

На правах рукописи

Рыбин Михаил Валерьевич

**РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ
В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СПЕКТРАХ
ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ И МЕТАМАТЕРИАЛОВ**

Специальность 01.04.07 —
«Физика конденсированного состояния»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2018

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук и

в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования Санкт-Петербургском национальном исследовательском университете информационных технологий, механики и оптики.

Научный консультант: **Лимонов Михаил Феликсович**, доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты:

Никитов Сергей Аполлонович, доктор физико-математических наук, член-корр. РАН, ФГБУН Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, директор

Виноградов Алексей Петрович, доктор физико-математических наук, профессор, ФГБУН Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук, главный научный сотрудник лаборатории теоретической электродинамики конденсированного состояния

Фирсов Дмитрий Анатольевич, доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», заведующий кафедрой физики полупроводников и нанoeлектроники

Ведущая организация: **Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова**

Защита состоится 18 октября 2018 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.01 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: Санкт-Петербург, Политехническая ул. д.26.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе и на сайте www.ioffe.ru.

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: Санкт-Петербург, Политехническая ул. д.26, ученому секретарю диссертационного совета Д 002.205.01.

Автореферат разослан _____ августа 2018 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 002.205.01,
канд. физ.-мат. наук

А.А. Петров

Общая характеристика работы

Мы живем в мире резонансов. Окружающее нас пространство заполнено естественными и искусственными резонаторами, от музыкальных инструментов до сложных устройств, таких как аппараты для магнитно-резонансной томографии или кварцевые генераторы, задающие тактовую частоту в современных микропроцессорах. Фотоника, как самостоятельный раздел науки, сформировалась во многом благодаря появлению лазеров, основным элементом которых является резонатор для создания обратной связи.

Успехи физики твердого тела, связанные с описанием закономерностей транспорта электронов в полупроводниках, позволили вывести электронные устройства на новый уровень по сравнению с приборами предыдущего поколения, в которых электроны распространялись по проводам или в свободном пространстве вакуумных ламп. 1987 год вошел в историю развития фотоники как год, напоминающий начало полупроводниковой эры в электронике. Яблонович [1] и Джон [2] заложили основы нового направления в физике твердого тела – создание и исследование искусственных «полупроводников» для света – структур с периодом решетки, сопоставимым с длиной электромагнитной волны. Эти структуры получили название *фотонные кристаллы*. Ранее распространение световых пучков рассматривалось, в первую очередь, при прохождении по «проводам»–световодам, или в свободном пространстве. Появление фотонных кристаллов существенно расширило наши возможности в управлении световыми потоками [3]. Отметим, что подобные идеи высказывались Быковым еще в 1972 году [4], однако эти работы опередили свое время и не вызвали должного научного резонанса.

В начале этого столетия Пендри ввел в рассмотрение новый класс искусственных структур, активно изучаемых в фотонике, которые получили название *метаматериалы* [5]. В отличие от фотонных кристаллов, распространение света в метаматериалах может быть описано традиционным способом при помощи материальных параметров – диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной восприимчивости μ , которые связаны с электрическим и магнитным откликом на отдельных структурных элементах. Правильно подобранные и организованные в пространстве структурные элементы позволяют создавать метаматериалы с желаемыми значениями ϵ и μ , включая отрицательные величины. На основе метаматериалов можно сконструировать левосторонние среды, предложенные Веселаго еще в середине XX-го века [6], а также реализовать мечту писателей-фантастов о «плаще-невидимке» [7].

Хотя диэлектрические метаматериалы рассматривались еще в 2002 году [8], большинство научных групп продолжают использовать в качестве структурных элементов с магнитным откликом металлические разомкну-

тые кольцевые резонаторы. Это связано с тем, что такие резонаторы имеют малые размеры по сравнению с рабочей длиной волны, что позволяет провести процедуру гомогенизации структуры и определить материальные параметры. Однако при миниатюризации металлических метаматериалов [9] появляется проблема омических потерь, которые неизбежно сопровождают плазмонные резонансы на оптических частотах. В последнее время усилия исследователей были направлены на разработку и создание резонансных диэлектрических структур для фотоники [10]. Важной характеристикой элементов из материалов с высоким показателем диэлектрической проницаемости, например, из кремния, являются высокочастотные электрические и магнитные резонансы Ми, которые обеспечивают электрический и магнитный отклик структуры.

В зависимости от кристаллических параметров (симметрия, отношение постоянной решетки к зондирующей длине волны, диэлектрическая проницаемость) периодическая структура относится либо к классу фотонных кристаллов, либо к классу метаматериалов. При изменении этих параметров структура может менять свои свойства от фотонного-кристаллических к метаматериальным [8]. Изучение физических процессов, лежащих в основе такого «фотонного фазового перехода», кроме расширения фундаментальных знаний, призвано сыграть важную роль при разработке новых искусственных материалов, которые в перспективе по своему функционалу смогут заменить полупроводниковые приборы.

Актуальной задачей является исследование резонансного взаимодействия света с отдельными структурными элементами, формирующими фотонные структуры. Примером могут служить отдельные резонансные частицы, а также их кластеры, которые получили название «оптические антенны» [11]. Такие устройства позволяют усиливать свободно распространяющиеся электромагнитные волны в области ближнего поля антенны. Кроме того, оптические антенны эффективно преобразуют излучение из ближнего поля в световые волны, распространяющиеся в заданных направлениях. Также отметим, что наночастицы с особыми покрытиями позволяют наблюдать экстремальные электромагнитные свойства, такие как невидимость [12] и появление связанных состояний в континууме [13]. Дальнейшее изучение этих явлений представляет большой интерес для всевозможных практических применений.

В спектроскопии твердого тела принято выделять два фундаментальных контура резонансных линий – симметричный контур Лоренца и асимметричный контур Фано [14; 15]. Асимметричный контур Фано возникает в результате взаимодействия узкого резонанса Лоренца с широким контуром и наблюдается экспериментально при изучении самых разных объектов – от атомов гелия до полупроводников, сверхпроводников, фотонных кристаллов и метаматериалов. Профиль Фано характеризуется резким скачком интенсивности между максимумом и минимумом с нулевой интенсив-

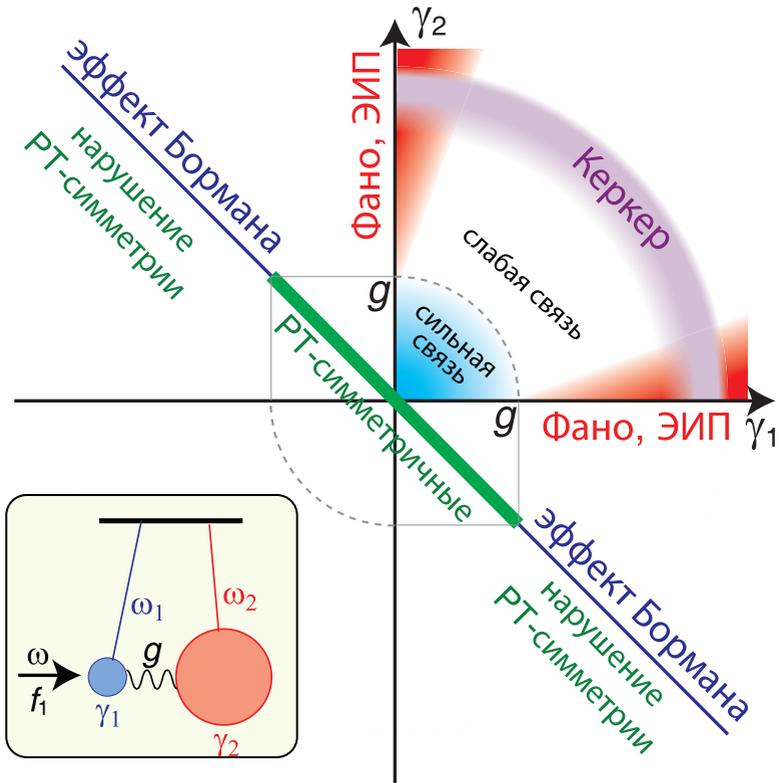


Рис. 1 — Резонансные явления в фотонике (резонанс Фано, ЭИП, эффекты Керкера и Бормана, РТ-симметрия). Области, в которых могут наблюдаться соответствующие эффекты, представлены в координатах величины затухания двух мод (γ_1, γ_2). Вставка: механическая аналогия – схема двух связанных осцилляторов с затуханием и вынуждающей силы f_1 , действующей на один из них.

ностью спектра. Интересной особенностью контура Фано является полный переворот линии в спектрах, например, превращение линии отражения в линию пропускания при определенных параметрах структуры.

Следует отметить, что в фотонике наблюдается целый ряд ярких резонансных явлений и эффектов, среди которых, помимо резонанса Фано, можно выделить эффекты Керкера и Бормана, электромагнитно индуцированную прозрачность (ЭИП), режим сильной связи [A27]. В связи с этим возникает задача классификации этих явлений и описания в единой модели для корректной интерпретации экспериментальных результатов и использования различных резонансных эффектов при проектировании фотонных приборов с заданными свойствами. Такая классификация была предложена

на совместно с А.Н. Поддубным, результаты представлены на диаграмме (рис. 1) и в таблице 1.

Актуальность темы исследования определяется большим интересом научного сообщества к изучению резонансных явлений в фотонике, что подтверждается регулярными публикациями по этой тематике в самых престижных международных научных журналах.

Целью данной работы являлось экспериментальное и теоретическое исследование электромагнитных резонансных эффектов в фотонных кристаллах и метаматериалах, а также в отдельных элементах, образующих эти структуры.

