

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

На правах рукописи

Трешин Илья Валерьевич

**ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНООТВЕРСТИЙ
В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКЕ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ИЗЛУЧЕНИЕ
ЭЛЕМЕНТАРНОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ**

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 — 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ ДАННЫХ.....	15
ГЛАВА 2 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХМЕРНОЙ КВАДРАТНОЙ РЕШЁТКИ ИЗ НАНООТВЕРСТИЙ В ПЛОСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКЕ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАНАРНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА	22
2.1 Введение.....	22
2.2 Экстраординарное пропускание света	24
2.2.1 Постановка задачи и описание модели для численного моделирования	24
2.2.2 Случай сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла.....	27
2.2.3 Случай решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла	31
2.3 Асимметрия коэффициента пропускания света.....	39
2.3.1 Постановка задачи и описание модели для численного моделирования	39
2.3.2 Теоретический анализ причины возникновения асимметрии коэффициента пропускания света	43
2.3.3 Экспериментальное подтверждение асимметрии коэффициента пропускания света.....	53
2.4 Заключение к Главе 2.....	62
ГЛАВА 3 ВЛИЯНИЕ НАНООТВЕРСТИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКЕ НА СКОРОСТЬ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ.....	64
3.1 Введение.....	64

3.2 Скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране	66
3.2.1 Постановка задачи.....	66
3.2.2 Аналитический метод решения с помощью квазистатического приближения.....	70
3.2.3 Аналитический метод решения с учётом эффекта запаздывания.....	75
3.2.4 Численное моделирование с учётом эффекта запаздывания.....	86
3.2.5 Анализ и сравнение результатов, полученных аналитическими методами решения и численным моделированием.....	89
3.3 Скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого наноотверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины	102
3.3.1 Постановка задачи и описание модели для численного моделирования	102
3.3.2 Случай отверстия в металлической плёнке, расположенной в вакууме	106
3.3.3 Случай отверстия в металлической плёнке, расположенной на поверхности подложки из диэлектрика	115
3.4 Заключение к Главе 3.....	121
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	123
БЛАГОДАРНОСТИ	125
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	126

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертационной работы

В настоящее время активно развиваются и создаются новые программные и технические инструменты для выявления сложных закономерностей внутри большого объёма данных. Это необходимо для автоматизации сложных процессов на производстве, для создания автоматических систем принятия решений. В связи с этим экспоненциально возрастает плотность потока информации, которую необходимо собирать, хранить и оперативно обрабатывать. Для решения подобных задач требуется создание новых более компактных, энергоэффективных, чувствительных детекторов и сенсоров, новых высокопроизводительных вычислительных систем.

Современный уровень развития технологии изготовления наноструктур позволяет искать решения для данного круга задач с помощью оптических устройств, в основе которых лежит управление распространением света в наномасштабах (нанооптика) [1 – 4]. В настоящее время активно исследуется возможность использования такого рода устройств для создания элементной базы (например, оптических нановолноводов и интерконнекторов) высокопроизводительных оптических компьютеров [5], устройств для хранения информации с высокой плотностью размещения данных [3], оптических биосенсоров для технологии секвенирования биополимеров [6].

При проектировании устройства в нанооптике важным является знание о влиянии наноструктуры на распространение света и процесс излучения элементарной квантовой системы (квантовой точки, молекулы, атома). Поэтому развитие аналитических и численных методов для решения задач об эффективном управлении распространением нанолокализованного электромагнитного излучения с помощью нанообъектов, а также о влиянии наноокружения на излучение элементарной квантовой системы, является **актуальным** как с научной, так и с практической точек зрения.

Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы является теоретическое исследование оптических свойств решётки из наноотверстий и одиночного наноотверстия в металлической плёнке и возможности их применения для создания эффективных нанолокализованного источника света и планарного оптического устройства для нанооптики с асимметричным коэффициентом пропускания света, а также для эффективного управления спонтанным излучением элементарной квантовой системы.

Задачи диссертационной работы

Для достижения указанной цели в рамках диссертационной работы решались следующие задачи:

1. Теоретическое исследование эффекта экстраординарного пропускания света в оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла.
2. Теоретическое исследование эффекта большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией в линейной немагнитной оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла.
3. Теоретическое исследование скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около одиночного круглого наноотверстия в металлической плёнке.

Научная новизна диссертационной работы

1. Установлено, что усиление электромагнитного поля, связанное с возникновением оптического таммовского состояния, приводит к эффекту экстраординарного пропускания света в оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской

металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла.

2. Впервые найден и теоретически объяснён эффект большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией в линейной немагнитной оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла.
3. Разработан подход к численному моделированию задачи о скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной или около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране, или около одиночного круглого нанотверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины. Показано существенное влияние положения элементарной квантовой системы, поглощения в металлической плёнке и наличия подложки на скорость спонтанного излучения.

Научная и практическая ценность диссертационной работы

Результаты данной диссертационной работы посвящены актуальным научным проблемам, все они представляют теоретическую ценность и имеют перспективные научные и практические применения.

Эффекты экстраординарного пропускания света и большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией в линейной немагнитной оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, представляют большой интерес при создании нанолокализованного источника света и эффективного планарного оптического устройства для нанооптики с асимметричным коэффициентом пропускания света. Необходимость данных устройств связана с разработкой системы для хранения информации с высокой

плотностью размещения данных, элементной базы для высокопроизводительного оптического компьютера. Рассмотренная оптическая система имеет достаточно простую для технологического изготовления структуру и состоит только из оптически линейных материалов.

Результаты исследования скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы (квантовой точки, молекулы, атома), расположенной около одиночного круглого наноотверстия в металлической плёнке, необходимы при планировании и интерпретации экспериментов по наблюдению флуоресценции одиночной молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия, с помощью апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа и при разработке наноустройств, основанных на управлении излучением элементарной квантовой системы с помощью наноотверстия.

Положения, выносимые на защиту

1. Эффект экстраординарного пропускания света в оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, связан с усилением электромагнитного поля на границе между металлической плёнкой и фотонным кристаллом за счёт возбуждения оптического таммовского состояния.
2. Эффект большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией в линейной немагнитной оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, обусловлен двумя факторами: возбуждением в системе оптического таммовского состояния, наличием в системе нескольких побочных дифракционных максимумов.
3. Скорость спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около одиночного круглого наноотверстия в металлической

плёнке, существенно зависит от координаты её положения, величины поглощения в металлической плёнке и наличия подложки.

Достоверность результатов работы

Обоснованность и достоверность представленных в диссертационной работе результатов подтверждается достаточно хорошим согласием результатов численного моделирования с экспериментально измеренными данными для эффектов экстраординарного пропускания света [7, 8, 9] и большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией [10] в линейной немагнитной оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла. Правильность используемых подходов для численного моделирования подтверждается совпадением результатов численных расчётов с аналитическими результатами, докладами на научных конференциях и публикациями в ведущих рецензируемых международных научных журналах, индексируемых в базе данных Web of Science.

Апробация результатов работы

Основные результаты диссертационной работы докладывались автором на следующих научных конференциях:

1. ICONO / LAT 2013, International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2013), International Conference on Lasers, Applications, and Technologies (LAT 2013) (June 18 – 22, 2013). — Russia, Moscow.
2. VI Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики (15 – 20 ноября 2015 года). — Россия, Москва, ФИАН.
3. 58-ая научная конференция МФТИ (23 – 28 ноября 2015 года). — Россия, Долгопрудный, МФТИ.
4. X Научно-техническая конференция молодых учёных ФГУП «ВНИИА имени Н.Л. Духова» (9 – 31 марта 2016 года). — Россия, Москва, ВНИИА.

Результаты, представленные в диссертационной работе, также докладывались автором на Научном семинаре Отделения квантовой радиофизики имени Н.Г. Басова в Физическом институте имени П.Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН). Работа автора была поддержана Учебно-научным комплексом ФИАН.

Публикации

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 7 научных работах, в том числе в 3 печатных работах в ведущих рецензируемых международных научных журналах, индексируемых в базе данных Web of Science, а также в 4 тезисах докладов в сборниках трудов и тезисов докладов научных конференций. Экспериментальные результаты, представленные в этих публикациях, получены соавторами автора диссертации.

Список опубликованных статей в рецензируемых научных журналах:

1. 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. — Т. 88. — С. 023832.
2. 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, P.N. Melentiev, A.A. Kuzin, A.E. Afanasiev, V.I. Balykin // Phys. Rev. A. — 2015. — Т. 92. — С. 063842.
3. Klimov, V.V. Spontaneous decay rate of an excited molecule placed near a circular aperture in a perfectly conducting screen: an analytical approach / V.V. Klimov, D.V. Guzatov, I.V. Treshin // Phys. Rev. A. — 2015. — Т. 91. — С. 023834.

Список опубликованных тезисов докладов в сборниках трудов и тезисов докладов научных конференций:

1. Treshin, I.V. Optical Tamm states and extraordinary light transmission through nanohole in metallic film / I.V. Treshin, V.V. Klimov, P.N. Melentiev, V.I. Balykin // ICONO / LAT 2013, International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO 2013), International Conference on Lasers, Applications, and

- Technologies (LAT 2013) (June 18 – 22, 2013), Technical digest. — Russia, Moscow. — IThN5.
2. Климов, В.В. Оптическое таммовское состояние и большая асимметрия коэффициента пропускания света через решётку из наноотверстий / В.В. Климов, И.В. Трешин, А.С. Шалин, П.Н. Мелентьев, А.А. Кузин, А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин // VI Всероссийская молодёжная конференция по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики (15 – 20 ноября 2015 года), Сборник трудов. — Россия, Москва, ФИАН. — С. 56.
 3. Трешин, И.В. Спонтанное излучение молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке / И.В. Трешин, В.В. Климов, Д.В. Гузатов // 58-ая научная конференция МФТИ (23 – 28 ноября 2015 года), Сборник тезисов. — Россия, Долгопрудный, МФТИ. — URL: http://conf58.mipt.ru/static/reports_pdf/860.pdf.
 4. Трешин, И.В. Оптическое таммовское состояние и большая асимметрия коэффициента пропускания света через решётку из наноотверстий / И.В. Трешин, В.В. Климов, А.С. Шалин, П.Н. Мелентьев, А.А. Кузин, А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин // X Научно-техническая конференция молодых учёных ФГУП «ВНИИА имени Н.Л. Духова» (9 – 31 марта 2016 года), Сборник тезисов. — Россия, Москва, ВНИИА. — С. 87.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертационной работе оригинальные результаты были получены лично автором либо при его непосредственном участии. Автор принимал непосредственное участие в выборе объектов исследования, постановке теоретических, экспериментальных и технологических задач, аналитическом решении и численном моделировании, а также при обсуждении и интерпретации полученных результатов, в подготовке графических материалов и написании статей по результатам исследований. Автор лично докладывал полученные результаты на научных конференциях. Непосредственно автором разработан

подход к численному моделированию оптических свойств линейной немагнитной оптической системы, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, а также подход к численному моделированию скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около одиночного круглого нанотверстия в металлической плёнке.

Результаты экспериментальных исследований, приводимые в диссертационной работе и в научных работах [7 – 10], получены в Лаборатории лазерной спектроскопии в Институте спектроскопии РАН (ИСАН) А.Е. Афанасьевым, В.И. Балыкиным и П.Н. Мелентьевым.

Экспериментальные образцы исследуемых структур, описанных в диссертационной работе и в научных работах [7 – 10], изготовлены в Центре коллективного пользования Московского физико-технического института (государственного университета) (ЦКП МФТИ) А.А. Кузиным.

Структура и объём диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, трёх глав, заключения, благодарностей и списка цитируемой литературы. Общий объём работы составляет 137 страниц, включая 40 рисунков. Список используемой литературы состоит из 123 наименований.

Краткое содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулирована её цель, перечислены решаемые задачи. Указано, в чём заключаются научная новизна работы, её научная и практическая ценность. Также сформулированы положения, выносимые на защиту, показано, чем подтверждается достоверность полученных результатов. Приведён список публикаций, которые содержат основные результаты диссертационной работы, обозначены объём и структура работы.

Глава 1 содержит обзор литературы по теме диссертационной работы. Приведено схематическое описание составных частей и принципа работы устройств нанооптики, основным элементом которых содержит одиночное нанотверстие (или массив из нанотверстий) в металлической плёнке. Представлено краткое описание научных работ по решению задачи о дифракции электромагнитного излучения на одиночном отверстии или массиве из них, и определён эффект экстраординарного пропускания света. Приведено описание оптически асимметричной системы, то есть такого устройства, в котором коэффициент пропускания света существенно зависит от того, с какой стороны происходит облучение оптической системы. Также кратко описан метод решения задачи о скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около нанобъекта.

Глава 2 содержит описание теоретического исследования оптических свойств линейной немагнитной оптической системы, состоящей из двумерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла. Глава 2 состоит из четырёх разделов. В Разделе 2.1 приведено краткое описание структуры Главы 2. В Разделе 2.2 содержится описание теоретического исследования эффекта экстраординарного пропускания света в рассматриваемой оптической системе. Раздел 2.2 состоит из трёх подразделов. В Подразделе 2.2.1 приведено описание постановки решаемой задачи и модели для численного моделирования. В Подразделе 2.2.2 рассмотрены оптические свойства сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла. В Подразделе 2.2.3 рассмотрены оптические свойства решётки из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла. В Разделе 2.3 приведено описание теоретического исследования эффекта большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией у решётки из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла. Раздел 2.3 состоит из трёх подразделов. В Подразделе 2.3.1 содержится описание постановки решаемой задачи и модели

для численного моделирования. В Подразделе 2.3.2 проведён теоретический анализ причины возникновения асимметрии коэффициента пропускания света. В Подразделе 2.3.3 приведено описание методики проведения и анализа результатов реального физического эксперимента по подтверждению асимметрии коэффициента пропускания света в рассматриваемой оптической системе. В Разделе 2.4 сформулированы основные результаты, полученные в Главе 2.

Глава 3 содержит описание теоретического исследования влияния одиночного круглого наноотверстия в плоской металлической плёнке на изменение скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы (квантовой точки, молекулы, атома). В Главе 3 рассмотрены случаи вертикальной и горизонтальной ориентаций дипольного момента перехода молекулы. Глава 3 состоит из четырёх разделов. В Разделе 3.1 приведено краткое описание структуры Главы 3. В Разделе 3.2 содержится описание детального теоретического анализа изменения скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. Раздел 3.2 состоит из пяти подразделов. В Подразделе 3.2.1 приведено описание постановки решаемой задачи. В Подразделе 3.2.2 содержится описание аналитического метода решения в рамках квазистатического приближения. В Подразделе 3.2.3 приведено описание аналитического метода решения с учётом эффекта запаздывания. В Подразделе 3.2.4 приведено описание метода численного моделирования задачи с учётом эффекта запаздывания. В Подразделе 3.2.5 содержится анализ и сравнение результатов, полученных аналитическими методами решения (см. Подраздел 3.2.2, Подраздел 3.2.3) и численным моделированием (см. Подраздел 3.2.4). В Разделе 3.3 проведено описание теоретического исследования изменения скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около одиночного круглого наноотверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины. Раздел 3.3 состоит из трёх подразделов. В Подразделе 3.3.1 приведено описание постановки решаемой задачи и модели для численного моделирования. В Подразделе 3.3.2 рассмотрен случай спонтанного

излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке, расположенной в вакууме. В Подразделе 3.3.3 содержится анализ случая спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке, расположенной на поверхности подложки из диэлектрика. В Разделе 3.4 сформулированы основные результаты, полученные в Главе 3. Приведённые результаты позволяют получить достаточно ясную картину о спонтанном излучении молекулы, расположенной около круглого наноотверстия в металлической плёнке.

В Заключение приведены основные результаты диссертационной работы.

ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРНЫХ ДАННЫХ

Наноотверстие различной геометрической формы в металлической плёнке в настоящее время широко используется в устройствах нанооптики и наноплазмоники [11, 12, 13]. Это стало возможным благодаря развитию технологии изготовления наноструктур.

Сейчас важным инструментом исследования одиночной молекулы является апертурный сканирующий ближнепольный оптический микроскоп [14 – 21], в котором одним из основных элементов является оптический зонд, на конце которого расположено наноотверстие в металлической плёнке [22 – 30]. На Рисунке 1.1а схематически показан принцип работы апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа.

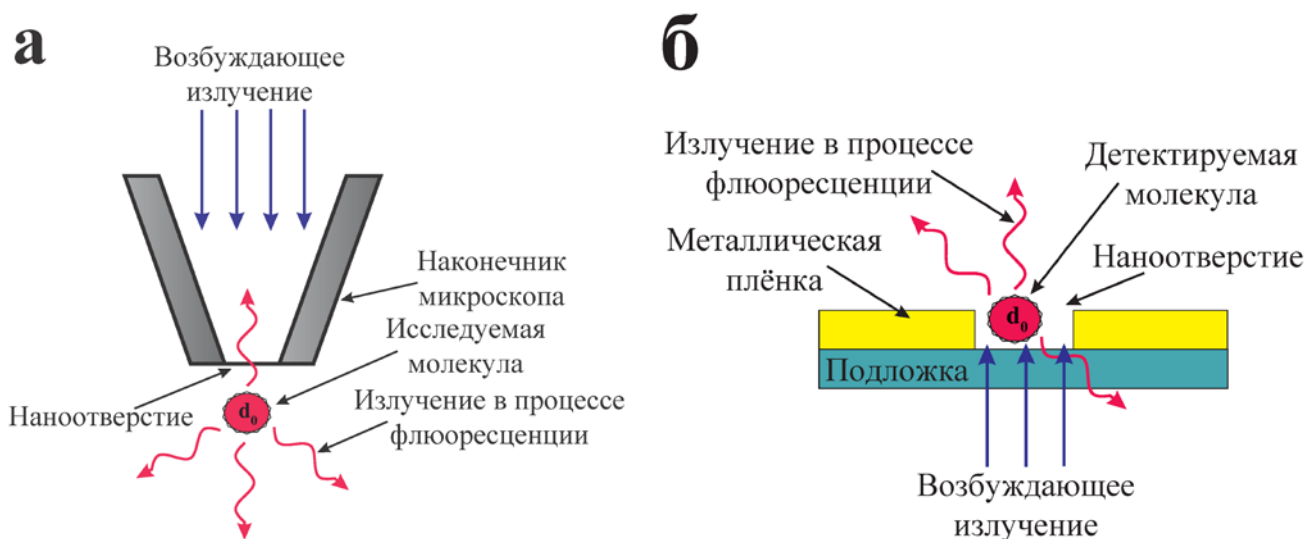


Рисунок 1.1 — (а) Схематическое изображение принципа работы апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа. (б) Схематическое изображение биосенсора, основанного на эффекте усиления электромагнитного поля около наноотверстия.

Апертурный зонд сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (см. Рисунок 1.1а) состоит из оптического волокна, на один конец которого нанесена металлическая плёнка с наноотверстием. Возбуждающее излучение

проходит через оптическое волокно и излучается из наноотверстия. Около наноотверстия расположена исследуемая молекула, которая флюоресцирует в результате её накачки возбуждающим светом. Излучение в процессе флюоресценции собирается через наноотверстие, проходит через оптическое волокно в детектор и регистрируется.

Другим важным приложением наноотверстия является его использование при проектировании чувствительных детекторов, биосенсоров и устройств, принцип работы которых основан на эффективной локализации света за счёт механизма экстраординарного прохождения света через одиночное наноотверстие или массив из них [31 – 40]. Это приложение уже нашло своё практическое применение в современных устройствах для секвенирования биополимеров.

На Рисунке 1.1б показано схематическое изображение подобного класса устройств. На плоскую диэлектрическую подложку нанесена металлическая плёнка. Плёнка содержит одиночное наноотверстие или массив из них. Исследуемая молекула расположена около или внутри отверстия. Возбуждающее излучение попадает в оптическую систему со стороны подложки из диэлектрика. Часть излучения в процессе флюоресценции молекулы распространяется в полупространстве над металлической плёнкой и регистрируется детектором.

При создании подобных оптических устройств многие ключевые компоненты для управления распространением света (например, наночастица, наноотверстие, наноплёнка) изготавливаются из металлических материалов (например, золота, серебра, алюминия). Поэтому, чтобы избежать разрушения устройства из-за наличия тепловых потерь, возникает задача об эффективном охлаждении металлических элементов. Данную задачу легче решить для перфорированной металлической плёнки, чем для случая отдельно стоящих плазмонных наночастиц.

Наноотверстие в металлической плёнке можно использовать для пространственной локализации не только света, но и атомов [41, 42]. Также наноотверстие является основным элементом в эксперименте по переносу одиночного фотона с помощью атома [43, 44] и нового типа плазмоно-атомного

двухмерного метаматериала [45]. В настоящее время активно развиваются методы точного позиционирования молекулы внутри наноотверстия [35]. Это открывает новые возможности для управления излучением одиночной квантовой системы (квантовой точки, молекулы, атома).

В приведённых выше и других подобных случаях роль наноотверстия в оптической системе сводится к локализации энергии электромагнитного поля, что обеспечивает эффективное взаимодействие света с одиночной квантовой системой. Это возможно благодаря фундаментальной особенности отверстия: оно является связующим элементом двух разделённых в геометрическом пространстве областей. Последнее позволяет применять наноотверстие также для случая, когда необходимо сделать пространственное разделение сигнала накачки, распространяющегося в одном полупространстве, и «полезного» сигнала для детектирования, прошедшего через отверстие и распространяющегося в другом полупространстве.

При использовании наноотверстия в устройствах нанооптики возникают две основные задачи: (1) задача о дифракции электромагнитной волны на одиночном отверстии или массиве из них, (2) задача об изменении скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около наноотверстия. Решение задачи (1) позволяет найти коэффициент пропускания света оптической системы, структуру распределения электромагнитного поля около или внутри наноотверстия, то есть, например, понять, как наноотверстие модифицирует поле накачки элементарной квантовой системы. Решение задачи (2) необходимо при рассмотрении флюоресценции молекулы, расположенной около наноотверстия.

Задачи (1) и (2) в общем случае не имеют аналитического решения и, чаще всего, требуют численного решения и анализа для каждой конкретной конфигурации оптической системы. Основная часть аналитических решений данных задач получена для случая приближения наноотверстия апертурой, расположенной в идеально проводящем бесконечно тонком экране.

Достаточно долгое время для решения задачи о дифракции электромагнитной волны на апертуре в идеально проводящем бесконечно тонком

плоском экране использовали только теорию дифракции Кирхгофа [46]. В основе теории Кирхгофа используется приближение: электромагнитное поле внутри отверстия аналогично падающему полю для случая отсутствия отверстия. То есть предполагается, что величина дифрагированного поля много меньше по сравнению с прямо прошедшим светом. Данное приближение достаточно хорошо работает только при рассмотрении «большого» отверстия, диаметр которого много больше значения длины волны света.

Задачу о дифракции плоской электромагнитной волны на апертуре в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране, расположенном в вакууме, для случая, когда диаметр отверстия много меньше длины волны света, рассмотрел Х. Бете (H.A. Bethe) в 1944 году [47]. Было получено решение для коэффициента пропускания света пропорциональное $(k_0 a)^4$, где $k_0 = 2\pi / \lambda_0$, λ_0 — длина волны света в вакууме, a — радиус апертуры. В 1950 году К. Баукампа (C.J. Bouwkamp) увеличил точность решения данной задачи, найдя члены разложения пропорциональные $(k_0 a)^6$ и $(k_0 a)^8$ [48 – 51]. Аналогичный ответ в 1952 году получил К. Фламмер (C. Flammer), используя сфероидальные волновые функции [52 – 54]. В 1950 году Г. Левин (H. Levine) и Дж. Швингер (J. Schwinger) заново получили коэффициенты при $(k_0 a)^4$ и $(k_0 a)^6$, используя технику вариационного исчисления [55 – 58]. В работе [59] проведено сравнение теории Бете-Баукампа (Bethe-Bouwkamp theory) с экспериментально полученными данными о дифракции электромагнитной волны на круглой апертуре в идеально проводящем экране.

Отметим, что в работах В.В. Климова (V.V. Klimov) и В.С. Летохова (V.S. Letokhov) [60, 61] для распределения поля около апертуры представлены достаточно простые и удобные для использования аналитические выражения в декартовых координатах по сравнению с выражениями, приведёнными в выше описанных работах.

В 1987 году был проведён полуаналитический анализ задачи о дифракции света на отверстии в идеально проводящей плоской плёнке с конечным значением

толщины (А. Робертс (A. Roberts) [62, 63]). Было получено условие для частоты отсечки распространения света внутри отверстия. Для круглого отверстия это условие имеет вид $a \leq 0,15\lambda_0$. В таком режиме величина коэффициента пропускания света уменьшается экспоненциально при увеличении значения толщины плёнки.

Использование в теоретической модели приближения идеально проводящего плоского экрана не позволяет полностью учесть влияние на коэффициент пропускания света оптических свойств материала, из которого изготовлена металлическая плёнка. Конечное значение диэлектрической проницаемости металла приводит к возможности возбуждения поверхностной волны на границе между металлической плёнкой и средой из диэлектрика, к конечной толщине скин-слоя для металла. Последнее может приводить к существенному увеличению эффективного оптического диаметра отверстия. Это становится особенно важно при исследовании величины коэффициента пропускания света, проходящего через одиночное отверстие или периодическую структуру из них, в реальном физическом эксперименте.

В 1998 году эффект экстраординарного пропускания света решёткой из нанотверстий в металлической плёнке был впервые экспериментально обнаружен Т.В. Эббесеном (T.W. Ebbesen) [64]. Эффект заключается в том, что при прохождении света через решётку из нанотверстий величина коэффициента пропускания оказывается существенно больше значения, предсказанного по теории Бете-Баукампа (Bethe-Bouwkamp theory) [47, 51] для нанотверстия в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране (для случая, когда диаметр отверстия много меньше длины волны падающего излучения). В настоящее время экстраординарное прохождение света обнаружено как для периодической решётки [65, 66], так и для одиночного нанотверстия в металлической плёнке [67, 68, 69]. В последнем случае для увеличения коэффициента пропускания света используются различные методики. Например, в работах [70, 71] применяется метод геометрического структурирования поверхности металлической плёнки около нанотверстия для согласования

волновых векторов падающего электромагнитного поля и электромагнитной волны, распространяющейся вдоль поверхности металлической плёнки.

Проведено достаточно много экспериментальных и теоретических работ по исследованию влияния на эффект экстраординарного прохождения света геометрических параметров и вида периодической решётки, формы и размера нанотверстия, материала, из которого изготовлена наноплёнка [12, 72 – 78].

В целом, существует целый ряд физических механизмов и методов их реализации, которые приводят к аналогичным эффектам. По-видимому, во всех этих случаях в области отверстия возникает усиление интенсивности поля за счёт возбуждения распространяющейся поверхностной электромагнитной волны, и именно это усиление поля приводит к увеличению интенсивности прошедшего света. Впрочем, усиление поля возможно и в идеально проводящих структурах, где нет «обычных» (плазмонных) поверхностных электромагнитных волн, но также возникает аномально большое прохождение света [79, 80].

Описанные выше оптические свойства одиночного нанотверстия и массива из них можно использовать для управления пространственной локализацией света, для создания фильтра светового сигнала по длине волны. Также с помощью периодической решётки из нанотверстий можно управлять направлением распространения света. Последнее позволяет применить нанотверстия при разработке оптически асимметричных систем [81, 82]. В таких устройствах коэффициент пропускания света сильно зависит от того, с какой стороны происходит облучение оптической системы.

При создании оптически асимметричных систем используются различные геометрические и физические механизмы получения эффекта асимметрии коэффициента пропускания света. Наиболее часто для этого в составе устройства используют элементы, в которых диэлектрическая проницаемость является несимметричным тензором (из-за эффекта Фарадея) [83], или обладает нелинейной зависимостью от интенсивности возбуждающего поля [84], или явно зависит от времени. Перечисленный выше класс оптических систем является взаимным, так как для него нарушается лемма Лоренца о взаимности [85, 86, 87].

Также асимметрию коэффициента пропускания света можно получить в оптических системах, для которых лемма Лоренца о взаимности не нарушается [87]. В частности, если использовать поляризованный свет, то асимметрию коэффициента пропускания света можно получить для планарной структуры, которая эффективно преобразует одну поляризацию в другую [81, 88, 89]. В подобных системах в прошедшем свете отсутствуют боковые (побочные) дифракционные лепестки, и коэффициент пропускания света для одной поляризации сильно зависит от направления облучения оптической системы, то есть имеет место асимметрия коэффициента пропускания для поляризованного света.

Существуют более сложные взаимные по лемме Лоренца оптические системы, в которых асимметрия коэффициента пропускания поляризованного света получается за счёт наличия у прошедшего света многолепестковой дифракционной диаграммы направленности (то есть они содержат дифракционную решётку) [90, 91].

Описанные выше случаи управления светом при теоретическом рассмотрении сводятся к задаче о дифракции света на одиночном наноотверстии или массиве из них. При добавлении в оптическую систему элементарной квантовой системы и возникновении процесса флюоресценции, становится необходимым также рассматривать задачу о спонтанном излучении элементарной квантовой системы, расположенной около наноотверстия в металлической плёнке.

В случае слабого взаимодействия элементарной квантовой системы с электромагнитным полем, рассеянным нанообъектом, нахождение скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной около нанообъекта, сводится к решению классической задачи о дифракции электромагнитного поля осциллирующего дипольного источника на нанообъекте [1, 2].

Отметим, что при решении обеих задач учёт конечного значения диэлектрической проницаемости материалов, из которых состоит оптическая система, играет важную роль.

ГЛАВА 2 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВУХМЕРНОЙ КВАДРАТНОЙ РЕШЁТКИ ИЗ НАНООТВЕРСТИЙ В ПЛОСКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКЕ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАНАРНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

2.1 Введение

В Главе 2 приведено описание теоретического исследования оптических свойств линейной немагнитной оптической системы, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла. В результате численного моделирования получено два основных результата.

Во-первых, объяснён эффект экстраординарного пропускания света, который связан с усилением электромагнитного поля на границе между фотонным кристаллом и металлической плёнкой за счёт возбуждения оптического таммовского состояния.

Во-вторых, обнаружена большая асимметрия коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией, которая обусловлена двумя факторами: возбуждением в системе оптического таммовского состояния, наличием в системе нескольких побочных дифракционных максимумов.

Оба оптических свойства рассмотренной системы подтверждены экспериментально. Результаты теоретических расчётов хорошо согласуются с экспериментально измеренными данными.

Результаты представляют большой интерес при создании нанолокализованного источника света, эффективной планарной оптически асимметричной системы и других подобного класса устройств для нанофотоники.

Оставшаяся часть Главы 2 организована следующим образом. В Разделе 2.2 приведено описание исследования эффекта экстраординарного пропускания света через рассматриваемую оптическую систему. В Разделе 2.3 рассмотрена большая

асимметрия коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией у решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла.

2.2 Экстраординарное пропускание света

2.2.1 Постановка задачи и описание модели для численного моделирования

В 2011 году в Институте спектроскопии РАН (ИСАН) в Лаборатории лазерной спектроскопии А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин и П.Н. Мелентьев экспериментально обнаружили экстраординарное пропускание света для случая решётки из нанодоверстий в металлической плёнке из золота, расположенной на поверхности многослойной периодической диэлектрической структуры (планарного фотонного кристалла) [7, 8]. Экспериментальный образец исследуемой структуры изготовил в Центре коллективного пользования Московского физико-технического института (государственного университета) (ЦКП МФТИ) А.А. Кузин [7, 8].

На определённой длине волны падающего света в исследуемой системе возбуждается оптическое таммовское состояние электромагнитного поля [92], при котором интенсивность магнитного поля имеет максимум на поверхности металлической плёнки со стороны фотонного кристалла [93]. (Далее длину волны падающего света, на которой возникает оптическое таммовское состояние, будем называть резонансной длиной волны). В результате для случая падения света со стороны фотонного кристалла коэффициент пропускания света через нанодоверстия увеличивается на несколько порядков по сравнению со случаем отсутствия фотонного кристалла.

В виду важности экспериментально обнаруженного эффекта возникает вопрос о его теоретическом объяснении, которому и посвящено исследование, описанное в данном Разделе 2.2.

В основе численного моделирования лежит геометрия образца и принципиальная схема экспериментального исследования, описанного в работах [7, 8]. Значения геометрических параметров и данные об оптических свойствах материалов, используемые в модели, если это особо не оговорено, взяты из данного исследования.

Технологический процесс изготовления образца для экспериментального исследования [7, 8] является достаточно сложным, так как требуется контролировать геометрические параметры оптической структуры (форму нанотверстий, толщину слоёв) с точностью до нанометров. На Рисунке 2.1а показано изображение решётки и одного из нанотверстий, использованных в эксперименте [7, 8], полученное методом сканирующей электронной микроскопии. Из Рисунка 2.1а можно предположить, что отверстие не имеет идеальной цилиндрической формы. Поэтому в численной модели геометрическая форма отверстия приближена усечённым конусом. Фактически в работах [7, 8] детальное экспериментальное измерение во всём спектральном диапазоне проводилось на одном нанотверстии. Однако, для упрощения реализации численного моделирования, используется плоская электромагнитная волна, которая падает на всю решётку из нанотверстий. Схематическое изображение сечения одного периода квадратной решётки из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного фотонного кристалла, которая используется в численном моделировании, показано на Рисунке 2.1б.

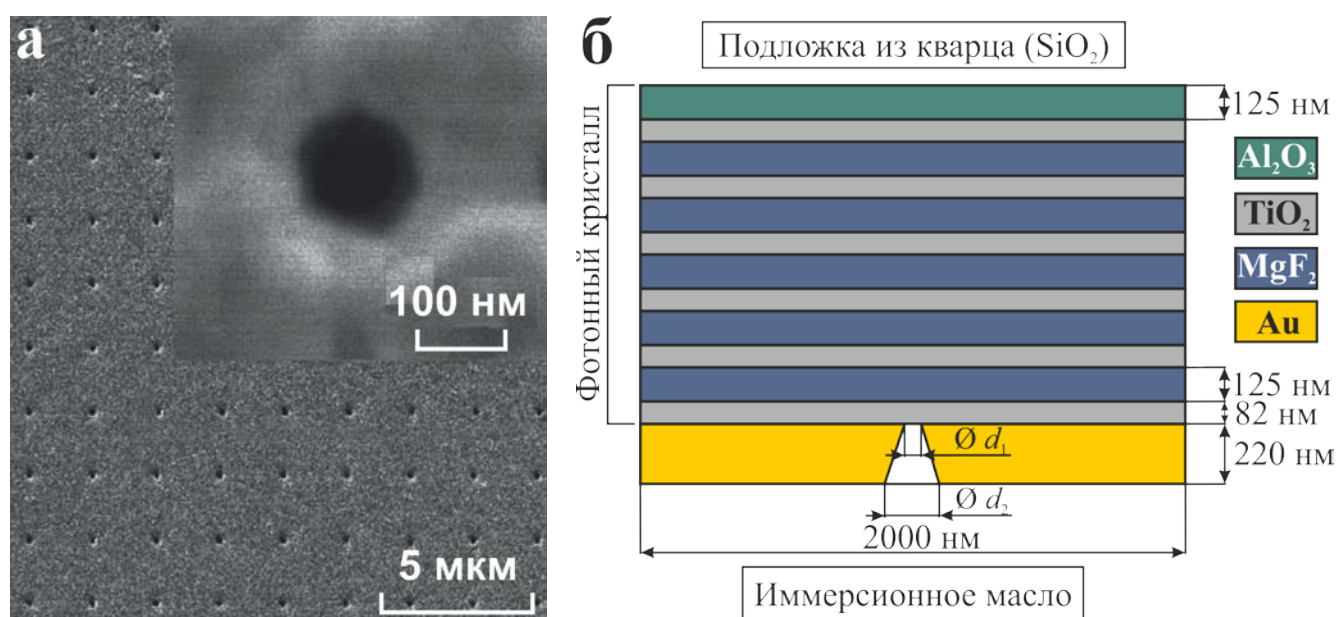


Рисунок 2.1 — (а) Изображение решётки и одного из нанотверстий в металлической плёнке в эксперименте [7, 8], полученное методом сканирующей электронной микроскопии. (б) Схематическое изображение геометрии,

используемой в численном моделировании: сечение одного периода решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла.

