

АВТНОМНАЯ НЕКОММЕРЧЕСКАЯ ОБРАЗОВАТЕЛЬНАЯ
ОРГАНИЗАЦИЯ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«СКОЛКОВСКИЙ ИНСТИТУТ НАУКИ И ТЕХНОЛОГИЙ»

На правах рукописи

Дьяков Сергей Александрович

**Оптические свойства резонансных фотонных
структур в видимом и инфракрасном
диапазонах**

Резюме

диссертации на соискание учёной степени
доктора физических наук

Москва - 2022

Работа выполнена в автономной некоммерческой образовательной организации высшего образования «Сколковский институт науки и технологий»

Научный консультант: д.ф.-м.н., профессор Гиппиус Николай Алексеевич,
Сколковский институт науки и технологий

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

В течение трех прошедших десятилетий изучение взаимодействия излучения с веществом вышло на новый качественный уровень благодаря бурному развитию возможностей контролируемого изготовления нано- и микроструктур с требуемой формой и размерами. Это открыло широкие перспективы создания материалов с уникальными оптическими свойствами, а также предопределило основные направления исследований в физике твердого тела и оптике на годы вперед.

В частности, идея создания источника света, совместимого со стандартной кремниевой технологией, основой современной наноэлектроники, приобрела новый импульс благодаря возможности управления диэлектрическим окружением полупроводниковых квантовых точек. Хорошо известно, что квантовая точка, помещенная в сильно неоднородную диэлектрическую среду, может проявлять оптические свойства, которые в лучшую отличаются от оптических свойств квантовой точки в свободном пространстве с точки зрения интенсивности фотолюминесценции и времени ее релаксации. Поэтому проблема поиска диэлектрического окружения точечных источников света, которой посвящена часть диссертации, безусловно, является важной и актуальной задачей современной фотоники. Помимо этого, неоднородное диэлектрическое окружение излучающих объектов также дает возможность управлять направлением излучения с заданным состоянием поляризации в различных фотонных структурах, что представляет интерес для исследователей, поскольку такие эффекты могут найти применение не только в оптоэлектронике, но и в квантовой обработке информации, биодетектировании и оптической фильтрации.

Параллельно с исследованиями в области кремниевой фотоники, научное сообщество привлекают также и альтернативные платформы для наноэлектроники, как плазмоники, поляритоники, графеновая электроника, фотоника метаповерхностей и т.д. Преимуществом плазмоники по сравнению с традиционной полупроводниковой фотоникой является способность наноплазмонных систем локализовать свет на гораздо меньших масштабах, что выглядит очень привлекательным с точки зрения реализации оптической связи между элементами чипа и между соседними чипами.

Одним из перспективных способов управления оптическими свойствами диэлектрических и плазмонных наносистем является использование магнитооптических эффектов в материалах с магнитными наноструктурами. Такие структуры в настоящее время привлекают большое внимание, поскольку они представляют собой основу потенциала магнитооптических эффектов для хранения данных, для использования в системах оптической изоляции, в различных магнитных и биологических сенсорах. Магнитооптические эффекты также могут быть использованы для реализации сверхбыстрых оптических переключателей в нанопотонных схемах, где вместо медленно меняющегося внешнего магнитного поля применяются короткие радиочастотные или оптические импульсы для управления динамикой намагничивания в магнитных средах.

Другим разделом фотоники, интересным как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения является изучение ближнепольного радиационного теплопереноса в вакууме между различными микроструктурами. Как известно, при уменьшении расстояния между объектами вплоть до субмикронных, интенсивность теплообмена между ними возрастает на порядки по сравнению со случаем дальнепольного радиационного теплообмена. Такое гигантское усиление можно использовать для изготовления микро- и наноструктур с искусственно созданной теплопроводностью, что представляет большой интерес для приложений, где необходимо эффективно управлять теплом, например, в термофотовольтаике.

Все описанные перспективные системы и эффекты являются темой настоящей диссертационной работы, что обуславливает ее **актуальность**. Таким образом, основная тема работы — изучение взаимодействия излучения с веществом в диэлектрических и металл-диэлектрических наноструктурах, в том числе в полупроводниковых фотоннокристаллических слоях и одиночных нанообъектах.

Целью данной работы является теоретическое исследование влияния ближнепольного перераспределения поля резонансных состояний неоднородных нано- и микрообъектов на их оптические свойства в видимом и инфракрасном диапазонах, а также изучение возможности создания на основе выявленных закономерностей новых устройств фотоники и оптоэлектроники.

Для достижения поставленной цели в работе ставятся и решаются следующие задачи:

1. реализовать в виде программ алгоритм для расчета оптических свойств послойно-периодических структур в формализме Фурье-модального метода с использованием матрицы рассеяния;
2. исследовать влияние перераспределения поля на оптические свойства диэлектрических и металл-диэлектрических фотоннокристаллических структур, такие как спектры отражения, пропускания, фотолюминесценции и поперечного магнито-оптического эффекта Керра;
3. исследовать излучательные характеристики точечных источников света, содержащихся в диэлектрическом двумерно-периодическом волноводе с точки зрения возможности получения узких резонансных линий в спектрах их фотолюминесценции;
4. изучить возможность использования двумерно-периодических волноводных слоев с хиральным профилем метаповерхности для создания циркулярно-поляризованного излучения и управления им в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне;
5. изучить влияние собственных мод таких наносистем, как слоистые структуры, метаповерхности и одиночные нанообъекты, на фактор Парселла расположенных в них электрических диполей;
6. исследовать особенности ближнепольного радиационного теплопереноса между однородными пластинами полярных материалов в статическом и динамическом случаях.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Возникновение квазиволноводных мод в магнитоплазмонных кристаллах с магнетитом, покрытом периодическим массивом золотых полосок, приводит к широкополосному усилению магнитооптического эффекта Керра в геометрии пропускания по сравнению со случаем однородного магнетита без золотых полосок.
2. В клинообразных полупроводниковых структурах фактор Парселла расположенных в них квантовых точек существенно зависит от толщины буферного слоя, отделяющего излучающий слой от подложки. Этот факт позволяет находить вероятность излучательной

и безызлучательной рекомбинации этих квантовых точек, а также их внутреннюю квантовую эффективность.

3. Резонансное перераспределение поля золотых наностолбиков, покрытых тонким слоем пористого диоксида кремния, приводит к усилению фактора Парселла расположенных вблизи этой системы излучателей света, а также к существованию оптимальных геометрических параметров этой системы с точки зрения интенсивности фотолюминесценции.
4. В фотоннокристаллическом полупроводниковом волноводном слое, содержащем излучающие квантовые точки, спектры фотолюминесценции содержат высокочастотные пики, связанные с запрещенными по симметрии связанными состояниями в континууме. В гексагональной фотоннокристаллической решетке не только синглетные, но и дублетные связанные состояния в континууме могут быть использованы для получения высокочастотных пиков в спектрах фотолюминесценции квантовых точек.
5. Резонансное перераспределение поля в двойном хиральном периодическом волноводном слое приводит к эффекту идеальной вертикальной маршрутизации излучения расположенного в нем циркулярно-поляризованного диполя.
6. Резонансное перераспределение поля в хиральном периодическом волноводном слое на длинах волн инфракрасного диапазона приводит к эффекту циркулярного-поляризованного теплового излучения такой структуры с высокой степенью круговой поляризации.
7. Интенсивность ближнепольного радиационного теплообмена между двумя однородными параллельными пластинами, время их термализации, а также их равновесные температуры существенно зависят от толщин пластин и расстояния между ними.
8. В системе однородных параллельных пластин диоксида кремния и диоксида ванадия, находящихся в вакууме и обменивающихся тепловой энергией радиационным способом, фазовый переход первого рода в диоксиде ванадия приводит к появлению эффектов тепловой бистабильности и тепловых автоколебаний при приложенном внешнем источнике энергии.

Научная ценность и новизна работы заключается в том, что в ней систематически изучены особенности взаимодействия света с веществом в наиболее сложном случае структур с характерным пространственным масштабом, соизмеримым с длиной волны света в видимом, ближнем инфракрасном и среднем инфракрасном диапазонах. В результате выполнения работы выявлен ряд новых закономерностей, систем и явлений, ранее не исследованных и не упоминавшихся в литературе, а именно:

- впервые продемонстрировано и всесторонне изучено многократное широкополосное усиление поперечного магнитооптического эффекта Керра в магнитоплазменных структурах с самым распространенным на Земле магнитным материалом — магнетитом;
- впервые продемонстрировано и всесторонне изучено усиление спонтанной эмиссии германиевых квантовых точек в кремниевом фотоннокристаллическом волноводе с гексагональной решеткой, обусловленное защищенными по симметрии связанными состояниями в континууме;
- впервые предложен идеальный вертикальный маршрутизатор фотонов на основе двойного хирального периодического волновода и объяснен принцип его работы с точки зрения симметрии структуры;
- впервые продемонстрирован хиральный фотоннокристаллический волновод, тепловое излучение которого циркулярно поляризовано без приложенного внешнего магнитного поля;
- теоретически обнаружены эффекты ближнепольной тепловой бистабильности и тепловых автоколебаний в системе параллельных пластин диоксида кремния и диоксида ванадия, обменивающихся тепловой энергией радиационным способом.

Практическая значимость работы заключается в том, что полученные результаты могут быть использованы в качестве фундаментальных физических эффектов, лежащих в основе будущих устройств фотоники и оптоэлектроники.

Достоверность результатов, полученных в работе над диссертацией, подтверждается многократно проверенным согласием теоретических расчетов с экспериментальными данными, полученными в ведущих российских и зарубежных научных центрах.

Апробация работы. Результаты, вошедшие в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на: симпозиумах «Нанозифика и наноэлектроника» (Нижний Новгород 2019, 2020 и 2021), международных конференциях по метаматериалам и нанофотонике «Метанано» (Санкт-Петербург 2021, 2020, 2019, Сочи 2018), 14-й всероссийской конференции по физике полупроводников (Новосибирск 2019), международных конференциях по метаматериалам, фотонным кристаллам и плазмонике «Мета» (Лиссабон 2019, Нью-Йорк 2015), международной конференции по физике полупроводников «ICPS» (Монпелье 2018), 2-м международном симпозиуме «Передовые исследования в области химии и биомедицины» (Томск 2018), 26-м международном симпозиуме «Наноструктуры: физика и технология» (Минск, 2018), 4-м ежегодном мировом конгрессе «Умные материалы» (Осака 2018), Русско-французских семинарах по наноструктурам и нанотехнологиям (Суздаль 2017, Клермон-Ферран 2019), международных симпозиумах по электромагнетизму «PIERS» (Санкт-Петербург 2017, Шанхай 2016, Прага 2015, Гуанчжоу 2014), международной конференции по физике электронных материалов «EMRS» (Варшава 2017), 10-м международном конгрессе «Передовые электромагнитные материалы в микроволнах и оптике» (Крит, 2016), ежегодном международном конгрессе «Дни дифракции» (Санкт-Петербург 2016), международном симпозиуме SPIE «Оптика + оптоэлектроника» (Прага 2015), ежегодной международной конференции «Оптика и фотоника в Швеции» (Гетеборг, 2014), 4-й международной конференции по передовым исследованиям в оптоэлектронике и микро- и нанооптике «АОМ» (Ханчжоу 2014), международной конференции «Микро+нано материалы, устройства и применения» (Мельбурн 2013).

Кроме того, вошедшие в диссертационную работу результаты докладывались и обсуждались на Низкоразмерном семинаре (ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург 2020), на семинаре научной группы проф. Мин Чу (Университет Джедзян, г. Ханчжоу, Китай, 2014), а также на семинаре проф. Минору Фуджи (Университет г. Кобе, Япония, 2018).

Основное содержание работы изложено в 15 публикациях повышенного уровня [A1—A15] и 3 публикациях стандартного уровня [B1—B3]. За время работы над диссертацией автор также опубликовал 28 статей по темам, не

вошедших в диссертацию [C1—C28], и сделал 11 приглашенных докладов на международных конференциях [D1—D11].

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена описанию методов расчета оптических свойств нано- и микроструктур, которые являются объектом исследования настоящей диссертации. Во вводной части приведен обзор основных теоретических методов вычислительной электродинамики, проанализированы их достоинства и недостатки.

В первом разделе первой главы подробно рассказано о Фурье-модальном методе — основном вычислительном инструменте, используемом при выполнении исследований в рамках диссертации, а во втором разделе кратко описан метод граничных элементов.

Во второй главе исследуется влияние зонной структуры оптических резонансов на оптические свойства периодических волноводных и волноводно-плазмонных структур. В разделе 2.1 изучается фотолюминесцентный (ФЛ) отклик нанокристаллов кремния в структурах с золотыми нанополосками. Интерес к такому исследованию связан с тем, что квантовая точка, помещенная в сильно неоднородную диэлектрическую среду, может проявлять оптические свойства, которые сильно отличаются от оптических свойств квантовой точки в свободном пространстве [1]. С оптической точки зрения, в приближении слабой интенсивности накачки и достаточно малой скорости безызлучательной рекомбинации, интенсивность излучения квантовой точки в дальнее поле пропорциональна произведению эффективности возбуждения и эффективности выхода излучения в дальнее поле; общая интенсивность ФЛ задается суммированием таких произведений по всем нанокристаллам кремния:

$$I = \sum_i \left| \vec{E}(\hbar\omega_{\text{exc}}, \boldsymbol{\kappa}_{\text{exc}}, \mathbf{r}_i) \right|^2 \times \left| \vec{E}(\hbar\omega_{\text{PL}}, \boldsymbol{\kappa}_{\text{PL}}, \mathbf{r}_i) \right|^2, \quad (1)$$

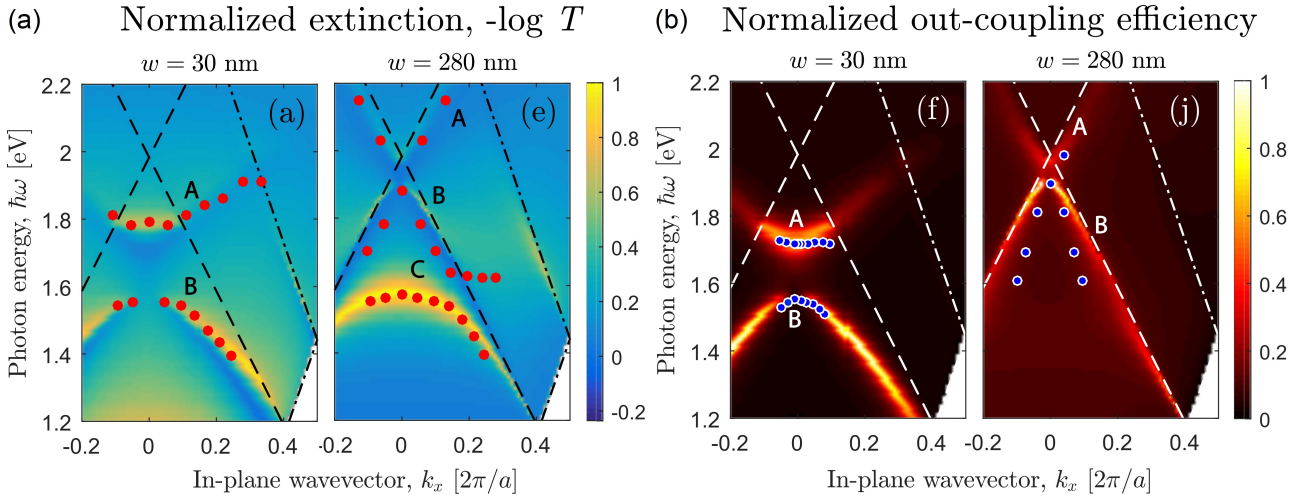


Рис. 1 — Расчетные зависимости от волнового вектора и энергии фотона коэффициента экстинкции (а) и излучательной способности (б) для ТМ поляризации. Точки на обоих графиках соответствуют пикам на экспериментальных спектрах. Из работы [A11].

где \vec{E} — электрический вектор падающей плоской электромагнитной волны, вычисленный при энергиях фотона $\hbar\omega$ и горизонтальной проекции волнового вектора \mathbf{k} возбуждения или ФЛ в координате излучателя \mathbf{r}_i . Данный раздел посвящен изучению влияния оптических резонансов металл-диэлектрических решеток на оба указанных фактора.

Исследуемая структура представляет собой массив воздушных щелей в золотой пленке толщиной 20 нм, нанесенной на кварцевую подложку, покрытую тонкой пленкой SiO_2 с нанокристаллами кремния¹. Показано, что спектры экстинкции и фотолюминесценции имеют несколько семейств пиков, которые приписываются поверхностным плазмон-поляритонам, локализованным поверхностным плазмонам или квазиволноводным модам в зависимости от ширины воздушной щели; построено распределение полей этих мод. Показан также плавный переход между поверхностными плазмон-поляритонами и локализованными плазмонами при изменении ширины воздушной щели, w . Расчетные зависимости от волнового вектора и энергии фотона коэффициента экстинкции и излучательной способности для ТМ поляризации показаны на Рис. 1. На этих зависимостях мода C представляет собой локализованный поверхностный плазмон, который с увеличением w смещается в сторону более высоких энергий и взаимодействует с нижней квазиволноводной модой B .

¹Образцы с нанокристаллами кремния изготавливались в группе проф. Маргит Захариас, Университет Фрайбурга, Германия, золотые полосы наносились методом электронной литографии Александром Марининым в Королевской Технической Школе, Стокгольм, Швеция, измерения проводились Денисом Жигуновым на физическом факультете МГУ.

Благодаря сильной связи между локализованной поверхностной плазмонной модой C и квазиволноводной модой B , появляется гибридная мода волноводного плазмон-поляритона [2], приводящая к усилению интенсивности ФЛ на соответствующих длинах волн. Эта гибридная мода имеет две ветви B и C , расщепление Раби между ними составляет около 100 мэВ. Наконец, проанализировано как положение нанокристалла кремния в структуре влияет на его вклад в общую интенсивность ФЛ. Показано, что в режиме поверхностного плазмон-поляритона основной вклад в интенсивность ФЛ вносят приповерхностные нанокристаллы кремния. В волноводном режиме, когда ширина воздушной щели велика, основной вклад в ФЛ вносят кремниевые нанокристаллы в глубине излучающего слоя. В обоих случаях распределение вклада нанокристаллов кремния в общую интенсивность ФЛ сильно неоднородно.