Научная новизна состоит в следующем: (i) Теоретически и экспериментально исследованы переходы «фотонный кристалл – метаматериал», построены фазовые диаграммы для двумерных фотонных структур с квадратной и треугольной решеткой, образованных диэлектрическими цилиндрами; (ii) Метод обратной дисперсии адаптирован для вычисления комплексных фотонных зонных диаграмм; (iii) Обнаружены и исследованы резонансы Фано, индуцированные структурным беспорядком; (iv) Установлено, что у однородного диэлектрического цилиндра существует режим невидимости, а также высокочастотные состояния, аналогичные связанным состояниям в континууме; (v) Исследован эффект Парселла и лэмбовский сдвиг для фотонных мод микрорезонатора.

Научная и практическая значимость полученных результатов заключается в следующем: (i) построены фазовые диаграммы «фотонный кристалл – метаматериал», на основании которых определяется структура искусственных объектов с заданными эффективными материальными параметрами; (ii) установлены параметры, определяющие режим невидимости однородного диэлектрического цилиндра без использования маскирующих покрытий и устройств; (iii) обнаружены суперрезонансные моды с добротностью $Q \approx 200$ в субволновых кремниевых цилиндрических резонаторах, которые могут быть использованы для понижения пороговых значений нелинейных эффектов, генерации излучения, а также других приложений; (iv) обнаружен эффект Парселла для фотонных мод, что позволяет управлять добротностью микрорезонаторов за счет внешних элементов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Предложена концепция фотонных фазовых переходов. В диэлектрических двумерных структурах происходят переходы между фазами фотонного кристалла и метаматериала. Переходы определяются взаимодействием резонансных мод Ми и Брэгга и приводят к возникновению отрицательных значений эффективных материальных параметров (например, магнитной восприимчивости) в чисто диэлектрической структуре. Переход «фотонный кристалл – метаматериал» в двумерной структуре, образованной диэлектриче-

- скими цилиндрами, характеризуется фазовой диаграммой в осях «фактор заполнения – контраст диэлектрической проницаемости».
2. Метод «обратной дисперсии» позволяет строить комплексные фотонные зонные диаграммы, содержащие информацию как о распространяющихся модах, так и о эванесцентных волнах в периодических структурах с произвольной частотной зависимостью комплексных материальных параметров. Диаграммы содержат критерий для интерпретации запрещенных зон, обусловленных резонансами Ми и Брэгга, и для определения границы между фотонным кристаллом и метаматериалом на фазовой диаграмме.
 3. Резонансное рассеяние Ми на высокоиндексных диэлектрических объектах, имеющих форму тела вращения, представляет собой каскады резонансов Фано. Интенсивность контура Фано обращается в ноль на определенной длине волны, что приводит к невидимости диэлектрического объекта.
 4. В электромагнитных спектрах фотонных структур, элементы которых имеют случайные значениями диэлектрической проницаемости, наблюдаются резонансы Фано. Резонансы Фано связаны с интерференцией между узкополосными брэгговскими линиями и широкополосным рассеянием, которое индуцировано флуктуациями диэлектрической проницаемости структурных элементов. Резонанс Фано сопровождается инверсией спектра: при определенных параметрах брэгговские зоны отражения превращаются в брэгговские пики пропускания.
 5. В диэлектрических субволновых резонаторах в результате сильного взаимодействия между парами фотонных мод наблюдаются многочисленные режимы антипересечения. В области антипересечения обе линии имеют контур Фано, причем одна из них соответствует высокодобротному состоянию с параметром Фано $q \rightarrow \infty$. Механизм формирования высокодобротной моды обусловлен деструктивной интерференцией фотонных состояний, утекающих в окружающее пространство, и аналогичен механизму возникновения связанных состояний в континууме, теоретически описанному Фридрихом и Винтеном для электронной системы.
 6. Эффект Парселла и сдвиг Лэмба в случае фотонных мод микрорезонаторов имеют классический аналог. Значения фактора Парселла для фотонных мод микрорезонатора и для квантовых объектов совпадают. Классический аналог эффекта Парселла интерпретирован на языке интерференции электромагнитных волн.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием различных (аналитических и численных) теоретических методов и подходов, в рамках которых были получены результаты, хорошо совпадающие друг с другом. Большая часть результатов была проверена эксперимен-

тально, измеренные спектры демонстрируют все эффекты, предсказанные теоретически.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались автором на следующих конференциях: международная конференция по фотонно-кристаллическим структурам PECS-IX (Сидней, Австралия в 2009 году); международная ежегодная конференция Days on Diffraction (Санкт-Петербург, Россия в 2009, 2011, 2013-2017 годах); всероссийская конференция «Опалоподобные структуры» (Санкт-Петербург, Россия в 2010 и 2012 годах); международный конгресс по современным электромагнитным материалам для микроволнового и оптического диапазона Metamaterials (Санкт-Петербург, Россия в 2012 году); международный симпозиум SPIE Photonics Europe (Брюссель, Бельгия в 2016 году); международный симпозиум PIERS (Санкт-Петербург, Россия в 2017 году); международная конференция по метаматериалам META (Инчон, Республика Корея в 2017 году). Кроме того, результаты, представленные в диссертации, докладывались соавторами более чем на 20 международных конференциях. Результаты исследований обсуждались на научных семинарах в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Университете ИТМО, МГУ им. М.В. Ломоносова.

Личный вклад автора заключается в формулировке целей и постановке задач, а также выборе объектов исследований, планировании и проведении экспериментальных и теоретических исследований, анализе полученных результатов, формулировке основных идей, развитых в диссертационной работе. Все результаты диссертационной работы получены автором лично, либо при его непосредственном участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 30 печатных изданиях (27 статей в журналах, рекомендованных ВАК, в том числе 25 оригинальных статей и 2 обзора, а также 3 главы в монографии).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Полный объем диссертации составляет 288 страниц, включая 90 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 392 наименования.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость полученных результатов.

В **первой главе** описаны методы расчета фотонных зонных диаграмм периодических структур, которые являются графическим представлением зависимости собственных частот ω от волнового вектора k . Анализ

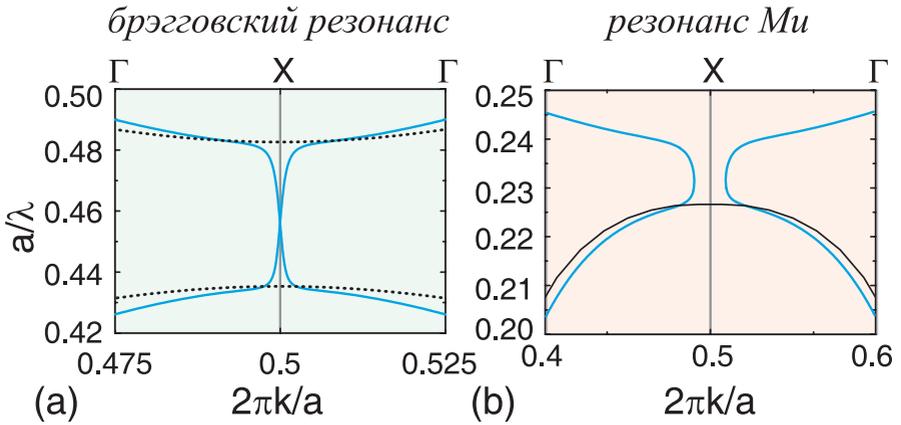


Рис. 2 — Фотонные зонные диаграммы квадратной решетки цилиндров с комплексной диэлектрической проницаемостью для брэгговской запрещенной зоны (а) и для запрещенной зоны, связанной с резонансом Ми (b). Волновой вектор сканирует направление Γ -X- Γ , поляризация TE. Голубые кривые – результаты расчетов вещественной части волнового вектора в зависимости от частоты при помощи метода «обратной дисперсии». Черный пунктир – расчет ветвей стандартным методом плоских волн в пренебрежении мнимой части диэлектрической проницаемости.

дисперсионных диаграмм позволяет получить обширную информацию о фотонных свойствах изучаемых структур. В разделе 1.1. приводится история становления зонной теории, адаптированной для электромагнитных волн, а также описывается метод плоских волн – один из самых распространенных методов расчета зонных диаграмм. При помощи разработанной вычислительной программы [М.В. Рыбин «Программа расчета фотонной зонной структуры периодических полностью диэлектрических метаматериалов» Свидетельство о регистрации программы ЭВМ и базы данных N2012618128 от 07.09.2012] были рассчитаны зависимости ширины полной запрещенной зоны от геометрических и материальных параметров фотонных структур, обладающих гранецентрированной кубической решеткой.

В разделе 1.2 представлен метод расчета комплексных зонных диаграмм, который получил название «метод обратной дисперсии». Для решения ряда оптических задач необходимо проводить анализ дисперсионных ветвей, которые соответствуют модам с вещественной частотой и комплексным волновым вектором. Традиционный подход к такой задаче – численное решение трансцендентного уравнения на комплексное число k . Однако при этом можно пропустить некоторые решения. Метод обратной дисперсии заключается в сведении уравнений Максвелла к задаче на собственное число

k некоторого оператора, зависящего от частоты ω . В отличие от трансцендентных уравнений, существующие итерационные методы позволяют находить все собственные решения k задачи на собственные числа. Таким образом, зонные диаграммы, построенные методом обратной дисперсии, гарантированно содержат полную информацию обо всех фотонных состояниях структуры. Кроме этого, метод позволяет проводить вычисления для произвольной частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости материалов. На основании метода обратной дисперсии сформулирован критерий, который позволяет отличить запрещенную зону, связанную с брэгговским рассеянием, от запрещенной зоны, связанной с локальными резонансами Ми в отдельных структурных элементах: режимы пересечения либо антипересечения дисперсионных ветвей, соответственно (рис. 2).

