

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

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
Климов Василий Васильевич

Москва — 2018

Оглавление

Введение	4
I Обзор литературы	13
1 Модификация скорости спонтанного излучения и каналы излучения электрического диполя	13
2 Плазмонный сенсор	20
3 Плазмонный лазер	30
II Фундаментальные ограничения на скорость спонтанного излучения атомов и молекул вблизи плоских металл-диэлектрических слоистых сред	37
1 Диполь вблизи полупространства из анизотропного одноосного материала	38
2 Радиационный распад в верхнее полупространство для диполя вблизи слоя анизотропного одноосного материала	41
3 Радиационный распад в нижнее полупространство для диполя вблизи слоя анизотропного одноосного материала взвешенного в воздухе	42
4 Радиационный распад в нижнее полупространство для диполя вблизи слоя анизотропного одноосного материала на подложке	45
III Резонанс Фано в системе фотонного кристалла, покрытого металлической плёнкой	54
1 Собственные моды фотонного кристалла, покрытого сплошной или перфорированной металлической плёнкой	54
2 Спектр коэффициента прохождения через фотонный кристалл, покрытый металлической плёнкой с щелями	60

3	Сенсор показателя преломления	63	
IV Собственные моды и порог генерации в плазмонном лазере из решётки нанодоверстий в металлическом полупространстве, обеспечивающей обратную связь			71
1	Структура мод в плазмонном кристалле	73	
2	ВКС состояния в плазмонном кристалле	79	
3	Модель усиливающей среды	85	
4	Численное решение уравнения Гельмгольца	88	
5	Геометрия плазмонного лазера	90	
6	Положение мод в плазмонном лазере, покрытом полубесконечной активной средой	93	
7	Порог генерации в лазере, покрытом полубесконечной активной средой	101	
8	Плазмонный лазер с активной средой конечной толщины	107	
9	Заключение	112	
Заключение			114
Список литературы			117

Введение

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 наноэлектромеханические 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 миниатюризации 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 интерконнекто-

рам 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 оптическо-

го 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 нанопотоники, 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 част-

ности, 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. Найден 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 — МЕТА'16, Малага, Испания, 2016.
- 9th International Conference on Materials for Advanced Technologies — ICMAT 2017, Сингапур, 2017.

Публикации

По теме диссертации опубликовано 5 работ, в том числе 3 статьи в 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.

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 была 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.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы из 130 наименований. Общий объём диссертации 127 страниц, в том числе 48 рисунков.

Глава I

Обзор литературы

1. Модификация скорости спонтанного излучения и каналы излучения электрического диполя

Идея о том, что можно изменять скорость релаксации возбуждённых состояний атомов, молекул или других квантовых систем, изменяя их ближайшее окружение, была впервые озвучена Парселлом в 1946 году в работе [24]. С тех пор отношение скорости спонтанной релаксации γ атома или молекулы вблизи каких-либо структур к скорости релаксации γ_0 в свободном пространстве называется фактором Парселла, а само явление влияния окружения на скорость релаксации — эффектом Парселла. Скорость спонтанного распада и окружение связаны через локальную плотность оптических состояний в точке расположения квантового излучателя. Так, высокая плотность состояний вблизи металлической частицы существенно увеличивает скорость спонтанного распада, в то время как, атом или молекула, расположенные в фотонном кристалле, практически излучают на частотах внутри запрещённой зоны.

Существует два различных режима, в которых квантовый излучатель может взаимодействовать со своим окружением — режимы сильной и слабой связи. Эти режимы различаются в зависимости от соотношения величин скорости затухания мод резонатора γ_c и константы взаимодействия излучателя и резонатора

$$\kappa = \frac{\mu}{\hbar} \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{2\varepsilon_0 V}}, \quad (1.1)$$

где ω_0 — частота перехода между состояниями в излучателе, μ — матричный элемент дипольного момента перехода и V — объём резонатора [25]. В режиме сильной связи ($\kappa \gg \gamma_c$) только расчёты в рамках квантовой электродина-

мики могут дать точное значение фактора Парселла. В режиме слабой связи ($\kappa \ll \gamma_c$) квантово-электродинамический подход даёт такое же значение модификации скорости спонтанного излучения, что и классический [26, 27]. Совпадение теоретических результатов в рамках классической электродинамики с экспериментальными в планарной геометрии также было продемонстрировано [28]. При этом модификация скорости спонтанного излучения соответствует модификации скорости диссипации энергии точечного электрического диполя в рамках классического подхода:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{P}{P_0}, \quad (1.2)$$

где P (P_0) — мощность излучения электрического диполя в окружении (в свободном пространстве).

Чаще всего эффект Парселла изучается в контексте изменения скорости спонтанной релаксации электрических дипольных переходов, однако аналогичный эффект может наблюдаться и у магнитных дипольных переходов [29].

Возможности по управлению излучением атомов и молекул в течение многих лет были ограничены — в первую очередь из-за несовершенства технологий изготовления наноразмерных структур, которые необходимы для достижения значимого эффекта. С другой стороны лишь незначительное количество возможных конфигураций наноструктур позволяет получить аналитическое выражение для фактора Парселла. Из-за этого для большинства сложных конфигураций (различных наноантенн, дифракционных решёток и т.п.) необходимо использовать методы компьютерного моделирования, такие как FDTD (метод конечных разностей во временной области), FEM (метод конечных элементов) или другие, однако долгое время не существовало достаточно мощных компьютеров с необходимым количеством памяти для проведения таких расчётов. Аналитические решения были получены для большого количества геометрий,

в том числе для электрического диполя вблизи планарных сред [30], вблизи сферы, эллипсоида, цилиндра и конуса [31–34], волокна [35], киральной сферы [36]. Также численно и экспериментально было исследовано множество других, более сложных структур, таких как: массив золотых частиц в кварцевой оболочке [37], антенны из одиночных металлических сфер [38] или пар сфер или эллипсоидов [39], bow-tie антенны (антенны в форме бабочки, см. рисунок 1.1а) [39, 40], биконические антенны [41], наноразмерные аналоги антенны Яги-Уды из металлических [42] (рисунок 1.1б) или диэлектрических частиц [43] и другие [44]. Кроме того, существует ряд работ, в которых усиление скорости спонтанной релаксации достигается в планарных структурах [7, 45–47] (рисунок 1.1в).

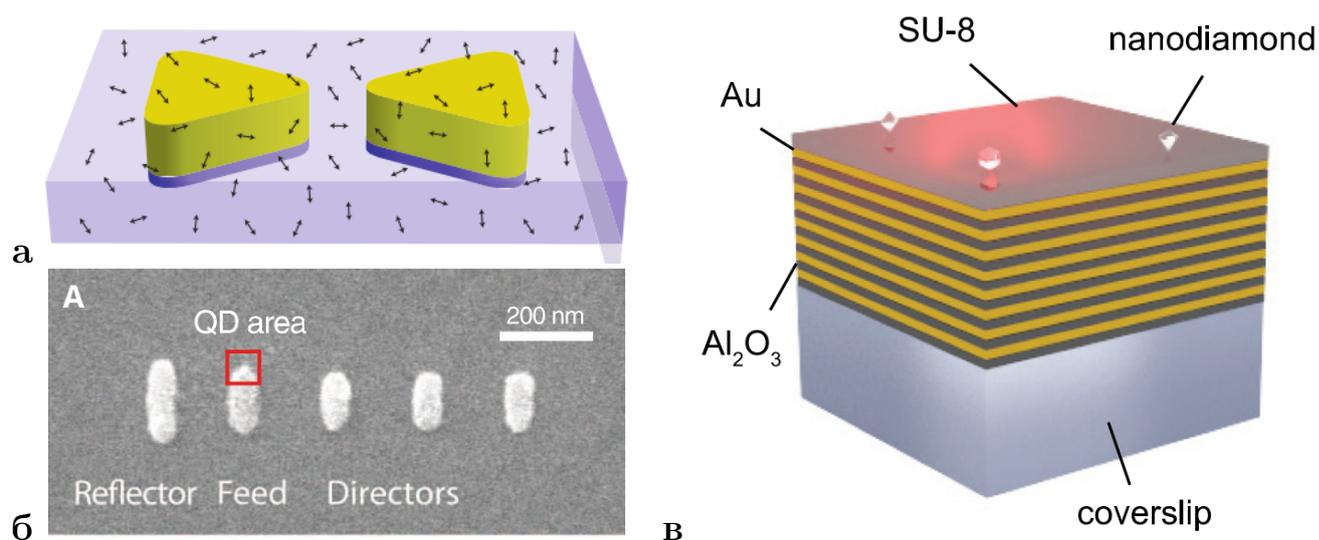


Рисунок 1.1 – Различные геометрии, в которых наблюдается эффект Парселла. (а) Наноантенна из золота в форме бабочки. Время релаксации молекул, попавших в зазор между двумя половинами антенны, существенно сокращается. Иллюстрация из работы [40]. (б) СЭМ изображение антенны Яги-Уды из золота (иллюстрация из [42]). (в) Планарный гиперболический метаматериал, увеличивающий скорость релаксации возбуждённых состояний в NV-центрах в алмазах (иллюстрация из работы [47]).

Умение точно контролировать излучение одиночных атомов, молекул, квантовых точек или других излучателей может найти применение во множестве

практических приложений, в том числе для при создании источников одиночных фотонов [8, 48–50], систем квантовой криптографии [51], кубитов для квантовых компьютеров [52], в микроскопии [53–55], спектроскопии [56] и биологических и биомедицинских приложениях [57, 58]. Причём чаще всего требуется максимально увеличить скорость спонтанного распада излучателя, при этом собрав как можно большую часть излучения в объектив микроскопа или оптоволокно.

В связи с этим как правило производят следующее разделение каналов диссипации энергии возбуждённого состояния излучателя. Исключая нерадиационные процессы релаксации, связанные с безызлучательными переходами энергии между состояниями внутри самого атома, молекулы, квантовой точки и т.д., можно выделить следующие каналы спонтанного распада: радиационный, нерадиационный и волноводный. В дальнейшем для простоты мы будем говорить «распад атома» имея ввиду именно спонтанное излучение атома или другого излучателя, находящегося в возбуждённом состоянии. Радиационный канал распада связан с излучением фотонов в моды свободного пространства — так диполь, расположенный вдали от любых структур, имеет только этот канал распада и излучает с характерной диаграммой направленности. Когда излучатель находится вблизи границы металла, у него появляется нерадиационный канал распада, при котором за счёт ближнепольного взаимодействия энергия возбуждённого состояния поглощается в металле без излучения фотонов. Также нерадиационный канал может задействоваться, когда возбуждённая молекула-донор безызлучательно передаёт возбуждение расположенной вблизи молекуле-акцептору (Фёрстеровский перенос энергии). Если излучатель располагается вблизи протяжённой структуры (волокна, волновода, плоско-слоистой системы), энергия возбуждённого состояния может также пойти на возбуждение волноводных мод структуры (при этом под волноводными модами понимаются также поверхностные плазмонные волны и другие распространяющиеся

моды, которые могут существовать в таких системах). В планарных структурах могут существовать вытекающие моды, в этом случае энергия, излучённая в такие моды может затем перейти в волны свободного пространства, как это продемонстрировано, например, в работах [46, 56]. Кроме того, несмотря на то, что волноводные моды могут иметь потери (например, в случае поверхностных плазмонов), мы считаем, что эти потери не дают вклада в нерадиационный канал.

Как показывают результаты расчётов и экспериментов, с помощью оптических наноантенн можно добиваться больших значений фактора Парселла и получать нужную диаграмму направленности излучения. Однако использование небольших антенн также имеет и ряд недостатков. В частности для их создания приходится использовать технологически сложные методы изготовления, например, фото- или электронную литографию. Кроме того, значительное усиление скорости спонтанной релаксации наблюдается лишь в небольшой области вблизи «горячей точки» наноантенны (там, где электрическое поле оказывается максимально). Таким образом, при работе с одиночными молекулами необходимо чрезвычайно точно позиционировать их относительно наноантенн, что также понижает удобство их использования на практике. Наконец эффективность наноантенн по увеличению фактора Парселла заключается в возбуждении в них локализованных мод с определённой резонансной частотой, что накладывает ограничения на длины волн, которые должна излучать молекула, чтобы её излучение эффективно усиливалось. В качестве альтернативы наноантеннам выступают планарные структуры, которые могут быть лишены некоторых из недостатков антенн. Так их изготовление может не требовать структурирования поверхности, благодаря чему упрощается технологический процесс. Планарные структуры могут иметь достаточно большие размеры, чтобы не требовать сложных систем позиционирования молекул на их поверхности. Кроме того, достижение большого фактора Парселла в планарных структурах может

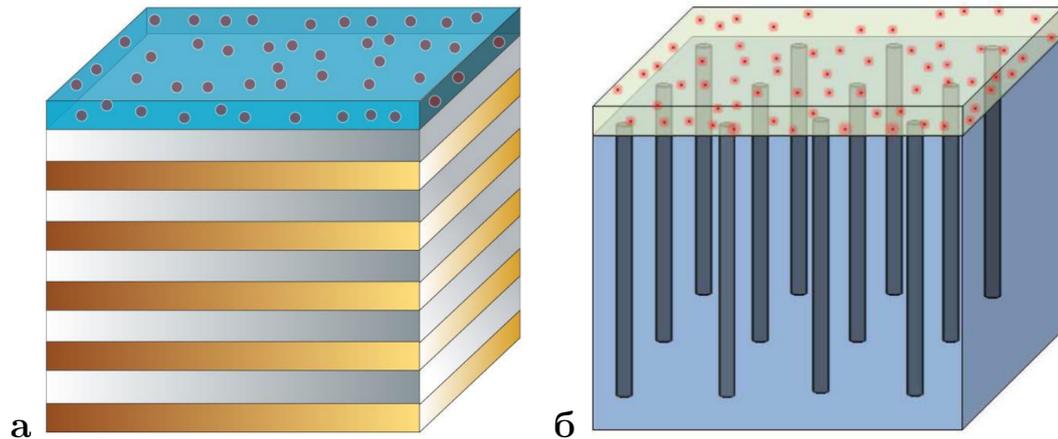


Рисунок 1.2 – Два варианта практической реализации гиперболических метаматериалов — **(а)** в виде чередующихся слоёв металла и диэлектрика (иллюстрация из работы [7]), **(б)** в виде диэлектрической матрицы с периодической решёткой металлических стержней (иллюстрация из работы [6]).

быть не связано с возбуждением резонансов, завязанных на геометрические размеры структуры, благодаря чему они могут работать в широкой полосе длин волн. Под указанные выше параметры попадает планарный гиперболический метаматериал — у него достаточно простая структура с точки зрения изготовления, он может иметь большие размеры и при этом существенно увеличивать скорость спонтанной релаксации атомов и молекул, расположенных вблизи его поверхности, в широком диапазоне частот.

Как правило гиперболические метаматериалы имеют вид планарных структур из чередующихся слоёв металла и диэлектрика (см. рисунок 1.2а). Также они могут представлять собой диэлектрическую матрицу с решёткой параллельных металлических стержней (рисунок 1.2б). Особенностью гиперболических метаматериалов (сокращённо ГММ) является то, что различные компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости таких сред имеют разный знак:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

где, как правило, $\varepsilon_x = \varepsilon_y < 0$, $\varepsilon_z > 0$ или $\varepsilon_x = \varepsilon_y > 0$, $\varepsilon_z < 0$. Своё название такие метаматериалы получили из-за гиперболического закона дисперсии, который получается в случае, когда различные компоненты тензора (1.3) имеют разный знак. Вид изочастотного контура для таких метаматериалов приведён на рисунке 1.3. Гиперболический закон дисперсии подразумевает, что в такой среде могут распространяться волны со сколь угодно большими волновыми векторами. Эта особенность ГММ позволяет использовать его в качестве линзы, разрешение которой может превосходить дифракционный предел [4]. Гиперболические метаматериалы обладают также рядом других интересных свойств [9, 59], однако нас в первую очередь будет интересовать увеличение скорости спонтанной релаксации.

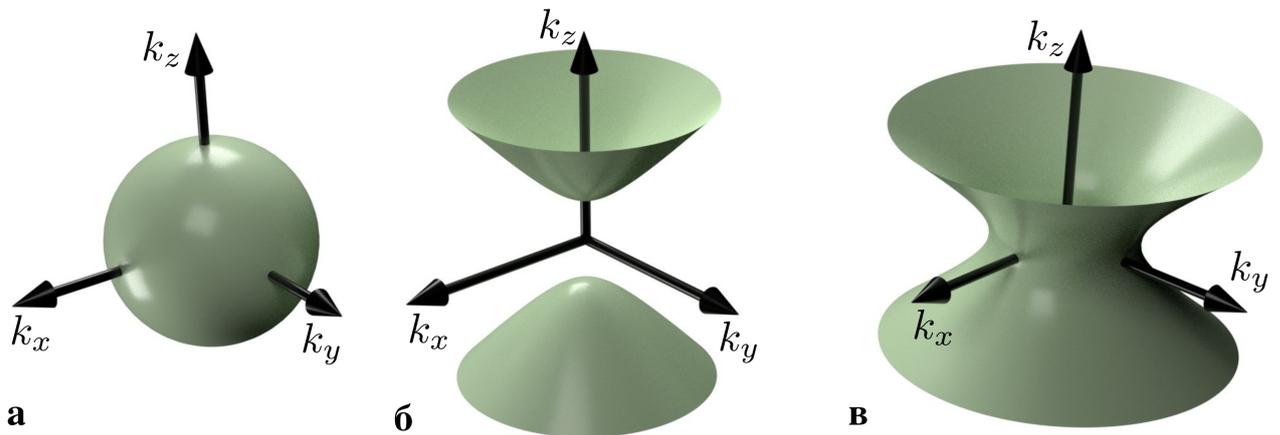


Рисунок 1.3 – Изочастотные кривые в пространстве волновых векторов для различных материалов. (а) обычный изотропный диэлектрик, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z > 0$. (б) гиперболический метаматериал с одной отрицательной компонентой (ГММ 1-го типа), $\varepsilon_x = \varepsilon_y > 0$, $\varepsilon_z < 0$. (в) гиперболический метаматериал с двумя отрицательными компонентами (ГММ 2-го типа), $\varepsilon_x = \varepsilon_y < 0$, $\varepsilon_z > 0$.

Большая величина фактора Парселла в гиперболических метаматериалах достигается за счёт теоретически бесконечной плотности фотонных состояний. Поскольку скорость спонтанной релаксации пропорциональна плотности состояний, теоретически при помещении излучателя внутрь гиперболического метаматериала время жизни его возбуждённого состояния должно стремиться к

нулю. На практике же её минимальная величина ограничена размером элементов, составляющих метаматериал [60,61], расстоянием от метаматериала до излучателя, пространственной дисперсией диэлектрической проницаемости металлов [62], а также конечным размером самого излучателя [63].

Несмотря на то, что гиперболические метаматериалы могут существенно увеличивать скорость релаксации атомов, молекул и других излучателей, это происходит за счёт волноводного канала распада. При этом длина распространения таких мод как правило оказывается чрезвычайно мала. Существуют также публикации, авторы которых показывают, что аналогичного фактора Парселла можно достичь используя тонкие металлические плёнки [64], а также работа, в которой демонстрируется, что несмотря на большой фактор Парселла, добиться высокой радиационной эффективности от антенн на основе ГММ невозможно [65]. Таким образом, вопрос о том, какой радиационной скорости релаксации можно добиться с помощью планарных структур, представляет интерес и исследуется в главе II.

2. Плазмонный сенсор

Впервые идея использования поверхностных плазмонов для определения неизвестных концентраций органических и неорганических веществ была предложена ещё в конце 70-х – начале 80-х годов XX века [10,11,66]. К тому моменту уже около 10 лет было известно [67], что в системе из тонкой металлической плёнки заключённой между двумя диэлектриками (с разными показателями преломления — диэлектрик с большим показателем преломления в виде призмы) можно возбудить поверхностную плазмонную волну, которая будет локализована преимущественно на границе металлической плёнки и менее плотного диэлектрика. Такая схема возбуждения плазмонного резонанса называется схемой Кретчмана (показана на рисунке 1.4). Первые плазмонные сенсоры имели именно такую

конфигурацию. Так в работе [10] был предложен следующий сенсор на основе схемы Кретчманна. К тонкой серебряной плёнке с одной стороны присоединена стеклянная призма, с другой стороны на плёнку наносился слой арахидата кадмия. На призму падает пучок лазера под углом θ к нормали (соответствует углу ϕ внутри призмы), отражается от плёнки и попадает на детектор. В угловом спектре отражения присутствует минимум, соответствующий возбуждению поверхностного плазмонного резонанса, положение которого изменяется при изменении толщины слоя арахидата кадмия.

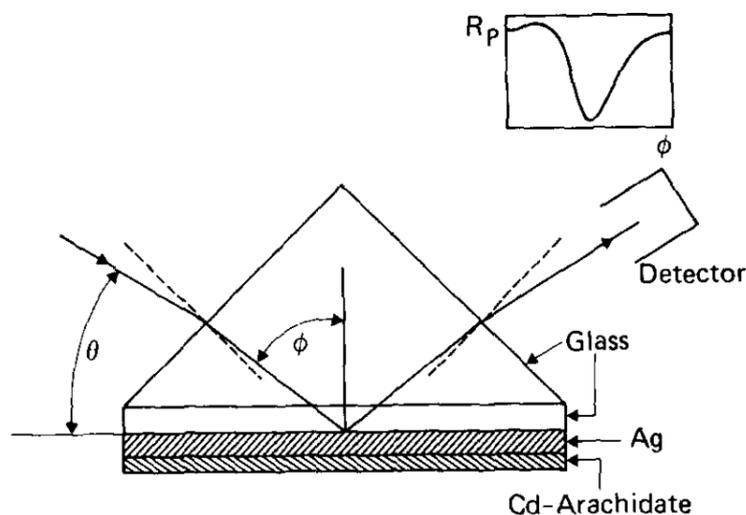


Рисунок 1.4 – Геометрия одного из первых сенсоров на поверхностных плазмонах. Иллюстрация из работы [10].

Спустя несколько лет в работе [66] было предложено использовать плазмонные сенсоры для анализа концентраций газов и биологических молекул. Для определений концентрации газа авторы предложили покрывать металлическую плёнку слоем органического вещества, которое абсорбирует молекулы интересующего газа и при этом меняет свой показатель преломления. При этом авторы впервые предложили регистрировать изменение коэффициента отражения при фиксированном угле, под которым лазер освещает сенсор, что должно упростить экспериментальную установку или устройство. Кроме того, в этой же статье была предложена схема измерения концентрации определённого белка в

растворе. Для этого сначала металлическая плёнка покрывалась антителами, специфичными к данному белку, а затем на сенсор наносился раствор с некоторой концентрацией анализируемых молекул. В зависимости от концентрации скорость изменения коэффициента отражения при фиксированном угле оказывалась разной. Этот же способ можно использовать и для измерений констант связи в различных парах тело-антитело, используя заранее известные концентрации растворов белков и измеряя временную динамику сигнала с плазмонного сенсора.

Кроме уже упоминавшихся выше методов мониторинга изменений положения плазмонного резонанса по углу, на котором он возникает, и по интенсивности отражённого сигнала при фиксированном угле, также повсеместно используются и другие методы — по длине волны, на которой возникает плазмонный резонанс, и по сдвигу фазы отражённого сигнала. Все эти методы измерений приведены на рисунке 1.5. Как было показано в работе [68] в случае плазмонного сенсора, основанного на схеме Кретчманна или на дифракционной решётке, все эти методы измерения имеют одинаковые ограничения на максимальную разрешающую способность сенсора. Таким образом вопрос об использовании той или иной схемы решается из соображений простоты экспериментальной схемы, наличия необходимого оборудования, компактности конечного устройства и т.п. Кроме того, авторы приходят к тому, что сенсоры уже вплотную приблизились к максимально возможной для таких схем чувствительности (с учётом ограничений современных технологий) и необходимы новые конфигурации плазмонных сенсоров, в которых эти ограничения возможно превзойти.

Перед обзором современных работ посвящённых плазмонным сенсорам, обсудим то, как в литературе принято характеризовать их качество. Основной характеристикой сенсоров, которая начала применяться ещё к сенсорам в конфигурации Кретчманна, является чувствительность. В зависимости от метода

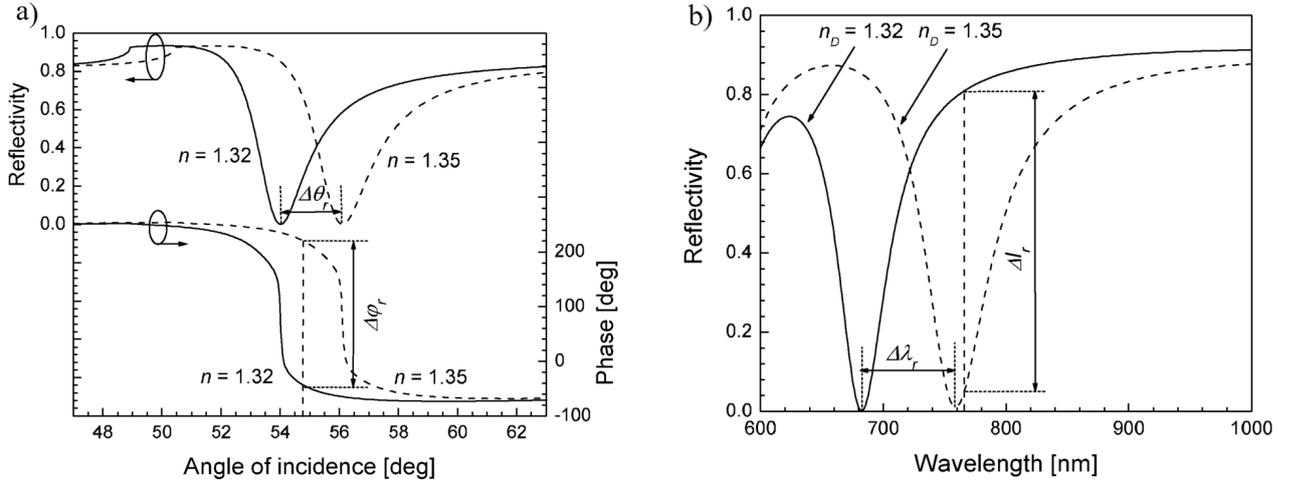


Рисунок 1.5 – Различные методы измерения сдвига плазмонного резонанса: по сдвигу угла возникновения резонанса и изменению фазы отражённого сигнала (а), по сдвигу длины волны возникновения резонанса и по изменению интенсивности отражённого сигнала (б). Сплошной линией показаны зависимости при показателе преломления аналита $n = 1.32$, пунктирной — при $n = 1.35$. Иллюстрация из работы [69].

измерений вводят спектральную, угловую, фазовую чувствительности и чувствительность по интенсивности сигнала. Они определяются следующими формулами:

$$S_\lambda = \frac{\Delta\lambda_r}{\Delta n}, \quad S_\theta = \frac{\Delta\theta_r}{\Delta n}, \quad S_\varphi = \frac{\Delta\varphi_r}{\Delta n}, \quad S_I = \frac{\Delta I_r}{\Delta n}, \quad (1.4)$$

где $\Delta\lambda_r$, $\Delta\theta_r$, $\Delta\varphi_r$ и ΔI_r — изменение длины волны резонанса, угла резонанса, фазы отражённого (прошедшего) сигнала и интенсивности отражённого (прошедшего) сигнала, соответственно, при изменении показателя преломления аналита на Δn . Единицы измерения Δn в этом контексте обозначаются как RIU (от англ. refractive index unit), таким образом спектральная чувствительность, например, измеряется в нм/RIU. Однако сравнивать сенсоры различной конфигурации по одним только величинами S_λ или S_θ нельзя, поскольку реально минимальная величина изменения показателя преломления Δn , которую можно зафиксировать на данной установке, зависит от ширины резонанса, а также от экспериментального оборудования и используемых методов математической

обработки сигналов. Чтобы иметь возможность сравнивать сенсоры различных конфигураций, исследуемые на различном оборудовании, используют показатель качества $FOM_\lambda = S_\lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — полная ширина на полувысоте резонанса. Эта величина оказывается обратно пропорциональна минимальному изменению показателя преломления, который возможно детектировать на данном сенсоре. Аналогично можно ввести показатель качества при измерениях по углу ($FOM_\theta = S_\theta/\delta\theta$) и фазе сигнала с сенсора ($FOM_\varphi = S_\varphi/\delta\varphi$). При проведении измерений по изменению интенсивности сигнала дополнительных величин вводить не надо — чувствительности S_I для разных сенсоров можно сравнивать напрямую.

Основным достоинством поверхностных плазмонов в схеме Кретчманна является их высокая чувствительность к локальным изменениям показателя преломления среды вблизи металлической плёнки. Это достигается за счёт высокой локализации поля плазмона — порядка 100 нм в видимой области длин волн, что по порядку величины совпадает с размером многих биомолекул. Благодаря этому даже небольшое количество биомолекул на поверхности металла вызывает существенный сдвиг резонанса. Однако, поскольку добротность поверхностного плазмона достаточно мала, зафиксировать такой сдвиг на фоне большой ширины резонанса оказывается достаточно сложно для малых концентраций исследуемого вещества. Поэтому в последнее время ведётся активный поиск альтернативных конфигураций сенсоров, в которых соотношение чувствительности возникающего в них резонанса к его ширине оказывалось бы лучше, чем в классической схеме Кретчманна.

Одним из подходов, который позволяет получить очень узкую линию в спектре отражения, является гибридизация поверхностной плазмонной волны с высокодобротной волноводной модой. Так в работе [70] предложено разместить волновод непосредственно на поверхности металлической плёнки (см. рисунок 1.6(a)), а в работах [71, 72] авторы предложили более сложную конфи-

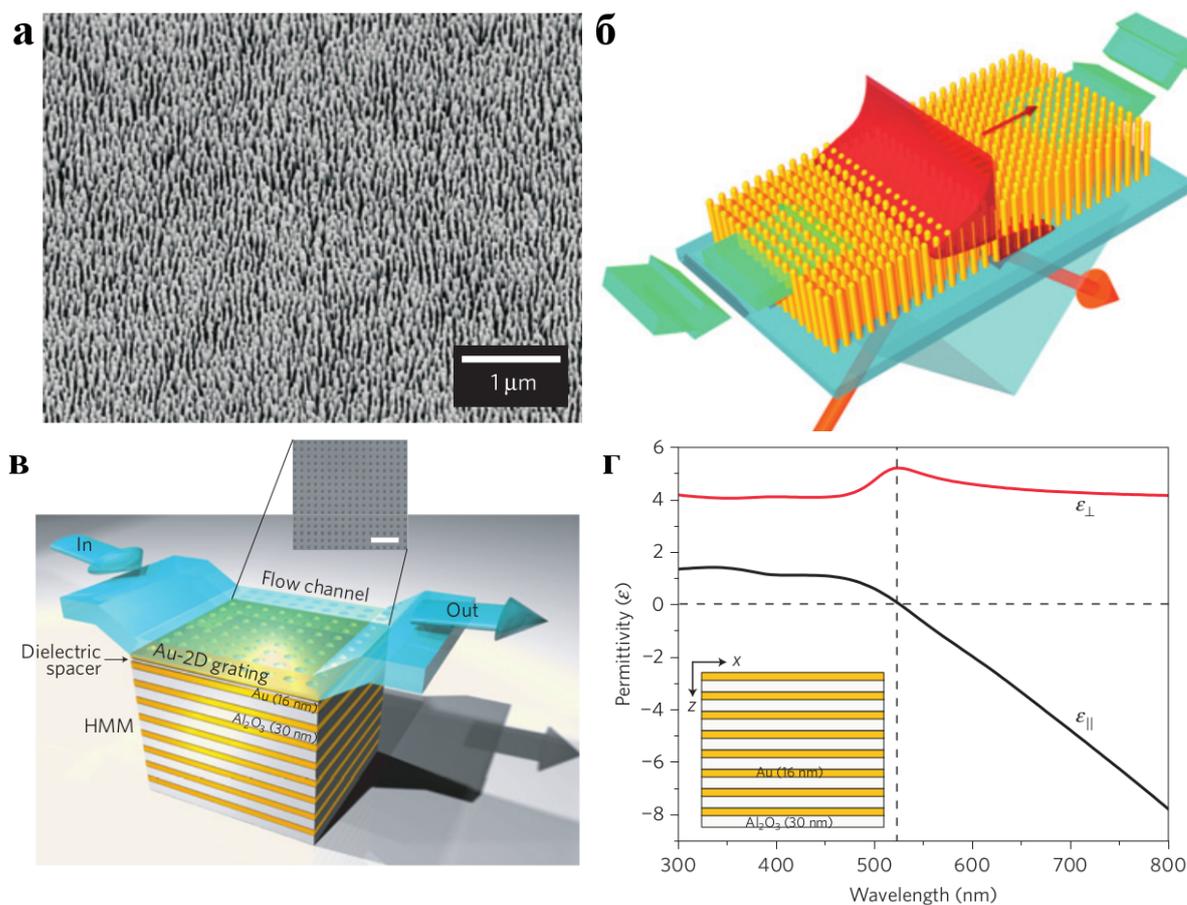


Рисунок 1.7 – Две схемы сенсора с использованием гиперболических метаматериалов. **а, б**: Сенсор, предложенный в работе [12]. Изображение сенсора в электронном микроскопе (**а**). Геометрия сенсора и вид чувствительной моды (**б**). **в, г**: Сенсор из работы [13]. Геометрия сенсора (**а**). Рассчитанные значения компонент диэлектрической проницаемости в зависимости от длины волны света в вакууме (**г**).

боты [12] является то, что они смогли поместить раствор с аналитом непосредственно внутрь метаматериала. Это оказалось возможно благодаря использованию гиперболического метаматериала (ГММ) в виде «леса» из золотых столбиков — жидкость с исследуемыми биомолекулами может свободно протекать сквозь такой метаматериал. Также повышению чувствительности в такой схеме способствует то, что у ГММ такого типа имеются собственные моды, поле которых сосредоточено внутри метаматериала. Таким образом достигается высокая степень перекрытия аналита и чувствительной моды. К сожалению, большая

чувствительность сенсора (около 32000 нм/RIU) частично нивелируется низкой добротностью чувствительной моды и, как следствие, широким резонансом в спектре отражения. Показатель качества такого сенсора оказывается около 330 RIU⁻¹.

Сенсор, изображённый на рисунке 1.7(в,г), также имеет в своём составе гиперболический материал, состоящий из чередующихся планарных слоёв золота и оксида алюминия. Сверху этот метаматериал покрыт слоем золота с периодической решёткой отверстий — за счёт этого плазмонные волны в метаматериале возбуждаются без использования призмы и даже при нормальном падении света. Такая конфигурация позволяет делать устройства чрезвычайно компактными. Несмотря на то, что в этом сенсоре аналит располагается над метаматериалом, а не внутри него, использование ГММ обеспечивает высокую чувствительность — до 30000 нм/RIU. Ширина плазмонного резонанса при этом оказывается почти в 2 раза ниже, чем в работе [12], благодаря чему FOM сенсора оказывается чрезвычайно высоким — около 590 RIU⁻¹.

