япония) был поставлен эксперимент, в котором впервые было экспериментально продемонстрировано усиление магнитооптического эффекта Фарадея таммовским состоянием.
2. Предсказан новый эффект в одномерных фотонных кристаллах – инвертированный эффект Боррманна.
3. Предложен и изучен новый тип одномерных фотонных кристаллов в виде чередующихся слоев металла и диэлектрика, в которых зоны прозрачности возникают в результате резонансного возбуждения поверхностных плазмонов. Впервые изучены все виды зонной структуры в таких кристаллах.
4. Впервые показано, что поглощение в материале металинзы приводит к расфазировке эванесцентных волн, что в свою очередь ухудшает разрешающую способность линзы.
5. Найден новый механизм возникновения сверхразрешения – фильтрация ближних и дальних волн. На основании этого объяснен эксперимент по улучшению разрешения проволочной металинзы, проведенный в ИТПЭ РАН (Г. А. Федоров и др.)
6. Дано теоретическое объяснение эксперимента по нерезонансному аномальному прохождению света через металлическую пленку с неупорядоченной системой субволновых отверстий (ИТПЭ РАН, И.В. Быков и др.)
7. Развита описание металинз с помощью зонной теории фотонных кристаллов, что позволило выявить физический смысл ограничений разрешающей способности этих устройств.
8. Предложен алгоритм расчета эффективных параметров металл-диэлектрических нанокомпозитов. Указан способ расчета, при котором формула Бруггемана и симметризованная формула Гарнетта всегда дают физически осмысленный ответ.
9. Предложен новый вид плазмонного лазера на основе канавки в металлической пленке, заполненной активным материалом.
10. Впервые предложена модификация метода внутрирезонаторной спектроскопии, использующая плазмонный лазер.
11. Предложен генератор колебаний с терагерцовой частотой модуляции на основе плазмонного лазера.

Достоверность результатов

Теоретические результаты подтверждены в экспериментах, обнаруживших сверхразрешение в проволочной металинзе (Г.А. Федоров, ИТПЭ РАН),

аномальное прохождение света через систему субволновых отверстий (И.В. Быков, ИТПЭ РАН), таммовское состояние на границе двух фотонных кристаллов и усиление этим состоянием магнитооптического эффекта Фарадея (А.В. Барышев, Университет Тойохаши, Япония), логарифмическую чувствительность интенсивности излучения плазмонного лазера к концентрации аналита (В.И. Балыкин, П.А. Мелентьев, ИСАН). Почти все результаты диссертации докладывались и обсуждались на конференциях и семинарах, где получили положительные оценки.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Магнитооптический эффект Фарадея может быть усилен электромагнитным таммовским состоянием на границе фотонного и магнитофотонного кристаллов.
2. Механизмом резонансного усиления магнитооптического эффекта Фарадея является быстрая зависимость фазы коэффициента пропускания от частоты в области резонанса.
3. Эффект Боррмана в фотонных кристаллах позволяет управлять распределением поля внутри элементарной ячейки. Возможно усиление магнитооптического эффекта Фарадея вблизи одного края запрещенной зоны и ослабление вблизи другого края. Аналогичный эффект проявляется и в поглощении.
4. В одномерных металл-диэлектрических фотонных кристаллах существуют разрешенные зоны в области, находящейся за пределами световых конусов всех диэлектрических слоев. Соответствующее решение локально в каждом слое является суммой убывающей и возрастающей экспонент. Каждая из этих экспоненциальных волн энергии не переносит, но волна в целом распространяется и переносит энергию. Зоны прозрачности формируются за счет туннелирования плазмонов между соседними ячейками фотонного кристалла.
5. Разрушение изображения, создаваемого идеальной линзой Пендри, связано с переносом энергии через линзу. Перенос энергии может быть вызван как потерями внутри линзы, так и потерями в детекторе, фиксирующем изображение.
6. Диапазон пространственных частот, воспроизводимых многослойной линзой Пендри, ограничивается системой коллективных плазмонных резонансов коэффициента прохождения, возникающих в многослойной металл-диэлектрической структуре, которой является линза.
7. Суперлинза способна работать не только в TM -, но и в TE -поляризации. В этом случае механизм работы обусловлен не плазмонным резонансом, а фильтрацией пространственных гармоник, а именно, отражением распространяющихся волн и пропусканием неоднородных волн. Этот же механизм фильтрации может приводить к аномальному прохождению света через неупорядоченную систему субволновых отверстий в металлической пленке.
8. Лазерная генерация в конечном фрагменте одномерного фотонного кристалла, состоящего из чередующихся слоев усиливающей среды и

обычного диэлектрика, возможна как в разрешенной, так и в запрещенной зоне. Если частота перехода принадлежит разрешенной зоне, то генерация обязательно возникает, начиная с некоторого числа слоев. Если частота перехода принадлежит запрещенной зоне, наоборот, генерация подавляется, начиная с некоторого числа слоев.

9. На основе кольцевой или линейной канавки на поверхности металла может быть создан генератор плазмонов (спазер), если внутри канавки расположена усиливающая среда (например, квантовые точки). При накачке лишь части этих квантовых точек спазер может перейти в режим пассивной модуляции добротности, сопровождающийся генерацией пиков с терагерцовой частотой повторения.
10. В двумерной решетке спазеров (генераторов плазмонов, локализованных на металлических наночастицах) автоколебания отдельных спазеров могут самопроизвольно синхронизироваться. При этом благодаря эффекту сверхизлучения возрастает интенсивность излучения решетки в целом с сужением диаграммы направленности.
11. На основе плазмонного лазера может быть изготовлен высокочувствительный сенсор концентрации атомов или молекул, поглощающих свет на частоте лазера.

Апробация результатов

Результаты данной работы докладывались диссертантом на следующих международных и российских конференциях: MISM 2008, 2011, 2017 (Москва), Metamaterials 2016 (Crete, Greece), Metamaterials 2015 (Oxford, Great Britain), Metamaterials 2014 (Copenhagen, Denmark), CLEO 2013 (Munich, Germany), TaCoNa-Photonics 2010, 2012 (Bad Honnef, Germany), NFO-12 (2012, San Sebastian, Spain), PLASMETA 2011 Samarkand, Uzbekistan), YSMM2009 (Madrid, Spain), CAOL 2008, 2010 (Крым), ICMAT 2011 (Singapore), Metamaterials 2009 (London, Great Britain), Международные конференции Days on Diffraction 2006, 2007, 2008, 2009, 2011, 2012, 2014, 2015 (Санкт-Петербург), PIERS 2009 (Москва), PIERS 2007 (Prague, Czech Republic), HMMM-21 (2009, Москва), HMMM-20 (2006, Москва), BIANISOTROPICS 2006 Samarkand, Uzbekistan), Ежегодные научные конференции МФТИ 2004–2014 (Москва), Ежегодные научные конференции ИТПЭ РАН 2006–2017 (Москва).

Личный вклад автора

По разделу 2.3.2 диссертант ответственен только за проведение расчетов.

По разделам 3.2, 6.1, 6.2, 6.3, 6.4 диссертант осуществлял научное руководство.

В книге [А34] диссертантом написаны разделы 1.2.3, 2.2.7, 2.3.7, 2.4, 3.5.

В остальных разделах вклад диссертанта был решающим и включал постановку задачи, выбор методов решения, обсуждение результатов, участие в написании статей, в части разделов – расчеты.

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 35 печатных работах, в том числе в 32 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих

Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 1 патенте, 1 монографии и 1 главе в редактируемой книге. Список работ автора приведен в конце автореферата перед списком литературы.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы из 425 наименований. Общий объем 359 страниц, в том числе 183 рисунка и 4 таблицы.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обоснована актуальность темы, указана цель работы, перечислены решенные задачи, объекты и методы исследования, обсуждаются теоретическая и практическая значимость работы, научная новизна, достоверность результатов, декларируются положения, выносимые на защиту, рассказывается об апробации результатов, указывается личный вклад автора, приводятся данные о публикациях и о структуре и объеме диссертации.

В **первой главе** дан обзор литературы, относящейся к теме работы.

В **разделе 1.1** определено понятие ближних (неоднородных) полей, экспоненциально убывающих в пространстве, и указано, что эти поля возникают: 1) при полном внутреннем отражении, 2) в средах с $\varepsilon < 0$ (металлах), 3) при рассеянии на объекте произвольной формы, причем в последнем случае спектр ближних полей определяется деталями предмета размером меньше длины волны. Хорошо известно, что неоднородная волна не переносит энергию в направлении своего затухания. Однако система из двух перекрывающихся неоднородных волн, затухающих в противоположных направлениях, в результате интерференции может переносить энергию, при условии наличия разности фаз между этими волнами [27]. Данное явление оказалось важным для понимания работы суперлинз, изучаемых в главе 4. На границе металла и диэлектрика ближние волны могут сформировать решение в виде поверхностной волны (поверхностного плазмона), экспоненциально затухающей в направлениях от границы раздела сред. Такая волна бежит вдоль поверхности. Для возбуждения плазмона распространяющейся волной (плазмонный резонанс) требуется призма или дифракционная решетка. Плазмонный резонанс играет определяющую роль в формировании сверхразрешения многослойными линзами и многих других эффектах.

В **разделе 1.2** описаны свойства электромагнитных полей в одномерных фотонных кристаллах, т.е. в системах с периодической зависимостью диэлектрической проницаемости от одной координаты $\varepsilon(z)$. Описываются особенности дисперсии волн в таких системах, в частности, возникновение в них зонной структуры. Появление запрещенных зон приводит к возможности создания диэлектрических зеркал на основе фотонных кристаллов, к распространению поверхностных волн вдоль границ фотонных кристаллов и т.д. В конце раздела (**подраздел 1.2.4**) дан обзор литературы по усилению магнитооптических эффектов одномерными фотонными кристаллами.

В **разделе 1.3** рассказывается о механизме работы суперлинзы, которая может быть реализована в виде различных слоистых структур, содержащих

среды с отрицательными значениями ε и/или μ . Такая структура позволяет создать изображение предмета, обладающее сверхразрешением, т.е. содержащее информацию о мелких деталях с размером меньше длины волны. Прототипом суперлинз является слой среды Веселаго, т.е. вещества с $\varepsilon < 0$, $\mu < 0$. В такой среде векторы \vec{E} , \vec{H} , \vec{k} образуют левую тройку, поэтому такие среды также называют левыми. В результате фазовая скорость и вектор Пойнтинга противоположны. На границе обычного диэлектрика и среды Веселаго происходит отрицательное преломление света. Это явление дает возможность фокусировать расходящийся луч в точку с помощью плоской пластинки из левой среды с $\varepsilon = \mu = -1$ (линза Веселаго). Из законов геометрической оптики следует, что пластинка должна создавать действительное изображение предмета, а не мнимое, как пластинка обычного диэлектрика. Кроме того, как показал Дж. Пендри [25], такая линза усиливает ближние поля за счет плазмонного резонанса. В результате линза воспроизводит амплитуды как дальних, так и ближних полей, так что изображение предмета включает детали размером меньше длины волны, т.е. будет превоен рэлеевский предел. Получение отрицательного μ в оптическом диапазоне проблематично, поэтому Пендри предложил использовать пластинку металла с $\varepsilon = -1$, $\mu = 1$ (линза Пендри), которая создает изображение с субволновым разрешением лишь для p -поляризованной части спектра. В литературе предлагаются различные модификации линз Веселаго и Пендри: 1) асимметричная линза: система вакуум/металл/диэлектрик с $\varepsilon > 1$, проявляющая лучшую устойчивость к потерям в металле, чем исходная (симметричная) линза; 2) многослойная линза: состоит из чередующихся слоев металл/диэлектрик и имеет лучшее разрешение, чем однослойная линза той же суммарной толщины; 3) линза Энгеты: отрицательные значения ε и μ находятся в разных слоях, что позволяет получить идеальное изображение без использования среды Веселаго.