Таким образом, в **первой главе** описаны вычислительные методы, позволяющие исследовать электромагнитные свойства фотонных структур, в том числе обладающих частотной зависимостью диэлектрической проницаемости структурных элементов.

Во **второй главе** сформулирована концепция фотонных фазовых переходов и описано исследование такого перехода на примере фотонных кристаллов и метаматериалов. В разделе 2.1 приведены основные этапы исследования и классификации фазовых переходов. За двухвековую историю изучения этого вопроса на языке фазовых переходов были описаны термодинамические, а впоследствии также и нетермодинамические переходы, например, переход Лившица или квантовые фазовые переходы. При этом одним из проявлений фазовых переходов является резкое изменение параметров, характеризующих восприимчивость структуры к различным внешним воздействиям.

В разделе 2.2 приведена постановка задачи о фотонном фазовом переходе. Как известно, свойства фотонных кристаллов определяет брэгговское рассеяние, связанное с периодичностью структуры. На границе зоны Бриллюэна так называемые световые конусы, соответствующие модам электромагнитных волн в однородном пространстве, расщепляются в точке пересечения, образуя брэгговскую запрещенную зону (рис. 3а). У метаматериалов фундаментальная (т.е. самая низкая по частоте) запрещенная зона образуется в результате взаимодействия локального резонанса и светового конуса (рис. 3b,c). В отличие от фотонных кристаллов, запрещенная зона метаматериалов лежит внутри зоны Бриллюэна (рис. 3b,c). В работе [8] рассматривалась квадратная решетка однородных диэлектрических цилиндров с $\epsilon = 200$. У такой структуры в цилиндрах возникают магнитные резонансы Ми, и зонная диаграмма имеет вид, соответствующий рис. 3с. Авторы работы [8] определили для такой структуры магнитную восприимчивость $\mu < 0$, исходя из спектров пропускания и отражения. Последующие работы показали существенные недостатки такого метода гомо-

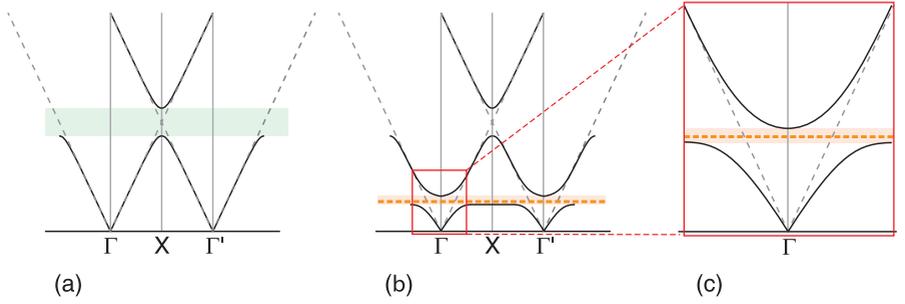


Рис. 3 — (а) Схема формирования брэгговской стоп-зоны, определяющей свойства фотонных кристаллов для волновых векторов на отрезке Γ - X - Γ' (Γ' – точка Γ , смещенная на вектор обратной решетки). Пунктир – невозмущенные световые конусы. Сплошные линии – собственные состояния фотонного кристалла. (б) Схема формирования запрещенной зоны, связанной с локальным резонансом в метаматериале. Серый пунктир – невозмущенные световые конусы. Оранжевый горизонтальный пунктир – невозмущенное локальное состояние. Сплошные линии – собственные фотонные состояния метаматериала. (в) Запрещенная зона, связанная с локальным состоянием, в увеличенном масштабе.

гомогенизации фотонной структуры [16]. В частности, дисперсионные кривые эффективных параметров из работы [8] не соответствуют принципу причинности, кроме этого величина μ зависит от числа периодов структуры. Дело в том, что при выводе граничных условий Максвелла предполагается однородность материальных сред даже на малых расстояниях от границы раздела по сравнению с длиной электромагнитной волны, что не соответствует случаю диэлектрических фотонных структур. Эта проблема может быть разрешена, в частности, при помощи введения дополнительных поверхностных слоев [16]. Важно отметить, что существенным препятствием для гомогенизации структуры является проявление пространственной дисперсии. Сильная пространственная дисперсия наблюдается на частотах брэгговских запрещенных зон, а на более низких частотах, включая области с $\mu < 0$, гомогенизация не лишена смысла. Таким образом, фотонная структура относится к классу метаматериалов, когда запрещенная зона, связанная с $\mu < 0$, оказывается ниже брэгговской запрещенной зоны. Ситуация усложняется тем, что при близких значениях брэгговской частоты и частоты локального резонанса брэгговская запрещенная зона и, соответственно, область сильной пространственной дисперсии существенно уширяются [17].

Фотонная зонная диаграмма позволяет однозначно определить относится ли структура к классу фотонных кристаллов (фундаментальная запрещенная зона связана с брэгговским резонансом) или метаматериалов

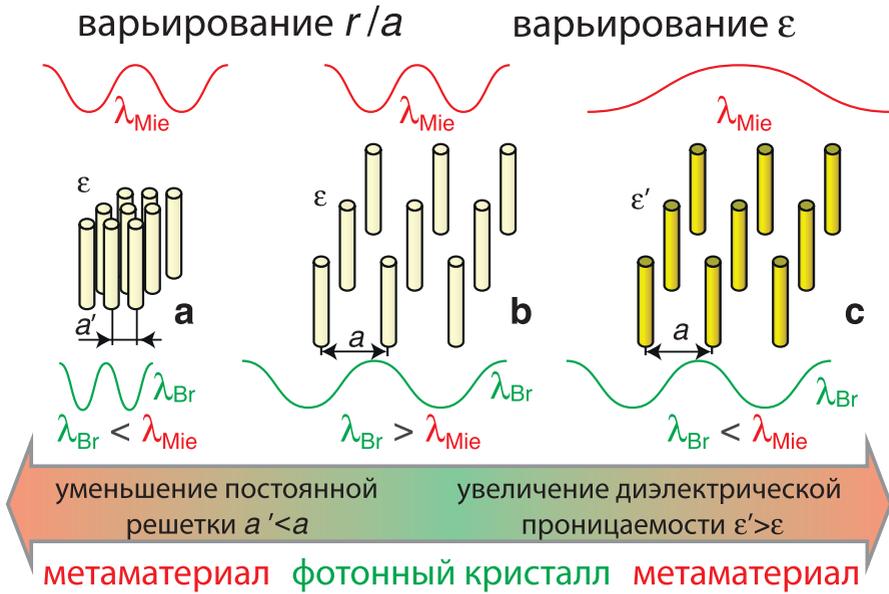


Рис. 4 — Переход от фотонных кристаллов к метаматериалам. Схема иллюстрирует два механизма перехода из фазы фотонного кристалла (b) к фазе метаматериала (a,c) путем изменения соотношения между длинами волн протяженного по структуре брэгговского резонанса и локальных резонансов Ми. Чтобы удовлетворить условию гомогенизации в низкочастотном (длинноволновом) пределе ($\lambda_{Bragg} < \lambda_{Mie}$), можно уменьшить постоянную решетки и увеличить коэффициент заполнения r/a (переход $b \rightarrow a$), либо увеличить диэлектрическую проницаемость цилиндра ϵ (переход $b \rightarrow c$).

(фундаментальная запрещенная зона связана с резонансом на структурном элементе). При непрерывном варьировании параметров структуры (постоянная решетки, диэлектрическая проницаемость цилиндров, см. рис. 4) будет наблюдаться качественное перестроение зонной диаграммы, что сопровождается изменением электромагнитных свойств, в частности появлением отрицательной магнитной восприимчивости. Поэтому, следуя работе [A17], переход структуры от фотонного кристалла к метаматериалу будем называть фотонным фазовым переходом. Отметим, что вопрос о выборе метода гомогенизации структуры в диссертационной работе не обсуждается, однако взаимосвязь запрещенной зоны с отрицательным откликом магнитного резонанса Ми доказывается в разделе 2.3, в котором рассматривались двумерные структуры, образованные диэлектрическими цилиндрами, находящимися в узлах квадратной или треугольной решетки. Для структуры с квадратной решеткой были проведены три независимых се-

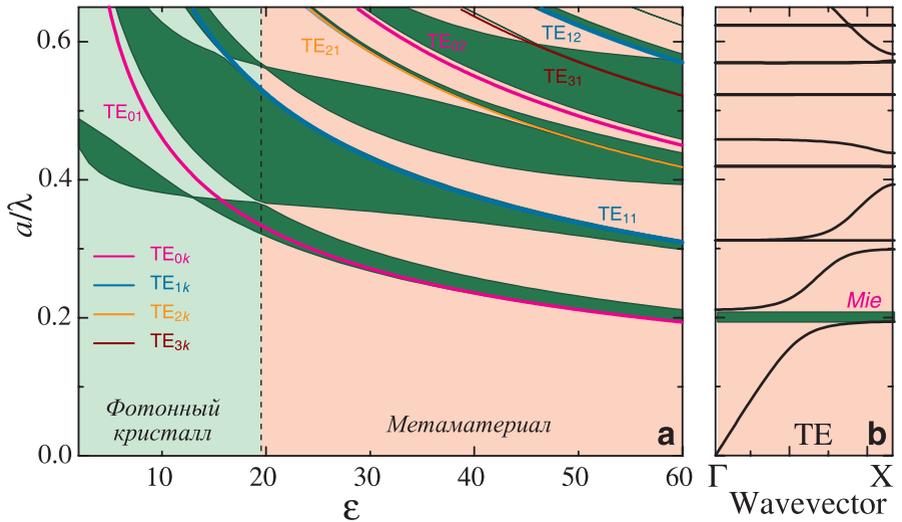


Рис. 5 — Карта фотонных запрещенных зон для двумерной квадратной решетки цилиндров. (a) Карта фотонных запрещенных зон, полученная в результате обработки зонных диаграмм для значений диэлектрической проницаемости в интервале $1 \leq \varepsilon \leq 60$ с шагом $\Delta\varepsilon = 1$. Цилиндры находятся в воздухе, $r/a = 0.25$, поляризация TE. Запрещенные зоны, связанные с резонансами Брэгга и Ми, полученные из зонных диаграмм, отмечены темно-зеленым цветом. Дополнительно на карту нанесена зависимость положения низкочастотных мод Ми. Вертикальный пунктир – значение ε , при котором зона Ми TE_{01} становится фундаментальной (b) Фотонная зонная диаграмма для двумерной квадратной решетки цилиндров с $\varepsilon = 60$ для волновых векторов в направлении $\Gamma \rightarrow X$.