Существуют также сенсоры, в которых возможно возбуждение сразу нескольких чувствительных мод. Поскольку разные моды возбуждаются на разных длинах волн, они имеют различные глубины проникновения поля в аналит. Эту особенность можно использовать для оценки толщины слоя налипших биомолекул или для компенсации флуктуаций показателя преломления раствора, как это было показано в серии работ [73–75].

Помимо сенсоров, в которых чувствительными к изменению окружения являются распространяющиеся моды (поверхностные плазмоны или моды фотонных кристаллов, ГММ и других структур), существуют также сенсоры, в которых эту роль играют локализованные резонансы на плазмонных наночастицах. Так в работе [16] в качестве сенсора используется массив золотых нанострежней внутри микрофлюидных каналов, по которым через чувствительный элемент прокачиваются необходимые буферные и функционализирующие растворы, и

растворы с аналитом. В работе [76] продемонстрирован сенсор водорода на наночастицах. В основе сенсора лежит эффект абсорбции палладием водорода с образованием гидрида палладия. При этом диэлектрические свойства палладия меняются, что можно зафиксировать, например, в изменении сечения рассеяния палладиевых наночастиц. Однако этот эффект является очень слабым и, чтобы усилить его, авторы предложили размещать рядом с палладиевой наночастицей треугольную золотую (см. рисунок 1.8). В результате удалось достичь детекции водорода уже при его парциальном давлении в 8 торр.

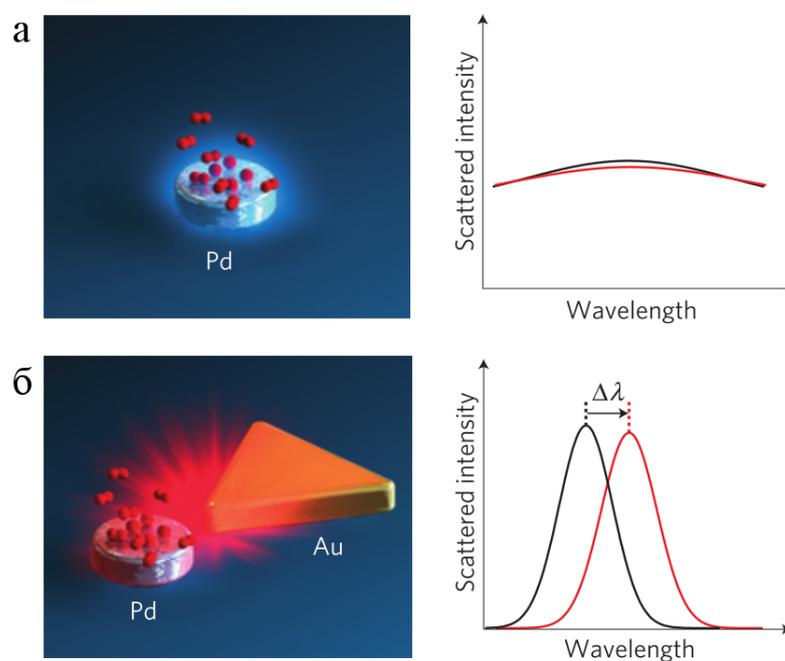


Рисунок 1.8 – Палладиевая частица, поглощающая водород и соответствующее слабое изменение спектрального отклика (а). При добавлении треугольной золотой наночастицы спектральный отклик существенно увеличивается (б). Иллюстрация из работы [76].

В другой работе [77] авторы используют киральные наночастицы из сплава серебра и титана, за счёт чего добиваются высоких значений чувствительности (1091 нм/RIU) и показателя качества (2800 RIU^{-1}). Идея авторов заключается в следующем. Чувствительность локализованных резонансов на наночастицах обратно пропорциональна дисперсии диэлектрической проницаемости матери-

ала, из которого они сделаны:

$$S_\lambda \propto \left(\frac{d\varepsilon_r}{d\lambda} \Big|_{\lambda^*} \right)^{-1}, \quad (1.5)$$

где ε_r — диэлектрическая проницаемость на резонансной длине волны, λ — длина волны, λ^* — резонансная длина волны. Использование сплавов из серебра и титана позволяет управлять дисперсией диэлектрической проницаемости частиц, делая её более плоской и тем самым увеличивая чувствительность. Использование же киральных частиц (закрученных в виде спирали) позволяет в качестве измеряемого параметра использовать циркулярный дихроизм, при этом отслеживается смещение точки, в которой он равен нулю.

Зачастую, однако, для практических приложений простота изготовления и использования сенсора оказываются важнее рекордных показателей чувствительности. Так идея использовать эффект экстраординарного прохождения через металлическую плёнку с решёткой отверстий, была впервые предложена в работе [14] в 2003 году. В 2010 году была продемонстрирована возможность использования такого сенсора для детектирования вируса Эбола [78]. А в 2014 году эта же схема использовалась в работе [15] при исследовании раковых клеток и экзосом, которые они выбрасывают. Несмотря на то, что использованный плазмонный сенсор обладал средними характеристиками ($S_\lambda \approx 400$ нм/RIU, FOM = 21 RIU⁻¹), авторы утверждают, что по пределу обнаружения он значительно превзошёл метод иммуноферментного анализа, который на данный момент является стандартом в этой отрасли. При этом концентрации аналита полученные с помощью плазмонного сенсора и методом иммуноферментного анализа хорошо коррелируют ($R^2 > 98\%$).

Всё это говорит о том, что плазмонные сенсоры уже сейчас являются отличным инструментом при проведении биологических исследований, а также медицинских анализов. Увеличение же пределов обнаружения сенсоров долж-

но открыть новые возможности для исследований там, где на данный момент ещё не существует методов достаточной чувствительности.

3. Плазмонный лазер

Долгое время производительность компьютеров увеличивалась по большей части за счёт роста тактовой частоты процессоров. Однако сопряжённое с этим увеличение тепловыделения установило верхнюю границу на возможности такого роста. Дальнейший рост производительности происходил уже за счёт оптимизации и улучшения других параметров процессоров. И хотя скорость компьютеров продолжает увеличиваться, фундаментальные ограничения, связанные с использованием электронных компонентов, тормозят их развитие. Считается, что одним из решений этой проблемы является замена электронных компонентов на оптические, поскольку потери и нагрев в них существенно меньше, и они могут работать на более высоких частотах. Однако для реализации полноценного оптического компьютера необходима разработка оптических логических элементов, волноводов, оптических систем хранения информации и др. Создание такого компьютера с нуля является чрезвычайно сложной задачей. Кроме того, экономически необходимо, чтобы технологии изготовления элементов оптических компьютеров были совместимы с современными технологиями изготовления процессоров и других микросхем. Поэтому на данный момент более остро стоит задача интеграции оптических компонент в классические компьютеры там, где это возможно, нежели создание полностью оптического компьютера с нуля. Одним из таких вариантов интеграции, является создание оптических линий передачи информации внутри одной микросхемы — так называемых оптических интерконнекторов. Помимо непосредственно линий, по которым информация будет передавать в виде фотонов, для реализации такого рода элементов на чипе необходимы достаточно миниатюрные источники электромагнитного

излучения, которые будут преобразовывать электрический сигнал на входе в оптический на выходе. Этого можно добиться, в частности, с помощью миниатюрных плазмонных лазеров, в которых объём лазерной моды может быть меньше дифракционного предела.

Существует также мотивация для создания наноразмерных источников света, связанная с биологическими приложениями. Так плазмонные лазеры могут использоваться для визуализации внутриклеточной динамики [79, 80], раковой терапии [81, 82], а также в качестве сенсоров различных биомолекул [14, 78, 83, 84]. Так, в работе [82] в качестве плазмонных нанолазеров использовались золотые частицы диаметром 10 нм, покрытые слоем усиливающей среды. К нанолазеру затем прикреплялись молекулы фолиевой кислоты, с которыми могут эффективно связываться рецепторы фолиевой кислоты, экспрессирующиеся на поверхности большинства раковых клеток человека и практически отсутствующие на поверхности обычных клеток. После инкубации раствора плазмонных лазеров с раковыми клетками и обычными клетками, лазеры оказывались прикреплены к поверхности раковых клеток и почти отсутствовали на поверхности обычных. Далее, посылая на клетки импульсы накачки, по уровню сигнала на частоте генерации лазеров авторы могли определить наличие или отсутствие раковых клеток в данном растворе. А посылая затем особо интенсивные импульсы накачки, можно нагреть золотое ядро плазмонного лазера так, что вокруг него образуется пузырь газа, разрушающий раковую клетку. Таким образом, использование плазмонных лазеров в будущем возможно позволит сочетать в рамках одного подхода и диагностику, и лечение раковых заболеваний.

В другой работе с потенциалом для биологических применений плазмонный лазер в виде решётки отверстий в серебряной плёнке служит для определения неизвестной концентрации молекул аналита [84]. Так, авторы показывают, что интенсивность излучения лазера существенно меняется при добавлении в активную среду поглощающих молекул. Комбинируя подход представленной в этой

работе, с уже существующими наработками в области пассивных (без лазерной генерации) плазмонных сенсоров, можно получить устройство чрезвычайно чувствительное к малым изменениям концентрации биомолекул.

Упомянув некоторые из возможных применений плазмонных лазеров, вернёмся немного назад и обсудим, чем же являются плазмонные лазеры, в чём их отличия от обычных лазеров и какие конфигурации плазмонных лазеров существуют на настоящий момент. Впервые концепция плазмонного лазера была теоретически предложена в работе [19] в 2003 году и заключалась в следующем. Вместо использования оптического резонатора, как в обычном лазере, предлагалось использовать плазмонную наночастицу с тем, чтобы активная среда безызлучательно передавала энергию в моду этой наночастицы. В качестве иллюстрации этой идеи на рисунке 1.9 показана простейшая схема плазмонного лазера на основе сферической плазмонной частицы, покрытой активной средой из квантовых точек. Основное отличие от обычного лазера заключается в том, что вместо вынужденного излучения в моды оптического резонатора, энергия из усиливающей среды переходит в локализованные или поверхностные плазмонные моды. В дальнейшем у плазмона, как правило, есть два канала для затухания — омический, связанный с джоулевыми потерями в металле, и радиационный, связанный с излучением фотонов. Существуют однако так называемые тёмные моды, у которых радиационный канал затухания отсутствует. Благодаря этому лазеры, построенные на таких модах, как правило, требуют меньшей накачки для достижения порога генерации, не излучают в дальнее поле и обладают интенсивным ближним полем. Эти особенности лазеров на тёмных модах хорошо подходят для некоторых биологических приложений, таких как термическая терапия раковых клеток и детектирование биомолекул, а также для возбуждения плазмонных или фотонных волноводов в линиях передачи информации.

В последние годы плазмонные лазеры были экспериментально реализова-

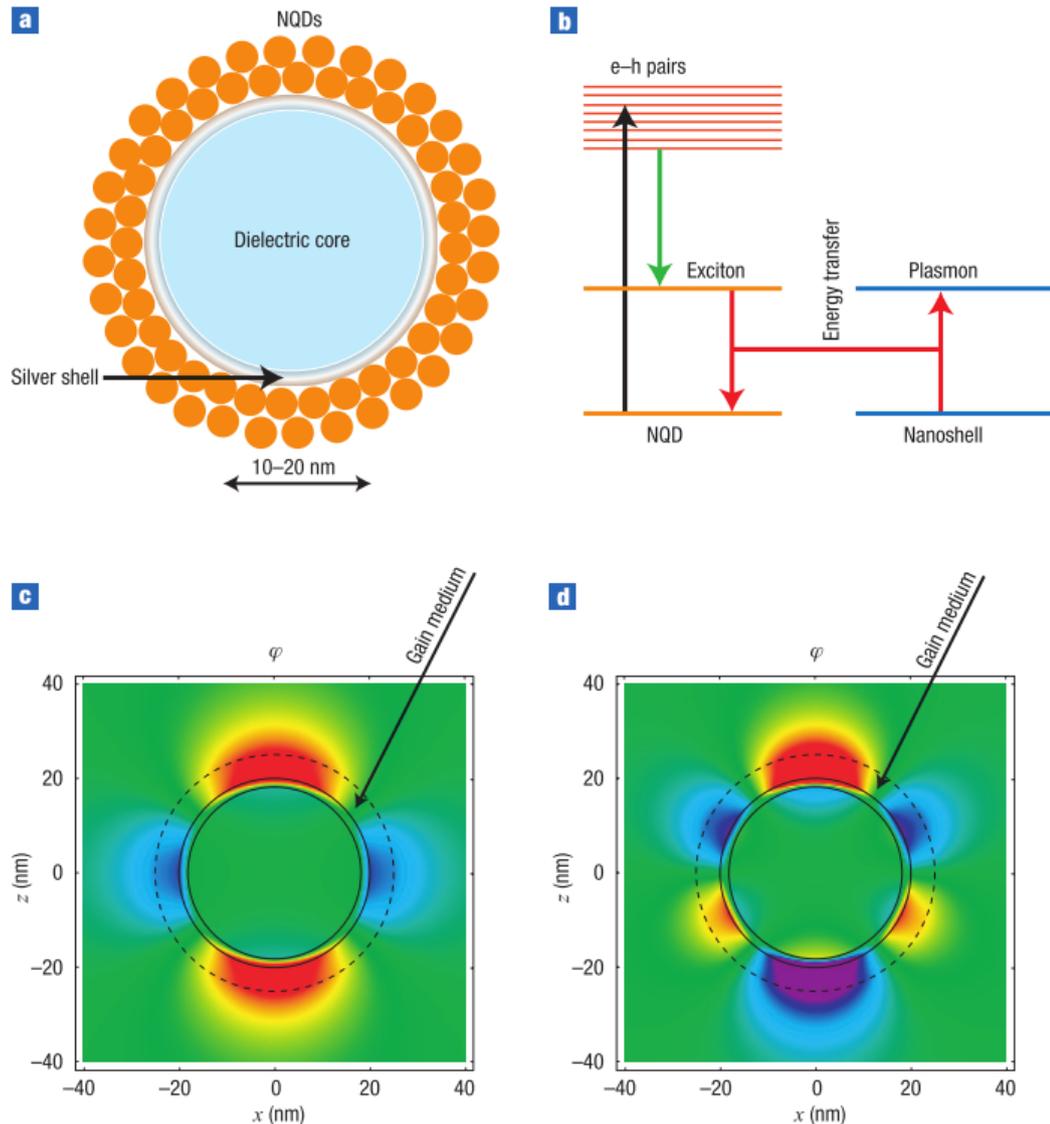


Рисунок 1.9 – Схема плазмонного лазера на модах сферической частицы. **(а)** Геометрия плазмонного лазера — сферическая диэлектрическая частица покрыта тонким слоем серебра и слоем активной среды (нанокристаллическими квантовыми точками). **(б)** Схема энергетических уровней плазмонного лазера. Внешняя накачка переводит электрон-дырочную пару на верхний уровень энергии (чёрная стрелка), откуда она релаксирует на экситонный уровень (зелёная стрелка). Экситон рекомбинирует и безызлучательно передаёт свою энергию моде плазмонной частицы (красные стрелки). **(с и д)** Потенциал для двух различных собственных мод плазмонной частицы. Иллюстрация из работы [85].

ны во множестве различных геометрий. Первыми были продемонстрированы плазмонные лазеры в виде полупроводниковых столбиков, покрытых серебром [20, 86], в виде полупроводникового стержня на серебряной подложке [21]

и в виде золотых частиц, покрытых молекулами красителя [22]. В работе [21] была достигнута локализация поля моды в двух измерениях с площадью локализации около $\lambda^2/400$. В работе [87], являющейся продолжением серии статей [20, 86], была достигнута лазерная генерация в инфракрасном диапазоне при комнатной температуре и объёме моды $0.67\lambda^3$. В другой статье, посвящённой аналогичной конфигурации плазмонного лазера (см. рисунок 1.10), была продемонстрирована ещё большая локализация поля — около $0.28(\lambda/n)^3$ [88]. Кроме того, в этой же работе было продемонстрировано как излучение лазера можно заводить в волновод из кремния на изоляторе, что делает это устройство совместимым с современными технологиями изготовления полупроводниковых приборов.

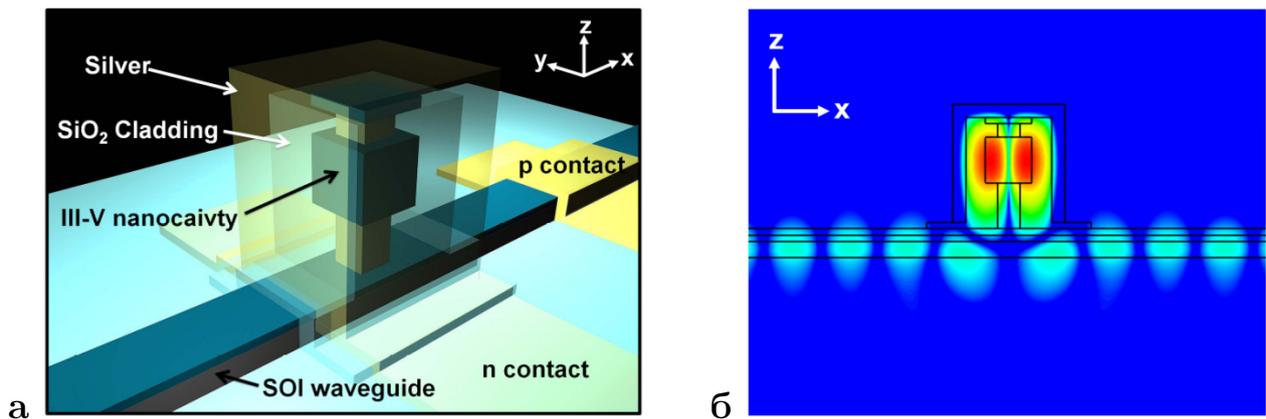


Рисунок 1.10 – (а) Схема полупроводникового плазмонного лазера, расположенного на волноводе в кремнии на изоляторе. (б) Логарифм распределения поля в лазере и волноводе. Показано, как излучение лазера связывается с распространяющимися модами волновода. Иллюстрация из работы [88].

Описанные выше конфигурации плазмонных лазеров составляют лишь небольшую часть всех представленных в литературе геометрий. Помимо указанных выше, можно отметить также плазмонные лазеры на таммовских состояниях на границе металла и брэгговского зеркала [89, 90], лазер из плазмонной антенны в виде бабочки [91], лазер в виде Фабри-Перо резонатора для поверхностных плазмонов [92], лазер на цепочке плазмонных частиц [93]. Отдельно

остановимся на классе плазмонных лазеров, в которых роль резонатора выполняет периодическая решётка рассеивателей — металлических включений в планарный диэлектрический волновод или рассеивателей на поверхности металлической плёнки, поддерживающей распространение поверхностных плазмонов (см. рисунок 1.11). Распространяясь по такому резонатору, волна частич-

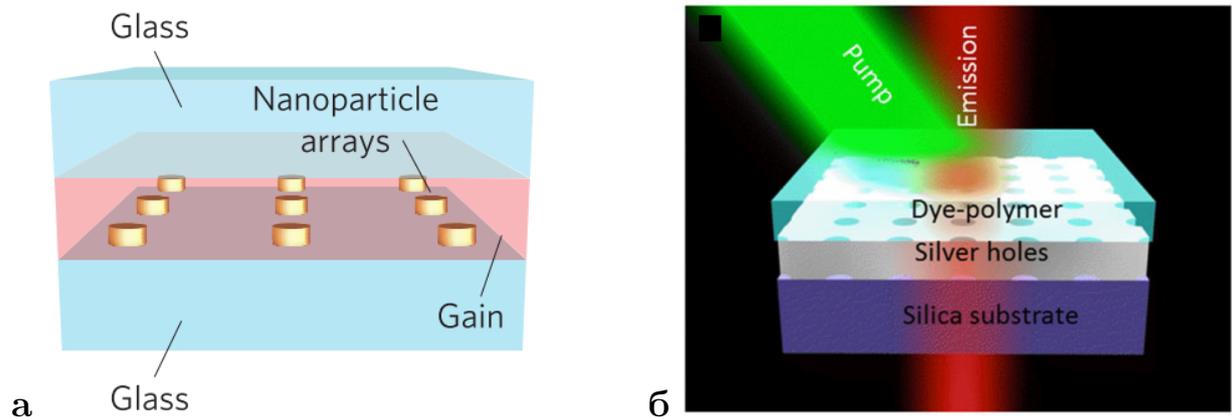


Рисунок 1.11 – Основные типы плазмонных лазеров с распределённой обратной связью. (а) Планарный диэлектрический волновод с периодической решёткой включений из плазмонных частиц (иллюстрация из [94]). (б) Металлическая плёнка, перфорированная периодической решёткой отверстий (иллюстрация из [95]).

но отражается от неоднородностей. Если период волны совпадает с периодом решётки, отражённые волны оказываются в фазе и решётка неоднородностей работает как распределённое зеркало, отсюда название такого типа лазеров — лазеры с распределённой обратной связью. С одной стороны такие лазеры имеют значительно бóльшие размеры, по сравнению с плазмонными лазерами в виде наночастиц — в направлении периодичности их размеры могут составлять десятки микрон, с другой — они позволяют получать узкую диаграмму направленности. Такие свойства плазмонных лазеров с распределённой обратной связью могут найти применение в задачах спектроскопии и детектирования [84,96]. Длина волны лазерной генерации в таком лазере оказывается напрямую связана с действительной частью диэлектрической проницаемости активной среды.

При использовании молекул красителя, растворённых в жидкости, в качестве активной среды, меняя показатель преломления растворителя, можно получить лазеры с распределённой обратной связью с перестраиваемой длиной волны излучения, как было продемонстрировано в работе [96]. Кроме того, такой подход позволяет добавлять молекулы аналита (вещества концентрацию или наличие которого необходимо определить) непосредственно в активную среду, доставляя его в области, где интенсивность поля максимально высока, и таким образом обеспечивая максимальную чувствительность. Этого невозможно добиться с помощью активной среды из полупроводников или молекул красителя в твёрдой диэлектрической матрице.

Однако существуют особенности плазмонных лазеров, которые делают их неприменимыми в некоторых приложениях. В первую очередь такой особенностью является высокий порог лазерной генерации. Поскольку использование металлических частей в резонаторах неизбежно приводит к джоулевым потерям, это существенно увеличивает порог по сравнению с чисто диэлектрическими лазерами. Другим фактором, также вносящим существенный вклад в увеличение порога, являются радиационные потери. Более того, для некоторых собственных мод различных резонаторов (даже металлических), они могут доминировать над джоулевыми потерями. К счастью, решением этой проблемы может быть использование резонаторов, поддерживающих «тёмные» моды — моды, в которых отсутствуют радиационные потери. При этом, если необходимо, чтобы лазер излучал, можно немного изменять геометрию резонатора, чтобы контролируемо добавлять радиационные потери [97]. В целом, проблема минимизации порога исследована в литературе недостаточно обширно — известна одна работа, в которой изучается вопрос о минимальном пороге в геометрии лазера из металлической наночастицы в оболочке из усиливающей среды [98].

Глава II

Фундаментальные ограничения на скорость спонтанного излучения атомов и молекул вблизи плоских металл-диэлектрических слоистых сред

В настоящей главе мы теоретически покажем, что существуют ограничения на максимальное значение радиационной скорости распада атома вблизи плоской слоистой металл-диэлектрической среды в отсутствие вытекающих мод. Кроме того, мы продемонстрируем как эти ограничения можно обойти с помощью вытекающих мод и приведём конфигурацию системы, в которой можно получить десятикратное увеличение радиационной скорости распада для атома вблизи тонкого слоя металла по сравнению с атомом в вакууме. Мы будем изучать спонтанный распад атома вблизи слоя, оптические свойства которого описываются тензором эффективной диэлектрической проницаемости. Использование приближения эффективной среды существенно упростит нашу задачу по сравнению с рассмотрением произвольной слоистой среды, состоящей из чередующихся слоёв металла и диэлектрика, но при этом не повлияет на фундаментальные ограничения, обнаруженные в настоящей работе. Влияние приближения эффективной среды на описание спонтанного распада атомов вблизи гиперболических метаматериалов рассматривалось в работах [60, 61].

На Рис. 2.1 приведено схематическое изображение геометрии исследуемой задачи. Выберем оси координат таким образом, чтобы плоскость xu совпадала с границами слоёв. В этом случае из симметрии геометрии следует, что тензор эффективной диэлектрической проницаемости слоистой среды будет иметь диагональный вид $\hat{\epsilon} = \text{diag}(\epsilon_\rho, \epsilon_\rho, \epsilon_z)$. То есть такая среда является одноосной с оптической осью направленной вдоль оси z . Кроме того, мы накладываем сле-

дующие ограничения на материальные свойства слоистой среды: $\text{Im}\varepsilon_{\rho,z} \geq 0$ (не рассматриваются среды с усилением) и $\mu_{\rho,z} = 1$ (не рассматриваются магнитные среды). В дальнейшем мы будем проводить вычисления для сред без поглощения. Это не влияет на основные выводы, к которым мы приходим в настоящей работе, однако отсутствие нерадиационного канала распада существенно упрощает анализ. Атом в нашей модели представляет собой осциллирующий электрический диполь с дипольным моментом $\mathbf{p} = \{p_x, p_y, p_z\} = \{\mathbf{p}_\rho, p_z\}$. Диполь размещён в верхнем полупространстве, в воздухе ($\varepsilon_1 = 1$ и $\mu = 1$), непосредственно над слоистой средой.

Далее мы рассмотрим излучение диполя вблизи различных геометрий слоистой среды и различных диэлектрических проницаемостей подложки.

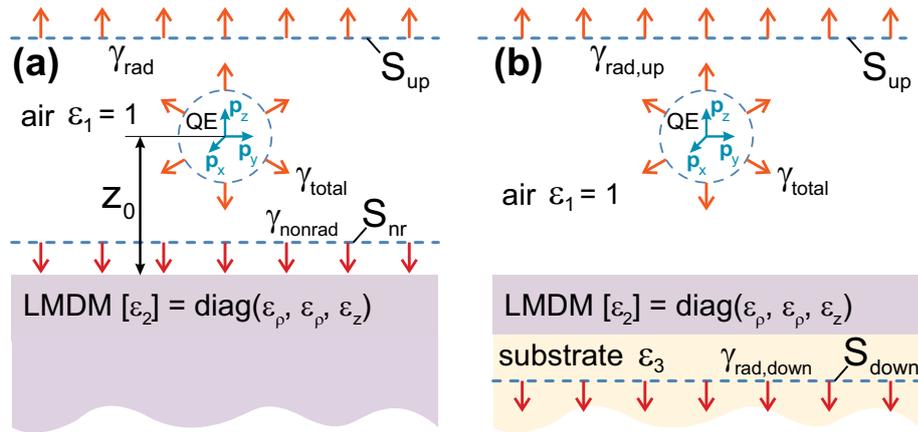


Рисунок 2.1 – Схематическое изображение геометрии и каналов спонтанного распада атомов вблизи полупространства (a) и слоя (b) с эффективной анизотропной проницаемостью. γ_{total} , γ_{rad} , γ_{nonrad} — полная, радиационная и нерадиационная скорости распада. Скорость радиационного распада в верхнее и нижнее полупространства, а также нерадиационная скорость распада вычисляются путём интегрирования по плоскостям S_{up} , S_{down} и S_{nr} , соответственно.

1. Диполь вблизи полупространства из анизотропного одноосного материала

В самой простой конфигурации, изображённой на Рис. 2.1(a), диполь располагается над полупространством с тензором эффективной диэлектрической про-

нищаемости. В этом случае вся энергия, которая попадает в полупространство, поглощается даже при наличии бесконечно малых потерь и не даёт вклад в радиационную скорость распада. Следовательно, радиационная скорость определяется только потоком энергии, проходящим через виртуальную поверхность S_{up} , расположенную над диполем и параллельную поверхности полупространства (то есть таким образом, чтобы диполь оказался между полупространством и виртуальной плоскостью, см. Рис. 2.1(а)). Радиационная скорость $\gamma_{rad,up}$ такого диполя может быть нормирована на скорость распада такого же диполя в вакууме, в отсутствие какого бы то ни было окружения, γ_0 . Выражение для нормированной скорости распада известно [30]:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{rad,up} = \int_0^{\pi/2} \eta_0(k_0 \cos \theta) \sin \theta d\theta = \frac{1}{k_0} \int_0^{k_0} \eta_0(h) dh, \quad (2.1)$$

где

$$\eta_0(h) = \frac{3}{4} k_0^{-2} |\mathbf{p}|^{-2} \left\{ |p_z|^2 (k_0^2 - h^2) |1 + r_{1,2}^p \exp(2ihz_0)|^2 + \frac{1}{2} |\mathbf{p}_\rho|^2 \left[h^2 |1 - r_{1,2}^p \exp(2ihz_0)|^2 + k_0^2 |1 + r_{1,2}^s \exp(2ihz_0)|^2 \right] \right\} \quad (2.2)$$

и $h = k_0 \cos \theta = \sqrt{k_0^2 - k_\rho^2}$ — компонента волнового вектора в верхнем полупространстве (в воздухе), нормальная к поверхности полупространства, $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме, λ — длина волны в вакууме, z_0 — расстояние от диполя до границы полупространства, $r_{1,2}^j(h)$, $j = \{p, s\}$ — коэффициенты Френеля отражения p - и s -поляризованных волн от границы слоистого полупространства:

$$r_{1,2}^p(h) = \frac{\varepsilon_\rho h - k_{2z}^p(h)}{\varepsilon_\rho h + k_{2z}^p(h)}, \quad r_{1,2}^s(h) = \frac{h - k_{2z}^s(h)}{h + k_{2z}^s(h)}, \quad (2.3)$$

где $k_{2z}^p(h) = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\rho - (k_0^2 - h^2) \varepsilon_\rho / \varepsilon_z}$ и $k_{2z}^s(h) = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_\rho - k_0^2 + h^2}$ — z -компоненты волнового вектора в полупространстве для p - и s -поляризованных волн, соответственно.

Оценить максимальное значение радиационной скорости распада в данной конфигурации можно аналитически. Из закона сохранения энергии следует, что коэффициенты отражения по модулю не превосходят единицу для распространяющихся (не эванесцентных) волн, $|r_{1,2}^{p,s}(h)| \leq 1$. В таком случае, из уравнений (2.1) и (2.2) можно увидеть, что максимизация радиационной скорости распада z -ориентированного диполя приводит к условию $r_{1,2}^p \exp(2ihz_0) = 1$. Выражение для скорости распада в этом случае принимает вид:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)_{\text{rad,up}} \Big|_{\mathbf{p}_\rho=0} \leq \frac{3}{k_0^3} \int_0^{k_0} (k_0^2 - h^2) dh = 2 \quad (2.4)$$

Такая максимизация соответствует случаю атома, расположенного на поверхности идеального электрического проводника (ПЕС — perfect electric conductor). Для диполя, ориентированного в плоскости xy для максимизации требуется $r_{1,2}^p \exp(2ihz_0) = -1$ и $r_{1,2}^s \exp(2ihz_0) = 1$:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)_{\text{rad,up}} \Big|_{\mathbf{p}_z=0} \leq \frac{3}{2k_0^3} \int_0^{k_0} (k_0^2 + h^2) dh = 2 \quad (2.5)$$

Этот случай соответствует атому, расположенному на поверхности идеального магнитного проводника (ПМС — perfect magnetic conductor).

Ситуации, описанные выше, представляют собой ограничение сверху на возможные значения радиационной скорости распада квантового излучателя, расположенного вблизи полупространства с эффективным тензором диэлектрической проницаемости. Любые ориентации, значения коэффициентов отражения и расстояния между атомом и границей полупространства приведут к уменьшению нормированной радиационной скорости распада:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{rad,up}}^{\text{half-space}} \leq 2 \quad (2.6)$$

Это фундаментальное ограничение справедливо также и в случае других полупространств — реальных слоистых материалов с границами слоёв, параллельными плоскости xy , составленных из материалов без усиления.

2. Радиационный распад в верхнее полупространство для диполя вблизи слоя анизотропного одноосного материала

Несколько более сложной является конфигурация, в которой диполь расположен вблизи слоя конечной толщины d , как показано на Рис. 2.1(b). Тем не менее, те же ограничения справедливы и в данном случае, поскольку радиационная скорость распада в верхнее полупространство по-прежнему описывается формулами (2.1) и (2.2), в которых теперь коэффициенты Френеля (2.3) для полупространства заменены на коэффициенты отражения от анизотропного слоя для p - или s -поляризованного света, $r_{1,2}^{p,s}(h) \rightarrow r_{p,s}(h)$:

$$r_{p,s}(h) = \frac{r_{1,2}^{p,s} + r_{2,3}^{p,s} \exp(2ik_{2z}^{p,s}d)}{1 + r_{1,2}^{p,s}r_{2,3}^{p,s} \exp(2ik_{2z}^{p,s}d)}, \quad (2.7)$$

где коэффициенты $r_{1,2}^{p,s}$ определены в (2.3), а остальные определяются следующими выражениями:

$$r_{2,3}^p(h) = \frac{\varepsilon_3 k_{2z}^p - \varepsilon_\rho k_{3z}}{\varepsilon_3 k_{2z}^p + \varepsilon_\rho k_{3z}}, \quad r_{2,3}^s(h) = \frac{k_{2z}^s - k_{3z}}{k_{2z}^s + k_{3z}}, \quad (2.8)$$

где ε_3 — диэлектрическая проницаемость полупространства без атома, ниже слоя (см. Рис. 2.1(b)), а $k_{3z}(h) = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_3 - k_0^2 + h^2}$ — z -компонента волнового вектора в этом полупространстве.

Применяя рассуждения, аналогичные приведённым в разделе 1, можно показать, что нормированная радиационная скорость распада в полупростран-

ство, в котором содержится диполь, не превышает 2,

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{rad,up}}^{\text{slab}} \leq 2. \quad (2.9)$$

3. Радиационный распад в нижнее полупространство для диполя вблизи слоя анизотропного одноосного материала взвешенного в воздухе

В настоящем разделе покажем, что скорость радиационного распада атома вблизи слоя, заключённого между полупространств с $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$, в нижнее полупространство ($\gamma_{\text{rad,down}}$) не превосходит $1/2$.

