

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Павлов Андрей Александрович

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ  
ПЛАЗМОННЫХ ПЛЁНОК И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ  
УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ И  
БИОДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Специальность 01.04.21 — лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте им. П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
**Климов Василий Васильевич**

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
**Поддубный Александр Никитич**  
(Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
Российской академии наук, старший научный  
сотрудник)

кандидат физико-математических наук  
**Вишневый Андрей Александрович**  
(Московский физико-технический институт,  
старший научный сотрудник)

Ведущая организация: Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Защита диссертации состоится «18» марта 2019 года в 11:00 на заседании диссертационного совета Д 002.023.03 при Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН, расположенном по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физического института им. П. Н. Лебедева РАН и на сайте [www.lebedev.ru](http://www.lebedev.ru)

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2019 года.

Учёный секретарь  
диссертационного совета Д 002.023.03  
доктор физико-математических наук

А. С. Золотько

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы

Прогресс в технологиях с каждым годом позволяет уменьшать размер изготавливаемых устройств и их компонент. В 2010 году технологии структурирования полупроводников с 14-нм разрешением отрабатывались в лабораториях, а с 2015 года в продажу поступили процессоры, изготовленные по этим технологиям. На настоящий момент коммерчески доступная электроника изготавливается по 10-нм технологии, а в лабораторных условиях можно получить ещё лучшее разрешение. Аналогичным образом повышается качество структурирования и возможности по созданию сложных топологий при работе с другими материалами (при изготовлении металлических, диэлектрических структур) и в других областях (микрофлюидика, микро- и нанoeлектромеханические системы). Быстрый прогресс в области технологий открывает новые возможности, однако и требует большого объёма исследовательской работы, чтобы найти оптимальные конфигурации для требуемых устройств.

Метаматериалы являются одним из примеров устройств, возможности создания которых появились с развитием технологий. Так, с помощью так называемых фишнет метаматериалов (от английского fish net, рыболовная сеть) возможно создание сред с отрицательным показателем преломления [1–3], которые в природе обычно не встречаются. Также сейчас возможно создание и других типов метаматериалов, например, гиперболических метаматериалов, которые своим названием обязаны особому закону дисперсии — в некоторой области частот различные компоненты тензора диэлектрической проницаемости таких метаматериалов имеют различный знак, что в пространстве волновых векторов выражается, как гиперболический закон дисперсии. Линза из такого метаматериала может обладать разрешением, превышающим дифракционный предел за счёт того, что в такой структуре могут распространяться волны с теоретически неограниченно большими волновыми векторами [4, 5]. Гиперболические метаматериалы представляют также интерес с точки зрения управления спонтанным излучением атомов и молекул за счёт увеличения локальной плотности фотонных состояний [6, 7]. Утверждается, что на основе этого эффекта

с помощью гиперболических метаматериалов возможно построение источника одиночных фотонов [8]. Кроме того, такие метаматериалы могут быть использованы для создания ближнепольных источников суперпланковского теплового излучения [9].

Другим возможным применением современных технологий изготовления наноструктур являются биосенсоры и газовые сенсоры. Идея использования плазмонного резонанса на тонких металлических плёнках для таких целей родилась в конце 1970-х годов [10, 11]. С тех пор чувствительность сенсоров была существенно увеличена в том числе за счёт более сложного дизайна устройств. Так, помимо сенсоров на поверхностном плазмонном резонансе были продемонстрированы устройства на модах гиперболического метаматериала [12, 13], на эффекте экстраординарного прохождения света через перфорированные металлические плёнки [14, 15], на локализованных плазмонных модах [16] и в других схемах.

Наконец одной из главных задач, на решение которой направлено развитие технологий производства наноструктурированных устройств, является создание оптического или плазмонного компьютера. Несмотря на значительные успехи в минитюаризации элементов микросхем, частота работы современных процессоров не увеличивается с 2004 года. Причиной этому является нагрев металлических частей микросхем из-за джоулевых потерь. Предполагается, что решением этой проблемы может быть переход от электронных интерконнекторов, которые являются «бутылочным горлышком» современной технологии, к оптическим [17, 18]. Для передачи сигналов по оптическим интерконнекторам требуются наноразмерные излучатели света, которые можно было бы разместить на чипе. Такими устройствами могут быть плазмонные нанолазеры. Впервые концепция плазмонного нанолазера или спазера — устройства для генерации когерентных плазмонных колебаний, по аналогии с лазером — была предложена в 2003 году [19]. С тех пор на практике были реализованы наноразмерные лазеры в различных конфигурациях [20–22]. Помимо возбуждения оптических или плазмонных интерконнекторов, плазмонные нанолазеры также могут быть использованы для создания биосенсоров [23]. Создание нанолазеров и наномодуляторов для возбуждения оптических и плазмонных нановолноводов является таким образом актуальной задачей.

## Цели и задачи

Целью настоящей диссертационной работы является определение оптических свойств плазмонных наноструктурированных плёнок и возможностей их применения для управления спонтанным излучением квантового излучателя, построения оптического сенсора высокой чувствительности, плазмонного лазера с распределённой обратной связью, а также оптимизация геометрии плазмонного лазера с распределённой обратной связью для минимизации порога генерации. Для этого в рамках диссертации решались следующие задачи:

1. Теоретическое исследование ограничений на модификацию скорости спонтанного излучения электрического диполя, расположенного вблизи планарных изотропных или одноосных анизотропных сред с произвольными знаками компонент тензора диэлектрической проницаемости, в полупространства с излучателем и без него.
2. Теоретическое исследование собственных мод фотонно-кристаллической плёнки, расположенной на тонком слое металла, и построение оптического сенсора на основе оптического таммовского состояния и других собственных мод такой системы. Характеризация чувствительности и разрешающей способности сенсора.
3. Теоретическое исследование собственных мод бесконечных решёток отверстий в металлическом полупространстве. Использование решёток отверстий в качестве распределённого резонатора для плазмонного лазера. Изучение влияния геометрии решёток отверстий на порог лазерной генерации.