рии расчетов, а именно: (i) расчет спектров рассеяния Ми на одиночном цилиндре; (ii) расчет зонных диаграмм бесконечного кристалла; (iii) расчет спектров пропускания конечного образца. Вычисления проводились в зависимости от параметров ε (диэлектрическая проницаемость цилиндров) и r/a (отношение радиуса цилиндра r к постоянной решетки a). Результаты трех серий полностью согласуются друг с другом. Карта запрещенных зон в зависимости от ε демонстрирует отщепление запрещенной зоны Ми TE_{01} и превращение ее в фундаментальную при $\varepsilon = 19$ (для $r/a = 0.25$) в процессе перестраивания зонной диаграммы (рис. 5). На основании анализа расчетных данных, в том числе с учетом особенностей трансформации второй дисперсионной ветви, в разделе 2.3 была построена фазовая диаграмма «фотонный кристалл – метаматериал» в осях r/a и ε (рис. 6). В фазе фотонного кристалла фундаментальная (самая низкая по частоте) запрещенная зона определяется брэгговским рассеянием волн на периоди-

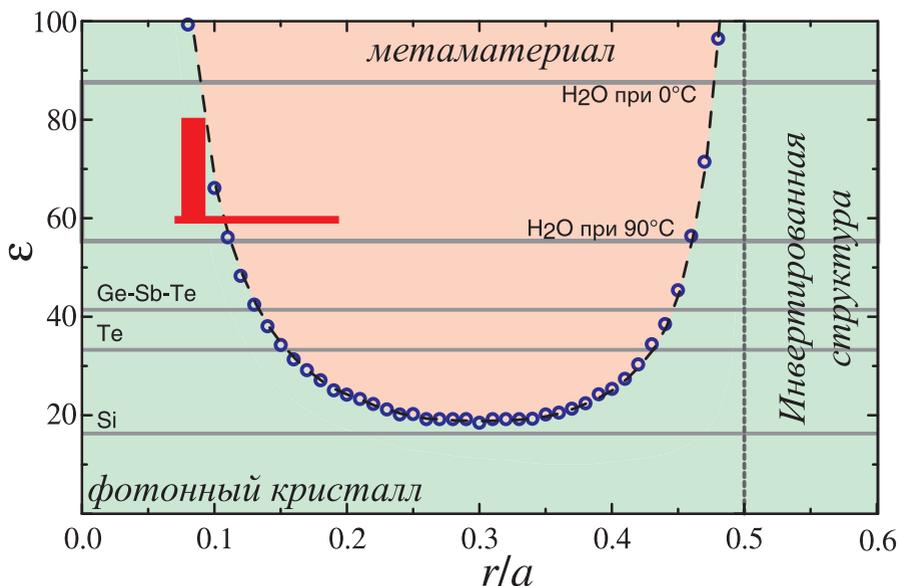


Рис. 6 — Фазовая диаграмма «фотонный кристалл – метаматериал» для двумерных структур с квадратной решеткой, образованной диэлектрическими цилиндрами. Синие кружки указывают точки, где запрещенная зона TE_{01} отщепляется от брэгговской стоп-зоны, становясь фундаментальной запрещенной зоной в частотном спектре (рис. 5). Экспериментально исследованные области отмечены красным. Значения диэлектрической проницаемости ϵ ряда материалов обозначены горизонтальными линиями. Области существования прямой и инвертированной решетки разделены вертикальной чертой при $r/a = 0.5$.

ческой структуре, а в фазе метаматериала фундаментальная запрещенная зона связана с локальными резонансами M_i в диэлектрических цилиндрах. При этом в спектральной области резонанса M_i запрещенную зону можно сопоставить интервалу частот с отрицательной магнитной восприимчивостью в изначально диэлектрической структуре, что и является определяющим фактором для интерпретации наблюдаемых явлений как нового типа фазового перехода.

В разделе 2.4 описана оригинальная экспериментальная установка для исследования фотонного фазового перехода по спектрам пропускания, названная «метакристалл». Это двумерная структура с квадратной решеткой, при конструировании которой использовались полученные из расчета значения параметров r/a и ϵ , соответствующие области фазового перехода. Конструкция метакристалла позволяла менять величину постоянной решетки без нарушения квадратной симметрии базиса. В узлах решетки

находились метровой длины пластиковые трубки, заполненные дистиллированной водой, диэлектрическая постоянная которой в микроволновом диапазоне меняется от 80 при комнатной температуре до 50 при 90°C. Так как эксперимент был рассчитан на микроволны, постоянная решетки a варьировалась в дециметровом диапазоне. Были проведены две серии экспериментов, в первой переменным параметром была диэлектрическая проницаемость ε , во второй серии – постоянная решетки a . Было получено прекрасное совпадение между расчетными и измеренными спектрами.

В разделе 2.7 представлены результаты теоретического исследования фотонного фазового перехода в структурах, у которых диэлектрическая проницаемость цилиндров является комплексной величиной, зависящей от частоты. В этом случае критерий, основанный на особенностях второй дисперсионной ветви, не применим, поскольку в средах с поглощением на комплексных зонных диаграммах ветви переходят друг в друга, и само определение второй дисперсионной ветви не очевидно. В работе был использован критерий «пересечение/антипересечение» ветвей на комплексных зонных диаграммах (см. рис. 2), вычисленных методом обратной дисперсии. Было показано, что в случае непоглощающих фотонных структур (ε – вещественная величина) оба критерия дают одинаковые результаты. Учитывая это, мы использовали метод обратной дисперсии для построения фазовых диаграмм фотонных структур на основе кремния.

В разделах 2.6 и 2.8 рассматриваются фотонные фазовые переходы в структурах с простой треугольной решеткой и с решеткой графена.

Третья глава посвящена различным электромагнитным резонансным явлениям, которые наблюдаются в режимах слабой и сильной связи. Особое внимание уделяется резонансу Фано (рис. 1). Асимметричный контур Фано описывается формулой

$$\sigma(\Omega) = D^2 \frac{(q + \Omega)^2}{1 + \Omega^2}, \quad (1)$$

где $q = \text{ctg} \delta$ – параметр Фано, δ – разность фаз между дискретным состоянием и состоянием в континууме, а $D^2 = 4 \sin^2 \delta$. Асимметричный контур Фано возникает в результате взаимодействия узкого резонанса Лоренца (состояние с малым затуханием) с широким контуром (рис. 7). В разделе 3.1 рассматривается резонанс Фано, а также эффекты Керкера и Бормана, электромагнитно индуцированная прозрачность, режим сильной связи, нарушение симметрии четность-время (эффекты представлены в табл. 1). Эти эффекты наблюдаются при интерференционном взаимодействии двух электромагнитных состояний с величиной затухания γ_1 и γ_2 ; константа связи равна g . На рисунке 1 схематически показаны области наблюдения разных эффектов в осях (γ_1 ; γ_2). Из рисунка видно, что существуют области параметров, в которых одно и тоже резонансное явление можно обсуждать в терминах, принятых для описания разных эффектов. Например,