Радиационная скорость распада в нижнее полупространство может быть определена с помощью подхода, аналогичного применённому в разделе 1, с той разницей, что теперь интегрирование потока энергии необходимо производить по виртуальной поверхности S_{down} , расположенной ниже слоя и параллельно его поверхности (см. Рис. 2.1). В этом случае мы получим следующее выражение для скорости распада:

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{rad,down}} = \frac{1}{k_0} \int_0^{k_0} \eta_1(h) dh, \quad (2.10)$$

где подынтегральное выражение

$$\eta_1(h) = \frac{3}{4} k_0^{-2} |\mathbf{p}|^{-2} \left\{ |p_z|^2 (k_0^2 - h^2) |t_p(h)|^2 + \frac{1}{2} |\mathbf{p}_\rho|^2 [h^2 |t_p(h)|^2 + k_0^2 |t_s(h)|^2] \right\} \quad (2.11)$$

зависит от комплексного коэффициента прохождения

$$t_{p,s}(h) = \frac{[1 - (r_{1,2}^{p,s})^2] \exp(ik_{2z}^{p,s} d)}{1 - (r_{1,2}^{p,s})^2 \exp(2ik_{2z}^{p,s} d)}, \quad (2.12)$$

а комплексные коэффициенты отражения $r_{1,2}^{p,s}(h)$ и волновые числа определены в (2.3).

Поскольку в настоящем разделе мы рассматриваем симметричный случай ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3$), в соответствие с законом сохранения энергии $|t_{p,s}(h)| \leq 1$. Из формул (2.10) и (2.11) следует

$$\begin{aligned} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{rad,down}} &= \frac{1}{k_0} \int_0^{k_0} \eta_1(h) dh \\ &\leq \frac{3}{4} k_0^{-3} |\mathbf{p}|^{-2} \int_0^{k_0} \left[|p_z^2| (k_0^2 - h^2) + \frac{1}{2} |\mathbf{p}_\rho|^2 (k_0^2 + h^2) \right] dh = \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Этот результат оказывается интуитивно понятным, если использовать следующие рассуждения. Максимальная скорость радиационного распада ($|t_{p,s}| = 1$) достигается при $\varepsilon_2 = 1$, то есть в отсутствие какого бы то ни было материала. В этом случае, как следует из соображений симметрии, диполь в равной степени излучает в верхнее и нижнее полупространство. Добавление слоя вещества с $\varepsilon \neq 1$ и без усиления не может увеличить коэффициент прохождения больше 1. В результате, радиационная скорость распада атома, расположенного вблизи слоя, взвешенного в вакууме ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$), не превышает $1/2$ для любого одноосного материала с оптической осью, направленной вдоль оси z и без усиления.

Проиллюстрируем этот результат также графиками скорости радиационного распада. На Рис. 2.2 изображены скорости радиационного распада диполя, ориентированно по нормали к поверхности и вдоль границы слоя. Слой — изотропный, без поглощения ($\varepsilon_\rho = \varepsilon_z = \varepsilon_2 + i0$). Диполь расположен на границе слоя, толщина которого $d = 1/k_0$.

Как можно видеть из Рис. 2.2а радиационная скорость распада в верхнее полупространство нигде не достигает своего максимума на выбранном диапазоне значений диэлектрической проницаемости. Однако, для нормальной ориента-

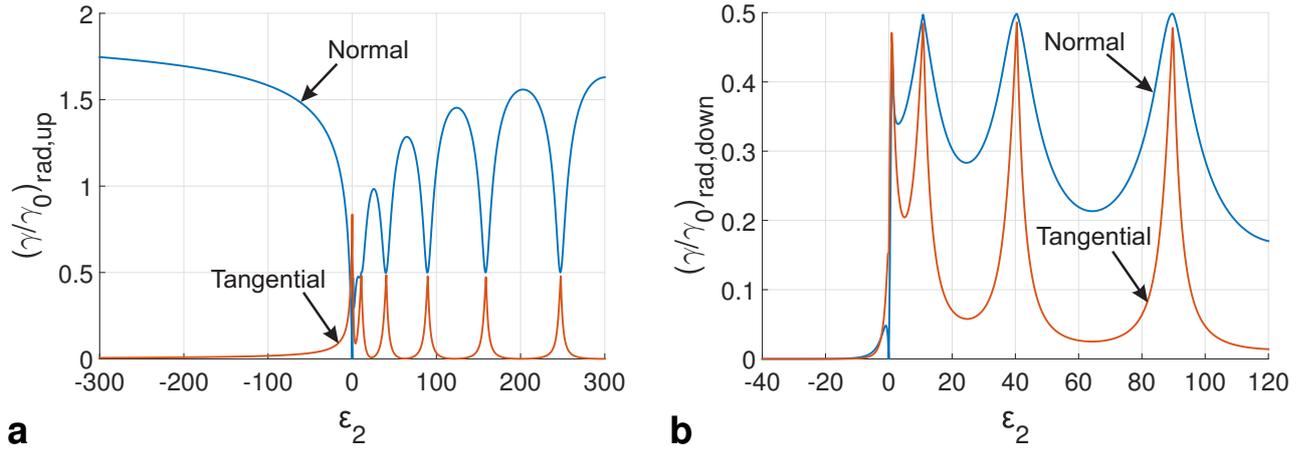


Рисунок 2.2 – Радиационная скорость распада электрического диполя, излучающего в вакууме вблизи изотропного слоя с диэлектрической проницаемостью ε_2 , в верхнее (а) и нижнее полупространство (б). Диполь расположен на поверхности ($z_0 = 0$) слоя толщиной $k_0 d = 1$.

ции диполя, при стремлении диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2 \rightarrow \infty$, радиационная скорость распада будет стремиться к своему максимальному значению равному 2. В то же самое время, радиационная скорость тангенциального диполя (ориентированного вдоль поверхности слоя) стремится к нулю. Для скорости радиационного распада в полупространство за слоем картина иная. Максимальное значение для обеих ориентаций дипольного момента скорость распада достигает при $\varepsilon_2 = 1$ (см. Рис. 2.2б). Однако для выбранной толщины слоя близкие к максимальным значения наблюдаются также для ε_2 около 10, 40 и 90. Для этих значений диэлектрической проницаемости слоя выполняется соотношение $k_{2z}^{p,s} d = \pi n$, где n — целое число, то есть на толщину слоя веществе приходится целое число длин полуволн. При этом неважно, чему равен коэффициент отражения $r_{1,2}^{p,s}$ — за счёт интерференции коэффициент $t_{p,s}$ будет по модулю равен единице (для волны с $k_x = 0$).

Аналогичная картина наблюдается и для слоя из анизотропного одноосного вещества. На Рис. 2.3 изображена радиационная скорость распада диполя в нижнее полупространство в зависимости от компонент тензора диэлектрической проницаемости для двух ориентаций дипольного момента — вдоль по-

верхности слоя (Рис. 2.3а) и по нормали к поверхности (Рис. 2.3б). Как и можно было ожидать, радиационная скорость распада нигде не превосходит $1/2$. Максимумы радиационной скорости как и раньше приближённо соответствуют условию $k_{2z}^{p,s} d = \pi n$.

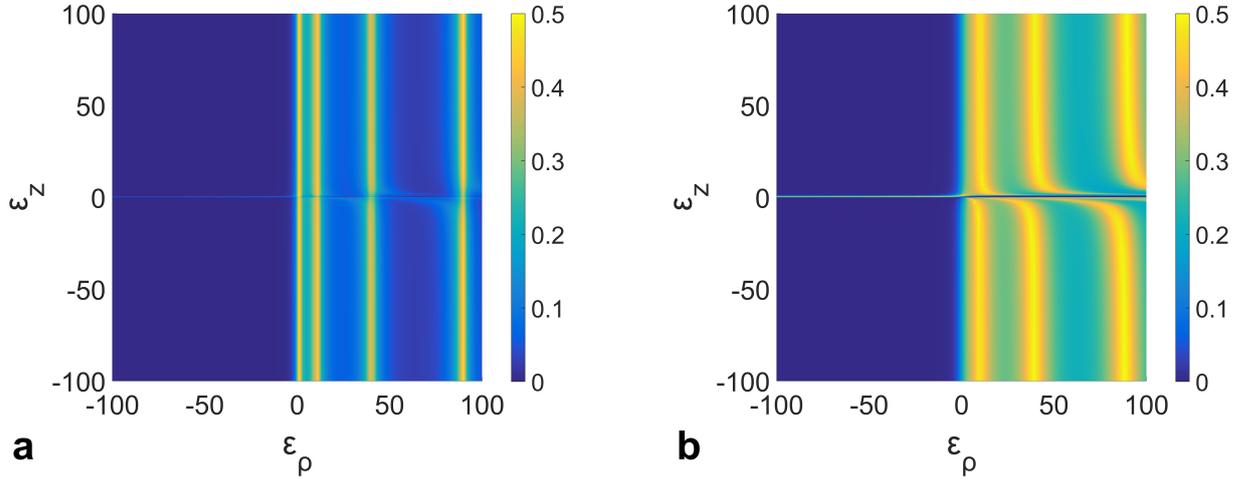


Рисунок 2.3 – Цветом показана радиационная скорость распада электрического диполя в нижнее полупространство, как функция компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости слоя для слоя, взвешенного в вакууме ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$). (а) Тангенциальная (вдоль поверхности слоя) ориентация дипольного момента, $\rho_z = 0$; (б) нормальная к поверхности слоя ориентация дипольного момента, $\rho_x = \rho_y = 0$. Диполь расположен на поверхности ($z_0 = 0$) слоя толщиной $d = 1/k_0$.

4. Радиационный распад в нижнее полупространство для диполя вблизи слоя анизотропного одноосного материала на подложке

Картина принципиально меняется, когда диэлектрическая проницаемость полупространства под слоем (подложки) больше диэлектрической проницаемости полупространства с вакуумом. В этом случае, скорость радиационного распада в нижнее полупространство описывается уравнением более общим, чем (2.10):

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)_{\text{rad,down}} = \frac{1}{k_0} \left[\int_0^{k_0} \eta_1'(h) dh + \int_0^{\sqrt{k_3^2 - k_0^2}} \eta_1''(g) dg \right], \quad (2.14)$$

где

$$\eta_1'(h) = \frac{3}{4}\varepsilon_3^{-1}k_0^{-2}|\mathbf{p}|^{-2} \left[|p_z|^2 \frac{k_0^2 - h^2}{h} k_{3z} |t_p(h)|^2 + \frac{1}{2} |\mathbf{p}_\rho|^2 \frac{k_{3z}}{h} [h^2 |t_p(h)|^2 + \varepsilon_3 k_0^2 |t_s(h)|^2] \right], \quad (2.15)$$

$$\eta_1''(g) = \frac{3}{4}\varepsilon_3^{-1}k_0^{-2}|\mathbf{p}|^{-2} \left[|p_z|^2 \frac{k_0^2 + g^2}{g} k_{3z} |t_p(ig)|^2 + \frac{1}{2} |\mathbf{p}_\rho|^2 \frac{k_{3z}}{g} [g^2 |t_p(ig)|^2 + \varepsilon_3 k_0^2 |t_s(ig)|^2] \right] \exp(-2z_0 g), \quad (2.16)$$

где $g = -ih$ является новым параметром интегрирования, введённым для удобства,

$$t_{p,s} = \frac{(1 + r_{1,2}^{p,s})(1 + r_{2,3}^{p,s}) \exp(ik_{2z}^{p,s} d)}{1 + r_{1,2}^{p,s} r_{2,3}^{p,s} \exp(i2k_{2z}^{p,s} d)}. \quad (2.17)$$

Коэффициенты Френеля $r_{1,2}^{p,s}$ и $r_{2,3}^{p,s}$ определены в (2.3) и (2.8). Выражения (2.15) и (2.16) соответствуют диполю, излучающему разрешенный и запрещённый свет. Разрешенный свет представляет собой волны, которые могут распространяться как в верхнем полупространстве, так и в нижнем, причём в нижнем, оптически более плотном полупространстве волны будут распространяться под углом меньше критического. Напротив, излучение диполя, являющееся эванесцентным в верхнем полупространстве, но распространяющееся в нижнем под углом больше критического, представляет собой запрещённый свет. Каждый из интегралов в (2.14) соответствует излучению диполем либо разрешённого, либо запрещённого света. С этим же связана замена переменной интегрирования во втором интеграле — для запрещённого света нормальная компонента волнового вектора в верхнем полупространстве h является чисто мнимой.

В отличие от разделов 1–3, в данном случае значение $|t_{p,s}|$ может превы-

шать единицу для запрещённого света, поскольку в верхнем полупространстве такие волны являются эванесцентными и не переносят энергию. Далее покажем, что эту особенность можно использовать для того, чтобы существенно увеличить скорость радиационного распада диполя по сравнению с рассмотренными выше случаями. Отметим, однако, что рассуждения, приведённые в разделе 3, по-прежнему справедливы для разрешённого света. То есть, даже в конфигурации, когда радиационная скорость распада будет увеличена за счёт излучения диполем запрещённого света, часть радиационной скорости распада, связанная с разрешённым светом, не будет превосходить $1/2$.

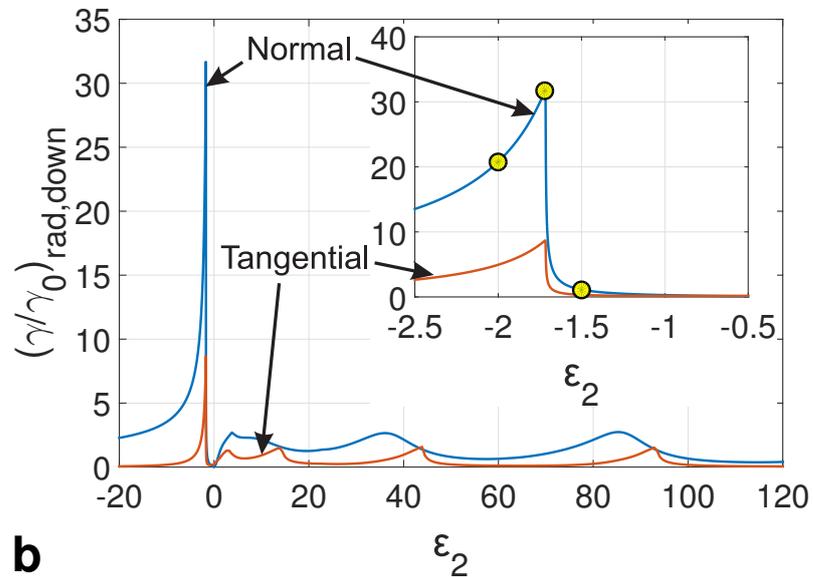


Рисунок 2.4 – Радиационная скорость распада электрического диполя в (а) верхнее и (б) нижнее полупространство для нормальной к поверхности (синяя линия) и тангенциальной к поверхности (красная линия) ориентаций дипольного момента. Диэлектрическая проницаемость изотропного слоя ϵ_2 варьируется, диэлектрическая проницаемость подложки $\epsilon_3 = 2.25$. Диполь расположен на поверхности ($z_0 = 0$) слоя толщиной $d = 1/k_0$. На врезке в (б) в увеличенном виде изображена область максимального усиления радиационной скорости распада, возможной в выбранной конфигурации. Жёлтые круги соответствуют параметрам, выбранным для Рис. 2.6.

На Рис. 2.4 и 2.5 (см. Рис. 2.2b и 2.3 для сравнения) изображена радиационная скорость распада вниз $(\gamma/\gamma_0)_{\text{rad,down}}$, полученная по формулам (2.14)–(2.16)

для слоя, расположенного на подложке с $\varepsilon_3 = 2.25$ (при этом диэлектрическая проницаемость верхнего полупространства по-прежнему $\varepsilon_1 = 1$). Из рисунков видно, что наилучшее усиление радиационной скорости распада достигается при использовании металлической плёнки с изотропной ($\varepsilon_2 < 0$) или анизотропной ($\varepsilon_\rho < 0$ и $\varepsilon_z < 0$) диэлектрической проницаемостью, в то время как использование диэлектрика или гиперболического метаматериала I или II типа не даёт сравнимого усиления. В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая изотропного металлического слоя, $\varepsilon_\rho = \varepsilon_z = \varepsilon_2$, $\varepsilon_2 < 0$, без потерь ($\varepsilon_2'' = 0$).

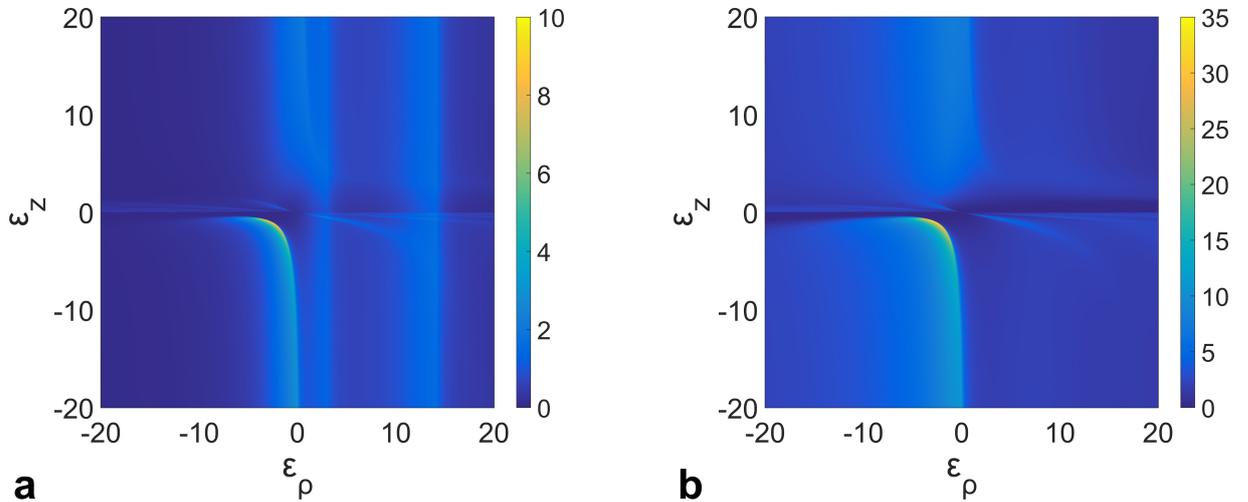


Рисунок 2.5 – Цветом показана радиационная скорость распада электрического диполя в нижнее полупространство, как функция компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости слоя для слоя на подложке ($\varepsilon_3 = 2.25$). (a) Тангенциальная (вдоль поверхности слоя) ориентация дипольного момента, $\rho_z = 0$; (b) нормальная к поверхности слоя ориентация дипольного момента, $\rho_x = \rho_y = 0$. Диполь расположен на поверхности ($z_0 = 0$) слоя толщиной $d = 1/k_0$.

Причиной такого усиления радиационной скорости распада является эффективное взаимодействие электрического диполя с вытекающей плазмонной волной, возбуждаемой на верхней границе слоя. Для любого слоя, который поддерживает распространение поверхностных плазмонных волн по поверхности, можно выбрать такую диэлектрическую проницаемость подложки ε_3 , что волновое число плазмона окажется меньше волнового числа плоской волны в под-

ложке, то есть плазмон будет вытекающим и будет давать вклад в радиационную скорость распада. Для иллюстрации данного эффекта, на Рис. 2.6 изображены распределения азимутальной компоненты магнитного поля H_ϕ электрического диполя, ориентированного по нормали к поверхности слоя, для трёх диэлектрических проницаемостей металла (жёлтые круги на Рис. 2.4). Из рисунка можно увидеть, что при значении диэлектрической проницаемости выше резонансной ($\varepsilon_2 = -1.5$), диполь возбуждает поверхностную плазмонную волну, локализованную на металлической плёнке, которая не излучает в нижнее полупространство. При резонансном значении диэлектрической проницаемости ($\varepsilon = -1.71$) эти волны становятся вытекающими, и это вытекание приводит к существенному увеличению радиационной скорости распада. Дальнейшее уменьшение диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_2 = -2$) приводит к формированию диаграммы направленности конической формы в нижнем полупространстве, причём угол, при котором наблюдается максимум диаграммы направленности, равен $\alpha = \arctan(k_x^{\text{spp}}/k_{3z})$ (отсчитывая от нормали к поверхности), то есть определяется волновым вектором поверхностной плазмонной волны.

Чтобы понять, как можно управлять этим эффектом и как добиться с его помощью максимального усиления, необходимо более детально рассмотреть причины его возникновения. Для этого, помимо радиационной скорости распада диполя, рассмотрим также полную скорость распада. Как видно из Рис. 2.7 полная скорость распада имеет резонанс при $\varepsilon = -1$, который в случае отсутствия потерь полностью обусловлен возбуждением поверхностных плазмонных волн на границе металл-диэлектрик. Отсюда следует, что радиационная скорость будет тем больше, чем ближе к -1 будет критическое значение диэлектрической проницаемости металла $\tilde{\varepsilon}_2$, при котором плазмон становится вытекающим. Это критическое значение может быть рассчитано из дисперсионного уравнения для

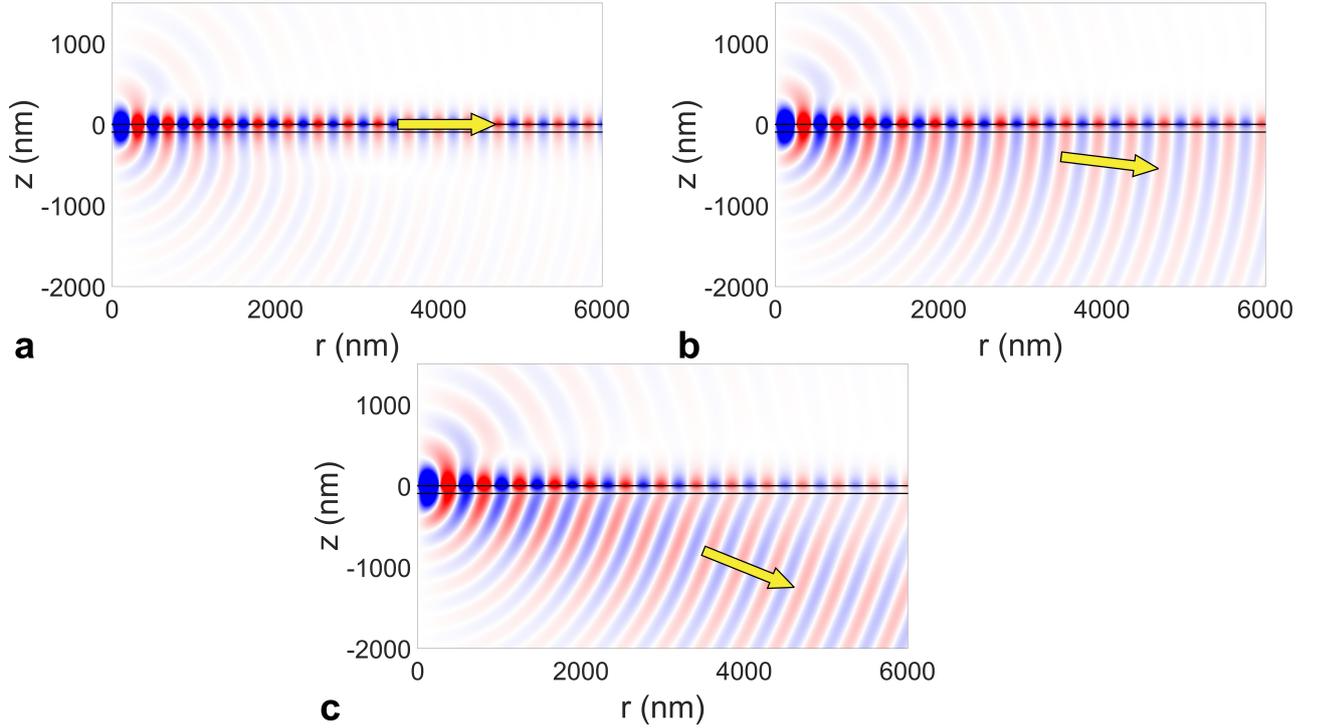


Рисунок 2.6 – Аксиально-симметричное изображение азимутальной компоненты магнитного поля H_ϕ для электрического диполя вблизи металлического слоя с различной диэлектрической проницаемостью. (a) $\varepsilon_2 = -1.5$, (b) $\varepsilon_2 = -1.71$, (c) $\varepsilon_2 = -2$. Диполь ориентирован по нормали ($\mathbf{p}_\rho = 0$) и расположен на поверхности слоя ($z_0 = 0$) толщиной $d = 1/k_0$. Диэлектрическая проницаемость подложки $\varepsilon_3 = 2.25$. Стрелками показано направление преимущественного распространения энергии.

поверхностного плазмона вместе с условием $k_{3z} = 0$:

$$(\tilde{\varepsilon}_2 \sqrt{\varepsilon_3 - 1} + \sqrt{\varepsilon_3 - \tilde{\varepsilon}_2}) + (\tilde{\varepsilon}_2 \sqrt{\varepsilon_3 - 1} - \sqrt{\varepsilon_3 - \tilde{\varepsilon}_2}) \exp(-2\sqrt{\varepsilon_3 - \tilde{\varepsilon}_2} k_0 d) = 0. \quad (2.18)$$

Зависимость $\tilde{\varepsilon}_2$ от ε_3 при фиксированной толщине слоя представлена на Рис. 2.7b. Для достаточно толстого слоя $k_0 d \gg 1$ экспоненту в выражении (2.18) можно принять равной нулю, тогда уравнение перестаёт быть трансцендентным и его можно решить в явном виде:

$$\tilde{\varepsilon}_2 = -\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_3 - 1}. \quad (2.19)$$

Результаты расчёта радиационной скорости распада для различных тол-

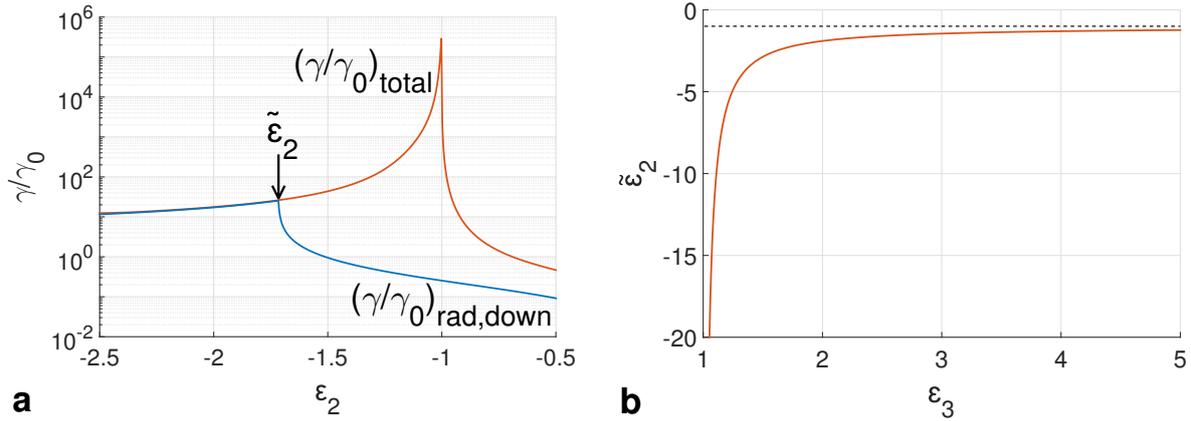


Рисунок 2.7 – (а) Излучение в нижнее полупространство (синяя линия) и полная скорость распада электрического диполя. Диполь находится на поверхности слоя толщиной $d = 1/k_0$ и ориентирован по нормали. (б) Зависимость критической диэлектрической проницаемости слоя $\tilde{\epsilon}_2$ от диэлектрической проницаемости подложки ϵ_3 при фиксированной толщине слоя $d = 1/k_0$.

щин слоя и различных диэлектрических проницаемостей подложки (но для диэлектрической проницаемости металла равной критической для каждой точки, $\epsilon_2 = \tilde{\epsilon}_2(\epsilon_3, k_0 d)$) показаны на Рис. 2.8. Как видно из рисунка, использование подложек с большой диэлектрической проницаемостью может привести к существенному увеличению радиационной скорости распада атома, вплоть до 1000 по сравнению со скоростью распада в вакууме (для подложки с $\epsilon_3 = 8$). При этом, в противоположное полупространство, в котором находится диполь, скорость распада не может превышать 2. Таким образом, в областях с высокой скоростью радиационного распада (а именно для $\epsilon_3 > 2$) практически все излучения диполя идёт в нижнее полупространство.

Однако, если мы будем рассматривать реальные металлы с дисперсией, наличие потерь ослабит обнаруженный эффект. Так для оксида цинка, дольпированного галлием (GZO) и подложки с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_3 \approx 10$ (что возможно для полупроводников в инфракрасной области), можно получить увеличение скорости радиационного распада в нижнее полупространство $(\gamma/\gamma_0)_{\text{rad,down}} \approx 8$, что, тем не менее, существенно превосходит те ограничения, наличие которых было продемонстрировано выше. При этом, критиче-

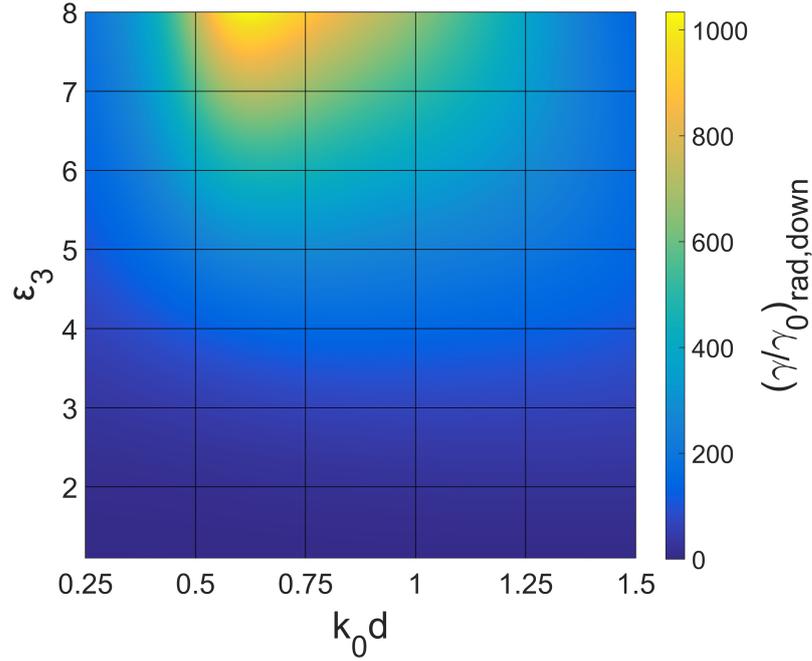


Рисунок 2.8 – Максимальная радиационная скорость $(\gamma/\gamma_0)_{\text{rad,down}}$ как функция диэлектрической проницаемости подложки ε_3 и нормированной толщины металлической плёнки k_0d . Значение проницаемости слоя $\varepsilon_2 = \tilde{\varepsilon}_2(\varepsilon_3, k_0d)$ определяется по формуле 2.18. Диполь расположен на поверхности слоя ($z_0 = 0$).

ская диэлектрическая проницаемость GZO, основываясь на литературны данных [99], должна равняться $\tilde{\varepsilon}_2 \approx -1.05 + 0.6i$. Ещё лучших результатов можно добиться при использовании дольпированного диспрозием оксида кадмия ($\text{Im}\tilde{\varepsilon}_2 \approx 0.2$ [100] на длине волны около 1950 нм) или кристаллического карбида кремния в инфракрасном диапазоне ($\text{Im}\tilde{\varepsilon}_2 \approx 0.15$ [101]). Для указанных материалов, можно ожидать усиления радиационной скорости распада примерно в 30 раз для подложки с $\varepsilon_3 \approx 10$.

Необходимо заметить, что аналогичная система (с металлической плёнкой на оптически плотной подложке) используется для возбуждения поверхностных плазмонов в так называемой схеме Кретчманна. В такой схеме на металлический слой из нижнего полупространства под углом $\alpha = \arctan(k_x^{\text{spp}}/k_{3z})$ падает плоская волна, возбуждающая на верхней границе поверхностный плазмон. Кроме того, аналогичная конфигурация используется в leakage radiation

microscopy (дословно, микроскопия вытекающего излучения) [102, 103] однако не в контексте управления спонтанным излучением, в отличие от настоящей работы.

Глава III

Резонанс Фано в системе фотонного кристалла, покрытого металлической плёнкой

В настоящей главе мы рассматриваем фотонный кристалл, покрытый перфорированной металлической плёнкой. Мы показываем, что в такой системе за счёт одновременного возбуждения оптического таммовского состояния и волноводных мод, распространяющихся вдоль фотонного кристалла, присутствует резонанс Фано, который проявляется как узкий провал в спектре прохождения.

1. Собственные моды фотонного кристалла, покрытого сплошной или перфорированной металлической плёнкой

Рассмотрим оптическое устройство, состоящее из золотой плёнки, расположенной на подложке, и покрытой сверху фотонным кристаллом из чередующихся слоёв различных диэлектриков (см. Рис. 3.1). Фотонный кристалл состоит из шести пар слоёв MgF_2 и TiO_2 , причём верхний слой MgF_2 заменён на Al_2O_3 . Эта структура расположена на подложке из кварца и сверху покрыта водой. Показатели преломления MgF_2 , TiO_2 , Al_2O_3 , SiO_2 и воды, соответственно, $n_{\text{MgF}_2} = 1.38$, $n_{\text{TiO}_2} = 2.23$, $n_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.63$, $n_{\text{SiO}_2} = 1.45$ и $n_{\text{H}_2\text{O}} = 1.33$. Диэлектрическая проницаемость золота была взята из литературы [104]. Золотая плёнка перфорирована щелями шириной d с периодом T . Объем щелей заполнен SiO_2 .

В работах [105, 106] было показано, что в такой системе может быть возбуждено оптическое таммовское состояние на длине волны в вакууме около 800 нм. Кроме того, в данной системе также существуют поверхностные плазмонные волны, локализованные на границах металлической плёнки, и объёмные мо-

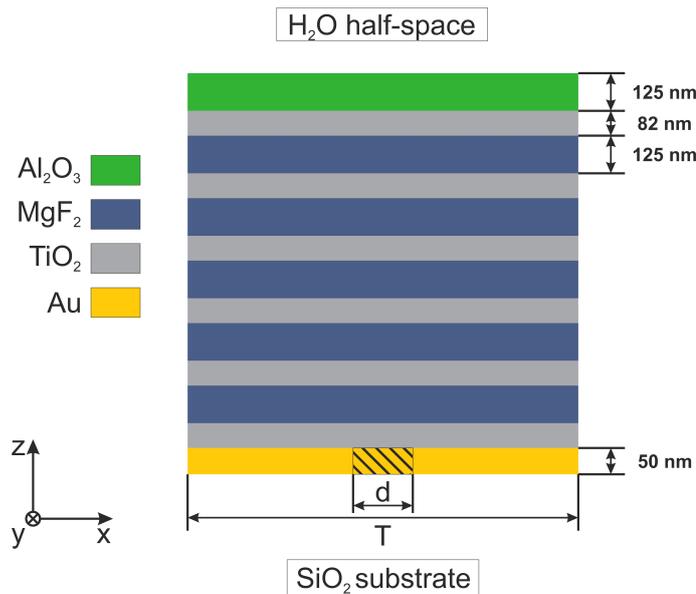


Рисунок 3.1 – Геометрия решаемой задачи. N пар слоёв MgF_2 и TiO_2 (верхний слой MgF_2 заменён на Al_2O_3) представляют собой фотонный кристалл. Будем рассматривать как сплошную золотую плёнку, так и перфорированную периодическими щелями шириной d с периодом T . Нижнее полупространство заполнено SiO_2 , верхнее — H_2O .