В разделе 1.4 дается теоретическое введение к разделам по активной фотонике и плазмонике, в частности, усиливающая среда описывается в терминах матрицы плотности и выводятся уравнения Максвелла-Блоха распространения волны в усиливающей среде.

Во второй главе описаны результаты, связанные с диэлектрическими фотонными кристаллами (ФК).

В разделе 2.1 изучается эффект Боррманна в фотонных и магнитофотонных кристаллах. Этот эффект, хорошо известный в рентгеновской кристаллографии, состоит в перераспределении электромагнитного поля внутри элементарной ячейки кристалла. В результате при вариации угла падения или частоты может наблюдаться как резкое усиление, так и ослабление различных линейных и нелинейных эффектов. В рамках данной диссертационной работы показано, что данный эффект наблюдается также в фотонных кристаллах, и им можно управлять. В частности, меняя наполнение ячейки, этот эффект можно инвертировать по частотной/угловой зависимости.

А именно, при обычном (прямом) эффекте Боррманна доля энергии электрического поля, находящейся в слоях с наибольшим значением диэлектрической проницаемости, убывает с ростом частоты в пределах запрещенной зоны. Это первая, вторая и четвертая запрещенные зоны, отмеченные серым на рисунке 1. В третьей запрещенной зоне наблюдается противоположная зависимость. В таких случаях можно говорить об обратном эффекте Боррманна. В диссертационной работе продемонстрирована связь между переходом прямого эффекта Боррманна в обратный и закрытием разрешенной зоны, которое происходит при определенных фазовых соотношениях между толщинами слоев ФК. Меняя толщину слоев, можно перейти через точку закрытия разрешенной зоны, при этом эффект Боррманна инвертируется.

В разделе 2.2 изучаются свойства поверхностных волн (рисунок 2) и поверхностных (таммовских) состояний в фотонных кристаллах. Описание системы проводится с помощью такой характеристики как импеданс. Показано, что существование поверхностных волн и состояний обусловлено возможностью смены знака мнимой части импеданса собственного решения в ФК (блоховской волны) на частотах запрещенной зоны. В этом смысле ФК может эффективно выступать как среда с отрицательным ϵ или μ – неоднородные волны в этих средах отличаются именно знаком импеданса. Отдельно рассмотрено поверхностное состояние на границе двух фотонных кристаллов, существующее в области перекрывающихся запрещенных зон обоих ФК. В такой системе один ФК выступает как среда с отрицательным ϵ , другой – как среда с отрицательным μ .

На основе этого поверхностного состояния можно сделать резонатор без полости, состоящий только из зеркал. С помощью такого резонатора могут быть усилены различные эффекты, например, магнитооптический эффект Фарадея (поворот поляризации прошедшего излучения при продольной намагниченности магнитооптической среды). Демонстрации усиления эффекта Фарадея посвящен раздел 2.3. Начинается этот раздел (пункт 2.3.1) с

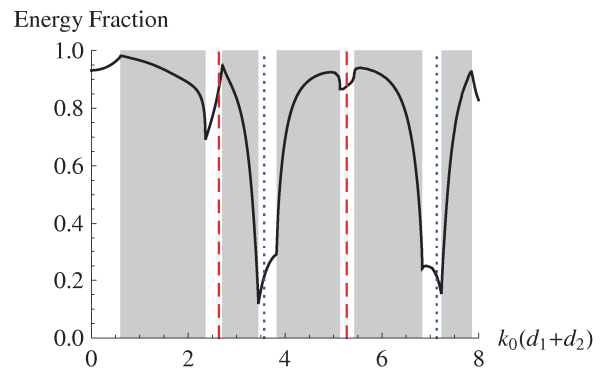


Рисунок 1. Доля энергии электрического поля, находящейся в слоях с наибольшим значением диэлектрической проницаемости, в зависимости от безразмерной частоты. Серым цветом выделены запрещенные зоны.

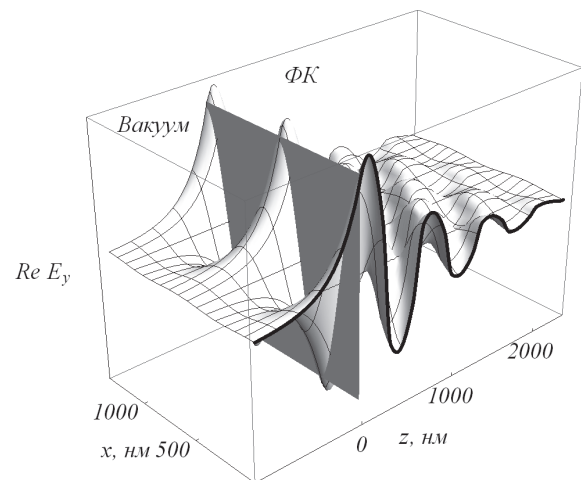


Рисунок 2. Распределение электрического поля в поверхностной волне, бегущей по границе ФК.

построения общей теории усиления эффекта Фарадея резонансом, создаваемом оптической структурой. Показано, что угол поворота угла поляризации равен $\theta \approx -Q \frac{g}{\epsilon_{MO}} \frac{W_{MO}}{W}$, где Q – добротность резонатора, W_{MO}/W – доля энергии электрического поля, находящейся в магнитооптических слоях (фактор локализации), g/ϵ_{MO} – магнитооптический фактор, который является малой величиной. Усиление эффекта Фарадея обусловлено большой величиной Q , при этом фактор локализации W_{MO}/W , принимающий значения от 0 до 1, не должен быть слишком малым. Влияние фактора локализации проиллюстрировано на примере перераспределения энергии, возникающего в пределах запрещенной зоны фотонного кристалла (эффект Боррманна, см. раздел 2.1), в результате которого эффект Фарадея на одной границе запрещенной зоны оказывается существенно больше, чем на другой границе.

Далее, в **подразделе 2.3.2** приводятся результаты сопровождения экспериментов, проведенных в Японии под руководством А.В. Барышева. По расчетам, проведенным диссертантом, была изготовлена многослойная структура в виде состыкованных друг с другом фотонного и магнитофотонного кристаллов (рисунок 3). В результате экспериментов было обнаружено как само поверхностное состояние на границе кристаллов (оно проявляется как резонанс коэффициента пропускания), так и соответствующее усиление эффекта Фарадея. В эксперименте получено усиление эффекта Фарадея почти на порядок.

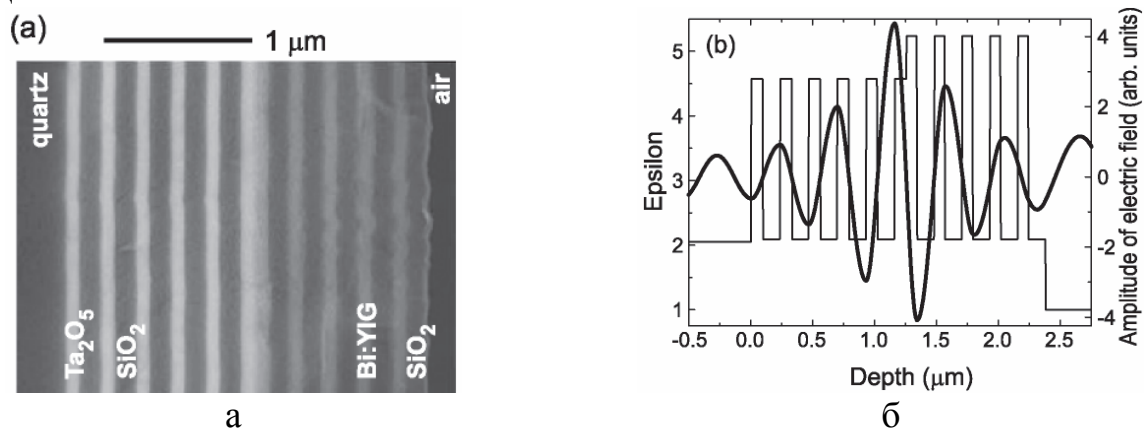


Рисунок 3. а. Микрофотография структуры, реализованной по расчетам, выполненным диссертантом. б. Расчетное распределение электрического поля в структуре.

Усиление фарадеевского вращения также возможно плазмонным резонансом, который усиливает только одну поляризацию (**подраздел 2.3.3**). Для исследования соответствующих систем в данной диссертационной работе был развит метод расчета магнитооптических эффектов, учитывающий появление поляризации, перпендикулярной к падающей (кросс-поляризации), как возмущение. Сначала была рассмотрена известная схема, в которой кросс-поляризация усиливается плазмонным резонансом, тогда как для поляризации падающей волны резонанса нет, и она практически полностью отражается. В результате прошедшая волна имеет поляризацию, перпендикулярную

падающей, и угол Фарадея составляет примерно 90° , но интенсивность сигнала мала. Оказалось, что интенсивность кросс-поляризации на выходе определяется логарифмом добротности плазмонного резонанса. В результате проведенного анализа была предложена модификация этой схемы, когда интенсивность кросс-поляризации линейно зависит от добротности, что значительно больше, чем логарифм.

Глава 3 посвящена плазмонике систем, не содержащих усиливающих сред.

В **разделе 3.1** обсуждается способ расчета эффективной проницаемости по формулам смещения для композитного материала, в состав которого входят вещества с диэлектрическими проницаемостями разных знаков. В оптическом диапазоне эта система может быть реализована в виде смеси металлических и диэлектрических составляющих, поэтому она называется металл-диэлектрическим композитом. Формулы смещения (Гарнетта, Бруггемана, симметризованная формула Гарнетта) имеют эмпирический характер и получаются при помощи некоторых правдоподобных рассуждений. Эти формулы дают существенно отличающиеся друг от друга результаты для металл-диэлектрических композитов. Если формула Гарнетта дает резонансное поведение ε композита, обусловленное коллективным плазмонным резонансом наночастиц, а формула Бруггемана демонстрирует конечную область с высокой диссипацией, то симметризованная формула Гарнетта может давать как один, так и другой результат, в зависимости от параметров задачи. В рамках данной работы замечено, что вычисление ε металл-диэлектрического композита по формуле Бруггемана сталкивается с определенными трудностями, приводящими к нефизическим результатам при некоторых параметрах задачи. Для получения разумных результатов требуется определенный выбор ветви квадратного корня как многозначной аналитической функции многих комплексных переменных. В работе показано, как сделать этот выбор, и проводится анализ эффективной диэлектрической проницаемости, получаемой из формул смещения при вычислении указанным способом.