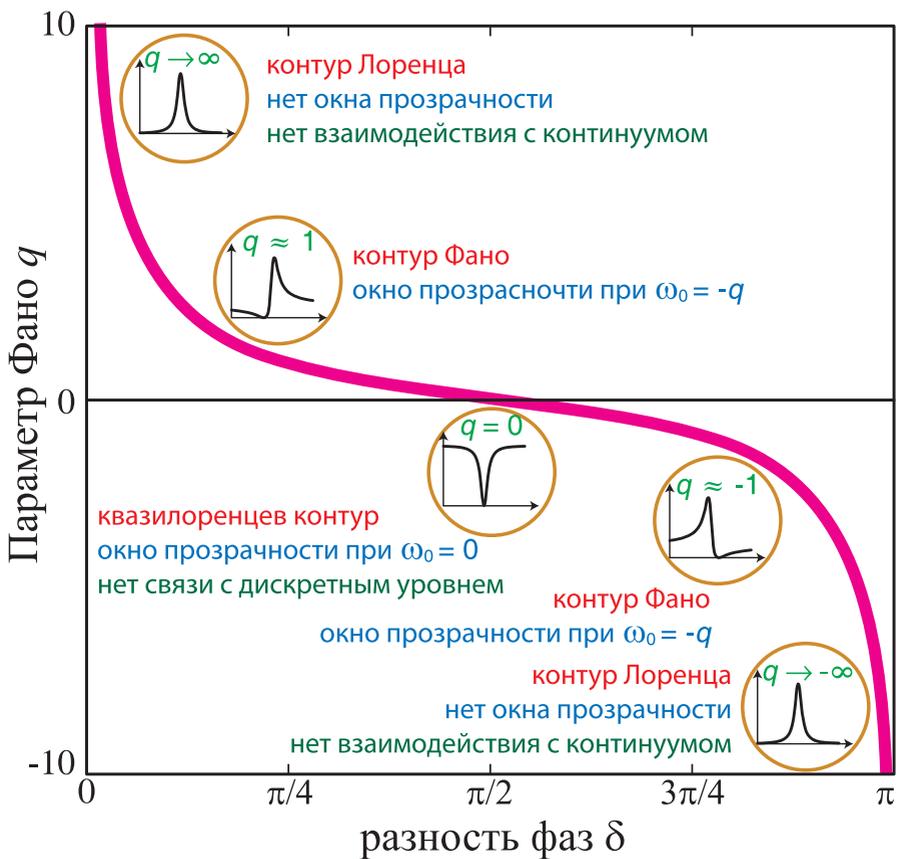


Рис. 7 — Параметр Фано q в зависимости от разности фаз δ между двумя состояниями. Параметр Фано $q(\delta)$ является функцией с периодом π . Вставки демонстрируют спектральный профиль резонанса Фано $\sigma(\omega)$ для характерных значений $q(\delta)$. Формула Фано сводится к формуле Лоренца в случаях: $\delta \rightarrow n\pi$ (для целых n), которые соответствует значениям $q \rightarrow +\infty$, и $q \rightarrow -\infty$. Кроме этого, при $\delta = (n + 1/2)\pi$, $q = 0$ резонанс Фано имеет симметричный квазилоренцевский спектральный профиль (окно прозрачности).

при $\gamma_1 \gg \gamma_2$ и $\gamma_1 \ll \gamma_2$ некоторые явления можно отнести как к резонансу Фано, так и к эффекту Керкера.

В разделе 3.2 показано, что известное уже более ста лет рассеяние Ми на однородных высокоиндексных диэлектрических объектах представляет собой каскады резонансов Фано. Интерференция между высокодобротной модой Ми и нерезонансным рассеянием приводит к формированию асимметричных линий, которые описываются формулой Фано (1). Появление

резонанса Фано можно показать анализируя граничные условия Максвелла, устанавливающие связь между амплитудой падающей волны и амплитудами рассеянной волны a_n (коэффициент Лоренца-Ми) и амплитудой поля внутри цилиндра d_n (рис. 8). В результате обработки спектральных линий была установлена котангенциальная зависимость параметра асим-

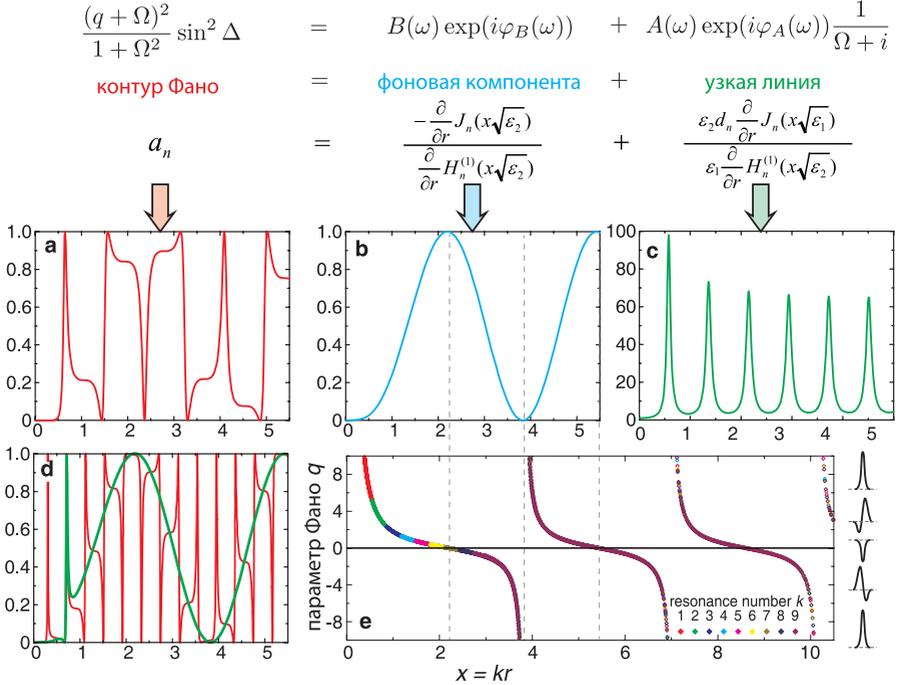


Рис. 8 — Резонансное рассеяние Ми как каскады резонансов Фано. (а) Спектральная зависимость квадрата модуля коэффициента Лоренца-Ми $|a_0|^2$, описывающего амплитуду магнитного поля вне цилиндра с $\varepsilon_1 = 16$. (b) Нерезонансный вклад в рассеяние Ми. (c) Спектральная зависимость квадрата модуля коэффициента Лоренца-Ми $|d_0|^2$, описывающего амплитуду магнитного поля внутри цилиндра с $\varepsilon_1 = 16$. (d) Спектральная зависимость квадрата модуля коэффициента Лоренца-Ми $|a_0|^2$ для цилиндра с $\varepsilon_1 = 60$ и пример аппроксимации резонанса TE_{02} формулой Фано (зеленая кривая). (e) Рассчитанная зависимость параметра Фано q от безразмерного параметра $x = r\omega/c = 2\pi r/\lambda$ для дипольных мод TE_{0k} ($1 \leq k \leq 9$) диэлектрического цилиндра с $1 \leq \varepsilon_1 \leq 150$ (при $\varepsilon_2 = 1$). Справа показаны четыре характерные линии резонанса Фано для разных значений q . В верхней части рисунка приведены уравнения, которые описывают интерференцию резонансного и нерезонансного вклада. $J_n(\zeta)$ и $H_n^{(1)}(\zeta)$ – функции Бесселя и Ханкеля порядка n .

Режим слабой связи: $|g| \ll |\gamma_1|$ или $|g| \ll |\gamma_2|$

Резонанс Фано. Резонанс Фано возникает при взаимодействии двух мод, затухание которых существенно отличается друг от друга. Моды соответствуют широкой и узкой спектральным линиям. При этом постоянная связи g меньше наибольшего из затуханий γ . Фаза моды с низкими потерями при прохождении резонанной частоты изменяется на π ('-' и '+' на рис. **a**), в то время как фаза второй моды изменяется слабо (пара '+' и '+'). Результирующий спектр (рис. **b**, перепечатан из работы [Fano, Phys.Rev. 1961]) демонстрирует характерную асимметрию с резким перепадом между минимумом и максимумом. Форма линии зависит от разности фаз δ между модами. В свою очередь фаза связана с параметром q .

Электромагнитно индуцированная прозрачность. ЭИП можно рассматривать, как частный случай резонанса Фано при $\omega_1 = \omega_2$ и $q=0$. В спектрах пропускания мода с большим затуханием наблюдается как широкая стоп-зона. Однако пропускание может быть восстановлено за счет интерференции с узкой модой, имеющей с противоположную фазу (рис. **c**). Это приводит к появлению узкого окна прозрачности, показанного на рис. **d** (рисунк воспроизведен из работы [Peng et al. Nat.Comm. 2014]).

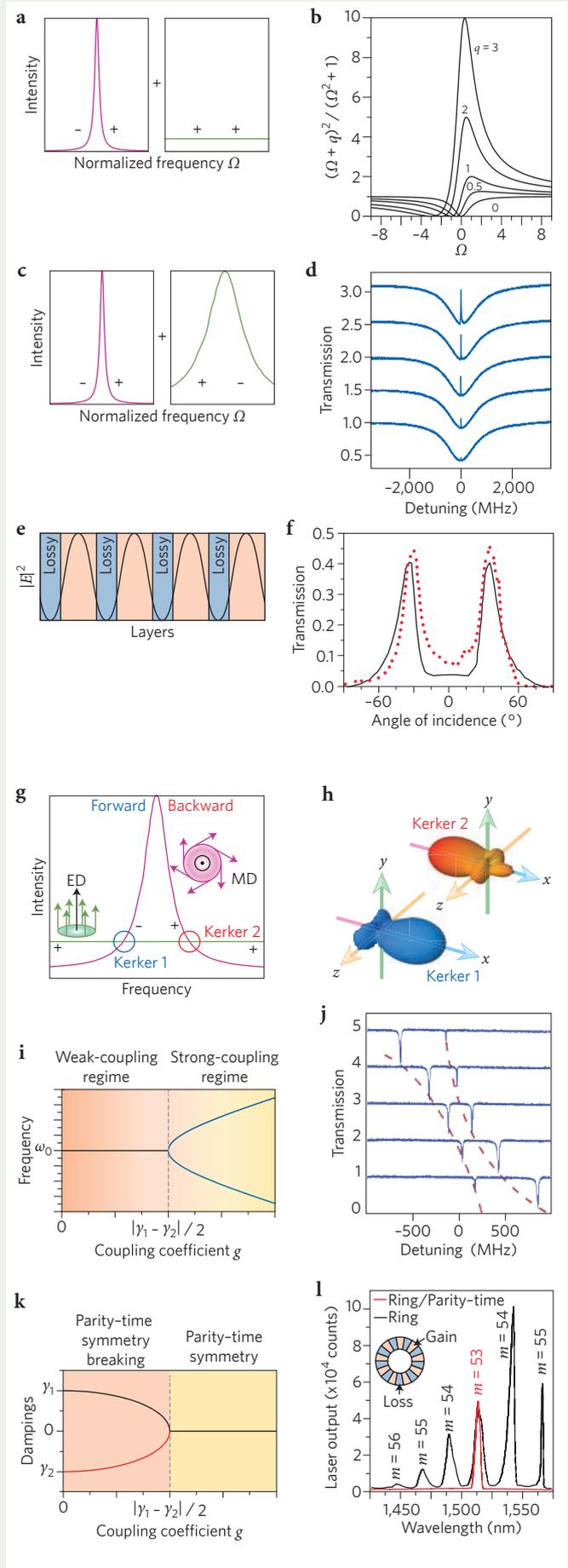
Эффект Бормана. Этот эффект является пространственным налогом ЭИП для структур с периодическим распределением поглощения. На краю стоп-зон, максимумы электрического поля блоховской волны соответствуют прозрачному материалу (красные области на рис. **e**), а минимумы приходятся на области с поглощением (синий цвет). В результате, потери оказываются подавленными, и в спектре появляется окно прозрачности. Экспериментальные (красные точки) и теоретические (черная сплошная) кривые представлены на рис. **f**, адаптированном из работы [Novikov&Murzina, Opt.Lett. 2017].