На подложку из кварца (SiO_2) (на Рисунке 2.1б подложка расположена над фотонным кристаллом) нанесена 12-ти слойная периодическая диэлектрическая структура (фотонный кристалл или брэгговское зеркало). Фотонный кристалл состоит из слоя Al_2O_3 (толщина слоя 125 нм) и чередующихся слоёв из TiO_2 (толщина слоя 82 нм) и из MgF_2 (толщина слоя 125 нм). На поверхность фотонного кристалла нанесена металлическая плёнка из золота (на Рисунке 2.1б плёнка расположена под фотонным кристаллом). Толщина плёнки равна 220 нм, что существенно превышает толщину скин-слоя для золота (равной приблизительно 80 нм) внутри рассматриваемого диапазона для длины волны падающего света (от 575 до 875 нм). Поэтому в рамках данного численного моделирования сплошная плёнка из золота является почти непрозрачной. Отверстия в металлической плёнке образуют квадратную решётку с фиксированным значением периода, равным 2 мкм. В численном моделировании геометрия наноотверстия приближена усечённым конусом с диаметрами оснований: d_1 — на слое из TiO_2 , d_2 — противоположное основание. Пространство внутри отверстия и после металлической плёнки заполнено иммерсионным маслом. В работе [7] толщина подложки из кварца равна 2 мм, а иммерсионное масло использовалось для уменьшения эффекта отражения света в экспериментальной установке. Толщины подложки из кварца и слоя из иммерсионного масла в численном моделировании считаются равными бесконечности. Данные для показателей преломления n для всех используемых диэлектрических материалов взяты из эксперимента [7]: SiO_2 (показатель преломления n_q равен 1,443), Al_2O_3 (показатель преломления равен 1,63), TiO_2 (показатель преломления равен 2,23), MgF_2 (показатель преломления равен 1,38), иммерсионное масло (показатель преломления n_{io} равен 1,51). В расчётах частотная дисперсия показателя преломления диэлектрических материалов не учитывается.

Данные для дисперсионной зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости золота взяты из справочника [94].

При моделировании прохождения света через nanoотверстия рассматривается нормальное падение со стороны фотонного кристалла, при этом падающая волна описывается выражением $E_{up} = E_0 \exp(ik_0 n_q z)$, или со стороны металлической плёнки: $E_{down} = E_0 \exp(ik_0 n_{io} z)$.

2.2.2 Случай сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла

Рассмотрим сначала оптические свойства сплошной металлической плёнки (т.е. без отверстий), расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла. Данная структура является одномерной, и для исследования её оптических свойств используется полуаналитический подход [95, 96, 97], в рамках которого решение для электромагнитного поля в каждом отдельном слое представляется в виде суммы «падающей» и «отражённой» волн. Значения амплитуд этих волн находятся из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе слоёв. В результате получается система линейных алгебраических уравнений, численное решение которой реализовано в коммерческом программном пакете MATLAB. Рассмотрим случай падения света на металлическую плёнку, расположенную на поверхности фотонного кристалла, со стороны фотонного кристалла.

На Рисунке 2.2а и Рисунке 2.2б для сравнения с экспериментальными данными [7] показаны зависимости коэффициента отражения от длины волны (λ_0) и угла падения (θ) света для фотонного кристалла и металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, соответственно. В обоих случаях свет падает со стороны фотонного кристалла (то есть со стороны подложки из кварца). Экспериментально измеренные данные показаны точками чёрного

цвета. Из Рисунка 2.2 видно качественное совпадение теории и эксперимента. Если немного уменьшить толщины слоёв при численном моделировании, то согласие становится намного лучше, что, возможно, свидетельствует о погрешностях в значениях оптических свойств материалов или при технологическом изготовлении экспериментальных образцов.

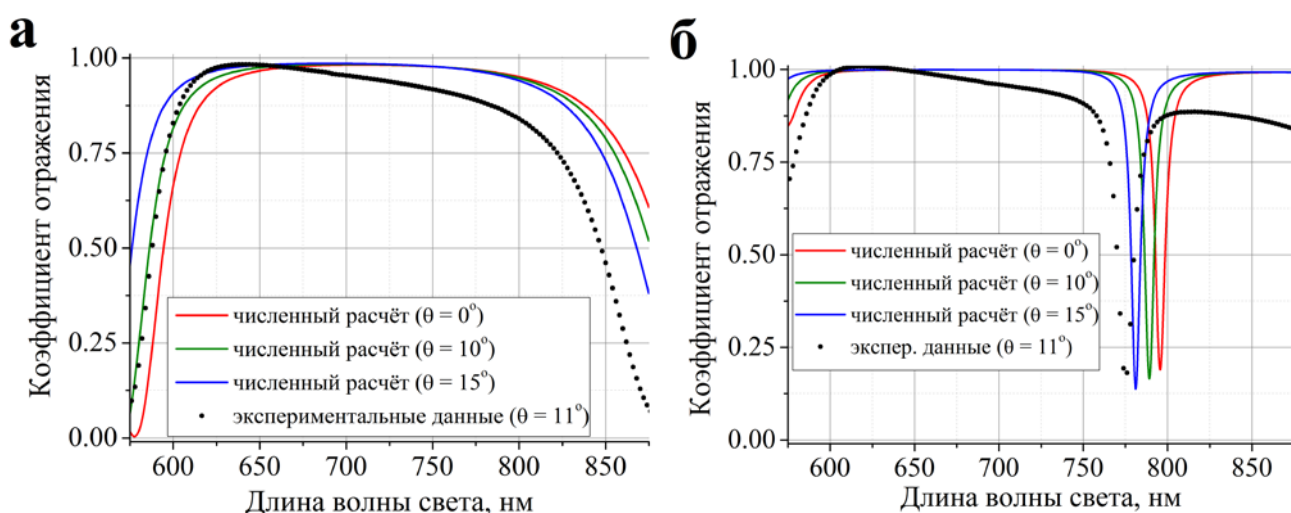


Рисунок 2.2 — Зависимость коэффициента отражения от длины волны (λ_0) и угла падения (θ) света для (а) фотонного кристалла и (б) металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла. В обоих случаях свет падает на оптическую систему со стороны фотонного кристалла (то есть со стороны подложки из кварца). Нормировка на полный поток падающего света. Использованы экспериментальные данные измерений из работы [7].

Для выяснения физической природы узкого резонансного пика в линии спектра отражения от металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, рассчитаны распределения электрического и магнитного полей и потока энергии для рассматриваемой оптической структуры (см. Рисунок 2.3). Соответствующие распределения полей нормированы на значение модуля амплитуды электрического (E_0) и магнитного (H_0) полей падающей волны. Распределение потока энергии нормировано на значение полного потока падающего света (I_0).

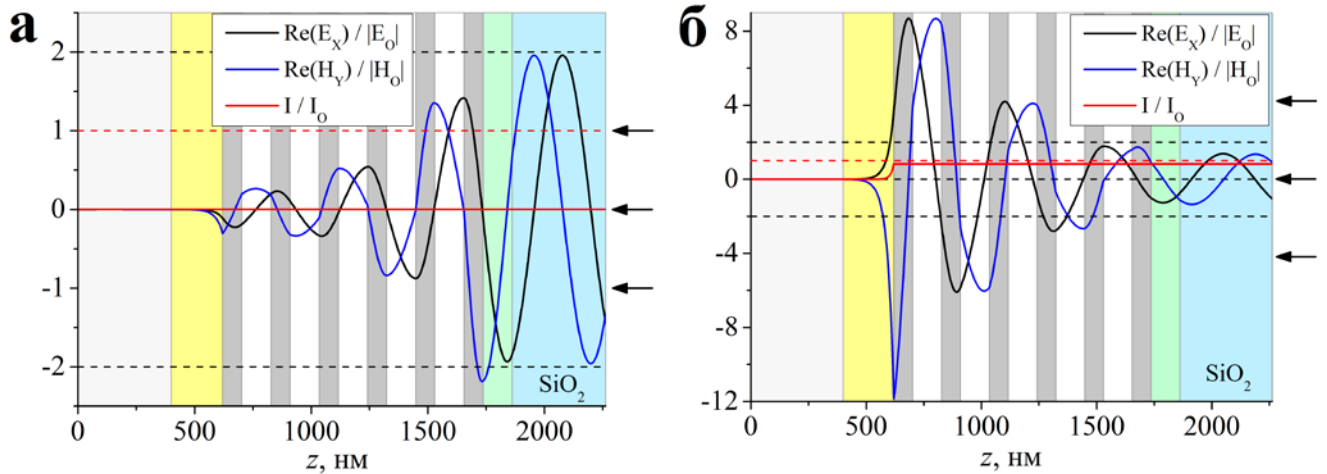


Рисунок 2.3 — Относительные напряжённости электрического (сплошная линия чёрного цвета) и магнитного (сплошная линия синего цвета) полей, поток вектора Пойнтинга (сплошная линия красного цвета) для оптической структуры, состоящей из сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, в зависимости от координаты z внутри структуры. (а) Нерезонансный случай ($\lambda_0 = 700$ нм), (б) резонансный случай ($\lambda_0 = 796$ нм). Стрелками показано направление падения света. В обоих случаях свет падает на структуру со стороны фотонного кристалла.

На Рисунке 2.3а хорошо видно, что для нерезонансного случая ($\lambda_0 = 700$ нм) почти вся энергия отражается на поверхности фотонного кристалла, а амплитуды электрических и магнитных полей экспоненциально уменьшаются по мере приближения к металлической плёнке. Значение потока энергии внутри фотонного кристалла также близко к нулю. И, наоборот, для резонансного случая ($\lambda_0 = 796$ нм, см. Рисунок 2.3б), то есть для случая возникновения оптического таммовского состояния, отражение мало, а интенсивность электрических и магнитных полей около металлической плёнки велика. Поток энергии направлен внутрь фотонного кристалла и почти полностью поглощается в металлической плёнке. При этом коэффициент пропускания света равен приблизительно 10^{-6} . Увеличение амплитуд электрического и магнитного полей около поверхности фотонного кристалла обусловлено возникновением оптического таммовского состояния электромагнитного поля [92, 93]. Особенно важно отметить, что магнитное поле

имеет максимальное значение на границе, и именно его увеличение позволяет получить увеличение коэффициента пропускания света через nanoотверстия (см. Подраздел 2.2.3).

В случае освещения сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, с противоположной стороны, то есть со стороны металлической плёнки (иммерсионного масла), ситуация радикально изменяется. Для коэффициента отражения в этом случае резонансный пик, аналогичный пику на Рисунке 2.2б, почти отсутствует, так как из-за поглощения в металлической плёнке в фотонный кристалл проникает очень мало света. Таким образом, в отражении имеется асимметричная ситуация относительно изменения направления падения света на данную оптическую систему: коэффициенты отражения при падении света с разных сторон не совпадают.

И, наоборот, коэффициент пропускания света (см. Рисунок 2.4), в соответствии с принципом взаимности для планарных структур [98], всегда симметричен относительно изменения направления падения света, то есть коэффициенты пропускания при падении света с разных сторон полностью совпадают независимо от наличия в оптической системе слоёв с поглощением.

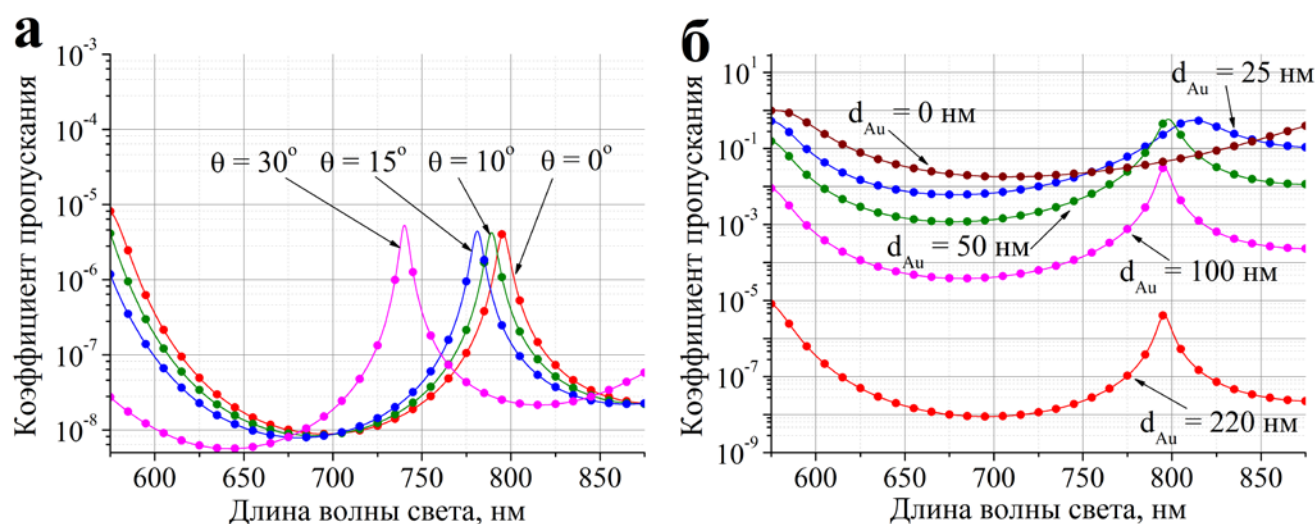


Рисунок 2.4 — Зависимость коэффициента пропускания света через сплошную металлическую плёнку, расположенную на поверхности фотонного кристалла: (а) от длины волны (λ_0) и угла падения (θ) света, (б) от длины волны (λ_0) и толщины

металлической плёнки из золота (d_{Au}) для случая нормального угла падения света. Сплошные линии соответствуют случаю падения света со стороны фотонного кристалла (то есть со стороны подложки из кварца), точки — со стороны металлической плёнки (то есть со стороны иммерсионного масла). Нормировка на полный поток падающего света.

Исследование оптических свойств сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, выявило, что увеличение толщины слоя из золота от 100 до 220 нм и больше очень слабо меняет линию коэффициента отражения (см. Рисунок 2.2б), при этом линия коэффициента пропускания света (см. Рисунок 2.4б) существенно изменяется более чем на три порядка, форма линии меняется слабо.

2.2.3 Случай решётки из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла

После того, как были исследованы оптические свойства сплошной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, рассмотрим влияние решётки из нанотверстий в металлической плёнке на прохождение света через структуру. Данная задача не имеет замкнутого аналитического решения, поэтому для её решения использовано численное моделирование, в рамках которого полная система уравнений Максвелла с заданным внешним источником тока решается численно для трёхмерной геометрии методом конечных элементов, который реализован в коммерческом программном пакете COMSOL Multiphysics. В процессе расчёта размер элемента пространственной сетки выбирается так, чтобы относительная точность вычисления электромагнитного поля в резонансном случае была не более 10^{-3} . Далее под коэффициентом пропускания света понимается поток энергии прошедшего света через площадь одного периода оптической структуры решётки,

нормированный на полный поток энергии, падающего света на эту же площадь. При таком определении, из-за выполнения закона сохранения энергии, величина коэффициента пропускания света всегда не превосходит единицы. На Рисунке 2.5 показан коэффициент пропускания через решётку из отверстий в металлической плёнке без фотонного кристалла (металлическая плёнка расположена на подложке с бесконечной толщиной из кварца и покрыта слоем с бесконечной толщиной из иммерсионного масла; отверстия заполнены иммерсионным маслом).

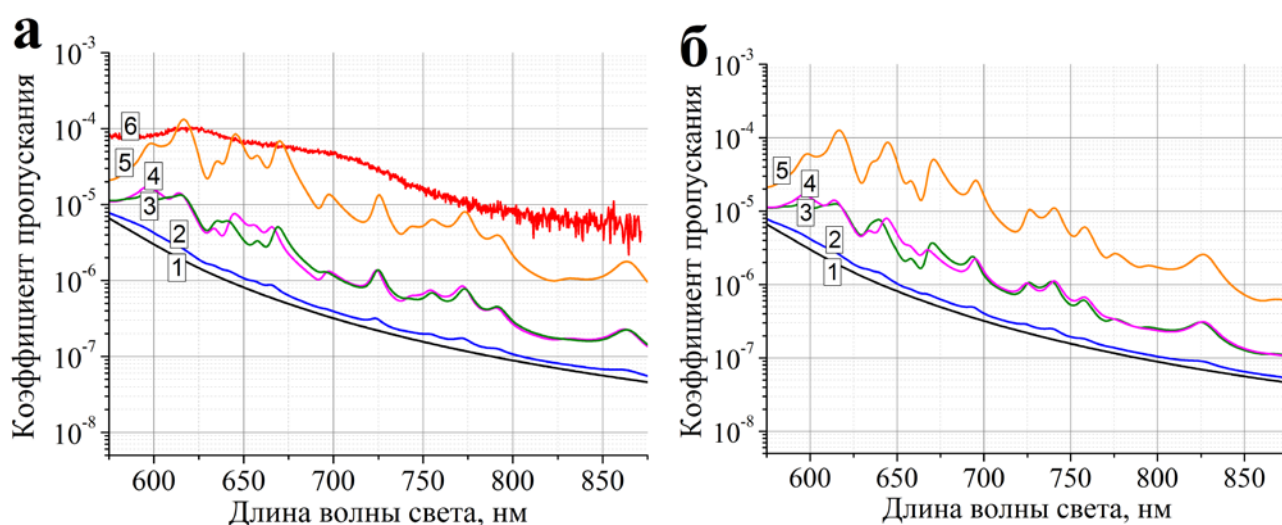


Рисунок 2.5 — Зависимость коэффициента пропускания света через решётку из отверстий в металлической плёнке без фотонного кристалла от длины волны падающего света для различных геометрических форм отверстий: 1 — случай без отверстий ($d_1 = d_2 = 0$ нм, то есть сплошная металлическая плёнка), 2 — отверстия в форме цилиндра ($d_1 = d_2 = 60$ нм), 3 — отверстия в форме усечённого конуса ($d_1 = 60$ нм, $d_2 = 100$ нм), 4 — отверстия в форме усечённого конуса ($d_1 = 100$ нм, $d_2 = 60$ нм), 5 — отверстия в форме цилиндра ($d_1 = d_2 = 100$ нм), 6 — данные экспериментального исследования [7]. Нормировка на полный поток падающего света. (а) Свет падает на оптическую структуру со стороны подложки из кварца. (б) Свет падает на оптическую структуру со стороны слоя из иммерсионного масла.

Из Рисунка 2.5 видно качественное совпадение результатов эксперимента и численного расчёта для отверстия в форме цилиндра с диаметром равным 100 нм.

При этом резонансного экстраординарного прохождения света, как наблюдается в эксперименте Т.В. Эббесена, связанного с периодичностью решётки, не возникает. Заметим, что на Рисунке 2.5 и далее нерегулярная форма линий не связана с точностью вычислений, а обусловлена интерференцией от разных отверстий в периодической решётке.

Для случая решётки из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, ситуация кардинально изменяется. На Рисунке 2.6 показан коэффициент пропускания света через такую структуру (см. Рисунок 2.1б).

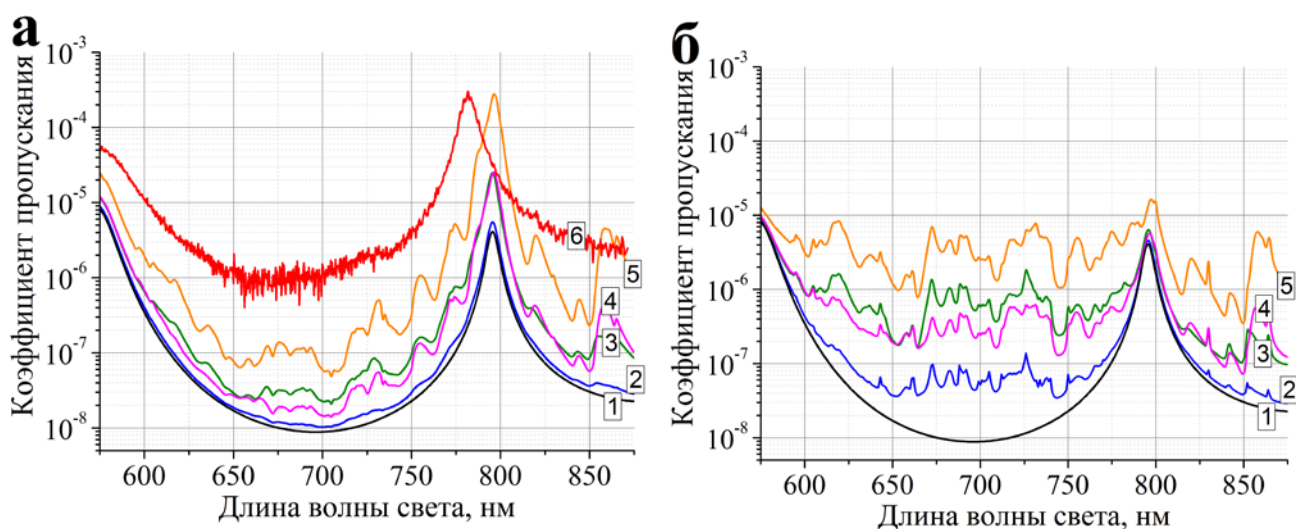


Рисунок 2.6 — Зависимость коэффициента пропускания света через решётку из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, от длины волны падающего света для различных геометрических форм отверстий: 1 — случай без отверстий ($d_1 = d_2 = 0$ нм, то есть сплошная металлическая плёнка), 2 — отверстия в форме цилиндра ($d_1 = d_2 = 60$ нм), 3 — отверстия в форме усечённого конуса ($d_1 = 60$ нм, $d_2 = 100$ нм), 4 — отверстия в форме усечённого конуса ($d_1 = 100$ нм, $d_2 = 60$ нм), 5 — отверстия в форме цилиндра ($d_1 = d_2 = 100$ нм), 6 — данные экспериментального исследования [7]. Нормировка на полный поток падающего света. (а) Свет падает со стороны фотонного кристалла (то есть со стороны подложки из кварца). (б) Свет падает со стороны металлической плёнки (то есть со стороны слоя из иммерсионного масла).

Из Рисунка 2.6 видно, что в данной оптической структуре возникает аномально большое прохождение света на резонансной длине волны (λ_0), равной 796 нм. Из Рисунка 2.6 также видно достаточно хорошее совпадение формы линии коэффициента пропускания, полученного теоретически, с измерениями, сделанными в эксперименте [7]. Пик в коэффициенте пропускания, найденный численно, сдвинут в длинноволновую область спектра, так как моделирование проводится для случая нормального угла падения света (см. также Рисунок 2.2б и Рисунок 2.4а). Смещение положения максимума может быть связано с неполным совпадением справочных данных для диэлектрической проницаемости материалов, используемых для описания оптических свойств при численном моделировании, с оптическими свойствами материалов в экспериментальном образце. Также причиной может быть погрешность технологического изготовления составных частей экспериментального образца. Кроме того, возможными причинами являются отличие геометрической формы реального отверстия в экспериментальном образце от формы используемой в численной модели и наличие в стенках отверстий оболочки из атомов галлия, возникшей в результате формирования наноотверстий сфокусированным ионным пучком из атомов галлия. Толщина металлической плёнки сильно влияет на общий сдвиг линии по вертикальной оси (см. Рисунок 2.4б). Интересно отметить (см. Рисунок 2.5 и Рисунок 2.6), что линии коэффициента пропускания света для обеих форм отверстий в виде усечённого конуса, которые отличаются только ориентацией, почти совпадают. Отсюда можно сделать вывод, что коэффициент пропускания для данного случая зависит в большей степени от эффективного объёма отверстия, а не от его геометрической формы.

Ещё раз отметим наличие на Рисунке 2.5 и Рисунке 2.6 множественных максимумов и минимумов на линиях коэффициента пропускания света, полученных при численном моделировании, и их отсутствие в результатах экспериментальных измерений [7]. Это различие обусловлено интерференционными эффектами в решётке из наноотверстий, так как при

численном моделировании используются периодические граничные условия на боковых границах расчётной области (см. Рисунок 2.1б). В эксперименте [7] оптические измерения проводились на одном наноотверстии, и интерференционные явления в этом случае отсутствуют.

Сравнение Рисунка 2.6а и Рисунка 2.6б показывает, что коэффициент пропускания существенно зависит от того, с какой стороны облучается оптическая система. В случае падения света со стороны фотонного кристалла наблюдается существенное увеличение прохождения света (на два порядка) по сравнению со случаем решётки из наноотверстий в металлической плёнке без фотонного кристалла, в то время как при падении света со стороны металлической плёнки увеличения фактически нет. Таким образом, рассматриваемая геометрия может служить основой для создания оптически асимметричного устройства, то есть устройства, которое с одной стороны пропускает свет, в то время как в другом направлении свет не проходит.

Более детальное исследование причин возникновения и оптимизация свойства асимметрии коэффициента пропускания света для рассматриваемой оптической структуры приведено в Разделе 2.3.

Картина прохождения света через наноотверстие в структуре становится более наглядной из рассмотрения Рисунка 2.7 и Рисунка 2.8, где показано распределение квадрата напряжённости электрического поля ($|E|^2/|E_0|^2$) для случая резонансной длины волны (λ_0), равной 796 нм, при нормальном угле падения света со стороны фотонного кристалла и со стороны металлической плёнки, соответственно.

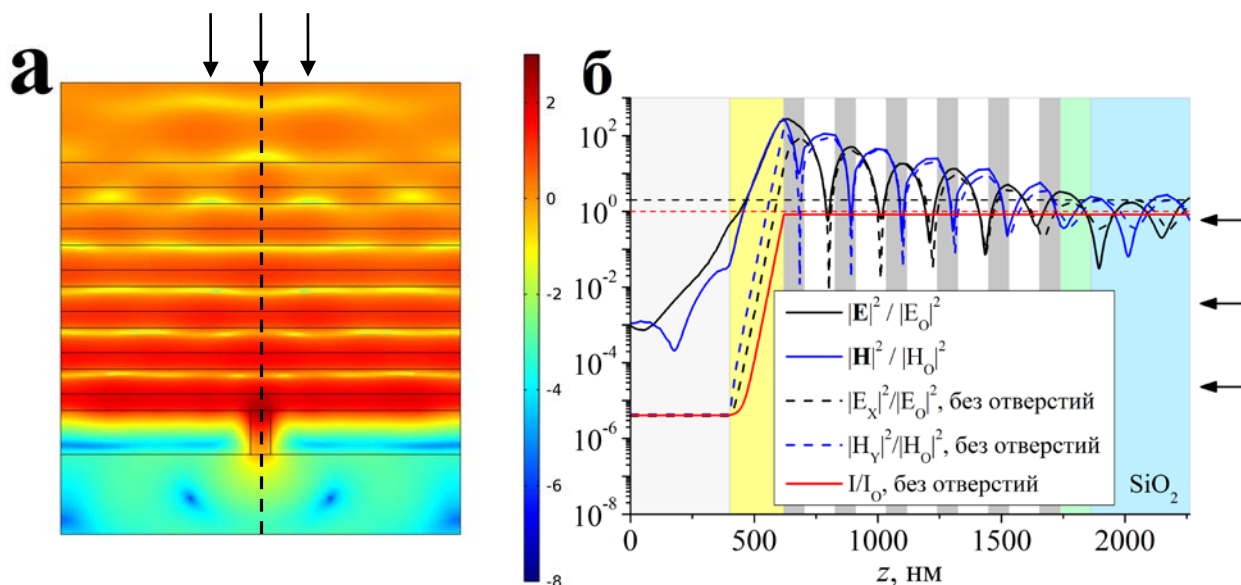


Рисунок 2.7 — (а) Распределение квадрата напряжённости электрического поля ($|E|^2/|E_0|^2$) при прохождении плоской электромагнитной волны через решётку из nanoотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, для случая резонансной длины волны (λ_0), равной 796 нм. (б) Сечение (а) по пунктирной линии и случай без отверстий. Отверстие цилиндрической формы с диаметром равным 100 нм. Стрелки показывают направление падения света на структуру. Свет падает со стороны фотонного кристалла. Во всех случаях приведён логарифмический масштаб.

Из Рисунка 2.7 видно, что электромагнитное поле сразу за отверстием имеет амплитуду, сравнимую с амплитудой падающей волны. После отверстия квадрат электрического поля убывает обратно пропорционально первой степени расстояния за счёт сферического распространения волны. Кроме того, на Рисунке 2.7 хорошо видно формирование дипольной диаграммы направленности прошедшей волны.

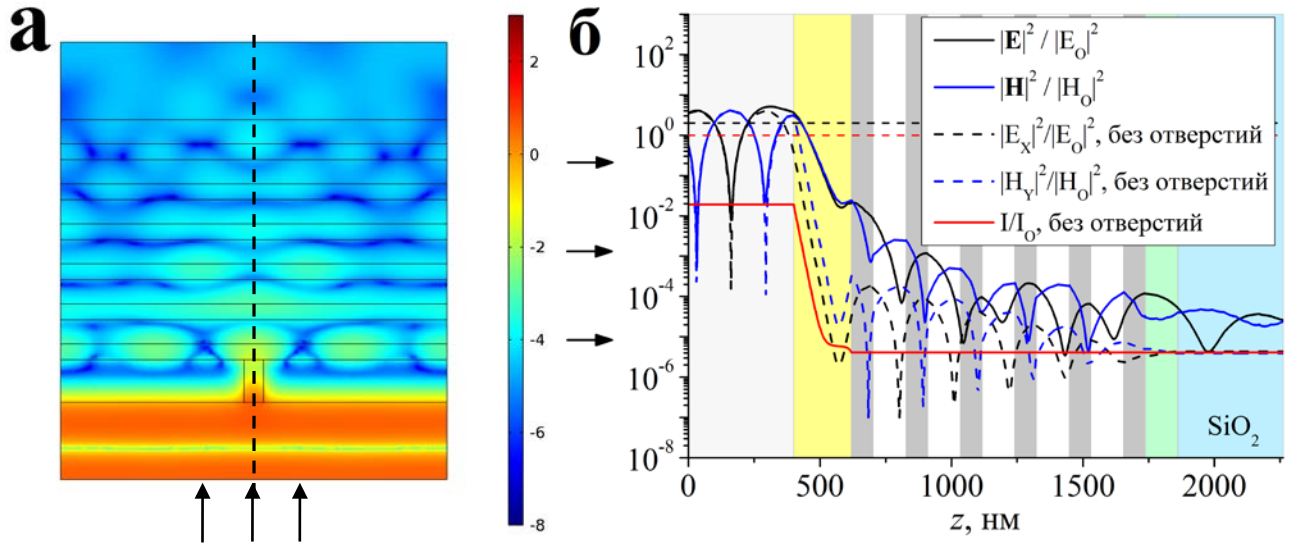


Рисунок 2.8 — (а) Распределение квадрата напряжённости электрического поля ($|E|^2/|E_0|^2$) при прохождении плоской электромагнитной волны через решётку из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, для случая резонансной длины волны (λ_0), равной 796 нм. (б) Сечение (а) по пунктирной линии и случай без отверстий. Отверстие цилиндрической формы с диаметром равным 100 нм. Стрелки показывают направление падения света на структуру. Свет падает со стороны металлической плёнки. Во всех случаях приведён логарифмический масштаб.

Из Рисунка 2.8 видно, что усиление электромагнитного поля перед металлической плёнкой не происходит, и поэтому в данном случае в фотонный кристалл попадает очень мало энергии.

Качественно, увеличение эффективного пропускания света через решётку из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, можно оценить, комбинируя теорию Бете-Баукампа и факт об усилении локального магнитного поля. Действительно, коэффициент пропускания света с длиной волны (λ_0), равной 796 нм, через наноотверстие цилиндрической формы с диаметром (d), равным 100 нм, по теории Бете-Баукампа равен $(64\pi^2/27) \cdot (d/\lambda_0)^4 \approx 5,8 \cdot 10^{-3}$ (здесь используется нормировка на поток энергии падающего света на площадь геометрического сечения отверстия). Коэффициент пропускания света через металлическую плёнку с отверстиями, но без фотонного

кристалла, для длины волны (λ_0) 796 нм равен $1,7 \cdot 10^{-3}$ (см. Рисунок 2.5, при нормировке на поток энергии падающего света на площадь геометрического сечения отверстия). Качественно эти величины совпадают. Меньшее значение, полученное при численном моделировании, связано, по мнению автора, с относительно большой толщиной металлической плёнки, равной 220 нм.

В случае решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, коэффициент пропускания света для резонансной длины волны (λ_0) 796 нм равен $1,4 \cdot 10^{-1}$ (см. Рисунок 2.6, здесь также используется нормировка на поток энергии падающего света на площадь геометрического сечения отверстия). То есть использование фотонного кристалла для случая резонансной длины волны приводит к увеличению коэффициента пропускания света в 90 раз. С другой стороны, интенсивность магнитного поля на поверхности металлической плёнки, которое возбуждает магнитный дипольный момент наноотверстия (который, в свою очередь, формирует прошедшее поле), для случая наличия фотонного кристалла в 50 раз больше интенсивности магнитного поля для случая без фотонного кристалла. То есть имеется качественное совпадение этих величин, что позволяет говорить о том, что для данного случая экстраординарное прохождение света связано с увеличением интенсивности магнитного (и электрического) поля.

Таким образом, в настоящем Разделе 2.2 теоретически показано, что усиление поля, связанное с возникновением оптического таммовского состояния электромагнитного поля, приводит к соответствующему увеличению коэффициента пропускания света через решётку из наноотверстий в металлической плёнке.

В следующем Разделе 2.3 более детально рассмотрены причины возникновения, оптимизация и возможные варианты применения свойства асимметрии коэффициента пропускания света для решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла.

2.3 Асимметрия коэффициента пропускания света

2.3.1 Постановка задачи и описание модели для численного моделирования

В данном Разделе 2.3 приведено описание исследования, посвящённого изучению нового класса оптически асимметричных устройств, в котором асимметрия коэффициента пропускания света реализуется для произвольной поляризации падающего света на двумерной квадратной решётке из нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного фотонного кристалла с четвертьволновыми диэлектрическими слоями [10]. Схематическое изображение рассматриваемого устройства показано на Рисунке 2.9.

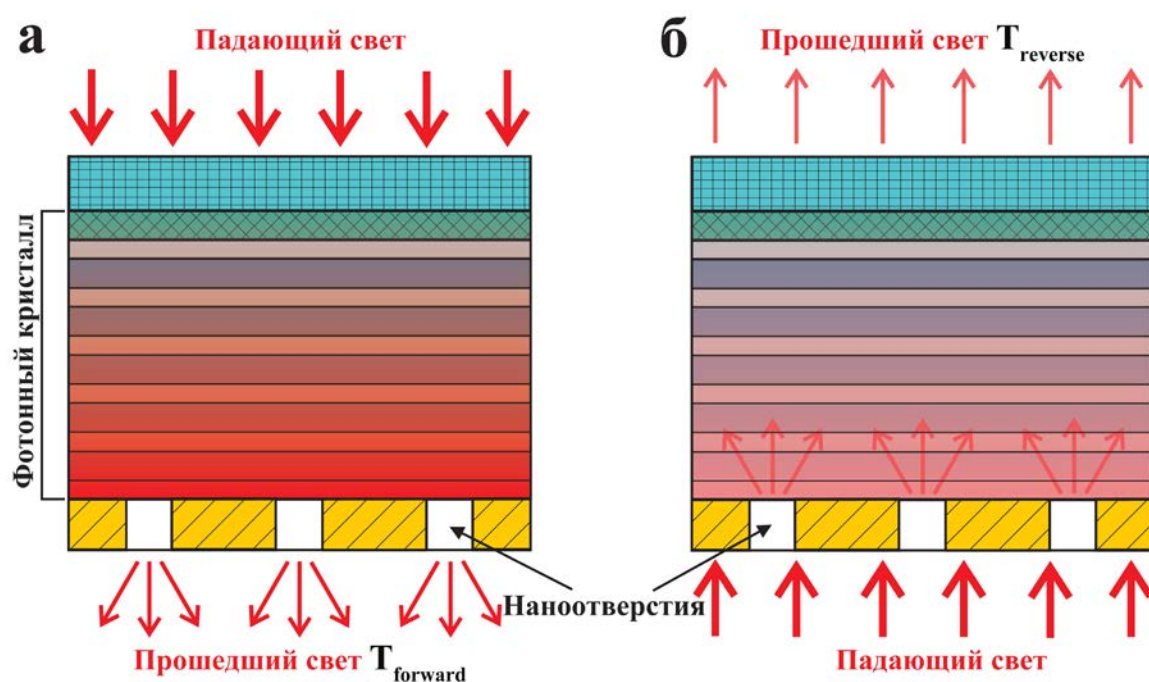


Рисунок 2.9 — Схематическое изображение планарного оптического устройства с асимметричным коэффициентом пропускания света. (а) Свет падает на структуру со стороны фотонного кристалла, и измеряется коэффициент пропускания света T_{forward} . (б) Свет падает на структуру со стороны металлической плёнки, и измеряется коэффициент пропускания света T_{reverse} . Для оптически асимметричной системы в обоих случаях при одинаковой интенсивности и длине волны падающего

света получаются различные значения коэффициентов пропускания света T_{forward} и T_{reverse} . Коэффициенты пропускания света T_{forward} и T_{reverse} определяются как поток энергии в перпендикулярном поверхности структуры направлении со стороны прошедшего света, нормированный на полный поток падающего света.