В **разделе 3.2** исследуются свойства одномерных плазмонных кристаллов (ПК), которые представляют собой чередующиеся слои металла ($\varepsilon < 0$) и диэлектрика ($\varepsilon > 0$). В таких кристаллах существует необычный тип собственных решений (блоховских волн), которые являются неоднородными в обоих слоях (в диэлектрике – из-за условия полного внутреннего отражения, в металле – из-за отрицательного ε), но при этом являются в целом распространяющимися (см. рисунок 4). Другими словами, для таких волн существуют разрешенные зоны.

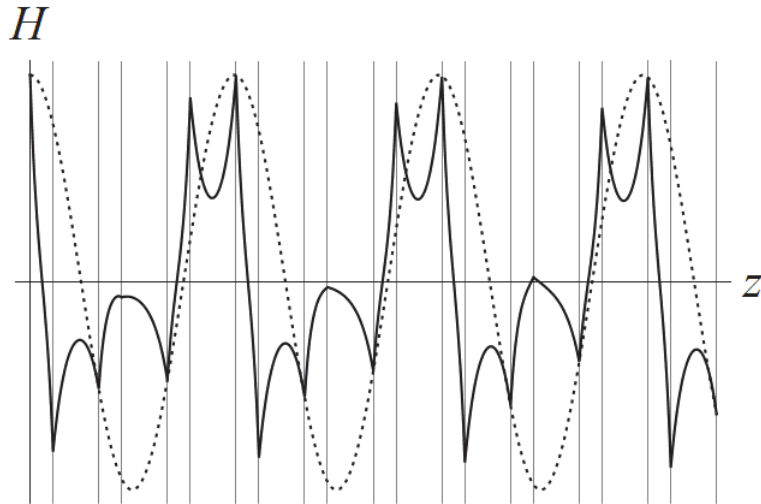


Рисунок 4. Распределение поля волны, распространяющейся в плазмонном кристалле. Волна состоит только из участков неоднородных (ближних) волн. Пунктиром показана блоховская огибающая, демонстрирующая распространение волны в целом.

В обычных (диэлектрических, состоящих из слоев с $\varepsilon > 0$) фотонных кристаллах зонная структура возникает в результате резонансного брэгговского отражения, создающего запрещенные зоны. В ПК механизм образования зонной структуры другой: в результате взаимодействия плазмонов, возбуждаемых на отдельных границах металл-диэлектрик, возникают разрешенные зоны. В частности, для ПК с двуслойной элементарной ячейкой, в предельном случае большой толщины одного из двух слоев разрешенные зоны становятся узкими и расположены в окрестности дисперсионной кривой плазмона, существующего на другом слое. Этот случай соответствует приближению сильной связи, и волна в разрешенной зоне представляет собой цепочку слабо взаимодействующих плазмонов, модулированных блоховской экспонентой. Они передают энергию друг другу за счет перекрывания неоднородных волн, имеющих разные фазы. Разность фаз образуется за счет блоховского множителя.

Благодаря большому разнообразию дисперсионных кривых плазмонов при различном соотношении толщин и диэлектрических проницаемостей слоев, возникает разнообразие различных качественных видов зонной структуры. А именно, имеется 6 видов зон (рисунок 5), определяемых знаками среднего по слоям значения диэлектрической проницаемости $\langle \varepsilon \rangle$, среднего от обратной величины $\langle \varepsilon^{-1} \rangle$ и суммы диэлектрической проницаемости двух слоев.

Дополнительно исследован вопрос о том, каким образом преломляется волна, падающая на параллельную слоям поверхность ПК. Оказалось, что угол преломления может быть отрицательным, что обусловлено существованием обратных волн в ПК. Области на диаграмме, в которых существуют обратные волны, расположены выше линии из длинных штрихов на рисунке 5. Надо заметить, что наличие отрицательного преломления важно для работы суперлинз Пендри [25] и Белова [28, 29], которые соответствуют определенным областям на диаграмме, показанной на рисунке 5.

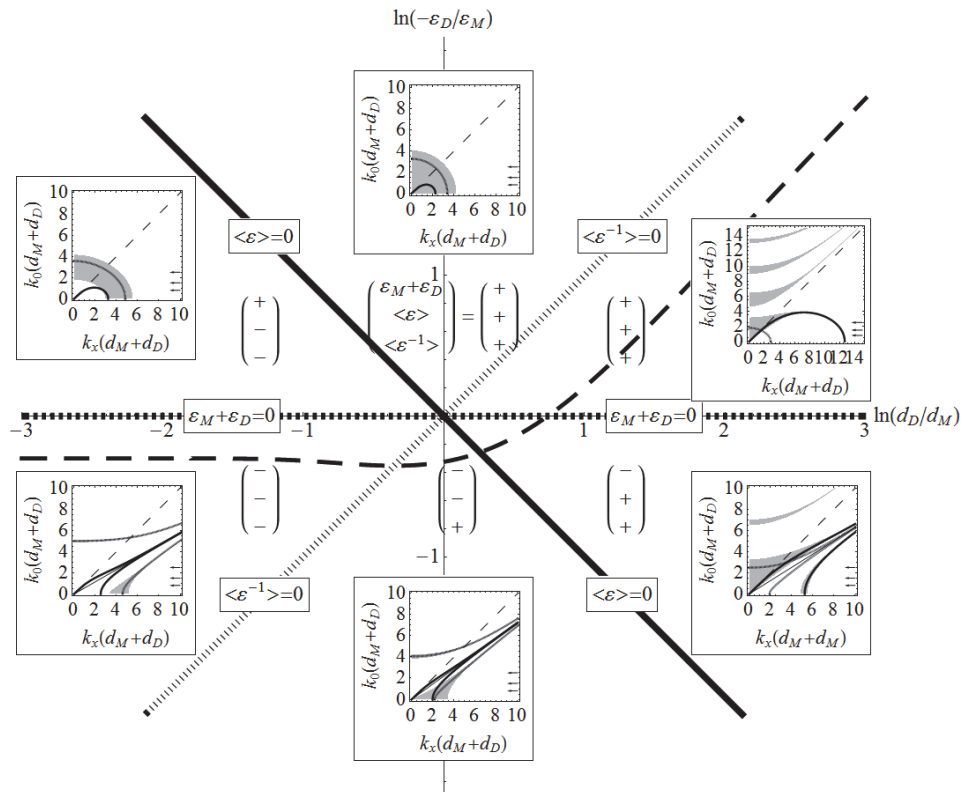


Рисунок 5. Все качественно различные виды зонной структуры плазмонного кристалла, ячейка которого состоит из двух слоев, в пространстве параметров ФК – соотношения диэлектрических проницаемостей и соотношения толщин слоев. На вставках показаны виды зонной структуры, характерные для каждой области параметров, в частности, серым показаны разрешенные зоны, и черные линии изображают дисперсионные кривые плазмонов. Выше линии из длинных штрихов возможно наблюдение отрицательного преломления.

В разделе 3.3 дано объяснение эксперимента по аномальному прохождению света через неупорядоченную систему малых (субволновых) отверстий в серебряной пленке (проведен в ИТПЭ РАН). Пленка изготовлена путем нанесения тонкой (17 нм) пленки серебра на трековую мембрану (рисунок 6). Эта мембрана представляла собой 10 мкм пленку лавсана, подвергшуюся бомбардировке быстрыми частицами, которые оставили хаотическую систему пор диаметром около 200 нм. В нанесенной на такую мембрану пленке серебра также возникла система отверстий. В широком диапазоне частот из среднего ИК-диапазона наблюдалось пропускание на уровне 4–6%. При этом пропускание сплошной пленки было в 2–6 раз меньше (как в

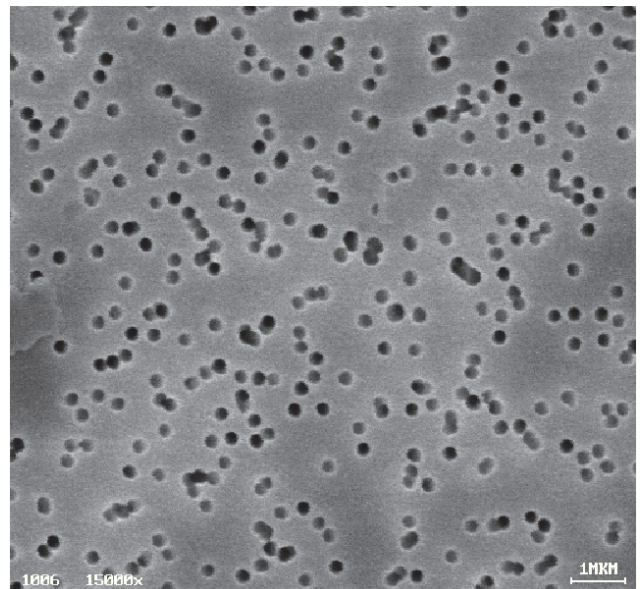


Рисунок 6. Фотография образца трековой мембраны, сделанная атомно-силовым микроскопом.

эксперименте, так и в расчете), а оценка излучения самими отверстиями оказалась на 4 порядка меньше наблюдаемого эффекта. Таким образом, мы имеем дело с аномальным прохождением света через перфорированную пленку. В отличие от оригинального эффекта аномального прохождения [30], для неупорядоченной системы отверстий наблюдался широкополосный, нерезонансный эффект. Анализ показал, что это аномальное прохождение обусловлено не плазмонным резонансом, как в оригинальной работе Эбессена, а совсем другим эффектом – фильтрацией пространственных гармоник. А именно, система оказалась прозрачной для гармоник с большими волновыми числами, лежащими за пределами светового конуса. Роль отверстий состояла в рассеянии, создающем такие гармоники, легко проходящие через систему.

В **четвертой главе** рассматривается ряд задач, посвященных созданию сверхразрешения плазмонными суперлинзами. Эти системы представляют собой один или несколько плоских слоев металла ($\varepsilon' < 0$) или среды Веселаго ($\varepsilon' < 0$ и $\mu' < 0$), разделенных диэлектриком, или же чередующиеся слои среды с $\varepsilon' < 0$ и среды с $\mu' < 0$. В ряде работ указано на способность подобных систем создавать действительные изображения плоских объектов (например, маски в установке фотолитографии) с субволновым разрешением, т.е. с превышением рэлеевского предела. Возможность превзойти рэлеевский предел обусловлена способностью суперлинз воспроизводить ближние поля, присутствующие в поле предмета, и содержащие информацию о мелких деталях размером меньше длины волны.