Эффект Керкера. Этот эффект отличается от резонанса Фано, т.к. не требует непосредственного взаимодействия между двумя модами. Вместо этого в эффекте задействовано отличие в пространственной симметрии мод. Электрические (ED) и магнитные (MD) дипольные моды нечетные (четные) по отношению к инверсии (рис. **g**). Это позволяет подавить рассеяние или вперед (первое условие Керкера), или назад (второе условие Керкера) при изменении относительной фазы на π при прохождении резонанса. Диаграммы направленности показаны на рис. **h** (воспроизведено из работы [Rybin et al. Phys.Rev. B 2013]).

Режим сильной связи: $|g| \gg |\gamma_1|$ и $|g| \gg |\gamma_2|$

Расщепление Раби или эффект Аунлера-Таунса. Этот эффект наблюдается в режиме сильной связи, когда моды обмениваются энергией намного быстрее, чем энергия утекает из этих мод. В результате образуются две гибридные моды, частоты которых отщепляются от частот невзаимодействующих мод (рис. **i**). Полоса пропускания между модами (рис. **j**, перепечатан из работы [Peng et al. Nat.Comm. 2014]) напоминает полосу окна прозрачности ЭИП (рис. **d**), однако она не связана с деструктивной интерференцией мод, как в случае ЭИП.

Симметрия четность-время. Симметрию четность-время можно рассматривать как аналог режима сильной связи для систем, обладающих симметрией как относительно инверсии, так и по обращению времени, т.е. накатка уравновешивает потери ($\gamma_1 = -\gamma_2$; $\omega_1 = \omega_2$). Несмотря на неэрмитовость задачи, спектр частот оказывается вещественным, и частоты расщепляются когда связь превышает скорость накачки/потерь ($g > |\gamma|$; рис. **k**). При слабой связи, симметрия четность-время, как говорится, нарушается, и спектр становится комплексным. В частности, системы с симметрией четность-время позволяют создавать одномодовые лазеры. Только для моды соответствующей распределению областей накачки и потерь (как в эффекте Бормана) достигается превышение порога накачки (рис. **l** адаптирован из работы [Feng et al. Science 2014]).



метрии от частоты, что характерно для резонанса Фано. Анализ граничных условий для гармоник, описывающих падающую плоскую волну, поле внутри однородного объекта и рассеянную волну, позволил определить резонансный и нерезонансный вклад в рассеяние. Сумма этих двух слагаемых была записана в виде формулы Фано.

В разделе 3.3 анализируются диаграммы направленности антенны Яги-Удо, состоящей из излучателя и сферической частицы с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 16$ (соответствует кремнию на длине волны порядка 600 нм). В высокоиндексной сферической частице возбуждаются магнитный и электрический дипольные резонансы Ми. В зависимости от условий их интерференции антенна формирует диаграмму направленности либо по направлению вперед, либо назад вдоль своей оси. Магнитный резонанс Ми, имеющий самую низкую частоту в спектре рассеяния частицы, играет роль узкой линии в модели Фано, причем роль широкой линии выполняет спектр излучателя и низкочастотное крыло линии электрического

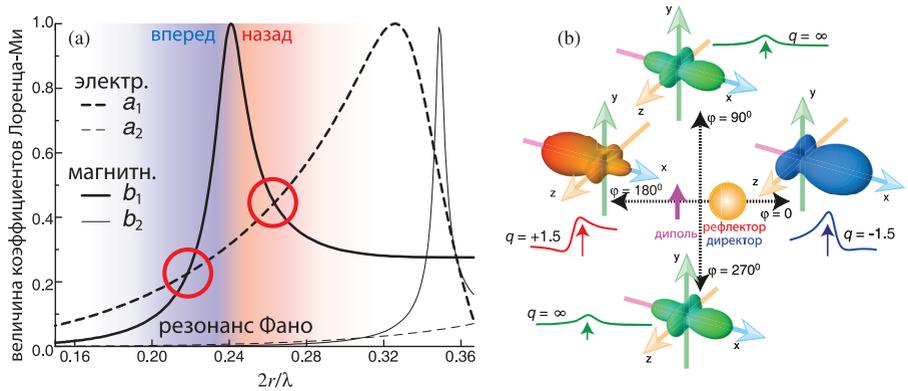


Рис. 9 — Режимы резонанса Фано и эффект Керкера в антеннах. (а) Коэффициенты Лоренца-Ми, описывающие эффективность рассеяния через разные мультипольные электрические a_n и магнитные b_n моды. Представлены низшие дипольные $n = 1$ и квадрупольные $n = 2$ мультипольные моменты для диэлектрической сферы с $\epsilon = 16$ в зависимости от нормированной частоты. В области доминирующего магнитного дипольного момента b_1 (по сравнению с фоновым электрическим моментом a_1) возникает резонанс Фано. Синий цвет отмечает условия для конструктивной интерференции излучения вперед, а красный – конструктивной интерференции излучения назад. Кружками выделены точки, соответствующие эффекту Керкера. (б) Трехмерные диаграммы направленности для трех разных частот. Значение параметра Фано q для направления основного лепестка приведено рядом с диаграммами направленности.

резонанса. В результате, спектр рассеяния антенны характеризуется резонансом Фано, у которого параметр асимметрии q зависит от направления излучения. Подбирая параметры антенны определенным образом, можно сформировать в диаграмме направленности выраженный лепесток в направлении вперед или назад (рис. 9). Экспериментально измеренные диаграммы направленности такой антенны в микроволновом диапазоне полностью совпадают с результатами расчетов.

В четвертой главе приведены примеры резонансов Фано, которые возникают благодаря структурному беспорядку. Обычно предполагается, что беспорядок должен приводить к деградации интерференционных явлений, однако мы демонстрируем противоположные примеры. В разделе 4.1 в качестве объекта исследования была выбрана классическая структура – одномерный фотонный кристалл, образованный чередующимися слоями A и B . Беспорядок в такой структуре вводился следующим образом: толщина w_A и диэлектрическая проницаемость ε_A слоев A были постоянными величинами, а толщина и диэлектрическая проницаемость слоев B флуктуировали с дисперсиями σ_{w_B} и σ_{ε_B} , соответственно. Флуктуации толщины слоев приводили лишь к уширению стоп-зон в спектрах пропускания. Совсем другие эффекты наблюдались в спектрах пропускания в случае беспо-

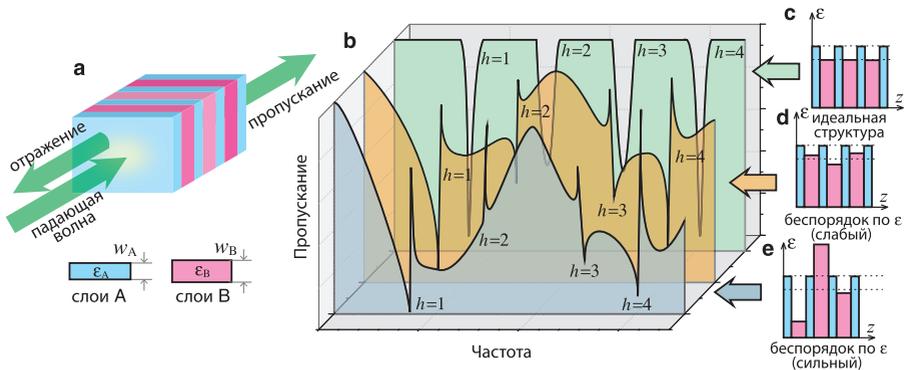


Рис. 10 — Спектры пропускания идеальных одномерных структур и структур с беспорядком. (а) Схематическое изображение одномерного фотонного кристалла в изучаемой геометрии рассеяния. Основные параметры слоев A и B : ε_A , w_A и ε_B , w_B . (б) Схема, демонстрирующая характерный спектр пропускания идеальной структуры и усредненный спектр двух структур с разной степенью беспорядка по диэлектрической проницаемости. На спектрах представлены четыре низкочастотных брэгговских полосы $h = 1 \dots 4$. Схемы пространственного распределения диэлектрической проницаемости приведены справа от спектров: (с) идеальная структура, (д) слабый ε -беспорядок и (е) сильный ε -беспорядок.