Раздел 2.2 посвящен спектрам отражения опаловых фотонных кристаллов, покрытых слоем $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (GST). Опал — это форма аморфного кремнезема, состоящий из периодического массива сферических шариков SiO_2 . Оптические свойства опалов во многом определяются конфигурацией его фотоннокристаллической решетки, включая ее период, показатель преломления и ориентацию. Природные опалы имеют диаметр шариков порядка несколько сотен нанометров, поэтому они имеют фотонную стоп-зону в видимом спектральном диапазоне электромагнитных волн. Поскольку спектральное положение фотонной стоп-зоны зависит от угла наблюдения, для благородных опалов характерен радужный перелив цветов — опалесценция. Оптические свойства опала можно эффективно изменять путем механической деформации решетки фотонного кристалла [3; 4] или формы опаловых частиц [4]. Другой способ изменить оптические свойства опала — это контролировать геометрию и состав его поверхности. Целью данного раздела является выявление происхождения аномалий Вуда в оптическом отражении опалов, покрытых материалом с высоким показателем преломления GST [5]. Для этого был проведен анализ собственных мод, смоделированы спектры отражения и рассчитаны распределения электромагнитного поля в ближней зоне в опаловых структурах.

Образцы исследуемых гибридных структур состоят из 1 и 16 монослоев сфер аморфного диоксида кремния диаметром ≈ 645 нм, выращенных²

²Изготовление образцов опала и экспериментальные измерения были выполнены в ФТИ им. Иоффе под руководством Александра Борисовича Певцова.

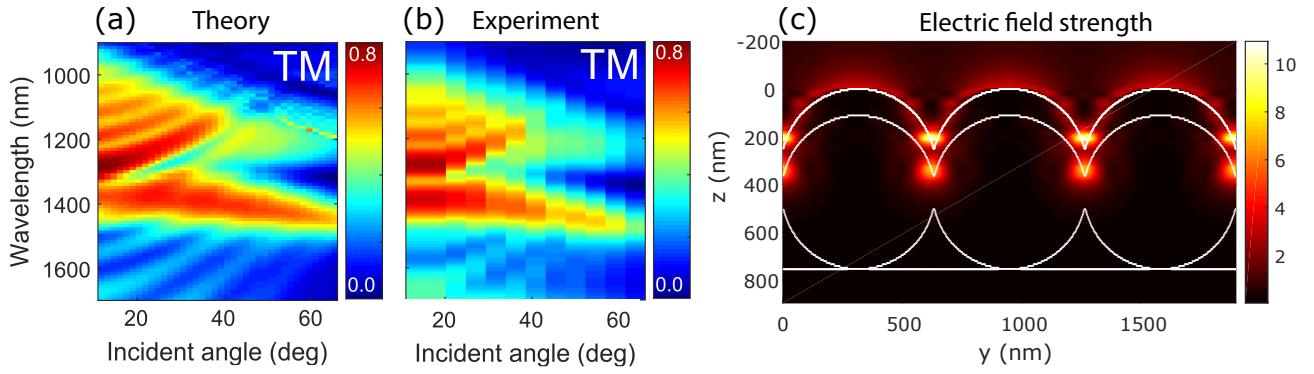


Рис. 2 — Теоретический (а) и экспериментальный (б) спектр отражения ФК структуры GST225/опал в зависимости от угла падения в ТМ-поляризации. (с) Напряженность электрического поля падающей электромагнитной волны при $\lambda = 1310$ нм, $\theta = 56^\circ$ в ТМ поляризации. Толщина покровного слоя GST225 для всех панелей составляет $h = 110$ нм.

на подложке из плавленого кварца и покрытых пленкой GST225 толщиной ≈ 110 нм. Теоретические и экспериментальные коэффициенты отражения исследуемых структур показаны на Рис. 2, из которого видно, что в спектрах есть два пика, которые смещаются в красную сторону с увеличением угла падения. Эти пики являются аномалиями Вуда-Фано, соответствующие двум различным квазिवолноводным модам. Значение пикового коэффициента отражения монотонно возрастает с уменьшением угла падения, достигая максимума при нормальном падении ($\theta = 0$). При очень малых углах θ аномалии Вуда-Фано сливаются в широкую полосу. В диссертации показано, что причиной возникновения квазिवолноводных мод является существование покровного слоя GST, проницаемость которого больше, чем у диоксида кремния. На Рис. 2с показано распределение электрического поля в таких модах, из которого видно, что оно, в основном, локализовано в приповерхностной области в зазорах между опаловыми сферами. Наконец, экспериментальный спектр отражения однослойной опаловой структуры аппроксимирован лоренцевой функцией, соответствующей резонансу Фано, и определены ее параметры.

В разделе 2.3 изучается поперечный магнито-оптический эффект Керра в структурах с магнетитом. Магнитооптические эффекты в материалах с магнитными наноструктурами в настоящее время привлекают большое внимание, поскольку они позволяют управлять интенсивностью отраженного и проходящего света [6]. Это основа потенциала магнитооптических эффектов для хранения данных [7], для использования в системах оптической изоляции [8], в различных магнитных [9] и биологических сенсорах [10], а также в оп-

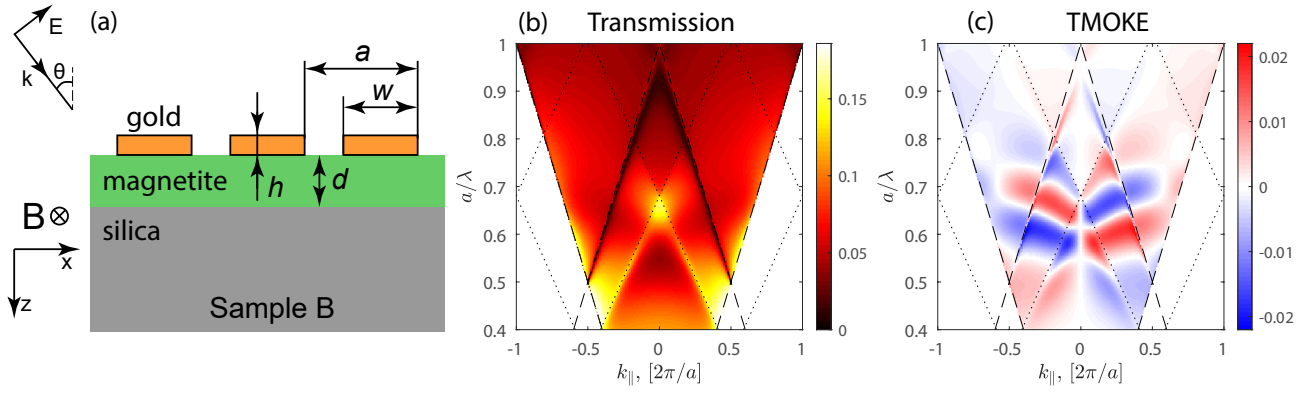


Рис. 3 — (a) Схема магнитоплазмонного кристалла. Во всех образцах толщина пленки магнетита $d = 100$ нм, период решетки $a = 580$ нм, ширина золотых нанополосок $w = 400$ нм. Расчетные коэффициенты пропускания (b), и ТМОКЕ (c) как функция k_x и a/λ .

тической фильтрации [11]. Магнитооптические эффекты также могут быть использованы для реализации сверхбыстрых оптических переключателей в нанопотонных схемах, где вместо медленно меняющегося внешнего магнитного поля применяются короткие радиочастотные или оптические импульсы для управления динамикой намагничивания в магнитных средах [12]. В данном разделе исследуются магнитоплазмонные кристаллы, состоящие из пленки магнетита с массивами золотых нанополосок³. Большой интерес к эффекту ТМОКЕ в магнетитах связан с тем, что этот материал является самым магнитным из всех природных минералов на Земле.

Оптические свойства намагниченного магнетита макроскопически описываются недиагональным тензором диэлектрической проницаемости, который в линейном приближении для намагниченности имеет вид:

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon & -ig_z & ig_y \\ ig_z & \epsilon & -ig_x \\ -ig_y & ig_x & \epsilon \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость магнетита в отсутствие намагниченности. Все диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости равны, поскольку в нанокристаллических пленках Fe_3O_4 отсутствует анизотропия. Комплексный вектор гирации $\vec{g} = (g_x, g_y, g_z)$ пропорционален намагниченности $\vec{g} = \alpha \vec{M}$, где коэффициент пропорциональности α не зависит от направления намагничивания. В диссертации также была определе-

³Изготовление образцов с магнетитом и экспериментальные измерения были произведены в ФТИ им. Иоффе, Санкт-Петербург и Университете г. Дортмунда, Германия.

на комплексная гирация путем измерения фарадеевского вращения и эллиптичности однородного слоя магнетита на подложке SiO_2 , когда направление распространения света было параллельно направлению магнитного поля и перпендикулярно плоскости слоя и построена модель диэлектрической проницаемости магнетита по модели Друде-Лоренца [13].

Результирующие зависимости коэффициента пропускания и величины ТМОКЕ от k_{\parallel} и a/λ показаны на Рис. 3b,c. Из-за высокого поглощения в магнетите спектры пропускания не имеют резких резонансных пиков, которые обычно наблюдаются для периодических планарных волноводов с низким поглощением или магнитоплазмонных кристаллов как в работах. При этом спектры ТМОКЕ оказываются довольно информативными, поскольку они демонстрируют изменения цвета (белые полосы), которое часто, но не всегда, может быть связано с конкретным резонансом, слабо видимым в спектре пропускания. В диссертации показано, что если некоторый резонанс на частоте $\omega_0 - i\gamma$, описываемый лоренцианом $L_0(\omega)$ изменяет спектральное положение под действием внешнего магнитного поля на величину $\Delta\omega$, то результирующий сигнал ТМОКЕ в этом случае принимает вид

$$\delta = \frac{4\Delta\omega(\omega - \omega_0)L_0(\omega)}{I_0\gamma^2}, \quad (3)$$

Это выражение объясняет изменение знака величины ТМОКЕ на резонансной частоте ω_0 . Таким образом, спектры ТМОКЕ, в целом, обеспечивают лучший контраст для наблюдения резонанса, чем спектры пропускания. В диссертации также приведено описание экспериментальной демонстрации усиления ТМОКЕ и показано, что полученные экспериментальные данные хорошо описываются теоретической моделью.

Третья глава посвящена исследованию влияния симметрии фотоннокристаллических (ФК) слоев на их излучательные характеристики. В разделе 3.1 приводится изучение связанных состояний в континууме (ССК) и люминесцентных свойств ФК слоев с германиевыми квантовыми точками⁴ (Рис. 4а). ССК представляют собой пространственно локализованные состояния, невидимые из дальнего поля, несмотря на то, что их энергия лежит

⁴Все экспериментальные данные в этой главе получены Маргаритой Владимировной Степиховой, а образцы изготовлены Алексеем Витальевичем Новиковым из Института физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород.

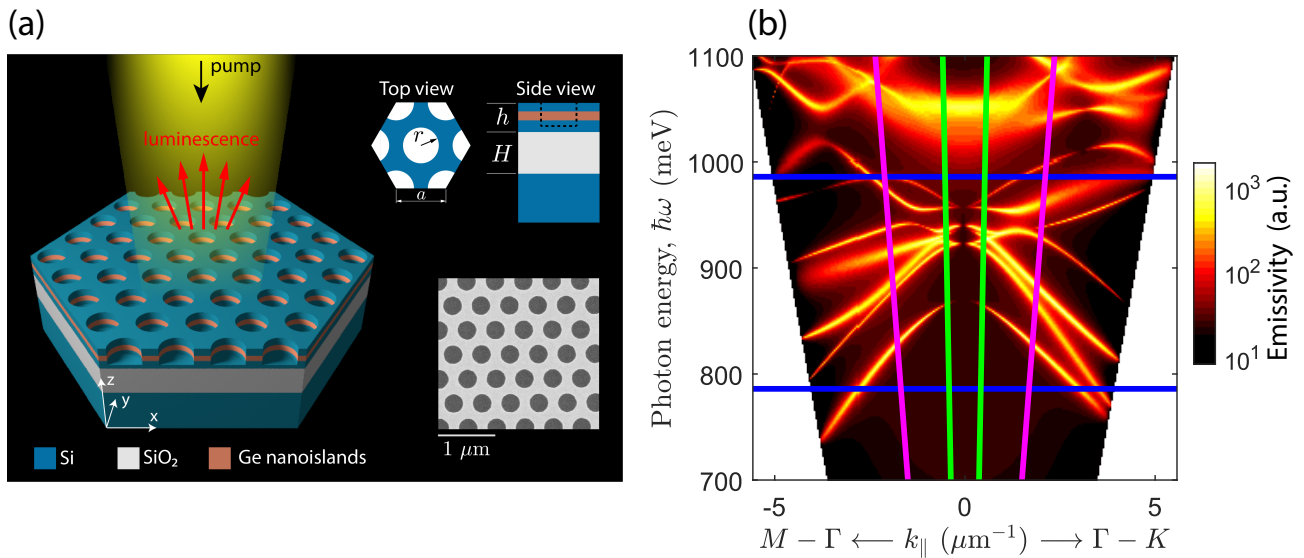


Рис. 4 — (а) Схема фотоннокристаллического слоя (ФКС) с 5 слоями Ge nanoостровков. На вставках показаны вид сверху и сбоку ФКС и изображение ФКС с воздушными порами в матрице Si, полученное на сканирующем электронном микроскопе. (б) Зависимость коэффициента излучения от энергии фотона и волнового вектора в плоскости, рассчитанная для решетки с $a = 570$ нм и $r/a = 0.26$. Зеленые и розовые линии на панели обозначают световые конуса, отвечающие углам выхода $\alpha = 6^\circ$ и $\alpha = 25^\circ$, из которых свет собирается в двух методах измерения ФЛ, описанные в диссертации. Синие линии ограничивают энергетический диапазон собственной фотолуминесценции nanoостровков Ge. Цветовая шкала логарифмическая.

выше светового конуса окружающей среды. По сути, ССК возникают из-за деструктивной интерференции, когда две или более волны накладываются друг на друга, в результате чего радиационные потери полностью подавляются. Из-за этого, их теоретическое радиационное время жизни стремится к бесконечности. Несмотря на более чем 20-летнюю историю ССК, эти резонансы в основном рассматривались в вертикально-симметричных структурах с квадратной ФК решеткой. Хотя гексагональные решетки чаще используются для создания полостей фотонных кристаллов с высокой добротностью и для связи дальнего поля с ближним [14–16], они получили гораздо меньше внимания со стороны исследователей ССК. В этой работе мы изучаем усиление ФЛ от ССК самоорганизующихся nanoостровков Ge, встроенных в ФК слой с гексагональной решеткой.

Рассчитанная излучательная способность ФК слоя от энергии фотона, $\hbar\omega$, и горизонтальной проекции волнового вектора, $k_{||}$ показана на Рис. 4b. Показанная излучательная способность содержит множество резонансов, которые представляют собой квазиволноводные моды, гибриди-

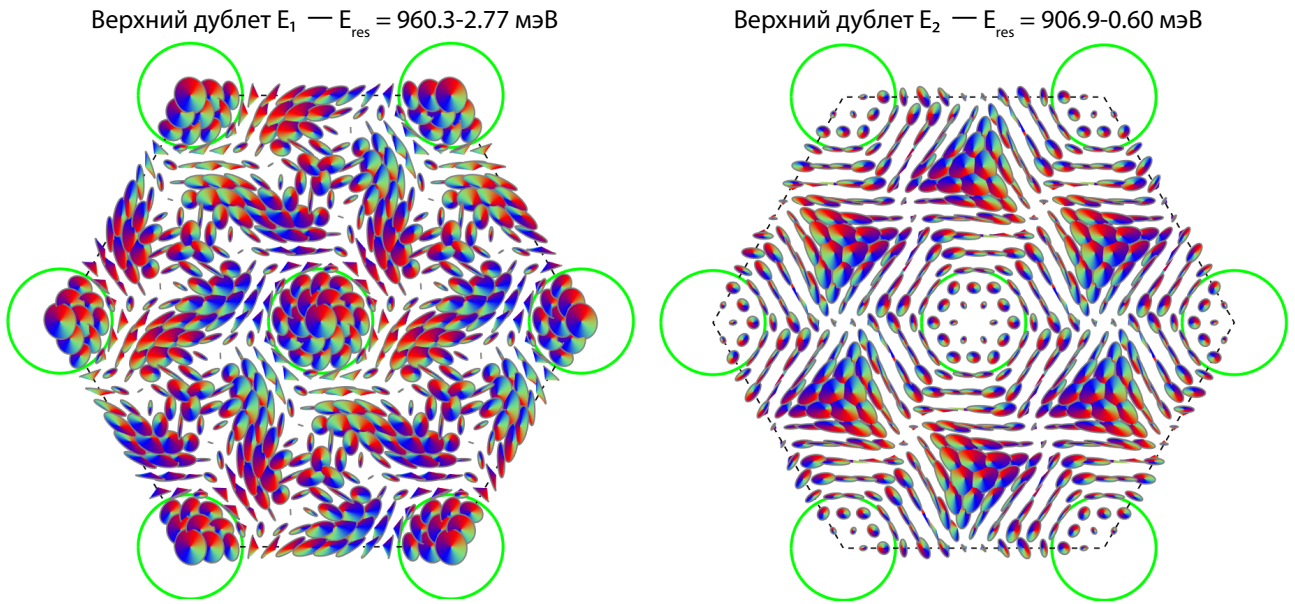


Рис. 5 — Фазовое представление электрического поля в верхнем дублете E_1 и в верхнем дублете E_2 для ФКС с $a = 600$ нм и $r/a = 0.24$.

зованные в результате сворачивания волноводных мод однородного эффективного волновода в первую зону Бриллюэна. Видно, что в Γ -точке некоторые моды дважды вырождены, т.е. являются дублетами, в то время как вне Γ -точки вырождение снимается, такие моды являются синглетами. Теория групп предсказывает что для гексагональной C_{6v} -симметричной структуры в Γ -точке есть четыре синглета и четыре дублета первого порядка. Поскольку все резонансы имеют дисперсию с k_{\parallel} , резонансные пики, которые появляются в измеренных спектрах ФЛ, неоднородно уширяются из-за ненулевой числовой апертуры собирающей линзы. Кроме того, спектры ФЛ имеют резонансные пики разной ширины. Как показано в диссертации, экспериментальная добротность пиков составила от 150 до 2200.