Для правильной работы суперлинзы требуется выполнение определенных условий на её параметры – ε , μ и толщины слоев. Одной из особенностей суперлинз является высокая чувствительность к неточностям значений этих параметров. Данной проблеме посвящен **раздел 4.1**. В частности, в **подразделе 4.1.1** изучается влияние потерь на работу линзы Пендри, которая представляет собой слой металла и следующий за ним слой диэлектрика (в частности, вакуума). Показывается, что перенос энергии ближними полями ограничивает разрешение линзы Пендри. Рассматривается влияние потерь, локализованных в материале линзы и в материале детектора. В идеальном случае (без диссипации и детектора) неоднородные волны, отвечающие за субволновые детали изображения, не переносят энергии. Наличие детектора означает появление потока энергии, для создания которого неоднородные волны должны поменять фазу. Возникающая расфазировка портит изображение. Имеет место также и уменьшение амплитуды волн, но этот эффект имеет второй порядок по величине потерь, тогда как изменение фазы имеет первый порядок. В **подразделах 4.1.2–4.1.4** изучено влияние как потерь, так и неточностей задания действительной части ε на качество формирования изображения несколькими видами многослойных суперлинз (включающих слои металла, слои среды Веселаго или чередующиеся слои с $\varepsilon' < 0$ и $\mu' < 0$) с точки зрения зонной теории фотонных кристаллов, к которым относятся многослойные суперлинзы. Показаны дисперсионные и изочастотные кривые, возникающие при идеальном соответствии параметров, а также при отклонениях различных параметров. Также построены возникающие при этом изображения пары щелей,

находящихся на расстоянии менее длины волны ($\lambda/6$) друг от друга.

В разделе 4.2 на основании представлений, развитых в разделе 4.1, исследуется многослойная линза Пендри, которая представляет собой чередующиеся слои металла и диэлектрика. Из литературы известно, что, поскольку линза является неидеальной ($\mu \neq -1$), то диапазон пространственных частот, воспроизводимых в изображении, ограничен. В рамках диссертационной работы показано, что данное ограничение связано с возникновением запрещенной зоны соответствующего фотонного кристалла. Но более жестким ограничением является наличие собственных состояний (рисунок 7), существующих в линзе как в резонаторе для волн Блоха. По линзе они распространяются в силу существования разрешенной зоны плазмонного типа (см. раздел 3.2), а из линзы они не могут выйти из-за условия полного внутреннего отражения. В работе найдено волновое число, соответствующее собственному состоянию, что в свою очередь определяет разрешающую способность линзы.

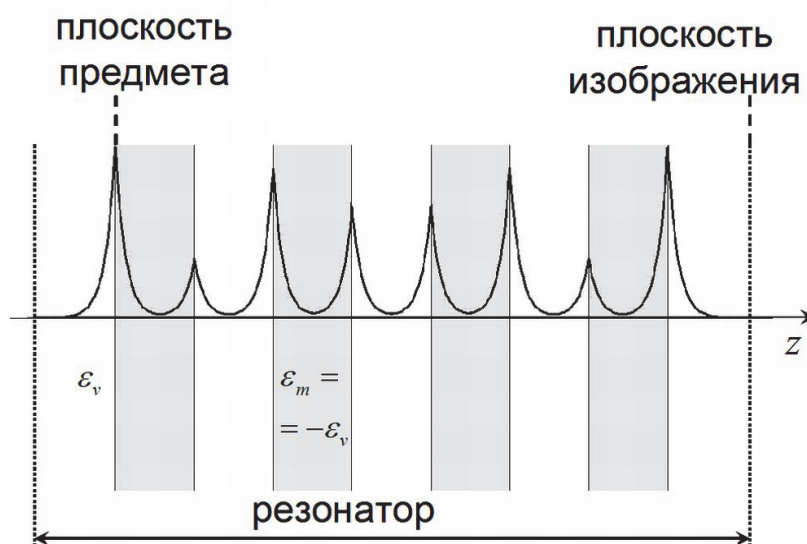


Рисунок 7. Собственное состояние, ограничивающее разрешающую способность многослойной линзы Пендри.

В разделе 4.3 показано, что похожим образом обстоит дело и в случае асимметричной линзы, граничащей с одной стороны с диэлектриком ($\epsilon > 1$), с другой с вакуумом (исходная линза Пендри должна быть симметричной). Показано, что асимметричная линза по сравнению с симметричной получает дополнительное ограничение рабочего диапазона, а именно, передаточная функция убывает еще внутри разрешенной зоны ФК до условия существования резонансов (см. раздел 4.2). Для объяснения этого явления можно заменить асимметричную линзу эквивалентной системой из границы вакуум-диэлектрик и симметричной линзы. Волна, отраженная от симметричной линзы, переотражается от границы диэлектрик-вакуум и деструктивно интерферирует с исходной волной. Отклонение проницаемости диэлектрика от единицы на 1% уже приводит к заметному уменьшению коэффициента пропускания в разрешенной зоне в случае четырехслойной линзы.

В разделе 4.4 рассмотрена реализация суперлинзы, предложенная в работе Н. Энгеты [26]. Данная суперлинза представляет собой ФК с периодом из двух

слоев (один с $\varepsilon < 0$, другой с $\mu < 0$), рисунок 8. При условиях, найденных в указанной работе, любая волна проходит через эту линзу без изменения. Наш анализ, основанный на теории фотонных кристаллов, показал, что при условии работы линзы Энгеты блоховское волновое число равно нулю, и волна соответствует «запрещенной зоне нулевой ширины», или точке Дирака. Запрещенная зона на границе зоны Бриллюэна не открывается из-за постоянства импеданса в структуре. Хотя волновое число равно нулю, поток энергии создается предэкспонентой блоховской волны.

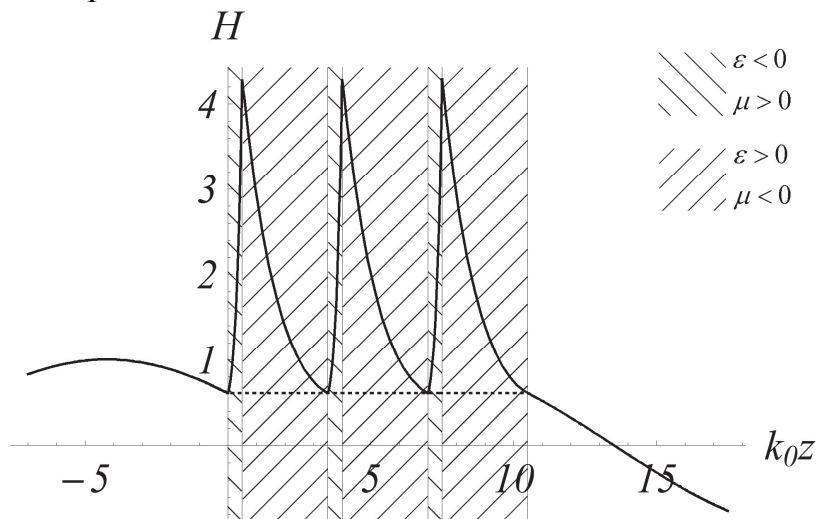


Рисунок 8. Магнитное поле в многослойной линзе Энгеты.

В разделе 4.5 дано объяснение эксперимента, проведенного в ИТПЭ РАН (Г.А. Федоров), в котором суперлинза была реализована в виде системы параллельных металлических проволочек (рисунок 9а). Этот эксперимент показал наличие субволнового разрешения: две антенны, находящиеся на расстоянии $\lambda/6$, разрешались приемной антенной (рисунок 9б) только при наличии проволочной линзы. Однако падающая волна была в основном s -поляризована, что исключает плазмонное усиление ближних полей. Выяснилось, что s -поляризованные неоднородные волны проходят через слой металла, практически его не замечая, поскольку для них импеданс и волновое число не зависят от ε . При этом распространяющиеся однородные волны испытывают сильное отражение от слоя с $\varepsilon < 0$. Таким образом, мелкие детали предмета передаются линзой, тогда как крупные (больше длины волны) искажаются.

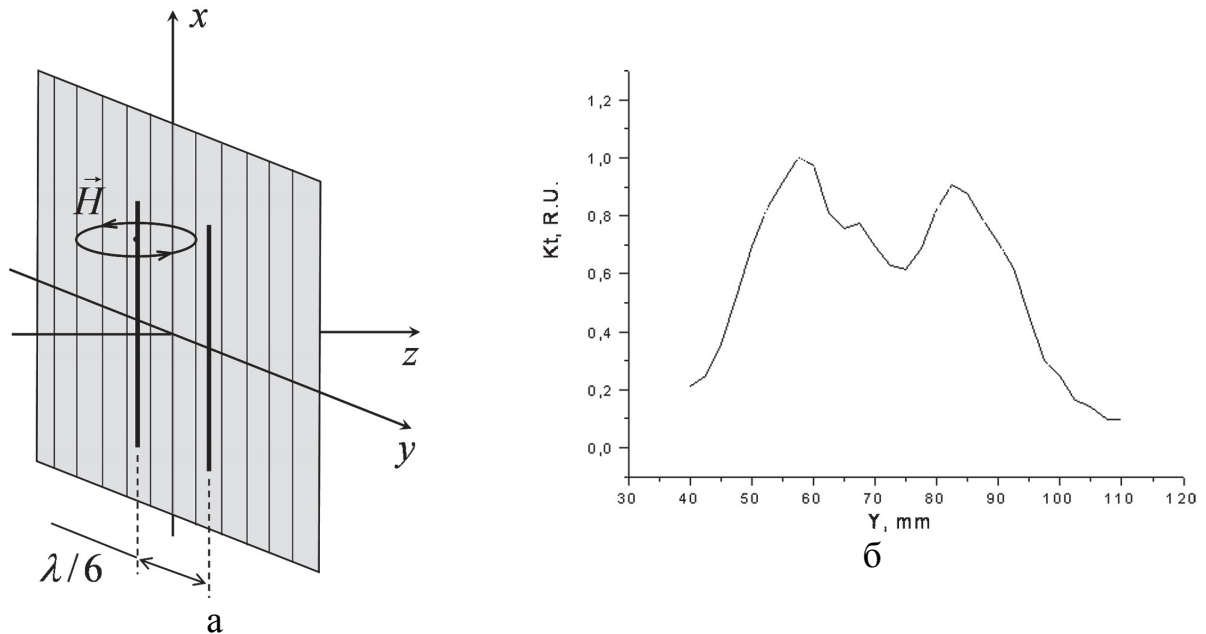


Рисунок 9. а. Схема СВЧ-эксперимента по созданию сверхразрешения проволочной суперлинзой (Г.А. Федоров, ИТПЭ РАН), показаны передающие антенны, расположенные на расстоянии $\lambda/6$. б. Сигнал приемной антенны, находящейся по другую сторону линзы, демонстрирующий сверхразрешение.

Пятая глава посвящена активной фотонике, а именно, в ней рассматривается задача о взаимодействии света с системой диэлектрических слоев, часть из которых являются усиливающими. Акцентировано внимание на том, что пока в слоистой системе, содержащей усиливающие слои, отсутствует лазерная генерация, применимо описание с использованием эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{gain} с отрицательной мнимой частью, т.е. с отрицательными потерями. Переход от лазерных уравнений Максвелла-Блоха рассматривается в **разделе 5.2**.