ды, локализованные внутри фотонного кристалла (такие моды будем называть волноводными). Волноводные моды и таммовское состояние могут иметь как ТМ, так и ТЕ поляризацию, в то время как поверхностные плазмоны могут быть только ТМ-поляризованы. Далее мы будем рассматривать только случай $k_y = 0$, где k_y — y -компонента волнового вектора \mathbf{k} собственных мод или падающей на систему волны. Так как мы будем рассматривать только случай $k_y = 0$, для ТМ (ТЕ) поляризации единственной отличной от нуля компонентой магнитного (электрического) поля будет H_y (E_y). Далее мы также ограничимся рассмотрением только ТМ-поляризованных волн.

Вначале рассмотрим систему без отверстий. В этом случае эффективный показатель преломления моды $n_{\text{eff}} = k_x^{\text{eig}}/k_0$, где k_x^{eig} — x компонента волнового вектора собственной моды, может быть получен методом матрицы переноса [107]. В рамках этого метода каждая собственная мода соответствует сингулярности (полюсу) коэффициента прохождения. При этом полюс можно искать

либо в координатах (k'_x, ω'') , то есть для действительной компоненты k_x волнового вектора и комплексной частоты, либо в координатах (k'_x, k''_x) , то есть для комплексного волнового числа k_x .

На Рис. 3.2 изображены действительные части эффективного показателя преломления оптического таммовского состояния, поверхностных плазмонов и волноводных мод в системе без щелей, полученные методом матрицы переноса в координатах (k'_x, k''_x) . Как можно видеть из рисунка, оптическое таммовское состояние имеет частоту отсечки на длине волны около 800 нм, выше которой его не существует. Волноводные моды также имеют частоты отсечки, однако на данном рисунке они не видны. На частоте отсечки x -компонента волнового вектора таммовского состояния и волноводных мод равна нулю — это означает, что в этой точке соответствующая собственная мода не распространяется в направлении x , а вытекает из системы в верхнее и нижнее полупространство по нормали к поверхности фотонного кристалла и металлической плёнки. При увеличении частоты (или уменьшении длины волны в вакууме) у этих собственных мод появляется отличная от нуля компонента k_x , которая увеличивается с ростом частоты. При этом моды по-прежнему являются вытекающими вплоть до $k_x/k_0 < n_i$, где $i = \{\text{H}_2\text{O}, \text{SiO}_2\}$ — показатель преломления верхнего или нижнего полупространства, после чего они становятся эванесцентными (экспоненциально затухающими) в соответствующем полупространстве.

На Рис. 3.3 изображены распределения поля вдоль оси z ТМ-поляризованных оптического таммовского состояния и волноводной моды с наибольшим эффективным показателем преломления (см. Рис. 3.2). Отличительной чертой оптического таммовского состояния является высокая локализация поля на границе металлической плёнки и фотонного кристалла (Рис. 3.3(a)). В отличие от таммовского состояния, волноводные моды локализованы преимущественно в противоположной от металлической плёнки части фотонного кристалла (Рис. 3.3(b)). Поскольку амплитуды обеих мод отличны от нуля на границе

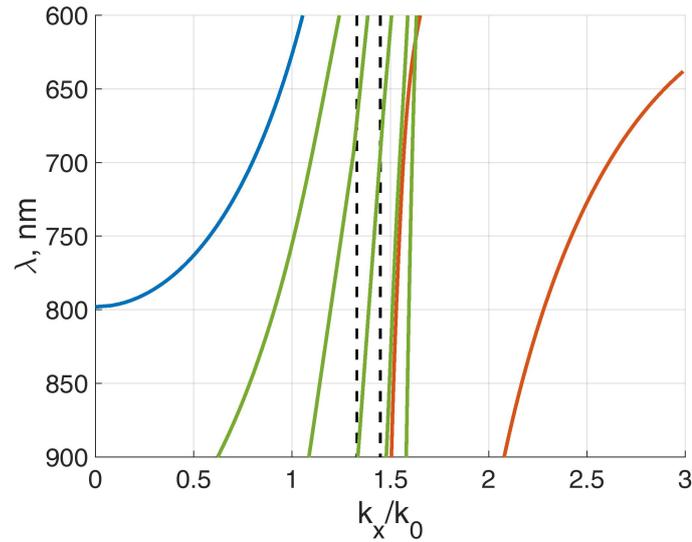


Рисунок 3.2 – Спектр ТМ-поляризованных собственных мод в системе, изображённой на Рис. 3.1. Синяя линия соответствует таммовскому состоянию, красные линии — поверхностным плазмонам, зелёные линии — волноводным модам фотонного кристалла, штриховые линии — световым конусам в верхнем (вода, $n = 1.33$) и нижнем (кварц, $n = 1.45$) полупространствах.

металлической плёнки и фотонного кристалла, добавление неоднородности к плёнке (например, сквозной щели) приведёт к взаимодействию между модами.

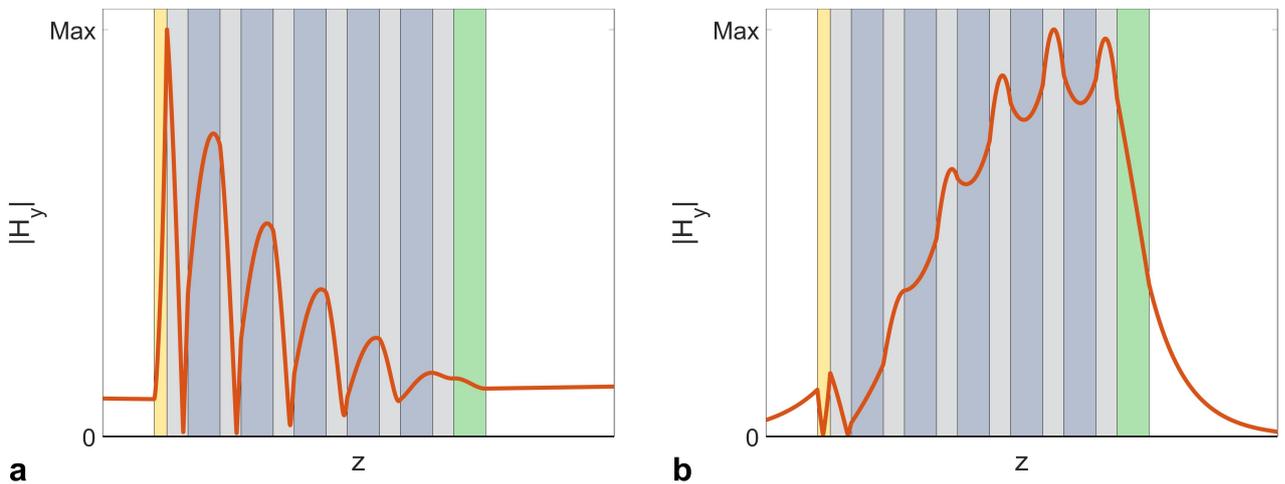


Рисунок 3.3 – Распределение модуля магнитного поля $|H_y|$ ТМ-поляризованных мод в системе: (а) таммовское состояние ($\lambda = 797.7$ нм, $k_x/k_0 = 0$), (б) волноводная мода ($\lambda = 797$ нм, $k_x/k_0 \approx 1.595$, самая правая мода на Рис. 3.2).

Однако, добавление одиночной неоднородности приведёт к тому, что все моды, с ненулевой амплитудой в металле будут связаны с таммовским состоянием,

в то время как нам необходимо обеспечить взаимодействие лишь одной из мод. Чтобы добиться этого, вместо одиночной щели в плёнке будем рассматривать бесконечное количество щелей, ориентированных вдоль оси y на расстоянии T друг от друга (единичная ячейка такой периодической системы показана на Рис. 3.1). В такой системе, изменяя период, мы можем управлять относительным спектральным положением таммовского состояния и волноводной моды. Покажем, как это происходит, используя приближение пустой решётки. В этом приближении спектральное положение собственных мод периодической решётки может быть получено из следующего уравнения [108]:

$$\tilde{k}_x^{\text{eig}} = k_x^{\text{eig}} + Gn, \quad (3.1)$$

где \tilde{k}_x^{eig} — x -компонента волнового вектора собственной моды в первой зоне Бриллюэна, k_x^{eig} — x -компонента волнового вектора собственной моды в отсутствие решётки щелей, $G = 2\pi/T$ — постоянная обратной решётки и n — целое число. Чтобы таммовское состояние и волноводная мода взаимодействовали, они должны возбуждаться на близких длинах волн. Условие их равенства имеет следующий вид:

$$\tilde{k}_x^{\text{T}} = \tilde{k}_x^{\text{wg}}, \quad (3.2)$$

где \tilde{k}_x^{T} и \tilde{k}_x^{wg} — k_x таммовского состояния и волноводной моды, соответственно; причём порядок n (см. уравнение (3.1)) для двух мод может различаться. Чтобы таммовское состояние и волноводная мода взаимодействовали при нормальном падении (то есть при $k_x^{\text{T}} = \tilde{k}_x^{\text{T}} = 0$), то уравнение (3.2) сводится к следующему:

$$k_x^{\text{wg}}(\lambda^{\text{T}}) = Gn, \quad (3.3)$$

где λ^{T} — длина волны отсечки таммовского состояния. В приближении пустой

решётки (когда размер щелей пренебрежимо мал) это условие является точным. Однако, при увеличении размера щелей, они начинают оказывать влияние на спектральное положение собственных мод системы, и условие (3.3) оказывается приближенным.

В рассматриваемой системе, в отсутствие отверстий таммовское состояние имеет длину волны отсечки $\lambda^T = 797.7$ нм. Для того чтобы волноводная мода из Рис. 3.2(б) также возбуждалась на этой длине волны (и, соответственно, взаимодействовала с таммовским состоянием), согласно (3.3) необходимо выбрать период решётки $T = 500.2$ нм. На Рис. 3.4 показаны собственные моды такой системы для $d = 5$ нм (белые кружки) вместе с модами, рассчитанными в приближении пустой решётки (по формуле (3.1)), и с коэффициентом поглощения плоской волны, падающей на систему со стороны фотонного кристалла. Спектральное положение собственных мод и коэффициент поглощения получены с помощью программы COMSOL Multiphysics, реализующей метод конечных элементов.

Из Рис. 3.4 можно заключить, что спектральное положение волноводных мод в системе с щелями шириной 5 нм точно предсказывается в приближении пустой решётки, а положение таммовского состояния смещено примерно на 3 нм от предсказанного. Это связано с тем, что лишь незначительная часть энергии волноводной моды сосредоточена вблизи неоднородности (щели), следовательно она оказывает слабое влияние на конфигурацию поля моды и ее положение. С другой стороны, максимум интенсивности таммовского состояния находится как раз на границе металлической плёнки и добавление щели должно влиять на него гораздо сильнее. Кроме того, можно заметить, что положения собственных мод системы точно совпадают с особенностями коэффициента поглощения. Таммовское состояние совпадает с широким максимумом поглощения, а волноводная мода — с узким резонансом. Причина этого в том, что таммовское состояние оказывается примерно в 100 раз менее добротным, чем волноводная

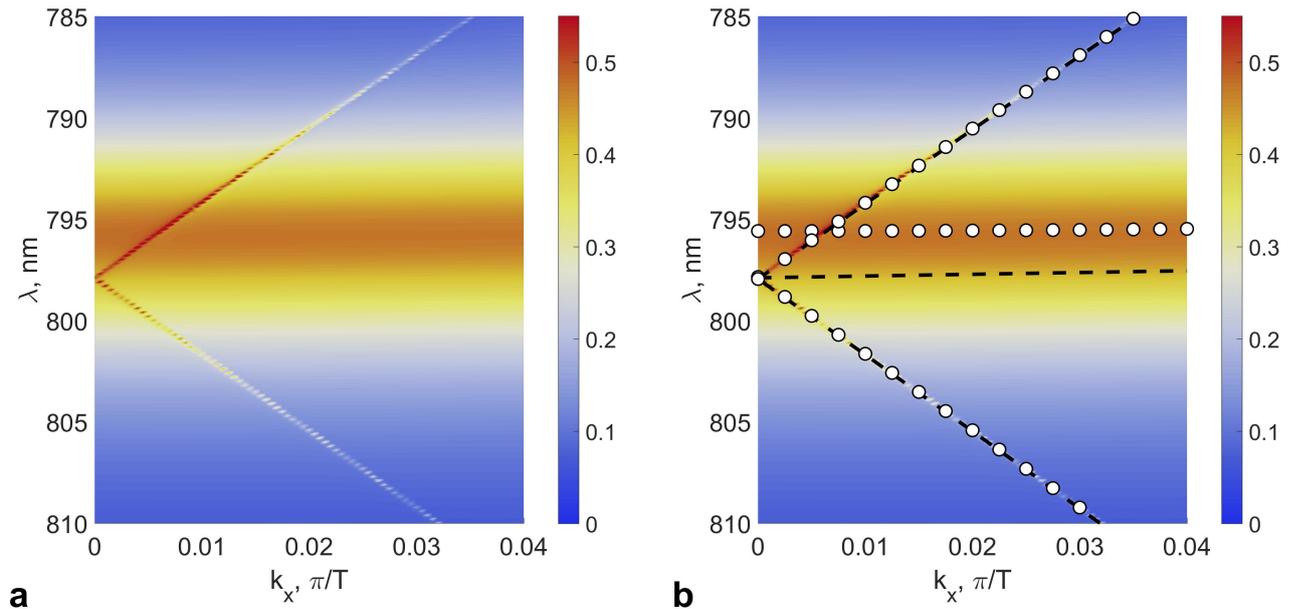


Рисунок 3.4 – (а) Псевдоцветом показан коэффициент поглощения плоской волны, падающей по нормали на систему с $T = 500.2$ нм и $d = 5$ нм со стороны фотонного кристалла, от длины волны и k_x . (b) Фон — то же, что и в части (а); пунктирные линии — положение таммовского состояния и волноводной моды (см. Рис. 3.3) в первой зоне Бриллюэна в приближении пустой решётки (рассчитанно по формуле (3.1)); белые кружки — положение таммовского состояния и волноводной моды в реальной системе с $d = 5$ нм.

мода. Под соотношением добротностей в данном случае подразумевается одна из двух величин — $\omega''_{\text{wg}}/\omega''_{\text{T}}$, либо $k_x^{\text{wg}''}/k_x^{\text{T}''}$, в зависимости от того в каких координатах мы ищем полюс передаточной функции. В следующем разделе более подробно остановимся на тех спектральных особенностях, которые возникают из взаимодействия оптического таммовского состояния и волноводных мод.

2. Спектр коэффициента прохождения через фотонный кристалл, покрытый металлической плёнкой с щелями

Коэффициент прохождения ТМ-поляризованной плоской волны, падающей по нормали к поверхности на структуру с $d = 5$ нм (см. рисунок 3.1) показан на рисунке 3.5(а) для трёх различных периодов решётки. Асимметричная форма кривой коэффициента прохождения является характерной чертой резонанса Фано.

Широкому максимуму в спектре прохождения соответствует возбуждение оптического таммовского состояния, в то время как узкий провал связан с возбуждением высокодобротной волноводной моды. Изменение положения волноводной моды связано с изменением периода решётки согласно с формулой (3.1). Как можно видеть из рисунка, форма резонанса Фано меняется при изменении положения волноводной моды.

Для качественного понимания спектра коэффициента прохождения через систему мы используем модель двух связанных классических осцилляторов, один из которых возбуждается внешней силой:

$$\begin{cases} \ddot{x}_1 + 2\gamma_1\dot{x}_1 + \omega_1^2x_1 + \kappa x_2 + \nu\dot{x}_2 = f(t), \\ \ddot{x}_2 + 2\gamma_2\dot{x}_2 + \omega_2^2x_2 + \kappa x_1 + \nu\dot{x}_1 = 0. \end{cases} \quad (3.4)$$

Первый осциллятор (x_1) соответствует низкодобротному таммовскому состоянию, которое возбуждается напрямую падающей плоской волной. Второй осциллятор (x_2) соответствует высокодобротной волноводной моде, которая возбуждается через взаимодействие с таммовским состоянием. Собственные частоты ω_1 и ω_2 , а также постоянные затухания γ_1 и γ_2 приблизительно равны собственным частотам и скорости затухания оптического таммовского состояния и волноводной моды, соответственно. Изменяя константы связи осцилляторов κ и ν , мы можем подогнать амплитуду первого осциллятора к спектру коэффициента прохождения. Амплитуды первого осциллятора для различных собственных частот ω_2 второго осциллятора показаны на рисунке 3.5(b). При этом частоты второго осциллятора соответствуют частотам волноводной моды для различных периодов. Из сравнения рисунков 3.5(a) и 3.5(b) видно, что модель связанных осцилляторов точно воспроизводит результаты численного расчёта.

Из рисунка 3.5 также видно, что при изменении частоты волноводной моды

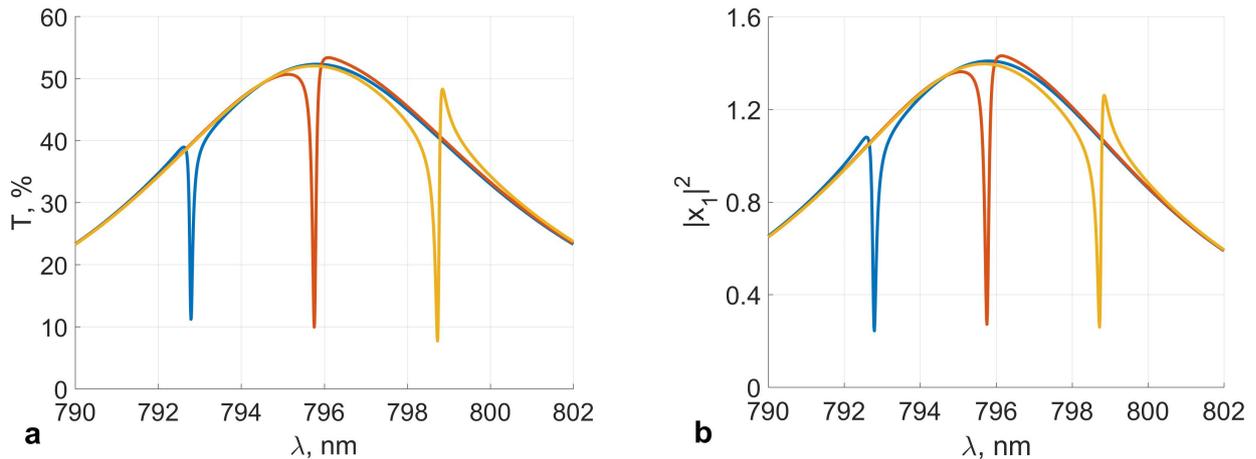


Рисунок 3.5 – (а) Резонанс Фано в спектре коэффициента прохождения через систему (см. рисунок 3.1) для трёх периодов решётки: 496.8 нм (синяя кривая), 498.8 нм (красная кривая) и 500.8 нм (жёлтая кривая). (б) Приближение кривых коэффициента прохождения (часть (а)) с помощью модели связанных осцилляторов. Единственным параметром, который отличается для трёх кривых является собственная частота одного из осцилляторов.

при постоянной частоте таммовского состояния, форма резонанса Фано меняется и, даже когда частоты двух мод совпадают, резонанс имеет асимметричную форму. Это связано с ненулевой константой связи ν — изменяя эту константу связи можно управлять формой резонанса Фано.

Резонанс Фано, изображённый на рисунке 3.5 может быть использован для детектирования небольших изменений в показателе преломления окружающего вещества. При изменении показателя преломления воды будет изменяться длина волны, на которой возбуждается волноводная мода — по этому изменению можно отслеживать значение показателя преломления. В таком виде рассматриваемое устройство может быть альтернативой популярным в настоящее время плазмонным сенсорам и иметь некоторые преимущества над ними. К таким преимуществам можно отнести чрезвычайно узкую форму линии — изменение положения такого узкого резонанса проще отследить, по сравнению с широким плазмонным резонансом.

3. Сенсор показателя преломления

Использование оптических наноструктур, в которых существуют локализованные плазмонные и фотонные моды, для построения сенсоров биологических и химических веществ очень популярно в настоящее время [23]. Оптическое устройство, представленное в предыдущих частях, также может использоваться в качестве биологического сенсора и за счёт узкой линии Фано резонанса может обладать высокой чувствительностью.

Мы будем рассчитывать чувствительность предлагаемого сенсора к тонкому слою вещества, расположенному на поверхности фотонного кристалла, примыкающего к воде (см. рисунок 3.6). В остальном конфигурация сенсора совпадает с рассмотренной выше в разделах 1 и 2. Необходимо отметить, что в отличие от случая, когда аналит занимает полупространство (см., например, [109]), такая оценка чувствительности оказывается ближе к реальным экспериментам (см., например, [110]). Толщина слоя аналита порядка нескольких десятков нанометров диктуется размером биомолекул и схемой функционализации. Например, монослой липопротеинов низкой плотности вместе с функционализирующим слоем имеет толщину приблизительно 30-50 нм.

Наиболее популярным критерием оценки чувствительности сенсора является величина сдвига резонанса при изменении показателя преломления аналита: $S_\lambda = \Delta\lambda/\Delta n_a$, где $\Delta\lambda$ — сдвиг резонанса, Δn_a — изменение показателя преломления. Однако, такой критерий оценки чувствительности не учитывает влияние ширины резонанса на точность определения его сдвига, поэтому помимо чувствительности в единицах нанометров вводят также безразмерный показатель качества (figure of merit, FOM в английской литературе). Показатель качества определяется следующим образом: $FOM = S_\lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ равна полной ширине резонанса на полувысоте — величина связанная с добротностью чувствительной собственной моды.

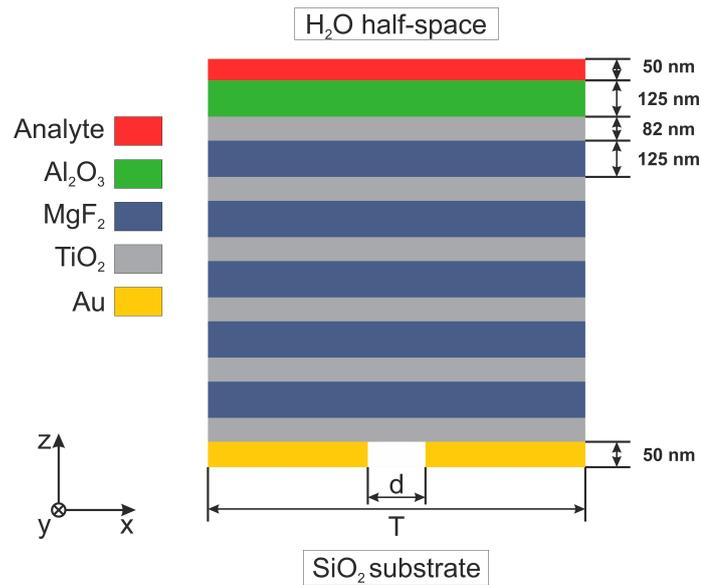


Рисунок 3.6 – Конфигурация чувствительного сенсора. За основу взята система, изображённая на рисунке 3.1, однако добавлен слой аналита (красный) толщиной 50 нм, расположенный на поверхности фотонного кристалла. Ширина щели в металлической плёнке $d = 5$ нм, период решетки $T = 498.8$ нм.

Другой способ характеристики чувствительности сенсора, который естественным образом учитывает ширину резонанса в спектре, основан на измерении интенсивности прошедшего сигнала на фиксированной длине волны. В рамках такого подхода чувствительность определяется следующим образом:

$$S_I = \frac{\Delta I / I_0}{\Delta n_a}, \quad (3.5)$$

где ΔI — интенсивность прошедшего (или отражённого) сигнала, а I_0 может определяться двумя различными способами: это может быть либо интенсивность падающего на устройство излучения (в таком случае $\Delta I / I_0$ — изменение коэффициента прохождения, такую чувствительность будем обозначать S_λ), либо это может быть интенсивность прошедшего (или отражённого) сигнала при $\Delta n_a = 0$ (тогда $\Delta I / I_0$ обозначает во сколько раз изменился коэффициент прохождения, такую чувствительность будем обозначать \tilde{S}_λ).

На рисунке 3.7 показаны графики зависимости смещения длины волны резонанса (рисунок 3.7а) и коэффициента прохождения (рисунок 3.7б) от изме-

нения показателя преломления тонкого слоя аналита Δn_a . Из рисунка видно, что зависимость сдвига резонансной частоты хорошо описывается линейной зависимостью от изменения показателя преломления. Определённая методом наименьших квадратов из графика чувствительность равна $S_\lambda \approx 10.75$ нм/RIU (RIU — refractive index unit, единицы показателя преломления). Это относительно низкое значение чувствительности по сравнению с аналогичными устройствами. Для сравнения чувствительность лучших современных сенсоров достигает значения 30000 нм/RIU [12, 13]. Однако ключевым показателем эффективности сенсоров является не чувствительность, а предел обнаружения — минимальное изменение Δn_a , которое можно выделить на фоне шума. Предел обнаружения тесно связан с шириной резонанса, поэтому как правило сравнивают величины FOM сенсоров. Для сенсора, представленного на рисунке 3.6, $FOM \approx 233 \text{ RIU}^{-1}$, в то время как для лучших современных сенсоров эта величина составляет 330 RIU^{-1} [12] и 590 RIU^{-1} [13]. При этом надо отметить, что для указанных сенсоров измерялась чувствительность к полубесконечному слою аналита, то есть их чувствительность (и следовательно показатель качества) к слою в 50 нм была бы в несколько раз ниже.

Зависимость изменения коэффициента прохождения от показателя преломления аналита показана на 3.7б. Видно, что в данном случае зависимость является нелинейной, однако при $\Delta n_a < 0.01$ можно применить линейную аппроксимацию и с помощью метода наименьших квадратов получить следующую оценку чувствительности в соответствии с формулой (3.3): $S_I \approx 33700\%/RIU$ или $\tilde{S}_I \approx 3340\%/RIU$. При работе сенсора, основанной на измерении интенсивности прошедшего (или отражённого) сигнала, влияние ширины резонанса автоматически учитывается в формуле для чувствительности и вводить дополнительный показатель качества не требуется. Для лучших современных сенсоров, работающих в режиме измерения интенсивности прошедшего или отражённого излучения, чувствительность равна $S_I = 48117\%/RIU$ [110] или $\tilde{S}_\lambda \approx 260\%/RIU$

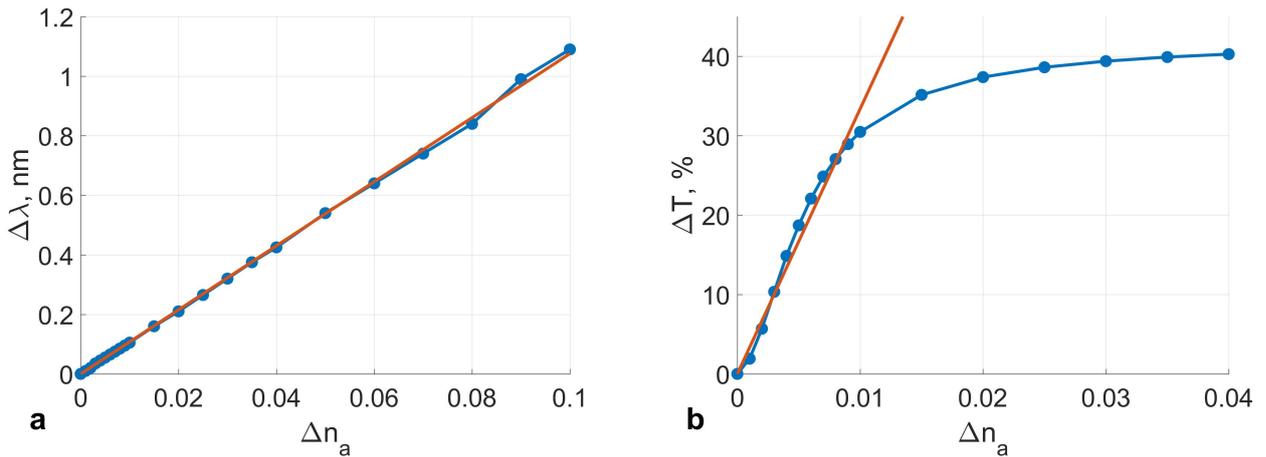


Рисунок 3.7 – (а) Сдвиг минимума Фано резонанса при изменении показателя преломления аналита на величину Δn_a (синие точки), а также линейная аппроксимация этой зависимости (красная кривая). Из линейной аппроксимации чувствительность сенсора можно оценить в 10.75 нм/RIU. (б) Изменение коэффициента прохождения на фиксированной длине волны при изменении показателя преломления аналита на величину Δn_a (синие точки), а также линейная аппроксимация зависимости на участке до насыщения (при $\Delta n_a \leq 0.01$). Линейная аппроксимация даёт оценку чувствительности сенсора в 33700 %/RIU.

(оценка на основании данных из [110]). Эти значения чувствительности получены для полубесконечного аналита, то есть чувствительность к слою толщиной 50 нм для указанного сенсора будет меньше. Кроме того, поясним существенное расхождение в соотношении чувствительностей предлагаемого сенсора и лучшего сенсора из литературы при использовании различных определений чувствительности. Обозначим чувствительность сенсора из [110] верхним индексом *soa* (state of the art). Тогда справедливы следующие соотношения: $S_\lambda < S_\lambda^{\text{soa}}$, $\tilde{S}_\lambda > \tilde{S}_\lambda^{\text{soa}}$. Различие в знаке неравенства в зависимости от определения связано с характеристиками сенсора. Сенсор, представленный на рисунке 3.6 имеет больший коэффициент прохождения в отсутствие аналита, чем сенсор из [110], однако, с другой стороны, более узкий резонанс. Оптимизация сенсора с целью уменьшения коэффициента прохождения в резонансе должна привести к увеличению чувствительности в соответствии с первым определением.

Также необходимо отметить, что изменяя число слоёв, их толщины и диэлек-

трические проницаемости можно точно изменять добротности и распределения полей в волноводных модах. При этом чувствительность сенсора будет меняться в соответствии с произведёнными изменениями. То есть систему можно оптимизировать для получения более узкого и, следовательно, более чувствительного резонанса Фано или наоборот, для получения более широкого резонанса, если измерительная аппаратура не позволяет работать со слишком узкими линиями. Также можно настроить систему так, чтобы одновременно две волноводные моды с разными глубинами проникновения в аналит попадали в спектральный диапазон оптического таммовского состояния. В таком случае, измеряя смещение каждой из резонансных линий можно судить о толщине слоя биомолекул на поверхности сенсора.

Мы рассмотрели возможность увеличения чувствительности с помощью изменения числа слоёв и их толщин, не меняя их материальные параметры и их взаимное расположение. При этом мы исходили из того, что чувствительность сенсора в режиме мониторинга интенсивности прошедшего сигнала будет складываться из двух факторов — из чувствительности по длине волны и добротности резонанса, а именно: $S_I \propto S_\lambda Q$. Кроме того, считая, что добавление щелей в металлическую плёнку лишь незначительно изменяет положение волноводных мод и их добротности, мы избежим затратного с точки зрения ресурсов численного моделирования взаимодействия структуры со щелями с внешним полем и можем оценить чувствительность сенсора рассчитав собственные моды системы в приближении пустой решётки методом матрицы переноса. На рисунке 3.8 изображены чувствительности по длине волны и добротности волноводных мод, найденные в результате процесса оптимизации. Каждая точка на графике соответствует различной конфигурации сенсора. Волноводная мода в конфигурации, представленной на рисунке 3.6 имеет добротность порядка 10^4 и чувствительность около 11 нм/RIU, то есть на рисунке 3.8 она лежит в районе левого нижнего угла, в диапазоне малых чувствительностей по интен-

сивности прошедшего сигнала. Рассмотрим одну конфигурацию находящуюся ближе к правому верхнему углу рисунка, там, где чувствительности должны быть максимальны.

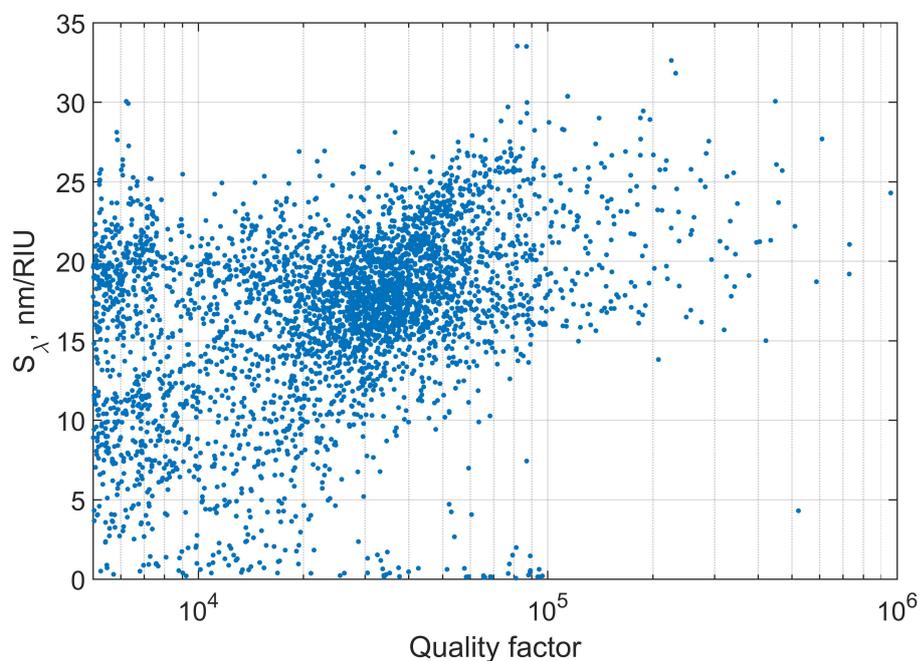


Рисунок 3.8 – Добротности и чувствительности по длине волны волноводных мод для различных конфигураций сенсора. Каждой точке соответствует конфигурация с различающимися количеством слоёв и их толщиной. Добротности и чувствительности волноводных мод найдены в приближении пустой решётки с помощью метода матрицы переноса.

Конфигурация такого сенсора (изображена на рисунке 3.9) отличается от рассматриваемой ранее толщинами слоёв, шириной щели и периодом решётки. На рисунке 3.10 изображён коэффициент прохождения через сенсор такой конфигурации. Чувствительность сенсора по смещению длины волны резонанса волноводной моды оказывается в данном случае $S_\lambda = 27$ нм/RIU, что при ширине резонанса $w = 0.003$ нм даёт показатель качества $FOM = 9000$ RIU⁻¹. Оценка чувствительности сенсора по интенсивности прошедшего сигнала даёт $S_I = 11 \times 10^6$ %/RIU или $\tilde{S}_I = 1.2 \times 10^6$ %/RIU. Такая высокая чувствительность достигается ценой чрезвычайно узкого резонанса — порядка 0.003 нм, как было сказано выше, что трудно реализуемо на практике. С другой стороны, посколь-

ку высокая добротность волноводных мод достигается за счёт низкой интенсивности электрического поля в металлической плёнке, ширина щелей в ней может быть сделана достаточно большой без негативного влияния на конфигурацию волноводной моды и, следовательно, на форму резонанса Фано. Таким образом, на практике чувствительность сенсора будет в значительной мере определяться качеством изготовления структур, поскольку как следует из расчётов, теоретически предложенная концепция сенсора позволяет добиться фактически любой наперёд заданной чувствительности.