Для того чтобы объяснить различия между добротностями разных резонансов, была рассмотрена симметрия поля квазиволноводных мод (пример показан на Рис. 5). Из рисунков, приведенных в диссертации видно, что распределения интенсивности в синглетах являются C_{6v} симметричными в соответствии с симметрией ФК слоя. В случае дублетов профиль интенсивности в собственных модах не может быть C_{6v} -симметричным, однако можно выбрать базис собственных функций так, чтобы интенсивности поля в них имели симметрию C_6 . Распределения величины E_z в синглетах и дублетах имеют более сложную симметрию. Теория групп определяет симметрию собственной

моды набором характеров χ , которые характеризуют то, как преобразуется мода при действии каждой операции симметрии в точечной группе.

Понимание симметрии мод имеет прямое практическое значение. А именно, тип симметрии моды позволяет предсказать, может ли она взаимодействовать с дальним полем в Γ -точке. Связь собственной моды со свободным пространством возможна, когда интеграл перекрытия γ отличен от нуля:

$$\gamma = \iint_{cell} \left(\vec{E}_{fs}^* \times \vec{H}_{mode} + \vec{E}_{mode}^* \times \vec{H}_{fs} \right) dS, \quad (4)$$

где dS — элемент площади ФК ячейки, индексы fs и $mode$ обозначают электрические и магнитные поля в свободном пространстве и в моде. Анализируя характеры неприводимых представлений точечной группы C_{6v} , можно сделать вывод, что в симметричной гексагональной решетке C_{6v} только дублет E_1 открыт для связи с дальним полем, а все синглеты и дублет E_2 , закрыты. Такие закрытые моды называются *запрещенными по симметрии связанными состояниями в континууме* [17; 18]. Излучательная способность квантовых точек на частотах этих мод в Γ -точке подавлена. Из Рис. 6b видно, что есть еще одна точка в k -пространстве, помимо Γ , где излучательная способность подавлена, а резонанс имеет нулевую ширину, а именно $k_{\parallel} = 0.4 \text{ мкм}^{-1}$ вдоль направления Γ -М. Это связанное состояние в континууме типа Фридриха-Винтгена [19], которое является результатом деструктивной интерференции между модами с аналогичными диаграммами направленности в дальней зоне [20].

Поскольку излучательная способность ССК в Γ -точке строго равна нулю, возможность наблюдения пиков, связанных с ССК, в спектрах ФЛ зависит от мощности омических потерь и телесного угла, в который собирается сигнал ФЛ. Для того чтобы продемонстрировать это, мы вычислили зависимость от горизонтальной проекции волнового вектора максимальной излучательной способности вблизи синглета B_1 для различных параметров n'' , моделирующих омические потери [21] в предположении фиксированной плотности наностроек Ge (Рис. 6а). Примечательно, что до тех пор пока потери на поглощение невелики ($n'' \leq 0.01$), максимальная пиковая излучательная способность примерно обратно пропорциональна n'' . Следовательно, даже при относительно высоком поглощении (например, $n'' = 10^{-2}$) пиковая

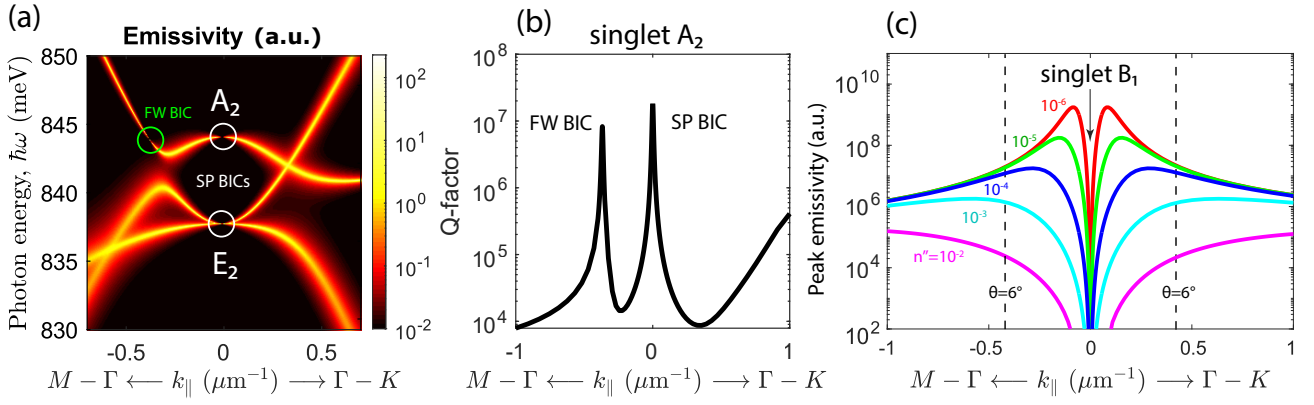


Рис. 6 — (a) Расчетная зависимость от энергии и волнового вектора фотона излучательной способности вблизи Γ -точки. Выделены защищенные по симметрии ССК (SM) и ССК типа Фридриха-Винтгена (FW). (b) Расчетная добротность синглета A_1 вблизи Γ -точки. (c) Зависимость от волнового вектора пика излучательной способности, рассчитанная вблизи синглета B_1 для различных мнимых частей комплексного показателя преломления n'' слоя SiGe. Параметры ФКС: $a = 600$ нм и $r/a = 0.2$ и для панелей (a) и (b) $n_{\text{eff}}(\text{SiGe}) = 3.12 + 10^{-6}i$.

ФЛ становится измеримой при условии, что сигнал ФЛ собирается достаточно далеко Γ -точки. При большом поглощении, однако, добротность резонанса будет ниже. Таким образом, для получения резонансных пиков с высокой добротностью можно использовать преимущество ССК в ФК слоях без потерь.

В разделе 3.2 представлена идея идеального вертикального маршрутизатора излучения диполей, расположенных внутри D_4 -симметричной структуры, представляющей собой кремниевую мембрану с хиральной морфологией (Рис. 7а). Она состоит из однородной пластины, расположенной между двумя ФК слоями, зеркально-симметричными друг к другу относительно вертикальной плоскости. Расчетные нормированные спектры излучательной способности σ^+ диполей в центре элементарной ячейки оптимизированной хиральной метамембраны в направлении вертикально вверх и вниз показаны на Рис. 7б. Видно, что на длине волны 1550 нм, излучательная способность в одно из направлений полностью подавлена, что объясняется эффектом Фано.

Такая асимметрия описывается количественно при помощи эффективности маршрутизации η^+ и η^- , а также полной эффективности маршрутизации η^{tot} как

$$\eta^{\pm} = \frac{I_{\text{u}}^{\pm} - I_{\text{d}}^{\pm}}{I_{\text{u}}^{\pm} + I_{\text{d}}^{\pm}}, \quad \eta^{\text{tot}} = -\eta^+ \eta^- . \quad (5)$$

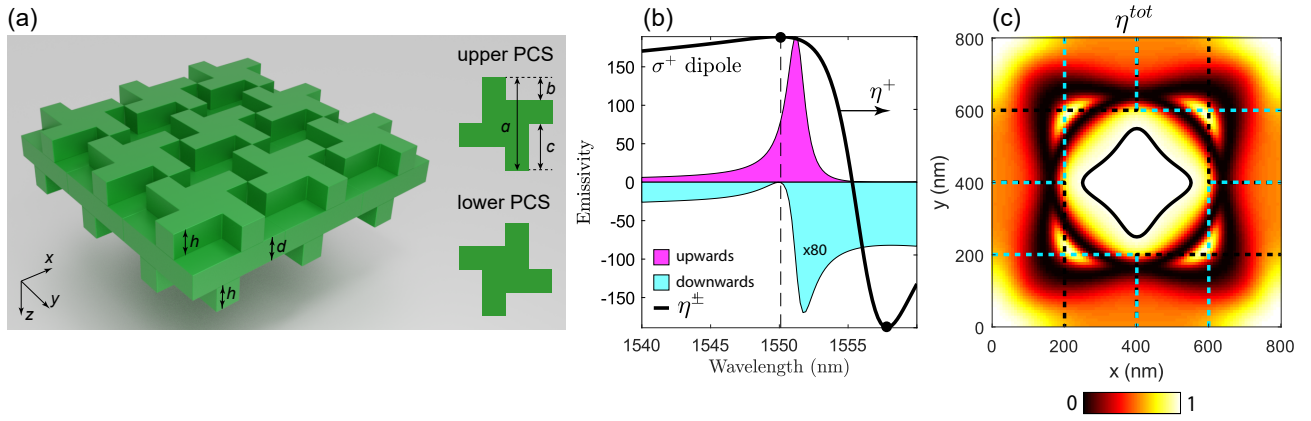


Рис. 7 — (a) Схема кремниевой структуры с хиральными ФКС с параметрами: $a = 801$ нм, $b = a/4$, $c = a/2$, $h = 686$ нм, $d = 401$ нм, а также элементарные ячейки верхнего и нижнего ФКС. (b) Нормированные излучательные способности в направлении вверх (розовая площадь) и вниз (синяя площадь) σ^+ диполя. Черная линия показывает соответствующий коэффициент маршрутизации η^\pm . (c) Зависимость полной эффективности маршрутизации от расположения σ^+ диполя на xy -плоскости, проходящей через центр ячейки. Голубые и черные пунктирные линии на панелях показывают границы веществ в верхнем и нижнем ФК слоях.

Для практической реализации представляет интерес исследования устойчивости этого эффекта относительно положения диполя. Зависимость излучательной способности вверх от положения диполя в горизонтальной плоскости, проходящих через центр элементарной ячейки, показана на Рис. 7с. Видно, что эта зависимость имеет максимум в центральной части ячейки. В диссертации также показано, что эффективная маршрутизация возможна для диполей, находящихся в достаточно большом объеме элементарной ячейки. Если квантовая точка, находящаяся в этом объеме, претерпевает спин-поляризованный переход, ее излучение вверх или вниз будет сильно подавлено.

В этой работе в качестве демонстрации возможности маршрутизации излучения вращающихся диполей мы используем структуру с вращательной симметрией D_4 . Теперь покажем, что для эффекта идеальной маршрутизации симметрия D_4 более подходит, чем C_4 , которая часто используется для получения кругового дихроизма. Структура, показанная на Рис. 7а имела бы симметрию C_4 , если бы она была на подложке или если бы у нее была только один из хиральных ФКС. Рассмотрим электрическое поле под и над мембраной, создаваемое колеблющимся диполем, расположенным в середине ячейки такой пластины в плоскости xy с произвольной координатой z . Обозначим ком-

плексные компоненты электрического поля, создаваемые x -поляризованным дипольным моментом, как $\vec{E}_u^x = [\alpha, \beta]$ и $\vec{E}_d^x = [\rho, \tau]$. Тогда для структур с симметрией C_4 , поля, генерируемые y -поляризованным дипольным моментом будут иметь вид: $\vec{E}_u^y = [-\beta, \alpha]$ и $\vec{E}_d^y = [-\tau, \rho]$.

Согласно принципу суперпозиции, электрические поля от σ^+ и σ^- поляризованных диполей находятся как

$$\vec{E}_u^{\sigma^\pm} = \vec{E}_u^x \pm i\vec{E}_u^y = (\alpha \mp i\beta) [1, \pm i] \quad (6)$$

$$\vec{E}_d^{\sigma^\pm} = \vec{E}_d^x \pm i\vec{E}_d^y = (\rho \mp i\tau) [1, \pm i]. \quad (7)$$

При выполнении одновременно двух условий $\alpha = -i\beta$ и $\rho = i\tau$ интенсивности излучения диполей σ^+ вниз и диполей σ^- вверх равны нулю, и результирующий общий коэффициент маршрутизации $\eta^{\text{tot}} = 1$. Компоненты электрического поля $\alpha, \beta, \rho, \tau$ зависят от геометрических параметров метамембраны, и одновременное выполнение двух вышеуказанных условий в структурах с симметрией C_4 может быть проблематичным. В то же самое время, структуры с симметрией D_4 имеют еще одну операцию симметрии, при которой структура инвариантна, а именно поворот на 180° вокруг оси y (или оси x , что эквивалентно). Это приводит к тому, что диполь, расположенный в центре ячейки любой структуры с симметрией D_4 , генерирует такое электрическое поле, что $\rho = \alpha$ и $\tau = -\beta$. Это делает вышеуказанные условия эквивалентными друг другу. Таким образом, для структур с симметрией D_4 условие идеальной маршрутизации выражается только одним равенством $\alpha = -i\beta$, которое намного проще удовлетворить, чем оба вышеуказанных равенства одновременно.

В [разделе 3.3](#) рассмотрен источник циркулярно-поляризованного теплового излучения на основе хирального ФК слоя. В общем случае, система, не имеющая зеркальную симметрию, может генерировать тепловое излучение с круговой поляризацией. Зеркальная симметрия может быть нарушена, например, при помощи приложения внешнего магнитного поля из-за спин-орбитального взаимодействия электронов [22]. Это явление известно как магнитооптический эффект Керра; оно объясняет, например, сильную круговую поляризацию излучения звезд белых карликов [23]. Тепловое излучение с круговой поляризацией в магнитном поле также наблюдалось и в лаборатории [24]. Другой способ нарушить зеркальную симметрию структуры — вытра-

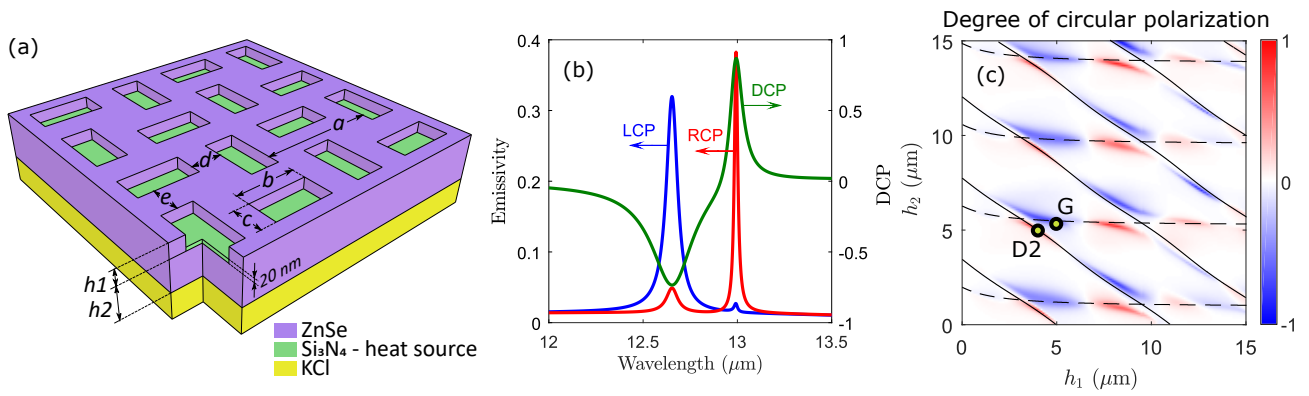


Рис. 8 — (a) Схематическое изображение хиральной метаповерхности с параметрами $a = 10$ мкм, $b = 2a/5$, $c = a/5$. (b) Спектры излучательной способности в левой и правой круговой поляризации хиральной метаповерхности с $h_1 = 4$ мкм и $h_2 = 5$ мкм. Степень круговой поляризации показана зеленым. (c) Степень круговой поляризации как функция толщин h_1 и h_2 при $\lambda = 13$ мкм. Резонансы в приближении пустой решетки показаны пунктирными линиями для ТЕ поляризации и тонкими сплошными линиями для ТМ поляризации.

вить на ее поверхности рисунок с хиральной морфологией. Метаповерхности с симметрией C_4 могут иметь круговой дихроизм при пропускании вдоль нормали из-за отсутствия дополнительной зеркальной симметрии относительно плоскости, параллельной или перпендикулярной оси z [25]. C_4 -симметричные метаповерхности использовались, например, в работах [26; 27], для получения циркулярно-поляризованных спектров ФЛ в видимом и ближнем ИК диапазонах. Степень круговой поляризации зависит от геометрических параметров метаповерхности и является предметом теоретической оптимизации. Наивысшая полученная степень круговой поляризации в оптимизированных хиральных структурах была близка к 100%. Благодаря масштабируемости оптических резонансов рабочий диапазон C_4 симметричных структур может быть сдвинут до среднего инфракрасного диапазона за счет увеличения их пространственного периода, что позволяет их использовать для управления поляризацией теплового излучения.

Хиральный источник теплового излучения (Рис. 8a) состоит из подложки KCl и волновода из ZnSe с двумерным массивом вытравленных прямоугольников. Протравленный узор имеет хиральную морфологию с вращательной симметрией C_4 . Нижняя поверхность прямоугольников покрыта слоем Si₃N₄ толщиной 20 нм. В данной работе мы предполагаем, что температура теплового источника близка к 300 К и, следовательно, мы рассматриваем

диапазон длин волн 7–15 мкм. Выбор материалов ZnSe и KCl обусловлен тем фактом, что они прозрачны в среднем инфракрасном диапазоне и, следовательно, не вносят вклад в тепловое излучение в этом спектральном диапазоне. Напротив, Si_3N_4 имеет широкую полосу поглощения и, следовательно, является единственным источником теплового излучения в структуре.

Для оценки способности описанного хирального теплового источника излучать циркулярно-поляризованное тепловое излучение, мы рассчитываем спектры его излучательной способности в левой круговой поляризации (LCP) I_{LCP} и правой круговой поляризации (RCP) I_{RCP} , а также степень круговой поляризации (DCP) как $\rho_c = (I_{\text{RCP}} - I_{\text{LCP}})/(I_{\text{RCP}} + I_{\text{LCP}})$. Как показано на Рис. 8а, в рассматриваемом спектральном диапазоне излучательная способность характеризуется двумя пиками, каждый из которых имеет разные амплитуды в правой и левой круговых поляризациях. В результате степень круговой поляризации не равна нулю и достигает значений -0.73 и 0.87 при $\lambda = 12.65$ и 13 мкм соответственно. В диссертации показано, что указанные пики являются квазиволноводными модами хирального ФК слоя и могут быть приблизительно описаны в приближении пустой решетки.