Планарный фотонный кристалл имеет запрещённую зону для пропускания света, распространяющегося по нормали к поверхности его слоёв. Нанесение металлической плёнки без отверстий на поверхность фотонного кристалла приводит к образованию особенности в спектре пропускания света: в области спектра, соответствующей запрещённой зоне фотонного кристалла, образуется узкий пик увеличения пропускания. Появление пика пропускания связано с нарушением трансляционной симметрии фотонного кристалла металлической плёнкой без отверстий, что приводит к локализации электромагнитного поля около границы между металлической плёнкой и фотонным кристаллом. В литературе данный эффект называется оптическим таммовским состоянием [92, 93, 99 – 102]. Создание в металлической плёнке двухмерной квадратной решётки из отверстий приводит к возникновению эффекта экстраординарного прохождения света через данную оптическую структуру [7, 8, 9]. Механизм возникновения экстраординарного прохождения света в данной оптической системе, исследован в работе [9] и отличается от механизма, открытого Т.В. Эббесеном [64]. Более подробная информация об экстраординарном прохождении света в оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, изложена в Разделе 2.2.

В данном Разделе 2.3 описано исследование, результаты которого говорят о том, что с помощью оптического таммовского состояния и решётки из наноотверстий в металлической плёнке можно получить оптическую систему с большой асимметрией коэффициента пропускания света без использования внешнего магнитного поля. Этот факт не является очевидным и не был до конца проанализирован в работе [9], где проведено исследование и объяснено только

экстраординарное прохождение света через рассматриваемую оптическую систему (см. Раздел 2.2).

В данном исследовании коэффициент пропускания света определяется как отношение потока энергии прошедшего света (вдоль направления перпендикулярном поверхности структуры) и полного потока падающего света. Для оптически асимметричных систем, при одинаковой интенсивности и длине волны падающего света, значения коэффициентов пропускания света в «прямом» («forward»), T_{forward} , и «обратном» («reverse»), T_{reverse} , направлениях не совпадают. Последнее означает, что основной особенностью подобного класса устройств является сильное отличие друг от друга коэффициентов пропускания света при изменении направления света, облучающего систему.

Численное моделирование асимметрии коэффициента пропускания света через рассматриваемую планарную оптическую систему проводится с помощью модели, геометрия которой схематически показана на Рисунке 2.10.

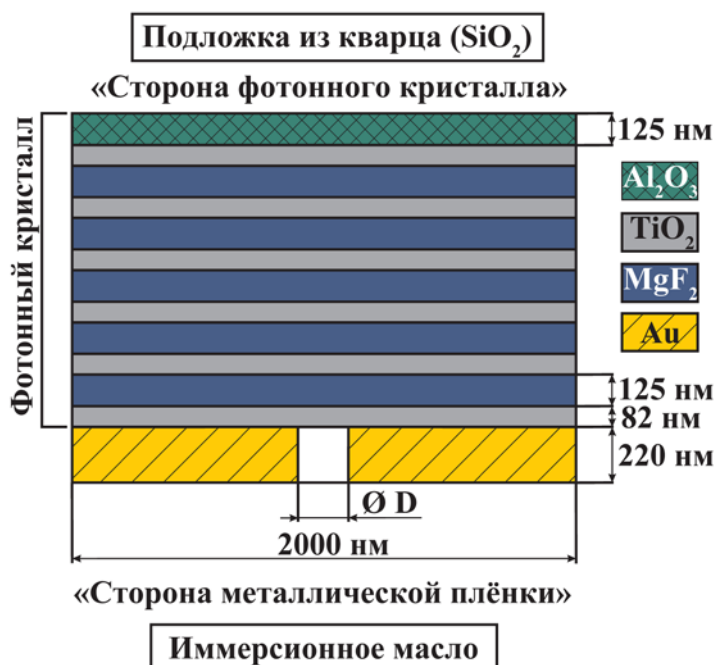


Рисунок 2.10 — Схематическое изображение одного периода двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла. Диаметр отверстия D . Период решётки фиксирован и равен 2000 нм.

В основе данной модели лежит геометрия образца, в котором ранее было найдено экспериментально [7, 8] и объяснено теоретически (см. Раздел 2.2 или работу [9]) экстраординарное прохождение света через решётку из nanoотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, при падении света со стороны одномерного фотонного кристалла. Оптическая система состоит из кварцевой подложки бесконечной толщины (показатель преломления 1,443), на поверхность которой нанесён диэлектрический одномерный фотонный кристалл (брэгговское зеркало). Фотонный кристалл состоит из слоя Al_2O_3 (толщина слоя 125 нм, показатель преломления 1,63) и чередующихся слоёв TiO_2 (толщина слоя 82 нм, показатель преломления 2,23) и MgF_2 (толщина слоя 125 нм, показатель преломления 1,38). Для диэлектрических слоёв значения показателей преломления взяты из экспериментальных данных работы [7]. На поверхность фотонного кристалла нанесена металлическая плёнка из золота толщиной равной 220 нм. Данные для дисперсионной зависимости диэлектрической проницаемости золота взяты из работы [94]. В металлической плёнке сделана двухмерная квадратная решётка из круглых отверстий. Диаметр отверстий D изменяется в пределах от 100 до 1000 нм. Период квадратной решётки из отверстий в металлической плёнке фиксирован и равен 2000 нм. Отверстия в металлической плёнке и слой бесконечной толщины после металлической плёнки заполнены иммерсионным маслом (показатель преломления 1,51). Наличие иммерсионного масла обусловлено необходимостью связать результаты данного исследования с предыдущими [7, 8, 9] (также см. Раздел 2.2). Заметим, что период решётки больше по сравнению с рассматриваемой длиной волны падающего света. Последнее фактически делает данную оптическую систему дифракционной решёткой с главным и боковыми лепестками в диаграмме направленности прошедшего света.

В рассматриваемой теоретической модели свет (плоская электромагнитная волна) падает на образец перпендикулярно его поверхности со стороны фотонного кристалла («прямое» («forward») направление) или со стороны металлической

плёнки («обратное» («reverse») направление). Длина волны света в вакууме λ_0 изменяется от 700 до 875 нм. Данная задача не имеет замкнутого аналитического решения, поэтому в основе численного моделирования лежит численное решение полной системы уравнений Максвелла с заданным внешним источником тока в частотной области методом конечных элементов. Используется реализация данного метода в коммерческом программном пакете COMSOL Multiphysics.

Асимметрию коэффициента пропускания света через рассматриваемую оптическую систему можно характеризовать коэффициентом асимметрии, определённым как $\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$, где T_{forward} — коэффициент пропускания света, который падает на систему со стороны фотонного кристалла, и T_{reverse} — коэффициент пропускания света при его падении со стороны металлической плёнки.

2.3.2 Теоретический анализ причины возникновения асимметрии коэффициента пропускания света

Для нахождения зависимости коэффициента асимметрии от длины волны падающего света и диаметра отверстий в металлической плёнке проведено численное моделирование для различных геометрий задачи, результаты которого представлены на Рисунке 2.11.

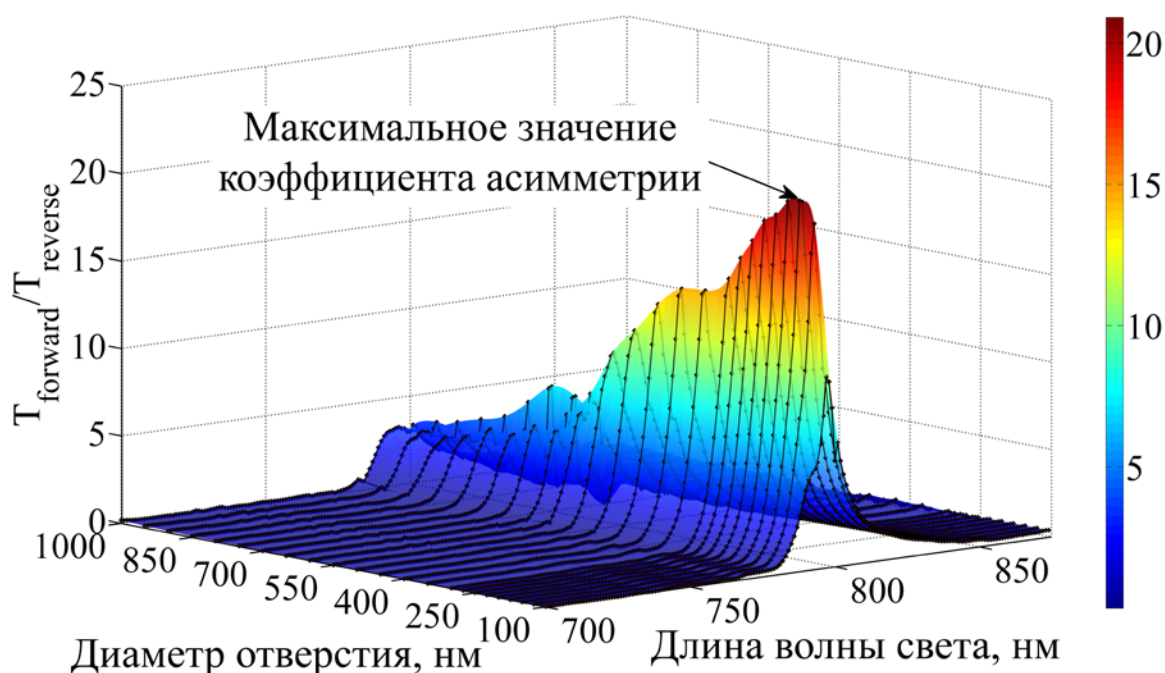


Рисунок 2.11 — Отношение коэффициентов пропускания света при падении излучения со стороны фотонного кристалла (T_{forward}) и со стороны металлической плёнки (T_{reverse}) в зависимости от длины волны падающего света λ_0 и диаметра отверстий в металлической плёнке D . Период квадратной решётки фиксирован и равен 2000 нм.

Из Рисунка 2.11 видно, что поверхность коэффициента асимметрии имеет чётко выраженный глобальный максимум для диаметра отверстия, равного 150 нм. В области резонанса по длине волны (когда длина волны падающего света приблизительно равна 800 нм) для маленьких и больших (по сравнению со 150 нм) значений диаметра отверстия отношение между коэффициентами пропускания света (или асимметрия) убывает. Это объясняется тем, что при уменьшении диаметра отверстия до нуля оптическая система преобразуется в планарную структуру без отверстий (сплошная металлическая плёнка, расположенная на поверхности фотонного кристалла), и коэффициент асимметрии равен единице. В этом случае симметрия коэффициента пропускания света может быть доказана математически строго [98]. Аналогичная ситуация происходит при увеличении диаметра отверстий. В этом случае металлическая плёнка постепенно исчезает, и,

в результате, остаётся только планарный фотонный кристалл, то есть асимметрия опять равна единице.

Для понимания причины происхождения максимума коэффициента асимметрии на Рисунке 2.12 показаны спектры коэффициента асимметрии ($T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$) и коэффициента пропускания света структуры без отверстий. Последний не зависит от того, с какой стороны облучается система. Также на Рисунке 2.12 показаны спектры пропускания света в «прямом» T_{forward} и «обратном» T_{reverse} направлениях. Все спектры для структуры с отверстиями построены для фиксированного диаметра, равного 150 нм.

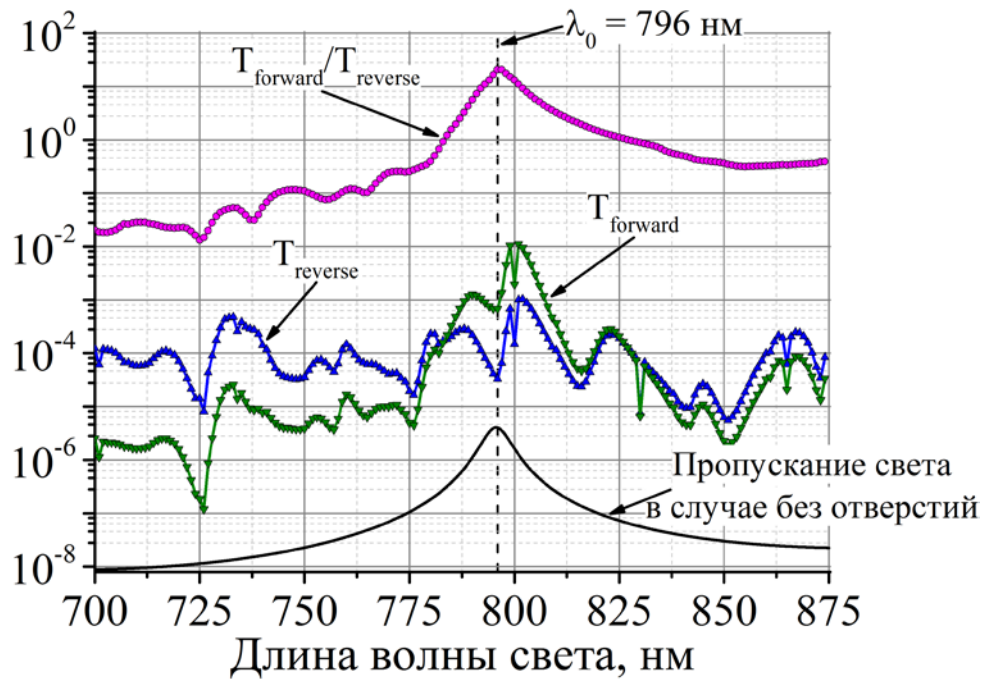


Рисунок 2.12 — Коэффициент асимметрии света ($\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$), коэффициент пропускания света для структуры без отверстий и коэффициенты пропускания света в «прямом» («forward») T_{forward} и «обратном» («reverse») T_{reverse} направлениях в зависимости от длины волны падающего света. Диаметр отверстий фиксирован и равен 150 нм. Период квадратной решётки фиксирован и равен 2000 нм. В случае «прямого» направления свет падает на структуру со стороны фотонного кристалла. В случае «обратного» направления свет падает на структуру со стороны металлической плёнки. Нормировка на полный поток падающего света.

Из Рисунка 2.12 видно, что положение и форма глобальных максимумов около длины волны, равной 800 нм, на спектрах коэффициента асимметрии и коэффициента пропускания света для структуры без отверстий совпадают. Причина возникновения максимума в спектре коэффициента пропускания света для случая без отверстий связана с возбуждением оптического таммовского состояния внутри запрещённой зоны структуры [9]. Тогда можно сделать вывод, что возбуждение оптического таммовского состояния играет важную роль в возникновении асимметрии коэффициента пропускания света. В случае структуры с отверстиями спектры коэффициента пропускания дополнительно имеют другие резонансы, которые связаны с рассеянием падающего света на отверстиях и возбуждением собственных мод данной оптической структуры, отличных от оптического таммовского состояния. Однако эти дополнительные пики имеют почти одинаковый вклад в коэффициент пропускания света как в случае «прямого», так и в случае «обратного» направлений падающего света. В следствии этого, данные пики «сокращают» друг друга при вычислении коэффициента асимметрии.

Для более глубокого понимания механизма возникновения асимметрии коэффициента пропускания света на Рисунке 2.13 показано распределение энергии прошедшего света по дифракционным лепесткам диаграммы направленности $T_{\text{forward},nm}$ и $T_{\text{reverse},nm}$, где $\sum_{nm} T_{\text{forward},nm} = T_{\text{forward}}$ и $\sum_{nm} T_{\text{reverse},nm} = T_{\text{reverse}}$, n и m — целые числа (дифракционные порядки диаграммы направленности; n соответствует направлению вдоль координатной оси x , m соответствует направлению вдоль координатной оси y ; декартова прямоугольная система координат Oxy лежит в плоскости, которая параллельна поверхности планарной оптической структуры). Напомним, что угол Брэгга θ_{nm} (угол между нормалью к поверхности структуры и волновым вектором $\mathbf{k}_{nm}$ соответствующего дифракционного лепестка с порядками n и m), определяется законом дифракции Брэгга [103]:

$$\sin \theta_{nm} = \frac{\lambda_0}{n_{\text{medium}} P} \sqrt{n^2 + m^2}, \quad (2.1)$$

где n_{medium} — показатель преломления среды, в которой распространяется дифрагированное поле (в случае падения света со стороны фотонного кристалла n_{medium} равен показателю преломления иммерсионного масла, в случае падения света со стороны металлической плёнки n_{medium} равен показателю преломления кварца); P — период квадратной решётки из отверстий.

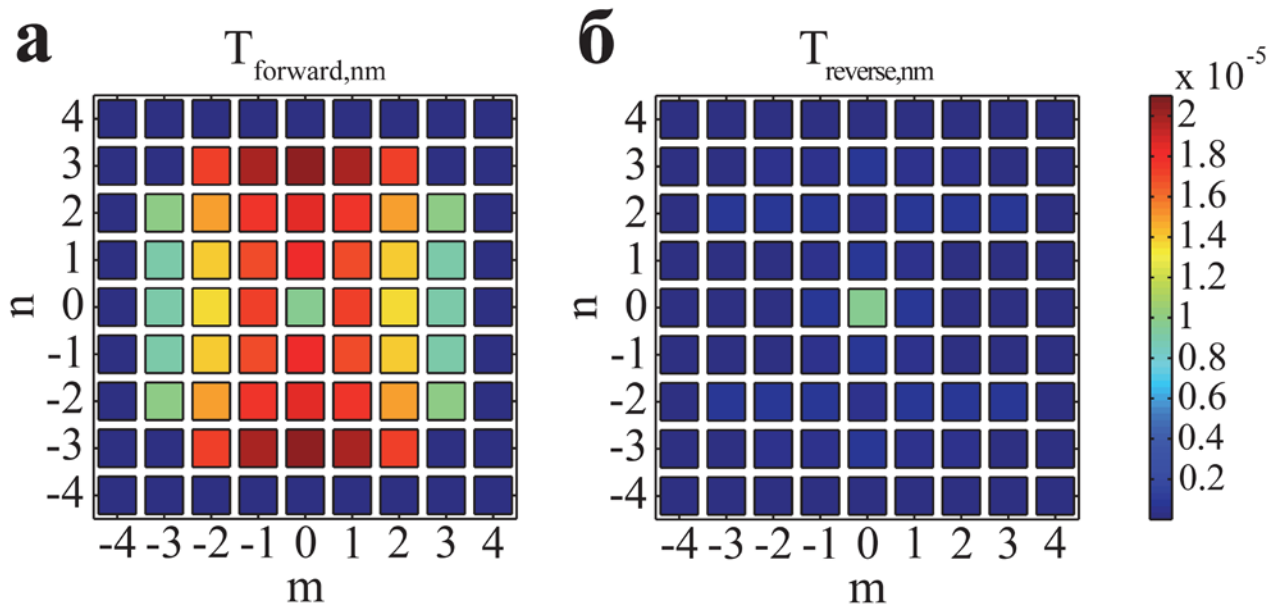


Рисунок 2.13 — Распределения коэффициентов пропускания света по различным пространственным дифракционным каналам, которые определяются углом Брэгга θ_{nm} . (а) $T_{\text{forward},nm}$, свет падает со стороны фотонного кристалла («прямое» направление); (б) $T_{\text{reverse},nm}$, свет падает со стороны металлической плёнки («обратное» направление). Длина волны падающего света λ_0 фиксирована и равна 796 нм. Диаметр отверстия фиксирован и равен 150 нм. Период квадратной решётки фиксирован и равен 2000 нм. Поляризация падающего света направлена вдоль оси x (соответствует оси n). Нормировка на полный поток падающего света.

Из Рисунка 2.13а видно, что свет, прошедший через структуру в «прямом» направлении, распределяется на 45 дифракционных лепестков. В связи с

маленьким размером отверстий отсутствует канал с преобладающим количеством энергии, и на каждый канал в среднем приходится 2 % от полной прошедшей энергии. Отметим, что энергия, проходящая через канал главного дифракционного лепестка ($T_{\text{forward},00} = 9,6 \times 10^{-6}$), меньше суммарной энергии, идущей через боковые дифракционные лепестки.

При падении света со стороны металлической плёнки («обратное» направление) (см. Рисунок 2.13б), энергия прошедшего света также распределяется на 45 дифракционных лепестков, но при этом главный канал доминирует ($T_{\text{reverse},00} = 9,6 \times 10^{-6}$): через него проходит около 30 % от полной прошедшей энергии (см. Рисунок 2.13б). На остальные дифракционные каналы приходится мало энергии, так как распространение света в данных направления запрещено структурой фотонного кристалла.

Заметим, что дифракционные диаграммы направленности, представленные на Рисунке 2.13а и Рисунке 2.13б, имеют «вытянутую» форму вдоль направления n из-за линейной поляризации падающего света вдоль направления оси x .

Важность наличия множественных дифракционных лепестков в диаграмме направленности прошедшего света хорошо видна на Рисунке 2.14, на котором показана зависимость коэффициента асимметрии прошедшего света от периода квадратной решётки из наноотверстий в металлической плёнке для фиксированных значений диаметра отверстия, равного 150 нм, и длины волны падающего света, равной 796 нм.

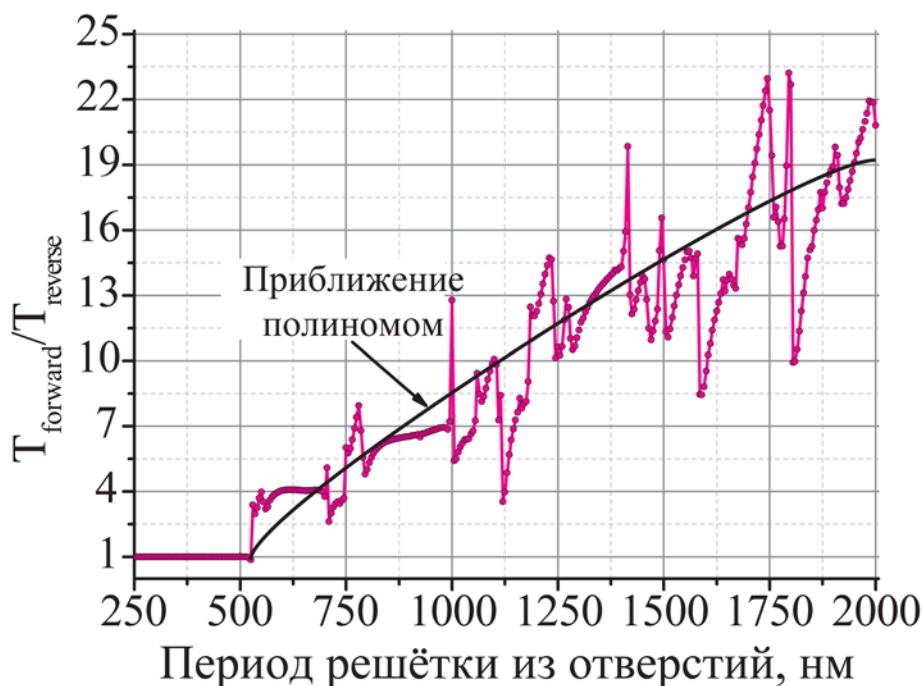


Рисунок 2.14 — Коэффициент асимметрии прошедшего света ($\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$) в зависимости от значения периода квадратной решётки из наноотверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла. Длина волны падающего света фиксирована и равна 796 нм. Диаметр отверстия фиксирован и равен 150 нм.

Из Рисунка 2.14 видно, что если значение периода оптической системы меньше 525 нм, то все боковые лепестки пропадают, и оптическая асимметрия коэффициента пропускания света полностью исчезает ($\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}} = 1$). Это ещё раз подтверждает правильность предложенного выше описания.

В целом, приведённый выше анализ показывает, что причинами большой асимметрии коэффициента пропускания света в рассматриваемой оптической системе являются два фактора: возбуждение в структуре оптического таммовского состояния, наличие множества боковых (побочных) дифракционных максимумов в диаграмме направленности прошедшего света. Важно заметить, что оба эти фактора играют ключевую роль в возникновении асимметрии коэффициента пропускания света.

Отметим важную особенность рассматриваемой оптической системы: значения потоков энергии, прошедшие через главный лепесток ($n = 0, m = 0$),

совпадают при изменении направления облучения системы. Это следует из сравнения Рисунка 2.13а и Рисунка 2.13б: доля падающего потока энергии, проходящая через канал главного лепестка ($n = 0, m = 0$), (на Рисунке 2.13а и Рисунке 2.13б показаны в центре квадратами светло-зелёного цвета) имеет одинаковое значение, как для «прямого» («forward») направления, так и для «обратного» («reverse») направления, и составляет значение, равное $T_{\text{forward},00} = T_{\text{reverse},00} = 9,6 \times 10^{-6}$. Последнее обстоятельство свидетельствует о выполнении в пределах точности численного моделирования леммы Лоренца о взаимности для рассматриваемой оптической структуры, т.е. она взаимна. Этот факт не является тривиальным, так как, насколько известно автору, отсутствует математически строгое доказательство леммы Лоренца о взаимности для произвольных бесконечных тел [85, 86], а рассматриваемая оптическая система является строго периодической, т.е. бесконечной.

С практической точки зрения, асимметрия коэффициента пропускания света сама по себе не интересна. При фиксированном наборе параметров оптической системы важно иметь не только большое значение асимметрии, но и высокий абсолютный коэффициент пропускания света в «прямом» («forward») направлении. Для учёта этого факта удобно ввести критерий эффективности работы оптической системы с асимметричным коэффициентом пропускания света FOM (figure of merit), который можно определить, как произведение коэффициента асимметрии пропускания света на коэффициент пропускания света в «прямом» («forward») направлении, то есть $\eta = \xi T_{\text{forward}} = (T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}) T_{\text{forward}}$. Зависимость определённого таким образом FOM от изменения диаметра отверстия и длины волны падающего света представлена на Рисунке 2.15.

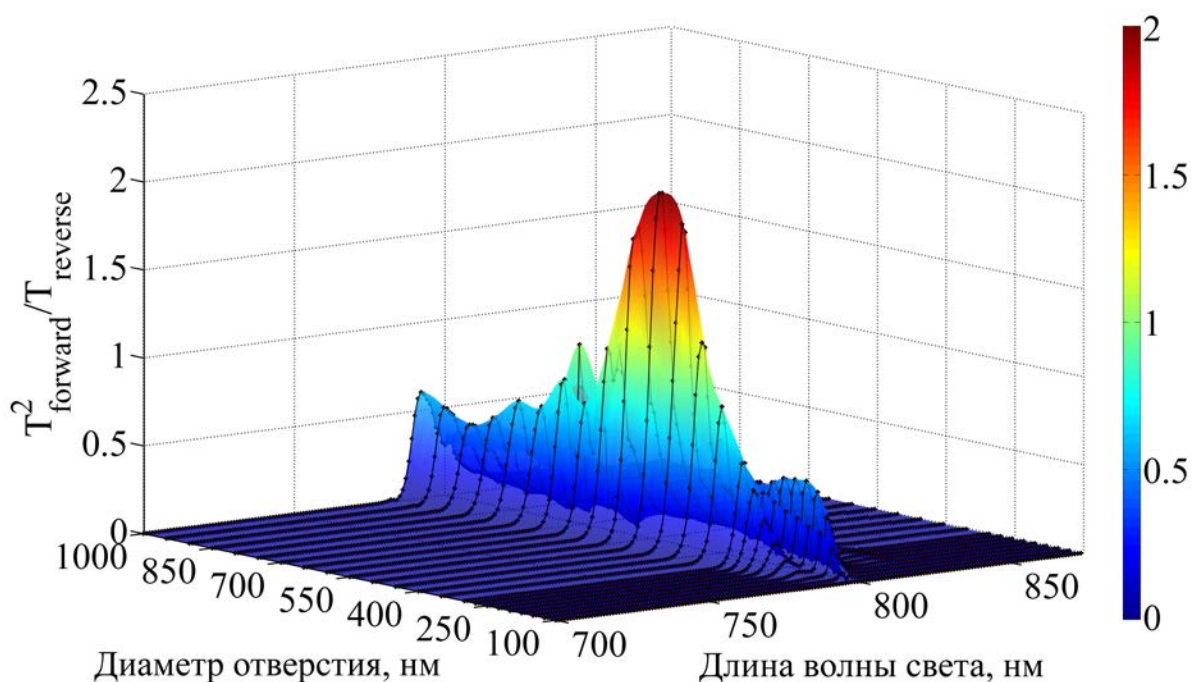


Рисунок 2.15 — Критерий эффективности асимметрии коэффициента пропускания света квадратной решётки из отверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности фотонного кристалла, $\eta = (T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}) T_{\text{forward}}$. Период квадратной решётки из отверстий в металлической плёнке фиксирован и равен 2000 нм.

Из Рисунка 2.15 видно, что критерий FOM имеет максимум, равный примерно двум при значениях диаметра отверстия, равного примерно 500 нм, и длины волны падающего света 796 нм. Такое максимальное значение FOM говорит о том, что в данной точке оптическая система имеет как достаточно высокий коэффициент пропускания в «прямом» направлении ($T_{\text{forward}} \approx 0,17$), так и большое значение асимметрии ($\xi \approx 11,5$), то есть устройство полезно с точки зрения практического применения. Для последнего случая (т.е. для диаметра отверстия, равного 500 нм) на Рисунке 2.16 показаны спектр асимметрии коэффициента пропускания света ($T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$), спектры коэффициентов пропускания света в «прямом» («forward») и «обратном» («reverse») направлениях (T_{forward} и T_{reverse}), спектр коэффициента пропускания света в случае оптической системы без отверстий (то есть для сплошной плёнки из металла).

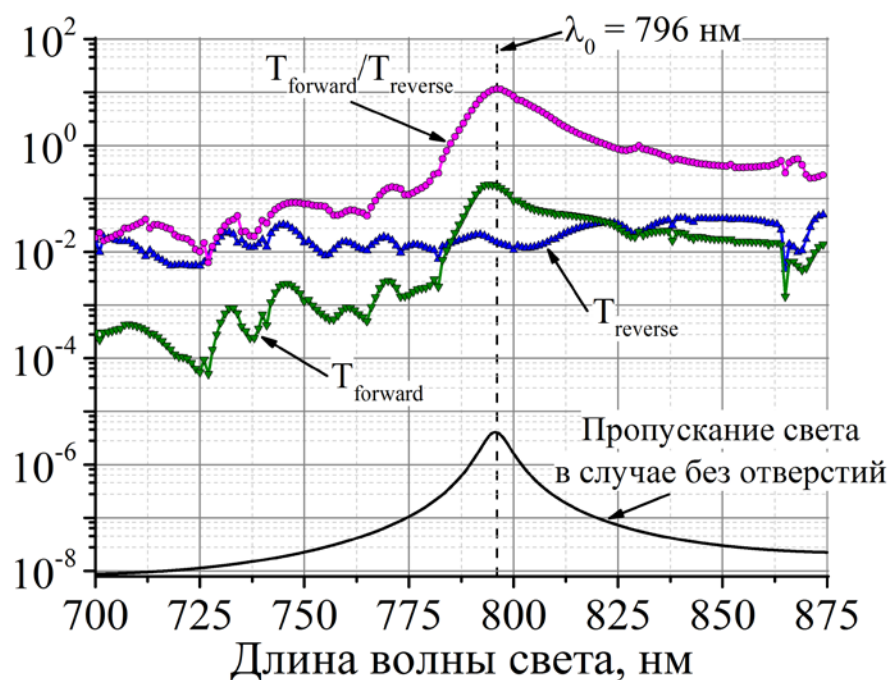


Рисунок 2.16 — Коэффициент асимметрии света ($\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$), коэффициент пропускания света для структуры без отверстий и коэффициенты пропускания света в «прямом» T_{forward} и «обратном» T_{reverse} направлениях в зависимости от длины волны падающего света. Диаметр отверстий фиксирован и равен 500 нм. Период квадратной решётки из отверстий фиксирован и равен 2000 нм. В случае «прямого» («forward») направления свет падает на структуру со стороны фотонного кристалла. В случае «обратного» («reverse») направления свет падает на структуру со стороны металлической плёнки. Нормировка на полный поток падающего света.

Отметим, что значение FOM для рассматриваемой оптической системы значительно лучше, чем величина FOM для структуры, исследованной в работе [90], из-за того, что в рассматриваемой геометрии относительная площадь отверстий существенно меньше относительной площади щелей прямоугольного сечения.

Рассматриваемая оптическая система имеет высокий потенциал для существенного увеличения значения её критерия эффективности работы за счёт метода многопараметрической оптимизации, в рамках которой возможно использовать изменение количества слоёв диэлектрического фотонного кристалла и их толщины, изменение периода решётки из отверстий в металлической плёнке.

2.3.3 Экспериментальное подтверждение асимметрии коэффициента пропускания света

Для экспериментальной проверки теоретически предсказанной большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией линейной немагнитной оптической системы, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых нанотверстий в плоской металлической плёнке на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, в Центре коллективного пользования Московского физико-технического института (государственного университета) (ЦКП МФТИ) изготовлен экспериментальный образец исследуемой структуры (А.А. Кузин) [10]. В Институте спектроскопии РАН (ИСАН) в Лаборатории лазерной спектроскопии проведены соответствующие экспериментальные измерения (А.Е. Афанасьев, В.И. Балыкин и П.Н. Мелентьев) [10].

Рисунок 2.17 иллюстрирует принцип измерения оптической асимметрии коэффициента пропускания света системы, рассмотренной в данном эксперименте [10]. Измерения проводились для двух типов образцов: металлическая плёнка из золота с нанотверстиями, расположенная на поверхности подложки из кварца (см. Рисунок 2.17а и Рисунок 2.17б); металлическая плёнка из золота с нанотверстиями, расположенная на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла (см. Рисунок 2.17в и Рисунок 2.17г). Металлические плёнки и массивы из нанотверстий в обоих образцах одинаковые. Для обоих образцов измерялось излучение, прошедшее через образец, и сравнивалась величина прошедшего излучения в «прямом» и «обратном» направлениях. Для случая металлической плёнки с отверстиями, расположенной на поверхности подложки из кварца, не ожидалось визуально выраженного эффекта асимметрии коэффициента пропускания, и она использовалась в качестве контрольного образца. В образце, состоящем из металлической плёнки с отверстиями, расположенной на поверхности фотонного кристалла, в котором возбуждается оптическое

таммовское состояние, асимметрия коэффициента пропускания света измерялась по различию прохождения света в «прямом» (см. Рисунок 2.17в) и в «обратном» (см. Рисунок 2.17г) направлениях.