## Научная новизна

1. Впервые показано существование фундаментальных ограничений на скорость спонтанного излучения точечного электрического диполя в полупространство с диполем, когда он расположен вблизи планарной металл-диэлектрической среды. Также показано, что в полупространство за слоем таких ограничений нет.

2. Существование оптического таммовского состояния, возникающего на границе фотонного кристалла и металлической плёнки, а также существование распространяющихся мод в фотонных кристаллах были известны ранее. В настоящей работе впервые исследовано взаимодействие таких мод и показано, что оно приводит к возникновению резонанса Фано в спектре прохождения.
3. Оптическое таммовское состояние и моды фотонных кристаллов по отдельности уже предлагалось использовать для создания оптических сенсоров показателя преломления. В настоящей работе впервые предложено для этих целей использовать взаимодействие этих типов мод.
4. Структура собственных мод периодических решёток отверстий в металлической полупространстве была известна ранее. В настоящей работе исследованы пороги генерации в собственных мод таких решёток и показано, что неизлучающие собственные моды решётки могут иметь минимум порога генерации при ненулевом радиусе отверстий.
5. Влияние геометрии плазмонного лазера на порог генерации до настоящего момента было изучено только применительно к лазерам в виде металлической частицы, покрытой усиливающей оболочкой. В настоящей работе аналогичная задача впервые решена применительно к плазмонным лазерам на решётках отверстий в металлическом полупространстве.

## **Теоретическая и практическая значимость**

Изложенные в диссертации результаты посвящены актуальным научным проблемам, представляют теоретическую ценность, а также могут найти практическое применение.

Так, управление спонтанным излучением квантовых излучателей является важной научной задачей для ряда практических приложений, в том числе для создания источника одиночных фотонов. Найденные в результате работы конфигурации, в которых возможно увеличение скорости спонтанного излучения в планарных структурах, могут быть использованы как в микроскопии вытекающего излучения, так и в коммерческих устройствах.

Область нанофотоники, занимающаяся разработкой химических и биосенсоров, сейчас активно развивается. Многие из схем, предложенных в последние несколько лет уже находят своё применение в биологических исследованиях [15, 16]. Однако поиск новых, более чувствительных конфигураций сенсоров продолжается. Предложенный в диссертации дизайн оптического сенсора обладает рядом преимуществ перед другими аналогичными устройствами, в частности, он может работать на детектировании изменений интенсивности прошедшего оптического сигнала, что упрощает схему устройства на основе такого сенсора, и обладает при этом высокой чувствительностью.

Компактные, работающие при комнатной температуре нанолазеры также могут найти применение в биодетектировании, а кроме того являются важной частью оптического компьютера. Поэтому результаты представленного в диссертации исследования, в котором найден оптимальный дизайн плазмонного нанолазера с распределённой обратной связью, могут быть использованы при изготовлении реальных устройств. В то же время, обнаруженные эффекты уменьшения порога генерации с увеличением рассеяния плазмонов и излучения «тёмных мод» через диффракционные порядки представляют теоретический интерес.

### Защищаемые положения

1. Найдены фундаментальные ограничения на скорость спонтанного излучения электрического диполя, расположенного рядом с планарными структурами из однородного анизотропного материала. Показано, что относительная скорость спонтанного излучения электрического диполя в верхнее полупространство вблизи слоя или полупространства из такого материала не может быть больше двух.
2. Для электрического диполя, расположенного вблизи слоя из анизотропного материала с отрицательными компонентами тензора диэлектрической проницаемости, скорость спонтанного излучения в полупространство за слоем может быть много больше скорости излучения такого же диполя в свободном пространстве.
3. Взаимодействие собственных мод (а именно оптического таммовского со-

стояния и волноводных мод) фотонного кристалла, расположенного на золотой плёнке с периодической решёткой щелей, может приводить к возникновению узкого резонанса Фано в спектре прохождения, чувствительного к изменению показателя преломления окружающего пространства.

4. В квадратной и гексагональной решётках нанотверстий существуют неизлучающие моды, порог генерации которых имеет минимум при ненулевом радиусе отверстий. Пороги всех остальных неизлучающих мод в таких решётках монотонно увеличиваются при увеличении радиуса отверстий. При нулевом радиусе отверстий пороги всех мод совпадают. Порог генерации для неизлучающих мод связан с глубиной проникновения поля моды в диэлектрическое полупространство.
5. Среди плазмонных лазеров с распределённой обратной связью, построенных на квадратной, гексагональной или прямоугольной решётках, в гексагональной решётке наблюдается наименьший порог генерации.

### **Степень достоверности**

Правильность используемых подходов для численного моделирования подтверждается совпадением результатов численных расчётов с аналитическими, докладами на научных конференциях и публикациями в ведущих рецензируемых международных научных журналах, индексируемых в базе данных Web of Science.

### **Апробация результатов**

Результаты работы были представлены на следующих конференциях:

- 2nd Chinese-Russian Workshop / Youth Summer School on Laser Physics, Fundamental and Applied Photonics, Тяньцзинь, Китай, 2012.
- ICONO/LAT: 2013, Москва, Россия, 2013.
- COMSOL Conference 2013, Роттердам, Нидерланды, 2013.
- XII International Conference on Nanostructured Materials — NANO 2014, Москва, Россия, 2014.

- Quantum Plasmonics, Бенаске, Испания, 2015.
- 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics — META'16, Малага, Испания, 2016.
- 9th International Conference on Materials for Advanced Technologies — ISMAT 2017, Сингапур, 2017.

Основные результаты работы были опубликованы в 3 статьях в рецензируемых научных журналах, входящих в базу данных Web of Science, а также в двух сборниках трудов конференций. Полный список опубликованных работ приведён на страницах 20–21.

### **Личный вклад автора**

Все изложенные в диссертации оригинальные результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии. Автор принимал непосредственное участие в выборе объектов исследования, постановке задач, аналитическом решении, численном моделировании, обсуждении и интерпретации полученных результатов, а также в подготовке графических материалов и написании статей по результатам исследований. Непосредственно автором был обнаружена конфигурация, в которой плоско-слоистая среда существенно увеличивает скорость излучения квантового излучателя. Непосредственно автором было предложено объяснение эффекта уменьшения порога лазерной генерации в плазмонном лазере с распределённой обратной связью.