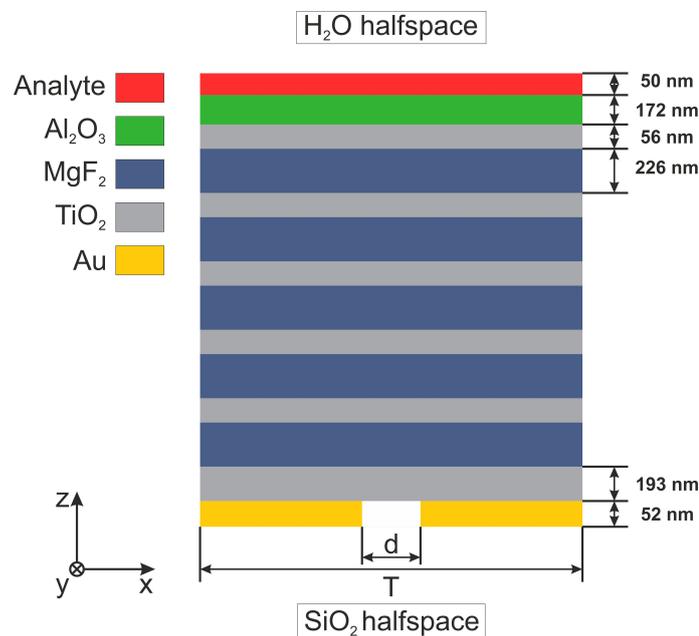


Рисунок 3.9 – Конфигурация чувствительного сенсора, показанного оранжевой точкой на рисунке 3.8. Отличается от конфигурации, представленной на рисунке 3.6, толщинами слоёв, шириной щели и периодом решётки. Толщины слоёв указаны на рисунке, ширина щели $d = 100$ нм, период решётки $T = 1047$ нм.

В заключение отметим, что, как следует из рисунка 3.8, значительная часть всех конфигураций кластеризуется в области с чувствительностью волноводных мод по длине волны около 17 нм/RIU и добротностью около 3×10^4 . Это говорит о том, что в данном регионе сенсор должен быть устойчивым к возможным погрешностям, неизбежно возникающим при изготовлении устройства. То есть именно эта область в пространстве возможных конфигураций сенсора яв-

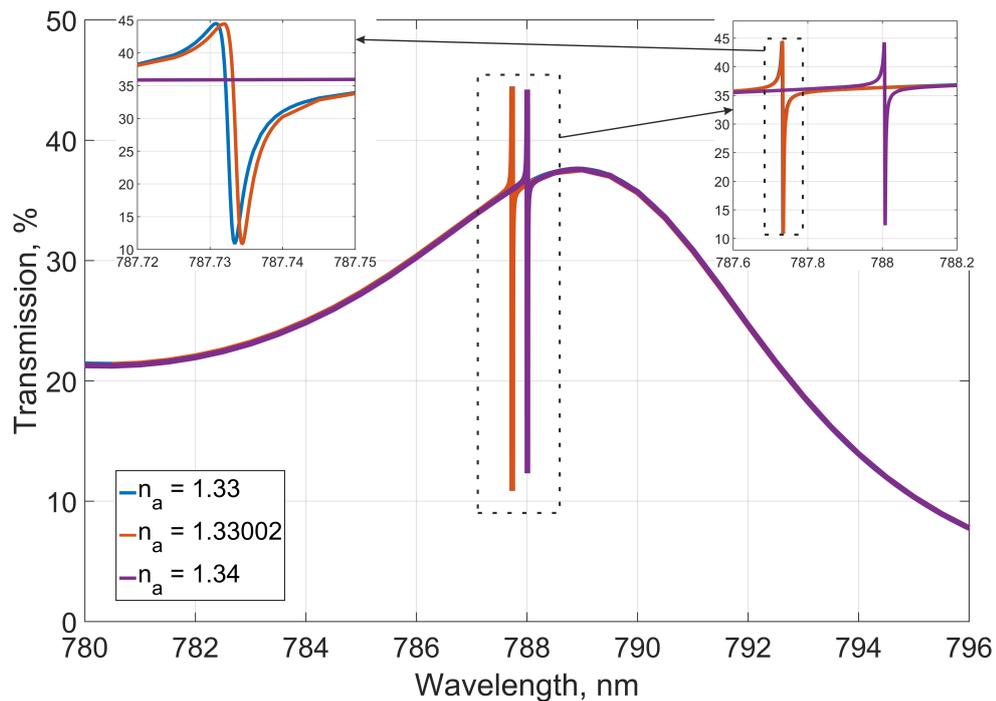


Рисунок 3.10 – Коэффициент прохождения через сенсор, показанный на рисунке 3.9 для трёх различных показателей преломления $n_a = 1.33$ (синяя линия), 1.33002 (красная линия) и 1.34 (фиолетовая линия). Вставки на рисунке показывают область резонанса волноводной моды в более крупном масштабе.

ляется предпочтительной для практического использования. Неисследованным остаётся вопрос о том, как параметры сенсора влияют на наличие и положение этой области в осях добротность-чувствительность. Возможно, изменяя диэлектрические проницаемости материалов, из которых состоит фотонный кристалл удастся сместить положение этого кластера в область более высоких добротностей или чувствительностей волноводных мод.

Глава IV

Собственные моды и порог генерации в плазмонном лазере из решётки нанотверстий в металлическом полупространстве, обеспечивающей обратную связь

В настоящей главе мы изучаем собственные моды и их пороги лазерной генерации в плазмонном лазере из бесконечной решётки нанотверстий в металлической плёнке. Мы классифицируем моды по наличию у них радиационных потерь и затем показываем, что у неизлучающих мод порог лазерной генерации ниже, чем у излучающих. Кроме того, мы находим оптимальную конфигурацию плазмонного лазера и показываем, что уменьшение порога генерации связано с увеличением глубины проникновения поля собственной моды в диэлектрик.

В основе плазмонного лазера с распределённой обратной связью, который мы будем рассматривать в настоящей главе, лежит металлическое полупространство с периодической решёткой нанотверстий — так называемый плазмонный кристалл, названный так по аналогии с фотонным кристаллом (см. рисунок 4.1). По границе металла могут распространяться поверхностные плазмоны, а рассеяние на периодических неоднородностях (отверстиях) позволяет плазмонам, распространяющимся в различных направлениях взаимодействовать друг с другом, а также приводит к образованию запрещённой зоны, в которой плазмоны распространяться не могут, и на границе которой групповая скорость плазмонов оказывается равна нулю. Такой механизм генерации уже был продемонстрирован экспериментально в работах [84, 95, 111]. Кроме того, аналогичный механизм, но не для поверхностных плазмонных волн на металлической плёнке, а для волноводных мод в слое диэлектрика, показатель преломления которого выше, чем у окружающего пространства, был продемон-

стрирован в работах [94,96,112–114]. Несмотря на обширные исследования в области плазмонных лазеров с распределённой обратной связью, на сколько нам известно, вопрос о влиянии геометрии лазера на порог генерации в литературе не исследовался. Для плазмонных лазеров на основе сферических металлических частиц, покрытых усиливающей средой, аналогичные исследования порога генерации были представлены в работе [98].

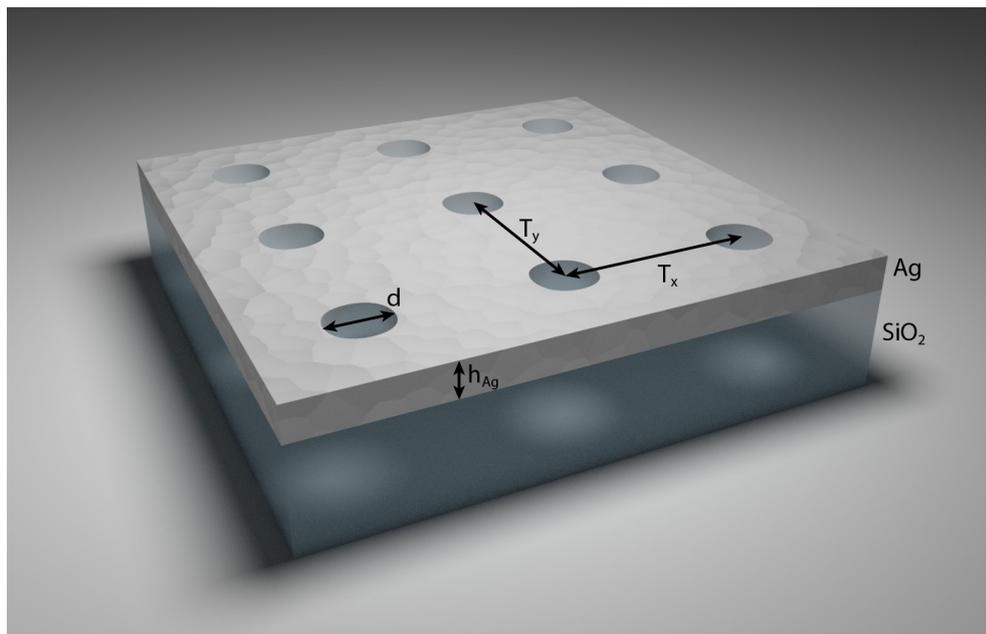


Рисунок 4.1 – Пример геометрии плазмонного кристалла, лежащего в основе плазмонного лазера с распределённой обратной связью. Плазмонный кристалл представляет собой периодическую решётку отверстий в серебряной плёнке, расположенной на подложке из диэлектрика. В общем случае решётка может быть как квадратной (на рисунке), так и прямоугольной, гексагональной или иметь другую форму. Кроме того, диэлектрическая проницаемость верхнего полупространства, над серебряной плёнкой, также может быть различной.

При построении лазера с распределённой обратной связью на решётке отверстий в металлической плёнке существует целый набор параметров, с помощью которых можно влиять на длину волны и порог лазерной генерации, диаграмму направленности и поляризацию излучения. Поскольку само по себе достижение лазерной генерации в такой системе уже является достаточно сложной задачей ввиду больших джоулевых потерь, мы сосредоточимся на решении задачи ми-

нимизации порога генерации. На порог будут влиять выбор моды, на которой осуществляется лазерование, размеры и форма отверстий в плёнке, период и форма решётки, диэлектрические свойства материалов, составляющих плазмонный кристалл. Чтобы упростить задачу, будем рассматривать кристалл, представляющий собой металлическое полупространство, в котором проделаны отверстия бесконечной глубины, покрытое сверху однородным диэлектрическим полупространством с показателем преломления n_d . В качестве металла будем рассматривать серебро, как имеющее наименьшие потери среди плазмонных металлов в интересующих нас видимом и ближнем инфракрасном диапазонах (см., например, [115]). Использование металлического полупространства вместо конечного слоя упрощает анализ системы, поскольку исключает из рассмотрения плазмонные волны на границе металла и подложки.

1. Структура мод в плазмонном кристалле

Рассмотрим сначала модовую структуру плазмонного кристалла. В отсутствие отверстий или выделенного периода по поверхности металлической плёнки в любых направлениях может распространяться поверхностный плазмон-поляритон (или просто «плазмон»). Закон дисперсии для плазмона, распространяющегося вдоль границы металлического и диэлектрического полупространств выглядит следующим образом:

$$k_{\text{sp}} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_m(\omega)\varepsilon_d}{\varepsilon_m(\omega) + \varepsilon_d}}, \quad (4.1)$$

где ε_m и ε_d — диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика, соответственно, ω — частота колебаний электромагнитных волн, c — скорость света в вакууме. На рисунке 4.2 приведена дисперсия плазмонов, распространяющихся вдоль границ серебро-воздух и серебро-кварц. Здесь и далее диэлектрическая проницаемость серебра взята из [115]. Чтобы понять, как будет выглядеть дис-

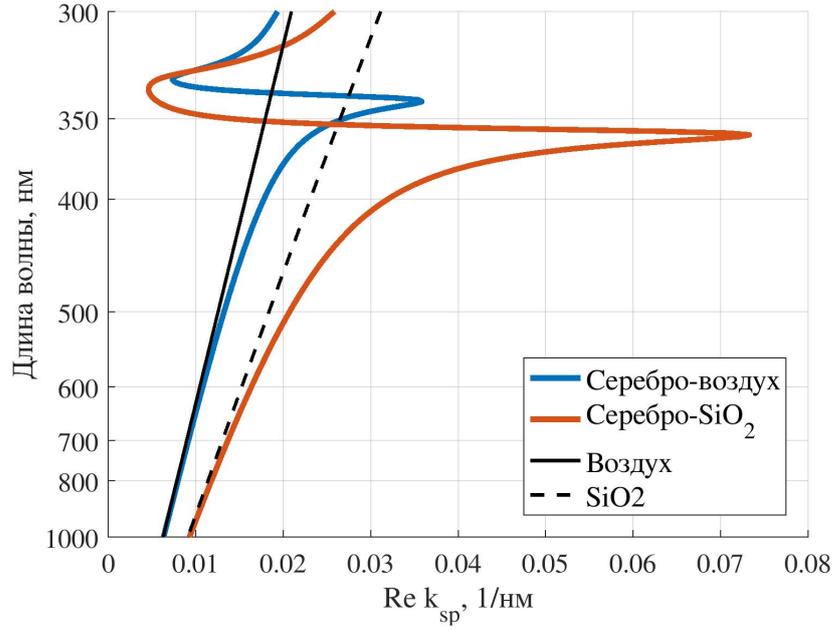


Рисунок 4.2 – Дисперсия плазмонов на границе серебра и воздуха (синяя кривая) и серебра и кварца (красная кривая). Сплошной и прерывистой чёрными линиями изображены световые конусы в соответствующих диэлектриках.

персионная кривая плазмона в случае, когда металл перфорирован периодически расположенными отверстиями, рассмотрим сначала дисперсию плазмонов в приближении пустой решётки. Суть этого приближения состоит в том, что, не добавляя реальных отверстий в металл (или считая их бесконечно малыми), мы выбираем виртуальный период и рассматриваем дисперсию мод в первой зоне Бриллюэна в решётке с таким периодом. Формально дисперсия мод в таком приближении для двумерной решётки выражается через дисперсию мод плоско-слоистой системы следующим образом:

$$\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = \pm \mathbf{k}^{\text{eig}}(\omega) + n\mathbf{G}_1 + m\mathbf{G}_2, \quad (4.2)$$

где $\mathbf{k}^{\text{eig}}(\omega)$ — волновой вектор собственной моды (в данном случае — плазмона), зависящий от частоты, $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}}$ — волновой вектор собственной моды в первой зоне Бриллюэна, $\mathbf{G}_{1,2}$ — векторы обратной решётки, n и m — целые числа. Эта формула является обобщением формулы (3.1) на случай двумерного кристалла.

Для квадратной решётки $|\mathbf{G}_1| = |\mathbf{G}_2| = G = 2\pi/T$, где T — период.

Модовая структура плазмонов в решётке с периодом 545 нм в приближении пустой решётки изображена на рисунке 4.3. Из рисунка видно, что в отличие

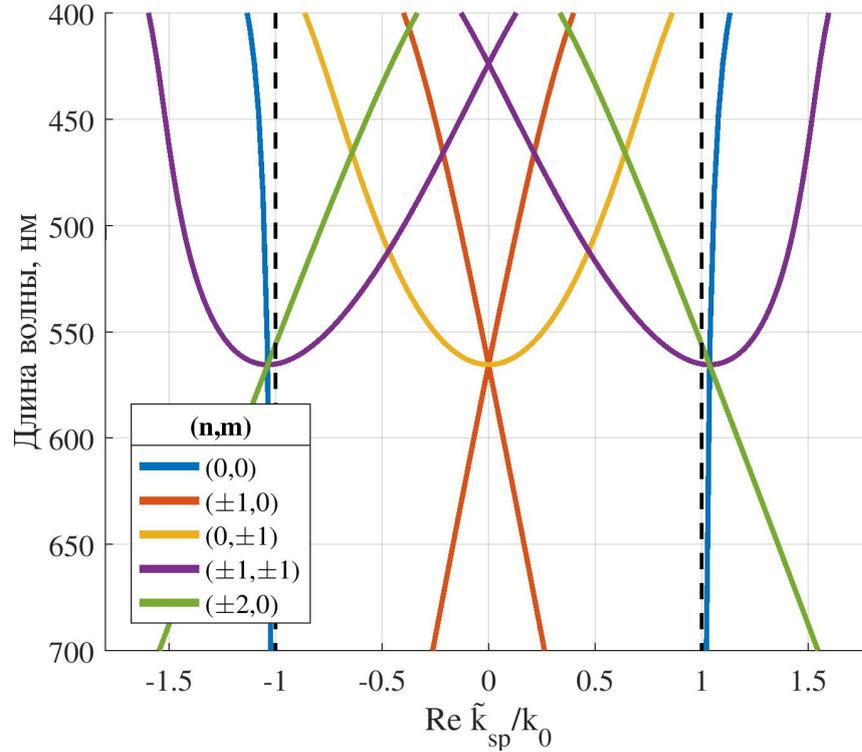


Рисунок 4.3 — Дисперсия поверхностных плазмонов, распространяющихся вдоль границы серебро-воздух, в приближении пустой решётки (формула (4.2)) с периодом $T = 545$ нм. По оси абсцисс отложена действительная часть x -компоненты волнового вектора мод, нормированная на волновое число в воздухе. Различными цветами показаны различные порядки (n, m) : синий — $(0, 0)$ (исходные плазмонные волны), красный — $(\pm 1, 0)$, жёлтый — $(0, \pm 1)$, фиолетовый — $(\pm 1, \pm 1)$, зелёный — $(\pm 2, 0)$. Пунктирными линиями показаны световые линии в воздухе.

от случая без решётки некоторые моды лежат внутри светового конуса, то есть могут быть возбуждены падающей плоской волной и, наоборот, могут излучать плоские волны (в проекции на плоскость (k_x, k_y) эти плоские волны будут иметь волновой вектор $\mathbf{k}_{xy} = \tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}}$). В частности, при $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$ собственные моды могут возбуждаться и излучать по нормали к поверхности кристалла. Как будет показано в дальнейшем, такая точка, а именно точка $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$ в месте пересе-

чения кривых $(n, m) = (\pm 1, 0)$ и $(0, \pm 1)$ (их ещё можно охарактеризовать как $n^2 + m^2 = 1$), представляет наибольший интерес с точки зрения построения плазмонного лазера с распределенной обратной связью. В этой точке при добавлении отверстий групповая скорость плазмонных мод оказывается равной нулю, и плазмонный кристалл образует резонатор, несмотря на то, что зеркала в явном виде отсутствуют. Это происходит потому, что четыре плазмонные моды, распространяющиеся в четырёх различных направлениях $\pm x$ и $\pm y$, образуют стоячие волны, причём в точке пересечения кривых $n^2 + m^2 = 1$ при $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$ расстояние между соседними узлами стоячей волны равно половине периода решётки или, иными словами, длина волны бегущего плазмона равна периоду решётки. Отметим также, что хотя на рисунке 4.3 видна только одна жёлтая линия, соответствующая $(n, m) = (0, \pm 1)$, она является дважды вырожденной по направлению распространения поверхностного плазмона.

Отойдём теперь от приближения пустой решётки и рассмотрим серебряную плёнку конечной толщины ($h_{\text{Ag}} = 214$ нм) с периодической решёткой отверстий конечного размера (радиус $r = 102.5$ нм) и периодом $T = 545$ нм на подложке из диэлектрика с $n = 1.633$. На эту систему из верхнего воздушного полупространства падает плоская волна. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны падающей волны, угла её падения и её поляризации изображена на рисунке 4.4. Максимумы коэффициента поглощения в данном случае соответствуют возбуждению собственных поверхностных плазмонных волн. Толщина плёнки выбрана достаточно большой, чтобы плазмоны на её нижней границе практически не возбуждались падающей волной и не давали вклада в коэффициент поглощения. Хотя параметры решётки выбраны такими же, как и для рисунка 4.3, чтобы точка $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$ при $n^2 + m^2 = 1$ находилась в районе длин волн 550–560 нм, видно, что модовые структуры, изображённые на рисунках 4.3 и 4.4 существенно отличаются. В первую очередь они отличаются тем, что в случае рисунка 4.3 и приближения пустой решётки все четыре

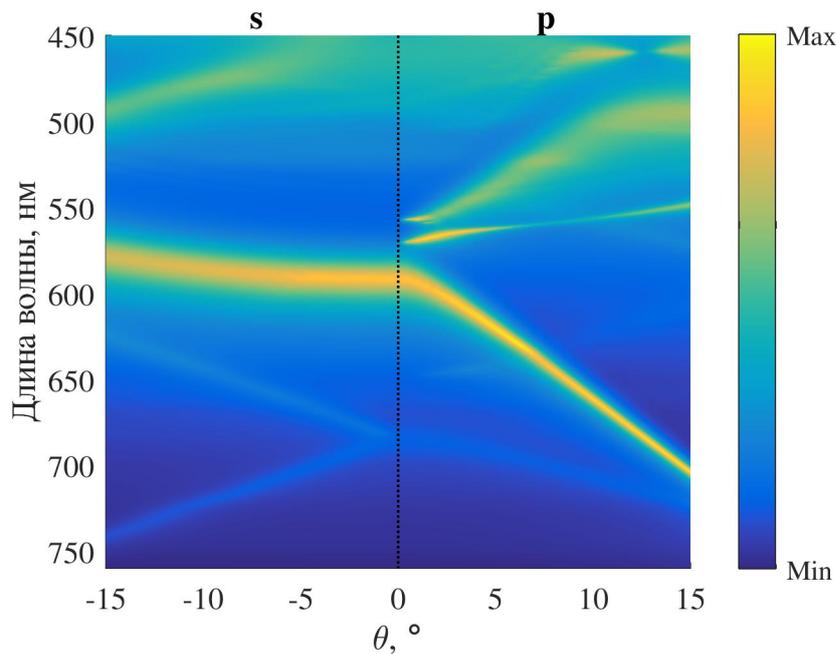


Рисунок 4.4 – Логарифм коэффициента поглощения плоской волны, падающей из воздуха на серебряную плёнку толщиной 214 нм, лежащую на подложке с $n = 1.633$, в зависимости от угла падения и длины волны. Период решётки $T = 545$ нм, радиус отверстий $r = 102.5$ нм. Положительные углы соответствуют p -поляризации плоской волны, отрицательные углы — s -поляризации.

пересекающиеся моды являются вырожденными в точке $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$, наличие же отверстий конечной толщины снимает это вырождение. Как следствие, три из четырёх мод при $\theta = 0^\circ$ имеют различные длины волн, а у двух мод, имеющих одинаковую длину волны, вырождение снимается за счёт поляризации (которая в приближении пустой решётки вообще никак не фигурирует). Кроме того, важно отметить, что все моды (по крайней мере в той степени, в которой об этом можно судить из рисунка 4.4) приближаются к линии $\theta = 0^\circ$ с производной $\partial\lambda/\partial\theta$ стремящейся к нулю, что соответствует $\partial\omega/\partial k \rightarrow 0$, то есть стоячей волне. В рамках приближения пустой решётки такую картину отталкивания собственных мод можно получить, если дополнительно ввести в неё коэффициент связи между волнами, как это сделано в главе 2 применительно к оптическому таммовскому состоянию и волноводной моде фотонного кристалла. Похожий подход в рамках теории связанных мод (coupled mode theory) к

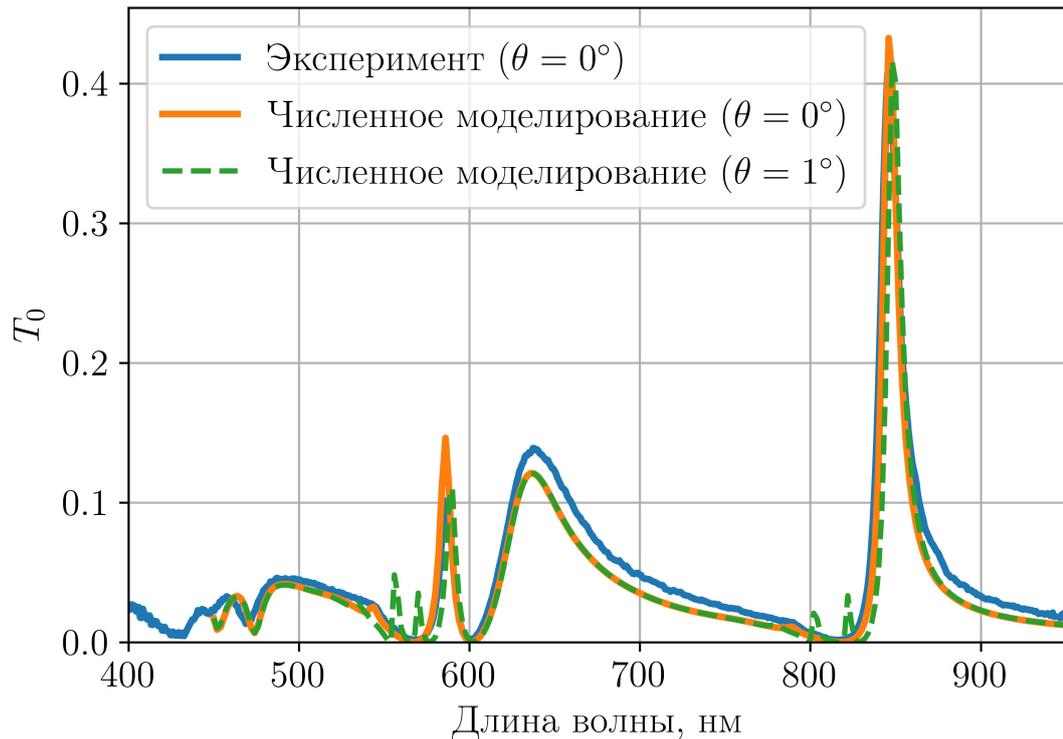


Рисунок 4.5 – Коэффициент прохождения в нулевом дифракционном порядке при падении плоской волны по нормали на серебряную плёнку толщиной 100 нм, лежащую на кварцевой подложке, с решёткой отверстий. Период решётки $T = 545$ нм, радиус отверстий $r = 105$ нм. Синяя кривая соответствует численному расчёту, оранжевая — экспериментальным измерениям.

анализу дисперсии плазмонных мод вблизи точки $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$ продемонстрирован в работах [116, 117].

Результаты расчётов коэффициента прохождения плоской волны через металлическую плёнку с решёткой отверстий удалось проверить экспериментально. Серебряная плёнка толщиной 100 нм с решёткой отверстий диаметром 201 нм и периодом 545 нм на кварцевой подложке была изготовлена методом лазерной литографии в научно-образовательном центре «Функциональные Микро/Наносистемы» при МГТУ им. Баумана. Измерения спектров коэффициента прохождения проводились в оптической лаборатории во ВНИИА им. Духова. На рисунке 4.5 приведены измеренный спектр коэффициента прохождения и два спектра, рассчитанных численно — для углов падения плоской волны $\theta = 0^\circ$ и 1° к нормали к поверхности плёнки. Видно, что измеренный спектр хорошо

совпадает с численным для $\theta = 0^\circ$. Дополнительные резонансы, которые видны на рисунке 4.5 по сравнению с рисунком 4.4 связаны с возбуждением плазмонов на границе серебро-кварц из-за меньшей толщины металлической плёнки. Кроме того, видно, что спектры для падения под углом 0° и 1° к нормали имеют существенные отличия — при отклонении от нормали в спектре появляются дополнительные резонансы, связанные с возбуждением так называемых «тёмных» мод, которые детально будут обсуждаться в следующем разделе.

2. ВИС состояния в плазмонном кристалле

Важной деталью, которую можно заметить на рисунке 4.4 (и которая более явно видна на рисунке 4.5), является то, что часть собственных мод решётки не возбуждается при падении плоской волны по нормали — две минимальные по длине волны моды при приближении к $\theta = 0^\circ$ «исчезают» на графике. Такое поведение собственных мод является отличительной чертой связанных состояний, лежащих внутри континуума мод. Далее такие состояния мы будем называть ВИС состояниями (от английского bound in the continuum) или «тёмными» модами в отличие от «светлых» мод, возбуждаемых плоской волной, падающей по нормали. Ключевой особенностью ВИС состояний является то, что хотя они лежат внутри области частот и волновых векторов, которая соответствует непрерывному спектру, они не и излучают плоские волны и не могут быть возбуждены ими. В литературе описано несколько механизмов возникновения ВИС состояний в различных системах [118], мы остановимся на одном из них, чтобы понять природу «тёмных» мод в рассматриваемой системе.

Необходимым условием существования плазмонных ВИС состояний в решётке отверстий является C_2 симметрия системы. Чтобы нагляднее продемонстрировать это, рассмотрим упрощённую геометрию — металлическое полупространство с одиночным, симметричным относительно плоскости yz выступом из

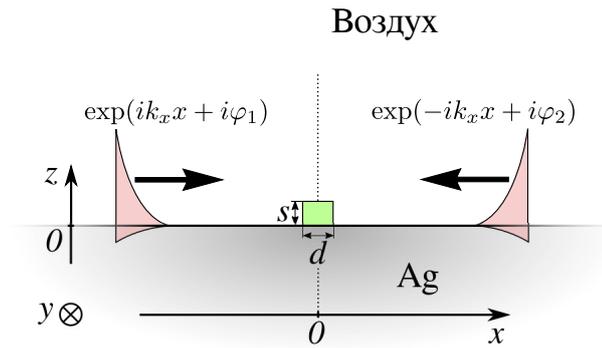


Рисунок 4.6 – Геометрия задачи о рассеянии поверхностных плазмонов на неоднородности — серебряное полупространство с выступом из диэлектрика с проницаемостью $\varepsilon = 9$, шириной $d = 100$ нм и высотой $s = 80$ нм. Вдоль поверхности серебра, навстречу друг другу и по нормали к выступу распространяются две плазмонные волны.

диэлектрика с $\varepsilon = 9$ (см. рисунок 4.6). На выступе рассеиваются две плазмонные волны — распространяющиеся в направлениях $+x$ и $-x$. По отдельности каждый из плазмонов рассеивается на выступе в прямом и обратном направлениях (то есть в плазмоны, распространяющиеся в направлениях $\pm x$ от выступа), а также в волны свободного пространства (см. рисунок 4.7 а и б). Поскольку задача симметрична относительно плоскости $x = 0$, рассеяние в этой плоскости, в направлении по нормали к границе металла для обоих плазмонов будет одинаково по амплитуде. Это значит, что меняя разность фаз двух распространяющихся навстречу друг другу плазмонов можно добиться как их конструктивной, так и деструктивной интерференции в этом выделенном направлении. Распределение поля в этих случаях изображено на рисунке 4.7 с и d. Из рисунка видно, что в случае деструктивной интерференции рассеяние не удаётся подавить во всём пространстве, однако в направлении по нормали над выступом поле равно нулю. При конструктивной интерференции такого выделенного направления нет.

В периодической решётке наличие неизлучающих мод можно показать строго. Рассмотрим решётку, периодическую по направлению x с периодом T . Воспользовавшись теоремой Блоха и считая, что в направлении y система трансля-

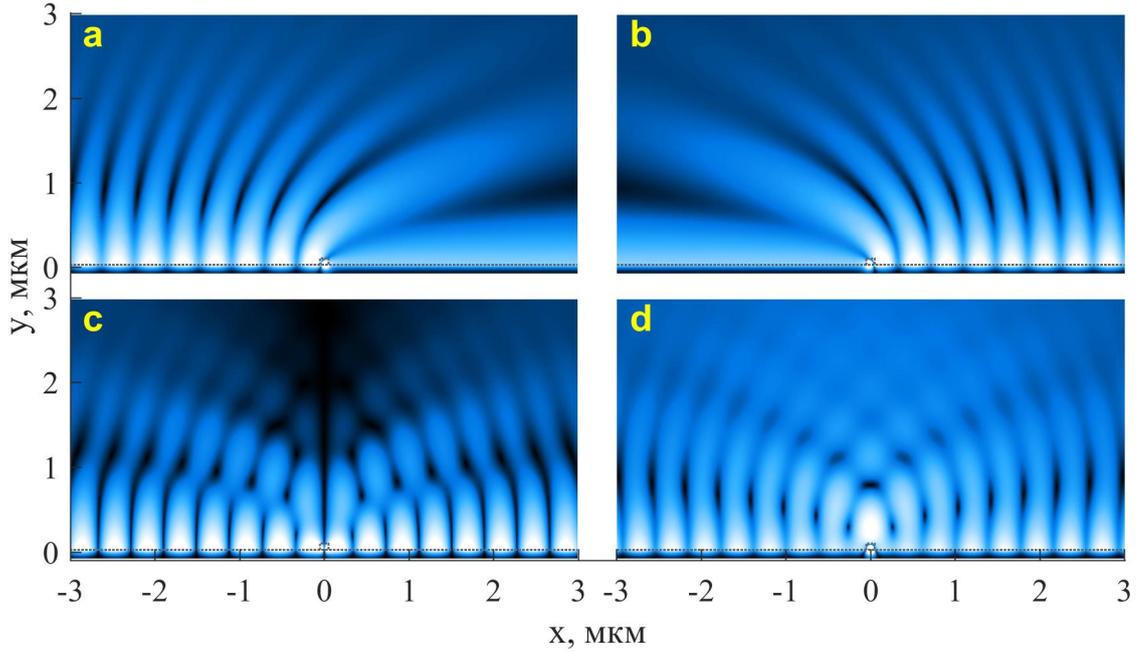


Рисунок 4.7 – Распределение модуля магнитного поля $|H_y|$ плазмона в системе, изображённой на рисунке 4.6 для различных случаев: плазмон распространяется в направлении $+x$ (**a**), плазмон распространяется в направлении $-x$ (**b**), плазмоны распространяются в обоих направлениях, интерферируют деструктивно (**c**) и конструктивно (**d**). Чёрный цвет соответствует полю, равному нулю, белый — максимальному полю. Пунктиром показана геометрия задачи — поверхность металла и граница выступа.

ционно-инвариантна, а $k_y = 0$, поле \mathbf{H} в такой решётке можно представить в виде

$$\mathbf{H}_k = \mathbf{u}_k(x, z)e^{ikx}, \quad (4.3)$$

где k — модуль вектора Блоха, $\mathbf{u}_k(x, z) = \mathbf{u}_k(x+T, z)$ — периодическая функция, которую можно разложить в ряд Фурье:

$$\mathbf{u}_k(x, z) = \frac{a_0(z)}{2} + \sum_{n=1}^{+\infty} \left(a_n(z) \cos \left[\frac{2\pi n}{T} x \right] + b_n(z) \sin \left[\frac{2\pi n}{T} x \right] \right), \quad (4.4)$$

где a_n и b_n — коэффициенты Фурье, зависящие от координаты z .