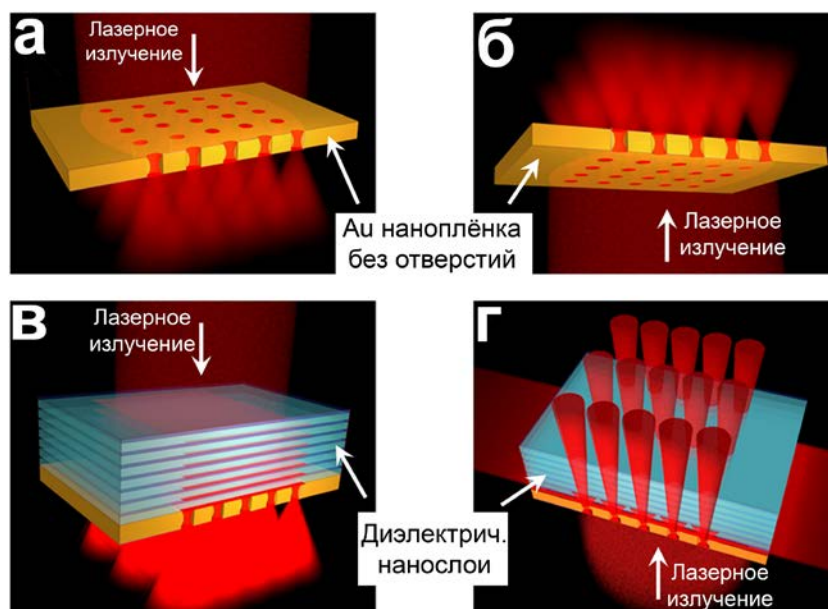


Рисунок 2.17 — Принципиальная схема экспериментального исследования асимметрии коэффициента пропускания света с использованием металлической плёнки с отверстиями [10]: (а) и (б) прохождение света через металлическую плёнку с отверстиями, расположенную на поверхности подложки из кварца; (в) и (г) прохождение света через металлическую плёнку с отверстиями, расположенную на поверхности планарного фотонного кристалла (в данном случае наблюдается большая асимметрия коэффициента пропускания света).

На Рисунке 2.18а показана схема экспериментальной установки для исследования асимметрии коэффициента пропускания света у рассматриваемой оптической системы [10]. Для измерения пропускания света через образец использовался инвертированный оптический микроскоп Nikon. Производились измерения пропускания света как в «прямом» направлении, так и в «обратном». Использовались два источника излучения: узкополосный лазерный источник с шириной спектра меньшей характерной ширины резонансного пика пропускания образца и спектрально широкий источник некогерентного излучения. Излучение

фокусировалось в плоскости структуры в пятно с диаметром, равным примерно 50 мкм. Размер пятна фокусировки света был достаточно большим для того, чтобы полностью покрыть матрицу из (10×10) наноотверстий. Свет, прошедший через образец, собирался с помощью объектива Nikon с увеличением $40\times$ ($NA = 0,6$). Экспериментальная установка позволяла получать двухмерное оптическое изображение одиночного наноотверстия с пространственным разрешением, равным примерно 1 мкм. Для исследования спектральных характеристик прошедшего света использовался спектрометр с высокой светосилой и высокой чувствительностью со встроенной охлаждаемой ПЗС-матрицей (Princeton Instruments).

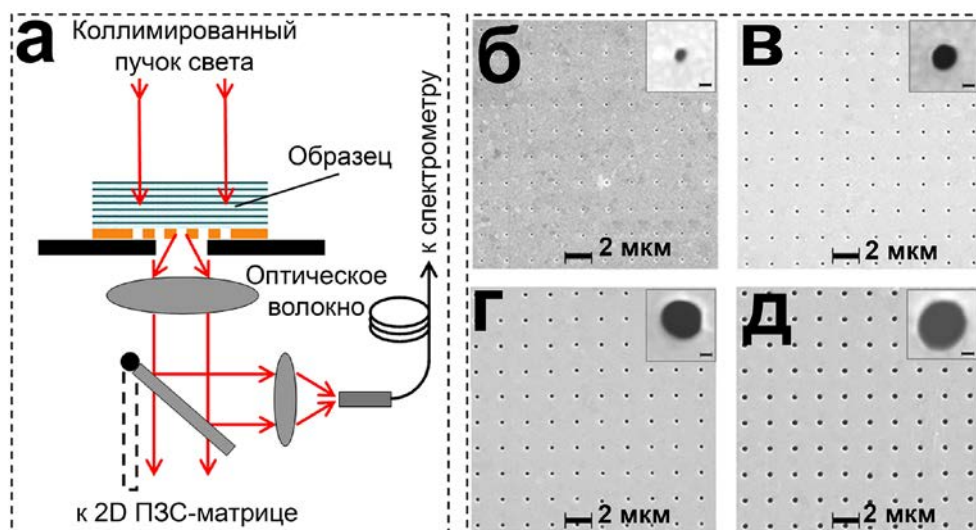


Рисунок 2.18 — (а) Схема экспериментальной установки для исследования эффекта асимметрии коэффициента пропускания света; (б) – (д) изображения в сканирующем электронном микроскопе исследуемых структур с наноотверстиями различного диаметра: (б) 100 нм, (в) 200 нм, (г) 300 нм, (д) 400 нм. На вставках рисунков (б) – (д) показаны изображения в сканирующем электронном микроскопе одиночных наноотверстий, образующих соответствующую решётку из отверстий в металлической плёнке (длина масштабного отрезка на вставке равна 100 нм).

Для изготовления наноотверстий (Рисунки 2.18б – 2.18д) в металлическом слое из золота был использован остросфокусированный ионный пучок. Установка

с ионным пучком (FEI Quanta 3D) имела следующие параметры: используемые ионы — Ga^+ , ускоряющее напряжение равно 30 КэВ, диаметр пучка на поверхности равен примерно 10 нм. Ионным пучком с такими параметрами были изготовлены наноотверстия диаметром 50, 150, 200, 250, 300, 350, 400, 450, 500 нм. Микроскопия наноотверстий проводилась с помощью электронного микроскопа JEOL JSM-7001F с пространственным разрешением, равным примерно 5 нм. Для уменьшения влияния эффекта осаждения углерода на поверхность металлической плёнки из золота, индуцированного остросфокусированным пучком электронов, микроскопия наноотверстий проводилась при достаточно умеренном значении ускоряющего напряжения, равном 5 КэВ.

Расстояние между наноотверстиями фиксировано и составило значение, равное 2 мкм, как при теоретическом исследовании данной оптической системы. На вставках Рисунка 2.18 показаны изображения одного из отверстий квадратной решётки в электронном микроскопе. Анализ изображений показывает, что существует незначительный разброс по размеру и геометрии созданных наноотверстий. Разброс по размеру и геометрии наноотверстий связан с поверхностной неоднородностью металлической плёнки из золота, изготовленной методом термического испарения на поверхность диэлектрика. При таком способе создания плёнки из золота в ней происходит образование наноразмерных кристаллов из-за высокой поверхностной энергии атомов золота [104].

На Рисунке 2.19 демонстрируется эффект асимметрии коэффициента пропускания света исследуемого образца [10]. На Рисунке 2.19а и Рисунке 2.19б показаны оптические изображения металлической плёнки с отверстиями, расположенной на поверхности подложки из кварца. На Рисунке 2.19в и Рисунке 2.19г показаны оптические изображения металлической плёнки с наноотверстиями, расположенной на поверхности планарного фотонного кристалла. Изображения получены с помощью оптического микроскопа и двумерной ПЗС-матрицы. Квадратные решётки из отверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности и подложки из кварца, и фотонного кристалла, освещались лазерным лучом ($\lambda_0 = 795$ нм, $\Delta\lambda_0 < 0,1$ нм). Вставки

на Рисунке 2.19 показывают направление падающего света по отношению к поверхности образцов. Как видно из Рисунка 2.19, для случая образца, состоящего из металлической плёнки, расположенной на поверхности подложки из кварца, изменение направления падающего излучения очень слабо влияет на картину прошедшего света (см. Рисунок 2.19а и Рисунок 2.19б). Отметим, что в данном образце не возбуждается оптическое таммовское состояние.

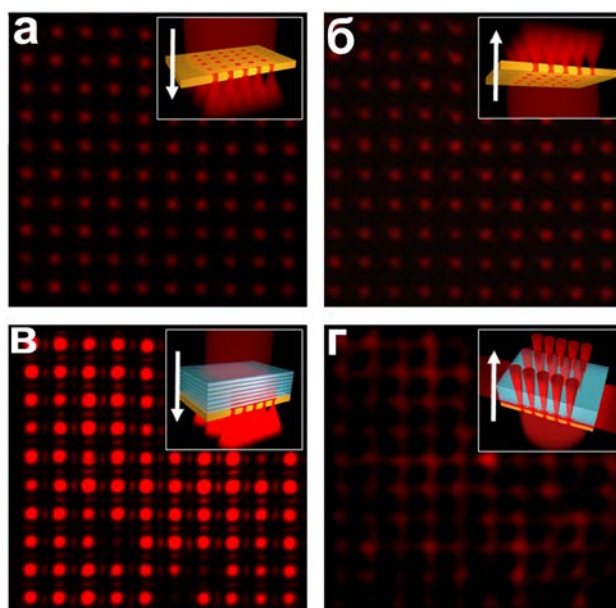


Рисунок 2.19 — Экспериментальная демонстрация асимметрии коэффициента пропускания света рассмотренной структуры при освещении её лазерным излучением [10]. На рисунках (а) и (б) показаны оптические изображения перфорированной металлической плёнки из золота, расположенной на поверхности подложки из кварца: коэффициент пропускания света оптической системы очень слабо меняется при изменении направления облучения. На рисунках (в) и (г) показаны оптические изображения перфорированной металлической плёнки из золота, расположенной на поверхности фотонного кристалла: коэффициент пропускания света оптической системы существенно меняется при изменении направления облучения. Диаметр нанотверстий фиксирован и равен 150 нм. Период квадратной решётки из нанотверстий фиксирован и равен 2000 нм. Излучение лазера: $\lambda_0 = 795$ нм, $\Delta\lambda_0 < 0,1$ нм.

Иная картина наблюдается для решётки из отверстий в металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного фотонного кристалла. В этом случае видно существенное различие в прохождении света в зависимости от направления облучения оптической системы. При падении излучения со стороны фотонного кристалла (см. Рисунок 2.19в) каждое наноотверстие представляет собой яркий светящийся источник излучения. При падении излучения со стороны металлической плёнки (см. Рисунок 2.19г) наблюдается слабое излучение от индивидуальных наноотверстий и рассеянное диффузное свечение всей поверхности. Диффузное свечение поверхности, скорее всего, возникает из-за захвата прошедшего излучения в поверхностную моду и его рассеяния на дефектах поверхности. Неравномерность свечения различных отверстий объясняется небольшим различием параметров наноотверстий (погрешностью при технологическом изготовлении наноотверстий с использованием ионного пучка). Флуктуация значения диаметра составляет около 10 % размера диаметра отверстия. Существует также эллиптичность отверстий: соотношение осей эллипса для отверстий с диаметром 150 нм составляет величину, равную 1,35. Даже такие незначительные вариации в значении параметров наноотверстий могут приводить к значительным вариациям их оптических свойств [9]. Рисунок 2.19в и Рисунок 2.19г убедительно экспериментально демонстрируют эффект асимметрии коэффициента пропускания света.

Оптическая асимметрия коэффициента пропускания света для перфорированной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, ярко проявляется при использовании широкополосного светового источника излучения (излучения от лампы накаливания). На Рисунке 2.20 показаны такие измерения [10]. Схема измерений аналогична схеме при использовании источника лазерного излучения (см. Рисунок 2.18). Наблюдаются следующие особенности при прохождении белого света через металлическую плёнку с наноотверстиями, расположенную на поверхности планарного фотонного кристалла. Пропускание в «прямом» направлении (см. Рисунок 2.20а) существенно превышает пропускание в «обратном»

направлении (см. Рисунок 2.20б). Это совпадает с аналогичными измерениями с использованием лазерного света. Наблюдается также «захват» излучения в волноводную моду фотонного кристалла, что проявляется в появлении сильного ореола, исходящего из области, занимаемой матрицей из нанотверстий.

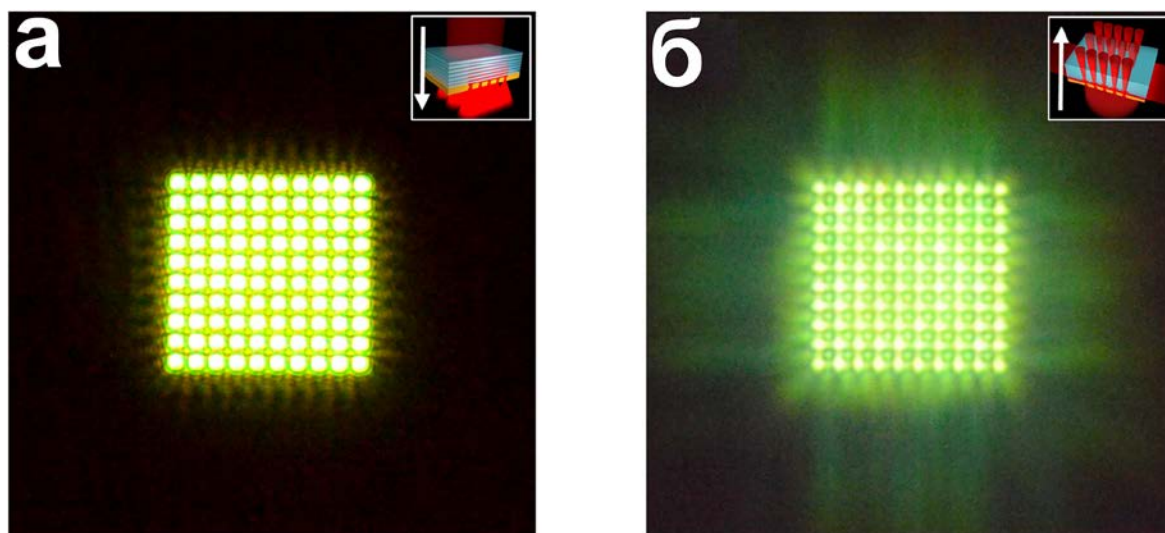


Рисунок 2.20 — Демонстрация асимметрии коэффициента пропускания света через перфорированную металлическую плёнку, расположенную на поверхности планарного фотонного кристалла при облучении системы белым светом [10]. Диаметр нанотверстий фиксирован и равен 150 нм. Период квадратной решётки из нанотверстий фиксирован и равен 2000 нм. Вставки показывают направление падения света. (а) Оптическое изображение поверхности образца со стороны металлической плёнки для случая падения света со стороны фотонного кристалла. (б) Оптическое изображение поверхности образца со стороны фотонного кристалла для случая падения света со стороны металлической плёнки.

Также были проведены количественные измерения спектра коэффициента пропускания света перфорированной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, в «прямом» («forward») и в «обратном» («reverse») направлениях (см. Рисунок 2.21а). Для измерения спектра пропускания света перфорированной плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, в качестве источника излучения использовалась лампа накаливания с

широким и гладким спектром излучения. На Рисунке 2.21б линией красного цвета показано отношение коэффициентов пропускания света перфорированной плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, измеренных экспериментально, $\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$. Линией пурпурного цвета показано отношение коэффициентов пропускания света перфорированной плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла, полученных численно.

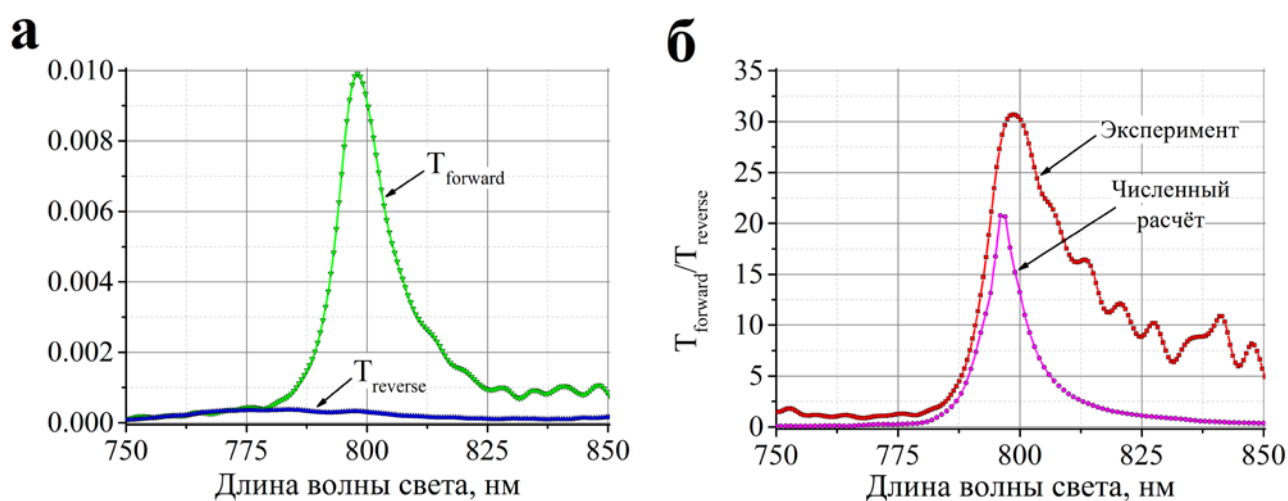


Рисунок 2.21 — (а) Экспериментально измеренный спектр коэффициента пропускания света перфорированной металлической плёнки из золота, расположенной на поверхности планарного фотонного кристалла, в зависимости от длины волны падающего света (T_{forward} и T_{reverse}). (б) Спектр коэффициента асимметрии пропускания света $\xi = T_{\text{forward}} / T_{\text{reverse}}$. В случае «прямого» («forward») направления свет падает на структуру со стороны фотонного кристалла. В случае «обратного» («reverse») направления свет падает на структуру со стороны металлической плёнки. Диаметр нанотверстий фиксирован и равен 150 нм. Период квадратной решётки из нанотверстий фиксирован и равен 2000 нм. Нормировка на полный поток падающего света.

Теоретическое исследование предсказывает резонансный характер оптической асимметрии для перфорированной плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла. Как видно из Рисунка 2.21б, в эксперименте

также наблюдается резонанс. Резонанс наблюдается в области длины волны, которой соответствует возбуждение оптического таммовского состояния в исследуемом образце. Максимальное значение асимметрии коэффициента пропускания света достигается в резонансе, и его теоретическое значение для рассматриваемой оптической системы составляет величину 21. Экспериментально измеренное значение составляет величину 31. Возникновение отличия может быть вызвано наличием погрешности при технологическом изготовлении перфорированной металлической плёнки, расположенной на поверхности фотонного кристалла. Таким образом, можно утверждать, что наблюдается достаточно хорошее согласие теории и эксперимента.

2.4 Заключение к Главе 2

В Главе 2 проведено численное моделирование методом конечных элементов оптических свойств линейной немагнитной оптической системы, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла.

Для рассмотренной оптической системы объяснён эффект экстраординарного пропускания света, который автор связывает с усилением электромагнитного поля на границе между металлической плёнкой и фотонным кристаллом за счёт возбуждения оптического таммовского состояния. Использование фотонного кристалла в резонансном случае приводит к увеличению коэффициента пропускания света через решётку из наноотверстий в металлической плёнке примерно в 90 раз по сравнению со случаем отсутствия фотонного кристалла. Выявлено сильное влияние формы отверстия на коэффициент пропускания света. Полученные результаты численного расчёта для наноотверстия цилиндрической формы с диаметром равным 100 нм качественно согласуются с результатами эксперимента [7, 8, 9].

Также для рассмотренной оптической системы теоретически предсказана большая асимметрия коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией. Асимметрия коэффициента пропускания света обусловлена двумя факторами: возбуждением в системе оптического таммовского состояния, наличием в системе нескольких побочных дифракционных максимумов.

При падении света со стороны фотонного кристалла дифракционные лепестки прошедшего света формируются за металлической плёнкой, и распространение света в них ничем не ограничено; при падении света со стороны металлической плёнки дифракционные лепестки прошедшего света формируются в пространстве с фотонным кристаллом, запрещённая зона оптической структуры разрешает распространение света только через один канал главного дифракционного лепестка. Энергия, которая не распространяется через канал

главного лепестка, отражается, поглощается и может распространяться в виде волноводных мод рассмотренной структуры, а затем поглощаться.

Теоретически предсказанная большая асимметрия коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией для рассмотренной оптической структуры подтверждена экспериментально [10]. Величина прошедшего света при изменении направления облучения системы может отличаться в 31 раз (экспериментально измеренный результат [10]). Автору не известны какие-либо ограничения на эту величину, и есть уверенность, что дополнительная оптимизация геометрии может дать ещё большую оптическую асимметрию при достаточно большом коэффициенте пропускания света.

Другим результатом проведённого исследования является то, что было показано, что при наличии асимметрии коэффициента пропускания света, принцип взаимности по лемме Лоренца для данной оптической системы выполняется в пределах точности численного моделирования, и парциальные коэффициенты пропускания света $T_{\text{forward},00}$ и $T_{\text{reverse},00}$ (в главном дифракционном лепестке) совпадают друг с другом, несмотря на то, что при математически строгом доказательстве леммы Лоренца о взаимности для произвольного бесконечного объекта возникают существенные трудности [85, 86].

Рассмотренная оптическая система имеет достаточно простую для технологического изготовления структуру и состоит только из оптически линейных материалов. Данная структура более простая и более эффективная, чем структура, исследованная ранее [90]. Упрощение рассмотренной оптической системы связано с применением фундаментального механизма возникновения оптического таммовского состояния для решения двух важных с точки зрения практики задач: создание высоко эффективного нанолокализованного источника света, создание эффективного планарного оптического устройства для нанофотоники с асимметричным коэффициентом пропускания света.

ГЛАВА 3 ВЛИЯНИЕ НАНООТВЕРСТИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЁНКЕ НА СКОРОСТЬ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ

3.1 Введение

В Главе 3 приведено описание теоретического исследования влияния одиночного круглого наноотверстия в плоской металлической плёнке на изменение скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы (квантовой точки, молекулы, атома).

Для общего случая плоской металлической плёнки с произвольными конечными значениями проводимости и толщины данная задача не имеет замкнутого аналитического решения. Частные аналитические решения могут быть получены только для случая приближения, в котором рассмотрено одиночное круглое отверстие в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. В Разделе 3.2 в рамках данного приближения проведён теоретический анализ решения задачи о скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия. Приведено решение в рамках квазистатического приближения для произвольного расположения молекулы около апертуры. Для решения задачи с учётом эффекта запаздывания рассмотрено два подхода: аналитическое решение с использованием сфероидальной системы координат, численное моделирование методом конечных элементов. Результаты обоих подходов хорошо согласуются между собой.

В Разделе 3.3 проведён теоретический анализ изменения скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины. Для этого разработан метод численного моделирования рассмотренной задачи. Показано существенное влияние положения молекулы, поглощения в металлической плёнке и наличия подложки на скорость спонтанного излучения молекулы.

Полученные результаты могут быть полезны при планировании и интерпретации экспериментов по наблюдению флюоресценции одиночной молекулы, расположенной около круглого отверстия, с помощью апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа и при разработке наноустройств, основанных на управлении излучением элементарных квантовых систем с помощью наноотверстия.

3.2 Скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране

3.2.1 Постановка задачи

Несмотря на широкое использование наноотверстия различной геометрической формы в металлической плёнке в устройствах нанооптики и наноплазмоники и немалое число экспериментов по флюоресценции молекулы около одиночного отверстия или их массива, до сих пор, насколько это известно автору, отсутствуют простые теоретические модели для интерпретации результатов таких экспериментов. Структура электромагнитного поля около наноотверстия является сложной, что связано с тем, что плёнка, которая содержит отверстие, делит пространство на две части, то есть топология задачи существенно отличается от топологии задачи о рассеянии света на частице конечного объёма. С этим связано то, что нет ни одной простой модели, описывающей поле около отверстия, в то время как существует целый ряд относительно простых решений для частиц конечного размера [2].

В экспериментах воздействие наноотверстия на процесс флюоресценции молекулы является двояким. С одной стороны, отверстие модифицирует возбуждающее электромагнитное поле, а с другой — влияет на скорость спонтанного излучения молекулы. В данной Главе 3 теоретически исследовано влияние круглого наноотверстия на скорость спонтанного излучения молекулы (эффект Парселла [105]).

Данную задачу можно решить аналитически только для некоторых частных случаев, если для одиночного круглого отверстия в металлической плёнке с произвольными конечными значениями проводимости и толщины использовать приближение одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. Тогда задача сводится к исследованию изменения скорости

спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. В данном Разделе 3.2 приведено описание возможных методов решения описанной проблемы.

Везде в данном исследовании излучение молекулы моделируется с помощью осциллирующего точечного электрического (или магнитного) диполя. На Рисунке 3.1 показано схематическое изображение геометрии задачи.

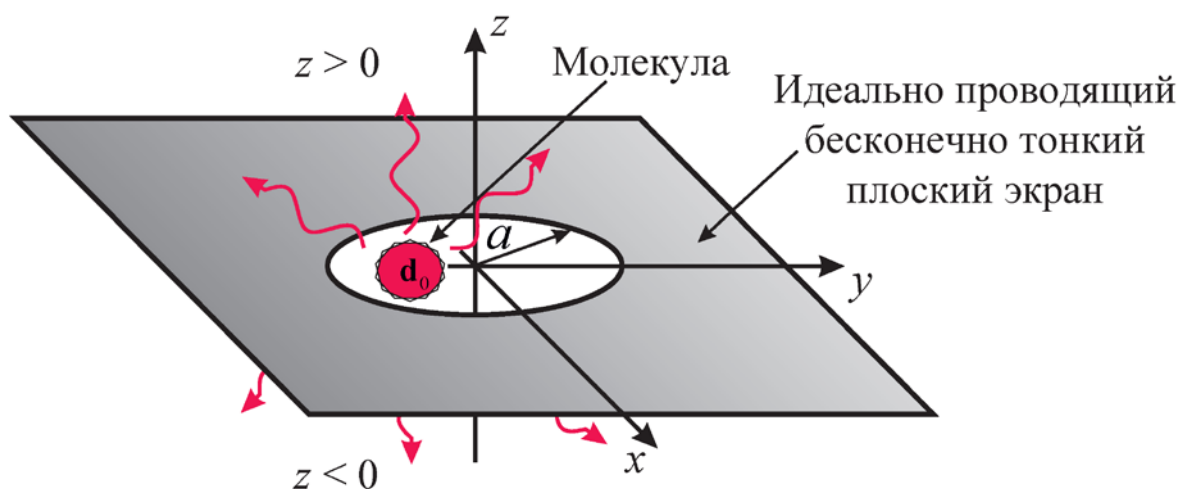


Рисунок 3.1 — Геометрия задачи об осциллирующем дипольном источнике с дипольным моментом $\mathbf{d}_0$, расположенном около одиночной круглой апертуры с радиусом a в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. Экран находится в плоскости с координатой z равной 0 нм.

В случае слабого взаимодействия молекулы с электромагнитным полем, рассеянным апертурой, нахождение скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной в вакууме около апертуры, сводится к решению классической задачи о дифракции электромагнитного поля осциллирующего дипольного источника (с оптической частотой ω_0 и с дипольным моментом перехода $\mathbf{d}_0$) на апертуре. Скорость спонтанного перехода γ , которая пропорциональна мощности излучения в классическом случае, в этом случае может быть представлена выражением [1, 106, 107, 108]:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{3}{2} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\mathbf{d}_0^* \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)}{k_0^3 |\mathbf{d}_0|^2} \right\} = 1 + \frac{3}{2} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\mathbf{d}_0^* \cdot \mathbf{E}^{(sc)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)}{k_0^3 |\mathbf{d}_0|^2} \right\}, \quad (3.1)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ — вектор полной напряжённости электрического поля в точке $\mathbf{r}$ при излучении дипольного источника, расположенного в точке $\mathbf{r}_0$, около апертуры; $\mathbf{E}^{(sc)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ — вектор рассеянного электрического поля (т.е. части от полного электрического поля, рассеянной апертурой); $\gamma_0 = (4k_0^3/3\hbar)|\mathbf{d}_0|^2$ — скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме, где $k_0 = \omega_0/c_0 = 2\pi/\lambda_0$, c_0 — скорость распространения света в вакууме, λ_0 — длина волны в вакууме спонтанного излучения молекулы; звёздочка обозначает комплексное сопряжение; Im обозначает мнимую часть комплексного числа. $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ и $\mathbf{E}^{(sc)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ могут быть найдены из решения полной системы уравнений Максвелла с заданным внешним дипольным источником тока.

Выражение (3.1) описывает полную скорость спонтанного излучения, то есть в ней учтены как процесс поглощения рассеивающим телом испущенного молекулой фотона (нерадиационный канал распада), так и собственно процесс излучения, при котором фотон улетает на бесконечность (радиационный канал распада).

Радиационная часть скорости спонтанного излучения может быть выражена через поток энергии на бесконечности [106]:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{3}{8\pi k_0^4 |\mathbf{d}_0|^2} \operatorname{Re} \left\{ \int_S dS \left([\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0), \mathbf{H}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)] \cdot \mathbf{n} \right) \right\}, \quad (3.2)$$

где S — бесконечно удалённая поверхность, $\mathbf{n}$ — внешняя нормаль к этой поверхности, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ — векторы полной напряжённости электрического и магнитного полей в точке с координатой $\mathbf{r}$, звёздочка обозначает

комплексное сопряжение, Re обозначает действительную часть комплексного числа.

В случае отсутствия в системе процесса поглощения испущенного фотона, значения полной (3.1) и радиационной (3.2) скоростей совпадают. Далее в Разделе 3.2 будут использоваться обе формулы ((3.1) и (3.2)) для реализации контроля корректности вычислений, так как, при использовании для металлической плёнки приближения идеально проводящего бесконечно тонкого плоского экрана, в системе отсутствует нерадиационный канал распада.

План оставшейся части Раздела 3.2. В Подразделе 3.2.2 приведено описание аналитического метода решения с помощью квазистатического приближения (то есть для случая $|\mathbf{r}_0|, a \ll \lambda_0$) для произвольного расположения молекулы с произвольным направлением дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0$) около круглой апертуры с радиусом a . В Подразделе 3.2.3 приведено описание аналитического метода решения с учётом эффекта запаздывания. В рамках этого подхода полная система уравнений Максвелла с учётом эффекта запаздывания аналитически решается методом разделения переменных в сфероидальной системе координат для случая молекулы, расположенной на оси апертуры, с произвольным направлением дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0$). В Подразделе 3.2.4 приведено описание численного моделирования с учётом эффекта запаздывания. В рамках этого подхода полная система уравнений Максвелла с учётом эффекта запаздывания численно решается методом конечных элементов для случая молекулы, расположенной на оси апертуры, с произвольным направлением дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0$). В Подразделе 3.2.5 проведён анализ и сравнение результатов, полученных аналитическими методами решения и численным моделированием для рассмотренной задачи.

3.2.2 Аналитический метод решения с помощью квазистатического приближения

Во многих схемах применения круглого отверстия в нанооптике его радиус a много меньше длины волны света λ_0 , излучаемого элементарной квантовой системой, т.е. $a \ll \lambda_0$, поэтому неплохим приближением для решения задачи о спонтанном излучении молекулы, расположенной около апертуры, должно служить квазистатическое приближение. Для этого частного случая основные аналитические результаты были получены В.В. Климовым в исследовании [109]. Для полноты описания возможных подходов решения задачи, рассматриваемой в данной Главе 3, в Подразделе 3.2.2 приведены основные выражения для скорости спонтанного излучения, полученные в работе [109]. Эти выражения важны как сами по себе, так и для проверки точности вычислений другими методами (см. Подразделы 3.2.3 – 3.2.5).

Для нахождения электромагнитного поля для случая осциллирующего с оптической частотой диполя около апертуры в работе [109] в рамках квазистатического приближения задача сводится к решению уравнения Пуассона методом разделения переменных в тороидальной системе координат. Декартовы координаты (x, y, z) выражаются через тороидальные (η, ξ, φ) , где $0 \leq \eta \leq \infty$, $0 \leq \xi \leq 2\pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, с помощью следующих соотношений [110]:

$$x = a \frac{\operatorname{sh} \eta}{\operatorname{ch} \eta - \cos \xi} \cos \varphi, y = a \frac{\operatorname{sh} \eta}{\operatorname{ch} \eta - \cos \xi} \sin \varphi, z = a \frac{\sin \xi}{\operatorname{ch} \eta - \cos \xi}, \quad (3.3)$$

где a — радиус круглой апертуры, расположенной в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране.

В тороидальной системе координат круглая апертура совпадает с координатной поверхностью, что позволяет получить замкнутое аналитическое решение для граничного условия равенства нулю тангенциальной компоненты

электрического поля на поверхности идеально проводящего бесконечно тонкого плоского экрана с круглой апертурой. Как результат в квазистатическом приближении получается выражение для полной скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной в точке с координатами (ξ_0, η_0) [109]:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \left[\left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{(+)} + \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{(-)} \right] \Big|_{\substack{\xi=\xi_0 \\ \eta=\eta_0}} = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{d}_{tot,z}^{(+)}}{|\mathbf{d}_0|} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{d}_{tot,z}^{(-)}}{|\mathbf{d}_0|} \right)^2 \right] \Big|_{\substack{\xi=\xi_0 \\ \eta=\eta_0}}, \quad (3.4)$$

где $\mathbf{d}_{tot,z}^{(+)} / |\mathbf{d}_0|$ и $\mathbf{d}_{tot,z}^{(-)} / |\mathbf{d}_0|$ — выражения для дипольных моментов системы «молекула вместе с апертурой», соответствующие верхнему или нижнему полупространствам, соответственно:

$$\frac{\mathbf{d}_{tot,z}^{(\pm)}}{|\mathbf{d}_0|} = \frac{a}{\pi\sqrt{2}} (\mathbf{d}_0 \nabla) f^{(\pm)}(\xi, \eta) = \frac{(\text{ch } \eta - \cos \xi)}{\pi\sqrt{2}|\mathbf{d}_0|} (d_{0,\xi} \partial_\xi + d_{0,\eta} \partial_\eta) f^{(\pm)}(\xi, \eta), \quad (3.5)$$

где функция $f^{(\pm)}(\xi, \eta)$ имеет вид:

$$f^{(\pm)}(\xi, \eta) = \pm \frac{4 \sin(\xi/2)}{\sqrt{\text{ch } \eta - \cos \xi}} + \frac{2\sqrt{2} \sin(\xi) \left[\pi/2 \pm \arcsin(\cos(\xi/2)/\text{ch}(\eta/2)) \right]}{\text{ch } \eta - \cos \xi}. \quad (3.6)$$

Полученное выражение не зависит от угловой координаты φ . В выражении (3.4) первый член («+») описывает излучение в верхнее полупространство ($z > 0$ нм), которое характеризуется дипольным моментом $\mathbf{d}_{tot,z}^{(+)}$. Второй член («-») соответствует излучению в нижнее полупространство ($z < 0$ нм), которое характеризуется дипольным моментом $\mathbf{d}_{tot,z}^{(-)}$. Заметим, что независимо от

ориентации дипольного момента перехода молекулы $\mathbf{d}_0$ дальнейшее поле излучения в верхнем и нижнем полупространствах определяется эффективным электрическим диполем, который имеет только z ориентацию. При этом значения дипольных моментов в верхнем и нижнем полупространствах имеют разные значения ($d_{tot,z}^{(+)} \neq d_{tot,z}^{(-)}$). Таким образом, излучение всей системы не имеет истинного дипольного характера, несмотря на как угодно малый размер апертуры.

Важной особенностью решения, полученного в рамках квазистатического приближения, является также то, что для случая φ -ориентации дипольного момента для любого положения элементарной квантовой системы спонтанное излучение существенно подавлено и описывается членами порядка $(k_0 a)^2$. Это соответствует магнитно-дипольному и квадрупольному излучению, то есть членам более высокого порядка малости по сравнению с выражением (3.4).

Таким образом, в рамках квазистатического приближения, спонтанное излучение молекулы, расположенной около апертуры, может быть описано относительно простыми аналитическими выражениями (3.4) – (3.6), в состав которых входят только элементарные функции.