### **Краткое содержание работы**

**Первая глава** содержит обзор литературы по тематике диссертации. В первом разделе обсуждается эффект модификации времени жизни возбуждённых состояний атомов, молекул и других квантовых излучателей (эффект Парселла) и содержится обзор работ по этой теме. Затем, во второй части, приводится обзор работ содержащих различные конфигурации плазмонных сенсоров показателя преломления и биосенсоров. В третьей части приводится мотивация для исследований плазмонных нанолазеров и приводятся основные экспериментальные результаты в этом направлении.

Во **второй главе** исследуются радиационные каналы затухания возбуждённого состояния двухуровневой системы (или коротко — радиационные каналы распада), расположенной в вакууме вблизи планарной анизотропной, одноосной среды. В качестве модели излучателя используется точечный электрический диполь. Одноосная анизотропная среда описывается тензором диэлектрической проницаемости с компонентами  $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$  (недиагональные компоненты равны нулю). Среда с различающимися знаками компонент  $\varepsilon_{x,y}$  и  $\varepsilon_z$  соответствует среде с гиперболическим законом дисперсии. Кроме того, среда полагается немагнитной и неусиливающей —  $\mu = 1$  и  $\text{Im } \varepsilon_{x,y,z} \geq 0$ .

В **разделе 2.1** находятся ограничения на скорость радиационного распада диполя, расположенного вблизи полупространства из анизотропного материала. Единственным радиационным каналом в этом случае является излучение в верхнее полупространство, в котором и расположен диполь. Показывается, что максимальная мощность излучения диполя в это полупространство не более чем в 2 раза превышает мощность излучения диполя в однородной среде (иначе говоря, относительная радиационная скорость распада не превышает 2).

**Раздел 2.2** содержит обобщение результатов предыдущего раздела на случай, когда диполь располагается вблизи слоя конечной толщины. В этом случае относительная скорость радиационного распада в полупространство с диполем также не может превышать 2.

В **разделе 2.3** для диполя вблизи слоя, заключённого между двух полупространств с одинаковым показателем преломления, рассчитывается максимальная относительная скорость радиационного распада за слой, в полупространство без диполя. Оказывается, что эта величина не может превышать 0.5.

Наиболее интересный случай изучается в **разделе 2.4** — когда диполь расположен рядом со слоем на подложке. Если показатель преломления подложки оказывается больше, чем показатель преломления полупространства, в котором расположен диполь, то максимальная относительная скорость радиационного распада за слой оказывается теоретически неограниченна. Это связано с тем, что диполь может излучать волны с  $n_1 < k_\rho/k_0 < n_3$ , где  $n_{1,3}$  — показателя преломления полупространства с диполем и подложки, соответственно,  $k_\rho$  — величина проекции волнового вектора, излучаемой диполем волны, на плоскость

$(k_x, k_y)$ ,  $k_0$  — волновое число в вакууме. Такой  $k_\rho$  соответствует волнам, которые в полупространстве с диполем являются эванесцентными (их  $k_z$  мнимая величина), а в подложке — распространяющимися ( $k_z$  — действительная). В случае, когда слой, рядом с которым расположен диполь, поддерживает распространение поверхностных плазмонов с  $k_\rho < n_3$  такие моды являются вытекающими в нижнее полупространство. Значительная часть энергии диполя излучается именно в плазмонные моды, и за счёт вытекания они дают большой вклад в скорость радиационного распада, если джоулевы потери в слое невелики. Так при  $n_1 = 1$ ,  $n_3 = 1.5$ , для изотропной диэлектрической проницаемости слоя  $-1.76$  максимальная относительная радиационная скорость распада составляет примерно 32. Для реальных металлов с потерями результаты оказываются хуже — так для оксида цинка, легированного галлием (GZO), и подложки с диэлектрической проницаемостью равной 10 (что примерно соответствует многим полупроводникам) рассчитанное максимальное увеличение скорости радиационного распада в нижнее полупространство составляет 8. Такое значение радиационной скорости распада не является рекордным, с помощью наноплазмонных антенн можно получить величины на несколько порядков больше [24]. Однако, нужно отметить, что в настоящей диссертации такое увеличение достигается без использования каких-либо антенн, неоднородностей или краёв металлической плёнки, в планарной слоистой системе, простой с точки зрения изготовления и не требующей точного позиционирования излучающей системы.

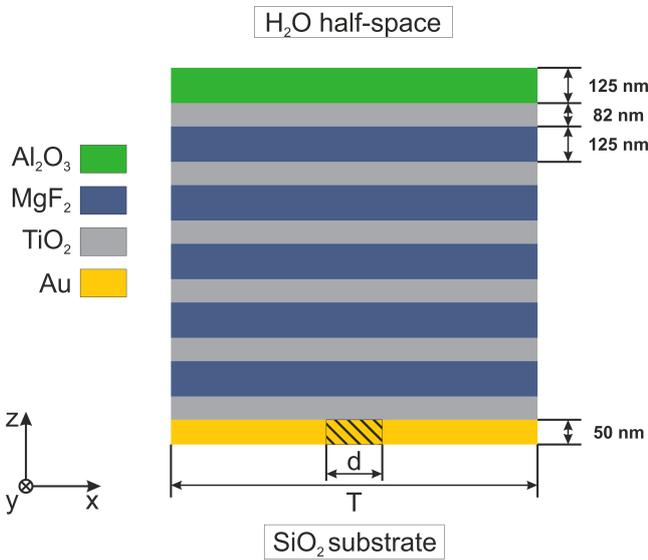
В **третьей главе** обсуждаются собственные моды системы из золотой плёнки с периодической решёткой щелей на подложке, покрытой фотонным кристаллом, и возможность использования такой системы в качестве сенсора показателя преломления или различных биологических молекул. Фотонный кристалл в изучаемой системе состоит из шести пар слоёв  $\text{MgF}_2$  и  $\text{TiO}_2$ , причём в верхней паре слой  $\text{MgF}_2$  заменён на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (геометрия устройства изображена на рисунке 1). Материал подложки —  $\text{SiO}_2$ , верхнего полупространства —  $\text{H}_2\text{O}$ .