Степень круговой поляризации теплового излучения при $\lambda = 13$ мкм как функцию толщин модулированной и немодулированной частей хирального излучателя, h_1 и h_2 показана на Рис. 8с. Видно, что степень круговой поляризации резонансно зависит от параметров h_1 и h_2 , причем один из резонансов не зависит от толщины h_1 . Причиной этого является тот факт, что в рассматриваемой структуре ТМ моды локализованы на всей толщине ФК слоя, а ТЕ моды — только на непериодической его части. Такое поведение мод объясняется при помощи теории эффективной среды: оказывается, что для эффективного анизотропного волновода, аппроксимирующего хиральный ФК слой, волноводная мода в ТМ поляризации лежит выше светового конуса одноосной однородной среды, а в ТЕ поляризации — ниже.

Помимо этого, в диссертации приводится обсуждение параметров Стокса теплового излучения хирального ФК слоя, а также и приведена его угловая диаграмма направленности.

В четвертой главе рассматривается эффект Парселла в наноструктурах с квантовыми точками. В разделе 4.1 приводятся определение фактора Парселла и методы его расчета. Показано, что для структур произвольной

формы из определения фактора Парселла следует, что его можно найти как отношение полной мощности, рассеиваемой дипольным излучателем в неоднородной диэлектрической среде к мощности того же излучателя в вакууме:

$$f(\omega) = \frac{P^{\text{cav}}(\omega)}{P(\omega)} \quad (8)$$

где

$$P^{\text{cav}}(\omega) = \oiint \vec{S}(\omega) d\vec{A}, \quad P(\omega) = \frac{|\vec{j}_0|^2 \omega^2 n}{3c^3}. \quad (9)$$

В случае послойно-однородных и послойно-периодических структур интегрирование по замкнутой поверхности в формуле (9) может быть заменено на нахождение алгебраической суммы мощностей, излучаемых диполем вертикально вверх и вниз, которые, в свою очередь, удобно находить при помощи интегрирования в пространстве волновых векторов. Результирующая формула для вычисления фактора Парселла для слоистых структур принимает вид:

$$F_p(\omega) = \frac{3c^3}{|\vec{j}_0|^2 \omega^2 n} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[S_z^+(\omega, k_x, k_y) + S_z^-(\omega, k_x, k_y) \right] dk_x dk_y, \quad (10)$$

где $S_z^\pm(\omega, k_x, k_y) \equiv S_z^\pm(\omega, k_x, k_y, z_d \pm 0)$. В двумерно-периодических слоях интегрирование проводится по первой зоне Бриллюэна, а при вычислении S_z^\pm суммирование производится по всем Фурье-гармоникам.

В разделе 4.2 при помощи вычисления фактора Парселла определяются излучательная и безызлучательная скорости рекомбинации, а также внутренняя квантовая эффективность кремниевых квантовых точек, находящихся в клинообразной структуре, в зависимости от длины волны излучения и температуры. По определению, внутренняя квантовая эффективность — это отношение вероятности излучательной рекомбинации экситона к полной вероятности рекомбинации:

$$\eta = \frac{\Gamma_r}{\Gamma_r + \Gamma_{nr}}. \quad (11)$$

Для определения внутренней квантовой эффективности из экспериментальных данных мы будем считать, что величины Γ_r и Γ_{nr} не зависят от пространственного положения излучателя, а фактор Парселла — зависит. Это опре-

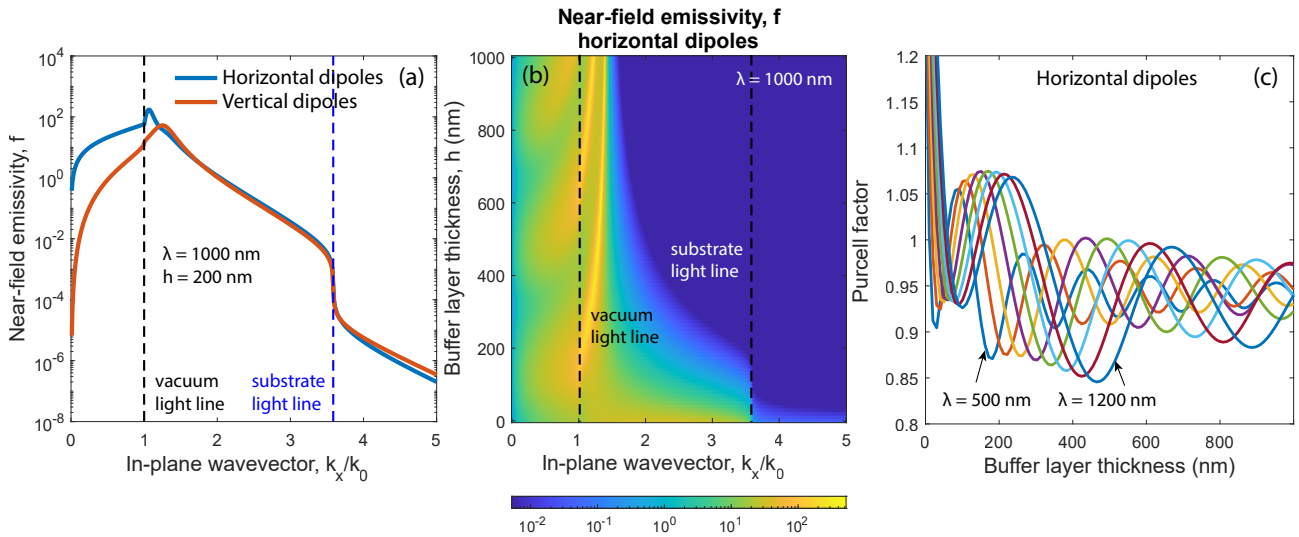


Рис. 9 — Ближнепольная излучаемость нанокристаллов кремния как функция (a) x -компоненты волнового вектора и (b) x -компоненты волнового вектора и толщины буферного слоя, а также соответствующие факторы Парселла (c). Расчеты выполнены для хаотически-ориентированных горизонтальных диполей. Пунктирные линии на панелях (a,b) обозначают световые линии вакуума и кремниевой подложки.

деляет геометрию образца с нанокристаллами — клинообразную структуру, состоящую из тонкого слоя с нанокристаллами кремния в матрице диоксида кремния (с толщиной 22.5 нм), нанесенного на клиновидный буферный слой, толщина которого изменяется от точки к точке. Для сопоставления положения точек на изготовленном клинообразном образце с определенными значениями толщины буферного слоя производится сравнение теоретических и экспериментальных профилей цвета структуры, спектров отражения и спектров излучения квантовых точек; на основании хорошего согласия между расчетными и измеренными данными делается вывод о правильности используемой модели.

Вычисленные ближнепольные излучаемости нанокристаллов кремния и значения фактора Парселла для разных длин волн, волновых векторов и толщин буферного слоя показаны на Рис. 9. Из него видно, что для каждой толщины буферного слоя максимум ближнепольной излучаемости находится под световым конусом вакуума; это означает, что диполь, в основном, излучает в подложку. Кроме того, ближнепольная излучаемость также принимает ненулевые, хоть и достаточно малые, значения и под световым конусом подложки. Такой вклад в фактор Парселла часто называют тушением ФЛ на затухающих поверхностных волнах, из-за ненулевого поглощения в подлож-

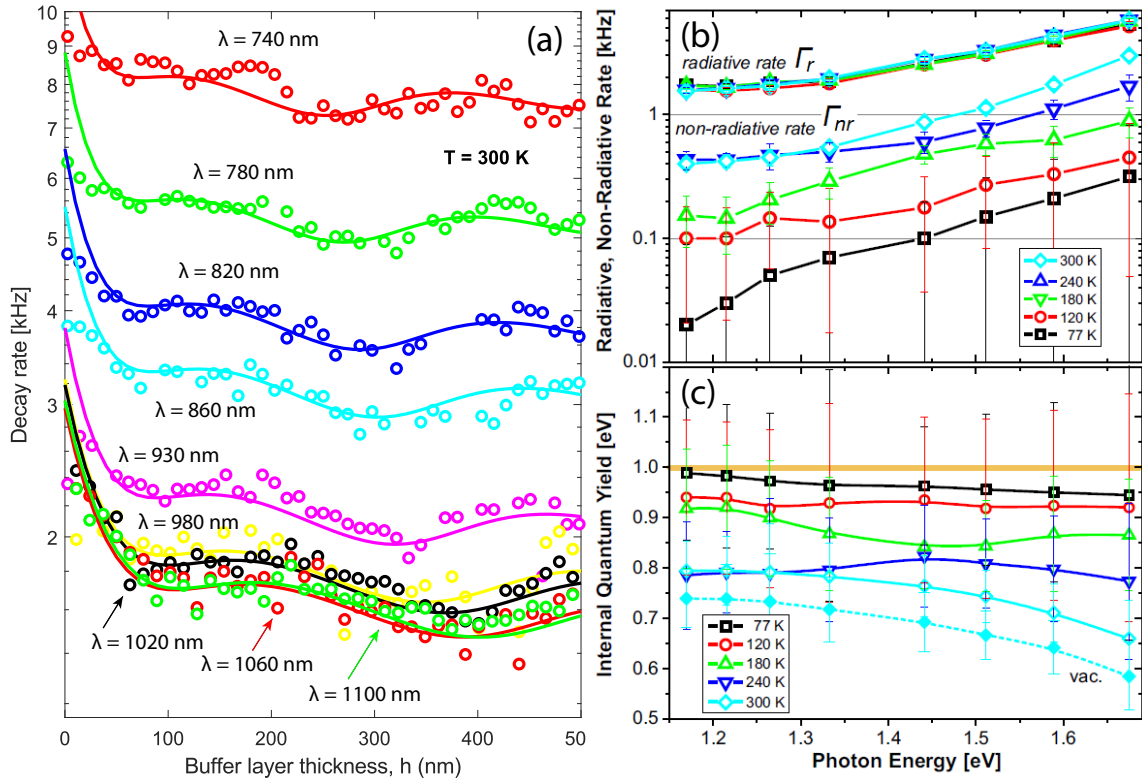


Рис. 10 — (a) Экспериментальные зависимости скорости спонтанной эмиссии от толщины буферного слоя, $\Gamma^{\text{exp}}(h)$, и соответствующие теоретические кривые, полученные в результате интерполяции по формуле (12). (b) Излучательная и безызлучательная скорости рекомбинации как функции длины волны излучения и температуры. (c) Внутренняя квантовая эффективность, рассчитанная на основе скоростей, представленных на панели (a). Из работы [A9].

ке. Волнообразность полученных функций ближнепольных излучаемостей и фактора Парселла объясняется резонансами Фабри-Перо и волноводными модами на толщине буферного слоя.

Поскольку при заданной температуре излучательная и безызлучательная вероятности рекомбинации нанокристаллов кремния Γ_r и Γ_{nr} не зависят от толщины буферного слоя, то соотношение

$$\Gamma^{\text{exp}}(h) = F_p(h)\Gamma_r + \Gamma_{nr}, \quad (12)$$

позволяет провести процедуру интерполяции экспериментальной зависимости скорости рекомбинации $\Gamma^{\text{exp}}(h)$ и теоретической функции $F_p(h)$ с использованием Γ_r и Γ_{nr} в качестве параметров. Это даст возможность определить эти величины как функции температуры и длины волны излучения.

Для этого были измерены⁵ временные зависимости интенсивности ФЛ нанокристаллов кремния — кинетики затухания, а из них определены скорости затухания ФЛ. Из Рис. 10а видно, что зависимости скорости затухания, в целом, достаточно хорошо ложатся на теоретические кривые. Величины Γ_r и Γ_{nr} , определенные для разных длин волн ФЛ и температур, а также вычисленные из них по формуле (11) внутренние квантовые эффективности, представлены на Рис. 10b,c. Из этого рисунка видно, что в то время как скорости безызлучательной рекомбинации сильно увеличиваются с температурой, скорости излучательной рекомбинации почти не зависят от нее. Следовательно, внутренняя квантовая эффективность, полученная как отношение излучательной и полной скоростей рекомбинации, зависит от температуры и немного уменьшается в сторону более коротких длин волн. Самая высокая внутренняя квантовая эффективность обнаруживается на длине волны около 1000 нм (энергия фотона 1.2 эВ): 74% при комнатной температуре и почти 100% при 77 К.

В разделе 4.3 рассматривается время жизни и интенсивность фотолюминесценции кремниевых квантовых точек вблизи золотых наностолбиков, покрытых слоем диэлектрика некоторой толщины. Несмотря на то, что согласно электродинамическому принципу обратимости, дальнепольная излучаемость диполей, расположенных вблизи металлических наночастиц, может принимать очень большие значения благодаря хотспотам — локализованным плазмонным резонансам, ФЛ молекул, находящихся слишком близко к поверхности металла может быть сильно подавлена из-за тушения ФЛ. Для того чтобы описать такие процессы количественно, была рассмотрена двухуровневая система излучателей, и было показано, что коэффициент усиления ФЛ для таких излучателей по сравнению с излучателями в однородной диэлектрической среде равен

$$\xi_{PL} = \frac{I_{PL}}{I_{PL,o}} = \frac{I_{exc}}{I_{exc,o}} \cdot \frac{F_p^{ext}(\Gamma_{nr} + \Gamma_r)}{\Gamma_{nr} + F_p \Gamma_r} = \xi_{exc} \cdot \xi_{QY}, \quad (13)$$

где ξ_{exc} — усиление возбуждения, а ξ_{QY} — усиление внешнего квантового выхода, I_{exc} — интенсивность внешнего возбуждения, I_{PL} — интенсивность ФЛ, F_p

⁵Все измерения, проводившиеся на образцах, в том числе спектроскопическая эллипсометрия, фотолюминесцентная спектроскопия с временным разрешением были выполнены Микелем Гребенем и проф. Яном Валентой из Карлова Университета, г. Прага, Чехия

— фактор Парселла, F_p^{ext} — внешняя часть фактора Парселла, отвечающая только за излучение в дальнюю зону, а символ «о» означает, что соответствующие величины взяты для излучателей в однородной среде. Можно также ввести величину, характеризующую усиление скорости спонтанной эмиссии как

$$\xi_{DR} = \frac{\Gamma_{nr} + \Gamma_r F_p}{\Gamma_{nr} + \Gamma_r}. \quad (14)$$

Выражение (13) говорит нам о том, что в системе излучатель–металлическая частица, плазмонные моды могут влиять на фотолюминесценцию следующими способами: а) повышать интенсивность ФЛ за счет увеличения интенсивности поля возбуждения на плазмонных хотспотах; б) повышать интенсивность ФЛ за счет увеличения внешней части фактора Парселла; в) понижать интенсивность ФЛ за счет увеличения полного фактора Парселла; если при этом увеличивается поглощающая часть фактора Парселла, то такой процесс называется тушением ФЛ. Указанные величины зависят от многих параметров включая размер плазмонной частицы, квантовый выход флуорофор, расстояние между двумя объектами, спектральное перекрытие плазмонного резонанса частицы со спектром поглощения/излучения флуорофора, взаимная ориентация излучателям и металлической частицы, и даже количество излучателей, связанных с частицей [28; 29]. В результате в литературе экспериментально наблюдалось как значительное усиление [30; 31], так и сильное тушение [32; 33] ФЛ в зависимости от конкретной ситуации.

Для исследования способности рассматриваемого золотого наностолбика усиливать ФЛ, были вычислены факторы Парселла для диполей, расположенных в координатах 1–20 (см. Рис. 11а–с), а затем полученные коэффициенты усиления усреднены по направлению и положению диполя. Результирующие коэффициенты усиления приведены на Рис. 11d–g. Из него видно, что эффективность возбуждения излучателей, находящихся рядом с наностолбиком усиливается в ≈ 2 –2.7 раза по сравнению с излучателями в однородной среде. Коэффициент усиления ФЛ также монотонно возрастает до значения ≈ 10.5 по мере уменьшения толщины оболочки до 2 нм. Заметим, что усредненный коэффициент усиления ФЛ не имеет локального максимума, что является следствием комбинации полученных значений фактора Парселла, интенсивности возбуждения, а также скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинаций. Усиление среднего квантового выхода, напротив, имеет ло-

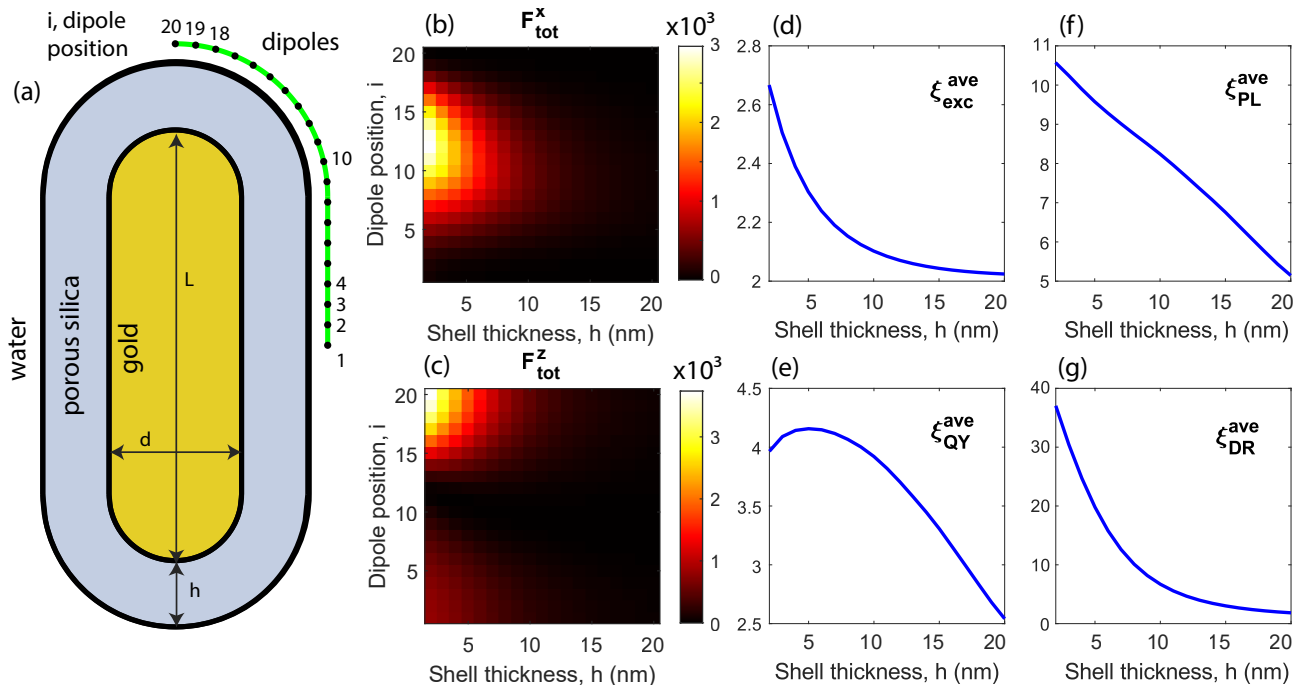


Рис. 11 — (a) Схема золотого наностолбика и диполей вблизи него. (b) и (c) Полный фактор Парселла x - и z -диполей. (d)–(g) Коэффициенты усиления возбуждения ФЛ, $\xi_{\text{exc}}^{\text{ave}}$, усиления интенсивности ФЛ, $\xi_{\text{PL}}^{\text{ave}}$, усиления квантового выхода ФЛ, $\xi_{\text{QY}}^{\text{ave}}$, и усиления времени спада ФЛ, $\xi_{\text{DR}}^{\text{ave}}$, усредненные по координате и направлению диполя, в зависимости от толщины буферного слоя h . Расчеты выполнены для длины волны возбуждения $\lambda_{\text{exc}} = 405$ нм, длины волны ФЛ $\lambda_{\text{PL}} = 780$ нм и размеров наностолбика $L = 65$ нм, $d = 18.8$ нм, параметры излучателя: $\Gamma_r = 3.4$ кГц, $\Gamma_{nr} = 80$ кГц.