Для частных случаев, выражения (3.4) – (3.6) становятся более простыми. Например, для случая молекулы, расположенной на оси симметрии системы (оси z) в точке с координатой z , равной z_0 , излучение возможно только для дипольного момента перехода ориентированного вдоль оси z (то есть для вертикальной ориентации дипольного момента ($\mathbf{d}_0 \parallel z$)). Тогда выражения для полных дипольных моментов, описывающих излучение в верхнее и нижнее полупространства, имеют вид:

$$\frac{d_{tot,z}^{(\pm)}}{|\mathbf{d}_0|} = 1 \pm \left[\frac{2az_0}{\pi(z_0^2 + a^2)} + \frac{2}{\pi} \arctan(z_0/a) \right]. \quad (3.7)$$

Когда молекула расположена в центре апертуры, то есть в точке с координатой z_0 равной 0 нм, получается, что $d_{tot,z}^{(+)} / |\mathbf{d}_0| = d_{tot,z}^{(-)} / |\mathbf{d}_0| = 1$. Это означает, что молекула, находящаяся в центре апертуры, излучает так, как если бы она излучала в свободном пространстве. Данный результат является ожидаемым, так как в таком положении молекула не ощущает наличие идеально проводящего бесконечно тонкого экрана с апертурой из-за симметрии электрического и магнитного полей.

При $z_0 \gg a$ получается, что $d_{tot,z}^{(+)} / |\mathbf{d}_0| = 2$ и $d_{tot,z}^{(-)} / |\mathbf{d}_0| = 0$, то есть система излучает с удвоенным дипольным моментом в верхнее полупространство. Заметим, что в квазистатическом приближении предел $z_0 \gg a$ обозначает, что $\lambda_0 \gg z_0 \gg a$.

Рассмотрим скорость спонтанного излучения молекулы с z -ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), расположенной в плоскости с координатой z , равной 0 нм (то есть в плоскости апертуры). Для этого случая скорость излучения молекулы для произвольного её положения внутри апертуры совпадает со случаем излучения молекулы в свободном пространстве $d_{tot,z}^{(+)} / |\mathbf{d}_0| = d_{tot,z}^{(-)} / |\mathbf{d}_0| = 1$. Для молекулы, расположенной около экрана ($z_0 \rightarrow +0$ нм), выражения для дипольных моментов, описывающих излучение в верхнее и нижнее полупространства, имеют вид:

$$\frac{d_{tot,z}^{(\pm)}}{|\mathbf{d}_0|} = \begin{cases} 1, & \rho_0 \leq a, \\ 1 \pm \frac{2}{\pi} \left[\frac{a}{\sqrt{\rho_0^2 - a^2}} + \arcsin \left(\frac{\sqrt{\rho_0^2 - a^2}}{\rho_0} \right) \right], & \rho_0 > a, \end{cases} \quad (3.8)$$

где $\rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$.

Из выражения (3.8) видно, что около границы апертуры возникает значительное (неограниченное) ускорение скорости излучения, причём излучение распространяется и в верхнее, и в нижнее полупространства. При учёте конечности значений проводимости и толщины металлической плёнки скорость спонтанного

излучения молекулы, расположенной около границы наноотверстия, становится ограниченной.

В качестве ещё одного частного случая для выражений (3.4) – (3.6) приведём формулу для скорости излучения молекулы с x -ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$), расположенной в плоскости с координатой z , равной 0 нм (то есть в плоскости апертуры). В этом случае выражения для дипольных моментов, описывающих поля в верхнем и нижнем полупространствах, имеют вид:

$$\frac{d_{tot,z}^{(\pm)}}{|\mathbf{d}_0|} = \begin{cases} \mp \frac{2}{\pi} \frac{\rho_0}{\sqrt{a^2 - \rho_0^2}} \cos \varphi, & \rho_0 < a, \\ 0, & \rho_0 \geq a. \end{cases} \quad (3.9)$$

Вне апертуры (то есть для случая $\rho_0 \geq a$) полный дипольный момент равен нулю из-за граничного условия на идеально проводящем экране. Из выражения (3.9) видно, что около границы апертуры возникает значительное (неограниченное) увеличение скорости излучения, причём излучение распространяется и в верхнее, и в нижнее полупространства. Учёт конечности проводимости и толщины металлической плёнки снова приведёт к ограничению скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около границы наноотверстия. Для y -ориентации дипольного момента перехода молекулы ($\mathbf{d}_0 \parallel y$), расположенной в плоскости с координатой z , равной 0 нм, получается похожее выражение. Отличие только в форме угловой зависимости, а именно: в случае x -ориентации — $\cos \varphi$, в случае y -ориентации — $\sin \varphi$.

При удалении молекулы на расстояние, сравнимое с длиной волны излучения и более ($z_0 \gg \lambda_0$), апертура перестаёт влиять на излучение, и можно использовать выражения для скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около идеально проводящего экрана без апертуры [107, 108]:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 - 3 \left[\frac{\cos(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^2} - \frac{\sin(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^3} \right] \quad (3.10)$$

(для случая вертикальной ориентации дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$)),

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 - \frac{3}{2} \left[\frac{\sin(2k_0 z_0)}{2k_0 z_0} + \frac{\cos(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^2} - \frac{\sin(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^3} \right] \quad (3.11)$$

(для случая горизонтальной ориентации дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$)).

Представленные в данном Подразделе 3.2.2 аналитические выражения позволяют относительно просто оценить скорость спонтанного излучения элементарного квантового источника света, расположенного около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке, для случая небольших значений нерадационных потерь в системе, и интерпретировать результаты наблюдения одиночной молекулы с помощью апертурного сканирующего ближнепольного оптического микроскопа. Также данные аналитические выражения важны для оценки точности решений задачи, рассмотренной в данной Главе 3, полученных другими методами (см. Подразделы 3.2.3 – 3.2.5).

3.2.3 Аналитический метод решения с учётом эффекта запаздывания

Приведённые в Подразделе 3.2.2 выражения справедливы в пределе малых отверстий ($\lambda_0 \gg z_0 \gg a$), когда можно пренебречь эффектом запаздывания. Для апертуры конечного размера важно понимать то, насколько эффект запаздывания становится существенным. Поэтому в данном Подразделе 3.2.3 для полноты изложения кратко приведено описание точного решения задачи о дифракции поля осциллирующего электрического диполя на апертуре в идеально проводящем

бесконечно тонком плоском экране. Решение получено Д.В. Гузатовым в рамках совместного теоретического исследования, описанного в работе [111].

Рассмотрим молекулу с электрическим дипольным моментом перехода $\mathbf{d}_0$, расположенным на положительной части декартовой оси z на расстоянии $z_0 > 0$ нм от круглой апертуры с радиусом, равным a , в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. Экран расположен в плоскости с координатой z , равной 0 нм. Ось z проходит через центр апертуры (см. Рисунок 3.1).

Данная задача решается с использованием сплюснутой сфероидальной системы координат [53], в которой переменные в уравнении Гельмгольца разделяются [112]. Решение полной системы уравнений Максвелла с учётом эффекта запаздывания в этой системе координат проводится стандартным, но достаточно трудоёмким методом разложения по сфероидальным функциям и дальнейшим определением неизвестных коэффициентов этого разложения из граничного условия на идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране с круглой апертурой. Для краткости ниже опущены длинные алгебраические вычисления и приведены только итоговые выражения.

Для вычисления скорости излучения используется определение (3.2), для применения которого требуется знать асимптотику полей на больших расстояниях от начала координат. На основании принципа Бабинне [86, 113] и работ [114 – 117] можно найти явные выражения для поперечных (θ - и φ -) компонент дальних полей в сферической системе координат (r, θ, φ) , где $0 \leq r \leq \infty$, $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Полярная ось z сферической системы координат совпадает с z -осью симметрии круглой апертуры (см. Рисунок 3.1). Эти компоненты определяют поток энергии на бесконечности и затухают с расстоянием от центра системы координат как $\sim 1/r$, где $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

В случае вертикальной ориентации дипольного момента перехода молекулы ($\mathbf{d}_0 \parallel z$) для асимптотик полей в верхнем ($z > 0$ нм) и в нижнем ($z < 0$ нм) полупространствах справедливы следующие выражения:

$$E_{\theta}^{(+)} = H_{\varphi}^{(+)} = -k_0^2 d_{0,z} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[C_n \frac{\partial P_n(\cos \theta)}{\partial \theta} + D_n S_{1n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \right], \quad (3.12)$$

$$E_{\varphi}^{(+)} = H_{\theta}^{(+)} = 0$$

и

$$E_{\theta}^{(-)} = H_{\varphi}^{(-)} = k_0^2 d_{0,z} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} D_n S_{1n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta), \quad (3.13)$$

$$E_{\varphi}^{(-)} = H_{\theta}^{(-)} = 0,$$

соответственно.

Коэффициенты C_n и D_n в (3.12) и (3.13) имеют вид:

$$C_n = 2i^{n+1} (2n+1) \frac{\psi_n(k_0 z_0)}{(k_0 z_0)^2}, \quad (3.14)$$

$$D_n = \frac{4i^{n+1} \sigma_{1n}(-ik_0 a) R_{1n}^{(1)}(-ik_0 a, i0)}{k_0 \sqrt{z_0^2 + a^2} N_{1n}(-ik_0 a) R_{1n}^{(3)}(-ik_0 a, i0)} R_{1n}^{(3)}\left(-ik_0 a, i \frac{z_0}{a}\right),$$

где $\psi_n(k_0 z_0) = (\pi k_0 z_0 / 2)^{1/2} J_{n+1/2}(k_0 z_0)$, $J_{n+1/2}(k_0 z_0)$ — функции Бесселя [116] и $(m = 0, 1, 2, \dots, n)$,

$$N_{mn}(-ik_0 a) = \int_{-1}^1 d\xi \left[S_{mn}^{(1)}(-ik_0 a, \xi) \right]^2, \quad (3.15)$$

$$\sigma_{mn}(-ik_0 a) = \lim_{\xi \rightarrow 1} \frac{S_{mn}^{(1)}(-ik_0 a, \xi)}{(1 - \xi^2)^{m/2}}.$$

В (3.12) – (3.15) и ниже $S_{mn}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta)$ — угловая сфероидальная функция первого рода и $R_{mn}^{(j)}(-ik_0 a, i z_0 / a)$ — радиальная сфероидальная функция j -того рода

($j = 1, 3$) [116]; $P_n^m(\cos \theta)$ — присоединённая функция Лежандра ($P_n(\cos \theta) = P_n^0(\cos \theta)$) [116].

В случае горизонтальной ориентации дипольного момента перехода молекулы ($\mathbf{d}_0 \parallel x$) для асимптотики полей в верхнем ($z > 0$ нм) и нижнем ($z < 0$ нм) полупространствах справедливы выражения:

$$E_{\theta}^{(+)} = H_{\varphi}^{(+)} = -k_0^2 d_{0,x} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[F_{n+1} \frac{\partial P_{n+1}^1(\cos \theta)}{\partial \theta} - G_n \frac{P_n^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - A_n S_{0n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \cos \theta + B_n S_{1n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \sin \theta \right] \cos \varphi, \quad (3.16)$$

$$E_{\varphi}^{(+)} = -H_{\theta}^{(+)} = k_0^2 d_{0,x} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[F_{n+1} \frac{P_{n+1}^1(\cos \theta)}{\sin \theta} - G_n \frac{\partial P_n^1(\cos \theta)}{\partial \theta} - A_n S_{0n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \right] \sin \varphi$$

и

$$E_{\theta}^{(-)} = H_{\varphi}^{(-)} = -k_0^2 d_{0,x} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[A_n S_{0n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \cos \theta - B_n S_{1n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \sin \theta \right] \cos \varphi, \quad (3.17)$$

$$E_{\varphi}^{(-)} = -H_{\theta}^{(-)} = k_0^2 d_{0,x} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} A_n S_{0n}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \sin \varphi,$$

соответственно.

В (3.16) и (3.17) коэффициенты имеют вид:

$$\begin{aligned}
F_{n+1} &= -2i^n \frac{2n+3}{(n+1)(n+2)} \frac{1}{k_0 z_0} \frac{d}{dx} \psi_{n+1}(x) \Big|_{x=k_0 z_0}, \\
G_n &= 2i^{n+1} \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{\psi_n(k_0 z_0)}{k_0 z_0}, \\
A_n &= \frac{2i^n S_{0n}^{(1)}(-ik_0 a, 1) R_{0n}^{(1)' }(-ik_0 a, i0)}{N_{0n}(-ik_0 a) R_{0n}^{(3)' }(-ik_0 a, i0)} R_{0n}^{(3)}\left(-ik_0 a, i \frac{z_0}{a}\right) + \\
&\quad + \frac{2i^{n+1} C d_1^{0n}(-ik_0 a)}{k_0 a N_{0n}(-ik_0 a) R_{0n}^{(3)' }(-ik_0 a, i0)}, \\
B_n &= \frac{4i^{n+1} C d_0^{1n}(-ik_0 a)}{k_0 a N_{1n}(-ik_0 a) R_{1n}^{(3)}(-ik_0 a, i0)},
\end{aligned} \tag{3.18}$$

где $(-1)^m d_r^{mn}(-ik_0 a)$ — коэффициент разложения угловой сферической функции в ряд по присоединённым функциям Лежандра [53, 115];

$$\begin{aligned}
C &= \frac{1}{T} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{S_{0n}^{(1)}(-ik_0 a, 1) S_{0n}^{(1)' }(-ik_0 a, 0)}{N_{0n}(-ik_0 a) R_{0n}^{(3)' }(-ik_0 a, i0)} R_{0n}^{(3)}\left(-ik_0 a, i \frac{z_0}{a}\right), \\
T &= \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left[\frac{d_1^{0n}(-ik_0 a) S_{0n}^{(1)' }(-ik_0 a, 0) R_{0n}^{(3)}(-ik_0 a, i0)}{N_{0n}(-ik_0 a) R_{0n}^{(3)' }(-ik_0 a, i0)} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{2d_0^{1n}(-ik_0 a) S_{1n}^{(1)}(-ik_0 a, 0) R_{1n}^{(3)' }(-ik_0 a, i0)}{N_{1n}(-ik_0 a) R_{1n}^{(3)}(-ik_0 a, i0)} \right],
\end{aligned} \tag{3.19}$$

и где $(j = 1, 3)$

$$\begin{aligned}
R_{mn}^{(j)' }(-ik_0 a, i\eta_0) &= \frac{d}{d\eta} R_{mn}^{(j)}(-ik_0 a, i\eta) \Big|_{\eta=\eta_0}, \\
S_{mn}^{(1)' }(-ik_0 a, \xi_0) &= \frac{d}{d\xi} S_{mn}^{(1)}(-ik_0 a, \xi) \Big|_{\xi=\xi_0}.
\end{aligned} \tag{3.20}$$

В случае z_0 , равного 0 нм, для коэффициентов A_n и B_n , выражения имеют вид [115]:

$$A_n|_{z_0=0} = -\frac{2i^{n+1}S_{0n}^{(1)}(-ik_0a,1)}{k_0aN_{0n}(-ik_0a)R_{0n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)} + \frac{2i^{n+1}Dd_1^{0n}(-ik_0a)}{(k_0a)^3N_{0n}(-ik_0a)R_{0n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)}, \quad (3.21)$$

$$B_n|_{z_0=0} = \frac{4i^{n+1}Dd_0^{1n}(-ik_0a)}{(k_0a)^3N_{1n}(-ik_0a)R_{1n}^{(3)}(-ik_0a,i0)},$$

где введены обозначения:

$$D = L \left[\sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} i^n \frac{d_1^{0n}(-ik_0a)S_{0n}^{(1)}(-ik_0a,1)}{N_{0n}(-ik_0a)R_{0n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)} \right]^{-1}, \quad (3.22)$$

где

$$L = \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \left\{ i^n \frac{S_{0n}^{(1)}(-ik_0a,1)S_{0n}^{(1)' }(-ik_0a,1)}{N_{0n}(-ik_0a)R_{0n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)} + \frac{2Md_0^{1n}(-ik_0a)\sigma_{1n}(-ik_0a)R_{1n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)}{N_{1n}(-ik_0a)R_{1n}^{(3)}(-ik_0a,i0)} - \frac{Md_1^{0n}(-ik_0a) \left[S_{0n}^{(1)' }(-ik_0a,1) - (k_0a)^2 S_{0n}^{(1)}(-ik_0a,1) \right] R_{0n}^{(3)}(-ik_0a,i0)}{N_{0n}(-ik_0a)R_{0n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)} \right\},$$

$$M = \frac{1}{T} \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} i^n \frac{S_{0n}^{(1)}(-ik_0a,1)S_{0n}^{(1)' }(-ik_0a,0)}{N_{0n}(-ik_0a)R_{0n}^{(3)' }(-ik_0a,i0)}.$$

Зная поля в верхнем и нижнем полупространствах, можно вычислить скорость спонтанного излучения по формуле:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{(+)} + \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{(-)}, \quad (3.23)$$

где

$$\begin{aligned} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{(+)} &= \frac{3}{8\pi k_0^4 |\mathbf{d}_0|^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi r^2 \left(|E_\theta^{(+)}|^2 + |E_\varphi^{(+)}|^2 \right), \\ \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{(-)} &= \frac{3}{8\pi k_0^4 |\mathbf{d}_0|^2} \int_{\pi/2}^\pi d\theta \sin \theta \int_0^{2\pi} d\varphi r^2 \left(|E_\theta^{(-)}|^2 + |E_\varphi^{(-)}|^2 \right) \end{aligned} \quad (3.24)$$

— скорости излучения в верхнее и нижнее полупространства, соответственно.

Используя полученные выражения, можно найти асимптотические формулы для скорости спонтанного излучения молекулы для случая малого радиуса апертуры (то есть, когда $k_0 a \rightarrow 0$) и для характерных положений диполя около апертуры. Эти асимптотики соответствуют формулам, приведённым в предыдущем Подразделе 3.2.2 и полученным в рамках квазистатического приближения.

Рассмотрим случай диполя с вертикальной ориентацией дипольного момента ($\mathbf{d}_0 \parallel z$).

Для нахождения асимптотической зависимости (3.23) на небольших расстояниях от диполя до апертуры ($k_0 z_0 \sim k_0 a \ll 1$) учтём, что основной вклад в выражения дают члены рядов с индексом n , равным 1. При этом можно использовать следующие приближенные выражения [115, 117]:

$$\begin{aligned}
N_{11}(-ik_0 a) &\approx \frac{4}{3}, \\
\sigma_{11}(-ik_0 a) &\approx 1, \\
R_{11}^{(1)}(-ik_0 a, i0) &\approx \frac{1}{3}(k_0 a), \\
R_{11}^{(3)}(-ik_0 a, i0) &\approx \frac{1}{3}(k_0 a) - \frac{3i\pi}{4(k_0 a)^2}, \\
R_{11}^{(3)}\left(-ik_0 a, i\frac{z_0}{a}\right) &\approx \frac{1}{3}k_0 \sqrt{z_0^2 + a^2} - \\
&\quad - \frac{3i\pi \sqrt{z_0^2 + a^2}}{4a(k_0 a)^2} \left[1 - \frac{2az_0}{\pi(z_0^2 + a^2)} - \frac{2}{\pi} \arctan(z_0/a) \right].
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Используя (3.25), можно найти коэффициенты (3.14):

$$\begin{aligned}
C_1 &\approx -2, \\
D_1 &\approx -1 + \frac{2az_0}{\pi(z_0^2 + a^2)} + \frac{2}{\pi} \arctan(z_0/a).
\end{aligned} \tag{3.26}$$

В результате асимптотические выражения для компонент электрического и магнитного полей (3.12) и (3.13) принимают вид $(\partial_\theta P_1(\cos \theta) = -\sin \theta$, $S_{11}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \approx \sin \theta$):

$$\begin{aligned}
E_\theta^{(\pm)} = H_\varphi^{(\pm)} &\approx -k_0^2 d_{0,z} \left\{ 1 \pm \left[\frac{2az_0}{\pi(z_0^2 + a^2)} + \frac{2}{\pi} \arctan(z_0/a) \right] \right\} \frac{e^{ik_0 r}}{r} \sin \theta, \\
E_\varphi^{(\pm)} = H_\theta^{(\pm)} &= 0.
\end{aligned} \tag{3.27}$$

Подставляя (3.27) в (3.24) и интегрируя полученное выражение, в рамках рассматриваемого приближения, получается выражение для скорости спонтанного

излучения молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), расположенной на оси z , с координатой положения z_0 :

$$\left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{(\pm)} \approx \frac{1}{2} \left\{ 1 \pm \left[\frac{2az_0}{\pi(z_0^2 + a^2)} + \frac{2}{\pi} \arctan(z_0/a) \right] \right\}^2. \quad (3.28)$$

Выражение (3.28) совпадает с формулой, найденной ранее в рамках квазистатического приближения (см. (3.4) и (3.7)), что подтверждает корректность достаточно трудоёмких вычислений с учётом эффекта запаздывания.

Рассмотрим случай диполя с горизонтальной ориентацией дипольного момента ($\mathbf{d}_0 \parallel x$).

В случае диполя с горизонтальной ориентацией дипольного момента получение асимптотик сильно затруднено, поскольку коэффициенты (3.19) и (3.22) представляются в виде сложных рядов. При этом для получения удовлетворительных значений необходимо суммировать достаточно много членов рядов.

Далее рассмотрим только случай диполя с горизонтальной ориентацией дипольного момента, расположенного в плоскости апертуры (то есть диполь имеет координату z_0 , равную 0 нм, и расположен в центре апертуры). В этом случае основной вклад в асимптотики полей (3.16) и (3.17) определяется членами с индексом n , равным 1.

Вычисления показывают, что достаточно точное значение коэффициента D (см. (3.22)), получаемое при суммировании рядов, имеет вид: $D \approx (-1/3)(k_0 a)^2$. Используя это выражение, а также (3.25) и приближённые выражения из [115]:

$$\begin{aligned}
N_{01}(-ik_0 a) &\approx \frac{2}{3}, \quad d_1^{01}(-ik_0 a) \approx d_0^{11}(-ik_0 a) \approx 1, \\
S_{01}^{(1)}(-ik_0 a, 1) &\approx 1, \quad R_{01}^{(3)'}(-ik_0 a, i0) \approx \frac{1}{3}(k_0 a) + \frac{3i\pi}{2(k_0 a)^2},
\end{aligned} \tag{3.29}$$

можно найти асимптотические выражения для коэффициентов (3.21) в следующем виде:

$$A_1|_{z_0=0} \approx -i \frac{8}{3\pi}(k_0 a), \quad B_1|_{z_0=0} \approx i \frac{4}{3\pi}(k_0 a). \tag{3.30}$$

Подставляя (3.30) в (3.16) и (3.17), можно найти асимптотики полей ($F_2|_{z_0=0} = G_1|_{z_0=0} = 0$, $S_{01}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \approx \cos \theta$, $S_{11}^{(1)}(-ik_0 a, \cos \theta) \approx \sin \theta$):

$$\begin{aligned}
E_\theta^{(\pm)} &= H_\varphi^{(\pm)} \approx \mp i k_0^2 d_{0x} \frac{4}{3\pi}(k_0 a) \frac{e^{ik_0 r}}{r} (2 - \sin^2 \theta) \cos \varphi, \\
E_\varphi^{(\pm)} &= -H_\theta^{(\pm)} \approx \pm i k_0^2 d_{0x} \frac{8}{3\pi}(k_0 a) \frac{e^{ik_0 r}}{r} \cos \theta \sin \varphi.
\end{aligned} \tag{3.31}$$

Выражения (3.31) совпадают с выражениями из работы [114], которые могут быть получены из выражений для асимптотик полей для задачи об излучении магнитного диполя, расположенного около идеально проводящего бесконечно тонкого плоского диска [114], и принципа Бабине. Найденные выражения свидетельствуют о том, что излучение горизонтального диполя, расположенного в плоскости апертуры, не является чисто дипольным.

Подставляя (3.31) в (3.24) и пользуясь (3.23), можно получить выражение для асимптотики (см. также [2]):

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} \approx \frac{64}{15\pi^2}(k_0 a)^2. \tag{3.32}$$

Таким образом, в настоящем Подразделе 3.2.3 представлены аналитические выражения для скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной на оси симметрии отверстия, которые получены с учётом эффекта запаздывания. В квазистатическом пределе эти выражения совпадают с результатами, описанными в Подразделе 3.2.2, что подтверждает их корректность.

3.2.4 Численное моделирование с учётом эффекта запаздывания

Аналитическое решение задачи о спонтанном излучении элементарной квантовой системы, расположенной около круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком экране, с учётом эффекта запаздывания, описанное в Подразделе 3.2.3, опирается на использование сфероидальных функций. Вычисление последних до сих пор является непростой задачей. Поэтому в данном Подразделе 3.2.4 приводится описание разработанного численного метода решения с учётом эффекта запаздывания задачи об изменении скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. Метод основан на численном решении полной системы уравнений Максвелла с заданным внешним осциллирующим дипольным источником тока методом конечных элементов. Для этого использована реализации метода конечных элементов в коммерческом программном пакете COMSOL Multyphics.

Схематическое изображение геометрии численной модели представлено на Рисунке 3.2. На Рисунке 3.2а показана модель для «прямого» численного решения задачи с использованием осциллирующего с оптической частотой ω_0 электрического диполя. На Рисунке 3.2б показана модель для численного решения вспомогательной задачи об осциллирующем с оптической частотой ω_0 магнитном диполе, расположенном около идеально проводящего бесконечно тонкого плоского диска. Вспомогательная задача используется для нахождения скорости спонтанного излучения электрического диполя около апертуры с помощью принципа Бабине для идеально проводящего бесконечно тонкого плоского экрана [113].

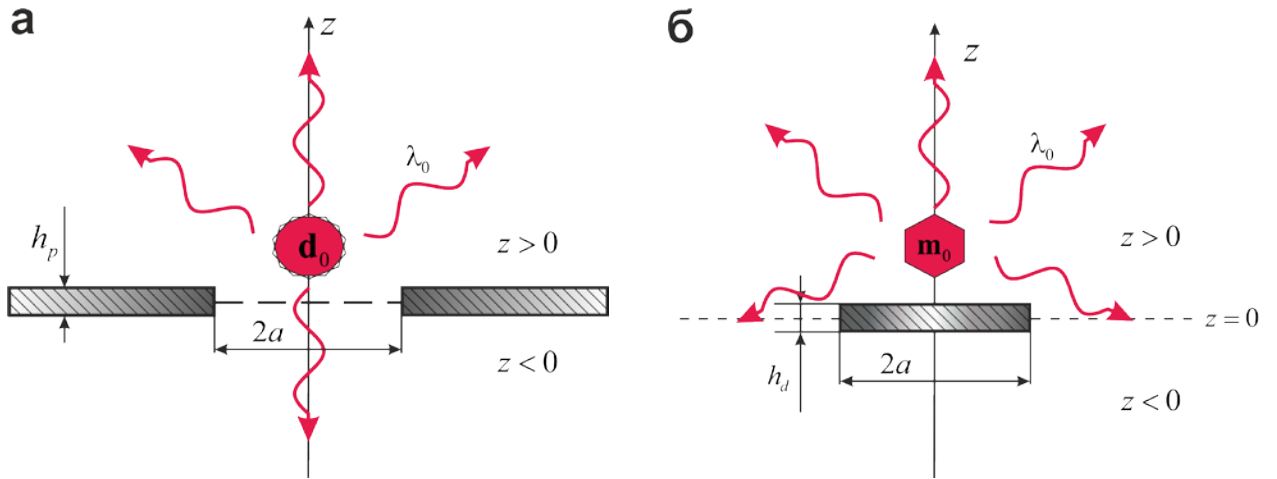


Рисунок 3.2 — Схематическое изображение геометрии для численного моделирования. (а) Электрический диполь с дипольным моментом $\mathbf{d}_0$ расположен в вакууме на оси симметрии апертуры в идеально проводящем плоском экране. Толщина экрана h_p равна 10 нм. Радиус отверстия равен a . (б) Магнитный диполь с дипольным моментом $\mathbf{m}_0$ ($\mathbf{m}_0$ эквивалентен дипольному моменту электрического диполя $\mathbf{d}_0$) расположен в вакууме на оси симметрии идеально проводящего плоского диска. Толщина диска h_d равна 10 нм. Радиус диска равен a . Плоскость с координатой z равной 0 нм проходит через середину высоты экрана и диска.

Выражение для полной скорости спонтанного излучения молекулы для случая «прямого» решения задачи описывается формулой (3.1). Для случая геометрии, показанной на Рисунке 3.2б, выражение (3.1) может быть переписано с помощью принципа Бабине в виде:

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = 1 + \frac{3}{2k_0^3 |\mathbf{d}_0|^2} \text{Im} \left\{ \mathbf{d}_0^* \cdot \mathbf{E}_{plate}^{(sc)}(\mathbf{r}_0, \omega_0) \right\} + \frac{3}{2k_0^3 |\mathbf{m}_0|^2} \text{Im} \left\{ \mathbf{m}_0^* \cdot \mathbf{H}_{disc}^{(sc)}(\mathbf{r}_0, \omega_0) \right\}, \quad (3.33)$$

где $\mathbf{E}_{plate}^{(sc)}$ — вектор рассеянного электрического поля из задачи о дифракции поля осциллирующего электрического диполя на идеально проводящем плоском экране

без апертуры, $\mathbf{H}_{disc}^{(sc)}$ — вектор рассеянного магнитного поля из задачи о дифракции поля осциллирующего магнитного диполя с дипольным моментом $\mathbf{m}_0$ на идеально проводящем плоском диске. Учитывая выражения для скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около сплошного идеально проводящего плоского экрана (3.10) и (3.11), можно получить:

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{\gamma_0} = & 1 - 3 \left[\frac{\cos(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^2} + \frac{\sin(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^3} \right] + \\ & + \frac{3}{2k_0^3 |\mathbf{m}_0|^2} \text{Im} \left\{ \mathbf{m}_0^* \cdot \mathbf{H}_{disc}^{(1)}(\mathbf{r}_0, \omega_0) \right\} \end{aligned} \quad (3.34)$$

для электрического диполя с вертикальной ориентацией дипольного момента ($\mathbf{d}_0 \parallel z$) и

$$\begin{aligned} \frac{\gamma}{\gamma_0} = & 1 - \frac{3}{2} \left[\frac{\sin(2k_0 z_0)}{2k_0 z_0} + \frac{\cos(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^2} - \frac{\sin(2k_0 z_0)}{(2k_0 z_0)^3} \right] + \\ & + \frac{3}{2k_0^3 |\mathbf{m}_0|^2} \text{Im} \left\{ \mathbf{m}_0^* \cdot \mathbf{H}_{disc}^{(1)}(\mathbf{r}_0, \omega_0) \right\} \end{aligned} \quad (3.35)$$

для электрического диполя с горизонтальной ориентацией дипольного момента ($\mathbf{d}_0 \parallel x$).

Выражения (3.34) и (3.35) используются для нахождения скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около апертуры, с помощью решения вспомогательной задачи о магнитном диполе, расположенном около круглого идеально проводящего плоского диска. Использование дополнительного расчёта с магнитным диполем (см. геометрию на Рисунке 3.2б) проводится для проверки численного результата (см. геометрию на Рисунке 3.2а), а также для его улучшения. При использовании численного метода конечных элементов идеально проводящие бесконечно тонкие плоские экран и диск в модели приближены

экраном и диском конечной толщины, равной 10 нм ($h_p = h_d = 10$ нм). Вследствие этого, при расположении электрического диполя с z -ориентированным дипольным моментом ($\mathbf{d}_0 \parallel z$) около отверстия, токи, наведённые на боковые стенки отверстия, «гасят» излучение диполя. Данное явление не соответствует теории, так как в ней рассматривается идеально проводящий бесконечно тонкий плоский экран. При решении с помощью вспомогательной задачи с магнитным диполем, расположенным около диска, такие проблемы не возникают, что делает расчёт более точным.

3.2.5 Анализ и сравнение результатов, полученных аналитическими методами решения и численным моделированием

Рассмотрим, как описанные выше подходы (см. Подраздел 3.2.2, Подраздел 3.2.3, Подраздел 3.2.4) для вычисления скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране, соотносятся друг с другом. На Рисунке 3.3 и Рисунке 3.4 представлены графики полной скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной на оси симметрии апертуры и имеющей вертикальное направление дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), в зависимости от расстояния между молекулой и центром апертуры z_0/a . Данные на двух рисунках приведены для различного соотношения радиуса отверстия a к длине волны излучения λ_0 .

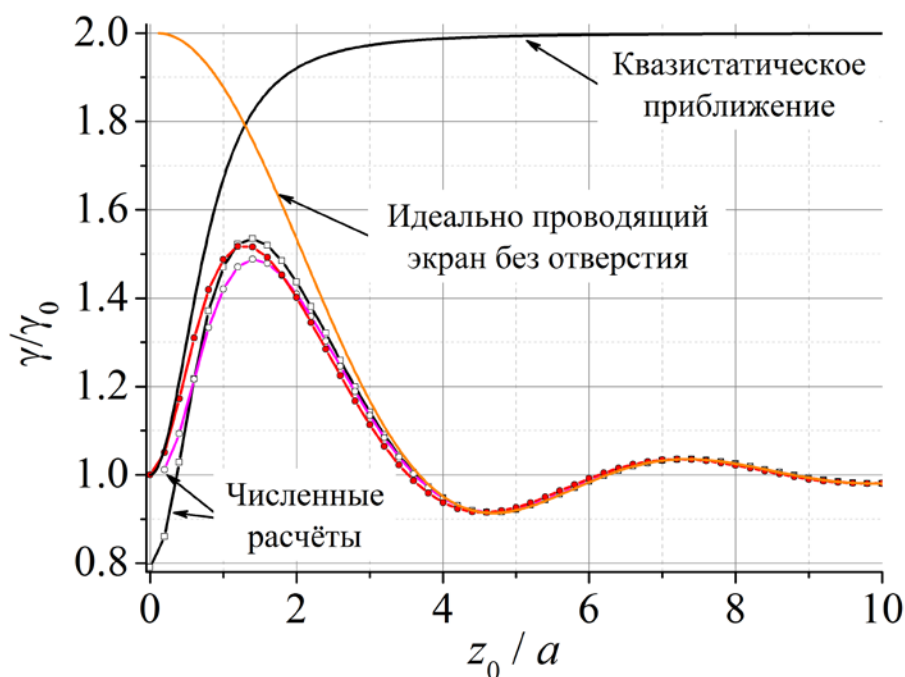


Рисунок 3.3 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной на оси симметрии апертуры, в зависимости от координаты её положения z_0/a . Радиус отверстия a равен 50 нм. Длина волны излучения λ_0 равна 500 нм. Случай молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). Сплошная чёрная линия — аналитическое решение в рамках квазистатического приближения ((3.4), (3.7)), красная линия с точками — аналитическое решение с учётом эффекта запаздывания ((3.23), (3.24)), оранжевая линия — скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около идеально проводящего плоского экрана без апертуры (3.10), чёрная линия с точками — «прямой» численный расчёт с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя, пурпурная линия с точками — численный расчёт с учётом эффекта запаздывания с применением вспомогательной задачи и принципа Бабине (3.34). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

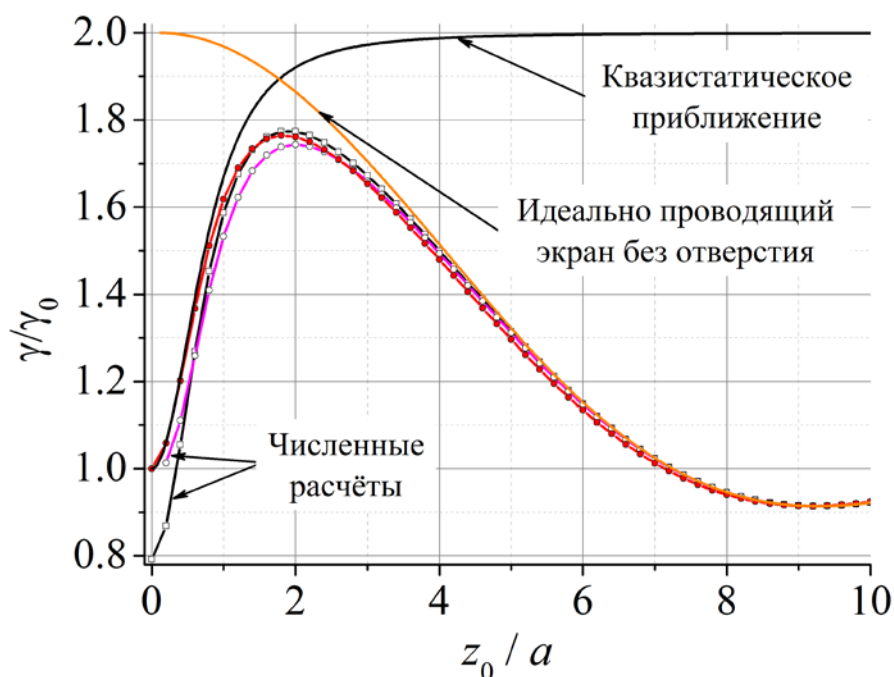


Рисунок 3.4 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной на оси симметрии апертуры, в зависимости от координаты её положения z_0/a . Радиус отверстия a равен 50 нм. Длина волны излучения λ_0 равна 1000 нм. Случай молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). Сплошная чёрная линия — аналитическое решение в рамках квазистатического приближения ((3.4), (3.7)), красная линия с точками — аналитическое решение с учётом эффекта запаздывания ((3.23), (3.24)), оранжевая линия — скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около идеально проводящего плоского экрана без апертуры (3.10), чёрная линия с точками — прямой численный расчёт с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя, пурпурная линия с точками — численный расчёт с учётом эффекта запаздывания с применением вспомогательной задачи и принципа Бабине (3.34). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.3 и Рисунка 3.4 видно, что при удалении молекулы от центра апертуры на расстояние большее, чем $3a$, влияние апертуры становится очень слабым. В этом случае для вычисления скорости спонтанного излучения молекулы

хорошо работает простая формула (3.10), которая описывает излучение молекулы, расположенной около идеально проводящего плоского экрана без апертуры. Если расстояние менее, чем радиус отверстия a , то для описания процесса хорошо работает аналитическое решение в рамках квазистатического приближения ((3.4), (3.7)), рассмотренное в Подразделе 3.2.2. Для описания излучения молекулы на переходном отрезке от a до $3a$ требуется использовать либо аналитический расчёт с учётом эффекта запаздывания с применением сфероидальных функций ((3.23), (3.24)), либо проводить численное моделирование. При этом сравнение Рисунка 3.3 и Рисунка 3.4 показывает, что, при увеличении длины волны излучения, комбинация аналитического решения в рамках квазистатического приближения ((3.4), (3.7)) и аналитического решения для случая идеально проводящего плоского экрана без апертуры (3.10) становится всё более точной.