Известно, что собственные моды в периодической решётке с C_2^z симметрией (вращение вокруг оси z на 180 градусов) могут быть либо чётными, либо

нечётными [108, 119]:

$$C_2^z \mathbf{H}_{\mathbf{k}=0}(C_2^z \mathbf{r}) = \pm \mathbf{H}_{\mathbf{k}=0}(\mathbf{r}), \quad (4.5)$$

где C_2^z — оператор вращения на 180 градусов вокруг оси z . Возвращаясь к рассматриваемой решётке, при $k = 0$, для соблюдения чётности решений либо коэффициенты a_n , либо коэффициента b_n должны быть равны нулю. Таким образом поля $\mathbf{H}_{\mathbf{k}=0}$ могут быть представлены следующим образом

$$\text{чётные: } \mathbf{H}_{k=0} = \frac{a_0(z)}{2} + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n(z) \cos \left[\frac{2\pi n}{T} x \right], \quad (4.6)$$

$$\text{нечётные: } \mathbf{H}_{k=0} = \sum_{n=1}^{+\infty} b_n(z) \sin \left[\frac{2\pi n}{T} x \right]. \quad (4.7)$$

Косинусы и синусы в правой части уравнений (4.6)-(4.7) можно представить в виде суммы или разницы экспонент комплексного аргумента:

$$\text{чётные: } \mathbf{H}_{k=0} = \frac{a_0(z)}{2} + \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{a_n(z)}{2} \left(\exp \left[-i \frac{2\pi n}{T} x \right] + \exp \left[i \frac{2\pi n}{T} x \right] \right), \quad (4.8)$$

$$\text{нечётные: } \mathbf{H}_{k=0} = \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{ib_n(z)}{2} \left(\exp \left[-i \frac{2\pi n}{T} x \right] - \exp \left[i \frac{2\pi n}{T} x \right] \right). \quad (4.9)$$

Зависимость коэффициентов a_n и b_n от z в полупространстве выше периодической структуры можно записать в виде $a_n(z) = a_n e^{ik_{n,z}z}$ и $b_n(z) = b_n e^{ik_{n,z}z}$, где $k_{n,z} = \sqrt{\varepsilon k_0^2 - \left(\frac{2\pi n}{T}\right)^2}$, k_0 — волновое число в вакууме, ε — диэлектрическая проницаемость верхнего полупространства. При $\frac{2\pi n}{T} > \sqrt{\varepsilon} k_0$ (или, что то же самое, при $\frac{T}{n} < \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}$, где $\lambda = \frac{2\pi}{k_0}$ — длина волны в вакууме), $k_{n,z}$ становится чисто мнимой величиной, что соответствует экспоненциально затухающим в верхнее полупространство волнам (знак мнимой части выбирается так, что $\text{Im}[k_{n,z}] > 0$). Как следует из уравнений (4.8)–(4.9), если $T < \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}$, для нечётных мод все волны будут эванесцентными, то есть будут затухать при удалении

от решётки. Для чётных мод всегда будет существовать распространяющаяся волна при $n = 0$.

Продемонстрируем это в явном виде, рассчитав энергию, излучаемую в верхней полупространство. Для этого необходимо проинтегрировать вектор Пойнтинга по площади элементарной ячейки при $z = \text{const}$ выше структуры:

$$P_z = \int_{-T/2}^{T/2} S_z dx, \quad (4.10)$$

где $S_z = \frac{1}{2} \text{Re} [E_x H_y^*]$ — z -компонента вектора Пойнтинга, P_z — мощность, излучаемая решёткой через элементарную ячейку на единицу длины в направлении y . Поле \mathbf{E} выражается через магнитное поле с помощью уравнений Максвелла:

$$E_x = -\frac{i}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{\omega \varepsilon \varepsilon_0} \sum_{n=0}^{+\infty} k_{n,z} e^{ik_{n,z}z} \left\{ \begin{array}{l} \tilde{a}_n \cos [2\pi n x / T] \\ b_n \sin [2\pi n x / T] \end{array} \right\}, \quad (4.11)$$

где верхняя (нижняя) строчка в фигурных скобках соответствует чётным (нечётным) модам. В уравнении (4.11) мы переопределили коэффициенты Фурье: $\tilde{a}_0 = a_0/2$, $\tilde{a}_n = a_n$ при $n > 0$. Подставляя поля E и H в z -компоненту вектора Пойнтинга, получаем

$$S_z = \frac{1}{2\omega \varepsilon \varepsilon_0} \text{Re} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} k_{n,z} e^{ik_{n,z}z} e^{-ik_{m,z}z} \left\{ \begin{array}{l} \tilde{a}_n \tilde{a}_m^* \cos[2\pi n x / T] \cos[2\pi m x / T] \\ b_n b_m^* \sin[2\pi n x / T] \sin[2\pi m x / T] \end{array} \right\}. \quad (4.12)$$

Подставим получившееся выражение в (4.10):

$$\begin{aligned}
P_z &= \frac{T}{4\omega\varepsilon\varepsilon_0} \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} \frac{k_{n,z} e^{ik_{n,z}z} e^{-ik_{m,z}^*z}}{\pi(m^2 - n^2)} \left\{ \begin{array}{l} \tilde{a}_n \tilde{a}_m^* \begin{pmatrix} m \cos[\pi n] \sin[\pi m] \\ -n \cos[\pi m] \sin[\pi n] \end{pmatrix} \\ b_n b_m^* \begin{pmatrix} n \cos[\pi n] \sin[\pi m] \\ -m \cos[\pi m] \sin[\pi n] \end{pmatrix} \end{array} \right\} \\
&= \frac{T}{4\omega\varepsilon\varepsilon_0} \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{m=0}^{+\infty} k_{n,z} e^{ik_{n,z}z} e^{-ik_{m,z}^*z} \left\{ \begin{array}{l} \tilde{a}_n \tilde{a}_m^* \\ b_n b_m^* \end{array} \right\} \delta_{nm} \\
&= \frac{T}{4\omega\varepsilon\varepsilon_0} \operatorname{Re} \sum_{n=0}^{+\infty} k_{n,z} e^{-2\operatorname{Im}(k_{n,z})z} \left\{ \begin{array}{l} |\tilde{a}_n|^2 \\ |b_n|^2 \end{array} \right\}.
\end{aligned}$$

Из последнего выражения видно, что когда $k_{n,z}$ является действительной величиной, выражение под знаком суммы даёт ненулевой вклад в излучение, при этом $k_{n,z}$ — нулевой. При выполнении условия $T < \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}$ нечётные моды оказываются неизлучающими, поскольку уже $k_{1,z}$ оказывается мнимой величиной, а $b_0 = 0$.

Аналогичная картина будет наблюдаться и в двумерных периодических решётках, в которых имеется C_2 симметрия. Причём, как в случае, изображённом на рисунке 4.4, количество ВИС состояний в квадратной решётке вблизи $\tilde{k}^{\text{eig}} = 0$ при $n^2 + m^2 = 1$ будет равно двум в отличие от одномерной решётки, где оно равно одному. Наличие двух различных «тёмных» мод, объясняется тем, что в отсутствие рассеивателей существуют две пары направлений $\pm x$ и $\pm y$, распространяясь вдоль которых плазмоны могут деструктивно интерферировать. Добавление рассеивателей снимает вырождение по этим парам направлений. Когда $\tilde{k}^{\text{eig}} \neq 0$ или $\theta \neq 0$ симметрия решения нарушается и условие (4.5) более не выполняется. Однако в некоторых случаях возможно существование ВИС состояний и при $\theta \neq 0$ [120]. Для этого необходимо, чтобы система также обладала σ_z (отражение относительно плоскости $z = 0$) и T (обращение времени)

симметриями [118]. Также отметим, что в случае, когда период решётки превышает длину волны в свободном пространстве, у ВИС состояний появляется канал излучения в дифракционные порядки. Пример такой ситуации в решётках отверстий в металле мы будем обсуждать позже.

Необходимо отметить, что существование ВИС состояний возможно только в бесконечных периодических системах — ограничение размера решётки нарушает базовые предпосылки, на которых основан представленный выше вывод. Однако для достаточно больших решёток, вблизи их центра, радиационные потери некоторых мод могут стремиться к нулю. Этот эффект предсказан как теоретически [121], так и экспериментально [122]. При этом в дальнем поле в диаграмме направленности излучение по нормали к поверхности отсутствует, но имеются лепестки ненулевого излучения под небольшим углом к нормали.

3. Модель усиливающей среды

Для расчёта порогов генерации в плазмонном лазере нам необходима модель усиливающей среды. Мы будем рассматривать усиливающую среду, как однородную изотропную среду с комплексной диэлектрической проницаемостью. Эта модель может быть получена из полуклассических уравнений Максвелла-Блоха, которые часто используются для описания динамики лазерной генерации. Для усиливающей среды, состоящей из двухуровневых молекул в диэлектрической матрице, эта система уравнений принимает следующий вид [123]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\hat{\varepsilon}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}] = -\frac{C(\mathbf{r})}{c^2 \varepsilon_0} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_p} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \omega_{21}^2 \mathbf{P} = -\frac{2\omega_{21}}{\hbar} \frac{|\mu_{21}|^2}{3} n \mathbf{E}, \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{2}{\hbar \omega_{21}} \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (4.15)$$

где \mathbf{E} и \mathbf{P} — зависящие от времени и координаты электрическое поле и макроскопическая поляризация активной среды, соответственно, $C(\mathbf{r})$ — концентрация активных молекул, n — инверсия населённостей, $\hat{\varepsilon}(\mathbf{r}, t)$ — оператор, описывающий отклик диэлектрических и металлических частей, фурье-образ диэлектрической проницаемости, ω_{21} — частота перехода между уровнями молекул, μ_{21} — недиагональный матричный элемент дипольного момента молекул, τ_p и τ_n — времена релаксации поляризации и населённостей, соответственно, n_0 — равновесная инверсия населённостей, определяется интенсивностью накачки (от -1 в отсутствие накачки, до 1 при бесконечной интенсивности накачки). При гармонической зависимости электрического поля и поляризации от времени и стационарной инверсии населённостей, после некоторых преобразований мы приходим к следующему нелинейному векторному уравнению Гельмгольца:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) + \varepsilon_{\text{gain}}(\mathbf{r}, \omega)) \mathbf{E} = 0, \quad (4.16)$$

где теперь \mathbf{E} — электрическое поле, зависящее от координаты и частоты, $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость неактивных частей лазера и диэлектрической матрицы, содержащей активные молекулы, и

$$\varepsilon_{\text{gain}}(\mathbf{r}, \omega) = C(\mathbf{r}) \alpha \frac{\omega_{21}}{\omega} \frac{\frac{\tau_p}{2\omega} [\omega^2 - \omega_{21}^2] - i}{1 + \beta |\mathbf{E}|^2 + \left(\frac{\tau_p}{2\omega} [\omega^2 - \omega_{21}^2]\right)^2} \quad (4.17)$$

— комплексная диэлектрическая проницаемость, описывающая нелинейный отклик усиливающей среды на поле с частотой ω , $\alpha = \frac{|\mu_{21}|^2 \tau_p n_0}{3\hbar \varepsilon_0}$, $\beta = \frac{|\mu_{21}|^2 \tau_p \tau_n}{3\hbar^2}$.

Когда внешняя накачка выключена или достаточно слабая, инверсия населённостей n_0 меньше нуля и диэлектрическая проницаемость (4.17) описывает поглощающую среду с лоренцевой формой линии. При достаточном уровне накачки, инверсия n_0 оказывается больше нуля и среда становится усиливающей, причём слагаемое $\beta |\mathbf{E}|^2$ в знаменателе накладывает ограничение на то,

насколько может вырасти электрическое поле. Когда накачка выключена или мала существует только тривиальное решение нелинейного уравнения Гельмгольца (4.16) при действительной частоте. Выше некоторого порогового значения n_0 (называемого порогом лазерной генерации) может существовать решение уравнения (4.16) с ненулевым электрическим полем при действительной частоте — такое решение будет соответствовать лазерной генерации. Если, однако, существует несколько нетривиальных решений при одинаковой накачке, нарушается применимость приближения, при котором мы считаем, что поля зависят от времени гармоническим образом. Такая ситуация соответствует конкуренции мод и, возможно, многомодовому режиму лазерной генерации — оба этих эффекта не учитываются в текущей модели. В литературе можно найти развитие описанного здесь подхода, который позволяет учесть эти эффекты [124]. Даже, когда сделанные приближения выполняются, найти решение уравнения (4.16) затруднительно из-за нелинейной зависимости диэлектрической проницаемости (4.17) от интенсивности поля и частоты. Чтобы упростить задачу, сделаем также следующие приближения. Во-первых, непосредственно над порогом генерации, пока выполняется условие $\beta|\mathbf{E}|^2 \ll 1$, мы можем пренебречь зависимостью проницаемости от электрического поля. Кроме того, мы можем предположить, что лазер настроен таким образом, что частота генерации совпадает с центральной частотой излучения активных молекул. Тогда мы можем на время абстрагироваться от параметров конкретных молекул и решать уравнение:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon(\mathbf{r}, \omega) + i\varepsilon_g''(\mathbf{r})) = 0, \quad (4.18)$$

где ε_g'' является мнимой частью диэлектрической проницаемости усиливающей среды и переменной, относительно которой нам необходимо решить уравнение. Когда мы находим значение ε_g'' и геометрию лазера такие, что $\omega = \omega_{21}$, мы можем вернуться к параметрам активных молекул и определить необхо-

димые значения инверсии населённостей и накачки. Такой подход по-прежнему недостаточно удобен для практического использования, нам необходимо решать уравнение (4.18) относительно кусочно-заданной неизвестной. Вместо этого мы будем решать уравнение относительно неизвестной собственной частоты ω — это существенно проще, поскольку уже существуют готовые инструменты для численного решения такого рода задач. Затем мы последовательно будем изменять геометрию лазера и мнимую часть диэлектрической проницаемости усиливающей среды, чтобы собственная частота, которую мы находим была чисто действительной и равнялась частоте излучения молекул. Когда такая геометрия и ε_g'' будут найдены, значение ε_g'' будет являться порогом лазерной генерации для найденной геометрии. Более подробно алгоритм решения уравнения (4.18) обсуждается в следующем разделе.

Отметим также, что несмотря на то, что мы построили модель усиливающей среды положив в основу двухуровневую систему, к аналогичным результатам можно прийти также и для трёх- или четырёхуровневой системы — уравнение (4.18) от этого не меняется. Несмотря на то, что (4.17) подразумевает, что усиление может возрастать с увеличением концентрации, существует предел, до которого это справедливо. Выше некоторой концентрации молекул росту усиления препятствуют такие эффекты как гашение флуоресценции и самопоглощение. Так, для молекул красителя IR-140 экспериментально найденная максимальная величина усиления составляет 68 см^{-1} [125].

4. Численное решение уравнения Гельмгольца

Для численного решения уравнения (4.18) мы используем программное обеспечение COMSOL Multiphysics, в котором реализован метод конечных элементов для решения задач электромагнетизма. Приведённый в предыдущем разделе алгоритм расчёта порогов лазерной генерации собственных мод требует боль-

шого количества расчётов для нахождения порога в одной конфигурации плазмонного лазера. Изменяя какой-либо геометрический параметр лазера (или, например, диэлектрическую проницаемость какой-либо его составляющей) и мнимую часть проницаемости усиливающей среды, нам необходимо найти такую точку, в которой действительная часть частоты собственной моды будет равна заранее выбранной центральной частоте излучения усиливающей среды, а мнимая часть будет равна нулю. На практике геометрическим параметром, которым мы будем настраивать частоту собственных мод, является период решётки. Согласно формуле (4.2) изменение периода в небольших пределах в первом приближении линейно смещает положение собственной моды. Практика также показывает, что мнимая часть частоты при этом меняется пренебрежимо мало. Аналогично, изменение мнимой части проницаемости усиливающей среды влияет преимущественно на мнимую часть частоты собственной моды и лишь незначительно — на действительную часть. Благодаря этому мы можем искать точку $\text{Re } \omega_{\text{eig}} = \omega_{21}$, $\text{Im } \omega_{\text{eig}} = 0$ двигаясь в пространстве параметров последовательно сначала вдоль одной оси (изменяя период решётки), а затем вдоль другой (изменяя ε''_g). Кроме того, поскольку, как оказывается на практике, действительная часть частоты собственной моды почти линейно зависит от периода решётки в достаточно широких пределах, мы можем сканировать некоторый диапазон периодов с большим шагом по периоду, а затем интерполировать положение сразу многих собственных мод, чтобы найти точки $\text{Re } \omega_{\text{eig}} = \omega_{21}$ сразу для них всех. Затем нахождение точек, в которых мнимая часть частоты собственных мод оказывается равна нулю, необходимо проводить отдельно для каждой из найденных конфигураций.

Отметим, что поскольку диэлектрическая проницаемость является аналитической функцией частоты [126], для корректного решения уравнения (4.18), вообще говоря, требуется учитывать зависимость диэлектрической проницаемости от мнимой части частоты. Если зависимость ε от действительной частоты

измерена для многих материалов, то зависимость от мнимой части можно получить лишь приблизительно, воспользовавшись условиями Коши-Римана:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega'} &= \frac{\partial \varepsilon''}{\partial \omega''}, \\ \frac{\partial \varepsilon'}{\partial \omega''} &= -\frac{\partial \varepsilon''}{\partial \omega'}. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Приближая частные производные конечными разностями, можно получить линейную оценку диэлектрической проницаемости от мнимой части частоты. Если же при нахождении собственных мод не учитывать зависимость проницаемости от мнимой части частоты, то оценка добротности собственных мод окажется ошибочной, причём ошибка будет тем больше, чем ниже добротность моды и чем больше дисперсия диэлектрической проницаемости на частоте собственной моды. Мы можем пренебречь этой зависимостью в процессе расчётов, поскольку в интересующей нас точке на пороге генерации $\omega''_{\text{eig}} = 0$.

5. Геометрия плазмонного лазера

В качестве плазмонного кристалла будем рассматривать серебряное полупространство с отверстиями бесконечной глубины. Сверху металл покрыт полубесконечным диэлектриком (будем считать, что этот же диэлектрик заполняет отверстия в металле). Так как в методе конечных элементов невозможно задать истинно бесконечные области пространства, на практике мы будем рассматривать отверстия достаточно большой глубины, чтобы электрическое поле у их дна оказывалось пренебрежимо мало. Сверху диэлектрическое полупространство ограничивается с помощью PML (Perfectly Matched Layer, идеально согласованный слой) — поглощающей, слабоотражающей области пространства. При этом толщина слоя диэлектрика от границы с металлом до PML в моделировании устанавливается равной 3.2 мкм. Кроме того, мы разделяем диэлектрик на

два слоя — первый, примыкающий к металлу, толщиной 1.2 мкм с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon'_h + i\varepsilon''_g$, и второй, примыкающий к РМЛ, толщиной 2 мкм с проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon'_h$, где ε_h — проницаемость диэлектрической матрицы, в которой находятся активные молекулы. При таком разделении полубесконечного диэлектрического полупространства на активную и пассивную части мы избежим бесконечного усиления поля излучающих мод по мере удаления от поверхности металла. В реальности это может соответствовать, например, слою растворителя с активными молекулами, закрытому сверху покровным стеклом с близким показателем преломления. Затем мы также рассмотрим плазмонный лазер, покрытый конечным слоем диэлектрика с $\varepsilon_h > 1$. В обоих случаях мы будем находить такую мнимую часть проницаемости диэлектрика ε''_g , при которой будет достигаться порог лазерной генерации. В качестве величины, характеризующей порог генерации мы будем использовать усиление, измеряемое в см^{-1} , которое связано с мнимой частью диэлектрической проницаемости следующим образом:

$$g = -2\frac{\omega}{c}\text{Im}\sqrt{\varepsilon_h + i\varepsilon''_g}. \quad (4.20)$$

Отдельным вопросом является выбор активной среды и её параметров. Из литературы известно [127], что наибольшее усиление было продемонстрировано в эпитаксиальных квантовых точках (несколько тысяч см^{-1}). Однако наиболее популярной и простой с технологической точки зрения активной средой остаются красители. Простые оценки порога суперлюминесценции для поверхностных плазмонов на границе серебра и диэлектрика с показателем преломления около 1.5 показывают, что при длинах волн около 600–700 нм требуется усиление порядка нескольких сотен см^{-1} , которое недостижимо при использовании красителей. Поэтому в настоящей работе мы сосредоточились на оптимизации геометрии плазмонного лазера для длины волна порядка 850 нм, где затухание поверхностных плазмонов ниже. В качестве активной среды для такого лазера

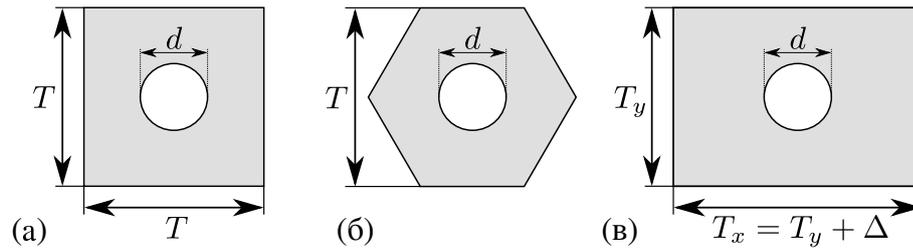


Рисунок 4.8 – Различные геометрии периодической решётки, для которых ищутся пороги лазерной генерации: **(а)** квадратная, **(б)** гексагональная, **(в)** прямоугольная с $T_x - T_y = \Delta$, где T_x и T_y — периоды решётки вдоль направлений x и y соответственно. Диаметр отверстий d .

можно использовать краситель IR-140, центральная длина волны излучения которого варьируется в зависимости от среды, в которую он помещён, в диапазоне от 840 до 880 нм [125, 128]. При этом максимальное достигнутое на настоящий момент усиление с данным красителем составляет 68 см^{-1} [125]. Кроме того, выбранный краситель уже использовался в экспериментальных демонстрациях работы лазера с распределённой обратной связью, в котором лазерование осуществлялось на волноводных модах слоя активной среды, а рассеивающими элементами служили плазмонные частицы [94, 96], а также в лазере на локализованных плазмонах [91]. Далее при обсуждении порогов генерации мы будем абстрагироваться от конкретных активных сред и их параметров, которые входят в выражение для комплексной диэлектрической проницаемости (4.17). Единственный параметр, связанный с активной средой, который будет для нас важен — центральная длина волны излучения усиливающей среды — мы примем равным 850 нм. Положим действительную часть показателя преломления активной среды равной 1.4692, что соответствует показателю преломления ПВА — популярной матрицы для активных молекул.

Мы будем сравнивать различные геометрии периодической решётки, составляющей плазмонный кристалл — квадратную, гексагональную и прямоугольные с периодами вдоль направлений x и y отличающимися на $\Delta = 10, 15$ и 30 нм (см. рисунок 4.8). Для каждой из решёток мы будем также варьировать диаметр

отверстий в серебре. Поскольку мы ожидаем, что наименьших порог генерации будет наблюдаться для «тёмных мод», а они могут существовать только при $\tilde{k}_{\text{eig}} = 0$, мы ограничимся рассмотрением только этого случая. Кроме того, мы будем рассматривать положение собственных мод в координатах (r, T, g) , где r — радиус отверстий, а T — период решётки. Поскольку длина волны собственных мод фиксирована, для каждого радиуса r , согласно процедуре, описанной выше, мы будем находить периоды T и величины коэффициента усиления g , соответствующие порогам собственных мод.

6. Положение мод в плазмонном лазере, покрытом полубесконечной активной средой

Рассмотрим сначала зависимость положения собственных мод в координатах (r, T) , где r — радиус отверстий, а T — период решётки (в случае гексагональной решётки — это расстояние между центрами ближайших отверстий, в случае прямоугольной решётки — это период вдоль направления x). На рисунке 4.9 приведены графики положения собственных мод. Из рисунка видно, что в случае квадратной и гексагональной решёток все моды стремятся к одной и той же точке при стремлении радиуса отверстий к нулю. Положение этой точки совпадает с положением собственных плазмонных мод в приближении пустой решётки. В квадратной и гексагональной решётках из-за того, что при $r = 0$ нм отверстие отсутствует, моды оказываются вырождены. Это не справедливо для прямоугольной решётки — поскольку период вдоль осей x и y различен, плазмоны распространяющиеся вдоль этих направлений возникают при различных T даже при размере отверстий стремящемся к нулю. Можно также заметить, что для разных типов решёток количество мод на графиках различается. В действительности для квадратной и прямоугольной решёток количество мод одинаково и равно четырём. На рисунке 4.9(а) видно только три

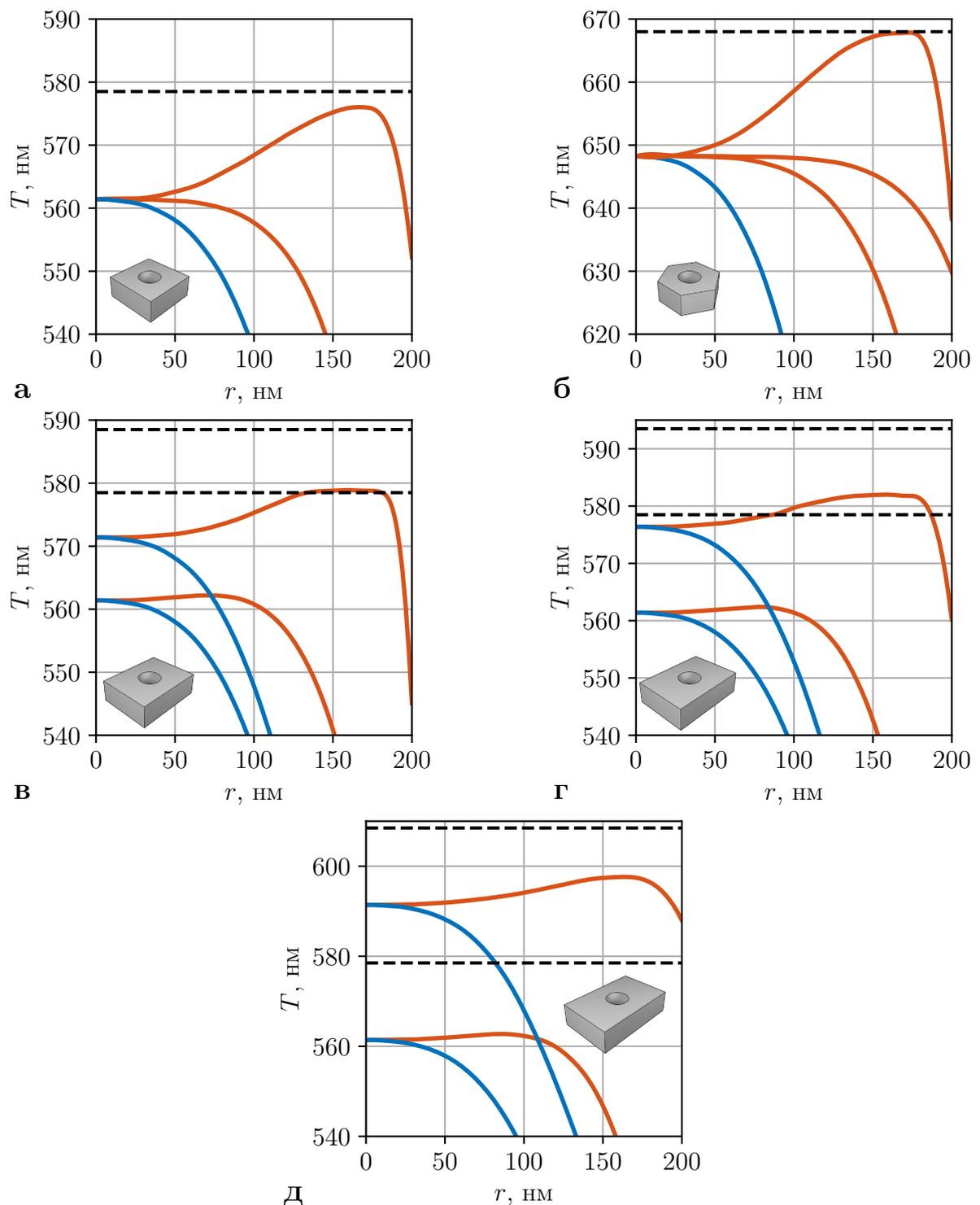


Рисунок 4.9 – Положение в координатах (r, T) собственных плазмонных мод для различных решёток отверстий: квадратной (а), гексагональной (б), прямоугольной с $\Delta = 10$ нм (в), $\Delta = 15$ нм (г), $\Delta = 30$ нм (д). На каждом графике синим показаны «светлые», излучающие моды, красным — «тёмные», неизлучающие (ВИС-состояния). Горизонтальная пунктирная линия обозначает положение аномалии Вуда. На вставках схематически показана геометрия решётки.

моды, поскольку две светлые моды оказываются вырождены. Это вырождение снимается либо за счёт учёта поляризации (не видно на графиках), либо за счёт различного периода вдоль направлений x и y (видно на графиках для прямоугольной решётки). В квадратной решётке вырождение светлых мод также можно снять за счёт формы рассеивателя — если рассеиватель будет иметь C_2 , но не C_4 симметрию, интенсивность рассеяния для мод, распространяющихся в направлениях x и y , будет разной и они будут возникать при различных периодах. Для гексагональной решётки количество мод оказывается больше, поскольку существуют не четыре (как в квадратной или прямоугольной решётке), а шесть направлений, в которых может распространяться поверхностный плазмон и переходить сам в себя. На рисунке 4.9(б) видно четыре моды — две из них (светлая и меньшая по периоду тёмная) оказываются дважды вырождены.

Обратим также внимание на поведение различных мод при увеличении радиуса отверстий. Для большей части мод, вне зависимости от конфигурации периодической решётки, с увеличением радиуса уменьшается период моды (в первом приближении это эквивалентно увеличению длины волны моды при фиксированном периоде). Причём для светлых мод уменьшение периода происходит быстрее, чем для тёмных. Однако для каждой конфигурации есть одна тёмная мода, период которой достаточно существенно увеличивается вплоть до некоторого размера отверстия. При этом резонансный период оказывается близок к периоду, при котором возникает аномалия Вуда. Аномалия Вуда соответствует условию $k = |n\mathbf{G}_1 + m\mathbf{G}_2|$, где $k = n_d\omega/c$ — волновое число в диэлектрическом полупространстве, примыкающем к периодической структуре. Выполнение этого условия соответствует появлению дифракционного порядка — рассеянию в плоскую волну, z компонента волнового вектора которой равна нулю, а x компонента равна (или кратна) периоду решётки. При уменьшении длины волны (или увеличении периода) угол между нормалью к поверхности решётки и направлением распространения волны уменьшается. При увеличении длины волны

(или уменьшении периода) дифракционный порядок перестаёт существовать. Как видно из рисунка 4.9, для квадратной и гексагональной решёток резонансный период приближается к периоду, при котором возникает аномалия Вуда, но не превышает его, а для прямоугольных решёток может превышать его, если разница Δ между периодами оказывается достаточно большой. Отметим, что в прямоугольной решётке положение аномалий Вуда для $(n, m) = (\pm 1, 0)$ и $(n, m) = (0, \pm 1)$ различаются. Плазмонная мода, соответствующая плазмону с порядком $(0, \pm 1)$ пересекает аномалию Вуда с порядком $(\pm 1, 0)$. То есть плазмон, распространяющийся в направлении $\pm y$ рассеивается на отверстиях в волны, чей $k_y = 0$, а $k_x = \pm 2\pi/T_x$. Это возможно потому, что при резонансном периоде T_y , соответствующий ему период $T_x = T_y + \Delta$ оказывается бóльшим периода аномалии Вуда. Схематически этот эффект проиллюстрирован на рисунке 4.10. Нарушение C_2 симметрии при этом происходит не из-за геометрии решётки (которая очевидно остаётся симметричной), а из-за самого поля моды. При рассеянии плазмонов на отверстиях появляется H_y компонента поля, которая отсутствует у плазмонов, распространяющихся по поверхности металла без рассеивателей. Эта компонента поля оказывается не антисимметричной при повороте системы на 180° , как, например, компонента поля H_x и E_y , а симметричной. Поэтому поля плазмонов распространяющихся в направлениях $\pm y$, которые рассеиваются в дифракционные порядки, интерферируют не деструктивно, а конструктивно. Хотя о модах в прямоугольной решётке выше аномалии Вуда по периоду уже нельзя говорить, что они являются «тёмными» или ВИС состояниями, поскольку у них имеются радиационные потери, для простоты мы продолжим придерживаться выбранной терминологии.

Резонансный период мод, которые обсуждались выше, возрастает лишь до определённого радиуса — начиная с радиуса отверстий около 180 нм резонансный период начинает уменьшаться. Эта особенность поведения мод связана с их гибридизацией с волноводными модами, которые могут возникать в отверстиях,

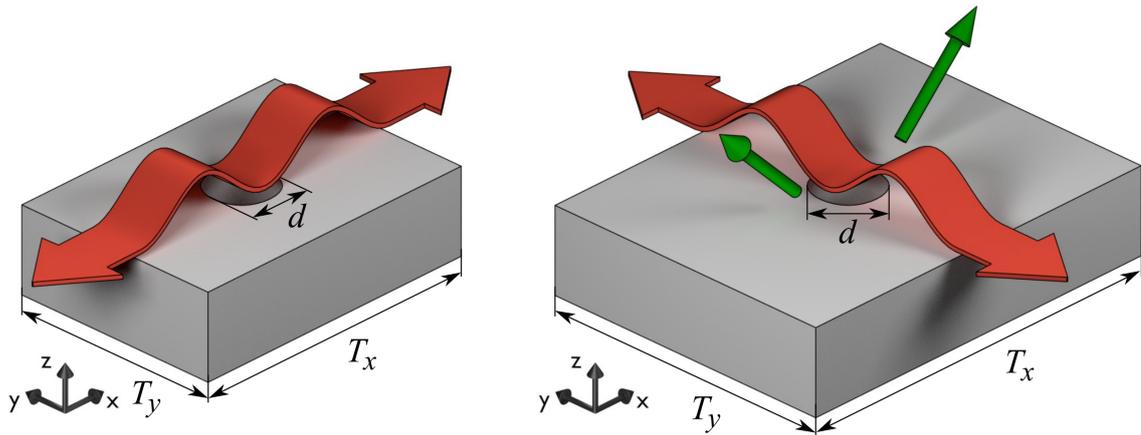


Рисунок 4.10 – Схема собственных плазмонных мод и радиационных каналов распада в прямоугольной решётке с $T_x - T_y = \Delta$. На схеме слева период решётки вдоль оси x равен длине волны плазмонов. На схеме справа — то же, но вдоль оси y . T_x (слева) = T_y (справа). Красными стрелками показаны стоячие плазмонные волны. Зелёными стрелками показаны каналы рассеяния плазмонов в дифракционные порядки.