В **разделе 3.1** исследованы собственные моды фотонного кристалла на золотой плёнке без щелей. Показано, что в такой системе существуют плазмонные моды, так называемые волноводные моды и оптическое таммовское состояние. Две поверхностные плазмонные моды локализованы на каждой из

границ золотой плёнки, волноводные моды локализованы преимущественно в объёме фотонного кристалла, а оптическое таммовское состояние имеет максимум интенсивности поля на границе золотой плёнки и фотонного кристалла и, в отличие от поверхностных плазмонов, может не иметь составляющей волнового вектора вдоль слоёв фотонного кристалла. Таммовское состояние фактически является модой Фабри-Перо резонатора, в котором роль одного зеркала выполняет металлическая плёнка, другого — фотонный кристалл, а расстояние между зеркалами уменьшено до субволнового размера. Условием возбуждения таммовского состояния в таком случае является

$$\arg [r_1 r_2 \exp (2ik_z L)] = 2\pi p, \quad (1)$$

где  $r_1, r_2$  — коэффициенты отражения от металлической плёнки и фотонного кристалла (без последнего, примыкающего к металлу слоя), соответственно,  $k_z$  — проекция на ось  $z$  волнового вектора в среде, примыкающей к металлической плёнке,  $L$  — толщина примыкающего к металлу слоя,  $p$  — целое число.



Перфорируя поверхность металлической плёнки периодической решёткой щелей, мы можем добиться взаимодействия оптического таммовского состояния и волноводных мод. В периодической системе, в приближении пустой решётки (приближение, при котором мы считаем размеры рассеивателей пренебрежимо малыми) положение собственных мод будет описываться следующей формулой:

Рис. 1: Геометрия изучаемой структуры.

где  $k_x^{\text{eig}}$  —  $x$ -компонента волнового вектора собственной моды системы в отсутствии щелей,  $\tilde{k}_x^{\text{eig}}$  —  $x$ -компонента волнового вектора собственной моды в первой зоне Бриллюэна,  $G = 2\pi/T$  — вектор обратной решётки,  $n$  — целое число. Если мы хотим, чтобы волноводные моды с  $k_x \neq 0$  взаимодейство-

$$\tilde{k}_x^{\text{eig}} = k_x^{\text{eig}} + Gn, \quad (2)$$

вали с оптическим таммовским состоянием с  $k_x = 0$ , нам необходимо так подобрать период решётки, чтобы он равнялся длине волны волноводной моды. На рисунке 2 показана дисперсия собственных мод изучаемой системе с периодом щелей 500.2 нм и шириной щелей 5 нм. Как видно из рисунка, положения волноводной моды, рассчитанные в приближении пустой решётки и для щелей конечного размера, точно совпадают. В то же время положение таммовского состояния существенно сдвигается при учёте щелей — это связано с тем, что интенсивность поля таммовского состояния максимальна на границе фотонного кристалла и металлической плёнки, и даже небольшое изменение диэлектрической проницаемости в этой области сильно влияет на условие (1).

В разделе 3.2 приводятся спектры коэффициента прохождения через систему с решёткой щелей. Взаимодействие таммовского состояния и волноводной моды при этом проявляется как узкий резонанс Фано в спектре. Положение этого резонанса определяется длиной волны волноводной моды, а она в свою очередь чувствительна к показателю преломления примыкающего к фотонному кристаллу полупространства. Таким образом, по смещению резонанса можно отслеживать изменение показателя преломления окружающей среды. Чувствительность волноводной моды к изменениям показателя преломления в том числе определяется долей энергии моды, сосредоточенной в анализируемом веществе (аналите). Таким образом для сенсора мы выбираем волноводную с наибольшей долей интенсивности поля в верхнем полупространстве.

В разделе 3.3 обсуждаются различные режимы работы сенсора — по

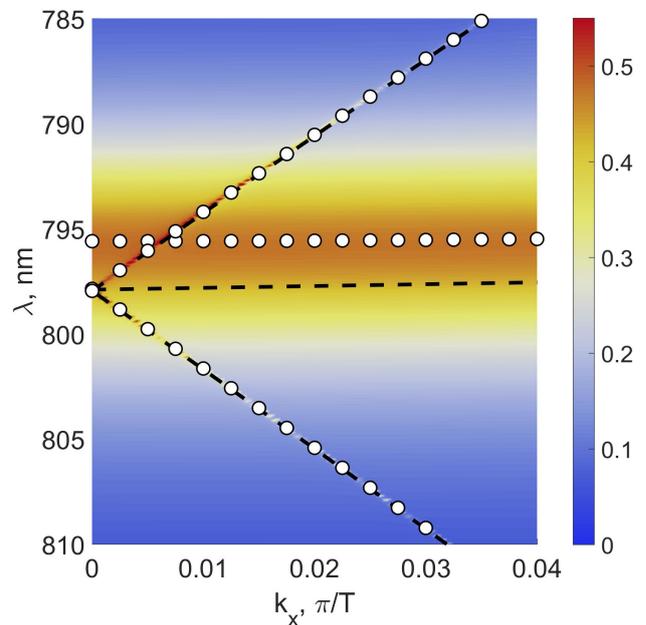


Рис. 2: Дисперсия собственных мод системы. Фон — коэффициент поглощения плоской волны, пунктир — положение мод в приближении пустой решётки, круги — положение мод при наличии щелей.