Отметим, что «прямое» численное моделирование с электрическим диполем, расположенным около апертуры, за счёт конечности толщины экрана даёт меньшее значение скорости, чем аналитический результат. Результат вычисления с применением вспомогательной задачи и принципа Бабине (3.34) соответствует аналитическому расчёту ((3.23), (3.24)).

Заметим, что молекула с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), расположенная в центре отверстия, не ощущает влияние последнего, и её скорость спонтанного излучения равна скорости излучения молекулы в вакууме.

Аналитические вычисления для молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$) намного сложнее, и в этом случае асимптотику в рамках квазистатического приближения для скорости спонтанного излучения молекулы возможно получить только при её расположении в центре апертуры.

На Рисунке 3.5 и Рисунке 3.6 представлены результаты расчёта полной скорости спонтанного излучения молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$), расположенной на оси симметрии отверстия, в зависимости от расстояния между молекулой и центром апертуры z_0/a . Данные на

рисунках приведены для различного соотношения радиуса отверстия a к длине волны излучения λ_0 .

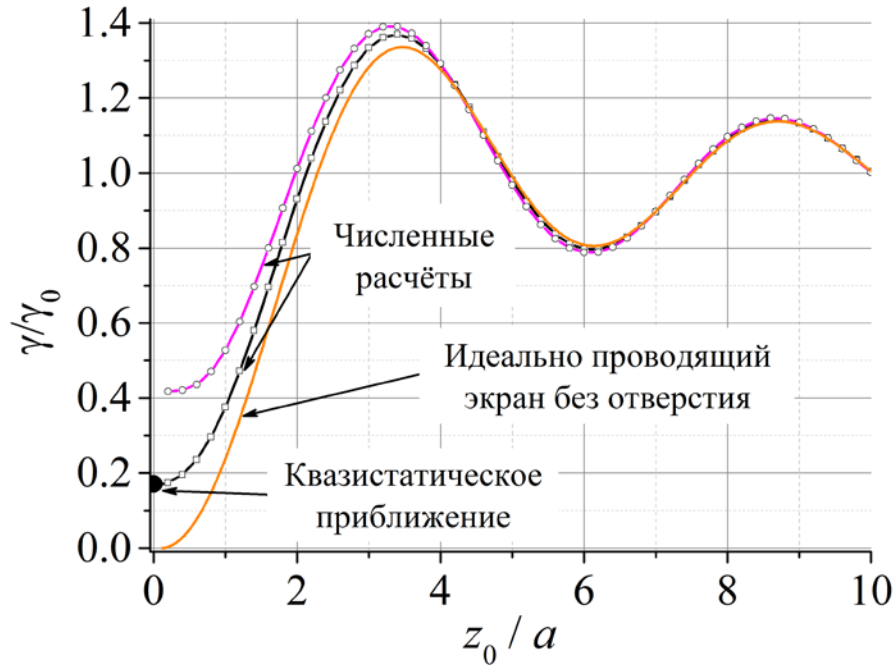


Рисунок 3.5 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной на оси симметрии апертуры, в зависимости от координаты её положения z_0/a . Радиус отверстия a равен 50 нм. Длина волны излучения λ_0 равна 500 нм. Случай молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Чёрная точка — аналитическое решение в рамках квазистатистического приближения (3.32), оранжевая линия — скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около идеально проводящего плоского экрана без апертуры (3.11), чёрная линия с точками — «прямой» численный расчёт с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя, пурпурная линия с точками — численный расчёт с учётом эффекта запаздывания с применением вспомогательной задачи и принципа Бабине (3.35). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

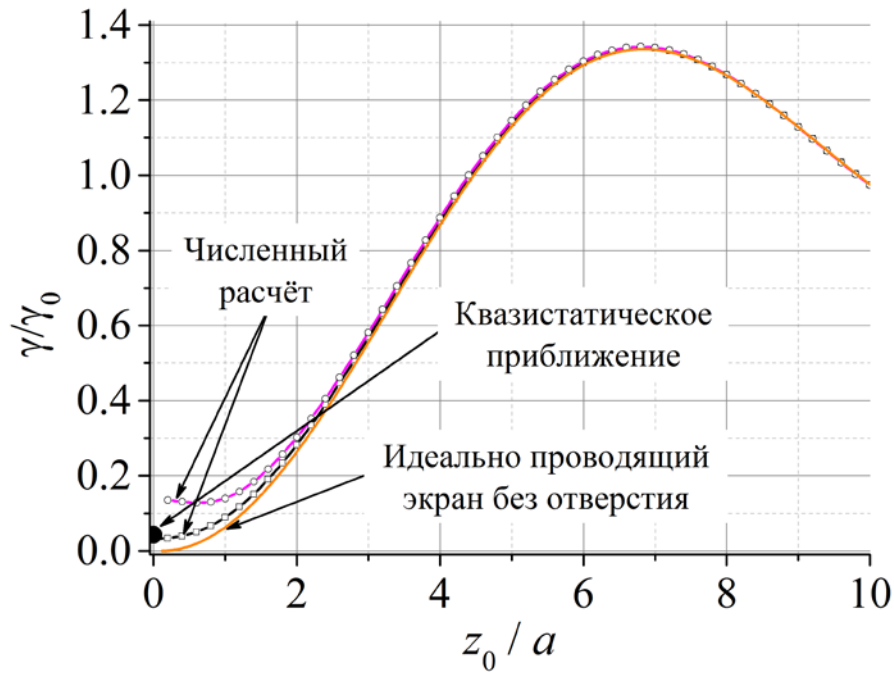


Рисунок 3.6 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной на оси симметрии апертуры, в зависимости от координаты её положения z_0/a . Радиус отверстия a равен 50 нм. Длина волны излучения λ_0 равна 1000 нм. Случай молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Чёрная точка — аналитическое решение в рамках квазистатического приближения (3.32), оранжевая линия — скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около идеально проводящего плоского экрана без апертуры (3.11), чёрная линия с точками — «прямой» численный расчёт с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя, пурпурная линия с точками — численный расчёт с учётом эффекта запаздывания с применением вспомогательной задачи и принципа Бабине (3.35). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.5 и Рисунка 3.6 видно, что, так же как и для молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода, в случае удаления молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента на расстояние больше, чем $3a$, влияние отверстия становится слабым, и система хорошо

описывается приближением «молекула, расположенная около идеально проводящего плоского экрана без апертуры» (3.11).

На Рисунке 3.7 показаны результаты аналитических и численного расчётов полной скорости спонтанного излучения молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$), расположенной в центре апертуры (то есть координата положения молекулы z_0 равна 0 нм), в зависимости от значения радиуса апертуры ($k_0 a$).

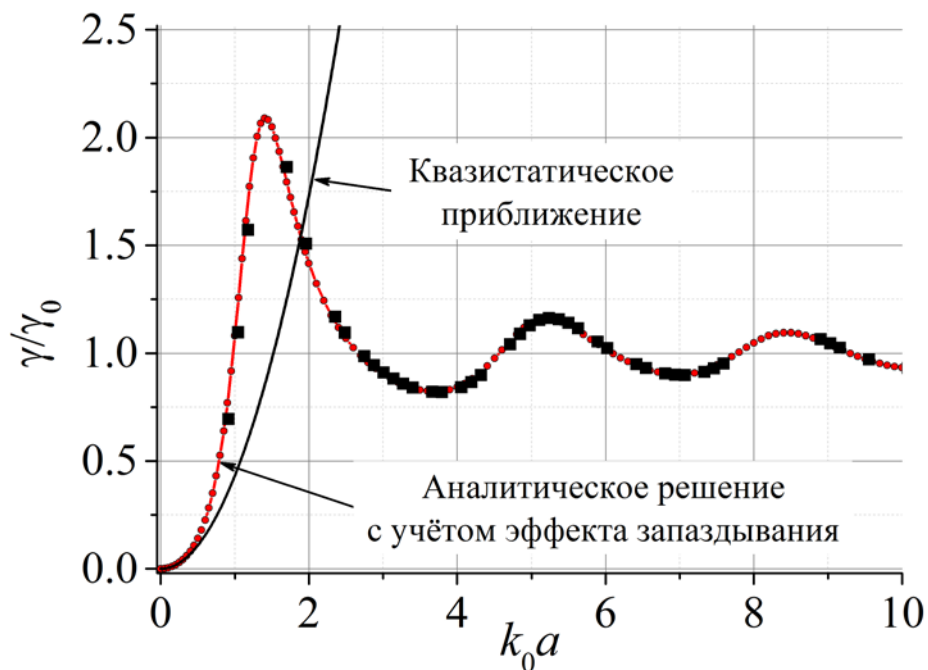


Рисунок 3.7 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной в центре апертуры, в зависимости от значения радиуса апертуры ($k_0 a$). Случай молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Чёрная линия — аналитическое решение в рамках квазистатистического приближения (3.32), красная линия с точками — аналитическое решение с учётом эффекта запаздывания ((3.23), (3.24)), чёрные квадратные точки — «прямой» численный расчёт с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя. Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.7 видно, что на спонтанное излучение молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода, находящейся в центре апертуры, наличие отверстия оказывает существенное влияние. Причём даже малое отверстие ($k_0 a \sim 1$) приводит к увеличению скорости излучения более чем в два раза.

Из Рисунка 3.7 также видно, что скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной в центре апертуры, полученная «прямым» численным расчётом с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя, хорошо совпадает с аналитическим решением с учётом эффекта запаздывания ((3.23), (3.24)).

Далее рассмотрим, как изменяется полная скорость спонтанного излучения молекулы в зависимости от координаты её положения на оси симметрии апертуры z_0 и величины диаметра отверстия D_0 , равного $2a$. Длина волны излучения молекулы λ_0 равна 500 нм.

На Рисунке 3.8 показана полная скорость спонтанного излучения молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). Из Рисунка 3.8 видно, что скорость излучения имеет максимум для значений диаметра D_0 от 50 до 250 нм при положении молекулы на расстоянии, равном примерно 100 нм от плоского экрана. Также видно, что полная скорость излучения монотонно убывает при увеличении значения диаметра отверстия. При увеличении значения диаметра или при увеличении расстояния молекулы от центра апертуры влияние последней становится слабым, и значение полной скорости спонтанного излучения стремится к единице, как для случая излучения молекулы в вакууме.

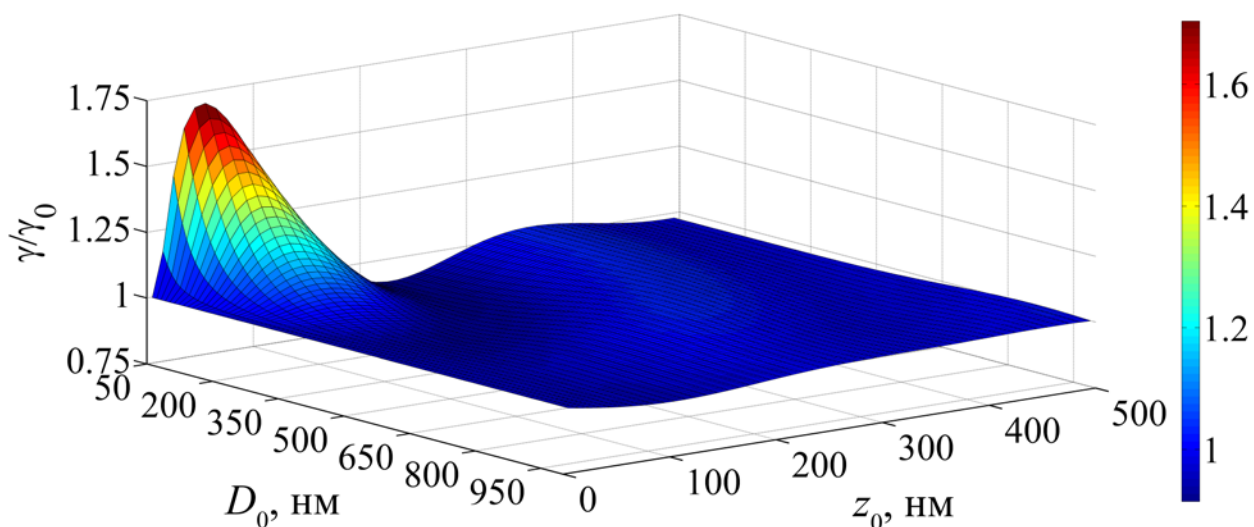


Рисунок 3.8 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной на оси симметрии апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком экране, в зависимости от её координаты z_0 и диаметра отверстия D_0 . Длина волны излучения молекулы λ_0 равна 500 нм. Случай молекулы с вертикальной ориентацией электрического дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). Численный расчёт с учётом эффекта запаздывания с применением вспомогательной задачи и принципа Бабине (см. выражение (3.34) и Рисунок 3.2б). Толщина комплементарного («дополнительного») идеально проводящего плоского диска при численном моделировании h_d равна 10 нм. Плоскость с координатой z , равной 0 нм, соответствует плоскости идеально проводящего бесконечно тонкого экрана (и середине плоского диска с конечной толщиной при численном моделировании). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

На Рисунке 3.9 показана полная скорость спонтанного излучения молекулы в зависимости от диаметра апертуры D_0 и координаты положения молекулы z_0 на оси симметрии апертуры для случая горизонтальной ориентации дипольного момента ($\mathbf{d}_0 \parallel x$).

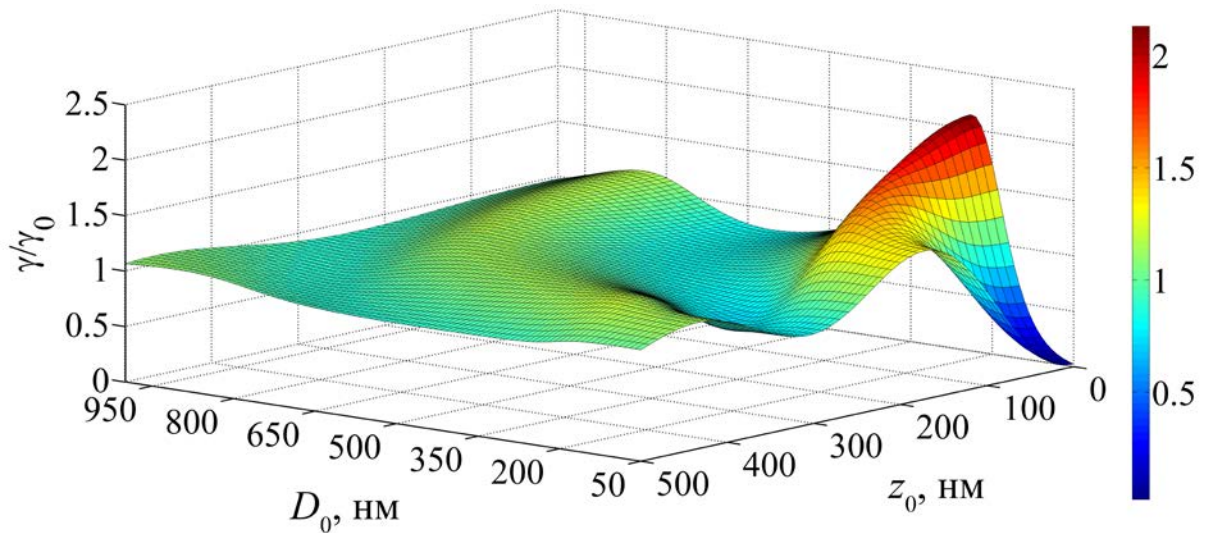


Рисунок 3.9 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы γ/γ_0 , расположенной на оси симметрии апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране, в зависимости от её координаты z_0 и диаметра апертуры D_0 . Длина волны излучения молекулы λ_0 равна 500 нм. Случай молекулы с горизонтальной ориентацией электрического дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). «Прямой» численный расчёт с учётом эффекта запаздывания для электрического диполя. Толщина идеально проводящего экрана при численном моделировании h_p равна 10 нм. Плоскость с координатой z , равной 0 нм, соответствует плоскости идеально проводящего бесконечно тонкого экрана (и середине плоского экрана с конечной толщиной при численном моделировании). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.9 видно, что, когда молекула расположена около центра апертуры с диаметром, равным примерно 200 нм, значение скорости спонтанного излучения имеет максимум, $\gamma/\gamma_0 \approx 2,1$, величина которого больше, чем для случая плоского экрана без отверстия (см. Рисунок 3.7). Зависимость скорости излучения от диаметра апертуры D_0 и координаты положения молекулы z_0 не является монотонной.

До этого момента рассматривалась скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной только на оси симметрии апертуры. Это связано с тем, что только такая постановка задачи имеет аналитическое решение и относительно

простое численное решение. Трудности связаны с учётом эффекта запаздывания. Однако наибольшее увеличение скорости спонтанного излучения наблюдается при расположении молекулы около границы апертуры. Это усиление связано с острой кромкой границы апертуры и может быть показано с помощью решения в рамках квазистатического приближения (см. Подраздел 3.2.2: (3.4) и (3.8) для случая молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), (3.4) и (3.9) для случая молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$)). На Рисунке 3.10 и Рисунке 3.11 показаны зависимости полной скорости спонтанного излучения молекулы для вертикальной ((3.4) и (3.8)) и горизонтальной ((3.4) и (3.9)) ориентаций дипольного момента перехода в зависимости от координаты положения молекулы z_0 в плоскости с координатой z , равной 5 нм, над поверхностью идеально проводящего бесконечно тонкого плоского экрана с апертурой. Экран находится в плоскости с координатой z , равной 0 нм. Координаты центра апертуры (x, y) в плоскости экрана $(0, 0)$ нм. Диаметр апертуры равен 100 нм.

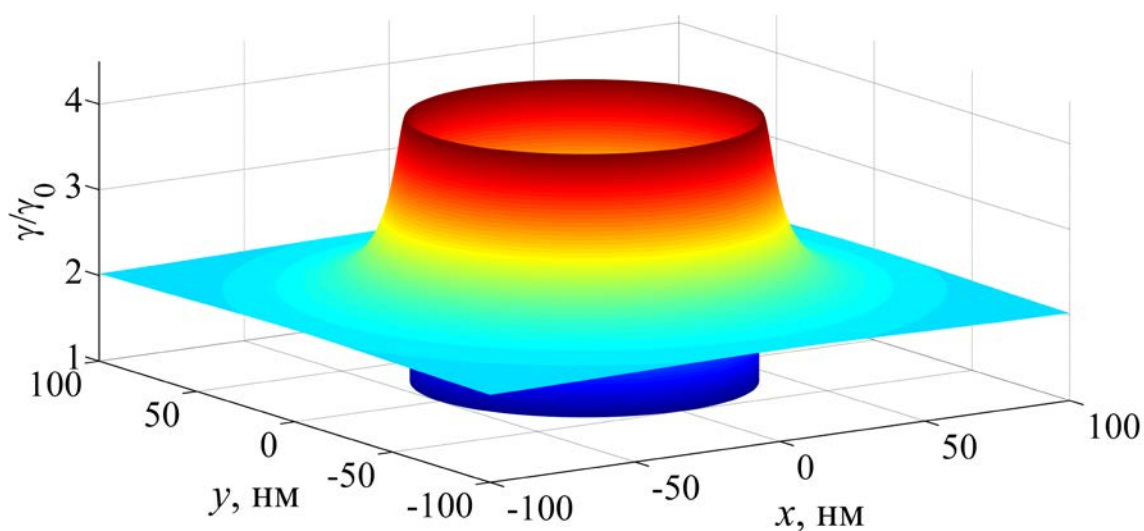


Рисунок 3.10 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы в зависимости от координаты её положения (x, y) в плоскости с координатой z , равной 5 нм, над поверхностью идеально проводящего бесконечно тонкого плоского экрана с апертурой. Экран находится в плоскости с координатой z , равной 0 нм. Координаты центра апертуры (x, y) в плоскости экрана $(0, 0)$ нм. Диаметр апертуры равен 100 нм.

Случай молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). Показано аналитическое решение в рамках квазистатического приближения. Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

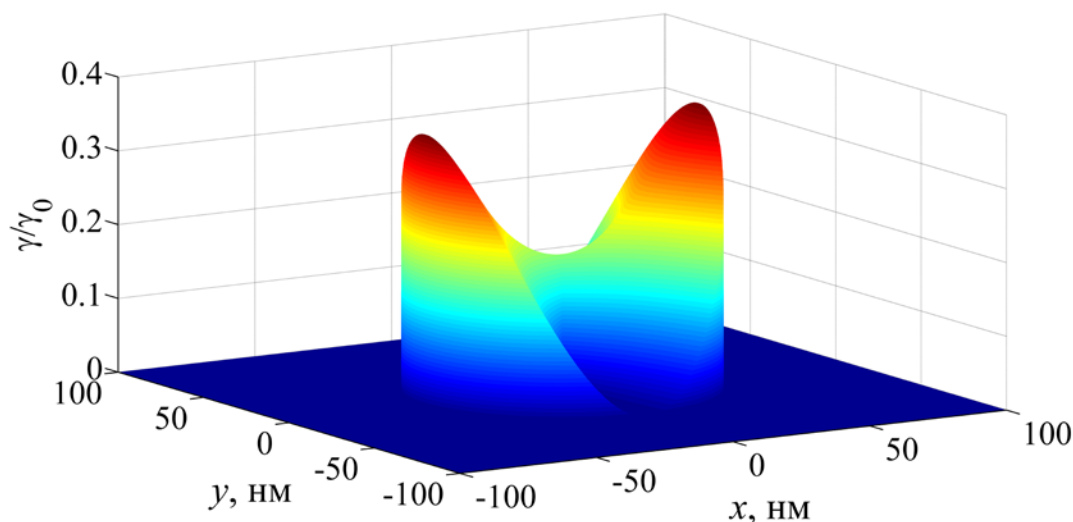


Рисунок 3.11 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы в зависимости от координаты её положения (x, y) в плоскости с координатой z , равной 5 нм, над поверхностью идеально проводящего бесконечно тонкого плоского экрана с апертурой. Экран находится в плоскости с координатой z , равной 0 нм. Координаты центра апертуры (x, y) в плоскости экрана $(0, 0)$ нм. Диаметр апертуры равен 100 нм. Случай молекулы с горизонтальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Показано аналитическое решение в рамках квазистатического приближения. Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.10 и Рисунка 3.11 видно, что при расположении молекулы около границы апертуры скорость спонтанного излучения значительно увеличивается и стремится к бесконечности. В случае реальной ситуации наличие конечных значений проводимости и толщины у металлической плёнки приводит к устранению этой бесконечности, но общая картина остаётся такой же.

Таким образом, в данном Разделе 3.2 проведён детальный теоретический анализ изменения скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране. Проанализирована применимость трёх методов решения задачи: аналитическое решение в рамках квазистатического приближения (см. Подраздел 3.2.2), аналитическое решение с учётом эффекта запаздывания (см. Подраздел 3.2.3), численное решение с учётом эффекта запаздывания (см. Подраздел 3.2.4). Рассмотрены случаи вертикальной и горизонтальной ориентаций дипольного момента перехода молекулы. Приведённые результаты позволяют получить достаточно ясную картину о спонтанном излучении молекулы, расположенной около апертуры.

В следующем Разделе 3.3 проведено теоретическое исследование изменения скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого нанотверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины. Учёт последних факторов приводит к возможности возникновения в системе поверхностного плазмона на границе между металлической плёнкой и диэлектрическим слоем, а также к тепловым потерям в реальном металле (то есть система обладает нерадиационным каналом распада). Данная постановка задачи значительно ближе к ситуации, которая происходит в реальном физическом эксперименте, поэтому важно понимать, как соотносятся между собой результаты, полученные в Разделе 3.2 и Разделе 3.3.

3.3 Скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого нанотверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины

3.3.1 Постановка задачи и описание модели для численного моделирования

В Разделе 3.2 продемонстрированы аналитические и численные подходы для решения задачи о скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране (см. также работы [109, 111]). Однако использование приближения идеально проводящего бесконечно тонкого экрана для объяснения реальных физических экспериментов с нанотверстием в металлической плёнке очень часто обладает только оценочным характером. В этом случае важную роль начинает играть конечная проводимость металла и конечная толщина металлической плёнки, в которой сделано отверстие. Учёт последних факторов приводит к возможности возбуждения поверхностного плазмона на границе между металлической плёнкой и диэлектрическим слоем, а также к тепловым потерям в реальном металле (то есть система обладает нерезонансным каналом распада).

В данном Разделе 3.3 проведено теоретическое исследование изменения скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого нанотверстия в плоской металлической плёнке с конечной толщиной из реального металла (то есть обладающего конечным значением проводимости). Эта задача не имеет аналитического решения. Поэтому в данном Разделе 3.3 для её решения разработан численный метод на основе коммерческого программного пакета COMSOL Multiphysics. В данном методе скорость спонтанного излучения может быть найдена с помощью известного подхода [1, 2, 106, 107, 108]. В качестве модели молекулы используется классический осциллирующий дипольный источник тока. Там, где это возможно, использованы асимптотические выражения.

Полная скорость спонтанного излучения молекулы (γ_{total}), расположенной около нанодоверстия в плёнке из реального металла, состоит из радиационной скорости спонтанного излучения (γ_{rad}) и нерadiационной скорости (γ_{nonrad}) (см. Рисунок 3.12).

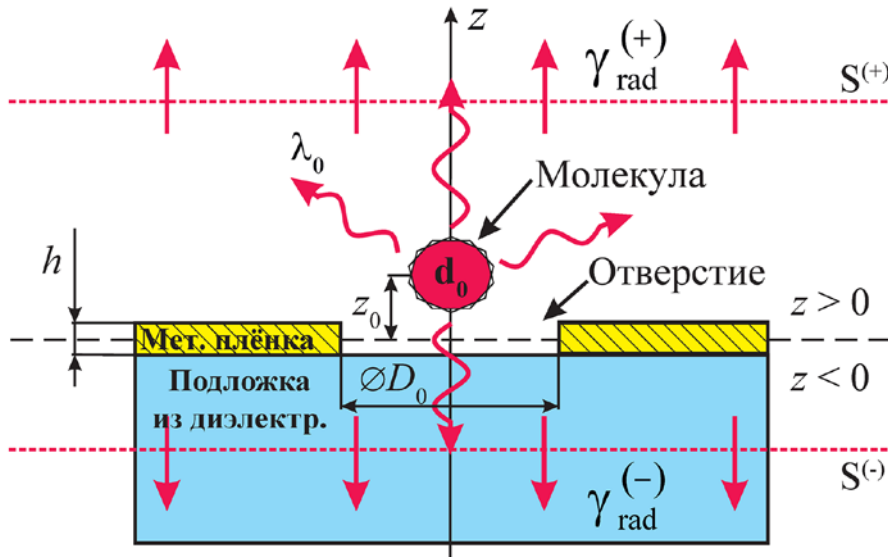


Рисунок 3.12 — Схематическое изображение геометрии численного моделирования излучения молекулы, расположенной около круглого отверстия диаметром D_0 в металлической плёнке толщиной h . Координата z , равная 0 нм, соответствует середине толщины металлической плёнки.

Радиационная скорость излучения молекулы состоит из радиационных скоростей излучения в верхнее ($\gamma_{\text{rad}}^{(+)}$) и нижнее ($\gamma_{\text{rad}}^{(-)}$) полупространства. Радиационная скорость излучения соответствует случаю испускания молекулой фотона, который улетает на бесконечность, в верхнем или нижнем полупространствах, соответственно. Нерadiационная скорость соответствует случаю испускания молекулой фотона, который поглощается в металлической плёнке. Всё вместе можно записать выражением:

$$\frac{\gamma_{\text{total}}}{\gamma_0} = \frac{\gamma_{\text{rad}}}{\gamma_0} + \frac{\gamma_{\text{nonrad}}}{\gamma_0} = \left(\frac{\gamma_{\text{rad}}^{(+)} }{\gamma_0} + \frac{\gamma_{\text{rad}}^{(-)} }{\gamma_0} \right) + \frac{\gamma_{\text{nonrad}}}{\gamma_0}, \quad (3.36)$$

где γ_0 — скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме.

В случае слабого взаимодействия молекулы с электромагнитным полем, рассеянным наноотверстием, нахождение полной скорости спонтанного излучения молекулы (γ_{total}), расположенной в вакууме около отверстия, сводится к решению классической задачи о дифракции электромагнитного поля точечного дипольного источника (осциллирующего с оптической частотой ω_0 и с дипольным моментом $\mathbf{d}_0$) на отверстии в металлической плёнке. Если осциллирующий точечный дипольный источник задаётся внешним током [106]:

$$\mathbf{j} = -i\omega_0 \mathbf{d}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \exp(-i\omega_0 t), \quad (3.37)$$

где $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$ — дельта-функция Дирака, $\mathbf{r}_0$ — пространственная координата положения диполя, то полная скорость спонтанного излучения молекулы может быть представлена выражением [1, 2, 106, 107, 108]:

$$\frac{\gamma_{\text{total}}}{\gamma_0} = \frac{3}{2} \text{Im} \left\{ \frac{\mathbf{d}_0^* \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)}{k_0^3 |\mathbf{d}_0|^2} \right\} = 1 + \frac{3}{2} \text{Im} \left\{ \frac{\mathbf{d}_0^* \cdot \mathbf{E}^{(\text{sc})}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)}{k_0^3 |\mathbf{d}_0|^2} \right\}, \quad (3.38)$$

где $\mathbf{E}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ — вектор полной напряжённости электрического поля в точке расположения диполя, который находится из решения полной системы уравнений Максвелла с учётом эффекта запаздывания с осциллирующим точечным дипольным источником, заданным внешним током (3.37) и расположенным около отверстия в металлической плёнке; $\mathbf{E}^{(\text{sc})}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ — вектор рассеянной части полной напряжённости электрического поля в точке расположения диполя; $\gamma_0 = (4k_0^3/3\hbar)|\mathbf{d}_0|^2$ — скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме, $k_0 = \omega_0/c_0 = 2\pi/\lambda_0$, c_0 — скорость света в вакууме, λ_0 — длина волны излучения в вакууме; звёздочка обозначает комплексное сопряжение; Im обозначает мнимую часть комплексного числа.

Выражение (3.38) описывает полную скорость излучения, то есть в ней учтены как процесс поглощения испущенного фотона рассеивающим телом (нерadiационный канал распада), так и собственно процесс излучения, при котором испущенный фотон улетает на бесконечность (радиационный канал распада).

Радиационная часть скорости спонтанного излучения (γ_{rad}) может быть выражена через поток энергии на бесконечности [106]:

$$\frac{\gamma_{\text{rad}}}{\gamma_0} = \frac{\gamma_{\text{rad}}^{(+)}}{\gamma_0} + \frac{\gamma_{\text{rad}}^{(-)}}{\gamma_0} = \frac{3}{8\pi k_0^4 |\mathbf{d}_0|^2} \text{Re} \left\{ \int_{S^{(+)} \cup S^{(-)}} dS \left[\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0) \right]_z \right\}, \quad (3.39)$$

где $S^{(+)}$ и $S^{(-)}$ — плоскости в верхнем и нижнем полупространствах (см. Рисунок 3.12), $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)$ — векторы полной напряжённости электрического и магнитного полей в точке $\mathbf{r}$, звёздочка обозначает комплексное сопряжение, индекс z обозначает z компоненту вектора, Re обозначает действительную часть комплексного числа.

Нерadiационный канал распада (γ_{nonrad}) соответствует поглощению испущенного молекулой фотона в металлической плёнке с отверстием (это соответствует тепловым потерям в металле). Его значение вычисляется с помощью интеграла по объёму металлической плёнки:

$$\frac{\gamma_{\text{nonrad}}}{\gamma_0} = \frac{3 \text{Im} \{ \varepsilon_{\text{film}}(\omega_0) \}}{8\pi} \frac{\int_V |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0, \omega_0)|^2 dV}{k_0^3 |\mathbf{d}_0|^2}, \quad (3.40)$$

где $\varepsilon_{\text{film}}(\omega_0) = \varepsilon'_{\text{film}}(\omega_0) + i\varepsilon''_{\text{film}}(\omega_0)$ — комплексная диэлектрическая проницаемость материала металлической плёнки, V — объём плёнки.

Далее рассмотрено два случая расположения металлической плёнки: (1) плёнка расположена в вакууме (см. Подраздел 3.3.2), (2) плёнка расположена на

поверхности диэлектрической подложки с бесконечной толщиной (диэлектрическая проницаемость подложки ϵ_{sub} равна 2,25) (см. Подраздел 3.3.3). При моделировании значение диаметра отверстия D_0 изменяется от 50 до 1000 нм. Ось z совпадает с осью симметрии отверстия. Координата z , равная 0 нм, соответствует середине толщины металлической плёнки. Для случая (2) диэлектрическая проницаемость верхнего полупространства и отверстия равна единице (вакуум или воздух). В рамках данного подхода молекула описывается точечным осциллирующим электрическим диполем, который задаётся внешним источником током (3.37). Диполь расположен на оси отверстия в точке с координатой z_0 и излучает на фиксированной длине волны λ_0 , равной 500 нм. Данные об оптических свойствах для металлической плёнки из золота при численном моделировании использовались из работы [94] (для длины волны λ_0 , равной 500 нм, диэлектрическая проницаемость металлической плёнки из золота $\epsilon_{\text{film}} = \epsilon_{\text{gold}} = -2,13 + i2,42$ [94]). В случае молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода дипольный момент $\mathbf{d}_0$ направлен по оси z ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), в случае горизонтальной ориентации — перпендикулярно оси z ($\mathbf{d}_0 \parallel x$).

3.3.2 Случай отверстия в металлической плёнке, расположенной в вакууме

Рассмотрим скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке, подвешенной в вакууме. Возможно два варианта ориентации электрического дипольного момента перехода молекулы: вертикальная, то есть $\mathbf{d}_0 \parallel z$, и горизонтальная, то есть $\mathbf{d}_0 \parallel x$. На Рисунке 3.13 показана полная скорость излучения молекулы в зависимости от значения координаты её положения на оси симметрии системы z_0 и диаметра отверстия D_0 . Длина волны излучения λ_0 фиксирована и равна 500 нм.