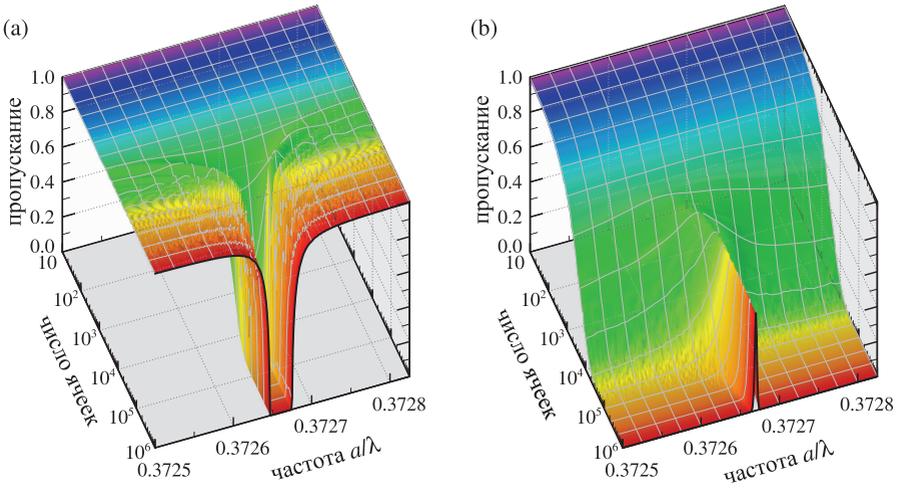


Рис. 11 — Зависимости спектров пропускания от числа элементарных ячеек N , образующих 1D фотонный кристалл. (а) Формирование брэгговской стоп-зоны в спектрах упорядоченного кристалла. (б) Формирование брэгговской зоны пропускания в спектрах 1D структуры с беспорядком по ε в слоях B . Параметры расчетов: $\varepsilon_A = 1.8$, $\bar{\varepsilon}_B = 1.80055$ для упорядоченной структуры и $\bar{\varepsilon}_B = 1.8000$ для неупорядоченной структуры, $w_B = 1/3a$, $\sigma_\varepsilon = 10$, число реализаций для неупорядоченной структуры $M = 1000 - 5000$.

рядка по диэлектрической проницаемости (рис. 10). В спектрах появлялся медленно изменяющийся фон, который соответствовал индуцированному беспорядком остаточному рассеянию Фабри-Перо на слоях B . Узкие брэгговские линии становились асимметричными, при увеличении беспорядка их контура непрерывно менялись, неизменно соответствуя контуру Фано. Анализ спектров пропускания позволил определить зависимость параметра Фано q от толщины слоев w_B , нормированной на период ячейки a . Эта зависимость соответствует функции котангенса, что подтверждает возникновение резонанса Фано. В частности, при увеличении величины беспорядка по ε наблюдается переворот спектра пропускания, т.е. брэгговская стоп-зона превращается в брэгговский пик пропускания (рис. 11).

Раздел 4.2 посвящен экспериментальному наблюдению индуцированного беспорядком резонанса Фано в спектрах пропускания синтетических опалов. Опалы состоят из плотноупакованных сферических частиц $a\text{-SiO}_2$, которые имеют нерегулярную сверхструктуру, т.е. их эффективная диэлектрическая проницаемость флуктуирует от частицы к частице. Таким образом, сферические частицы $a\text{-SiO}_2$ играют ту же роль, что и флуктуирующие слои B в одномерных структурах, а однородное пространство

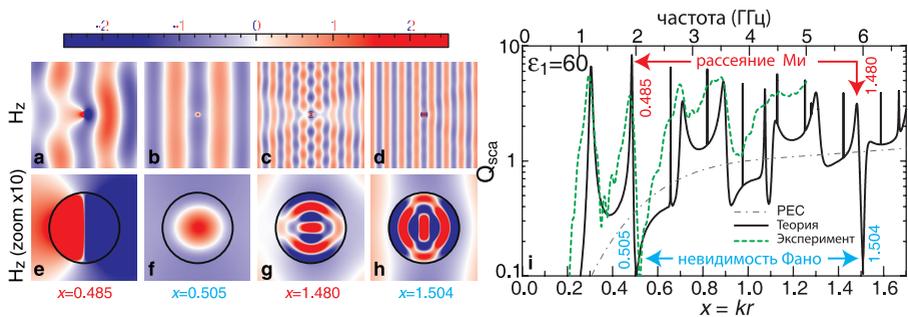


Рис. 12 — Карты магнитного поля и спектры рассеяния электромагнитной волны на цилиндре для поляризации ТЕ. (a-h) Результаты численных расчетов рассеяния Ми на одиночном цилиндре ($\epsilon_1 = 60$) в воздухе ($\epsilon_2 = 1$). H_z компонента электромагнитного поля поляризации ТЕ: (a-d) вокруг цилиндра и (e-h) внутри цилиндра. Показаны режимы: интенсивного рассеяния Ми при (a, e) $x = 0.485$ и (c, g) $x = 1.48$, а также режимы «невидимости Фано» при $x_{\text{invis}} = 0.505$ (b, f) и $x_{\text{invis}} = 1.504$ (d, h). (i) Спектральная зависимость интенсивности рассеяния Q_{sca} (черная кривая), эффективность рассеяния идеального металлического проводника (серая штриховая кривая) и экспериментально измеренная эффективность рассеяния цилиндра из дистиллированной воды в тонкой стеклянной трубке, окруженной воздухом (зеленая пунктирная кривая).

между сферами соответствует слоям А. В эксперименте это пространство заполнялось иммерсионными жидкостями с разными значениями диэлектрической проницаемости. В спектрах пропускания у полосы, связанной с брэгговским рассеянием на слоях (111) ГЦК решетки опала, наблюдались все характерные формы профиля резонанса Фано: симметричный провал, асимметричные линии, а также переворот брэгговской полосы, соответствующий параметру Фано $q = 0$. Спектральный профиль брэгговской полосы аппроксимировался формулой Фано, в результате чего была найдена монотонная зависимость q от величины диэлектрической проницаемости заполнителя.

Пятая глава посвящена резонансным эффектам, наблюдаемым в цилиндрах с высоким значением диэлектрической проницаемости. Как было показано в разделе 3.2, рассеяние Ми представляет собой каскады резонансов Фано. Важной особенностью резонанса Фано является обращение в нуль его контура на некоторой частоте. В случае длинного диэлектрического цилиндра зануление контура связано с деструктивной интерференцией между модами Ми и нерезонансной компонентой. В результате рассеяние пропадает и цилиндр становится невидимым стороннему наблюдателю без использования каких-либо специальных покрытий или устройств (рис. 12). Раздел 5.1 посвящен теоретическому и экспериментальному описанию та-

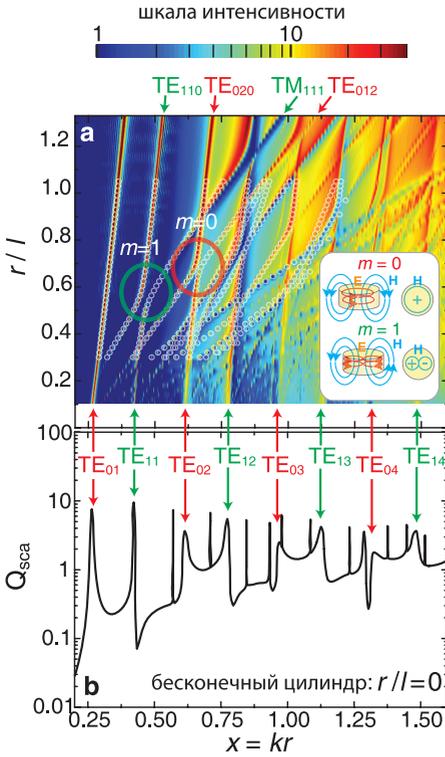


Рис. 13 — Дисперсия мод в диэлектрическом резонаторе с высоким показателем преломления. (а) Карта интенсивности спектров рассеяния плоской волны на однородном цилиндре с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 80$ в зависимости от аспектного отношения радиуса к высоте r/l . Почти вертикальные дисперсионные ветви TE_{mkn} соответствуют резонансам Ми бесконечного цилиндра. Области антипересечения мод с азимутальными номерами $m = 0$ и $m = 1$ отмечены, соответственно, красным и зеленым кружками. Вставка на панели (а) иллюстрирует электрические и магнитные поля для режимов с различными азимутальными числами m . (б) Спектральная зависимость интенсивности рассеяния электромагнитной волны на бесконечном однородном диэлектрическом цилиндре.

кого эффекта. Образец был изготовлен для демонстрации невидимости в микроволновом диапазоне. В качестве диэлектрического материала была использована горячая дистиллированная вода, залитая в длинную трубку. В спектрах рассеяния водяного цилиндра наблюдался провал интенсивности порядка 20 дБ на частоте, соответствующей теоретическому расчету. В разделе 5.2 описаны результаты исследований режимов невидимости диэлектрического цилиндра, у которого длина сравнима с радиусом.