сдвигу резонанса и по изменению интенсивности прошедшего сигнала на фиксированной длине волны. Для геометрии, приведённой на рисунке 1, с периодом щелей 500 нм и шириной щелей 5 нм чувствительность по длине волны составляет примерно 10.75 нм/RIU (RIU — refractive index unit, единицы показателя преломления), а по изменению интенсивности сигнала — 33700 %/RIU. Чувствительность по длине смещению резонанса сама по себе не позволяет сравнивать сенсоры в различных конфигурациях, поскольку резонансы могут иметь разную добротность, что будет влиять на минимальное изменение показателя преломления, которое можно зарегистрировать с помощью сенсора. Величиной, характеризующей сенсор является чувствительность, разделённая на ширину резонанса — показатель качества или FOM. Для предложенного сенсора  $FOM \approx 233 \text{ RIU}^{-1}$ , в то время как для лучших современных сенсоров эта величина составляет 330–590  $\text{RIU}^{-1}$  [12, 13]. Сравнение чувствительности сенсора по интенсивности сигнала можно проводить напрямую — для лучшего сенсора она составляет около 48000 %/RIU. В то же время возможно провести оптимизацию изучаемой геометрии для повышения чувствительности. Так в диссертации приведена конфигурация сенсора, полученная за счёт изменения количества и толщин слоёв, составляющих фотонный кристалл, в которой рассчитанное значение показателя качества составляет  $FOM = 9000 \text{ RIU}^{-1}$ , а чувствительность по интенсивности прошедшего сигнала — около  $10^6 \text{ %/RIU}$ . Также в диссертации обсуждаются возможные сложности, которые могут возникнуть при изготовлении подобного устройства.

**Четвёртая глава** посвящена изучению собственных мод решётки отверстий в металлическом полупространстве и влиянию параметров геометрии решётки на порог лазерной генерации мод. Сначала, в **разделе 4.1** обсуждается дисперсия собственных плазмонных мод в квадратной решётке отверстий. В приближении пустой решётки положение плазмонных мод в первой зоне Бриллюэна описывается формулой аналогичной формуле (2):

$$\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = \mathbf{k}^{\text{eig}} + n\mathbf{G}_1 + m\mathbf{G}_2, \quad (3)$$

где теперь  $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}}$  и  $\mathbf{k}^{\text{eig}}$  — проекции волновых векторов на плоскость  $(k_x, k_y)$ ,  $\mathbf{G}_1, \mathbf{G}_2$  — вектора обратной решётки,  $n, m$  — целые числа. В тексте диссертации приводятся дисперсионные кривые для плазмонов на границе серебро-

воздух в приближении пустой решётки, а также рассчитанный коэффициент поглощения плоской волны, падающей на решётку отверстий конечного размера в металлической плёнке. Кроме того, для одной конфигурации решётки проведено сравнение рассчитанного коэффициента прохождения и измеренного экспериментально (см. рисунок 3). Как видно из рисунка, результаты численных расчётов и эксперимента хорошо совпадают. Кроме того, видно, что для угла падения  $1^\circ$ , в спектре появляются дополнительные резонансы. Эти резонансы являются собственными модами, которые при угле  $\theta = 0^\circ$  не имеют радиационных потерь и являются «тёмными» (такие моды также называют связанными состояниями внутри континуума или *bound states in the continuum*, ВИС). Природа таких мод обсуждается в **разделе 4.2**, где сначала даётся качественное объяснение причин возникновения таких мод, а затем их существование выводится аналитически на примере двумерной решётки рассеивателей. В частности, необходимым условием существования таких мод является бесконечность решётки,  $C_2$  симметрия элементарной ячейки, а также отсутствие у ненулевых дифракционных порядков на частоте рассматриваемой собственной моды. Поскольку у «тёмных» мод есть только джоулевы потери, мы ожидаем, что порог лазерной генерации у них будет ниже, чем у мод с джоулевыми и радиационными потерями. С другой стороны, на практике не существует решёток бесконечного размера, а в конечных решётках ВИС состояний не существует. Из литературы однако известно [25, 26], что конфигурация мод в реальном лазере приближённо соответствует «тёмным» модам — в частности, центр дифракционной решётки не излучает, а также вся решётка излучает не по нормали к поверхности, а под небольшим углом. Таким образом, конфигурация мод в реальном лазере с увеличением размера решётки будет стремиться к конфигурации мод в бесконечной решётке рассеивателей.

В **разделе 4.3** приведена используемая при расчёте порогов генерации модель усиливающей среды. Она основана на системе уравнений Максвелла-Блоха в стационарном приближении. В конечном счёте, мы считаем, что усиливающая среда описывается диэлектрической проницаемостью с отрицательной мнимой частью:

$$\varepsilon = \varepsilon_h + i\varepsilon_g'', \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  — комплексная диэлектрическая проницаемость усиливающей среды,  $\varepsilon_h$  — проницаемость диэлектрической матрицы, в которую находятся активные молекулы,  $\varepsilon_g''$  — вклад активных молекул в диэлектрическую проницаемость. Таким образом задача о нахождении порога генерации сводится к задаче о нахождении такого значения  $\varepsilon_g''$ , при котором частота собственной моды оказывается действительной величиной,  $\text{Im } \omega^{\text{eig}} = 0$ . В качестве характеристики величины усиления, необходимого для достижения генерации, используется производная величина от диэлектрической проницаемости называемая усиление и измеряющаяся в  $\text{см}^{-1}$ :

$$g = -2\frac{\omega}{c}\text{Im} \sqrt{\varepsilon_h + i\varepsilon_g''}. \quad (5)$$