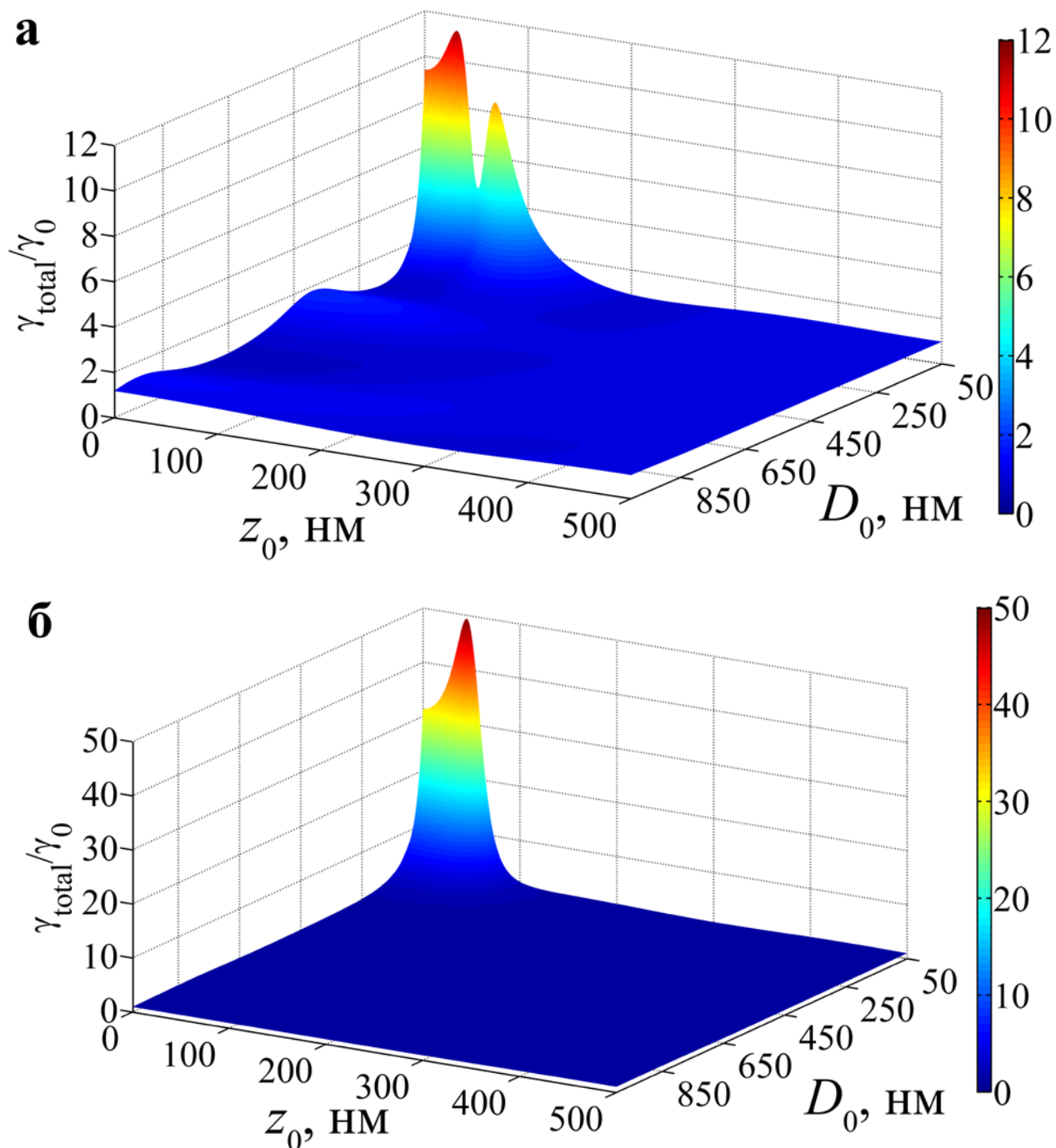


Рисунок 3.13 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы ($\gamma_{\text{total}}/\gamma_0$), расположенной на оси отверстия в металлической плёнке из золота, в зависимости от координаты её положения z_0 и диаметра отверстия D_0 . Ориентация дипольного момента перехода молекулы: (а) — вертикальная ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), (б) — горизонтальная ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Координата z , равная 0 нм, соответствует середине металлической плёнки толщиной 100 нм. Длина волны излучения λ_0 фиксирована и равна 500 нм. Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.13а видно, что для отверстия с диаметром равным от 50 до 100 нм для случая вертикальной ориентации дипольного момента полная скорость имеет два чётко выраженных максимума. Большой максимум находится внутри отверстия, меньший — над поверхностью плёнки. Минимум лежит около границы металлической плёнки. При увеличении диаметра отверстия или при увеличении значения координаты положения молекулы z_0 полная скорость спонтанного излучения выходит на значение, равное единице, как для случая излучения молекулы в вакууме.

Из Рисунка 3.13б видно, что для горизонтальной ориентации дипольного момента в отличие от вертикальной для малых значений диаметра отверстия и при расположении молекулы около отверстия в данном случае полная скорость излучения имеет только один максимум. Этот максимум расположен внутри отверстия. При этом полная скорость для горизонтальной ориентации дипольного момента в 4 раза больше, чем для случая вертикальной ориентации. Также из Рисунка 3.13б видно, что при увеличении значения диаметра отверстия или координаты положения молекулы z_0 полная скорость спонтанного излучения стремится к единице, как для случая спонтанного излучения молекулы в вакууме. Заметим, что для области малых значений диаметра отверстия и малых значений координаты положения молекулы основной вклад в полную скорость вносит нерадиационный канал излучения.

На Рисунке 3.14 показана зависимость полной скорости спонтанного излучения молекулы от значения координаты её положения z_0 и длины волны излучения λ_0 . Диаметр отверстия в золотой плёнке фиксирован и равен 100 нм.

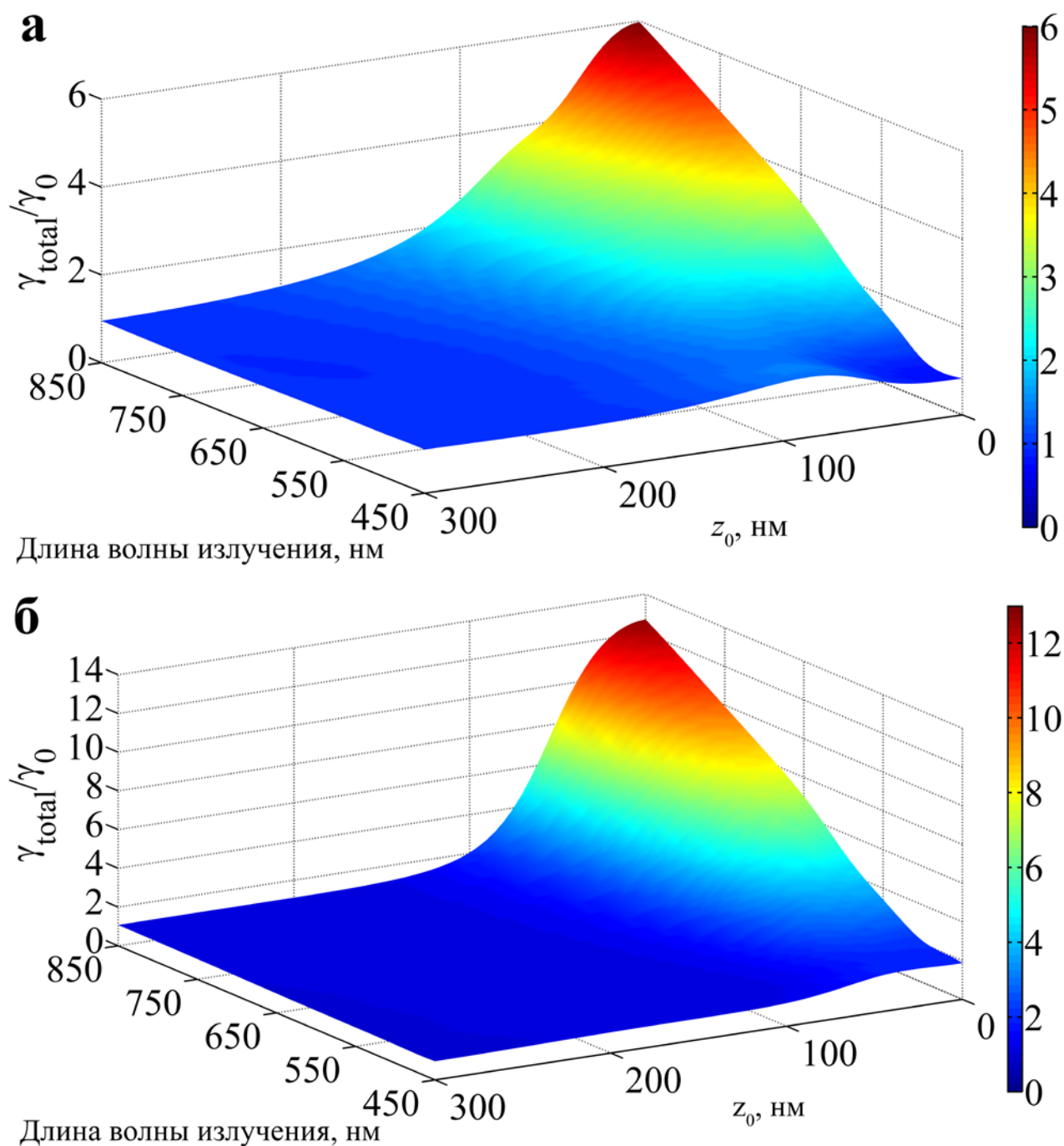
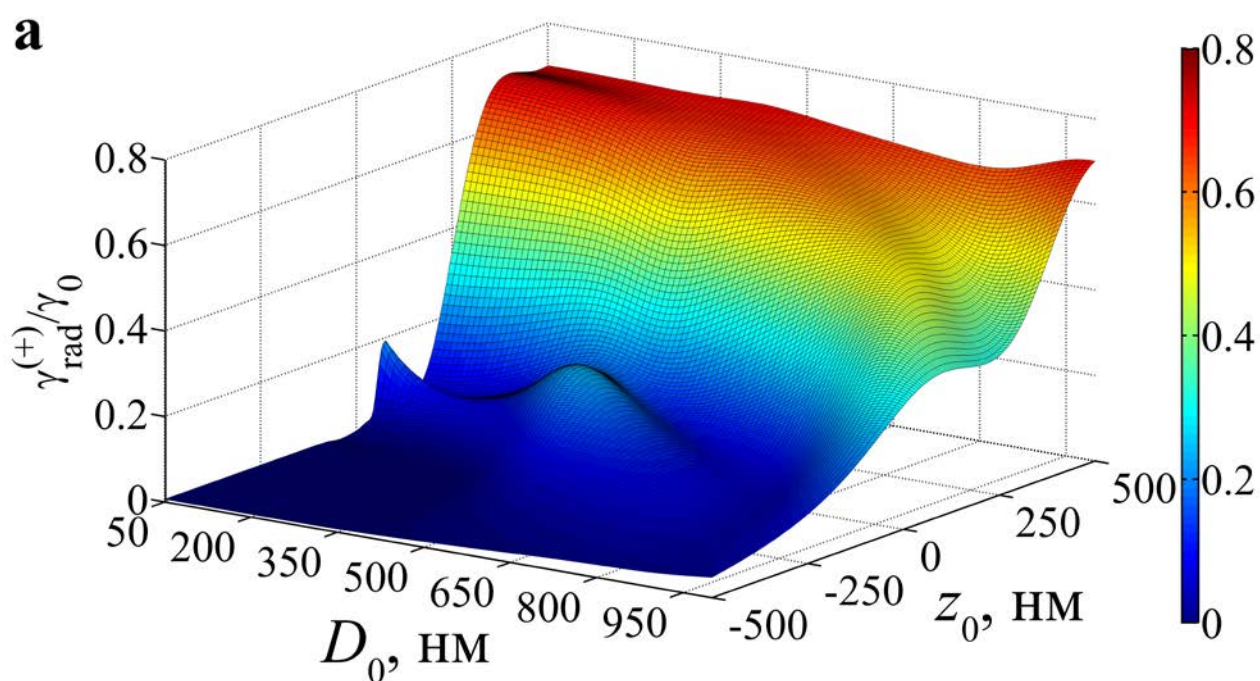


Рисунок 3.14 — Полная скорость спонтанного излучения молекулы ($\gamma_{\text{total}}/\gamma_0$), расположенной на оси отверстия в металлической плёнке из золота, в зависимости от координаты положения молекулы z_0 и длины волны излучения λ_0 . Координата z , равная 0 нм, соответствует середине металлической плёнки, толщиной равной 100 нм. Диаметр отверстия D_0 фиксирован и равен 100 нм. Ориентация дипольного момента перехода: (а) — вертикальная ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), (б) — горизонтальная ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.14а и Рисунка 3.14б видно, что для вертикальной и горизонтальной ориентаций дипольного момента в рассматриваемом диапазоне значений параметров длины волны излучения λ_0 и координаты положения молекулы z_0 зависимость, в основном, имеет монотонный характер, что свидетельствует о нерезонансном характере взаимодействия молекулы с наноотверстием. Полная скорость растёт при увеличении длины волны излучения и уменьшении расстояния молекулы до отверстия.

На Рисунке 3.15 показана радиационная скорость спонтанного излучения молекулы в верхнее полупространство в зависимости от координаты положения молекулы z_0 и диаметра отверстия D_0 . Значение z_0 изменяется от -500 до 500 нм, то есть в случае $z_0 > 0$ нм молекула расположена в верхнем полупространстве, при $z_0 < 0$ нм — в нижнем полупространстве, $z_0 = 0$ нм соответствует положению молекулы внутри отверстия в середине металлической плёнки. Значение D_0 изменяется от 50 до 1000 нм. Данная скорость определяет наблюдаемый поток света.



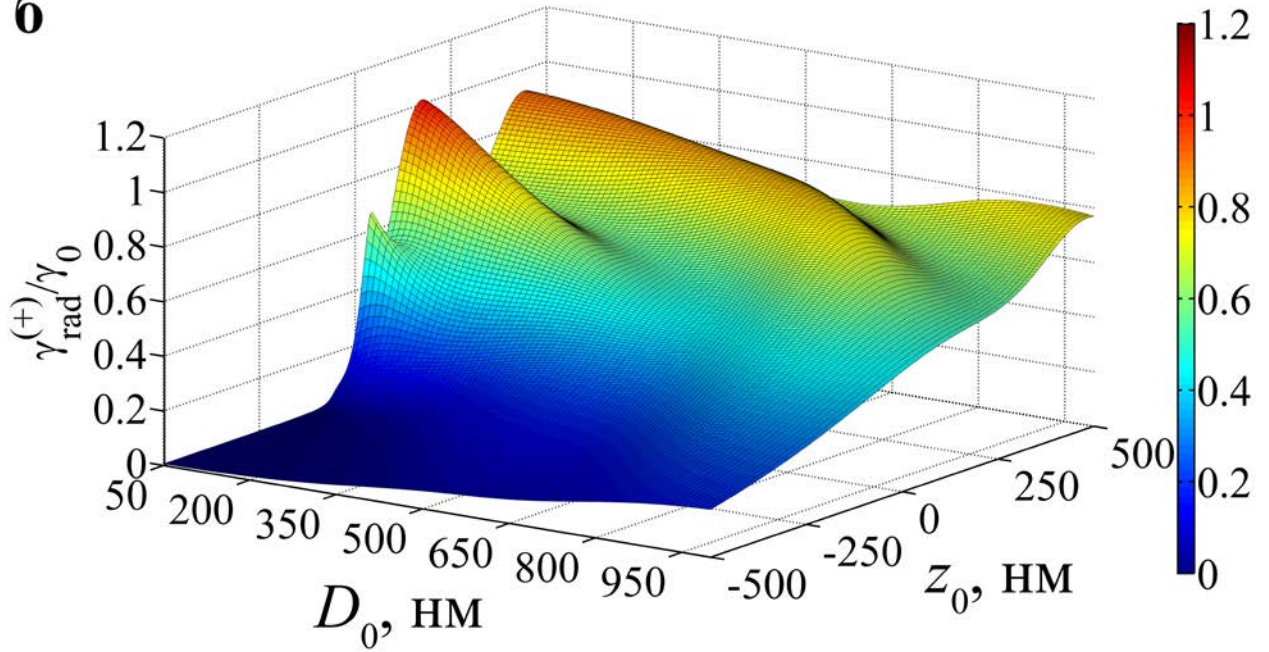
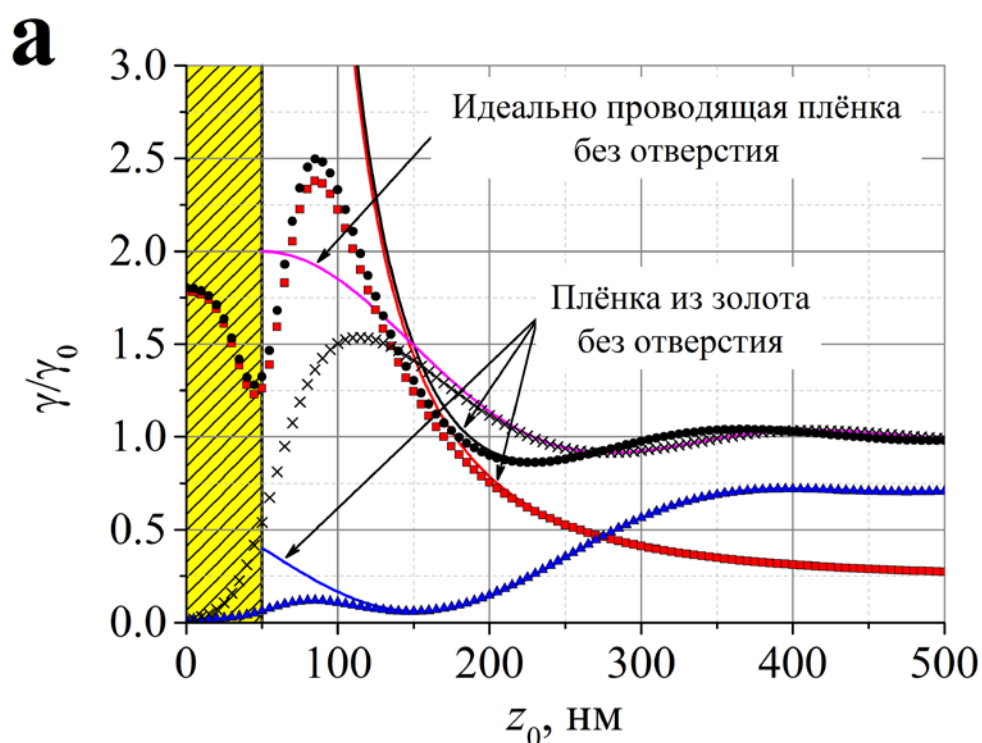
б

Рисунок 3.15 — Радиационная скорость спонтанного излучения молекулы в верхнее полупространство ($\gamma_{rad}^{(+)} / \gamma_0$) в зависимости от координаты её положения z_0 и диаметра отверстия D_0 . Молекула расположена на оси отверстия в металлической плёнке из золота. Координата z , равная 0 нм, соответствует середине металлической плёнки, толщиной 100 нм. Длина волны излучения λ_0 фиксирована и равна 500 нм. Ориентация дипольного момента перехода: (а) — вертикальная ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), (б) — горизонтальная ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.15 видно, что для случаев вертикальной и горизонтальной ориентаций дипольного момента перехода радиационная скорость в верхнее полупространство возрастает при увеличении значения диаметра отверстия D_0 и координаты положения молекулы z_0 . При положении молекулы в нижнем полупространстве радиационная скорость распада в верхнее полупространство очень маленькая, что, впрочем, заранее очевидно, так как излучение молекулы слабо проникает через отверстие. Из сравнения Рисунка 3.13 и Рисунка 3.15 видно, что для области малых значений диаметра отверстия и близкого расположения молекулы к отверстию нерадиационная скорость спонтанного распада даёт

определяющий вклад в форму линии для полной скорости излучения (то есть радиационная скорость распада намного меньше нерадиационной скорости). Из Рисунка 3.15а для случая вертикальной ориентации дипольного момента видно, что для случая маленьких значений диаметра отверстия радиационная скорость имеет ярко выраженный минимум, который расположен над металлической плёнкой (в области изменения z_0 около значения, равного 150 нм). Для случая горизонтальной ориентации дипольного момента (см. Рисунок 3.15б) есть три минимума, которые также расположены над металлической плёнкой.

Для более наглядного понимания соотношений между полной, радиационной и нерадиационной скоростями спонтанного излучения молекулы на Рисунке 3.16 приведены их зависимости от координаты положения молекулы z_0 для отверстия с фиксированным значением диаметра, равным 100 нм. Длина волны излучения λ_0 фиксирована и равна 500 нм.



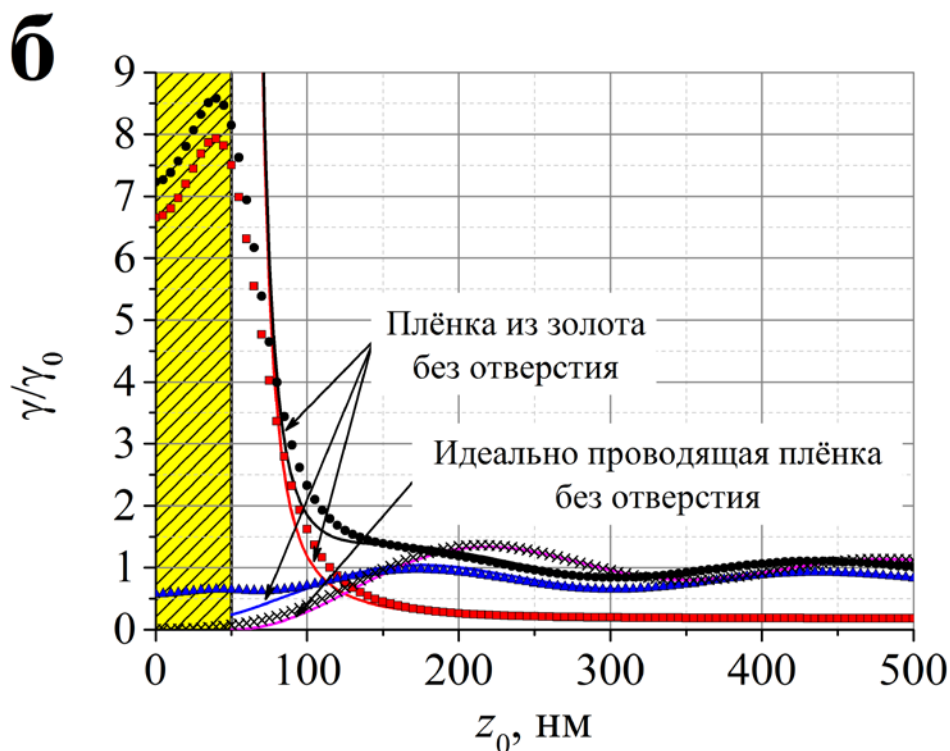


Рисунок 3.16 — Полная $\gamma_{\text{total}}/\gamma_0$ (чёрный цвет), радиационная $\gamma_{\text{rad}}/\gamma_0$ (синий цвет), нерадиационная $\gamma_{\text{nonrad}}/\gamma_0$ (красный цвет) скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной на оси отверстия в металлической плёнке из золота, в зависимости от координаты её положения z_0 . Чёрные точки, синие треугольники, красные квадраты соответствуют случаю металлической плёнки с отверстием. Сплошные линии (чёрная, синяя, красная) — случай металлической плёнки без отверстия [1, 118]. Сплошная пурпурная линия — полная скорость излучения для случая идеально проводящей плёнки без апертуры [107, 108, 111]. Чёрные крестики — полная скорость излучения для случая идеально проводящей плёнки толщиной, равной 100 нм, с отверстием диаметром, равным 100 нм. Жёлтая полоса — область внутри отверстия в металлической или идеально проводящей плёнках. Координата z , равная 0 нм, соответствует плоскости проходящей через середину металлической плёнки толщиной, равной 100 нм. Диаметр отверстия D_0 фиксирован и равен 100 нм. Длина волны излучения λ_0 фиксирована и равна 500 нм. Ориентация дипольного момента перехода: (а) — вертикальная ($\mathbf{d}_0 \parallel z$), (б) — горизонтальная ($\mathbf{d}_0 \parallel x$). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из Рисунка 3.16а видно, что для вертикальной ориентации дипольного момента для случая конечного значения проводимости металлической плёнки вклад нерадиационного канала распада становится очень существенным или даже преобладающим. Радиационный вклад начинает преобладать над нерадиационным только при очень большом удалении молекулы от отверстия, для координаты её положения $z_0 > 3D_0$. Видно, что при $z_0 > 2D_0$ влияние отверстия становится слабым, и для вычисления полной, радиационной, нерадиационной скоростей начинает хорошо работать приближение «молекула, расположенная около металлической плёнки без отверстия» [1, 118]. Заметим, что с увеличением расстояния полная скорость спонтанного излучения молекулы выходит на асимптотику «молекула, расположенная около идеально проводящего плоского экрана без апертуры» (3.10) [107, 108, 111].

Из Рисунка 3.16б для горизонтальной ориентации дипольного момента видно, что для случая $z_0 > D_0$ радиационный канал излучения начинает преобладать над нерадиационным каналом. При близком расположении молекулы от отверстия ($z_0 < D_0$) существенный вклад в полную скорость спонтанного излучения вносит именно нерадиационный канал. При расположении молекулы $z_0 > 1,5D_0$ влияние отверстия на излучение молекулы становится слабым, и начинает хорошо работать приближение «молекула, расположенная около металлической плёнки без отверстия» [1, 118]. Для $z_0 > 4D_0$ полную скорость спонтанного излучения молекулы начинает хорошо описывать асимптотика «молекула, расположенная около идеально проводящего плоского экрана без апертуры» (3.11) [107, 108, 111].

Видно, что нерадиационный канал, который в данной постановке включает в себя тепловое поглощение в металле и возбуждение поверхностного плазмона, даёт существенный вклад в полную скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около наноотверстия. При расположении молекулы около или внутри отверстия для случая горизонтальной ориентации дипольного момента перехода этот вклад, примерно, в 4 раза больше, чем для случая вертикальной ориентации дипольного момента.

Для металлической плёнки, свободно подвешенной в вакууме, возможно возбуждение только «обычной» поверхностной плазмонной волны, которая, распространяясь вдоль границы между металлической плёнкой и диэлектрическим слоем, полностью поглощается в металле (то есть переходит в тепло) и не излучается в окружающее пространство. В этом смысле разделение вклада поверхностной волны и нерадикационных потерь в процесс спонтанного излучения молекулы становится невозможным.

3.3.3 Случай отверстия в металлической плёнке, расположенной на поверхности подложки из диэлектрика

Рассмотрим скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке, которая нанесена на диэлектрическую подложку с бесконечной толщиной. Значение диэлектрической проницаемости подложки ϵ_{sub} равно 2,25. В данном Подразделе 3.3.3 толщина металлического слоя h равна 80 нм. Использование такого значения для толщины обусловлено возможностью сравнения результатов с исследованием об усилении скорости спонтанного излучения за счёт «вытекающей» поверхностной волны в многослойной структуре без отверстий [118]. На Рисунке 3.17 показаны полная, радиационная и нерадикационная скорости спонтанного излучения молекулы в зависимости от координаты положения молекулы на оси отверстия z_0 и ориентации её дипольного момента перехода.

Из сравнения Рисунка 3.16а и Рисунка 3.17а видно, что для случая золотой плёнки с толщиной, равной 100 нм, расположенной в вакууме, и толщиной, равной 80 нм, расположенной на подложке, картина для скорости спонтанного излучения изменяется слабо. Это связано, в первую очередь, с большим поглощением в золоте.

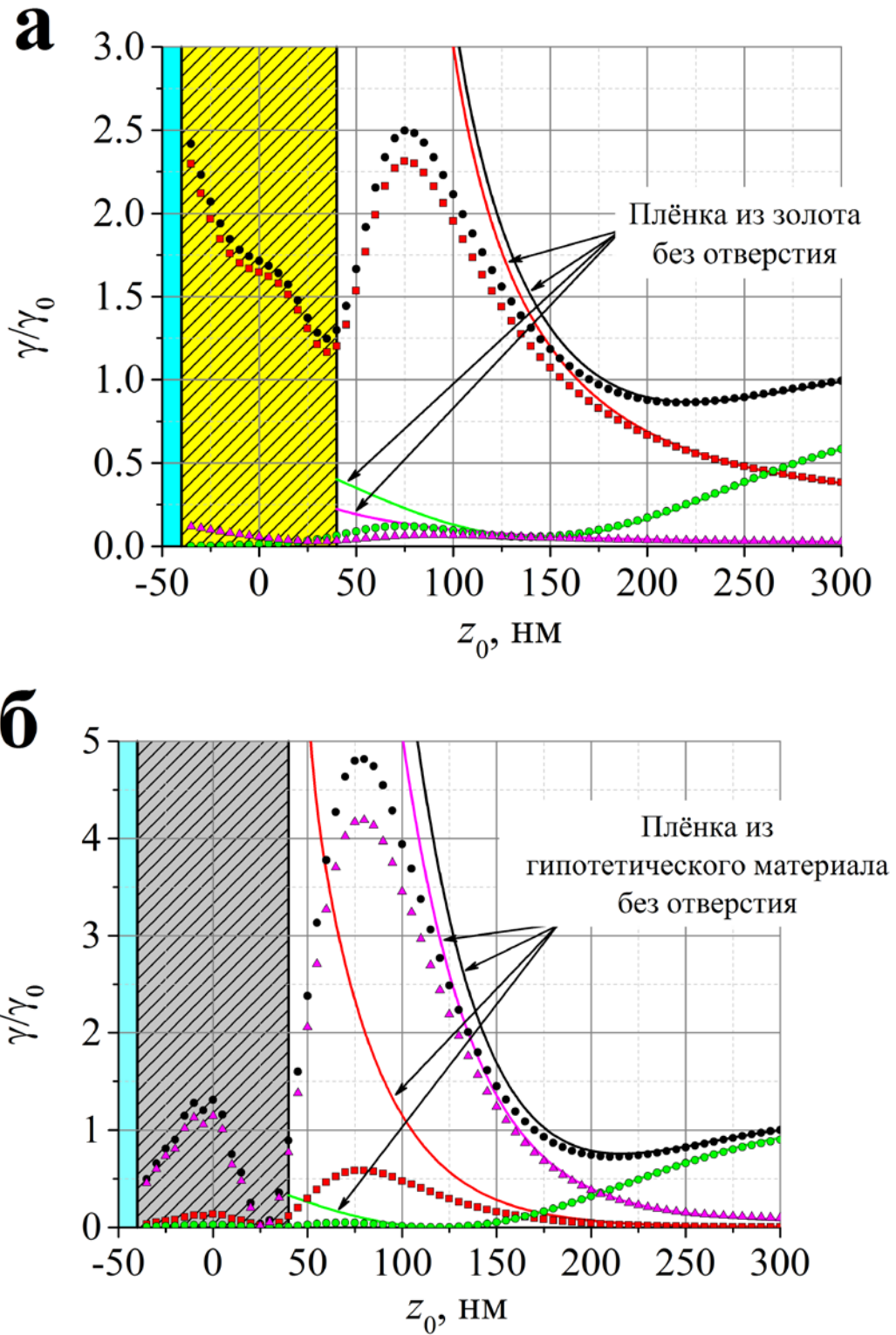


Рисунок 3.17 — Полная $\gamma_{\text{total}}/\gamma_0$ (чёрный цвет), радиационная в верхнее полупространство $\gamma_{\text{rad}}^{(+)}/\gamma_0$ (зелёный цвет), радиационная в нижнее полупространство $\gamma_{\text{rad}}^{(-)}/\gamma_0$ (пурпурный цвет), нерадиационная $\gamma_{\text{nonrad}}/\gamma_0$ (красный цвет) скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной на оси отверстия

в металлической плёнке в зависимости от координаты её положения z_0 . Точки (чёрные, зелёные, пурпурные, красные) — случай металлической плёнки с отверстием. Сплошные линии (чёрная, зелёная, пурпурная, красная) — случай металлической плёнки без отверстия [1, 118]. Жёлтая полоса — область внутри отверстия в золотой плёнке. Серая полоса — область внутри отверстия в металлической плёнке из гипотетического материала. Голубая полоса — область диэлектрической подложки ($\epsilon_{\text{sub}} = 2,25$). Координата z , равная 0 нм, соответствует плоскости, проходящей через середину металлической плёнки. Толщина металлической плёнки фиксирована и равна 80 нм. Диаметр отверстия D_0 фиксирован и равен 100 нм. Длина волны излучения λ_0 фиксирована и равна 500 нм. Случай молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). (а) — плёнка из золота ($\epsilon_{\text{film}} = \epsilon_{\text{gold}} = -2,13 + i2,42$ [94]), (б) — плёнка из гипотетического материала ($\epsilon_{\text{film}} = -1,72 + i0,001$). Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Важной особенностью Рисунка 3.17а является то, что радиационная скорость излучения в нижнее полупространство (показана треугольниками пурпурного цвета) оказывается гораздо более существенной, чем для случая свободно подвешенной плёнки (см. Рисунок 3.16а). Это связано с так называемым эффектом «запрещённого света» («forbidden light») [119]. Эффект заключается в том, что ближнее поле диполя, не распространяющееся в свободном пространстве, преобразуется в распространяющуюся волну в диэлектрике (в подложке). Более того, при наличии диэлектрической подложки становится в принципе возможным возбуждение «вытекающей» поверхностной волны [86, 118]. Это приводит к тому, что при определённых параметрах системы возможно существенное увеличение радиационной скорости спонтанного излучения молекулы в нижнее полупространство. Для получения «вытекающей» поверхностной волны в рассматриваемой системе требуется использовать специально подобранную металлическую плёнку из гипотетического материала. Например, для длины

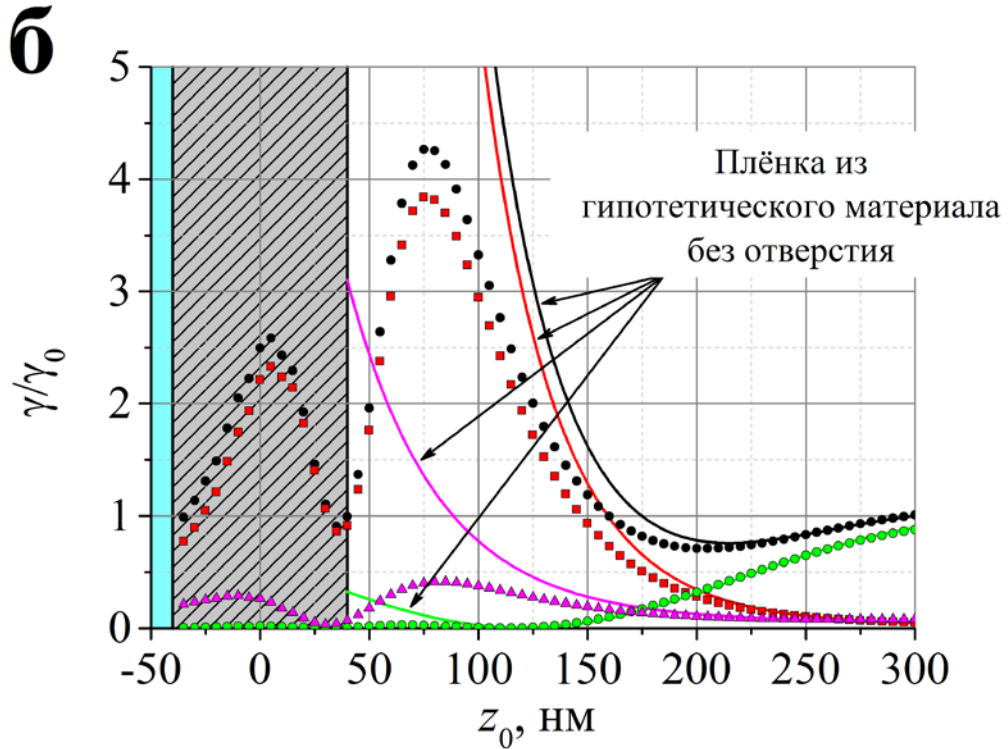


Рисунок 3.18 — Полная $\gamma_{\text{total}}/\gamma_0$ (чёрный цвет), радиационная в верхнее полупространство $\gamma_{\text{rad}}^{+}/\gamma_0$ (зелёный цвет), радиационная в нижнее полупространство $\gamma_{\text{rad}}^{-}/\gamma_0$ (пурпурный цвет), нерадиационная $\gamma_{\text{nonrad}}/\gamma_0$ (красный цвет) скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной на оси отверстия в металлической плёнке из гипотетического материала в зависимости от координаты её положения z_0 . Точки (чёрные, зелёные, пурпурные, красные) — случай металлической плёнки с отверстием. Сплошные линии (чёрная, зелёная, пурпурная, красная) — случай металлической плёнки без отверстия [1, 118]. Серая полоса — область внутри отверстия в металлической плёнке из гипотетического материала. Синяя полоса — область диэлектрической подложки ($\epsilon_{\text{sub}} = 2,25$). Координата z , равная 0 нм, соответствует плоскости проходящей через середину металлической плёнки с толщиной равной 80 нм. Диаметр отверстия D_0 фиксирован и равен 100 нм. Длина волны λ_0 фиксирована и равна 500 нм. Случай молекулы с вертикальной ориентацией дипольного момента перехода ($\mathbf{d}_0 \parallel z$). (а) — ϵ_{film} равна $-1,72 + i0,01$, (б) — ϵ_{film} равна $-1,72 + i0,1$. Нормировка на полную скорость спонтанного излучения молекулы в вакууме γ_0 .