В **разделе 5.3** рассматривается одиночный усиливающий слой. Существуют характерные значения толщины d усиливающего слоя $d_0 < d_{cr} < d_{las} < d_{th}$, при которых поведение системы качественно меняется. Толщина усиливающего слоя d_0 характеризуется тем, что при $d > d_0$ коэффициент отражения от слоя становится больше единицы. Далее, по мере роста толщины системы достигается критическая толщина d_{cr} усиливающего слоя, при превышении которой ряд Эйри расходится. При толщинах, меньших d_{cr} , ряд Эйри сходится к результату, полученному в рамках подхода Френеля (решение линейного волнового уравнения), который, в свою очередь, совпадает с решением, получаемым из численного решения уравнений Максвелла-Блоха (рисунок 10а). При значениях толщины $d_{cr} < d < d_{las}$ ряд Эйри расходится, но формулы Френеля дают правильный результат, совпадающий с решением уравнений Максвелла-Блоха (рисунок 10б).

Иная ситуация возникает при превышении толщиной порогового значения d_{las} , когда начинается лазерная генерация. Вместо линейного режима, предсказываемого френелевским подходом, возникает нелинейное стационарное решение (рисунок 10в). В этом случае, даже если интенсивность

поля во френелевском решении достаточно мала и, казалось бы, можно не учитывать изменение инверсной населенности под действием поля, уравнения Максвелла-Блоха дают решение большой амплитуды, при которой указанная нелинейность становится определяющей. Точным условием возникновения лазерной генерации является выход полюсов линейной функции отклика в верхнюю полуплоскость комплексных частот. Это условие определяется из линейного волнового уравнения.

Построение ряда Эйри наглядно описывает прохождение полубесконечного цуга волн через слой вещества. Однако для усиливающей среды оно должно проводиться по-разному для случаев $d < d_{cr}$ и $d > d_{cr}$. Действительно, при построении ряда Эйри используется величина r – коэффициент отражения в задаче об отражении плоской волны от полупространства. Величина r зависит от того, с какой волной в слое «сшивается» падающая из вакуума волна. Если брать, как это обычно делается для диссипативных сред, волну, переносящую энергию вглубь слоя, т.е. «падающую» волну, то при $d < d_{cr}$ модуль знаменателя геометрической прогрессии $q = r_{\infty}^2 \exp(2i\delta)$ оказывается меньше единицы, и ряд Эйри по «падающим» волнам сходится к результату формул Френеля. Если же строить ряд из предположения, что решение в полубесконечной среде является «встречной» волной [31], то величины импеданса Z_2 и комплексной фазы δ парциальных волн меняют знак. В результате знаменатель прогрессии становится равным $1/q$, и при $d > d_{cr}$ ряд Эйри по таким «встречным» волнам сходится, причем к результату расчета по формулам Френеля.

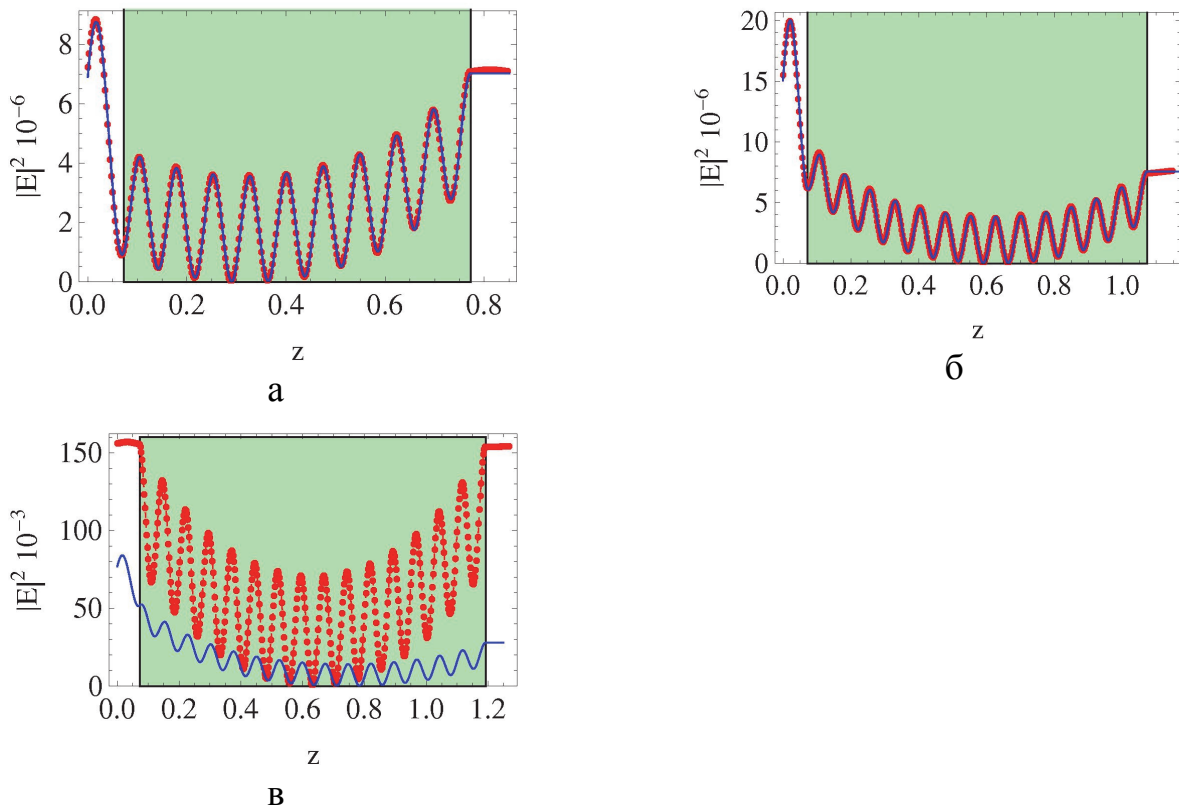


Рисунок 10. Интенсивность электрического поля, рассчитанная в рамках подхода Френеля (сплошные линии) и по уравнениям Максвелла-Блоха (пунктирные линии) при прохождении волны (а) через слой с толщиной $d = 0.7$, меньшей

критического значения $d_{cr} \approx 0.905$; (б) через слой толщины $d = 1$, большей критического значения, когда генерация все еще отсутствует; и (в) через слой толщиной $d = 1.12$, когда возникает лазерная генерация. Частота падающей волны ω равна частоте перехода КТ ω_0 , а дипольный момент КТ $|\mu|^2 = 0.0145$, интенсивность падающей волны равна (а) 10^{-6} , (б) 10^{-6} , (в) 10^{-3} в безразмерных единицах.

Проведенный в работе анализ показывает, что результат, полученный в рамках подхода Френеля, можно рассматривать как аналитическое продолжение суммы ряда Эйри в область $d > d_{cr}(\omega)$ на плоскости комплексных частот. Иными словами, при $d < d_{cr}$ нужно использовать ряд Эйри по «падающим» волнам, а при $d > d_{cr}$ – по «встречным» волнам. Заметим, что при $d = d_{cr}$ ($|q| = 1$) ни один из рядов не сходится, но если $q \neq 1$, то пределы сверху и снизу при $d \rightarrow d_{cr} \pm 0$ совпадают.

Для исследования применимости формул Френеля решена временная задача о падении ограниченного цуга (штриховая линия на рисунке 11а) на усиливающий слой, находящийся выше порога генерации. Раскладывая цуг по плоским волнам и решая задачу отдельно для каждой волны с помощью формул Френеля, мы, казалось бы, можем решить всю динамическую задачу. Однако, находя таким образом поле в момент времени, когда цуг (пунктирная линия на рисунке 11) еще не дошел до усиливающей среды, получаем некоторое отличающееся от этого цуга распределение поля в системе. Таким образом, решение, найденное непосредственно по формулам Френеля, противоречит принципу причинности, если система находится выше порога генерации. Причинность восстанавливается, если к френелевскому решению добавить экспоненциально возрастающие со временем слагаемые, соответствующие лазерным модам. Эти слагаемые описываются вычетами в полюсах, находящихся выше вещественной оси частот. Добавляя такие слагаемые, получаем соответствие результата суммирования плоских волн исходному импульсу (рисунок 11б). Решение при дальнейшем развитии генерации показано на рисунках 11в, г. Отметим, что такой подход адекватен лишь в начальный момент развития генерации, он предсказывает бесконечный экспоненциальный рост поля. При достаточно больших значениях поля необходимо учитывать нелинейные эффекты (насыщение усиливающей среды), ограничивающие рост поля. Эти эффекты учитываются уравнениями Максвелла-Блоха.