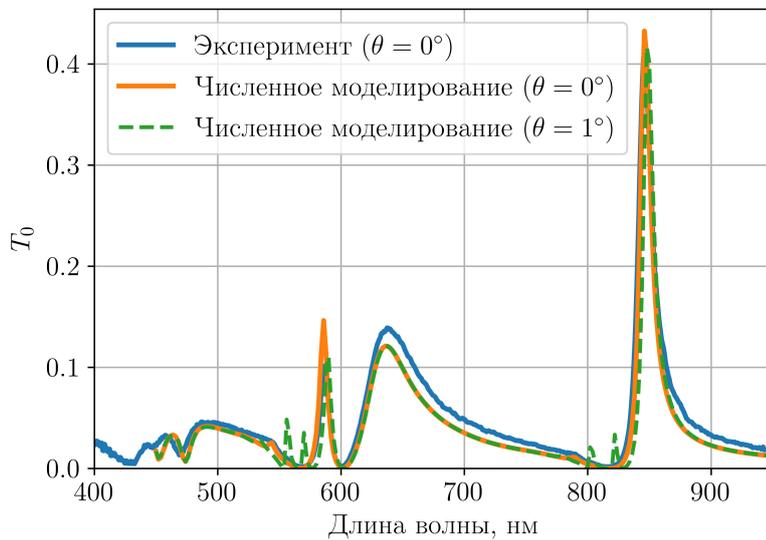


Рис. 3: Коэффициент прохождения плоской волны через серебряную плёнку толщиной 100 нм с решёткой отверстий диаметром 205 нм и периодом 545 нм. Экспериментальные результаты и численный расчёт.  $\theta$  — угол между волновым вектором падающей волны и нормалью к поверхности серебра.

различных мод, мы находим период, при котором эта мода имеет заранее выбранную длину волны. Затем для каждой из мод, при найденном периоде, мы подбираем мнимую часть диэлектрической проницаемости усиливающей

В разделе 4.4 обсуждаются детали методики нахождения порогов генерации. Для решения однородного векторного уравнения Гельмгольца используется программное обеспечение COMSOL Multiphysics, которое реализует метод конечных элементов. Для нахождения порога генерации мы используем следующую последовательность расчётов. Для фиксированного радиуса отверстий, мы находим длины волн собственных мод для различных периодов решётки из некоторого диапазона. Затем для каждой из

среды, чтобы мнимая часть частоты собственной моды оказалась равна нулю — соответствующее значение  $\varepsilon_g''$  будет необходимым усилением для достижения данной модой порога генерации.

В **разделе 4.5** обсуждаются выбор длины волны, для которой ищутся пороги генерации, выбор усиливающей среды и изучаемые в диссертации геометрии решёток, на которых строится плазмонный лазер. Длина волны, для которой мы ищем пороги генерации всех мод, равна 850 нм — она выбрана таким образом, чтобы требуемое для достижения генерации усиление можно было получить с помощью молекул красителя (с уменьшением длины волны необходимое усиление растёт). Кроме того, 850 нм примерно соответствует длине волны излучения красителя IR-140, для которого экспериментально было продемонстрирована генерация в плазмонном лазере [27, 28]. В диссертации рассматриваются три типа решёток — квадратная, гексагональная и прямоугольная, с различными фиксированными  $\Delta = T_x - T_y$ , где  $T_x$  и  $T_y$  — периоды решётки вдоль разных направлений.

**Раздел 4.6** посвящён обсуждению положения собственных мод в решётках отверстий, покрытых полубесконечной диэлектрической средой. Положения собственных мод приведены в координатах  $(r, T)$ , где  $r$  — радиус отверстий, а  $T$  — период решётки (в случае прямоугольных решёток,  $T = T_x$ ). Для прямоугольных решёток оказывается, что положение одной из «тёмных» собственных мод при увеличении радиуса отверстий может пересекать аномалию Вуда, из-за чего у неё появляются радиационные потери.

Далее, в **разделе 4.7** приведены пороги генерации собственных мод. При этом, мы считаем, что усиливающим является слой толщиной 1.2 мкм, примыкающий к границе металла. Оказывается, что радиус, при котором у «тёмных» собственных мод наблюдается минимальный порог генерации, соответствует радиусу, при котором решётки отверстий имеют максимальный период. Эта связь не случайна — при увеличении периода решётки (при сохранении длины волны собственной моды), глубина проникновения поля моды в диэлектрик увеличивается, то есть увеличивается доля энергии, сосредоточенная в непоглощающей среде. Следовательно уменьшаются её потери и уменьшается усиление, необходимое для достижения порога генерации. Интересно, что для «тёмных» мод в квадратной и гексагональной решётках порог генерации совпадает при

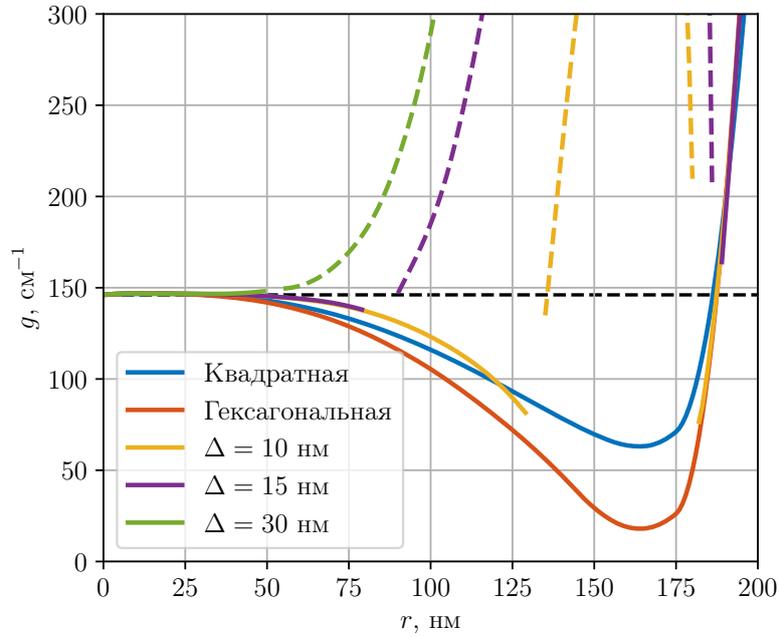


Рис. 4: Коэффициент прохождения плоской волны через серебряную плёнку толщиной 100 нм с решёткой отверстий диаметром 205 нм и периодом 545 нм. Экспериментальные результаты и численный расчёт.  $\theta$  — угол между волновым вектором падающей волны и нормалью к поверхности серебра.

одинаковой глубине проникновения поля моды в диэлектрик.