Из сравнения Рисунка 3.17б и Рисунка 3.18 видно, что интенсивность эффекта увеличения радиационной скорости спонтанного излучения в нижнее полупространство существенно зависит от значения мнимой части диэлектрической проницаемости металлической плёнки. Для $\varepsilon''_{\text{film}} > 0,1$ эффект становится несущественным, и нерадиационный канал становится преобладающим. Таким образом, данный эффект наблюдается только при малых тепловых потерях ($\varepsilon''_{\text{film}} < 0,1$). Такие малые потери можно реализовать в эксперименте используя слой из оксида цинка, допированного галлием ($\varepsilon_{\text{film}} \approx -1,05 + i0,6$ [120]), и подложку с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{sub}} \approx 10$ (подобно полупроводникам в инфракрасном диапазоне длины волны). Для такого набора материалов для случая без отверстия можно получить усиление радиационной скорости излучения в нижнее полупространство равное 8 [118], что существенно превышает радиационную скорость, полученную в рамках моделирования в данной работе. Ещё более впечатляющий результат можно получить, используя слой из оксида кадмия, допированного диспрозием, для длины волны излучения равной примерно 1950 нм ($\varepsilon''_{\text{film}} \approx 0,2$ [121]) или слой из кристаллического карбида кремния в средней инфракрасной области ($\varepsilon''_{\text{film}} \approx 0,15$ [122]). Для этих материалов для случая без отверстия на той же самой подложке ($\varepsilon_{\text{sub}} \approx 10$) можно ожидать усиления радиационной скорости излучения в 30 раз [118]. Также, в настоящее время широко обсуждается концепция компенсации потерь [123], которую можно использовать для получения условий реализации найденного эффекта.

Таким образом, наличие подложки может кардинально изменить соотношение между радиационным и нерадиационным каналами спонтанного излучения молекулы. Особенно ярко этот эффект проявляется при возбуждении в системе «вытекающей» поверхностной волны.

3.4 Заключение к Главе 3

В Главе 3 проведён теоретический анализ изменения скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы (квантовой точки, молекулы, атома), расположенной около одиночного круглого отверстия в металлической плёнке. В общем случае данная задача не имеет замкнутого аналитического решения. Поэтому в данной Главе 3 рассмотрено несколько возможных подходов для решения этой задачи.

Во-первых, рассмотрено приближение, в котором металлическая плёнка с круглым отверстием с конечными значениями проводимости и толщины заменяется идеально проводящим бесконечно тонким плоским экраном с круглой апертурой. Для такого приближения рассмотрено несколько вариантов решений: (1) приведено замкнутое аналитическое решение в рамках квазистатического приближения для произвольного расположения молекулы и ориентации её дипольного момента перехода, (2) приведено аналитическое решение с учётом эффекта запаздывания для молекулы с произвольной ориентацией дипольного момента перехода, расположенной на оси симметрии системы, (3) разработан метод численного решения задачи с учётом эффекта запаздывания для молекулы с произвольной ориентацией дипольного момента перехода, расположенной на оси симметрии системы. Решение (1) позволяет относительно просто оценить скорость спонтанного излучения молекулы, расположенной на расстоянии менее радиуса от отверстия, для случая небольших значений тепловых потерь в металлической плёнке. Решение (2) является достаточно сложным не только для его получения, но и для его использования, так как итоговый ответ содержит бесконечные ряды со сфероидальными функциями. Решение (3) позволяет относительно быстро получить ответ задачи для заданных конкретных значений параметров системы. Результаты численного моделирования (3) хорошо согласуются с аналитическими решениями (1) и (2).

Во-вторых, разработан метод численного решения задачи о скорости спонтанного излучения молекулы, расположенной около одиночного круглого

отверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины. Проведён сравнительный анализ для двух случаев: отверстие в идеально проводящей плёнке конечной толщины, свободно подвешенной в вакууме, и отверстие в реальной металлической плёнке (на примере золота), свободно подвешенной в вакууме или расположенной на подложке из кварца. Показано существенное влияние положения молекулы, наличия нерадиационного канала излучения в системе и наличия подложки на скорость спонтанного излучения молекулы. Указаны случаи применимости асимптотик для описания данного процесса. Приведены наглядные соотношения для полной, радиационной и нерадиационной скоростей спонтанного излучения. Показано, что для рассмотренных значений параметров приближение полной скорости излучения молекулы с помощью модели «молекула, расположенная около идеально проводящего экрана без апертуры» начинает хорошо работать только при относительно большом удалении молекулы от отверстия ($z_0 > 4D_0$). Также продемонстрировано, что при наличии в системе подложки и возникновении «вытекающей» поверхностной волны существенно меняется соотношение между радиационным и нерадиационным каналами распада. Значительно возрастает радиационная скорость в нижнее полупространство. Данный эффект можно наблюдать только при малых тепловых потерях в металлической плёнке ($\epsilon''_{\text{film}} < 0,1$). В принципе, такие значения вполне достижимы (см., например, материалы в работах [120 – 123]).

Результаты данного исследования позволяют получить достаточно ясную картину о спонтанном излучении молекулы, расположенной около наноотверстия в металлической плёнке, и могут быть полезны при планировании и интерпретации экспериментов по наблюдению одиночной молекулы около круглого отверстия с помощью апертурного сканирующего оптического микроскопа и при разработке наноустройств, основанных на управлении излучением элементарной квантовой системы с помощью наноотверстия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе получены следующие основные научные результаты:

1. Объяснён эффект экстраординарного пропускания света в оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, который связан с усилением электромагнитного поля на границе между металлической плёнкой и фотонным кристаллом за счёт возбуждения оптического таммовского состояния. Использование фотонного кристалла в резонансном случае приводит к увеличению коэффициента пропускания света через решётку из наноотверстий в металлической плёнке примерно в 90 раз по сравнению со случаем отсутствия фотонного кристалла. Полученные результаты численного расчёта для наноотверстия цилиндрической формы с диаметром равным 100 нм качественно согласуются с результатами эксперимента [7, 8, 9].
2. Теоретически предсказан и объяснён эффект большой асимметрии коэффициента пропускания света с произвольной поляризацией в линейной немагнитной оптической системе, состоящей из двухмерной квадратной решётки из круглых наноотверстий в плоской металлической плёнке, расположенной на поверхности планарного диэлектрического фотонного кристалла, который обусловлен двумя факторами: возбуждением в системе оптического таммовского состояния, наличием в системе нескольких побочных дифракционных максимумов. Теоретически предсказанный эффект подтверждён экспериментально в работе [10], в которой показано, что величина коэффициента пропускания света при изменении направления облучения системы может отличаться в 31 раз.
3. Разработан подход к численному моделированию задачи о скорости спонтанного излучения элементарной квантовой системы, расположенной

или около одиночной круглой апертуры в идеально проводящем бесконечно тонком плоском экране, или около одиночного круглого наноотверстия в металлической плёнке с конечными значениями проводимости и толщины. Показано существенное влияние положения элементарной квантовой системы, поглощения в металлической плёнке и наличия подложки на скорость спонтанного излучения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор диссертационной работы выражает глубокую благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, главному научному сотруднику Физического института имени П.Н. Лебедева Российской академии наук Василию Васильевичу Климову за создание условий для плодотворной работы и поддержку при проведении исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Novotny, L. Principles of nano-optics / L. Novotny, B. Hecht. — USA, NY, New York : Cambridge University Press, 2006.
2. Klimov, V.V. Nanoplasmonics / V.V. Klimov. — Singapore : Pan Stanford Publishing, 2014.
3. Chon, J.W.M. Nanoplasmonics: advanced device applications / J.W.M. Chon, K. Iniewski. — USA, FL, Boca Raton : CRC Press, Taylor and Francis Group, 2013.
4. Schuller, J.A. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation / J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White, M.L. Brongersma // Nat. Mater. — 2010. — T. 9, № 3. — С. 193 – 204.
5. Vlasov, Y.A. Silicon integrated nanophotonics: from fundamental science to manufacturable technology (Presentation Video) / Y.A. Vlasov // Proc. SPIE, Silicon Photonics X. — 2015. — T. 9367. — C. 93671X.
6. Shendure, J. Next-generation DNA sequencing / J. Shendure, H. Ji // Nat. Biotechnol. — 2008. — T. 26, № 10. — С. 1135 – 1145.
7. Melentiev, P.N. Single nanohole and photonic crystal: wavelength selective enhanced transmission of light / P.N. Melentiev, A.E. Afanasiev, A.A. Kuzin, A.V. Zablotskiy, A.S. Baturin, V.I. Balykin // Opt. Express. — 2011. — T. 19, № 23. — С. 22743 – 22754.
8. Melentiev, P.N. Extremely high transmission of light through a nanohole inside a photonic crystal / P.N. Melentiev, A.E. Afanasiev, A.A. Kuzin, A.V. Zablotskiy, A.S. Baturin, V.I. Balykin // J. Exp. Theor. Phys. — 2012. — T. 115, № 2. — С. 185 – 193.
9. 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. — T. 88. — C. 023832.
10. 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,

- P.N. Melentiev, A.A. Kuzin, A.E. Afanasiev, V.I. Balykin // *Phys. Rev. A.* — 2015. — T. 92. — C. 063842.
11. Genet, C. Light in tiny holes / C. Genet, T.W. Ebbesen // *Nature.* — 2007. — T. 445. — C. 39 – 46.
 12. Garcia-Vidal, F.J. Light passing through subwavelength apertures / F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T.W. Ebbesen, L. Kuipers // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — T. 82. — C. 729.
 13. Agio, M. Optical antennas / M. Agio, A. Alu. — USA, NY, New York : Cambridge University Press, 2013.
 14. Dunn, R.C. Near-field scanning optical microscopy / R.C. Dunn // *Chem. Rev.* — 1999. — T. 99, № 10. — C. 2891 – 2928.
 15. Betzig, E. Single molecules observed by near-field scanning optical microscopy / E. Betzig, R.J. Chichester // *Science.* — 1993. — T. 262, № 5138. — C. 1422 – 1425.
 16. Trautman, J.K. Near-field spectroscopy of single molecules at room temperature / J.K. Trautman, J.J. Macklin, L.E. Brus, E. Betzig // *Nature.* — 1994. — T. 369, № 6475. — C. 40 – 42.
 17. Xie, X.S. Probing single molecule dynamics / X.S. Xie, R.C. Dunn // *Science.* — 1994. — T. 265, № 5170. — C. 361 – 364.
 18. Ambrose, W.P. Alterations of single molecule fluorescence lifetimes in near-field optical microscopy / W.P. Ambrose, P.M. Goodwin, J.C. Martin, R.A. Keller // *Science.* — 1994. — T. 265, № 5170. — C. 364 – 367.
 19. Bian, R.X. Single molecule emission characteristics in near-field microscopy / R.X. Bian, R.C. Dunn, X.S. Xie, P.T. Leung // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — T. 75, № 26. — C. 4772 – 4775.
 20. Hosaka, N. Near-field fluorescence imaging of single molecules with a resolution in the range of 10 nm / N. Hosaka, T. Saiki // *J. Microsc.* — 2001. — T. 202, № 2. — C. 362 – 364.
 21. Butter, J.Y.P. Aperture scanning near-field optical microscopy and spectroscopy of single terrylene molecules at 1.8 K / J.Y.P. Butter, B. Hecht // *Nanotechnology.* — 2006. — T. 17, № 6. — C. 1547 – 1550.

22. Pohl, D.W. Near field optics / D.W. Pohl, D. Courjon. — Netherlands, Dordrecht : Kluwer Academic, 1992.
23. Ohtsu, M. Near field nano/atom optics and technology / M. Ohtsu. — Germany, Berlin : Springer, 1998.
24. Fillard, J.P. Near field optics and nanoscopy / J.P. Fillard. — Singapore : World Scientific, 1998.
25. Kawata, S. Nano-optics / S. Kawata, M. Ohtsu, M. Irie. — Germany, Berlin : Springer, 2002.
26. Gersen, H. Influencing the angular emission of a single molecule / H. Gersen, M.F. Garcia-Parajo, L. Novotny, J.A. Veerman, L. Kuipers, N.F. van Hulst // Phys. Rev. Lett. — 2000. — T. 85, № 25. — C. 5312 – 5315.
27. Gersen, H. Near-field effects in single molecule emission / H. Gersen, M.F. Garcia-Parajo, L. Novotny, J.A. Veerman, L. Kuipers, N.F. van Hulst // J. Microsc. — 2001. — T. 202, № 2. — C. 374 – 378.
28. Veerman, J.A. Single molecule mapping of the optical field distribution of probes for near-field microscopy / J.A. Veerman, M.F. Garcia-Parajo, L. Kuipers, N.F. van Hulst // J. Microsc. — 1999. — T. 194, № 2 – 3. — C. 477 – 482.
29. Sick, B. Probing confined fields with single molecules and vice versa / B. Sick, B. Hecht, U.P. Wild, L. Novotny // J. Microsc. — 2001. — T. 202, № 2. — C. 365 – 373.
30. Neumann, L. Extraordinary optical transmission brightens near-field fiber probe / L. Neumann, Y. Pang, A. Houyou, M.L. Juan, R. Gordon, N.F. van Hulst // Nano Lett. — 2011. — T. 11, № 2. — C. 355 – 360.
31. Rigneault, H. Enhancement of single-molecule fluorescence detection in subwavelength apertures / H. Rigneault, J. Capoulade, J. Dintinger, J. Wenger, N. Bonod, E. Popov, T.W. Ebbesen, P.F. Lenne // Phys. Rev. Lett. — 2005. — T. 95. — C. 117401.
32. Wenger, J. Emission and excitation contributions to enhanced single molecule fluorescence by gold nanometric apertures / J. Wenger, D. Gerard, J. Dintinger,

- O. Mahboub, N. Bonod, E. Popov, T.W. Ebbesen, H. Rigneault // *Opt. Express*. — 2008. — T. 16, № 5. — C. 3008 – 3020.
33. Aouani, H. Large molecular fluorescence enhancement by a nanoaperture with plasmonic corrugations / H. Aouani, O. Mahboub, E. Devaux, H. Rigneault, T.W. Ebbesen, J. Wenger // *Opt. Express*. — 2011. — T. 19, № 14. — C. 13056 – 13062.
 34. Lenne, P.-F. Fluorescence fluctuations analysis in nanoapertures: physical concepts and biological applications / P.-F. Lenne, H. Rigneault, D. Marguet, J. Wenger // *Histochem. Cell Biol.* — 2008. — T. 130, № 5. — C. 795 – 805.
 35. Heucke, S.F. Placing individual molecules in the center of nanoapertures / S.F. Heucke, F. Baumann, G.P. Acuna, P.M.D. Severin, S.W. Stahl, M. Strackharn, I.H. Stein, P. Altpeter, P. Tinnefeld, H.E. Gaub // *Nano Lett.* — 2014. — T. 14, № 2. — C. 391 – 395.
 36. Wenger, J. Single molecule fluorescence in rectangular nano-apertures / J. Wenger, P.-F. Lenne, E. Popov, H. Rigneault, J. Dintinger, T.W. Ebbesen // *Opt. Express*. — 2005. — T. 13, № 18. — C. 7035 – 7044.
 37. Gerard, D. Nanoaperture-enhanced fluorescence: towards higher detection rates with plasmonic metals / D. Gerard, J. Wenger, N. Bonod, E. Popov, H. Rigneault, F. Mahdavi, S. Blair, J. Dintinger, T.W. Ebbesen // *Phys. Rev. B*. — 2008. — T. 77. — C. 045413.
 38. Lu, G. Plasmonic-enhanced molecular fluorescence within isolated bowtie nano-apertures / G. Lu, W. Li, T. Zhang, S. Yue, J. Liu, L. Hou, Z. Li, Q. Gong // *ACS Nano*. — 2012. — T. 6, № 2. — C. 1438 – 1448.
 39. Ghenuche, P. Nanophotonic enhancement of the Forster resonance energy-transfer rate with single nanoapertures / P. Ghenuche, J. de Torres, S.B. Moparthi, V. Grigoriev, J. Wenger // *Nano Lett.* — 2014. — T. 14, № 8. — C. 4707 – 4714.
 40. Fu, Y. Modification of single molecule fluorescence near metallic nanostructures / Y. Fu, J.R. Lakowicz // *Laser Photon. Rev.* — 2009. — T. 3, № 1 – 2. — C. 221 – 232.

41. Balykin, V.I. Atom nanooptics based on photon dots and photon holes / V.I. Balykin, V.V. Klimov, V.S. Letokhov // *Jetp Lett.* — 2003. — T. 78, № 1 — C. 8 – 12.
42. Balykin, V.I. Atom nano-optics / V.I. Balykin, V.V. Klimov, V.S. Letokhov // *Opt. Photonics News.* — 2005. — T. 16, № 3. — C. 44 – 48.
43. Afanasiev, A.E. Photon transport through the nanohole by a moving atom / A.E. Afanasiev, P.N. Melentiev, A.A. Kuzin, A.Yu. Kalatskiy, V.I. Balykin // *New J. Phys.* — 2016. — T. 18, № 5. — C. 053015.
44. Afanasiev, A.E. Single photon transport by a moving atom / A.E. Afanasiev, P.N. Melentiev, A.A. Kuzin, A.Yu. Kalatskiy, V.I. Balykin // *EPJ Web of Conferences.* — 2015. — T. 103. — C. 06001.
45. Chan, E.A. A 2D plasmono-atomic metamaterial / E.A. Chan, S.A. Aljunid, G. Adamo, M. Ducloy, D. Wilkowski, N.I. Zheludev // 8th International Conference on Materials for Advanced Technologies of the Materials Research Society of Singapore 2015, ICMAT 2015, Suntec, Singapore, 2015.
46. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М. : Наука, 1973.
47. Bethe, H.A. Theory of diffraction by small holes / H.A. Bethe // *Phys. Rev.* — 1944. — T. 66, № 7 – 8. — C. 163 – 182.
48. Bouwkamp, C.J. A note on singularities occurring at sharp edges in electromagnetic diffraction theory / C.J. Bouwkamp // *Physica.* — 1946. — T. 12, № 7. — C. 467 – 474.
49. Bouwkamp, C.J. On the transmission coefficient of a circular aperture / C.J. Bouwkamp // *Phys. Rev.* — 1949. — T. 75. — C. 1608.
50. Bouwkamp, C.J. On the freely vibrating circular disk and the diffraction by circular disks and apertures / C.J. Bouwkamp // *Physica.* — 1950. — T. 16, № 1. — C. 1 – 16.
51. Bouwkamp, C.J. Diffraction theory / C.J. Bouwkamp // *Rep. Prog. Phys.* — 1954. — T. 17. — C. 35 – 100.

52. Flammer, C. The vector wave function solution of the diffraction of electromagnetic waves by circular disks and apertures. I. Oblate spheroidal vector wave functions / C. Flammer // J. Appl. Phys. — 1953. — T. 24, № 9. — C. 1218 – 1223.
53. Flammer, C. The vector wave function solution of the diffraction of electromagnetic waves by circular disks and apertures. II. The diffraction problems / C. Flammer // J. Appl. Phys. — 1953. — T. 24. — C. 1224.
54. Flammer, C. Errata: the vector wave function solution of the diffraction of electromagnetic waves by circular disks and apertures. II. The diffraction problems [J. Appl. Phys. 25, 125 (1954)] / C. Flammer // J. Appl. Phys. — 1954. — T. 25. — C. 543.
55. Levine, H. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite plane screen. I / H. Levine, J. Schwinger // Phys. Rev. — 1948. — T. 74, № 8. — C. 958 – 974.
56. Levine, H. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite plane screen. II. / H. Levine, J. Schwinger // Phys. Rev. — 1949. — T. 75, № 9. — C. 1423 – 1432.
57. Levine, H. On the transmission coefficient of a circular aperture / H. Levine, J. Schwinger // Phys. Rev. — 1949. — T. 75, № 9. — C. 1608 – 1609.
58. Levine, H. On the theory of electromagnetic wave diffraction by an aperture in an infinite plane conducting screen / H. Levine, J. Schwinger // Comm. Pure Appl. Math. — 1950. — T. 3, № 4. — C. 355 – 391.
59. Ehrlich, M.J. Studies of the diffraction of electromagnetic waves by circular apertures and complementary obstacles: the near-zone field / M.J. Ehrlich, S. Silver, G. Held // J. Appl. Phys. — 1955. — T. 26, № 3. — C. 336 – 345.
60. Klimov, V.V. A simple theory of the near field in diffraction by a round aperture / V.V. Klimov, V.S. Letokhov // Opt. Commun. — 1994. — T. 106, № 4 – 6. — C. 151 – 154.
61. Klimov, V.V. New atom trap configurations in the near field of laser radiation / V.V. Klimov, V.S. Letokhov // Opt. Commun. — 1995. — T. 121, № 4 – 6. — C. 130 – 136.

62. Roberts, A. Electromagnetic theory of diffraction by a circular aperture in a thick, perfectly conducting screen / A. Roberts // J. Opt. Soc. Am. A. — 1987. — T. 4, № 10. — C. 1970 – 1983.
63. Roberts, A. Near-zone fields behind circular apertures in thick, perfectly conducting screens / A. Roberts // J. Appl. Phys. — 1989 — T. 65, № 8. — C. 2896 – 2899.
64. Ebbesen, T.W. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays / T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff // Nature. — 1998. — T. 391. — C. 667 – 669.
65. Degiron, A. The role of localized surface plasmon modes in the enhanced transmission of periodic subwavelength apertures / A. Degiron, T.W. Ebbesen // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2005. — T. 7, № 2. — C. S90 – S96.
66. Wannemacher, R. Plasmon-supported transmission of light through nanometric holes in metallic thin films / R. Wannemacher // Opt. Commun. — 2001. — T. 195, № 1 – 4. — C. 107 – 118.
67. Grupp, D.E. Beyond the Bethe limit: tunable enhanced light transmission through a single sub-wavelength aperture / D.E. Grupp, H.J. Lezec, T. Thio, T.W. Ebbesen // Adv. Mater. — 1999. — T. 11, № 10. — C. 860 – 862.
68. Degiron, A. Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal / A. Degiron, H.J. Lezec, N. Yamamoto, T.W. Ebbesen // Opt. Commun. — 2004. — T. 239, № 1 – 3. — C. 61 – 66.
69. Degiron, A. Analysis of the transmission process through single apertures surrounded by periodic corrugations / A. Degiron, T.W. Ebbesen // Opt. Express. — 2004. — T. 12, № 16. — C. 3694 – 3700.
70. Lezec, H.J. Beaming light from a subwavelength aperture / H.J. Lezec, A. Degiron, E. Devaux, R.A. Linke, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal, T.W. Ebbesen // Science. — 2002. — T. 297, № 5582. — C. 820 – 822.
71. Nahata, A. Enhanced nonlinear optical conversion from a periodically nanostructured metal film / A. Nahata, R.A. Linke, T. Ishi, K. Ohashi // Opt. Lett. — 2003. — T. 28, № 6. — C. 423 – 425.

72. Becker, R.S. Surface plasmon dispersion on a single-sheeted hyperboloid / R.S. Becker, V.E. Anderson, R.D. Birkhoff, T.L. Ferrell, R.H. Ritchie // *Can. J. Phys.* — 1981. — Т. 59, № 4. — С. 521 – 529.
73. Klyuchnik, A.V. Plasmons at a hole in a screen / A.V. Klyuchnik, S.Yu. Kurganov, Yu.E. Lozovik // *Phys. Solid State.* — 2003. — Т. 45, № 9. — С. 1793 – 1797.
74. Bonod, N. Differential theory of diffraction by finite cylindrical objects / N. Bonod, E. Popov, M. Neviere // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 2005. — Т. 22, № 3. — С. 481 – 490.
75. Popov, E. Surface plasmon excitation on a single subwavelength hole in a metallic sheet / E. Popov, N. Bonod, M. Neviere, H. Rigneault, P.-F. Lenne, P. Chaumet // *Appl. Opt.* — 2005. — Т. 44, № 12. — С. 2332 – 2337.
76. Baida, F.I. Light transmission by subwavelength annular aperture arrays in metallic films / F.I. Baida, D. van Labeke // *Opt. Commun.* — 2002. — Т. 209, № 1 – 3. — С. 17 – 22.
77. Garcia de Abajo, F.J. Site and lattice resonances in metallic hole arrays / F.J. Garcia de Abajo, J.J. Saenz, I. Campillo, J.S. Dolado // *Opt. Express.* — 2006. — Т. 14, № 1. — С. 7 – 18.
78. Зябловский, А.А. Экстраординарное прохождение света через металлическую плёнку, перфорированную решёткой субволновых отверстий / А.А. Зябловский, А.А. Павлов, В.В. Климов, А.А. Пухов, А.В. Дорофеев, А.П. Виноградов, А.А. Лисянский // *ЖЭТФ.* — 2017. — Т. 152, № 2 (8). — С. 211 – 226.
79. Pendry, J.B. Mimicking surface plasmons with structured surfaces / J.B. Pendry, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal // *Science.* — 2004. — Т. 305, № 5685. — С. 847 – 848.
80. Williams, C.R. Highly confined guiding of terahertz surface plasmon polaritons on structured metal surfaces / C.R. Williams, S.R. Andrews, S.A. Maier, A.I. Fernandez-Dominguez, L. Martin-Moreno, F.J. Garcia-Vidal // *Nat. Photon.* — 2008. — Т. 2, № 3. — С. 175 – 179.
81. Mutlu, M. Diodelike asymmetric transmission of linearly polarized waves using magnetoelectric coupling and electromagnetic wave tunneling / M. Mutlu,

- A.E. Akosman, A.E. Serebryannikov, E. Ozbay // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — T. 108. — C. 213905.
82. Melentiev, P.N. Light transmission asymmetry and optical diode / P.N. Melentiev, A.E. Afanasiev, A.S. Kalmykov, V.I. Balykin // *Eur. Phys. J. D.* — 2017. — T. 71, № 6. — C. 152.
 83. Chin, J.Y. Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation / J.Y. Chin, T. Steinle, T. Wehls, D. Dregely, T. Weiss, V.I. Belotelov, B. Stritzker, H. Giessen // *Nat. Commun.* — 2013. — T. 4. — C. 1599.
 84. Feise, M.W. Bistable diode action in left-handed periodic structures / M.W. Feise, I.V. Shadrivov, Y.S. Kivshar // *Phys. Rev. E.* — 2005. — T. 71. — C. 037602.
 85. De Hoop, A.T. A reciprocity theorem for the electromagnetic field scattered by an obstacle / A.T. de Hoop // *Appl. Sci. Res. B.* — 1960. — T. 8, № 1. — C. 135 – 140.
 86. Weinstein, L.A. *Electromagnetic waves* / L.A. Weinstein. — Russia, Moscow : Radio i Svyaz Press, 1988.
 87. Zyablovsky, A.A. PT-symmetry in optics / A.A. Zyablovsky, A.P. Vinogradov, A.A. Pukhov, A.V. Dorofeenko, A.A. Lisyansky // *Phys.-Usp.* — 2014. — T. 57, № 11. — C. 1063 – 1082.
 88. Schwanecke, A.S. Nanostructured metal film with asymmetric optical transmission / A.S. Schwanecke, V.A. Fedotov, V.V. Khardikov, S.L. Prosvirnin, Y. Chen, N.I. Zheludev // *Nano Lett.* — 2008. — T. 8, № 9. — C. 2940 – 2943.
 89. Menzel, C. Asymmetric transmission of linearly polarized light at optical metamaterials / C. Menzel, C. Helgert, C. Rockstuhl, E.-B. Kley, A. Tünnermann, T. Pertsch, F. Lederer // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — T. 104. — C. 253902.
 90. Xu, T. Visible-frequency asymmetric transmission devices incorporating a hyperbolic metamaterial / T. Xu, H.J. Lezec // *Nat. Commun.* — 2014. — T. 5. — C. 4141.
 91. Zinkiewicz, L. Highly asymmetric near infrared light transmission in an all-dielectric grating-on-mirror photonic structure / L. Zinkiewicz, J. Haberko, P. Wasylczyk // *Opt. Express.* — 2015. — T. 23, № 4. — C. 4206 – 4211.

92. Kavokin, A.V. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures / A.V. Kavokin, I.A. Shelykh, G. Malpuech // *Phys. Rev. B.* — 2005. — T. 72. — C. 233102.
93. Kaliteevski, M. Tamm plasmon-polaritons: possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror / M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, I.A. Shelykh // *Phys. Rev. B.* — 2007. — T. 76. — C. 165415.
94. Weber, M.J. Handbook of optical materials / M.J. Weber. — USA, FL, Boca Raton : CRC Press, 2003.
95. Mooney, R.L. An exact theoretical treatment of reflection-reducing optical coatings / R.L. Mooney // *J. Opt. Soc. Am.* — 1945. — T. 35, № 9. — C. 574 – 583.
96. Mooney, R.L. Theory of an efficient interference filter / R.L. Mooney // *J. Opt. Soc. Am.* — 1946. — T. 36, № 5. — C. 256 – 260.
97. Polster, H.D. Reflection from a multilayer filter / H.D. Polster // *J. Opt. Soc. Am.* — 1949. — T. 39, № 12. — C. 1038 – 1043.
98. Mansuripur, M. Classical optics and its applications / M. Mansuripur. — 2nd ed. — United Kingdom, Cambridge : Cambridge University Press, 2009.
99. Sasin, M.E. Tamm plasmon polaritons: slow and spatially compact light / M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M.A. Kaliteevski, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.Yu. Egorov, A.P. Vasil'ev, V.S. Mikhlin, A.V. Kavokin // *Appl. Phys. Lett.* — 2008. — T. 92. — C. 251112.
100. Sasin, M.E. Tamm plasmon-polaritons: first experimental observation / M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M.A. Kaliteevski, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, I.V. Iorsh, I.A. Shelykh, A.Yu. Egorov, A.P. Vasil'ev, V.S. Mikhlin, A.V. Kavokin // *Superlattices Microstruct.* — 2010. — T. 47, № 1. — C. 44 – 49.
101. Goto, T. Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: optical Tamm state and Faraday rotation / T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky, A.B. Granovsky // *Phys. Rev. B.* — 2009. — T. 79. — C. 125103.

102. Vinogradov, A.P. Surface states in photonic crystals / A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.A. Lisyansky // *Phys.-Usp.* — 2010. — T. 53, № 3. — C. 243 – 256.
103. Kittel, C. Introduction to solid state physics / C. Kittel. — 8th ed. — USA, NJ, Hoboken : John Wiley and Sons, 2005.
104. Pashley, D.W. The growth and structure of gold and silver deposits formed by evaporation inside an electron microscope / D.W. Pashley, M.J. Stowell, M.H. Jacobs, T.J. Law // *Phil. Mag.* — 1964. — T. 10, № 103. — C. 127 – 158.
105. Purcell, E.M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies / E.M. Purcell // *Phys. Rev.* — 1946. — T. 69. — C. 681.
106. Klimov, V.V. Spontaneous emission of an atom in the presence of nanobodies / V.V. Klimov, M. Ducloy, V.S. Letokhov // *Quantum Electron.* — 2001. — T. 31, № 7. — C. 569 – 586.
107. Wylie, J.M. Quantum electrodynamics near an interface / J.M. Wylie, J.E. Sipe // *Phys. Rev. A.* — 1984. — T. 30. — C. 1185.
108. Wylie, J.M. Quantum electrodynamics near interface. II / J.M. Wylie, J.E. Sipe // *Phys. Rev. A.* — 1985. — T. 32, № 4. — C. 2030.
109. Klimov, V.V. Spontaneous emission of an atom placed near the aperture of a scanning microscope / V.V. Klimov // *Jetp Lett.* — T. 78, № 8. — C. 471 – 475.
110. Moon, P. Field theory handbook, including coordinate systems, differential equations and their solutions / P. Moon, D.E. Spencer. — 2nd ed. — Germany, Berlin : Springer-Verlag, 1971.
111. Klimov, V.V. Spontaneous decay rate of an excited molecule placed near a circular aperture in a perfectly conducting screen: an analytical approach / V.V. Klimov, D.V. Guzatov, I.V. Treshin // *Phys. Rev. A.* — 2015. — T. 91. — C. 023834.
112. Flammer, C. Spheroidal wave functions / C. Flammer. — USA, CA, Stanford : Stanford University Press, 1957.
113. Jackson, J.D. Classical electrodynamics / J.D. Jackson. — 3rd ed. — USA, NY, New York : John Wiley and Sons, 1999.

114. Belkina, M.G. Diffraction of electromagnetic waves on certain bodies of revolution / M.G. Belkina, L.A. Weinstein. — Russia, Moscow : Soviet Radio, 1957.
115. Ivanov, Ye.A. Diffraction of electromagnetic waves on two bodies / Ye.A. Ivanov. — Belarus, Minsk : Nauka i Tekhika, 1968.
116. Abramowitz, M. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables / M. Abramowitz, I.A. Stegun. — USA, DC, Washington : National Bureau of Standards, 1972.
117. Komarov, I.V. Spheroidal and coulomb spheroidal functions / I.V. Komarov, L.I. Ponomarev, S.Y. Slavyanov. — Russia, Moscow : Nauka, 1976.
118. Klimov, V.V. Radiative decay of a quantum emitter placed near a metal-dielectric lamellar nanostructure: fundamental constraints / V.V. Klimov, A.A. Pavlov, D.V. Guzatov, I.V. Zabkov, V.D. Savinov // *Phys. Rev. A*. — 2016. — T. 93. — C. 033831.
119. Novotny, L. Allowed and forbidden light in near-field optics. I. A single dipolar light source / L. Novotny // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1997. — T. 14, № 1. — C. 91 – 104.
120. West, P.R. Searching for better plasmonic materials / P.R. West, S. Ishii, G.V. Naik, N.K. Emani, V.M. Shalaev, A. Boltasseva // *Laser Photon. Rev.* — 2010. — T. 4, № 6. — C. 795 – 808.
121. Sachet, E. Dysprosium-doped cadmium oxide as a gateway material for mid-infrared plasmonics / E. Sachet, C.T. Shelton, J.S. Harris, B.E. Gaddy, D.L. Irving, S. Curtarolo, B.F. Donovan, P.E. Hopkins, P.A. Sharma, A.L. Sharma, J. Ihlefeld, S. Franzen, J.-P. Maria // *Nat. Mater.* — 2015. — T. 14. — C. 414 – 420.
122. Palik, E.D. Handbook of optical constants of solids / E.D. Palik. — USA, CA, San Diego : Academic Press, 1998.
123. Xiao, S. Loss-free and active optical negative-index metamaterials / S. Xiao, V.P. Drachev, A.V. Kildishev, X. Ni, U.K. Chettiar, H.-K. Yuan, V.M. Shalaev // *Nature*. — 2010. — T. 466. — C. 735 – 738.