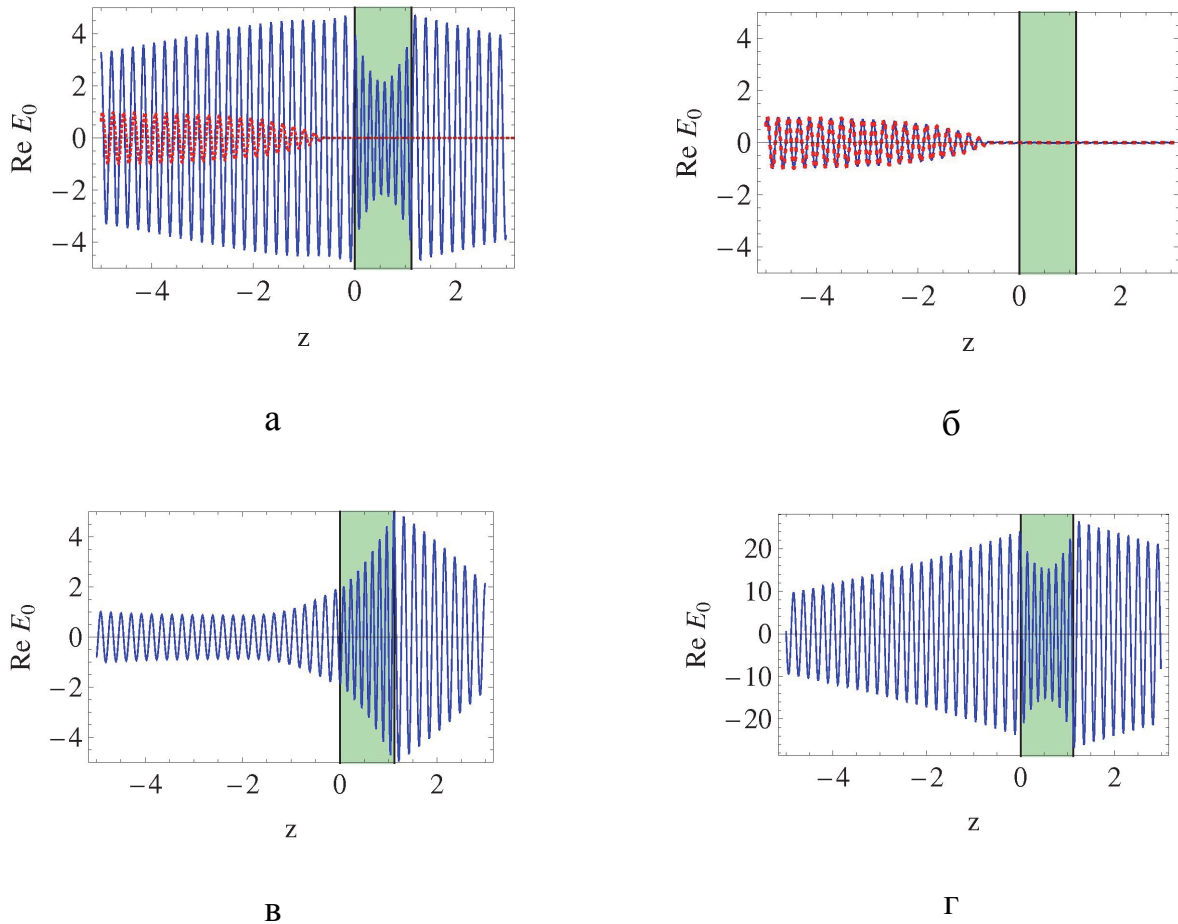


Рисунок 11. Результат расчета распределения поля в цуге, падающем на слой усиливающей среды. (а) Подход Френеля. Момент времени $t = 0$, когда передний фронт цуга не дошел до слоя. Сплошной линией показано распределение поля, найденное суммированием плоских волн, пунктирной линией показано истинное распределение поля в цуге; (б) распределение поля, рассчитанное по модифицированному подходу Френеля (сумма плоских волн плюс лазерные моды); (в) усиление поля цуга (модифицированный подход Френеля) в один из последующих моментов времени $t = 5.5$; (г) поле цуга в более поздний момент времени $t = 15.5$, выходящее на локализованное собственное состояние с комплексной частотой.

Данный подход, в котором условие лазерной генерации определяется возникновением полюсов функции отклика с положительной мнимой частью частоты, оказался полезным и при изучении генерации в одномерных фотонных кристаллах, содержащих усиливающие слои (раздел 5.4). Показано, что: (i) если частота накачки лежит в разрешенной зоне ФК, то увеличение числа N элементарных ячеек рано или поздно приведет к генерации; (ii) если частота накачки лежит в запрещенной зоне, то генерация на частотах запрещенной зоны может происходить в образце с низким N до того, как будет сформирована запрещенная зона. Однако генерация будет обязательно подавлена дальнейшим увеличением N . Таким образом, когда линия усиления принадлежит разрешенной или запрещенной зоне, возникает качественно различное поведение.

Случай наклонного падения волны на усиливающий слой рассмотрен в **разделе 5.5**. В этой задаче оказываются существенными эффекты Брюстера и полного внутреннего отражения. При наличии усиления (отрицательной мнимой части диэлектрической проницаемости усиливающей среды) угол Брюстера и угол полного внутреннего отражения становятся комплексными. Однако оказывается, что в случае полного внутреннего отражения существует действительный критический угол φ_{cr} , близкий к углу полного внутреннего отражения в отсутствие накачки, выше и ниже которого поведение системы качественно различны. Для углов падения, меньших φ_{cr} , зависимости всех величин от толщины слоя аналогичны случаю нормального падения на слой или на ФК в разрешенной зоне, а именно, существуют характерные толщины d_0 , d_{cr} , d_{las} , d_{th} . При падении под углами, большими φ_{cr} , все зависимости от толщины аналогичны зависимостям от толщины в ФК на частотах запрещенной зоны: d_0 всегда существует, d_{cr} и d_{las} существуют не при всех уровнях накачки, а d_{th} отсутствует. Увеличение толщины слоя рано или поздно приводит к срыву генерации.

В **шестой главе** рассматриваются задачи активной плазмоники и изучаются системы, содержащие как металл, так и усиливающие среды.

В **разделе 6.1** предложен новый вид плазмонного лазера (спазера), в котором возбуждается плазмон, распространяющийся вдоль канала на поверхности металла (рисунок 12). Плазмонные волноводы на основе каналов рассматриваются как одни из перспективных плазмонных систем [32]. Предложенный спазер может быть использован как когерентный источник излучения для систем, использующих плазмоны в каналах.

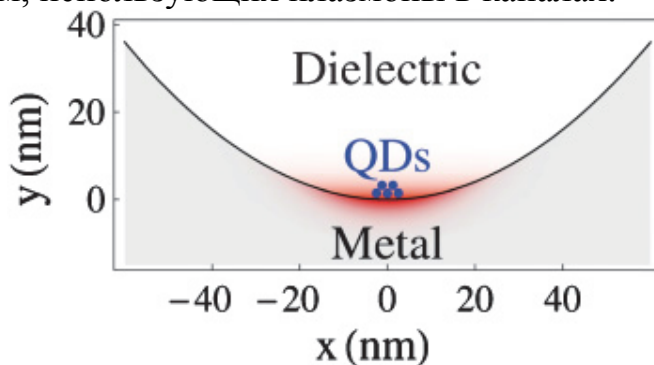


Рисунок 12. Поперечный срез канала на поверхности металла, по дну которого распространяется плазмон. Цветом показана интенсивность электрического поля плазмона, возбуждаемого квантовыми точками (показаны кругами).

Оценки показывают, что усиление плазмона в канале квантовыми точками может превзойти потери. Поскольку амплитуда плазмона растет при распространении по каналу, лазерование может возникнуть в кольцевой канавке. Можно также использовать резонатор в линейной канавке. В таком случае потребуется несколько бóльшая накачка. Таким образом, кольцевой и линейный каналы могут быть использованы в новом виде плазмонного лазера, генерирующем одномерные плазмоны.

Одним из важных элементов любого компьютера является генератор

тактовой частоты. В **разделе 6.2** предложен такой генератор плазмонов, работающий с тактовой частотой порядка 1 ТГц, что значительно превышает тактовые частоты современных компьютеров. Генерация импульсов в спазере на указанных частотах происходит за счет использования насыщающегося поглотителя. Данный метод, называемый пассивной модуляцией добротности, нередко используется в традиционных лазерах [33, 34]. Предложенный в разделе 6.1 генератор плазмонов в канале используется в данном разделе как базовый элемент для создания генератора тактовой частоты.

Насыщающийся поглотитель может быть реализован в виде пассивных (ненакачанных) квантовых точек, занимающих часть канала, тогда как в другой части находятся усиливающие квантовые точки (рисунок 13). Предложенное устройство может быть использовано как генератор тактовой частоты, хорошо интегрируемый в перспективные плазмонные схемы с соответствующей геометрией (в рассмотренном случае – геометрией канавки). Поперечный размер устройства определяется локализацией плазмона в канавке и составляет порядка 50 – 100 нм. Продольный размер может быть достаточно малым (несколько полуволен плазмона, чтобы обеспечить затухание в брэгговских стенках резонатора, и примерно половина длины волны – в полости резонатора), но имеет смысл изготовить резонатор бóльших продольных размеров, чтобы сделать тактовые колебания менее чувствительными к влиянию окружения. По этой причине рассмотрен резонатор с длиной в 10 длин полуволен плазмона (~750 нм). Моделирование динамики спазера продемонстрировало наличие временных колебаний с терагерцовой частотой, происходящих синхронно по длине резонатора.

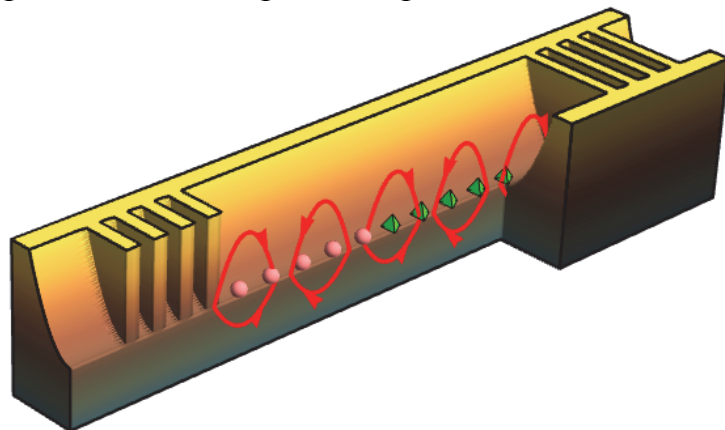


Рисунок 13. Генератор плазмонных импульсов в канале (разрез). Сферами и тетраэдрами показаны насыщающийся поглотитель и усиливающая среда.

В **разделе 6.3** рассмотрен двумерный массив плазмонных лазеров и показано, что плазмонные колебания в такой системе могут синхронизироваться при некогерентной накачке усиливающей среды. В результате синхронизации возникают два эффекта: 1) сверхизлучение, усиливающее излучение пропорционально числу спазеров на площадке размером в длину волны света в свободном пространстве; 2) сужение диаграммы направленности (возникает, когда размеры массива превышают длину волны света). Заметим, что сверхизлучение позволяет решить проблему

практически полного поглощения и малого излучения энергии спазером.

На основе двумерного массива спазеров может быть создан узконаправленный источник когерентного излучения. Такой источник будет полезен для реализации скоростных оптических коммуникаций благодаря тому, что нанолазеры обладают меньшим временем отклика на изменение их параметров по сравнению с обычными поверхностно-излучающими лазерами.

В разделе 6.4 предложен новый метод спектроскопии, основанный на высокой чувствительности плазмонных лазеров к поглощению. Этот метод в некотором смысле является развитием метода внутриврезонаторной лазерной спектроскопии, которая позволила достигнуть рекордной чувствительности к поглощению, создаваемому молекулами анализируемого вещества, попавшего в резонатор лазера. С использованием плазмонных лазеров можно добиться малых размеров чувствительного элемента, в частности, создать спектро-микроскоп с субволновым пространственным разрешением. Предложены и другие варианты схемы – плоской чувствительной площадкой (рисунок 14), а также на основе лазера, генерирующего плазмон на участке поверхности графена. Работа метода спектроскопии на основе плазмонного лазера впервые продемонстрирована в работе, написанной в соавторстве с диссертантом [А31].

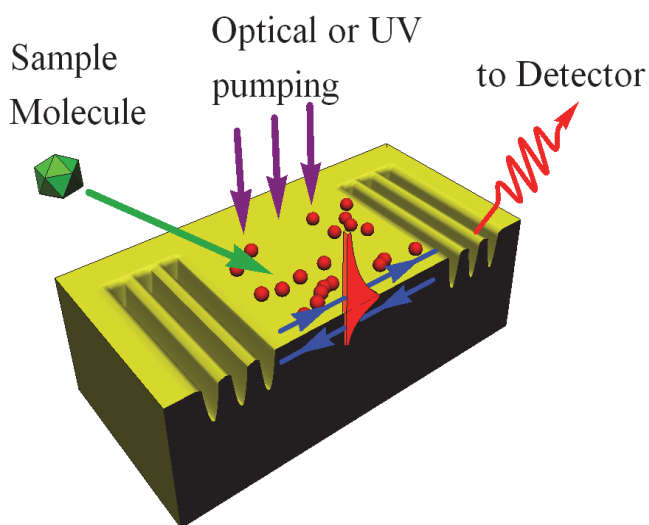


Рисунок 14. Схема поверхностного спазерного спектроскопа. Периодические канавки на поверхности металла создают брэгговские зеркала резонатора для плазмонной моды, которая усиливается за счет взаимодействия с квантовыми точками (красные сферы).