В результате оказывается, что минимальный порог генерации во всех решётках имеют «тёмные» моды — причём порог только одной такой моды имеет минимум при ненулевом радиусе отверстий, для остальных ВИС состояний и для мод, обладающих радиационными потерями, минимальный порог генерации наблюдается при радиусе стремящемся к нулю. Среди разных типов решёток, рассматриваемых в работе, минимальный порог достигается в гексагональной решётке, и составляет  $18 \text{ см}^{-1}$ , что в 8 раз меньше, чем в отсутствие отверстий. На рисунке 4 приведены зависимости порогов генерации «тёмных» мод от радиуса отверстий. Минимальный порог в квадратной решётке равен  $63 \text{ см}^{-1}$  или примерно в 2.3 раза меньше, чем в отсутствие отверстий. В прямоугольных решётках из-за того, что при некоторых радиусах отверстий у «тёмных» мод появляются радиационные потери, порог оказывается генерации выше.

В разделе 4.8 приведены положения и пороги собственных мод в решётках, покрытых конечным слоем диэлектрика толщиной 400 нм. В такой конфигурации в прямоугольных решётках у «тёмных» мод не появляются радиационные

потери с увеличением радиуса. Во всех решётках только у одной из «тёмных» мод порог генерации имеет минимум при ненулевом радиусе отверстий. Также как и предыдущей рассматриваемой конфигурации, минимальный порог достигается в гексагональной решётке.

В разделе 4.9 приведено заключение к главе.

В заключении перечислены основные результаты работы.

### Основные результаты работы

1. Показано, что скорость спонтанного излучения двухуровневой системы, расположенной в вакууме вблизи полупространства или слоя из одноосного анизотропного материала, компоненты тензора диэлектрической проницаемости которого могут иметь произвольный знак, в полупространство с излучателем не может более чем в 2 раза превышать скорость спонтанного излучения такой же двухуровневой системы, расположенной в вакууме.
2. Показано, что скорость спонтанного излучения двухуровневой системы, расположенной в вакууме вблизи слоя из одноосного анизотропного материала, компоненты тензора диэлектрической проницаемости которого отрицательны, в полупространство без излучателя возрастает с увеличением диэлектрической проницаемости подложки. Это происходит за счёт возбуждения поверхностных плазмонных волн, вытекающих в подложку. Так, при показателе преломления подложки 1.5, скорость спонтанного излучения двухуровневой системы в подложку оказывается в 32 раза больше, чем для двухуровневой системы в вакууме.
3. Продемонстрировано, что в системе из фотонно-кристаллической плёнки, расположенной на тонком золотом слое, перфорированном периодической решёткой щелей, возможно взаимодействие оптического таммовского состояния с волноводной модой фотонно-кристаллической плёнки с образованием высокодобротного резонанса Фано в спектре прохождения. При этом положение волноводных мод системы хорошо описывается приближением пустой решётки.

4. Показано, что получившийся резонанс Фано можно использовать для создания оптического сенсора, чувствительного к изменению показателя преломления окружающего пространства. Показатель качества неоптимизированного сенсора при этом составляет  $233 \text{ RIU}^{-1}$ , а оптимизированного — около  $9000 \text{ RIU}^{-1}$ .
5. Для плазмонного лазера с распределённой обратной связью, состоящего из серебряного полупространства с бесконечной периодической решёткой отверстий, показано, что существуют моды, у которых отсутствуют радиационные потери. В квадратной и гексагональной решётках только у одной из таких мод порог генерации при ненулевом радиусе отверстий может быть меньше, чем в отсутствие отверстий. Так для квадратной решётки отверстий и полубесконечного диэлектрика с показателем преломления 1.4692, покрывающего металлическое полупространство, минимальный порог достигается при радиусе отверстий около 160 нм и составляет  $63 \text{ см}^{-1}$  на длине волны 850 нм, что примерно в 2.3 раза меньше, чем в отсутствие отверстий.
6. Для плазмонного лазера с распределённой обратной связью, состоящего из серебряного полупространства с бесконечной периодической решёткой отверстий, покрытого полубесконечным диэлектриком с показателем преломления 1.4692, показано, что из квадратной, гексагональной и прямоугольных решёток с разницей периодов по различным направлениям в 10, 15 и 30 нм, наименьшим порогом лазерной генерации обладает гексагональная решётка —  $18 \text{ см}^{-1}$  на длине волны 850 нм.

### Список публикаций по теме диссертации

Публикации в рецензируемых журналах, индексируемых в базе данных Web of Science:

1. Klimov V. V., Pavlov A. A., Guzatov D. V., Zabkov I. V., Savinov V. D. Radiative decay of a quantum emitter placed near a metal-dielectric lamellar nanostructure: Fundamental constraints // Physical Review A — 2016 — 93(3), p. 033831.

2. Klimov V. V., Pavlov A. A., Treshin I. V., Zabkov I. V., Fano resonances in a photonic crystal covered with a perforated gold film and its application to biosensing // *Journal of Physics D: Applied Physics* — 2017 — 50(28), p. 285101.
3. Pavlov A. A., Zabkov I. V., Klimov V. V., Lasing threshold of the bound states in the continuum in the plasmonic lattices // *Optics Express* — 2018 — 26(22), p. 28948–28962.

Тезисы докладов в сборниках трудов конференций:

1. A. Pavlov, V. Klimov, I. Zabkov, D. Guzatov, COMSOL Multiphysics investigation of radiative and nonradiative channels of quantum emitter fluorescence near hyperbolic metamaterial // *COMSOL Conference Rotterdam 2013, User Presentations Online Digest* (<https://www.comsol.com/2013-user-presentations>) — Rotterdam, Netherlands — 2013.
2. A. A. Pavlov, I. V. Zabkov, V. V. Klimov, Hole arrays in metal film as distributed feedback plasmonic laser and its dynamics // *META 2016: The 7th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics* — Malaga, Spain — 2016 — 1P1-P22.