кальный максимум при толщине $h = 5$ нм, достигая при этом значения ≈ 4.2 , что примерно в 1.7 раза больше, чем при толщине оболочки в 20 нм. Наконец, усиление скорости спонтанной эмиссии монотонно возрастает более, чем на порядок при уменьшении толщины оболочки от 20 до 2 нм.

В диссертации рассмотрены также усредненные по ориентациям и координатам диполя интенсивности ФЛ в зависимости от толщины оболочки h , отношения длины наностолбика к его диаметру $r = L/d$ и объема золотой части наностолбика V . Зависимости спектров фактора Парселла от h , r , V содержат два локальных максимума: один в диапазоне $\lambda \approx 700\text{--}850$ нм, соответствующий продольной плазмонной моде, а другой на длине волны $\lambda \approx 550$ нм, соответствующий поперечной плазмонной моде. Толщина оболочки почти не влияет на положение продольной плазмонной моды, поэтому положение максимума фактора Парселла почти не изменяется с h . Аспектное соотношение, наоборот, сильно влияет на плазмонные свойства наностолбика, поэтому длина волны максимального фактора Парселла сильно зависит от параметра

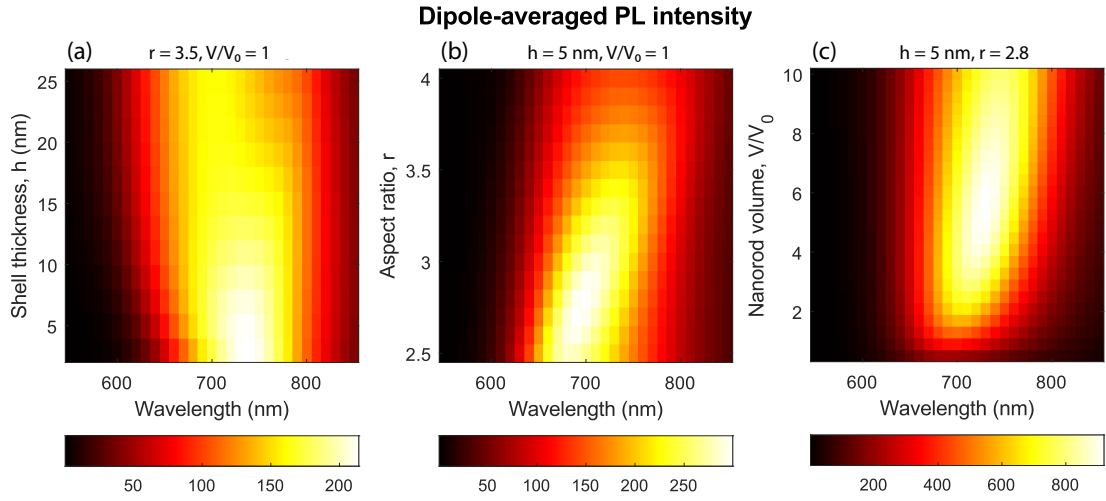


Рис. 12 — Спектр усредненного по ориентациям и координатам диполя интенсивности ФЛ в зависимости от (а) толщины оболочки наностолбика h , (б) аспектном соотношении наностолбика $r = L/d$, (с) объема золотой части наностолбика V . На панели (с) символ V_0 означает объем золотой части наностолбика с $L = 65$ нм, $d = 18.8$ нм. Параметры излучателя: $\Gamma_r = 58$ кГц, а $\Gamma_{nr} = 520$ кГц. Длина волны возбуждения $\lambda_{\text{exc}} = 405$ нм.

r . При уменьшении r , расстояние между локальными максимумами, соответствующими продольной и поперечной плазмонной модам, уменьшается, и при $r = 1$ (случай сферической золотой наночастицы) оно станет равным 0, а длина волны будет равна, как известно, $\lambda \approx 520$ нм. Вычисленные спектры интенсивности ФЛ показаны на Рис. 12d–f. Видно, что в каждой из приведенных зависимостей спектра ФЛ есть оптимальное значение соответствующего параметра, в котором интенсивность ФЛ достигает максимума: это $h \approx 5$ нм, $r \approx 2.8$, $V \approx 6V_0$. Эти оптимальные значения, а также сам факт их наличия, как уже указывалось, являются следствием комбинации полученных значений фактора Парселла, интенсивности возбуждения, а также скоростей излучательной и безызлучательной рекомбинаций.

В разделе 4.4 рассмотрен фактор Парселла диполей, находящихся в фотоннокристаллическом (ФК) волноводе, представляющем собой кремниевый волноводный слой с гексагональной решеткой воздушных пор на подложке SiO_2 . Интерес к такому исследованию обусловлен тем фактом, что в литературе до сих пор проводились теоретические и экспериментальные исследования скорости спонтанной эмиссии излучателей, которые помещены в резонатор, представляющий собой одну невытравленную или видоизмененную пору либо в одномерный массив таких пор [34–36]. Несмотря на то, что фактор Парселла для в этих структурах может быть довольно большим, та-

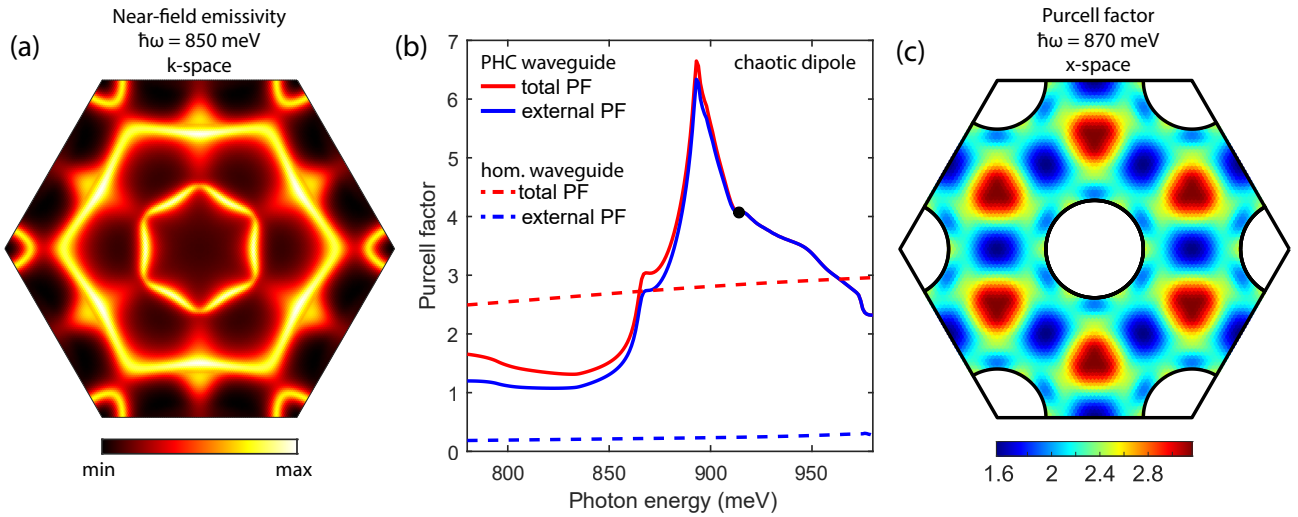


Рис. 13 — (a) Зависимость ближнепольного коэффициента излучаемости от волнового вектора, усредненного по ориентации диполей, внутри первой зоны Бриллюэна. Цветовой масштаб — логарифмический. (b) Спектр внешнего и полного факторов Парселла, рассчитанные для ФК и однородного волноводов. Черная точка означает энергию фотона, при которой световой конус подложки полностью покрывает первую зону Бриллюэна гексагональной ФК решетки с периодом $a = 625$ нм. (c) Пространственное распределение фактора Парселла на плоскости $z = 80$ нм, усредненное по направлению диполя.

кой метод управления скоростью спонтанной эмиссии имеет тот недостаток, что он работает только для излучателей, непосредственно находящихся вблизи резонаторной моды. Поскольку физический объем резонатора очень мал, то мало и число излучателей, у которых фактор Парселла принимает большие значения. Напротив, в ФК волноводе излучатели, находящиеся в разных периодах, будут находиться в одинаковых условиях, что сразу снимает необходимость измерять сигнал ФЛ от одной поры либо иметь технологию точного позиционирования излучателей. Расчет фактора Парселла в ФК волноводе интересен также с точки зрения сравнения этой характеристики с однородным планарным волноводом без воздушных пор.

Зависимость ближнепольной излучаемости диполя в наиболее симметричной точке ФК волновода имеет довольно сложный профиль (см. Рис. 13a) из-за гибридизации свернутых в первую зону Бриллюэна волноводных мод. Интегрирование этой функции внутри первой зоны Бриллюэна согласно формуле (10) дает полный фактор Парселла. Результирующие спектры полного и внешнего фактора Парселла, вычисленные для однородного волноводного слоя и сделанного из него ФК слоя приведены на Рис. 13b. Из него видны следующие факты.

1) В случае однородного волноводного слоя, полный фактор Парселла сильно превышает внешний фактор Парселла из-за того, что, как известно, из однородного слоя излучение выходит из малого телесного угла.

2) Периодичность структуры сильно повышает внешний фактор Парселла за счет дифракционной связи ближнего и дальнего поля, делая его почти равным полному фактору Парселла. При увеличении энергии фотона, световые конуса воздуха и подложки покрывают все большую площадь в первой зоне Бриллюэна, все ближе приближая значение внешнего фактора Парселла к полному фактору Парселла. При энергии фотона ≈ 914 мэВ световой конус подложки полностью покрывает первую зону Бриллюэна гексагональной ФК решетки с периодом $a = 625$ нм, и тогда все волноводные моды оказываются связанными с дальним полем подложки, делая внешний фактор Парселла равным полному фактору Парселла.

3) Максимальное усиление полного фактора Парселла за счет периодичности структуры (в ≈ 2 раза) достигается при энергии фотона $\hbar\omega = 893$ мэВ, при которой существуют слабодисперсионные кривые квазиволноводных мод.

Наконец, пространственное распределение фактора Парселла для хаотических диполей внутри ФК ячейки показано на Рис. 13с. Видно, что фактор Парселла для этой энергии фотона принимает значения от 1.2 до 3.5 в зависимости от положения диполя в структуре и его ориентации.

В пятой главе изучается ближнепольный радиационный теплоперенос между однородными параллельными пластинами полярных материалов. Во вводной части пятой главы приведен обзор литературы по данной теме, где показано, что интерес к изучению этого явления связан многократным увеличением мощности радиационного теплообмена между двумя близкорасположенными телами по сравнению со случаем двух абсолютно черных тел, расположенных в дальней зоне друг друга, описываемым законом Стефана-Больцмана [37]. Увеличение мощности радиационного теплообмена происходит из-за того, что эванесцентные волны, соответствующие поверхностным состояниями, таким как плазмон-поляритоны и фонон-поляритоны, не успевают полностью затухнуть на малом расстоянии между объектами. Большинство теоретических и экспериментальных работ до недавнего времени было посвящены почти исключительно стационарному теплообмену. Однако, все

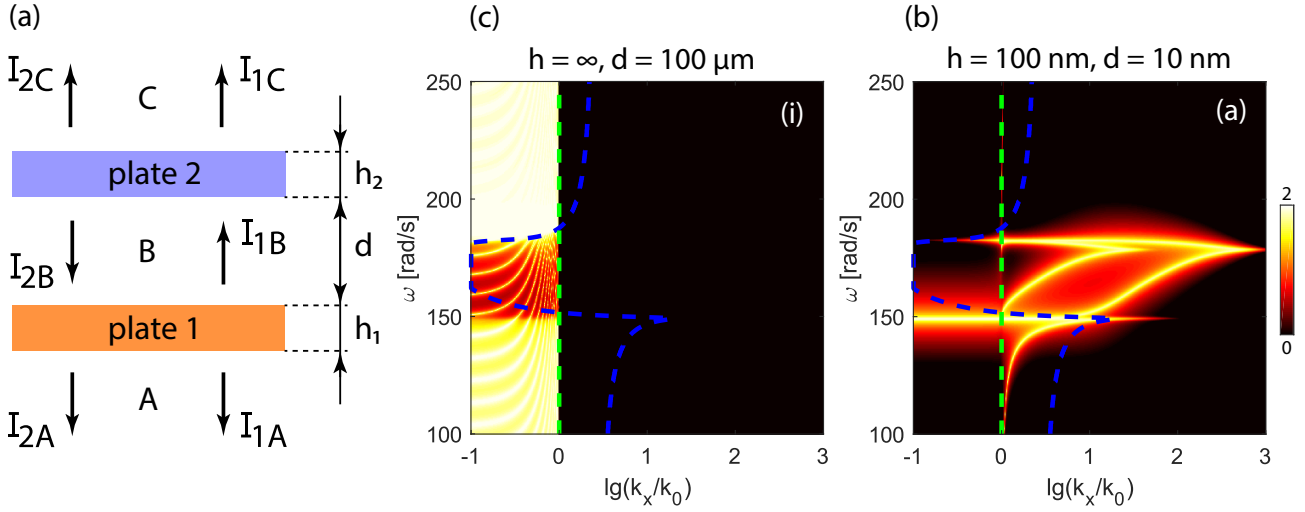


Рис. 14 — (a) Схема двух параллельных пластин и потоков теплового излучения. (b) и (c) Коэффициенты пропускания \mathcal{T}_{12} (приведены в сумме по s - и p -поляризациям, поэтому цветовая шкала имеет максимальное значение равное 2). Зеленая пунктирная линия означает световой конус вакуума, синяя пунктирная линия показывает световой конус SiC, то есть соответствует таким частотам и волновым векторам, что $\omega/c = k_x/\sqrt{\epsilon_{\text{SiC}}}$.

системы, обменивающиеся тепловой энергией, характеризуются некоторым временем термализации, изучению которого и посвящена пятая глава.

В [разделе 5.1](#) приведены методы вычисления спектрального радиационного потока тепла между пластинами. Показано, что в наиболее общем случае нескольких объектов произвольной формы спектр радиационного потока тепла в любой точке структуры может быть найден при помощи флуктуационно-диссипационной теоремы, которая описывает тепловое излучение как флуктуирующее электромагнитное поле, создаваемое хаотическим движением заряженных частиц внутри тела. С математической точки зрения эта теорема связывает среднюю по ансамблю пространственную корреляционную функцию плотностей токов и среднюю энергию планковского осциллятора $\Theta(\omega, T)$ [38]. В классическом случае, когда $k_B T \gg \hbar\omega$, флуктуационно-диссипационную теорему можно записать как

$$\langle j_\alpha(\vec{r}, \omega) j_\beta(r', \omega) \rangle = \frac{\omega \epsilon_s''(\omega)}{\pi} \Theta(\omega, T) \delta(\vec{r} - r') \delta(\omega - \omega') \delta_{\alpha\beta}, \quad (15)$$

где $\vec{j}(\vec{r})$ — плотность тока, ϵ_s'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости вещества пластин, α и $\beta = x, y, z$, δ — функция Дирака, $\delta_{\alpha\beta}$ — символ

Кронекера, а функция $\Theta(\omega, T)$ задается следующим образом:

$$\Theta(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} \quad (16)$$

где k_B — постоянная Больцмана. Смысл флуктуационно-диссипационной теоремы с точки зрения моделирования теплового излучения заключается в том, что она связывает термодинамическую часть задачи (средняя энергия планковского осциллятора) с электродинамической (плотность тока). Поэтому радиационный поток тепла от одной пластины к другой может быть найден при помощи электродинамических методов расчета излучения колеблющихся токов [37; 39]. В случае двух однородных параллельных пластин полная интенсивность теплового излучения, порождаемая пластиной 1 в областях А, В или С (см. схему на Рис. 14а), определяется как интеграл по частоте и волновому вектору спектральной плотности потока теплового излучения:

$$I_{1X} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \Theta(\omega, T_1) d\omega \cdot \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \sum_{j=s,p} \mathcal{T}_{1X}^j(\omega, k_x, k_y) dk_x dk_y, \quad (17)$$

где T — температура пластины 1, а \mathcal{T}_{1X}^j — коэффициент пропускания излучения из пластины 1 на поляризации $j = s$ или p в область $X = A, B$ или C , который зависит от частоты ω и волнового вектора в плоскости xy . (k_x, k_y) и коэффициенты можно найти методом матрицы рассеяния для s - и p -поляризаций. Заметим, что коэффициент пропускания \mathcal{T}_{1B} имеет смысл вероятности того, что фотон, родившийся в пластине 1 в результате тепловых флуктуаций, достигнет пластины 2 и либо поглотится в ней, либо пройдет через нее и будет распространяться в области А. Аналогично, коэффициенты пропускания \mathcal{T}_{1A} и \mathcal{T}_{1C} — это вероятности того, что тепловой фотон пластины 1 в результате переотражений от границ разделов будет распространяться в областях А или С.

В разделе 5.2 рассмотрена задача теплообмена между двумя параллельными пластинами карбида кремния с одинаковыми толщинами h , находящиеся на расстоянии d друг от друга и окруженными вакуумом в статическом и динамическом случаях. Выбор карбида кремния в качестве материала связан с тем, что для него характерны продольный и поперечный оптические

фононы в среднем ИК диапазоне, которые дают вклад в тепловое излучение и в ближнепольный радиационный теплоперенос.