В заключении перечислены основные результаты работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Исследованы поверхностные состояния и волны на границе фотонного кристалла и однородного вещества (диэлектрика или металла), а также на границе двух фотонных кристаллов. Показано, что последняя схема может быть использована для усиления магнитооптического эффекта Фарадея.

Проведен расчет, по которому японскими коллегами поставлен эксперимент, подтвердивший существование таммовского состояния по наличию пика прохождения в запрещенной зоне двух фотонных кристаллов, а также усиление эффекта Фарадея вблизи этого пика.

2. Изучен оптический аналог эффекта Боррманна – концентрация поля в определенных областях фотонного кристалла на частотах, соответствующих границам зон. Обнаружен инвертированный эффект Боррманна.
3. Предложен метод расчета эффективной диэлектрической проницаемости метаматериалов.
4. Показано, что в одномерных металл-диэлектрических фотонных кристаллах существуют зоны прозрачности за пределами светового конуса диэлектрика. Соответствующая волна локально (в пределах одного слоя) состоит из неоднородных волн с экспоненциальной пространственной зависимостью, но на масштабе нескольких периодов волна является распространяющейся. Рассмотрены предельные случаи, когда разрешенные зоны стремятся к дисперсионным кривым поверхностных плазмонов. На основе этого построена классификация зонных структур в фотонных кристаллах с элементарной ячейкой вида металл/диэлектрик.
5. Показано, что процесс детектирования изображения, созданного линзой Пендри, сам по себе приводит к частичному разрушению изображения, что связано с расфазировкой за счет переноса энергии.
6. Исследованы пределы разрешения многослойной линзы Пендри. Показано, что область частот, воспроизводимых в изображении, ограничена резонансами в пространственном спектре пропускания, возникающими из-за существования собственных состояний рассматриваемой многослойки. Они являются стоячими блоховскими волнами, которые имеют плазмонную разрешенную зону внутри линзы (см. пункт 4 в данном разделе) и не могут выйти наружу.
7. Исследована плазмонная линза Энгеты. Показано, что она функционирует на границе зоны Бриллюэна, причем запрещенная зона не может открыться из-за постоянства импеданса в кристалле («запрещенная зона нулевой ширины»). Хотя эффективное волновое число в такой системе равно нулю, энергия переносится за счет градиента фазы, создаваемого предэкспоненциальным множителем блоховской волны.
8. Показано, что суперлинза способна работать не только в TM -, но и в TE -поляризации. Установлен механизм возникновения сверхразрешения в такой системе – фильтрация пространственных гармоник, когда ближние s -поляризованные волны «не замечают» слой металла, а дальние волны от него отражаются. На основе этой теории объяснены результаты эксперимента (Г.А. Федоров, ИТПЭ РАН), в котором линза Пендри

моделировалась слоем параллельных проволочек и наблюдалось сверхразрешение для s -поляризации.

9. Эффект фильтрации пространственных гармоник (пункт 8 данного раздела) позволил объяснить anomальное прохождение света через неупорядоченную систему субволновых отверстий в серебряной пленке, обнаруженное в эксперименте (И.В. Быков, ИТПЭ РАН). Получено согласие с экспериментом (спектры прохождения через сплошные пленки), теоретически объяснен спектр прохождения через пленку с отверстиями.
10. Изучены условия лазерной генерации в слое усиливающей среды и в системе таких слоев, разделенных обычным диэлектриком. Показано, что прямое решение задачи о падении импульса на такую систему с помощью преобразования Фурье (разложение на монохроматические волны) дает некорректный результат, противоречащий принципу причинности. Правильное вычисление требует учета лазерных мод, которым соответствуют комплексные частоты с положительной мнимой частью частоты. Для фотонного кристалла характерно качественно различное поведение лазерных мод на частотах из разрешенных и запрещенных зон: в первом случае увеличение числа слоев в кристалле неизбежно приводит к началу генерации, во втором случае – к подавлению генерации.
11. Предложен генератор плазмонов, распространяющихся в канале на поверхности металла. При наличии усиливающей среды (например, квантовых точек) на дне канала плазмон усиливается по мере распространения, в результате возможна генерация плазмонов в кольцевом канале.
12. Рассмотрена система из пункта 11, в которой дополнительно присутствует насыщающийся поглотитель. Показано, что в этом случае генератор плазмонов может работать в режиме пассивной модуляции добротности и генерировать пачки с терагерцовой частотой повторения.
13. Рассмотрен новый объект – двумерная решетка спазеров. Каждый спазер моделировался локализованной плазмонной модой и эффективной двухуровневой системой. Показано, что в результате взаимодействия спазеров возможна синхронизация системы, при которой дипольные моменты спазеров осциллируют синфазно. Как следствие, повышается эффективность излучения (сверхизлучение), а также возникает направленность, которой нет у единичного спазера.
14. Предложен новый метод спектроскопии поглощения на основе плазмонного лазера. Предложены и рассчитаны следующие возможные реализации метода: 1) на основе генератора плазмонов на плоской поверхности металла, чувствительного к появлению поглощающих молекул на этой поверхности; 2) на основе металлического острья, обеспечивающего чувствительность к потерям в малой (субволновой) области пространства вблизи острья, что

дает как спектральное, так и пространственное разрешение; 3) на основе плазмона, существующего на чешуйке графена, в средней ИК-области, где находятся «отпечатки пальцев» различных органических веществ. Проведено теоретическое сопровождение первой экспериментальной реализации метода спектроскопии на основе плазмонного лазера.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих

Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

- A1. Vinogradov A., **Dorofeenko A.** Destruction of the image of the Pendry lens during detection // Optics communications. – 2005. – V. 256. – N 4. – P. 333-336. **IF = 1.961**
- A2. Виноградов А., **Дорофеев А.** Блоховские волны ближнего поля в фотонных кристаллах // Радиотехника и электроника. – 2005. – Т. 50. – № 10. – С. 1246-1251. **IF = 0.510**
- A3. Vinogradov A., **Dorofeenko A.**, Erokhin S., Inoue M., Lisyansky A., Merzlikin A., Granovsky A. Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces // Physical Review B. – 2006. – V. 74. – N 4. – P. 045128. **IF = 3.736**
- A4. **Dorofeenko A.**, Lisyansky A., Merzlikin A., Vinogradov A. Full-wave analysis of imaging by the Pendry-Ramakrishna stackable lens // Physical Review B. – 2006. – V. 73. – N 23. – P. 235126. **IF = 3.736**
- A5. Fedorov G., Maslovski S., **Dorofeenko A.**, Vinogradov A., Ryzhikov I., Tretyakov S. Subwavelength imaging: resolution enhancement using metal wire gratings // Physical Review B. – 2006. – V. 73. – N 3. – P. 035409. **IF = 3.736**
- A6. Федоров Г., Виноградов А., **Дорофеев А.**, Рыжиков И., Масловский С., Третьяков С. Формирование изображения системой параллельных проводящих проволочек, имитирующей метаматериал // Радиотехника и электроника. – 2006. – Т. 51. – № 7. – С. 831-838. **IF = 0.510**
- A7. Zouhdi S., **Dorofeenko A.**, Merzlikin A., Vinogradov A. Theory of zero-width band gap effect in photonic crystals made of metamaterials // Physical Review B. – 2007. – V. 75. – N 3. – P. 035125. **IF = 3.736**
- A8. Merzlikin A., Vinogradov A., **Dorofeenko A.**, Inoue M., Levy M., Granovsky A. Controllable Tamm states in magnetophotonic crystal // Physica B: Condensed Matter. – 2007. – V. 394. – N 2. – P. 277-280. **IF = 1.874**
- A9. Виноградов А., **Дорофеев А.**, Мерзликин А., Зухди С., Клерк Ж. Роль потерь при создании изображений с субволновым разрешением // Радиотехника и электроника. – 2007. – V. 52. – N 9. – P. 1108-1115. **IF = 0.510**
- A10. **Дорофеев А.** Асимметричная многослойная линза Пендри // Радиотехника и электроника. – 2007. – V. 52. – N 9. – P. 1116-1121. **IF = 0.510**

- A11. Goto T., **Dorofeenko A.**, Merzlikin A., Baryshev A., Vinogradov A., Inoue M., Lisyansky A., Granovsky A. Optical Tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures // *Physical Review Letters*. – 2008. – V. 101. – N 11. – P. 113902. **IF = 9.227**
- A12. Быков И., **Dorofeenko A.**, Ilyin A., Ryzhikov I., Sedova M., Vinogradov A. Extraordinary optical transmission through a random array of subwavelength holes // *Physical Review B*. – 2008. – V. 78. – N 5. – P. 054201. **IF = 3.736**
- A13. Виноградов А. П., **Дорофеев А. В.**, Зухди С. К вопросу об эффективных параметрах метаматериалов // *Успехи физических наук*. – 2008. – Т. 178. – № 5. – С. 511-518. **IF = 3.090**
- A14. Goto T., Baryshev A., Inoue M., **Dorofeenko A.**, Merzlikin A., Vinogradov A., Lisyansky A., Granovsky A. Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation // *Physical Review B*. – 2009. – V. 79. – N 12. – P. 125103. **IF = 3.736**
- A15. Vinogradov A., Lozovik Y. E., Merzlikin A., **Dorofeenko A.**, Vitebskiy I., Figotin A., Granovsky A., Lisyansky A. Inverse Borrmann effect in photonic crystals // *Physical Review B*. – 2009. – V. 80. – N 23. – P. 235106. **IF = 3.736**
- A16. Быков И., Виноградов А., **Дорофеев А.**, Мерзликин А., Рыжиков И., Седова М., Ильин А. Аномальное прохождение света через систему неупорядоченных отверстий в металлической пленке // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54. – № 5. – С. 592-596. **IF = 0.510**
- A17. Белозоров Д. П., Ходзицкий М. К., Тарапов С.И., Мерзликин А. М., Виноградов А. П., **Дорофеев А. В.**, Грановский А. Б. Особенности таммовских состояний магнитофотонных кристаллов в сверхвысокочастотном диапазоне // *Материаловедение*. – 2009. – № 5. – С. 22-25. **IF = 0.690**
- A18. Виноградов А. П., **Дорофеев А. В.**, Мерзликин А. М., Лисянский А. А. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // *Успехи физических наук*. – 2010. – Т. 180. – № 3. – С. 249-263. **IF = 3.090**
- A19. Vinogradov A., **Dorofeenko A.**, Nechepurenko I. Analysis of plasmonic Bloch waves and band structures of 1D plasmonic photonic crystals // *Metamaterials*. – 2010. – V. 4. – N 4. – P. 181-200. **IF = N/A**
- A20. Тарапов С., Ходзицкий М., Черновцев С., Белозоров Д., Мерзликин А., Дорофеев А., Виноградов А., Иноуэ М., Грановский А. Управление частотой таммовского СВЧ состояния // *Физика твердого тела*. – 2010. – Т. 52. – № 7. – С. 1332-1335. **IF = 1.218**
- A21. Lisyansky A., Nechepurenko I., Dorofeenko A., Vinogradov A., Pukhov A. Channel spaser: Coherent excitation of one-dimensional plasmons from quantum dots located along a linear channel // *Physical Review B*. – 2011. – V. 84. – N 15. – P. 153409. **IF = 3.736**