### Цитируемая в автореферате литература

- [1] Optical negative-index metamaterials / V. M. Shalaev // *Nat. Photonics* 2007 11. — 2007. — Vol. 1, № 1. — p. nphoton.2006.49.
- [2] *Dolling, G.* Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths / G. Dolling, C. Enkrich, M. Wegener et al. // *Opt. Lett.* — 2006. — Vol. 31, № 12. — p. 1800.
- [3] *Dolling, G.* Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength / G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis, S. Linden // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32, № 1. — p. 53.
- [4] *Liu, Z.* Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects. / Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong et al. // *Science*. — 2007. — Vol. 315, № 5819. — p. 1686.
- [5] *Lu, D.* Hyperlenses and metalenses for far-field super-resolution imaging. / D. Lu, Z. Liu // *Nat. Commun.* — 2012. — Vol. 3. — p. 1205.

- 
- [6] *Jacob, Z.* Engineering photonic density of states using metamaterials / Z. Jacob, J.-Y. Kim, G. V. Naik et al. // *Applied Physics B*. — 2010. — Vol. 100, № 1. — p. 215–218.
- [7] *Noginov, M. A.* Controlling spontaneous emission with metamaterials. / M. A. Noginov, H. Li, Y. A. Barnakov et al. // *Optics letters*. — 2010. — Vol. 35, № 11. — p. 1863–5.
- [8] *Cortes, C. L.* Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials / C. L. Cortes, W. Newman, S. Molesky, Z. Jacob // *Journal of Optics*. — 2012. — Vol. 14, № 6. — p. 063001.
- [9] *Guo, Y.* Broadband super-Planckian thermal emission from hyperbolic metamaterials / Y. Guo, C. L. Cortes, S. Molesky, Z. Jacob // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 101, № 13. — p. 131106.
- [10] *Pockrand, I.* Surface plasmon spectroscopy of organic monolayer assemblies / I. Pockrand, J. D. Swalen, J. G. Gordon II, M. R. Philpott // *Surf. Sci.* — 1978. — Vol. 74, № 1. — p. 237–244.
- [11] *Gordon II, J. G.* Surface plasmons as a probe of the electrochemical interface / J. G. Gordon II, S. Ernst // *Surf. Sci.* — 1980. — Vol. 101, № 1-3. — p. 499–506.
- [12] *Kabashin, A. V.* Plasmonic nanorod metamaterials for biosensing / A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky et al. // *Nat. Mater.* — 2009. — Vol. 8, № 11. — p. 867–71.
- [13] *Sreekanth, K. V.* Extreme sensitivity biosensing platform based on hyperbolic metamaterials / K. V. Sreekanth, Y. Alapan, M. ElKabbash et al. // *Nat. Mater.* — 2016.
- [14] *Brolo, A. G.* Surface Plasmon Sensor Based on the Enhanced Light Transmission through Arrays of Nanoholes in Gold Films / A. G. Brolo, R. Gordon, B. Leathem, K. L. Kavanagh // *Langmuir*. — 2004. — Vol. 20, № 12. — p. 4813–4815.
- [15] *Im, H.* Label-free detection and molecular profiling of exosomes with a nanoplasmonic sensor. / H. Im, H. Shao, Y. I. Park et al. // *Nat. Biotechnol.* — 2014. — Vol. 32, № 5. — p. 490–5.
- [16] *Aćimović, S. S.* LSPR chip for parallel, rapid, and sensitive detection of cancer markers in serum. / S. S. Aćimović, M. A. Ortega, V. Sanz et al. // *Nano Lett.* — 2014. — Vol. 14, № 5. — p. 2636–41.
- [17] Rationale and challenges for optical interconnects to electronic chips / D. Miller // *Proceedings of the IEEE*. — 2000. — Vol. 88, № 6. — p. 728–749.
- [18] *Chen, G.* Predictions of CMOS compatible on-chip optical interconnect / G. Chen, H. Chen, M. Haurylau et al. // *Integration, the VLSI Journal*. — 2007. — Vol. 40, № 4. — p. 434–446.

- 
- [19] *Bergman, D. J.* Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation: quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems. / D. J. Bergman, M. I. Stockman // *Physical review letters*. — 2003. — Vol. 90, № 2. — p. 027402.
- [20] *Hill, M. T.* Lasing in metal-insulator-metal sub-wavelength plasmonic waveguides / M. T. Hill, M. Marell, E. S. P. Leong et al. // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, № 13. — p. 11107.
- [21] *Oulton, R. F.* Plasmon lasers at deep subwavelength scale. / R. F. Oulton, V. J. Sorger, T. Zentgraf et al. // *Nature*. — 2009. — Vol. 461, № 7264. — p. 629–32.
- [22] *Noginov, M. A.* Demonstration of a spaser-based nanolaser. / M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave et al. // *Nature*. — 2009. — Vol. 460, № 7259. — p. 1110–2.
- [23] Nanoplasmonic sensing and detection / M. I. Stockman // *Science (80-. )*. — 2015. — Vol. 348, № 6232. — p. 287–288.
- [24] *Mohammadi, A.* Fluorescence Enhancement with the Optical (Bi-) Conical Antenna / A. Mohammadi, F. Kaminski, V. Sandoghdar, M. Agio // *The Journal of Physical Chemistry C*. — 2010. — Vol. 114, № 16. — p. 7372–7377.
- [25] *Tenner, V. T.* Measurement of the Phase and Intensity Profile of Surface Plasmon Laser Emission / V. T. Tenner, M. J. A. De Dood, M. P. Van Exter // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3, № 6. — p. 942–946.
- [26] *Nefedkin, N. E.* Mode cooperation in two-dimensional plasmonic distributed-feedback laser / N. E. Nefedkin, A. A. Zyablovsky, E. S. Andrianov et al. — 2017.
- [27] *Zhou, W.* Lasing action in strongly coupled plasmonic nanocavity arrays / W. Zhou, M. Dridi, J. Y. Suh et al. // *Nature Nanotechnology*. — 2013. — Vol. 8, № 7. — p. 506–511.
- [28] *Yang, A.* Real-time tunable lasing from plasmonic nanocavity arrays / A. Yang, T. B. Hoang, M. Dridi et al. // *Nature Communications*. — 2015. — Vol. 6, № 1. — p. 6939.