Статическое изучение ближнепольного радиационного теплопереноса между пластинами карбида кремния начинается с вычисления коэффициента пропускания излучения от пластины 1 до пластины 2, \mathcal{T}_{12} . Показано, что теплообмен между полубесконечными пластинами, находящимися на большом расстоянии друг от друга происходит внутри светового конуса вакуума; при этом коэффициент \mathcal{T}_{12} подавлен в диапазоне полосы остаточных лучей, внутри которой наблюдаются дискретные линии, соответствующие резонансам Фабри-Перо на толщине зазора между пластинами (Рис. 14b). При уменьшении расстояния между пластинами вклад начинают давать поверхностные фонон-поляритоны, находящиеся внутри полосы остаточных лучей, а также континуум состояний, находящихся под световым конусом карбида кремния. Причиной того, что при малом зазоре между пластинами оба указанных типа состояний начинают давать вклад в радиационный теплоперенос, является туннелирование фотонов из одной пластины в другую на не полностью затухнувших эванесцентных волнах. Когда пластины имеют конечную толщину, поверхностные фонон-поляритоны на четырех границах раздела вакуум/SiC начинают взаимодействовать друг с другом, образуя 4 гибридные моды в полосе остаточных лучей (Рис. 14c). Помимо этого, в радиационный теплоперенос всегда дает вклад ТО-фонон. Показано, что указанные особенности коэффициента пропускания \mathcal{T}_{12} проявляются в виде пиков на спектрах радиационного теплопереноса между пластинами.

Проанализированы также зависимости полной интенсивности I_{12} теплового излучения, рожденного пластиной 1 и поглощенную пластиной 2, от толщины пластин и от расстояния между пластинами. С уменьшением d интенсивность теплообмена увеличивается как $1/d^2$ при $d < 100$ нм. С увеличением расстояния d связь ослабевает и при $d > 30$ мкм функция $I_{12}(d)$ постоянна; это означает, что при таких d только распространяющиеся волны способствуют теплообмену между пластинами. Это соответствует закону Вина, который говорит, что в дальнепольном теплообмене интенсивность теплопередачи не зависит от расстояния между объектами. Исходя из характера зависимости $I_{12}(d)$, диапазон расстояний $d < 100$ нм можно назвать режимом ближнего поля, а диапазон $d > 30$ мкм — режимом дальнего поля. Что каса-

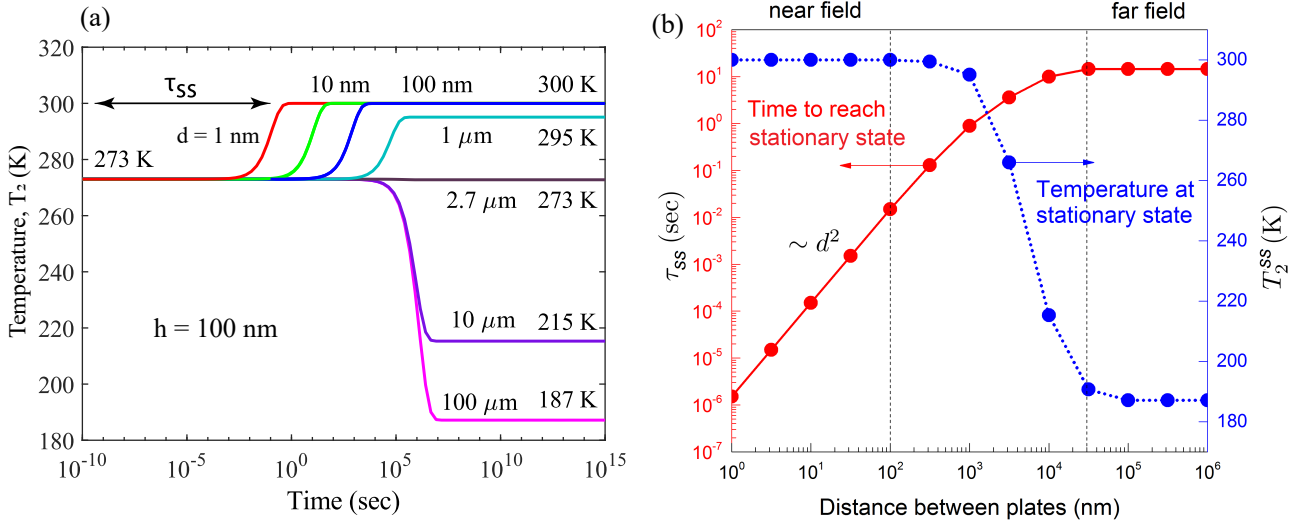


Рис. 15 — (a) Временные зависимости температуры пластины 2, рассчитанные для различных расстояний между пластинами d . Толщина пластин $h = 100$ нм. (b) Время, необходимое пластине 2 для достижения стационарного состояния, τ_{ss} , и температура пластины 2 в стационарном состоянии, T_2^{ss} , как функция расстояния между пластинами. Толщина пластин $h = 100$ нм. $T_1 = 300$ K, $T_2(0) = 273$ K.

ется зависимости I_{12} от толщины пластин, то при малом расстоянии между пластинами она очень слабая. Следовательно, теплообмен между пластинами в ближней зоне определяется излучением и поглощением тонких слоев, прилегающих к разделительному вакуумному зазору. В дальней зоне при малых h интенсивность теплопередачи увеличивается с увеличением h , так как чем толще излучающая пластина, тем больше тепловой энергии она излучает. Однако, когда толщина пластин h достаточно велика по сравнению с длиной волны теплового излучения, интенсивность теплопередачи достигает постоянного значения.

Для расчета динамики теплообмена решается интегро-дифференциальное уравнение для температуры $T_2(t)$:

$$\rho_2 C_{v2} h_2 \frac{dT_2(t)}{dt} = I_{1B}(T_1) - I_{2B}(T_2) - I_{1C}(T_1) - I_{2C}(T_2), \quad (18)$$

где C_{v2} — теплоемкость при постоянном объеме пластины 2, смоделированная по модели Дебая, а ρ — ее плотность. Предполагается, что температура пластины 1 фиксирована на значении 300 K, а температура пластины 2 изменяется со временем только вследствие радиационного теплопереноса от пластины 1. В частности, исключаются такие способы передачи тепла, как конвекция и теплопроводность через фононы или электроны. Показано, что

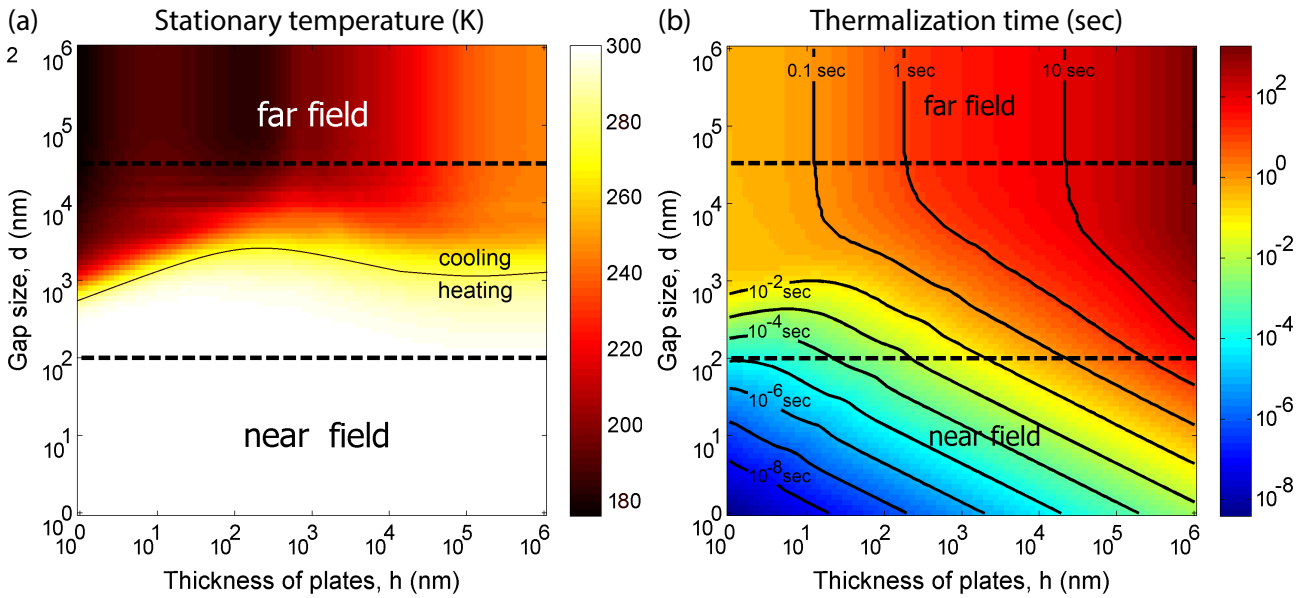


Рис. 16 — Температура пластины 2 в стационарном состоянии (a) и время термализации (b) как двумерные функции расстояния между пластинами, d , и толщины пластин, h . Режимы ближнего и дальнего поля разделены черными пунктирными линиями. Цветовые шкалы справа показывают рассчитанные значения параметров. Сплошная линия на панели (a) представляет собой контур в точке $T_2^{ss} = 273$ К, который разделяет режимы нагрева и охлаждения в предположении, что $T_2(0) = 273$ К, $T_1 = 300$ К.

уравнение (18) применимо при толщинах и расстояниях между пластинами менее 1 мм. Временные зависимости температуры пластины 2, рассчитанные для различных расстояний между пластинами, приведены на Рис. 15а. Видно, что при малых расстояниях $d = 1, 10$ или 100 нм в результате теплообмена с пластиной 1, пластина 2 нагревается со временем и ее температура стремится к 300 К. В случае $d = 1$ мкм температура $T_2(t)$ также увеличивается со временем, но не достигает температуры пластины 1. Это объясняется тем, что интенсивность передачи тепла от пластины 1 к пластине 2 недостаточно велика, чтобы она могла компенсировать уменьшение внутренней энергии пластины 2 из-за ее радиационного тепловыделения во внешнюю среду. С увеличением расстояния d интенсивность теплообмена становится все меньше и меньше. При $d = 2.7$ мкм температура T_2 уже не меняется во времени, а при $d < 2.7$ мкм температура пластины 2 понижается.

На Рис. 15 приведена зависимость времени термализации τ_{ss} и температуры пластины 2 в стационарном состоянии T^{ss} от расстояния между пластинами d . Когда $d < 100$ нм (режим ближнего поля), время термализации τ_{ss} относительно невелико и увеличивается пропорционально d^2 , а температура

T_2 достигает 300 К. Величина τ_{ss} изменяется с 1.5 мкс до ≈ 15 мс, при увеличении расстояния d от 1 до 100 нм. В пределах дальнего поля ($d > 30$ мкм) время термализации и стационарная температура не зависят от расстояния между пластинами и принимают значения $\tau_{ss} = 14.5$ с, $T_2^{ss} = 187$ К.

В разделе 5.2 также рассмотрены величины T_2^{ss} и τ_{ss} как двумерные функции толщины пластин h и расстояния между ними d (см. Рис. 16). Видно, что когда d достаточно мало (режим ближнего поля), интенсивность теплопередачи I_{12} велика, температура пластины 2 достигает значения 300 К, а время термализации пластины 2 пропорционально hd^2 . В отличие от ближнего поля, в дальнем поле только распространяющиеся волны участвуют в передаче тепла от пластины 1 к пластине 2, и поэтому температура пластины 2 в стационарном состоянии меньше температуры источника тепла (пластины 1). При этом время термализации τ_{ss} не зависит от d , но зависит h . Значение порогового расстояния между пластинами, которое разделяет режимы нагрева и охлаждения пластины 2 при условии, что ее начальная температура составляет 273 К, изменяется от 560 нм до 2.8 мкм в зависимости от толщины пластин.

В разделе 5.3 исследован эффект бистабильности при ближнеполюсном радиационном теплопереносе в системе пластин VO_2 и SiO_2 в режиме ближнего поля, когда расстояние между пластинами достаточно мало для туннелирования фотонов. Физической основой возможности получить эффект бистабильности в ближнеполюсном радиационном теплопереносе является фазовый переход первого рода в VO_2 при температуре $T_{ph} = 340$ К [40]. При $T < T_{ph}$ диоксид ванадия является одноосным полупроводниковым кристаллом, а при $T > T_{ph}$ — аморфным металлом. При моделировании ближнеполюсного радиационного теплопереноса учитывается гистерезис оптических констант VO_2 , а его температурная зависимость удельной теплоемкости по постоянному объему VO_2 вычисляется при модели Дебая. Кроме того, поскольку переход металл-изолятор характеризуется скрытой теплотой фазового перехода, то удельная теплоемкость при постоянном объеме в диапазоне температур фазового перехода $\{T_{ph} - \Delta T, T_{ph} + \Delta T\}$ будет иметь связанную с этим дополнительную составляющую: $c_v = c_{vo} + \Delta c_v$ [41]. Здесь c_{vo} — теплоемкость, рассчитанная по модели Дебая, а дополнительная теплоемкость Δc_v выбрана таким образом, что $2\Delta c_v \Delta T = L$, где $\Delta T = 2$ К и $L = 51,49$ Дж/г. Наконец, предполагается,

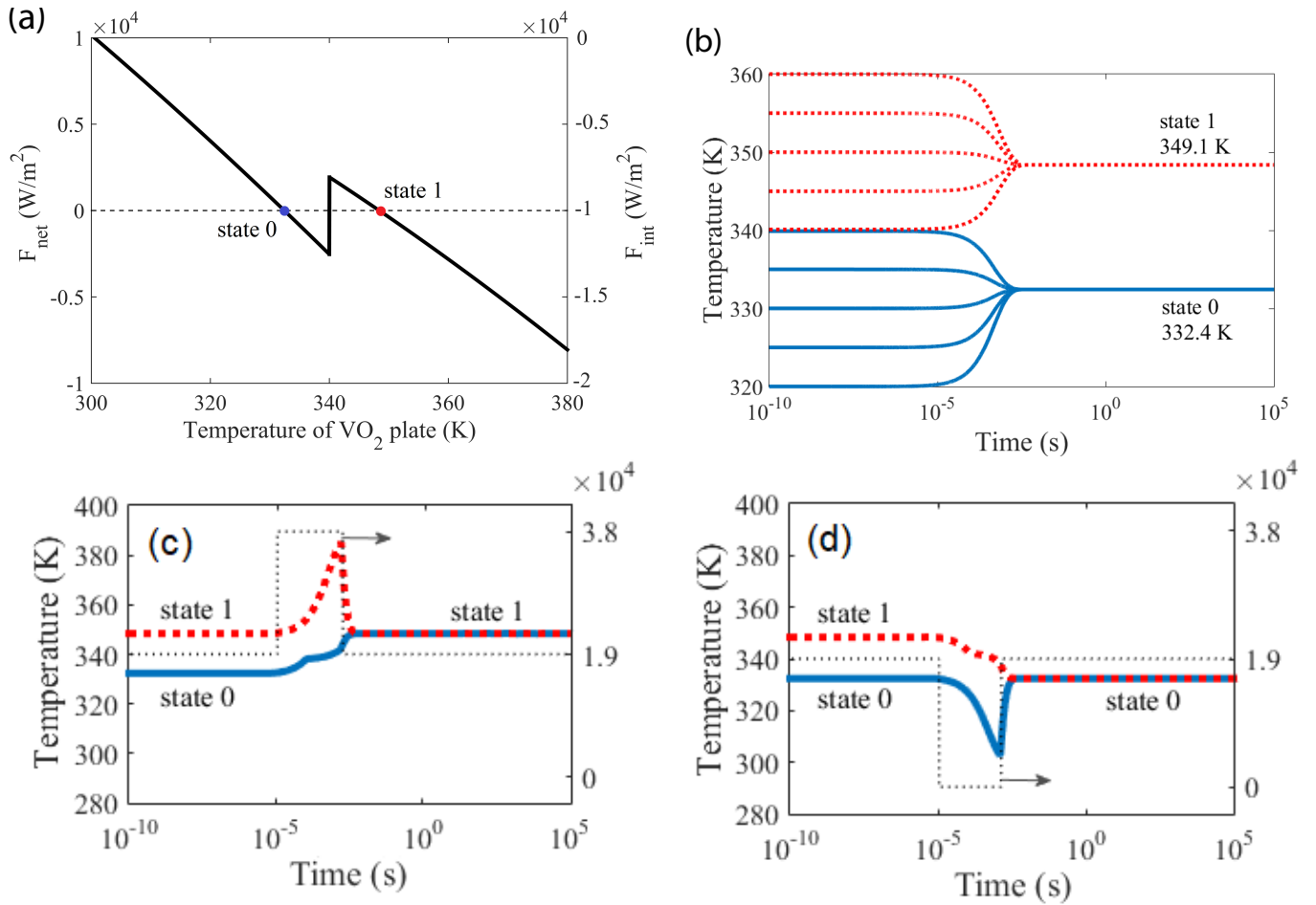


Рис. 17 — (a) Мощность передачи тепла от пластины SiO₂ к пластине VO₂, $F_{int}(T_2)$ и полный поток мощности $F_{net}(T_2)$ пластины VO₂ как функция ее температуры. (b) Временные зависимости температуры VO₂ при различных начальных значениях. (c) и (d) Динамика переключения пластины VO₂ из состояния 0 в 1 и наоборот. Пунктирными линиями показан импульс переключения внешнего источника. $h = 50$ нм, $d = 50$ нм, $F_0 = 1.9 \cdot 10^4$ Вт/м², $T_{SiO_2} = 300$ К.

что в режиме нагрева или охлаждения оптические константы VO₂ остаются неизменными до тех пор, пока не будет поглощено полное количество теплоты, необходимой для фазового перехода. Выбор SiO₂ в качестве материала нижней пластины объясняется пересечением фоновых линий SiO₂ и VO₂ и, как следствие, высоким коэффициентом радиационного теплообмена между пластинами. В расчетах предполагается, что температура окружающей среды (бани) составляет $T_{bath} = 300$ К, температура пластины SiO₂ фиксирована на уровне 300 К, а температура VO₂ варьируется.