- A22. Zyablovsky A., Dorofeenko A., Vinogradov A., Pukhov A. Light propagation in photonic crystal with gain: Applicability of the negative loss approximation // *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*. – 2011. – V. 9. – N 4. – P. 398-404. **IF = 1.957**
- A23. Нечепуренко И. А., Дорофеенко А. В. Отрицательное преломление в одномерных плазмонных фотонных кристаллах // *Радиотехника и электроника*. – 2011. – Т. 56. – № 9. – С. 1132–1141. **IF = 0.510**
- A24. Зябловский А. А., Дорофеенко А. В., Пухов А. А., Виноградов А. П. Лазерная генерация в активном слое как следствие принципа причинности // *Радиотехника и электроника*. – 2011. – Т. 56. – С. 1142-1148. **IF = 0.510**
- A25. Дорофеенко А. В., Зябловский А., Пухов А. А., Лисянский А. А., Виноградов А. П. Прохождение света через композитные материалы, содержащие усиливающие слои // *Успехи физических наук*. – 2012. – Т. 182. – № 11. – С. 1157-1175. **IF = 3.090**
- A26. Vinogradov A., Zyablovsky A., Dorofeenko A., Pukhov A. Total internal reflection in gain medium slab // *Applied Physics A*. – 2012. – V. 107. – N 1. – P. 89-92. **IF = 1.784**
- A27. Dorofeenko A. V., Zyablovsky A. A., Vinogradov A. P., Andrianov E. S., Pukhov A. A., Lisyansky A. A. Steady state superradiance of a 2D-spaser array // *Optics express*. – 2013. – V. 21. – N 12. – P. 14539-14547. **IF = 3.561**
- A28. Lozovik Y. E., Nechepurenko I., Dorofeenko A., Andrianov E., Pukhov A. Highly sensitive spectroscopy based on a surface plasmon polariton quantum generator // *Laser Physics Letters*. – 2014. – V. 11. – N 12. – P. 125701. **IF = 2.328**
- A29. Lozovik Y. E., Nechepurenko I. A., Dorofeenko A. V., Andrianov E. S., Pukhov A. A. Spaser spectroscopy with subwavelength spatial resolution // *Physics Letters A*. – 2014. – V. 378. – N 9. – P. 723-727. **IF = 2.087**
- A30. Lozovik Y. E., Nechepurenko I., Dorofeenko A. Graphene intracavity spaser absorption spectroscopy // *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*. – 2016. – V. 21. – P. 60-66. **IF = 1.957**
- A31. Melentiev P., Kalmykov A., Gritchenko A., Afanasiev A., Balykin V., Baburin A., Ryzhova E., Filippov I., Rodionov I., Nechepurenko I., Dorofeenko A.V., Ryzhikov I., Vinogradov A.P., Zyablovsky A.A., Andrianov E.S., Lisyansky A.A. Plasmonic nanolaser for intracavity spectroscopy and sensorics // *Applied Physics Letters*. – 2017. – V. 111. – N 21. – P. 213104. **IF = 3.521**
- A32. Нечепуренко И., Дорофеенко А., Виноградов А., Никитов С. Спазер в режиме пассивной модуляции добротности: генератор терагерцовой тактовой частоты для плазмонного компьютера // *Радиотехника и электроника*. – 2017. – Т. 62. – № 11. – С. 1053-1060. **IF = 0.510**

Патент:

А33. Нечепуренко И. А., **Дорофеев А. В.**, Виноградов А. П., Никитов С. А. Пат. 2613808 РФ, МПК7 H01S 5/34, G02F 1/017, B82Y 20/00 Генератор плазмонных импульсов терагерцовой частоты. № 2015141550; заявл. опубл. 21.03.2017. Бюл. № 9. С. 1.

Монография:

А34. Андрианов Е., Виноградов А., **Дорофеев А.**, Зябловский А., Лисянский А., Пухов А. Квантовая наноплазмоника. – Долгопрудный: Интеллект, 2015. – 368 с.

Глава в редактируемой книге:

А35. Vinogradov A., **Dorofeenko A.**, Merzlikin A., Strelniker Y., Lisyansky A., Granovsky A., Bergman D. Enhancement of the Faraday and Other Magneto-Optical Effects in Magnetophotonic Crystals // Magnetophotonics / Inoue M., Levy M., Baryshev A. – Berlin: Springer, 2013. – P. 1-17.

СПИСОК ЦИТИРУЕМЫХ РАБОТ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – Москва: Физматлит, 2005.
2. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – Москва: ОГИЗ, 1946.
3. Щелкунов С., Фриис Г. Антенны: Теория и практика. – Москва: Сов. радио, 1955.
4. Петров Б. Электродинамика и распространение радиоволн. – Москва: Горячая линия-Телеком, 2003.
5. Виноградов А. Электродинамика композитных материалов. – Москва: УРСС, 2001.
6. Pal В. Frontiers in guided wave optics and optoelectronics. – Vukovar: InTech, 2010.
7. Grigorenko A., Polini M., Novoselov K. Graphene plasmonics // Nature photonics. – 2012. – V. 6. – N 11. – P. 749.
8. Baburin A. S., Merzlikin A. M., Baryshev A. V., Ryzhikov I. A., Panfilov Y. V., Rodionov I. A. Silver-based plasmonics: golden material platform and application challenges // Optical Materials Express. – 2019. – V. 9. – N 2. – P. 611-642.
9. Joannopoulos J. D., Villeneuve P. R., Fan S. Photonic crystals // Solid State Communications. – 1997. – V. 102. – N 2-3. – P. 165-173.
10. Kosaka H., Kawashima T., Tomita A., Notomi M., Tamamura T., Sato T., Kawakami S. Superprism phenomena in photonic crystals // Physical review B. – 1998. – V. 58. – N 16. – P. R10096.
11. Baba T. Slow light in photonic crystals // Nature photonics. – 2008. – V. 2. – N 8. – P. 465.
12. Cubukcu E., Aydin K., Ozbay E., Foteinopoulou S., Soukoulis C. M. Electromagnetic waves: Negative refraction by photonic crystals // Nature. – 2003. – V. 423. – N 6940. – P. 604.
13. Inoue M., Arai K. i., Fujii T., Abe M. One-dimensional magnetophotonic crystals // Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 85. – N 8. – P. 5768-5770.
14. Inoue M., Fujikawa R., Baryshev A., Khanikaev A., Lim P., Uchida H.,

- Aktsipetrov O., Fedyanin A., Murzina T., Granovsky A. Magnetophotonic crystals // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2006. – V. 39. – N 8. – P. R151.
15. Baranov D., Vinogradov A., Lisyansky A. Magneto-optics enhancement with gain-assisted plasmonic subdiffraction chains // *JOSA B*. – 2015. – V. 32. – N 2. – P. 281-289.
16. Maier S. A. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2007.
17. Борн М., Вольф Э. *ОСНОВЫ ОПТИКИ*. – Москва: Наука, 1973.
18. Tam F., Goodrich G. P., Johnson B. R., Halas N. J. Plasmonic enhancement of molecular fluorescence // *Nano letters*. – 2007. – V. 7. – N 2. – P. 496-501.
19. Giannini V., Fernández-Domínguez A. I., Heck S. C., Maier S. A. Plasmonic nanoantennas: fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters // *Chemical reviews*. – 2011. – V. 111. – N 6. – P. 3888-3912.
20. Ramakrishna S. A., Pendry J. B. Removal of absorption and increase in resolution in a near-field lens via optical gain // *Physical Review B*. – 2003. – V. 67. – N 20. – P. 201101.
21. Gather M. C., Meerholz K., Danz N., Leosson K. Net optical gain in a plasmonic waveguide embedded in a fluorescent polymer // *Nature Photonics*. – 2010. – V. 4. – N 7. – P. 457.
22. Bergman D. J., Stockman M. I. Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems // *Physical review letters*. – 2003. – V. 90. – N 2. – P. 027402.
23. Виноградов А. П., Андрианов Е. С., Пухов А. А., Дорофеев А. В., Лисянский А. А. Квантовая плазмоника метаматериалов: перспективы компенсации потерь при помощи спазеров // *Успехи физических наук*. – 2012. – Т. 182. – № 10. – С. 1122-1130.
24. Oulton R. F., Sorger V. J., Zentgraf T., Ma R.-M., Gladden C., Dai L., Bartal G., Zhang X. Plasmon lasers at deep subwavelength scale // *Nature*. – 2009. – V. 461. – N 7264. – P. 629.
25. Pendry J. B. Negative refraction makes a perfect lens // *Physical review letters*. – 2000. – V. 85. – N 18. – P. 3966.
26. Alù A., Engheta N. Pairing an Epsilon-Negative Slab With a Mu-Negative Slab: Resonance, Tunneling and Transparency // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*. – 2003. – V. 51. – P. 2558-2571.
27. Колоколов А. А., Скроцкий Г. Интерференция реактивных компонент электромагнитного поля // *Успехи физических наук*. – 1992. – Т. 162. – № 12. – С. 165-174.
28. Belov P. A., Hao Y. Subwavelength imaging at optical frequencies using a transmission device formed by a periodic layered metal-dielectric structure operating in the canalization regime // *Physical Review B*. – 2006. – V. 73. – N 11. – P. 113110.
29. Belov P. A., Simovski C. R., Ikonen P. Canalization of subwavelength images by electromagnetic crystals // *Phys. Rev. B*. – 2005. – V. 71. – N 19. – P. 193105.
30. Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H., Thio T., Wolff P. A. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // *Nature*. – 1998. – V. 391. – N 6668. – P. 667.

31. Колоколов А. А. Отражение волн от усиливающей среды // Письма в ЖЭТФ. – 1975. – Т. 21. – № 11. – С. 660-662.
32. Bozhevolnyi S. Plasmonic nanoguides and circuits. Pan Stanford, 2008.
33. Звелто О. Принципы лазеров. – Москва: Мир, 1990.
34. Siegman A. E. Lasers. – California: University Science Books, 1986.

ДЛЯ ЗАМЕТОК

ДЛЯ ЗАМЕТОК