начиная с определённого радиуса. Поскольку мы решаем задачу на собственные моды на фиксированной частоте, этот радиус отверстий можно условно назвать «радиусом отсечки» (по аналогии с частотой отсечки).

Отметим также, что нахождение собственных мод в прямоугольной решётке выше аномалии Вуда оказывается чрезвычайно затруднено с вычислительной точки зрения. Причина этих сложностей заключается в том, что РМЛ не является идеально поглощающей областью — при скользящих углах падения отражение от РМЛ существенно возрастает и стремится к единице при угле падения равном 90° [129]. Таким образом, для волн с $|\mathbf{k}_\rho| \gg k_z$ (где k_ρ — компонента волнового вектора в плоскости xy) слой РМЛ и поверхность металла образуют Фабри-Перо резонатор. Расстояние от границы металла до РМЛ должно быть достаточно большим, чтобы экспоненциально спадающее поле плазмона было мало в области РМЛ. Из-за этого, плотность Фабри-Перо мод между РМЛ и металлом оказывается достаточно большой. При этом каждая из таких мод может взаимодействовать с плазмонной модой, меняя её период и добротность.

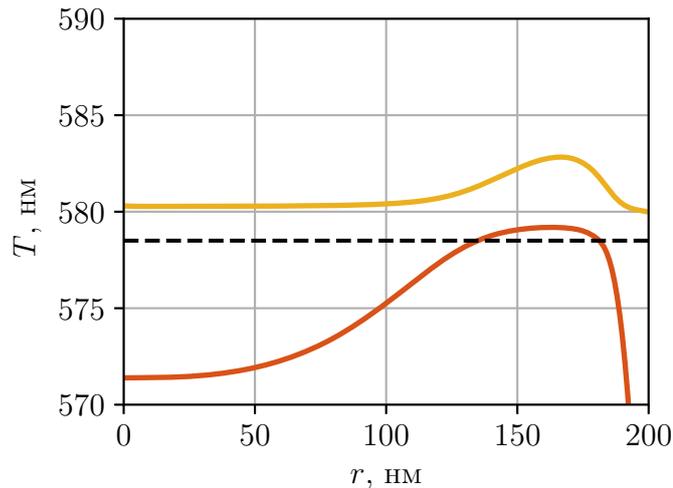


Рисунок 4.11 – Положение в координатах (r, T) собственных мод в прямоугольной периодической решётке с $\Delta = 10$ нм. Красным показана верхняя по периоду «тёмная» плазмонная мода, жёлтым — Фабри-Перо мода, вызванная отражением от PML, чёрным пунктиром — положение аномалии Вуда.

Фактически можно наблюдать явление отталкивания или анти-кроссинга плазмонной и Фабри-Перо мод. Так на рисунке 4.11 хорошо видно, как Фабри-Перо мода, положение которой само по себе практически не меняется при изменении радиуса отверстия, при приближении плазмонной моды, «отталкивается» от неё. При этом, за счёт взаимодействия, положения обеих мод оказываются изменены. Один из возможных способов борьбы с этой проблемой заключается в том, чтобы рассматривать конфигурацию плазмонного лазера, в которой активная среда имеет конечную толщину и ограничена сверху полупространством с показателем преломления меньше показателя преломления активной среды (так, чтобы в верхнем полупространстве не возникала аномалия Вуда).

Для того, чтобы определить настоящее положение собственных мод и их порог в лазере с полубесконечным диэлектриком над поверхностью металла, воспользуемся иным подходом, чем решение задачи на собственные моды. Поскольку, как мы выяснили ранее, моды выше аномалии Вуда строго говоря не являются более «тёмными», поскольку у них имеются радиационные потери, из этого следует, что эти моды также могут быть возбуждены плоской волной,

падающей из верхнего полупространства. Поэтому мы будем решать задачу об отражении и поглощении плоской волны, при этом максимумы поглощения будут соответствовать возбуждению собственной моды. В качестве поглощающих граничных условий вместо PML будем использовать граничные условия типа порт, через которые в систему также вводится излучение. Особенности граничного условия порт позволяют полностью поглощать падающее на него излучение даже при угле падения близком к 90° к нормали, таким образом Фабри-Перо мод между металлом и верхней границей области моделирования при такой постановке задачи не возникает.

На рисунке 4.12 изображено положение собственных мод в прямоугольных решётках (аналогично рисунку 4.9(в-д)), рассчитанное путём решения задачи на собственные значения, а также коэффициент поглощения двух плоских p -поляризованных волн, падающих под углом $\theta = \pm \arcsin(2\pi/T_x k)$ к нормали, где $k = 2\pi\sqrt{\varepsilon_g^T}/\lambda$ — волновое число падающей волны в диэлектрике, покрывающем металл. Такой угол падения соответствует углу, под которым излучает собственная мода. Из рисунка видно, что вблизи периода аномалии Вуда максимум коэффициента поглощения точно совпадает с положение собственных мод, рассчитанных в задачи на собственные значения. Однако выше аномалии Вуда, из-за взаимодействия с Фабри-Перо модами, положение собственных мод отличается от максимума коэффициента поглощения. Таким образом, отслеживая положение максимума поглощения, мы можем восстановить истинное положение собственных мод. Чтобы вычислить порог лазерной генерации в постановке задачи с возбуждением собственных мод плоской волной, мы будем увеличивать мнимую часть диэлектрической проницаемости активной среды пока не достигнем сингулярности в коэффициентах поглощения и отражения. Сингулярность оптических коэффициентов структуры соответствует условию пересечения действительной оси частот полюсом передаточной функции, то есть условию достижения порога лазерной генерации. Такой способ расчёта порога

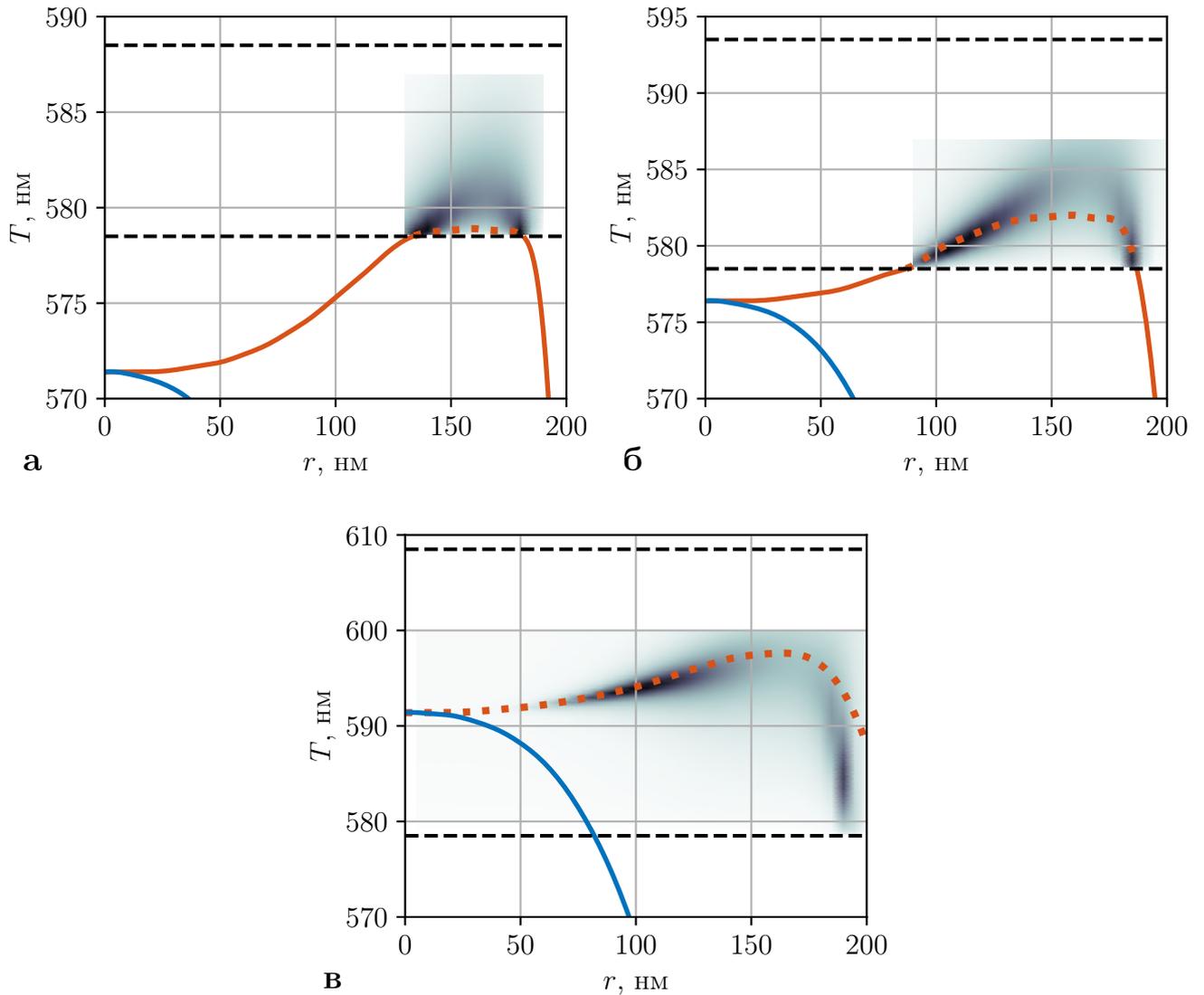


Рисунок 4.12 – Положение в координатах (r, T) собственных мод в прямоугольной периодической решётке с $\Delta = 10$ нм (**а**), $\Delta = 15$ нм (**б**), $\Delta = 30$ нм (**в**). Красным показаны «тёмные» плазмонные моды, синим — «светлые», чёрным пунктиром — положение аномалии Вуда. Верхняя светлая мода над аномалией Вуда показана точками. Цветом на фоне показан коэффициент поглощения плоской волны, падающей на плазмонный кристалл под углом, соответствующим дифракционному порядку $(\pm 1, 0)$. Тёмные области соответствуют большому поглощению, светлые — малому.

также не лишён недостатков. Помимо существенно большего объёма вычислений, которого требует такой метод, с его помощью мы не можем рассчитать порог моды при периоде равном аномалии Вуда или вблизи него. С другой стороны, как мы уже выяснили выше, мы также не можем подойти вплотную к

аномалии Вуда и при нахождении порога с помощью расчёта собственных мод. По этой причине в графиках порога мод от радиуса отверстий будут наблюдаться разрывы — области радиусов, при которых мода оказывается слишком близка к аномалии Вуда, чтобы её порог можно было определить любым из указанных способов.

7. Порог генерации в лазере, покрытом полубесконечной активной средой

Перейдём теперь к рассмотрению порога лазерной генерации в изучаемых системах. На рисунке 4.13 показаны пороги лазерной генерации в зависимости от размера отверстий в различных решётках. Как можно видеть из рисунков, для большей части собственных мод увеличение размера приводит к увеличению усиления, необходимого для достижения лазерной генерации. Только для одной из собственных мод, а именно для верхней по периоду «тёмной» моды (см. рисунок 4.9), в некоторых конфигурациях решётки существуют радиусы отверстий, при которых порог оказывается ниже, чем при отверстии нулевого размера. Для остальных «тёмных» и для всех «светлых» мод справедливо неравенство $g(r > 0) > g(r = 0)$. Увеличение порога для «светлых» мод объясняется ростом радиационных потерь с увеличением размера отверстий. Как видно из рисунка 4.13(д), при $\Delta = 30$ нм ни у одной «тёмной» моды также нет минимума по порогу при $r > 0$. Это объясняется механизмом радиационных потерь в ненулевой дифракционный лепесток, как обсуждалось выше. Наличие минимума порога лазерной генерации у «тёмных» мод в других конфигурациях решёток объясняется следующим образом. Можно заметить, что моды, обладающие минимумом порога лазерной генерации также являются модами, чей резонансный период приближается к аномалии Вуда. Причём минимум порога и близость к аномалии Вуда достигаются примерно при одних и тех же радиусах. Причиной

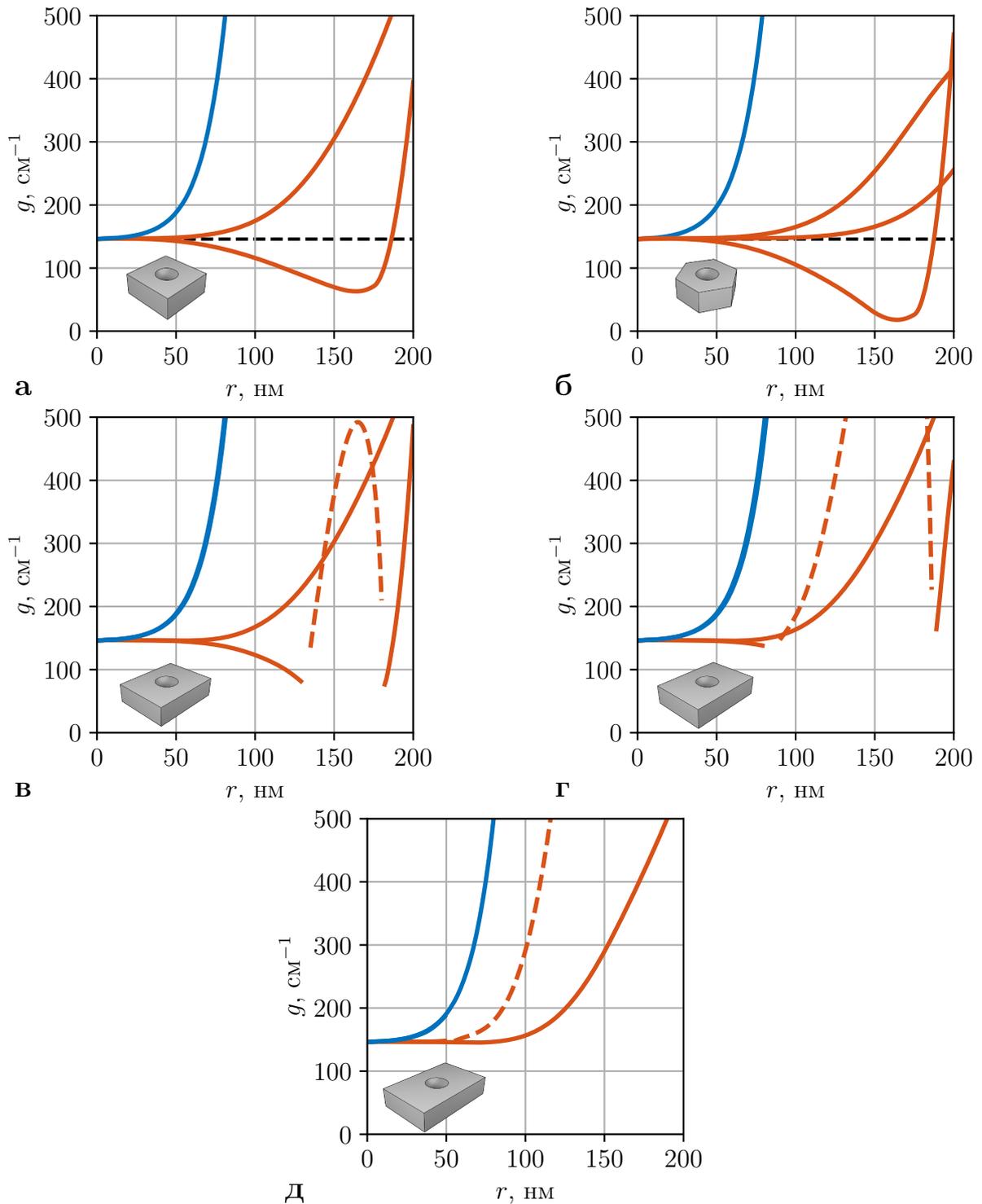


Рисунок 4.13 – Порог лазерной генерации для плазмонных мод в различных решётках отверстий: квадратной (**а**), гексагональной (**б**), прямоугольной с $\Delta = 10$ нм (**в**), $\Delta = 15$ нм (**г**), $\Delta = 30$ нм (**д**). На каждом графике синим показаны «светлые», излучающие моды, а красным — «тёмные», неизлучающие моды (ВИС-состояния). Красной пунктирной линией показаны пороги, вычисленные через сингулярность коэффициента поглощения. Чёрной пунктирной линией показан порог в отсутствие отверстий. На вставках схематически показана геометрия решётки.

этого является то, что при приближении к аномалии Вуда глубина проникновения поля моды в верхнее диэлектрическое полупространство увеличивается, то есть увеличивается доля энергии моды, сосредоточенная в непоглощающей среде, а доля энергии моды, поглощаемая в металле, уменьшается. Продемонстрировать это можно следующим образом. Глубина проникновения поля в диэлектрик определяется выражением $L = 2/\text{Im}[k_z^{\text{eig}}]$, где $k_z^{\text{eig}} = \sqrt{k^2 - (k_\rho^{\text{eig}})^2}$, k_z^{eig} — z -компонента волнового вектора собственной моды, k — волновое число в диэлектрическом полупространстве, k_ρ^{eig} — компонента волнового вектора собственной моды в плоскости (k_x, k_y) . k_ρ^{eig} можно определить из уравнения (4.2) при условии $\tilde{\mathbf{k}}^{\text{eig}} = 0$. В этом случае $k_\rho^{\text{eig}} = -n\mathbf{G}_1 - m\mathbf{G}_2$, а выражение для k_z^{eig} принимает вид:

$$k_z^{\text{eig}} = \sqrt{k^2 - (n\mathbf{G}_1 + m\mathbf{G}_2)^2}. \quad (4.21)$$

Пока период решётки меньше периода аномалии Вуда $T_{\text{wood}} = \sqrt{\varepsilon_g^T} \lambda$, подкоренное выражение отрицательно и собственная мода является эванесцентной в направлении z . Чем ближе к периоду аномалии Вуда приближается период T , тем меньше оказывается $\text{Im}[k_z^{\text{eig}}]$ и тем больше оказывается L , глубина проникновения поля моды в диэлектрическое полупространство. Чтобы проиллюстрировать связь порога генерации с глубиной проникновения поля в диэлектрик, изобразим их в одних осях (см. рисунок 4.14) — в таком случае мы можем напрямую сравнивать влияние глубины проникновения поля на порог для различных решёток, несмотря на то, что одинаковые глубины проникновения наблюдаются для них при разных радиусах отверстий. Так, из рисунка 4.14 видно, что максимальная L для квадратной решётки оказывается меньше, чем для гексагональной. Это согласуется с графиками периода от радиуса отверстий (рисунок 4.9(а) и (б)), на которых видно, что для гексагональной решётки период собственных мод сильнее приближается к периоду аномалии Вуда. Тем не менее пороги для моды в квадратной и гексагональной ячейке совпадают

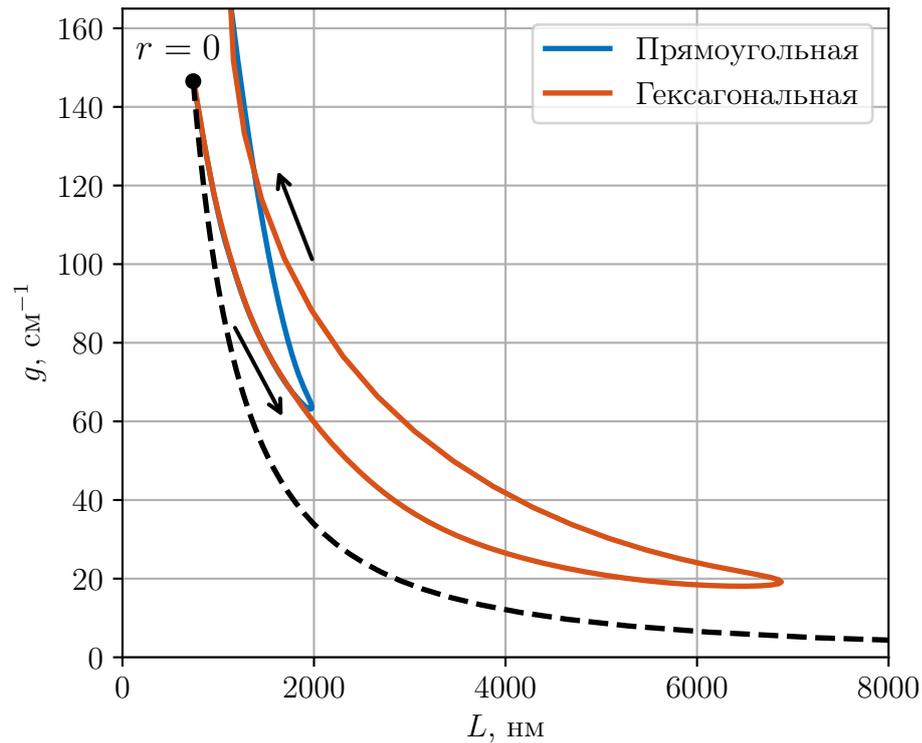


Рисунок 4.14 – Глубина проникновения собственной моды в верхнее диэлектрическое полупространство и соответствующее усиление, необходимое для достижения порога лазерной генерации. Сплошными линиями показаны верхняя по периоду мода в прямоугольной решётке (синяя) и в гексагональной решётке (красная). Пунктирной линией показана аналитическая зависимость для поверхностного плазмона в системе без отверстий для различных показателей преломления диэлектрика. Стрелками показано направление увеличения радиуса отверстий.

от $r = 0$ нм и до радиуса, соответствующего максимальной L для квадратной решётки. Последующее увеличение порога генерации после достижения максимальной глубины проникновения поля моды связано с гибридизацией плазмона с волноводной модой отверстий. Таким образом, вне зависимости от геометрии решётки, снижение порога объясняется уменьшением джоулевых потерь за счёт увеличения глубины проникновения поля в диэлектрическое полупространство. Кроме того, на рисунке 4.14 изображён порог лазерной генерации для плазмона, распространяющегося вдоль границы раздела серебра и диэлектрика на фиксированной длине волны, но для различных показателей преломления диэлектрика (от 1.4692 до 0.3). Видно, что характер зависимости порога от глубины

проникновения для плазмона на границе металла и для собственных мод решёток качественно совпадают. Бóльшее значение порога для мод решёток можно объяснить дополнительным поглощением на гранях отверстий — в областях, где есть локальные максимумы интенсивности поля.

Из формулы 4.21 можно сделать вывод, что и для прямоугольных решёток глубина проникновения моды в диэлектрик возрастает, то есть джоулевы потери уменьшаются. Однако, как было показано выше, в таких решётках присутствуют также радиационные потери, увеличивающиеся с ростом периода. Поэтому в прямоугольных решётках итоговая зависимость порога лазерования от радиуса определяется конкуренцией двух механизмов — понижения порога за счёт уменьшения джоулевых потерь и роста порога за счёт увеличения радиационных потерь. Напомним, что радиационные потери появляются при периоде решётки T_x (в направлении перпендикулярном направлению распространения плазмона) больше T_{wood} . Таким образом, для небольших Δ (например, для $\Delta = 10$ нм, см. рисунок 4.13(в)) механизм повышения порога за счёт радиационных потерь появляется не сразу, и мы можем наблюдать, как сначала порог уменьшается при увеличении радиуса отверстий пока резонансный период моды не окажется больше T_{wood} , после чего порог начинает расти. Поскольку при дальнейшем увеличении радиуса период моды опять начинает уменьшаться (см. рисунок 4.9(в)), порог опять падает. Затем начинает играть роль гибридизация плазмонной моды и низкодобротной волноводной моды отверстия и порог существенно возрастает.

Рассмотрим наименьшие по порогу моды из каждой конфигурации решётки (они же верхние по периоду моды из рисунка 4.9). Зависимость их порога лазерной генерации от радиуса отверстий изображена на рисунке 4.15. Как можно видеть из рисунка, наименьшее значение порога достигается в гексагональной решётке при радиусе отверстий около 160–165 нм. Величина порога при этом составляет 18 см^{-1} . Порог в отсутствие отверстий для всех решёток равен

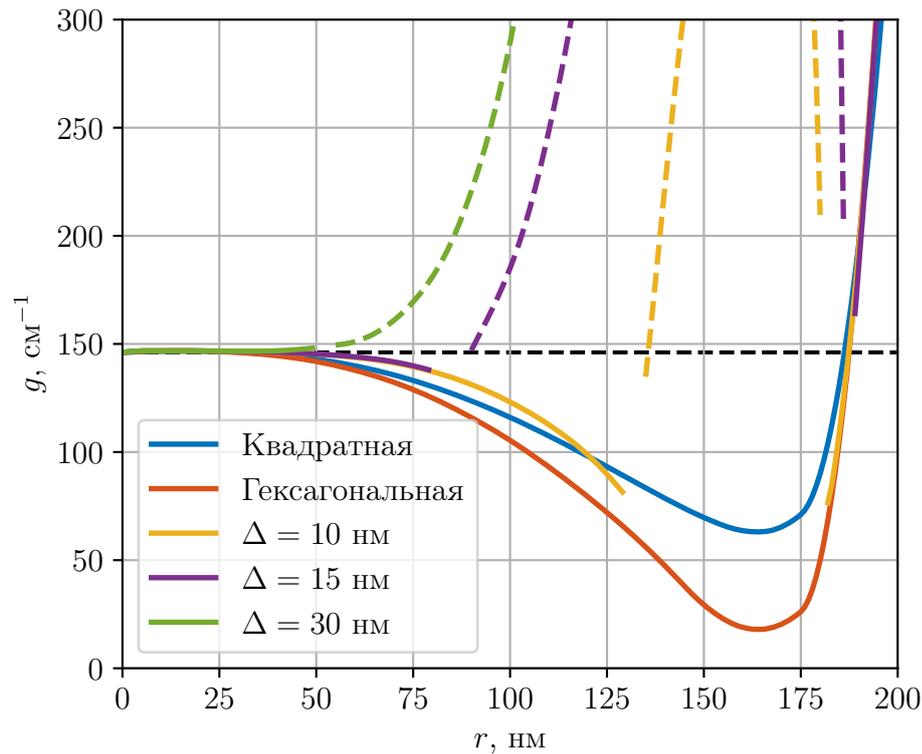


Рисунок 4.15 – Пороги лазерной генерации наибольших по периоду мод (см. рисунок 4.9) для различных решёток: квадратной (синяя кривая), гексагональная (красная), прямоугольная с $\Delta = 10$ нм (жёлтая), прямоугольная с $\Delta = 15$ нм (фиолетовая), прямоугольная с $\Delta = 30$ нм (зелёная). Сплошными линиями показан порог рассчитанный через решение задачи на собственные моды, пунктиром — через сингулярность коэффициента поглощения. Чёрным пунктиром показан порог в отсутствие отверстий.

146 см^{-1} , таким образом, для гексагональной решётки наблюдается уменьшение порога примерно в 8 раз. В квадратной решётке также имеется единственный минимум порога генерации, при том же радиусе отверстий, что и для гексагональной решётки, но необходимое усиление при этом составляет 63 см^{-1} или в примерно в 2.3 раза меньше, чем в отсутствие отверстий. Для прямоугольной решётки с $\Delta = 10$ нм также есть область с порогом генерации меньшим, чем в отсутствие отверстий, однако минимальный порог достигается при двух различных радиусах. Как мы уже обсуждали выше, это связано с тем, что период собственной моды дважды пересекает период аномалии Вуда и каждое из пересечений сопровождается локальным уменьшением порога. Минимумы достигаются при радиусах отверстий около 125 и 180 нм, порог генерации при

этом равен примерно 73 см^{-1} и 110 см^{-1} , соответственно. Для прямоугольной решётки с $\Delta = 15 \text{ нм}$ порог лишь незначительно уменьшается, а для решётки с $\Delta = 30 \text{ нм}$ порог только растёт с увеличением радиуса отверстий, поскольку радиационные потери доминируют над уменьшением джоулевых.

8. Плазмонный лазер с активной средой конечной толщины

Выше мы рассматривали случай бесконечной активной среды. Очевидно, что бесконечная активная среда не может существовать на практике, однако в рамках решаемой задачи любая активная среда существенно толще глубины проникновения поля L может считаться бесконечной. Как видно из рисунка 4.14 для квадратной решётки это означает $L \gg 2 \text{ мкм}$, а для гексагональной решётки — $L \gg 6 \text{ мкм}$. Далее мы рассмотрим геометрию плазмонного лазера с распределённой обратной связью с активной средой конечной толщины h_a , находящуюся в среде с диэлектрической проницаемостью равной $\varepsilon = 1$. Будем рассматривать различные типы решёток — квадратную, гексагональную и три прямоугольные решётки с $\Delta = T_x - T_y = 10, 15, 30 \text{ нм}$. На рисунке 4.16 показана геометрия одной такой решётки. Показатель преломления активной среды как и раньше положим равным 1.4692, а её толщину равной 400 нм. При такой толщине и показателе преломления волноводные моды, которые могут возникать в активном слое конечной толщины, не пересекаются с плазмонными модами вблизи интересующей нас области длин волн.

Как и раньше, сначала рассмотрим как изменяется положение собственных мод в координатах (r, T) . Напомним, что при изменении радиуса отверстий меняется резонансный период собственных мод, а длина волны остаётся фиксированной и равной 850 нм. Графики положения собственных мод для различных решёток изображены на рисунке 4.17. Основным отличием от случая бесконечной активной среды (см. рисунок 4.9) является отсутствие аномалий Вуда

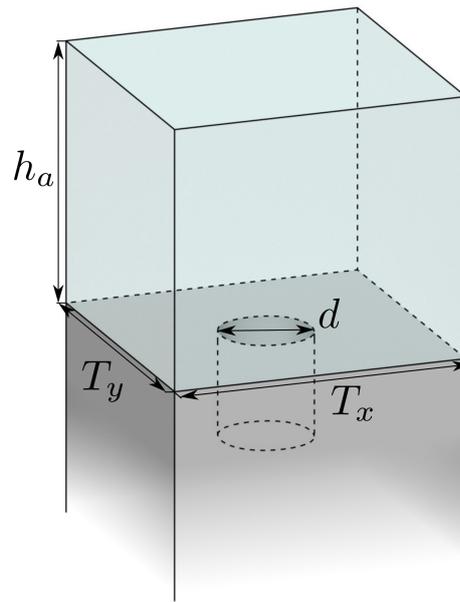


Рисунок 4.16 – Геометрия элементарной ячейки плазмонного лазера с распределённой обратной связью с активной средой конечной толщины. Серым показано серебряное полупространство с отверстиями диаметром d , голубым — слой активной среды конечной толщины h_a . Период решётки вдоль направлений x и y — T_x и T_y , соответственно.

в рассматриваемом диапазоне периодов. Так для квадратной решётки (рисунок 4.17(а)) на длине волны 850 нм аномалия Вуда будет иметь период равный 850 нм поскольку верхнее полупространство имеет показатель преломления 1. Как можно видеть из рисунка, аналогично случаю с полубесконечной активной средой только для одной из мод в каждой конфигурации существенно возрастает период решётки при увеличении размера отверстий. Можно ожидать, что именно для этой моды порог лазерной генерации будет минимальным, поскольку увеличение резонансного периода решётки приводит к увеличению глубины проникновения поля собственной моды в верхнее непоглощающее полупространство. Кроме того, из рисунка видно, что радиусе отверстий большем примерно 180 нм моды период мод резко уменьшается. Это связано с возникновением волноводных мод отверстий вблизи этого радиуса и их гибридизацией с поверхностными плазмонами. Поскольку такие моды являются низкодобротными, порог лазерной генерации в этой области должен существенно возрасти.

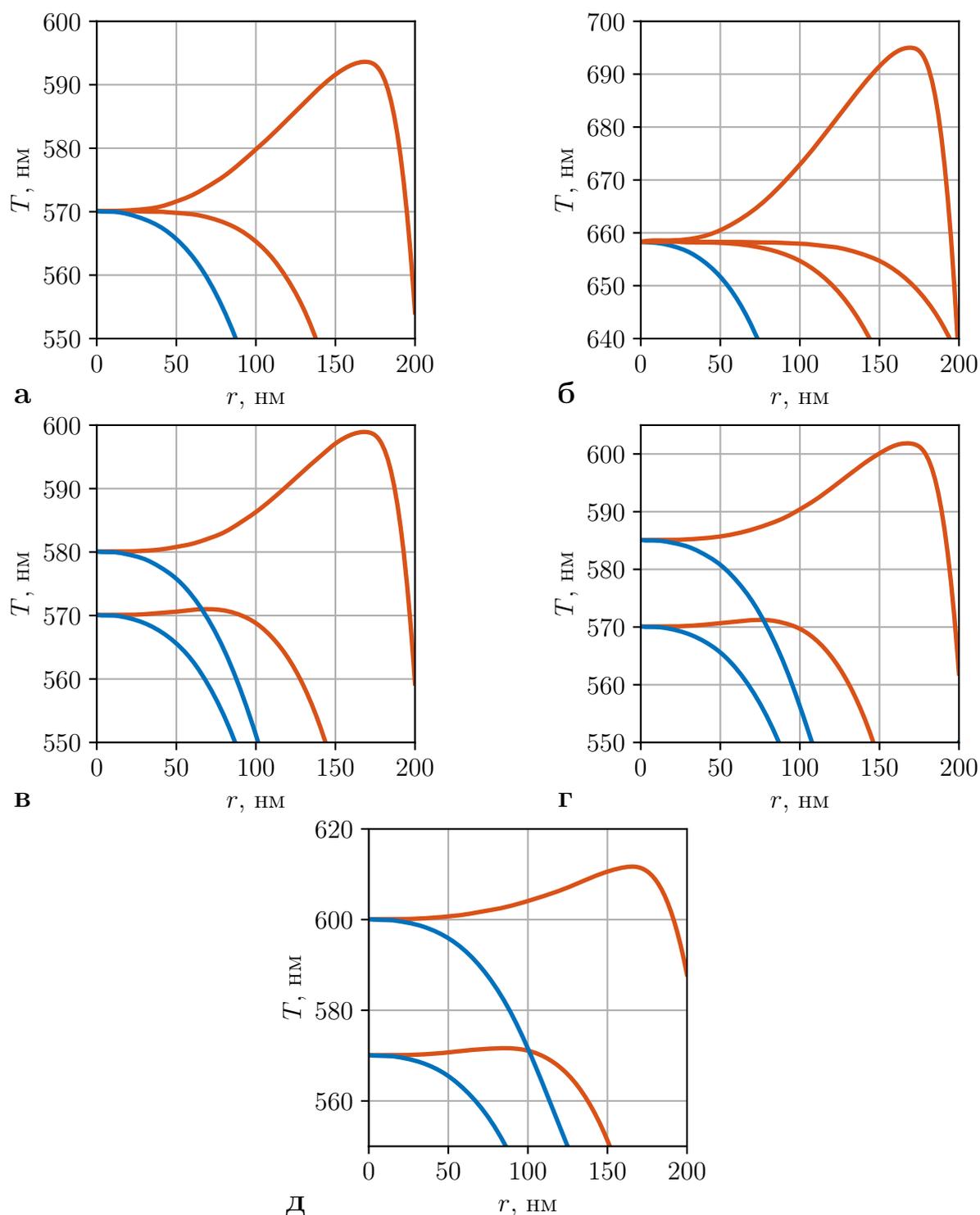


Рисунок 4.17 – Положение в координатах (r, T) собственных плазмонных мод для различных решёток отверстий: квадратной (**а**), гексагональной (**б**), прямоугольной с $\Delta = 10$ нм (**в**), прямоугольной с $\Delta = 15$ нм (**г**), прямоугольной с $\Delta = 30$ нм (**д**) в лазере с активной средой конечной толщины. На каждом графике синим показаны «светлые», излучающие моды, а красным — «тёмные», неизлучающие моды (WIS-состояния).