В стационарном состоянии алгебраическая сумма потоков тепловой энергии, излучаемых и поглощаемых пластиной VO₂, равна нулю. Это можно

описать следующим уравнением:

$$I_{\text{net}}(T_2) \equiv I_{\text{int}}(T_2) + I_{\text{bath}} + I_{\text{ext}} = 0, \quad (19)$$

где $I_{\text{int}}(T_2) = I_{1B} - I_{1C} - I_{2B} - I_{2C}$ — мощность теплопередачи от пластины SiO_2 к пластине VO_2 из-за разницы в их температурах. Слагаемое I_{bath} обозначает мощность поглощения пластиной VO_2 теплового излучения окружающей среды, и может быть рассчитана как $-I_{\text{int}}(T_{\text{bath}})$, а слагаемое I_{ext} — мощность, которая поглощается пластиной VO_2 от некоторого внешнего источника энергии. На практике внешним источником энергии может быть источником теплового излучения, лазером или нагревателем. При фиксированной температуре пластины SiO_2 при некоторой внешней мощности функция $I_{\text{net}}(T_2)$, определяющая установившуюся температуру пластины VO_2 , может иметь три корня (см. Рис. 17а) из-за сильной температурной зависимости диэлектрической проницаемости VO_2 [42], два из которых соответствуют устойчивым состояниям теплового равновесия. Поскольку при достаточно малом расстоянии между пластинами характерная мощность теплообмена на несколько порядков выше, чем в случае расположения пластин в дальнем поле друг друга, то при заданной теплоемкости пластины VO_2 это приводит к значительному сокращению времени тепловой релаксации [A15]. Таким образом, пластина VO_2 имеет два стационарных состояния, которые различаются температурой и фазовым состоянием. Далее стационарное состояние с $T_2 = 332.4$ К будем называть «состояние 0», а с $T_2 = 349.1$ К — «состояние 1».

Чтобы проверить, стабильны ли состояния 0 и 1 во времени, была смоделирована временная динамика температуры VO_2 пластины при помощи уравнения (18). Решение этого уравнения показано на Рис. 17б для начальных температур пластины VO_2 , $T_2(0)$, 320–360. К. Видно, что когда начальная температура пластины VO_2 меньше 340 К, установившаяся температура равна 332.4 К. С другой стороны, при $T_2(0) > 340$ К установившаяся температура составляет 349.1 К. Эти равновесные температуры могут быть получены из анализа температурной зависимости полного потока мощности для пластины VO_2 (см. Рис. 17а). В обоих случаях фазовое состояние пластины VO_2 не изменяется в процессе термализации. Время, необходимое VO_2 пластине для достижения стационарного состояния, составляет 3 мс и определяется толщи-

ной VO_2 пластины h , расстоянием между пластинами d и характеристиками материала [A15].

Для переключения между состояниями «0» и «1» можно использовать изменяющуюся во времени внешнюю мощность. Будем считать, что функция $I_{\text{ext}}(t)$ содержит одиночный прямоугольный импульс длительностью Δt с положительной или отрицательной амплитудой ΔI . Параметры импульсов указаны в тексте диссертации подобраны таким образом, чтобы в течение времени их действия изменение температуры пластины VO_2 было достаточным для фазового перехода. В результате, как показано на Рис. 17с,d, независимо от начальной температуры пластины VO_2 , система термализуется до состояния 1 после воздействия положительного внешнего импульса и в состояние 0 после воздействия отрицательного внешнего импульса. Общее время, необходимое для переключения из состояния 0 в состояние 1, составляет 5 мс, а из состояния 1 в состояние 0 — 4 мс. Уменьшение времени переключения возможно только за счет изменения геометрических параметров системы.

Наконец, фазовое состояние пластины VO_2 может быть прочитано путем измерения спектров пропускания или отражения системы. Моделирование показало, что коэффициент пропускания всей структуры при $\lambda = 1450$ нм при нормальном падении пробного луча равен 0.43 в случае кристаллической фазы VO_2 и 0.23 в случае металлической фазы.

В разделе 5.4 впервые продемонстрирован эффект автоколебаний при ближнепольном радиационном теплопереносе. После введения и обзора литературы, в диссертации приводится схема автоколебательной системы, состоящей, как и в предыдущем разделе, из полубесконечной пластины SiO_2 и параллельной ей пластины VO_2 толщиной $h = 50$ нм, которые по ближнепольному механизму обмениваются тепловым излучением через вакуумный промежуток. Далее, рассматривается алгебраическая сумма потоков энергии, излучаемых и поглощаемых пластиной VO_2 как ее функция температуры:

$$I_{\text{net}}(T_2) \equiv I_{\text{int}}(T_2) + I_{\text{ext}} + I_{\text{bath}}. \quad (20)$$

На Рис. 18а приведена зависимость $I_{\text{net}}(T_2)$ для двух разных мощностей падающего лазерного луча. Видно, что обе зависимости $I_{\text{net}}(T_2)$ обладают гистерезисом, который состоит из скачков полной мощности I_{net} при пороговых температурах $T_{ph} \pm \Delta T$, а также из областей, в которых происходит фазо-

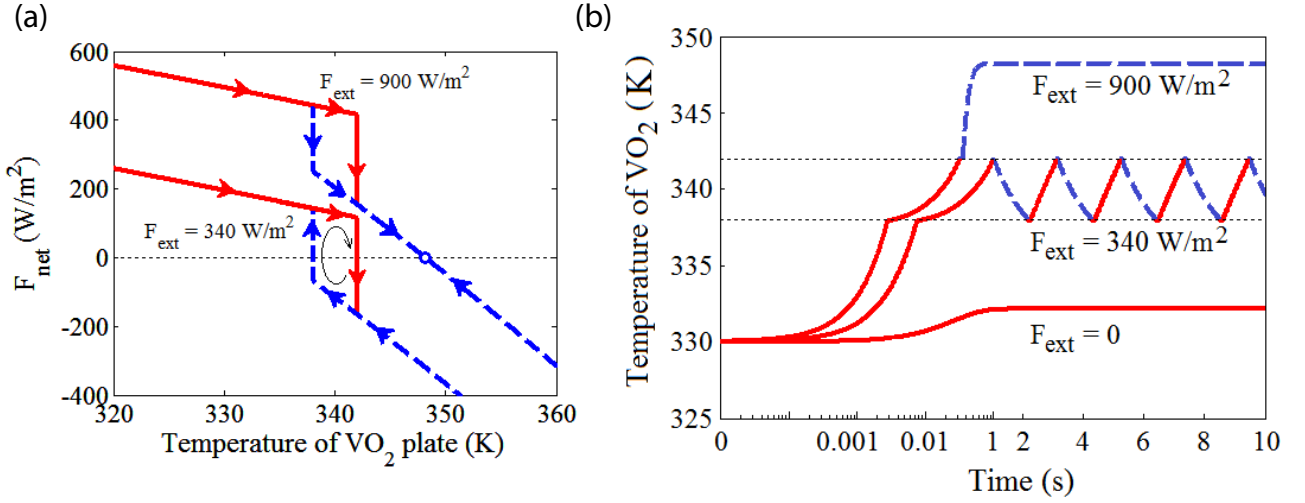


Рис. 18 — (a) Полный поток мощности I_{net} для пластины VO_2 как функция ее температуры T_2 . Стрелками показаны направления релаксации температуры. (b) Временная эволюция температуры пластины VO_2 при различных внешних мощностях, F_{ext} . Сплошными (пунктирными) линиями обозначены интервалы времени, когда VO_2 находится в кристаллической (металлической) фазе. Вакуумный зазор $h = 50$ нм, толщина пластины VO_2 $d = 500$ нм, мощность лазера $F_0 = 340$ и 900 Вт/м².

вый переход. Направления релаксации температуры T_2 определяются знаком величины I_{net} и показаны на Рис. 18а стрелками. При мощности лазерного луча $I_{\text{ext}} = 900$ Вт/м², фазовая траектория пересекает ось x в единственной точке $T_2 = 348.1$ К. Это означает, при $I_{\text{ext}} = 900$ Вт/м² система термализуется до 348.1 К вне зависимости от начальной температуры. В случае $I_{\text{ext}} = 340$ Вт/м² фазовая траектория пересекает ось x в двух точках, а направления релаксации температуры в металлической и полупроводниковой фазах противоположны. Это вызывает периодические изменения температуры пластины VO_2 .

Для нахождения периода автоколебаний проведено моделирование динамики радиационного теплообмена между пластинами при помощи решения уравнение (18) с начальным условием $T_2(0) = 330$ К. Временные зависимости температуры $T_2(t)$, полученные для различных мощностей лазерного луча показаны на Рис. 18b. В случае отсутствия внешнего потока мощности ($I_{\text{ext}} = 0$) температура VO_2 увеличивается до 333 К, и фазовый переход не происходит. Когда $I_{\text{ext}} = 900$ Вт/м², пластина VO_2 переходит из полупроводниковой фазы в металлическую и термализуется до постоянной температуры 348.1 К, что соответствует точке пересечения фазовой траектории с осью x на Рис. 18. Наконец, в случае мощности лазера в 340 Вт/м², температура T_2 начинает ко-

лежаться после односекундной релаксации до 342 К. Период колебаний составляет около 2 с и определяется тепловой инерцией пластины VO_2 , расстоянием между пластинами, мощностью лазера, пороговыми температурами и скрытой теплотой фазового перехода. Колебания температуры сопровождаются периодическими переключениями между фазовыми состояниями VO_2 . Заметим, что когда температура пластины VO_2 меньше температуры начала фазового перехода (338 К) термализация происходит быстрее, чем в диапазоне температур 338-342 К. Это связано с тем, что в этом диапазоне температур энергия, поглощаемая пластиной VO_2 , расходуется не только на нагрев, но и на фазовый переход. При расчетах мы предполагали, что производные dn/dT_2 и $d\kappa/dT_2$, если они не бесконечны, то достаточно велики при $T_2 = T_{ph} \pm \Delta T$, что является ключевым фактором возникновения автоколебаний. Дополнительное моделирование показало, что из-за тепловой инерции пластины VO_2 , автоколебания могут возникать даже если параметры $n(T_2)$ и $\kappa(T_2)$ изменяются не мгновенно, а в небольшом диапазоне температур $dT_2 < 1.6$ К около пороговых значений $T_{ph} \pm \Delta T$.

Поскольку изменение полного потока мощности I_{net} с температурой — существенно нелинейный по температуре процесс, который происходит из-за изменения внутренней структуры VO_2 во время фазового перехода, то рассматриваемые автоколебания относятся к автоколебаниям релаксационного типа, где фазовый переход металл-полупроводник играет роль положительной нелинейной обратной связи. Колебательная система никогда не достигает стационарного состояния, а постоянно термализуется по своим фазовым траекториям.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые состоят в следующем:

1. Реализован в виде программ существующий Фурье-модальный метод в форме матрицы рассеяния, позволяющий сохранять произвольную симметрию двумерно-периодических структур при разложении полей на Фурье-гармоники. На основе реализованного алгоритма рассчитаны спектры отражения, пропускания, поглощения, фотолюминесценции и теплового излучения различных послойно-периодических структур, построены дисперсионные кривые их резонансов.

2. Показано, что перераспределение поля в диэлектрических и металл-диэлектрических периодических структурах приводит к возникновению квазиволноводных и гибридных волноводно-плазмонных мод, дифракционно связанных с дальним полем и проявляющихся в виде узких и широких пиков в спектрах отражения и фотолюминесценции.
3. Впервые исследован поперечный магнитооптический эффект Керра (ТМОКЕ) в магнитоплазмонных структурах с самым распространенным на Земле магнитным материалом — магнетитом. Продемонстрировано многократное широкополосное усиление отклика ТМОКЕ на пропускание в таких структурах по сравнению с однородным слоем магнетита без золотых полосок. Показано, что этот эффект обусловлен гибридизацией волноводных мод слоя магнетита и плазмонных мод золотой решетки.
4. Изучены спектры фотолюминесценции полупроводниковых квантовых точек в фотоннокристаллическом волноводном слое с гексагональной решеткой. Продемонстрированы высокодобротные пики в спектрах фотолюминесценции таких структур, существование которых объяснено с точки зрения теории групп возникновением запрещенных по симметрии связанных состояний в континууме. Построены симметричные распределения полей в таких модах, оценена их добротность.
5. Исследована излучательная способность хиральных метаповерхностей. Впервые предложен идеальный вертикальный маршрутизатор излучения осциллирующего диполя на основе двойного хирального периодического волновода. Показано, что принципиальная достижимость 100% коэффициента маршрутизации обусловлена D_4 -симметрией структуры и возникновением в ней резонансов Фано. Кроме того, показана возможность получения циркулярно-поляризованного теплового излучения таких структур в отсутствие внешнего магнитного поля.
6. Изучен эффект Парселла квантовых точек, расположенных в клинообразных слоях, в структурах с золотыми наностолбиками, а также в фотоннокристаллическом волноводном слое. Показано, что

перераспределение поля в собственных модах этих структур существенно влияет на их фактор Парселла. Это позволяет находить внутреннюю квантовую эффективность излучателей света, а также приводит к существованию оптимальных геометрических параметров системы с точки зрения интенсивности их фотолюминесценции. Помимо этого показано, что структурирование однородного волноводного слоя периодическим массивом воздушных отверстий не приводит к существенному усилению фактора Парселла содержащихся в нем квантовых точек.

7. Исследованы особенности ближнепольного радиационного теплопереноса между однородными пластинами полярных материалов в статическом и динамическом случаях. Показано, что интенсивность ближнепольного радиационного теплообмена между двумя однородными параллельными пластинами, время их термализации, а также их равновесные температуры существенно зависят от толщин пластин и расстояния между ними. Впервые теоретически продемонстрированы эффекты ближнепольной тепловой бистабильности и тепловых автоколебаний в системе параллельных пластин диоксида кремния и диоксида ванадия.

Список литературы

1. *Noda S., Fujita M., Asano T.* Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities // *Nature photonics*. — 2007. — т. 1, № 8. — с. 449–458. — URL: <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2007.141>.
2. Waveguide-plasmon polaritons: strong coupling of photonic and electronic resonances in a metallic photonic crystal slab / A. Christ [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — т. 91, № 18. — с. 183901. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.183901>.
3. *Yang D., Ye S., Ge J.* From Metastable Colloidal Crystalline Arrays to Fast Responsive Mechanochromic Photonic Gels: An Organic Gel for Deformation-Based Display Panels // *Advanced Functional Materials*. — 2014. — т. 24, № 21. — с. 3197–3205.
4. Dynamic modulation of photonic bandgaps in crystalline colloidal arrays under electric field / T. S. Shim [и др.] // *Advanced Materials*. — 2010. — т. 22, № 40. — с. 4494–4498.
5. Phase change materials and phase change memory / S. Raoux [и др.] // *MRS Bulletin*. — 2014. — т. 39, № 08. — с. 703–710.
6. *Streltniker Y. M., Bergman D. J.* Strong angular magneto-induced anisotropy of Voigt effect in metal-dielectric metamaterials with periodic nanostructures // *Physical Review B*. — 2014. — т. 89, № 12. — с. 125312.
7. Near-field magneto-optics and high density data storage / E. Betzig [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 1992. — т. 61, № 2. — с. 142–144.
8. *Gauthier D. J., Narum P., Boyd R. W.* Simple, compact, high-performance permanent-magnet Faraday isolator // *Optics letters*. — 1986. — т. 11, № 10. — с. 623–625.
9. *Lenz J. E.* A review of magnetic sensors // *Proceedings of the IEEE*. — 1990. — т. 78, № 6. — с. 973–989.
10. Enhanced transverse magneto-optical Kerr effect in magnetoplasmonic crystals for the design of highly sensitive plasmonic (bio) sensing platforms / B. Diaz-Valencia [и др.] // *ACS omega*. — 2017. — т. 2, № 11. — с. 7682–7685.
11. *Rotondaro M. D., Zhdanov B. V., Knize R. J.* Generalized treatment of magneto-optical transmission filters // *JOSA B*. — 2015. — т. 32, № 12. — с. 2507–2513.
12. Magnetoplasmonics and Femtosecond Optomagnetism at the Nanoscale / D. Bossini [и др.] // *ACS Photonics*. — 2016. — т. 3, № 8. — с. 1385–1400. — DOI: 10.1021/acsp Photonics.6b00107.
13. *Sehmi H., Langbein W., Muljarov E.* Optimizing the Drude-Lorentz model for material permittivity: Method, program, and examples for gold, silver, and copper // *Physical Review B*. — 2017. — т. 95, № 11. — с. 115444.
14. Photonic crystal nanocavity with a Q factor exceeding eleven million / T. Asano [и др.] // *Optics express*. — 2017. — т. 25, № 3. — с. 1769–1777.

15. Planar photonic crystal cavities with far-field optimization for high coupling efficiency and quality factor / S. L. Portalupi [и др.] // Optics express. — 2010. — т. 18, № 15. — с. 16064—16073.
16. Electromagnetic field structure and normal mode coupling in photonic crystal nanocavities / C. Dineen [и др.] // Optics express. — 2005. — т. 13, № 13. — с. 4980—4985.
17. Bound states in the continuum / C. W. Hsu [и др.] // Nat. Rev. Mater. — 2016. — июль. — т. 1, № 9. — с. 16048. — DOI: 10.1038/natrevmats.2016.48. — URL: <http://www.nature.com/articles/natrevmats201648>.
18. *Marinica D., Borisov A., Shabanov S.* Bound states in the continuum in photonics // Physical review letters. — 2008. — т. 100, № 18. — с. 183902.
19. *Friedrich H., Wintgen D.* Interfering resonances and bound states in the continuum // Physical Review A. — 1985. — т. 32, № 6. — с. 3231.
20. High-Q states and Strong mode coupling in high-index dielectric resonators. / S. Gladyshev [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. т. 1124. — IOP Publishing. 2018. — с. 051058.
21. Optical properties of grooved silicon microstructures: Theory and experiment / S. Dyakov [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 2011. — т. 113, № 1. — с. 80—85.
22. *Argyres P. N.* Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnetics // Physical Review. — 1955. — т. 97, № 2. — с. 334.
23. Discovery of circularly polarized light from a white dwarf / J. C. Kemp [и др.] // The Astrophysical Journal. — 1970. — т. 161. — с. L77.
24. Magnetic-field modulation of the spectrum of coherent thermal radiation of semiconductor layers / O. Kollyukh [и др.] // Physical Review B. — 2005. — т. 71, № 7. — с. 073306.
25. *Menzel C., Rockstuhl C., Lederer F.* Advanced Jones calculus for the classification of periodic metamaterials // Physical Review A. — 2010. — т. 82, № 5. — с. 053811.
26. Circularly polarized light emission from semiconductor planar chiral nanostructures / K. Konishi [и др.] // Physical review letters. — 2011. — т. 106, № 5. — с. 057402.
27. Polarization control of quantum dot emission by chiral photonic crystal slabs / S. V. Lobanov [и др.] // Optics letters. — 2015. — т. 40, № 7. — с. 1528—1531.
28. Plasmon-controlled fluorescence: beyond the intensity enhancement / T. Ming [и др.] // The Journal of Physical Chemistry Letters. — 2012. — т. 3, № 2. — с. 191—202.
29. *Mertens H., Koenderink A., Polman A.* Plasmon-enhanced luminescence near noble-metal nanospheres: Comparison of exact theory and an improved Gersten and Nitzan model // Physical Review B. — 2007. — т. 76, № 11. — с. 115123.

30. Enhancement of single-molecule fluorescence using a gold nanoparticle as an optical nanoantenna / S. Kühn [и др.] // Physical review letters. — 2006. — т. 97, № 1. — с. 017402.
31. Fluorescence enhancement, blinking suppression, and gray states of individual semiconductor nanocrystals close to gold nanoparticles / X. Ma [и др.] // Nano letters. — 2010. — т. 10, № 10. — с. 4166—4174.
32. Distance and wavelength dependent quenching of molecular fluorescence by Au@ SiO₂ core-shell nanoparticles / P. Reineck [и др.] // ACS nano. — 2013. — т. 7, № 8. — с. 6636—6648.
33. On the quenching of semiconductor quantum dot photoluminescence by proximal gold nanoparticles / T. Pons [и др.] // Nano letters. — 2007. — т. 7, № 10. — с. 3157—3164.
34. Ultrahigh Purcell factor in photonic crystal slab microcavities / L. Sanchis [и др.] // Physical Review B. — 2007. — т. 76, № 4. — с. 045118.
35. Purcell effect in photonic crystal microcavities embedding InAs/InP quantum wires / J. Canet-Ferrer [и др.] // Optics Express. — 2012. — т. 20, № 7. — с. 7901—7914.
36. *Iwase H., Englund D., Vučković J.* Analysis of the Purcell effect in photonic and plasmonic crystals with losses // Optics express. — 2010. — т. 18, № 16. — с. 16546—16560.
37. Surface electromagnetic waves thermally excited: Radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces revisited in the near field / K. Joulain [и др.] // Surface Science Reports. — 2005. — т. 57, № 3. — с. 59—112.
38. *Ландау Л. Д., Питаевский Л. П., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. — Наука, 1976.
39. *Francoeur M., Pinar Mengüç M.* Role of fluctuational electrodynamics in near-field radiative heat transfer // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. — 2008. — т. 109, № 2. — с. 280—293.
40. Mott transition in VO₂ revealed by infrared spectroscopy and nano-imaging / M. M. Qazilbash [и др.] // Science. — 2007. — т. 318, № 5857. — с. 1750—1753.
41. *Berglund C., Guggenheim H.* Electronic Properties of VO₂ near the Semiconductor-Metal Transition // Phys. Rev. — 1969. — т. 185, № 3. — с. 1022.
42. *Zhu L., Otey C. R., Fan S.* Negative differential thermal conductance through vacuum // Appl. Phys. Lett. — 2012. — т. 100, № 4. — с. 044104.

Список публикаций автора по теме диссертации: повышенный уровень

- A1. Photonic Bound States in the Continuum in Si Structures with the Self-Assembled Ge Nanoislands / S. A. Dyakov [и др.] // *Laser & Photonics Reviews*. — 2021. — с. 2000242. — DOI: 10.1002/lpor.202000242. — **Selected for the journal Cover image in July.**
- A2. Luminescent properties of spatially ordered Ge/Si quantum dots epitaxially grown on a pit-patterned “silicon-on-insulator” substrate / Z. V. Smagina [и др.] // *Journal of Luminescence*. — 2022. — с. 119033. — DOI: 10.1016/j.jlumin.2022.119033.
- A3. Eigenmode analysis of the waveguide-plasmon structure based on a-Si_{1-x}C_x: H layer with 1D gold grating / S. I. Pavlov [и др.] // *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*. — 2022. — т. 48. — с. 100975. — DOI: 10.1016/j.photonics.2021.100975.
- A4. Optimizing plasmon enhanced luminescence in silicon nanocrystals by gold nanorods / O. Pavelka [и др.] // *Nanoscale*. — 2021. — т. 13, № 9. — с. 5045–5057. — DOI: 10.1039/D1NR00058F.
- A5. Wide-band enhancement of the transverse magneto-optical Kerr effect in magnetite-based plasmonic crystals / S. Dyakov [и др.] // *Physical Review B*. — 2019. — т. 100, № 21. — с. 214411. — DOI: 10.1103/PhysRevB.100.214411.
- A6. Quasiguidded modes of opaline photonic crystals covered by Ge₂Sb₂Te₅ / S. A. Dyakov [и др.] // *Physical Review B*. — 2017. — т. 96, № 4. — с. 45426. — DOI: 10.1103/PhysRevB.96.045426.
- A7. One-stage formation of two-dimensional photonic crystal and spatially ordered arrays of self-assembled Ge(Si) nanoislands on pit-patterned silicon-on-insulator substrate / A. V. Novikov [и др.] // *Nanomaterials*. — 2021. — т. 11, № 4. — с. 909. — DOI: 10.3390/nano11040909.
- A8. Vertical Routing of Spinning-Dipole Radiation from a Chiral Metasurface / S. A. Dyakov [и др.] // *Physical Review Applied*. — 2020. — т. 14, № 2. — с. 024090. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.024090.
- A9. Nearly perfect near-infrared luminescence efficiency of Si nanocrystals: A comprehensive quantum yield study employing the Purcell effect / J. Valenta [и др.] // *Scientific Reports*. — 2019. — т. 9, № 1. — DOI: 10.1038/s41598-019-47825-x.
- A10. Magnetic field free circularly polarized thermal emission from a chiral metasurface / S. A. Dyakov [и др.] // *Physical Review B*. — 2018. — дек. — т. 98, № 23. — с. 235416. — DOI: 10.1103/PhysRevB.98.235416.

- A11. Plasmon induced modification of silicon nanocrystals photoluminescence in presence of gold nanostripes / S. A. Dyakov [и др.] // *Scientific Reports*. — 2018. — т. 8, № 1. — с. 4911. — DOI: 10.1038/s41598-018-22633-x.
- A12. Optical properties of silicon nanocrystals covered by periodic array of gold nanowires / S. A. Dyakov [и др.] // *Physical Review B*. — 2016. — т. 93, № 20. — с. 205413. — DOI: 10.1103/PhysRevB.93.205413.
- A13. Thermal self-oscillations in radiative heat exchange / S. A. Dyakov [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2015. — февр. — т. 106, № 6. — с. 064103. — DOI: 10.1063/1.4908188.
- A14. Near-field thermal memory based on radiative phase bistability of VO₂ / S. A. Dyakov [и др.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2015. — т. 48. — с. 305104. — DOI: 10.1088/0022-3727/48/30/305104.
- A15. Thermal radiation dynamics in two parallel plates: The role of near field / S. A. Dyakov [и др.] // *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*. — 2014. — т. 90, № 4. — с. 45414. — DOI: 10.1103/PhysRevB.90.045414.

Список публикаций автора по теме диссертации: стандартный уровень

- B1. Transverse magneto-optical kerr effect in magnetite covered by array of gold nanostripes / S. Dyakov [и др.] // *Semiconductors*. — 2018. — т. 52, № 14. — с. 1857–1860. — DOI: 10.1134/S1063782618140099.
- B2. Зависимость люминесцентных свойств упорядоченных групп Ge (Si) наноостровков от параметров ямок на структурированной поверхности подложки "кремний на изоляторе" / Ж. В. Смагина [и др.] // *Физика и техника полупроводников*. — 2021. — т. 55, № 12. — с. 1210–1215. — DOI: 10.21883/FTP.2021.12.51707.9722.
- B3. Enhancement of the Luminescence Signal from Self-Assembled Ge (Si) Nanoislands due to Interaction with the Modes of Two-Dimensional Photonic Crystals / D. V. Yurasov [и др.] // *Semiconductors*. — 2020. — т. 54, № 8. — с. 975–981. — DOI: 10.1134/S1063782620080254.

Список публикаций автора, не вошедших в диссертацию

- C1. Resonant mode approximation of the scattering matrix of photonic crystal slabs near several Wood-Rayleigh anomalies / D. Gromyko [и др.] // *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*. — 2022. — с. 101015. — DOI: 10.1016/j.photonics.2022.101015.
- C2. Strong Local Field Enhancement of Raman Scattering Observed in Metal-Dielectric Gratings due to Vertical Fabry-Perot Modes of Surface Plasmon Polaritons / D. A. Gromyko [и др.] // *Physical Review Applied*. — 2022. — т. 17, № 2. — с. 024015. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.17.024015.
- C3. Laser Ablated Nanocrystalline Diamond Membrane for Infrared Applications / M. S. Komlenok [и др.] // *Sensors*. — 2022. — т. 22, № 3. — с. 829. — DOI: 10.3390/s22030829.
- C4. Surface-Enhanced Raman Scattering-Active Gold-Decorated Silicon Nanowire Substrates for Label-Free Detection of Bilirubin / A. D. Kartashova [и др.] // *ACS Biomaterials Science & Engineering*. — 2021. — DOI: 10.1021/acsbomaterials.1c00728.
- C5. Enhancing the photoluminescence response of thick Ge-on-Si layers using photonic crystals / D. Yurasov [и др.] // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2021. — т. 55, № 7. — с. 075107. — DOI: 10.1088/1361-6463/ac32fe.
- C6. Fourier modal method for Moiré lattices / N. S. Salakhova [и др.] // *Physical Review B*. — 2021. — т. 104, № 8. — с. 085424. — DOI: 10.1103/PhysRevB.104.085424.
- C7. Dimensional confinement and waveguide effect of Dyakonov surface waves in twisted confined media / D. A. Chermoshentsev [и др.] // *Nanophotonics*. — 2020. — т. 9, № 16. — с. 4785–4797. — DOI: 10.1515/nanoph-2020-0459.
- C8. Gold nanoparticle-carbon nanotube multilayers on silica microspheres: Optoacoustic-Raman enhancement and potential biomedical applications / D. Nozdriukhin [и др.] // *Materials Science and Engineering: C*. — 2021. — т. 120. — с. 111736. — DOI: 10.1016/j.msec.2020.111736.
- C9. Fourier-Imaging Spectroscopy of Two-Dimensional Gold Nanodisk Array on Photoluminescent Layer / S. I. Pavlov [и др.] // *Semiconductors*. — 2020. — т. 54, № 14. — с. 1893–1896. — DOI: 10.1134/S1063782620140225.
- C10. Stimuli-Responsive Microarray Films for Real-Time Sensing of Surrounding Media, Temperature, and Solution Properties via Diffraction Patterns / J. Zhang [и др.] // *ACS Applied Materials & Interfaces*. — 2020. — т. 12, № 16. — с. 19080–19091. — DOI: 10.1021/acsaami.0c05349.

- C11. Gold nanoflowers grown in a porous Si/SiO₂ matrix: The fabrication process and plasmonic properties / L. A. Osminkina [и др.] // Applied Surface Science. — 2020. — т. 507. — с. 144989. — DOI: 10.1016/j.apsusc.2019.144989.
- C12. *Fradkin I. M., Dyakov S. A., Gippius N. A.* Nanoparticle lattices with bases: Fourier modal method and dipole approximation // Phys. Rev. B. — 2020. — июль. — т. 102, вып. 4. — с. 045432. — DOI: 10.1103/PhysRevB.102.045432.
- C13. *Fradkin I. M., Dyakov S. A., Gippius N. A.* Thickness-Independent Narrow Resonance in a Stack of Plasmonic Lattices // Physical Review Applied. — 2020. — т. 14, № 5. — с. 054030. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.14.054030.
- C14. Dyakonov-like waveguide modes in an interfacial strip waveguide / E. V. Anikin [и др.] // Physical Review B, Rapid Communications, — 2020. — т. 102, № 16. — с. 161113. — DOI: 10.1103/PhysRevB.102.161113.
- C15. Raman Signal Enhancement Tunable by Gold-Covered Porous Silicon Films with Different Morphology / S. N. Agafilushkina [и др.] // Sensors. — 2020. — т. 20, № 19. — с. 5634. — DOI: 10.1063/1.4884839.
- C16. Single-walled carbon nanotube membranes as non-reflective substrates for nanophotonic applications / D. M. Zhigunov [и др.] // Nanotechnology. — 2020. — т. 32, № 9. — с. 095206. — DOI: 10.1088/1361-6528/abcacc.
- C17. *Fradkin I. M., Dyakov S. A., Gippius N. A.* Fourier modal method for the description of nanoparticle lattices in the dipole approximation // Physical Review B. — 2019. — т. 99, № 7. — с. 75310. — DOI: 10.1103/PhysRevB.99.075310.
- C18. Midinfrared Surface Plasmons in Carbon Nanotube Plasmonic Metasurface / B. I. Afinogenov [и др.] // Physical Review Applied. — 2018. — т. 9, № 2. — с. 24027. — DOI: 10.1103/PhysRevApplied.9.024027.
- C19. Dynamic in-situ sensing of fluid-dispersed 2D materials integrated on microfluidic Si chip / B. T. Hogan [и др.] // Scientific Reports. — 2017. — т. 7. — с. 42120. — DOI: 10.1038/srep42120.
- C20. Near-field radiative heat transfer between metasurfaces: A full-wave study based on two-dimensional grooved metal plates / J. Dai [и др.] // Physical Review B. — 2016. — т. 94, № 12. — с. 125431. — DOI: 10.1103/PhysRevB.94.125431.
- C21. *Dai J., Dyakov S. A., Yan M.* Radiative heat transfer between two dielectric-filled metal gratings // Physical Review B. — 2016. — т. 93, № 15. — с. 155403. — DOI: 10.1103/PhysRevB.93.155403.
- C22. *Dai J., Dyakov S. A., Yan M.* Enhanced near-field radiative heat transfer between corrugated metal plates: Role of spoof surface plasmon polaritons // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics. — 2015. — т. 92, № 3. — с. 35419. — DOI: 10.1103/PhysRevB.92.035419.

- C23. Absorption and emission of silicon nanocrystals embedded in SiC: Eliminating Fabry-Pérot interference / M. Schnabel [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2015. — т. 117, № 4. — с. 45307. — DOI: 10.1063/1.4905671.
- C24. Optical Spectra of Composite One-Dimensional Photonic Crystals with Extended Stop Bands Based on a Si-Air Structure / V. A. Tolmachev [и др.] // Journal of Lightwave Technology. — 2015. — т. 33, № 17. — с. 3577–3583. — DOI: 10.1109/JLT.2015.2444356.
- C25. Absence of quantum confinement effects in the photoluminescence of Si₃N₄-embedded Si nanocrystals / D. Hiller [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2014. — т. 115, № 20. — с. 204301. — DOI: 10.1063/1.4878699.
- C26. Multi-resonator structure based on continuous silver thin films for transparent conductors / R. Soltanmoradi [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — т. 105, № 6. — с. 61110. — DOI: 10.1063/1.4893144.
- C27. Silicon nanocrystals in SiN_x/SiO₂ hetero-superlattices: The loss of size control after thermal annealing / A. Zelenina [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2014. — т. 115, № 24. — с. 244304. — DOI: 10.1063/1.4884839.
- C28. Structural and optical properties of size controlled Si nanocrystals in Si₃N₄ matrix: The nature of photoluminescence peak shift / A. Zelenina [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2013. — т. 114, № 18. — с. 184311. — DOI: 10.1063/1.4830026.

Список приглашенных докладов на международных конференциях

- D1. *Dyakov S. A.* Dyakonov surface waves revisited: waveguide effect and negative anisotropy // Program of VI International Conference on Metamaterials and Nanophotonics METANANO. — online, 13–17 Sept.2021.
- D2. *Dyakov S. A.* Optical resonances and the Purcell effect in structures with self-organizing Ge nanoislands // Book of abstracts of XXV symposium Nanophysics and nanoelectronics. — online, 03.2021.
- D3. On the fundamental limits of luminescence quantum yield of light-emitting Si nanostructures: What is behind the green catastrophe? / J. Valenta [и др.] // Program of EMRS Fall Meeting. — Warsaw, Poland, 18–21 September.2017.
- D4. Plasmonic enhancement of silicon nanocrystals photoluminescence in the presence of gold nanowires / S. A. Dyakov [и др.] // Program of 9th Russian-French Workshop on Nanosciences and Nanotechnologies. — Suzdal, Russia, 3–7 October.2017.

- D5. Optical properties of silicon nanocrystals covered by periodic array of gold nanowires / S. A. Dyakov [и др.] // Program of BIT's 4th Annual World Congress of Smart Materials. — Osaka, Japan, 6–8 March 2018.2018.
- D6. *Dyakov S. A.* Optical Properties of Silicon nanocrystals covered by periodic array of gold nanowires // Programme of the II international symposium "Advanced studies in the field of chemistry and biomedicine". — Tomsk, Russia, 4–8 June.2018.
- D7. *Dyakov S. A., Gippius N. A., Tikhodeev S. G.* Infrared metasurfaces for polarization control of thermal emission // Book of abstracts of 10th Russian-French Workshop on Nanowires and Nanotechnologies. — Clermont-Ferrand, France, 2019.
- D8. *Dyakov S.* High quality optical resonances in periodic structures with Si-Ge quantum dots // Book of abstracts of XXIV symposium Nanophysics and nanoelectronics. — Institute of physics of microstructures, RAS. Nizhny Novgorod, 2020.
- D9. Near-field thermal memory device / M. Qiu [и др.] // Technical programme of SPIE Optics+Optoelectronics Symposia. — SPIE. Prague, Czech Republic, 13–16 April.2015. — с. 14.
- D10. Thermal self-oscillations in radiative heat exchange / S. A. Dyakov [и др.] // Conference programme of the 6th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics. — City College of New York, New York City, NY, USA, 04–07 August.2015.
- D11. Interference enhancement of photoluminescence signal from thin layers with silicon nanocrystals / S. A. Dyakov [и др.] // Proceedings of the Microscopical Society of Ireland Symposium. Program and Abstracts. — University College Cork. Cork, Ireland, 29–31 August.2012. — с. 58. — **Best oral presentation award.**