На рисунке 4.18 изображены графики зависимости порога лазерной генерации в плазмонном лазере с распределённой обратной связью для различных решёток. Как можно видеть из рисунка, только для одной «тёмной» моды из всех наблюдается уменьшение порога лазерной генерации при увеличении размера отверстий в металле. Причём, как и ожидалось, для этой моды минимальный порог соответствует максимальному периоду решётки, то есть максимальному проникновению поля моды в диэлектрик. Дальнейшее увеличение радиуса отверстий приводит к понижению порога из-за гибридизации с низкодобротной волноводной модой отверстий. На рисунке 4.19 приведены зависимости порога генерации от радиуса отверстий для верхних по периоду мод во всех рассматриваемых конфигурациях. Из рисунка становится видно, что порог в случае квадратной и прямоугольных решёток слабо отличается и в минимуме составляет примерно 145 см^{-1} . Это соответствует уменьшению порога (по сравнению с порогом при нулевом размере отверстий) на примерно на 23%. Как и в случае лазера с бесконечной активной средой наибольшее уменьшение порога можно наблюдать в гексагональной решётке. В минимуме порог генерации равен 124 см^{-1} или на 35% меньше порога в отсутствие отверстий. Таким образом, в случае плазмонного лазера с распределённой обратной связью с активной средой толщиной 400 нм понижение порога генерации оказывается существенно ниже, чем в случае бесконечной среды. Это закономерный результат, поскольку перекрытие усиливающей среды с полем моды в случае бесконечной среды больше. При большом показателе преломления (начиная с $\varepsilon'_g \approx 7$), как было показано в работе [130], возможно существование конечной оптимальной толщины усиливающей среды, при которой достигается минимальный порог. Однако в нашем случае, при небольшом значении действительной части показателя преломления активной среды увеличение её толщины приводит к уменьшению порога генерации.

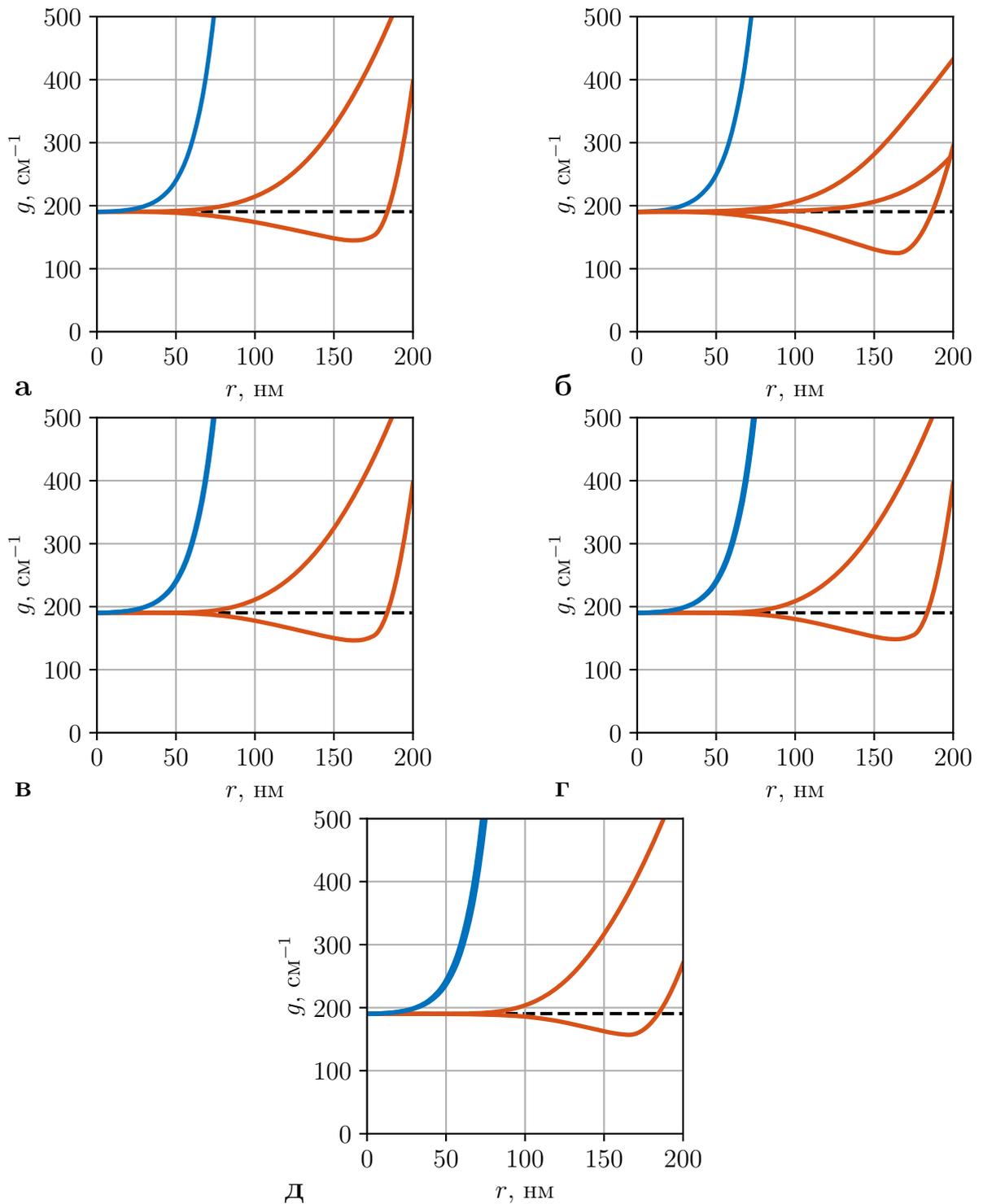


Рисунок 4.18 – Порог лазерной генерации для плазмонных мод в различных решётках отверстий: квадратной (а), гексагональной (б), прямоугольной с $\Delta = 10$ нм (в), прямоугольной с $\Delta = 15$ нм (г), прямоугольной с $\Delta = 30$ нм (д) в лазере с активной средой конечной толщины. На каждом графике синим показаны «светлые», излучающие моды, а красным — «тёмные», неизлучающие моды (ВИС-состояния). Пунктирной линией показан порог в отсутствие отверстий.

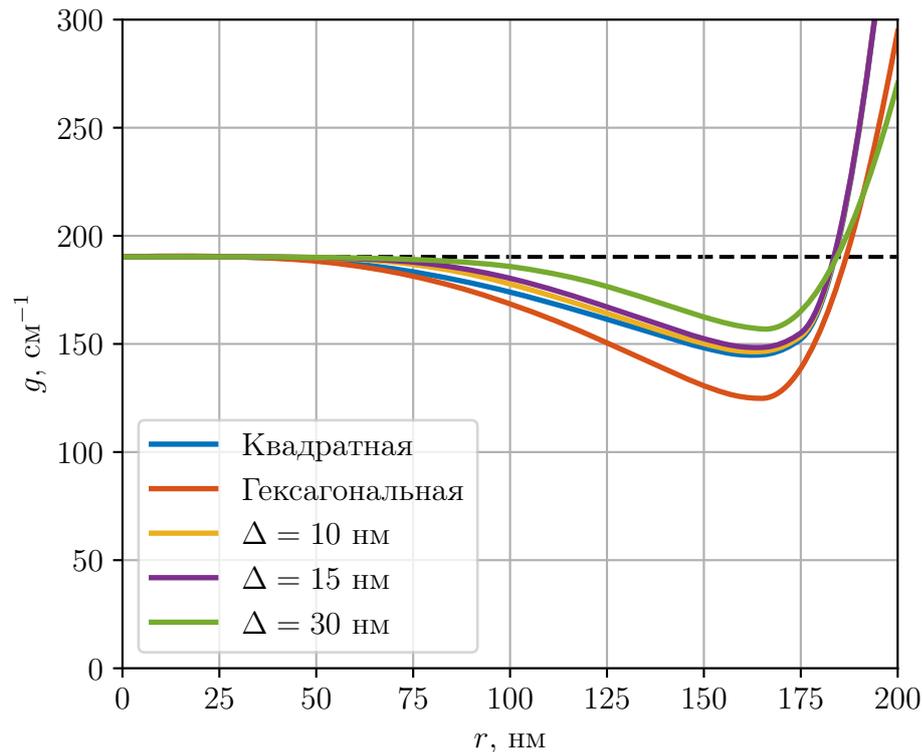


Рисунок 4.19 – Пороги лазерной генерации наибольших по периоду мод (см. рисунок 4.17) для различных решёток: квадратной (синяя кривая), гексагональная (красная), прямоугольная с $\Delta = 10$ нм (жёлтая), прямоугольная с $\Delta = 15$ нм (фиолетовая), прямоугольная с $\Delta = 30$ нм (зелёная) в лазере с активной средой конечной толщины. Чёрным пунктиром показан порог в отсутствие отверстий.

9. Заключение

Таким образом, в настоящем разделе было показано, что в плазмонном лазере с распределённой обратной связью, состоящем из периодической решётки отверстий в металлическом полупространстве, покрытом усиливающей средой, минимальным порогом генерации обладает одна из «тёмных» плазмонных мод решётки, являющихся ВИС-состояниями. Из двух (трёх в случае гексагональной решётки) «тёмных» мод минимальный порог имеет мода с бóльшим резонансным периодом решётки, при радиусе отверстий, соответствующем максимальному периоду. Это объясняется тем, что глубина проникновения такой моды в диэлектрик максимальна, а доля энергии, сосредоточенная в поглощающей

среде, минимальна. Кроме того, показано, что в гексагональной решётке порог генерации ниже, чем в квадратной или прямоугольной. Это также объясняется тем, что глубина проникновения поля в диэлектрик в такой решётке больше, чем в остальных. Минимальная величина порога лазерной генерации в лазере с бесконечным диэлектриком составляет 18 см^{-1} в гексагональной решётке, что меньше, чем величина усиления достижимая с помощью красителя IR-140.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

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 со-

здания оптического сенсора, чувствительного к изменению показателя преломления окружающего пространства. Показатель качества неоптимизированного сенсора при этом составляет 233 RIU^{-1} , а оптимизированного — около 9000 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 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 см^{-1} на длине волны 850 нм.

Благодарности

В заключение автор выражает благодарность своему научному руководителю Климову Василию Васильевичу за возможность работать над решением интересных задач, помощь при написании статей и поддержку при подготовке диссертации; Забкову Илье Васильевичу и Трешину Илье Валерьевичу за помощь в работе, плодотворные обсуждения и создание дружественной рабочей атмосферы, а также своей семье и друзьям за веру и поддержку.

Список литературы

- [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] Spontaneous emission probabilities at radio frequencies / E. Purcell // *Physical Review.* — 1946. — Vol. 69, № 11. — p. 681.
- [25] *Novotny, L.* Principles of Nano-Optics / L. Novotny, B. Hecht. — Cambridge University Press, 2006. — p. 558.

- [26] *Wylie, J. M.* Quantum electrodynamics near an interface / J. M. Wylie, J. E. Sipe // *Physical Review A*. — 1984. — Vol. 30, № 3. — p. 1185–1193.
- [27] *Wylie, J. M.* Quantum electrodynamics near an interface. II / J. M. Wylie, J. E. Sipe // *Physical Review A*. — 1985. — Vol. 32, № 4. — p. 2030–2043.
- [28] *Chance, R. R.* Fluorescence and energy transfer near interfaces: The complete and quantitative description of the Eu³⁺/mirror systems / R. R. Chance, a. H. Miller, a. Prock, R. Silbey // *The Journal of Chemical Physics*. — 1975. — Vol. 63, № 4. — p. 1589.
- [29] *Baranov, D. G.* Modifying magnetic dipole spontaneous emission with nanophotonic structures / D. G. Baranov, R. S. Savelev, S. V. Li et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2017. — Vol. 11, № 3. — p. 1600268.
- [30] The dipole antenna problem in surface physics: A new approach / J. Sipe // *Surface Science*. — 1981. — Vol. 105, № 2-3. — p. 489–504.
- [31] *Klimov, V. V.* Radiative frequency shift and linewidth of an atom dipole in the vicinity of a dielectric microsphere / V. V. Klimov, M. Ducloy, V. S. Letokhov // *Journal of Modern Optics*. — 1996. — Vol. 43, № 11. — p. 2251–2267.
- [32] *Klimov, V. V.* Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies / V. V. Klimov, M. Ducloy, V. S. Letokhov // *Quantum Electronics*. — 2001. — Vol. 31, № 7. — p. 569–586.
- [33] Наноплазмоника / В. В. Климов. — 2 edition. — Москва: Физматлит, 2010. — p. 480.
- [34] *Vladimirova, Y.* Modification of two-level-atom resonance fluorescence near a plasmonic nanostructure / Y. Vladimirova, V. Klimov, V. Pastukhov, V. Zadkov // *Physical Review A*. — 2012. — Vol. 85, № 5.
- [35] *Klimov, V.* Spontaneous emission rate of an excited atom placed near a nanofiber / V. Klimov, M. Ducloy // *Physical Review A*. — 2004. — Vol. 69, № 1. — p. 013812.
- [36] *Klimov, V. V.* Eigen oscillations of a chiral sphere and their influence on radiation of chiral molecules. / V. V. Klimov, I. V. Zabkov, A. A. Pavlov, D. V. Guzatov // *Optics express*. — 2014. — Vol. 22, № 15. — p. 18564–78.
- [37] *Vallée, R. A. L.* Broadband spontaneous emission rate enhancement through the design of plasmonic nanoantennas / R. A. L. Vallée, M. Ferrié, H. Saadaoui, S. Ravaine // *Optical Materials Express*. — 2012. — Vol. 2, № 5. — p. 566.
- [38] *Kühn, S.* Enhancement of Single-Molecule Fluorescence Using a Gold Nanoparticle as an Optical Nanoantenna / S. Kühn, U. Håkanson, L. Rogobete, V. Sandoghdar // *Physical Review Letters*. — 2006. — Vol. 97, № 1. — p. 017402.

- [39] *Rogobete, L.* Design of plasmonic nanoantennae for enhancing spontaneous emission / L. Rogobete, F. Kaminski, M. Agio, V. Sandoghdar // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, № 12. — p. 1623.
- [40] *Kinkhabwala, A.* Large single-molecule fluorescence enhancements produced by a bowtie nanoantenna / A. Kinkhabwala, Z. Yu, S. Fan et al. // *Nature Photonics*. — 2009. — Vol. 3, № 11. — p. 654–657.
- [41] *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.
- [42] *Curto, A. G.* Unidirectional emission of a quantum dot coupled to a nanoantenna. / A. G. Curto, G. Volpe, T. H. Taminiau et al. // *Science (New York, N. Y.)*. — 2010. — Vol. 329, № 5994. — p. 930–3.
- [43] *Krasnok, A. E.* All-dielectric optical nanoantennas / A. E. Krasnok, A. E. Miroshnichenko, P. A. Belov, Y. S. Kivshar // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20, № 18. — p. 20599.
- [44] *Krasnok, A. E.* Optical nanoantennas / A. E. Krasnok, I. S. Maksymov, A. I. Denisyuk et al. // *Physics-Uspekhi*. — 2013. — Vol. 56, № 6. — p. 539–564.
- [45] *Jun, Y. C.* Broadband enhancement of light emission in silicon slot waveguides / Y. C. Jun, R. M. Briggs, H. A. Atwater, M. L. Brongersma // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17, № 9. — p. 7479.
- [46] *Lee, K. G.* A planar dielectric antenna for directional single-photon emission and near-unity collection efficiency / K. G. Lee, X. W. Chen, H. Eghlidi et al. // *Nature Photonics*. — 2011. — Vol. 5, № 3. — p. 166–169.
- [47] *Shalaginov, M. Y.* Broadband enhancement of spontaneous emission from nitrogen-vacancy centers in nanodiamonds by hyperbolic metamaterials / M. Y. Shalaginov, S. Ishii, J. Liu et al. // *Applied Physics Letters*. — 2013. — Vol. 102, № 17. — p. 173114.
- [48] *Arcari, M.* Near-Unity Coupling Efficiency of a Quantum Emitter to a Photonic Crystal Waveguide / M. Arcari, I. Söllner, A. Javadi et al. // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, № 9. — p. 093603.
- [49] *Lodahl, P.* Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures / P. Lodahl, S. Mahmoodian, S. Stobbe // *Reviews of Modern Physics*. — 2015. — Vol. 87, № 2. — p. 347–400.
- [50] *Rao, V. S. C. M.* Single Quantum Dot Spontaneous Emission in a Finite-Size Photonic Crystal Waveguide: Proposal for an Efficient “On Chip” Single Photon Gun / V. S. C. M. Rao, S. Hughes // *Physical Review Letters*. — 2007. — Vol. 99, № 19. — p. 193901.

- [51] *Munnix, M. C.* Modeling Highly Efficient RCLED-Type Quantum-Dot-Based Single Photon Emitters / M. C. Munnix, A. Lochmann, D. Bimberg, V. A. Haisler // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2009. — Vol. 45, № 9. — p. 1084–1088.
- [52] *Maurer, P. C.* Room-temperature quantum bit memory exceeding one second. / P. C. Maurer, G. Kucsko, C. Latta et al. // *Science (New York, N.Y.)*. — 2012. — Vol. 336, № 6086. — p. 1283–6.
- [53] *Michaelis, J.* Optical microscopy using a single-molecule light source / J. Michaelis, C. Hettich, J. Mlynek, V. Sandoghdar // *Nature*. — 2000. — Vol. 405, № 6784. — p. 325–328.
- [54] *Frimmer, M.* Scanning Emitter Lifetime Imaging Microscopy for Spontaneous Emission Control / M. Frimмер, Y. Chen, A. F. Koenderink // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 107, № 12. — p. 123602.
- [55] *Ropp, C.* Nanoscale imaging and spontaneous emission control with a single nano-positioned quantum dot / C. Ropp, Z. Cummins, S. Nah et al. // *Nature Communications*. — 2013. — Vol. 4. — p. 1447.
- [56] *Lakowicz, J. R.* Plasmon-controlled fluorescence: a new paradigm in fluorescence spectroscopy / J. R. Lakowicz, K. Ray, M. Chowdhury et al. // *The Analyst*. — 2008. — Vol. 133, № 10. — p. 1308.
- [57] *Acuna, G. P.* Fluorescence Enhancement at Docking Sites of DNA-Directed Self-Assembled Nanoantennas / G. P. Acuna, F. M. Moller, P. Holzmeister et al. // *Science*. — 2012. — Vol. 338, № 6106. — p. 506–510.
- [58] *Klimov, V. V.* Engineering of radiation of optically active molecules with chiral nano-meta-particles / V. V. Klimov, D. V. Guzatov, M. Ducloy // *EPL*. — 2012. — Vol. 97, № 4. — p. 47004.
- [59] *Poddubny, A.* Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, № 12. — p. 948–957.
- [60] *Kidwai, O.* Dipole radiation near hyperbolic metamaterials: applicability of effective-medium approximation. / O. Kidwai, S. V. Zhukovsky, J. E. Sipe // *Optics letters*. — 2011. — Vol. 36, № 13. — p. 2530–2.
- [61] *Kidwai, O.* Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations / O. Kidwai, S. V. Zhukovsky, J. E. Sipe // *Physical Review A*. — 2012. — Vol. 85, № 5. — p. 053842.
- [62] *Ford, G.* Electromagnetic interactions of molecules with metal surfaces / G. Ford, W. Weber // *Physics Reports*. — 1984. — Vol. 113, № 4. — p. 195–287.

- [63] *Poddubny, A. N.* Spontaneous radiation of a finite-size dipole emitter in hyperbolic media / A. N. Poddubny, P. a. Belov, Y. S. Kivshar // *Physical Review A*. — 2011. — Vol. 84, № 2. — p. 023807.
- [64] *Miller, O. D.* Effectiveness of Thin Films in Lieu of Hyperbolic Metamaterials in the Near Field / O. D. Miller, S. G. Johnson, A. W. Rodriguez // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 112, № 15. — p. 157402.
- [65] *Axelrod, S.* Hyperbolic metamaterial nanoresonators make poor single-photon sources / S. Axelrod, M. K. Dezfouli, H. M. K. Wong et al. // *Physical Review B*. — 2017. — Vol. 95, № 15. — p. 155424.
- [66] *Liedberg, B.* Surface plasmon resonance for gas detection and biosensing / B. Liedberg, C. Nylander, I. Lunström // *Sensors and Actuators*. — 1983. — Vol. 4. — p. 299–304.
- [67] *Kretschmann, E.* Notizen: Radiative Decay of Non Radiative Surface Plasmons Excited by Light / E. Kretschmann, H. Raether // *Zeitschrift für Naturforsch. A*. — 1968. — Vol. 23, № 12. — p. 2135–2136.
- [68] *Piliarik, M.* Surface plasmon resonance (SPR) sensors: approaching their limits? / M. Piliarik, J. Homola // *Opt. Express*. — 2009. — Vol. 17, № 19. — p. 16505.
- [69] Present and future of surface plasmon resonance biosensors / J. Homola // *Anal. Bioanal. Chem.* — 2003. — Vol. 377, № 3. — p. 528–539.
- [70] *Abbas, A.* Sensitivity comparison of surface plasmon resonance and plasmon-waveguide resonance biosensors / A. Abbas, M. J. Linman, Q. Cheng // *Sensors Actuators B Chem.* — 2011. — Vol. 156, № 1. — p. 169–175.
- [71] *Hayashi, S.* Waveguide-coupled surface plasmon resonance sensor structures: Fano lineshape engineering for ultrahigh-resolution sensing / S. Hayashi, D. V. Nesterenko, Z. Sekkat // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2015. — Vol. 48, № 32. — p. 325303.
- [72] *Nesterenko, D. V.* Extremely narrow resonances, giant sensitivity and field enhancement in low-loss waveguide sensors / D. V. Nesterenko, S. Hayashi, Z. Sekkat // *J. Opt.* — 2016. — Vol. 18, № 6. — p. 065004.
- [73] *Konopsky, V. N.* Photonic crystal surface waves for optical biosensors / V. N. Konopsky, E. V. Alieva // *Anal. Chem.* — 2007. — Vol. 79, № 12. — p. 4729–35.
- [74] *Konopsky, V. N.* A biosensor based on photonic crystal surface waves with an independent registration of the liquid refractive index / V. N. Konopsky, E. V. Alieva // *Biosens. Bioelectron.* — 2010. — Vol. 25, № 5. — p. 1212–1216.

- [75] *Konopsky, V.* Photonic Crystal Biosensor Based on Optical Surface Waves / V. Konopsky, T. Karakouz, E. Alieva et al. // *Sensors*. — 2013. — Vol. 13, № 12. — p. 2566–2578.
- [76] *Liu, N.* Nanoantenna-enhanced gas sensing in a single tailored nanofocus / N. Liu, M. L. Tang, M. Hentschel et al. // *Nat. Mater.* — 2011. — Vol. 10, № 8. — p. 631–636.
- [77] *Jeong, H.-H.* Dispersion and shape engineered plasmonic nanosensors / H.-H. Jeong, A. G. Mark, M. Alarcón-Correa et al. // *Nat. Commun.* — 2016. — Vol. 7. — p. 11331.
- [78] *Yanik, A. A.* An Optofluidic Nanoplasmonic Biosensor for Direct Detection of Live Viruses from Biological Media / A. A. Yanik, M. Huang, O. Kamohara et al. // *Nano Lett.* — 2010. — Vol. 10, № 12. — p. 4962–4969.
- [79] *Gather, M. C.* Single-cell biological lasers / M. C. Gather, S. H. Yun // *Nature Photonics*. — 2011. — Vol. 5, № 7. — p. 406–410.
- [80] *Gather, M. C.* Lasing from Escherichia coli bacteria genetically programmed to express green fluorescent protein / M. C. Gather, S. H. Yun // *Optics Letters*. — 2011. — Vol. 36, № 16. — p. 3299.
- [81] *Hirsch, L. R.* Nanoshell-mediated near-infrared thermal therapy of tumors under magnetic resonance guidance / L. R. Hirsch, R. J. Stafford, J. A. Bankson et al. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2003. — Vol. 100, № 23. — p. 13549–13554.
- [82] *Galanzha, E. I.* Spaser as a biological probe / E. I. Galanzha, R. Weingold, D. A. Nedosekin et al. // *Nature Communications*. — 2017. — Vol. 8. — p. 15528.
- [83] *He, L.* Detecting single viruses and nanoparticles using whispering gallery microlasers / L. He, S. K. Özdemir, J. Zhu et al. // *Nature Nanotechnology*. — 2011. — Vol. 6, № 7. — p. 428–432.
- [84] *Melentiev, P.* Plasmonic nanolaser for intracavity spectroscopy and sensorics / P. Melentiev, A. Kalmykov, A. Gritchenko et al. // *Applied Physics Letters*. — 2017. — Vol. 111, № 21. — p. 213104.
- [85] *Spasers explained* / M. I. Stockman // *Nature Photonics*. — 2008. — Vol. 2, № 6. — p. 327–329.
- [86] *Hill, M. T.* Lasing in metallic-coated nanocavities / M. T. Hill, Y.-S. Oei, B. Smalbrugge et al. // *Nature Photonics*. — 2007. — Vol. 1, № 10. — p. 589–594.

- [87] *Ding, K.* Record performance of electrical injection sub-wavelength metallic-cavity semiconductor lasers at room temperature. / K. Ding, M. T. Hill, Z. C. Liu et al. // *Optics express*. — 2013. — Vol. 21, № 4. — p. 4728–33.
- [88] *Kim, M.-K.* Efficient waveguide-coupling of metal-clad nanolaser cavities / M.-K. Kim, A. M. Lakhani, M. C. Wu // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, № 23. — p. 23504.
- [89] *Symonds, C.* Confined Tamm plasmon lasers / C. Symonds, G. Lheureux, J. P. Hugonin et al. // *Nano letters*. — 2013. — Vol. 13, № 7. — p. 3179–84.
- [90] *Lheureux, G.* Polarization-Controlled Confined Tamm Plasmon Lasers / G. Lheureux, S. Azzini, C. Symonds et al. // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, № 7. — p. 842–848.
- [91] *Suh, J. Y.* Plasmonic Bowtie Nanolaser Arrays / J. Y. Suh, C. H. Kim, W. Zhou et al. // *Nano Letters*. — 2012. — Vol. 12, № 11. — p. 5769–5774.
- [92] *Kress, S. J. P.* A customizable class of colloidal-quantum-dot spasers and plasmonic amplifiers / S. J. P. Kress, J. Cui, P. Rohner et al. // *Science Advances*. — 2017. — Vol. 3, № 9. — p. e1700688.
- [93] *Molina, P.* Plasmon-Assisted Nd(3+)-Based Solid-State Nanolaser. / P. Molina, E. Yraola, M. O. Ramírez et al. // *Nano letters*. — 2016. — Vol. 16, № 2. — p. 895–9.
- [94] *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.
- [95] *Meng, X.* Highly directional spaser array for the red wavelength region / X. Meng, J. Liu, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev // *Laser & Photonics Reviews*. — 2014. — Vol. 8, № 6. — p. 896–903.
- [96] *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.
- [97] *Zheludev, N. I.* Lasing spaser / N. I. Zheludev, S. L. Prosvirnin, N. Papasimakis, V. A. Fedotov // *Nature Photonics*. — 2008. — Vol. 2, № 6. — p. 351–354.
- [98] *Arnold, N.* Minimal spaser threshold within electrodynamic framework: Shape, size and modes / N. Arnold, C. Hrelescu, T. A. Klar // *Annalen der Physik*. — 2016. — Vol. 528, № 3-4. — p. 295–306.
- [99] *West, P.* Searching for better plasmonic materials / P. West, S. Ishii, G. Naik et al. // *Laser & Photonics Reviews*. — 2010. — Vol. 4, № 6. — p. 795–808.

- [100] *Sachet, E.* Dysprosium-doped cadmium oxide as a gateway material for mid-infrared plasmonics / E. Sachet, C. T. Shelton, J. S. Harris et al. // *Nature Materials*. — 2015. — Vol. 14, № 4. — p. 414–420.
- [101] *Handbook of Optical Constants of Solids* / E. D. Palik. — Elsevier Science, 1997. — p. 821.
- [102] *Hohenau, A.* Surface plasmon leakage radiation microscopy at the diffraction limit / A. Hohenau, J. R. Krenn, A. Drezet et al. // *Optics Express*. — 2011. — Vol. 19, № 25. — p. 25749.
- [103] *Drezet, A.* Leakage radiation microscopy of surface plasmon polaritons / A. Drezet, A. Hohenau, D. Koller et al. // *Materials Science and Engineering: B*. — 2008. — Vol. 149, № 3. — p. 220–229.
- [104] *Handbook of Optical Materials* / M. J. Weber. — CRC Press, 2002. — p. 536.
- [105] *Treshin, I. V.* Optical Tamm state and extraordinary light transmission through a nanoaperture / I. V. Treshin, V. V. Klimov, P. N. Melentiev, V. I. Balykin // *Phys. Rev. A*. — 2013. — Vol. 88, № 2. — p. 023832.
- [106] *Klimov, V. V.* Optical Tamm state and giant asymmetry of light transmission through an array of nanoholes / V. V. Klimov, I. V. Treshin, A. S. Shalin et al. // *Phys. Rev. A*. — 2015. — Vol. 92, № 6. — p. 063842.
- [107] *Born, M.* Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light / M. Born, E. Wolf. — CUP Archive, 1999. — p. 986.
- [108] *Joannopoulos, J. D.* Photonic Crystals: Molding the Flow of Light (Second Edition) / J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade. — Princeton University Press, 2011. — p. 304.
- [109] *Baryshev, A. V.* Efficiency of optical sensing by a plasmonic photonic-crystal slab / A. V. Baryshev, A. M. Merzlikin, M. Inoue // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 46, № 12. — p. 125107.
- [110] *Lee, K.-L.* Ultrasensitive Biosensors Using Enhanced Fano Resonances in Capped Gold Nanoslit Arrays / K.-L. Lee, J.-B. Huang, J.-W. Chang et al. // *Sci. Rep.* — 2015. — Vol. 5. — p. 8547.
- [111] *van Beijnum, F.* Surface Plasmon Lasing Observed in Metal Hole Arrays / F. van Beijnum, P. J. van Veldhoven, E. J. Geluk et al. // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 110, № 20. — p. 206802.
- [112] *Schokker, A. H.* Lasing at the band edges of plasmonic lattices / A. H. Schokker, A. F. Koenderink // *Physical Review B*. — 2014. — Vol. 90, № 15. — p. 155452.

- [113] *Hirose, K.* Watt-class high-power, high-beam-quality photonic-crystal lasers / K. Hirose, Y. Liang, Y. Kurosaka et al. // *Nature Photonics*. — 2014. — Vol. 8, № 5. — p. 406–411.
- [114] *Zhao, D.* Printed Large-Area Single-Mode Photonic Crystal Bandedge Surface-Emitting Lasers on Silicon / D. Zhao, S. Liu, H. Yang et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6, № 1. — p. 18860.
- [115] *McPeak, K. M.* Plasmonic Films Can Easily Be Better: Rules and Recipes / K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. P. Kress et al. // *ACS Photonics*. — 2015. — Vol. 2, № 3. — p. 326–333.
- [116] *van Exter, M. P.* Surface plasmon dispersion in metal hole array lasers / M. P. van Exter, V. T. Tenner, F. van Beijnum et al. // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21, № 22. — p. 27422.
- [117] *Tenner, V. T.* Loss and scattering of surface plasmon polaritons on optically-pumped hole arrays / V. T. Tenner, A. N. van Delft, M. J. A. de Dood, M. P. van Exter // *Journal of Optics*. — 2014. — Vol. 16, № 11. — p. 114019.
- [118] *Hsu, C. W.* Bound states in the continuum / C. W. Hsu, B. Zhen, A. D. Stone et al. // *Nature Reviews Materials*. — 2016. — Vol. 1, № 9. — p. 16048.
- [119] *Zhen, B.* Topological Nature of Optical Bound States in the Continuum / B. Zhen, C. W. Hsu, L. Lu et al. // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, № 25. — p. 257401.
- [120] *Hsu, C. W.* Observation of Trapped Light Within the Radiation Continuum / C. W. Hsu, B. Zhen, J. Lee et al. // *Frontiers in Optics 2013 Postdeadline*. — Washington, D.C.: OSA, 2013. — p. FW6B.7.
- [121] *Nefedkin, N. E.* Mode cooperation in two-dimensional plasmonic distributed-feedback laser / N. E. Nefedkin, A. A. Zyablovsky, E. S. Andrianov et al. — 2017.
- [122] *Tenner, V. T.* Surface plasmon dispersion in hexagonal, honeycomb and kagome plasmonic crystals / V. T. Tenner, M. J. A. de Dood, M. P. van Exter // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24, № 26. — p. 29624.
- [123] *Lasers* / A. E. Siegman; Ed. by A. Kelly. — Mill Valley: University Science Books, 1986. — p. 1285.
- [124] *Ge, L.* Steady-state ab initio laser theory: Generalizations and analytic results / L. Ge, Y. D. Chong, A. D. Stone // *Physical Review A*. — 2010. — Vol. 82, № 6. — p. 063824.
- [125] *Keshmarzi, E. K.* Near infrared amplified spontaneous emission in a dye-doped polymeric waveguide for active plasmonic applications / E. K. Keshmarzi, R. N. Tait, P. Berini // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22, № 10. — p. 12452.

-
- [126] *Ландау Л. Д.* Теоретическая физика, Том VIII: Электродинамика сплошных сред / Ландау Л. Д., Лифшиц М. Е. — 4 edition. — Москва: Физматлит, 2005. — p. 656.
- [127] *Hill, M. T.* Advances in small lasers / M. T. Hill, M. C. Gather // *Nature Photonics*. — 2014. — Vol. 8, № 12. — p. 908–918.
- [128] *J. Mohanty.* Photophysical properties of two infrared laser dyes-IR-144 and IR-140: A picosecond laser flash photolysis study. — 2000.
- [129] The finite element method in electromagnetics / J.-M. Jin. — 3 edition. — Wiley-IEEE Press, 2014. — p. 876.
- [130] *Chubchev, E. D.* Amplifying of surface plasmon-polariton in a metal–gain medium–vacuum structure / E. D. Chubchev, A. P. Vinogradov // *Journal of Communications Technology and Electronics*. — 2017. — Vol. 62, № 2. — p. 119–122.