В разделе 5.3 описано еще одно яркое интерференционное явление, обнаруженное в спектрах рассеяния цилиндров, высота которых сравнима с диаметром. В таких цилиндрах помимо резонансов Ми наблюдаются дополнительные резонансы, связанные с формированием стоячей волны между плоскими торцами цилиндра, т.е. резонансы Фабри-Перо. Спектральное положение резонансов Фабри-Перо существенно зависит от высоты цилиндра, в отличие от положения резонансов Ми (рис. 13). Из-за различного наклона дисперсионных ветвей мод Ми и Фабри-Перо при изменении аспектного соотношения r/l (радиус, деленный на высоту) ветви должны либо пересекаться, либо демонстрировать эффект антипересечения. В слу-

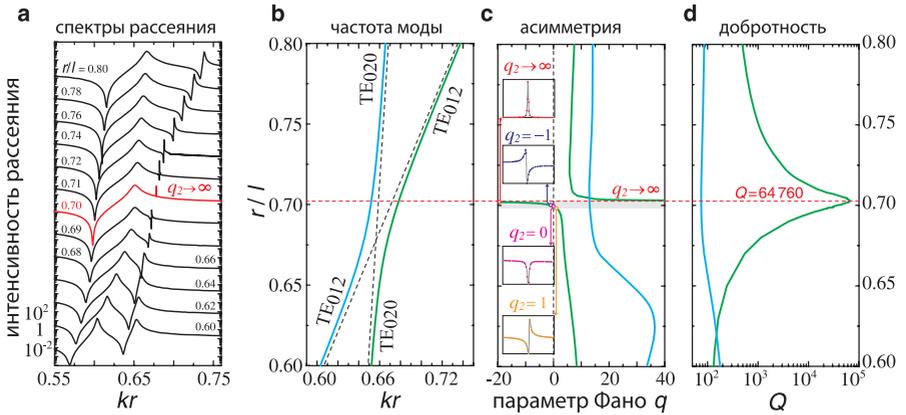


Рис. 14 — Анализ фотонных мод TE_{020} (квази-Ми) и TE_{012} (квази-Фабри-Перо) ($m = 0$) в области антипересечения. (a) Спектры рассеяния цилиндра ($\varepsilon = 80$) в зависимости от параметра r/l . Суперрезонансная мода возникает при $r/l = 0.701$ (красный спектр). Спектры сдвинуты друг относительно друга на 100 дБ. (b) Частоты мод TE_{020} и TE_{012} в области антипересечения. (c) Параметр Фано для обеих мод. Вставки показывают спектры высокочастотной полосы в линейном масштабе для значений в узком диапазоне r/l , отмеченных оранжевыми, пурпурными, синими и красными кругами ($r/l = 0.698$, $q = 1$; $r/l = 0.699$, $q = 0$; $r/l = 0.700$, $q = -1$; $r/l = 0.703$, $q \rightarrow \infty$). (d) Добротность Q , демонстрирующая типичную для суперрезонатора зависимость с максимальным значением, близким к $Q = 65000$. Данные в (b) – (d) получены путем аппроксимации спектральных линий формулой Фано. Голубые и зеленые кривые соответствуют низкочастотной и высокочастотной ветвям соответственно.

чае антипересечения, которое обусловлено сильным взаимодействием через окружающее пространство, формируются две гибридные моды: одна с низкой, другая с высокой добротностью Q (рис. 14). Высокая добротность связана с деструктивной интерференцией «хвостов» утекающих волн, имеющих в качестве источника моды Ми и Фабри-Перо. В квантовой механике аналогичный механизм, описанный Фридрихом и Винтгеном в 1985 году [18], приводит к возникновению так называемых связанных состояний в континууме, имеющих бесконечное время жизни. Однако в фотонике связанные состояния в континууме могут существовать либо в бесконечно протяженных (хотя бы в одном направлении) структурах, либо в ограниченных структурах, имеющих нулевые или бесконечные значения диэлектрической проницаемости каких-либо компонент. В любой реальной структуре вместо идеальных связанных состояний в континууме могут наблюдаться так называемые суперрезонансные моды, добротность которых демонстрирует стремительный рост при подстройке параметров резонато-

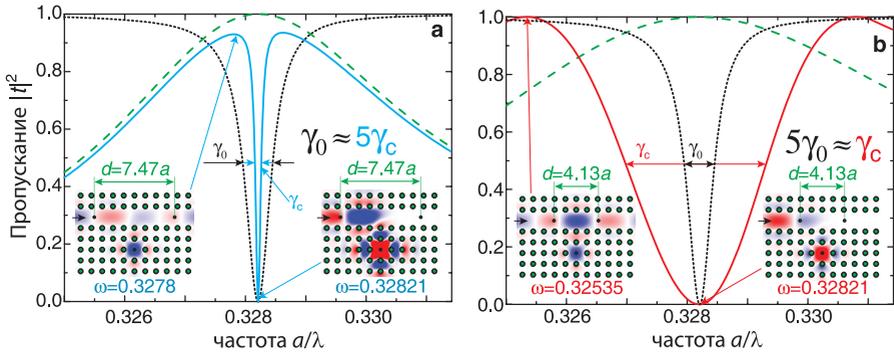


Рис. 15 — Эффект Парселла в фотонно-кристаллическом волноводе с микрорезонатором. (а) Увеличение времени жизни. Спектр пропускания структуры без резонатора Фабри-Перо, формирующего окружение, (черная пунктирная кривая) $\gamma_0 = 2.6 \cdot 10^{-4}$ и только с резонатором Фабри-Перо без микрорезонатора (зеленая пунктирная кривая) при $d = 7.47a$. Спектр полной структуры показан синей сплошной кривой, $\gamma_c = 5.7 \cdot 10^{-5}$. (б) Уменьшение времени жизни. Спектр пропускания структуры без резонатора Фабри-Перо, формирующего окружение, (черная пунктирная кривая) $\gamma_0 = 2.6 \cdot 10^{-4}$ и только с резонатором Фабри-Перо без микрорезонатора (зеленая пунктирная кривая) при $d = 4.13a$. Спектр полной структуры показан красной кривой, $\gamma_c = 1.3 \cdot 10^{-3}$. На вставках показано распределение электрического поля E_z для значений частот, отмеченных стрелками.

ра в области антипересечения двух мод. Было показано, что в режиме сильной связи мод Ми и Фабри-Перо добротность суперрезонансной моды достигает значения $Q = 200$ в субволновом резонаторе с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 13$.

В шестой главе рассматриваются классические аналоги известных эффектов квантовой электродинамики – эффекта Парселла и лэмбовского сдвига, которые связаны с переходами между квантовыми уровнями из-за взаимодействия с нулевыми флуктуациями электромагнитного поля вакуума. Эффект Парселла состоит в изменении скорости излучательно-го перехода из-за модификации локальной плотности фотонных состояний нулевых колебаний, вызванной изменением конфигурации окружения излучающего центра. Изначально лэмбовский сдвиг рассматривался как расщепление энергии перехода, связанное с разным взаимодействием s и p атомных орбиталей с нулевыми колебаниями вакуума. В настоящее время в величину лэмбовского сдвига также включают изменение энергии перехода, связанное с модификацией нулевых колебаний за счет окружения. В данной работе при анализе лэмбовского сдвига учитывается именно эта поправка.

В разделе 6.1 представлены результаты исследования системы, которая состоит из волновода и расположенного рядом с ним высокодобротного микрорезонатора. Волновод содержит два дефекта (расположенные по разные стороны от микрорезонатора), которые формируют окружение, модифицирующее локальную плотность состояний вблизи микрорезонатора. Была найдена функция Грина в волноводе, которая позволила записать выражения для квантового эффекта Парселла и лэмбовского сдвига. С помощью метода матриц переноса было показано, что пропускание системы «волновод + резонатор» описывается формулой Фано. Кроме того, было обнаружено, что скорость излучения фотонной моды микрорезонатора и ее частота зависят от сформированного двумя дефектами окружения (рис. 15). При этом классические формулы, полученные на основе метода матриц переноса, совпадают с формулами квантовой электродинамики, которые учитывают локальную плотность состояний нулевых колебаний вакуума. Это позволило описать эффект Парселла и лэмбовский сдвиг для фотонных мод в терминах интерференции без использования понятия локальная плотность состояний. Волна, излученная микрорезонатором, рассеивается на окружении и может возбуждать вторичную фотонную моду в микрорезонаторе либо в фазе, либо в противофазе, что приводит к увеличению или уменьшению энергии фотонной моды и объясняет появление классического аналога эффекта Парселла и лэмбовского сдвига.

В разделе 6.2 функция Грина, вычисленная методом матриц переноса, используется для описания экспериментальных спектров люминесценции одномерного фотонного кристалла, сформированного чередующимися слоями $a\text{-Si}_{0.5}\text{C}_{0.5}\text{H}$ и $a\text{-SiO}_2$. В экспериментальных спектрах наблюдалось усиление интенсивности фотолюминесценции на границах брэгговской стоп-зоны, причем на длинноволновой границе стоп-зоны эффект усиления существенно выше, чем на коротковолновой границе. Этот эффект был объяснен в терминах интерференции. Разная интенсивность пиков возникает вследствие резкого изменения фактора Парселла, обусловленного скачком фазы блоховской волны на π на разных краях брэгговской стоп-зоны.

В **заключении** приведены основные результаты:

1. Метод обратной дисперсии $k(\omega)$ адаптирован для вычисления комплексных фотонных зонных диаграмм. Метод заключается в поиске собственных чисел k в зависимости от параметра – вещественной частоты ω , и позволяет проводить вычисление зонных диаграмм для периодических фотонных структур, образованных материалами с диэлектрической проницаемостью, обладающей произвольной частотной зависимостью. Кроме того, в дополнение к распространяющимся модам с вещественным волновым вектором (которые можно вычислить стандартным методом $\omega(k)$), метод об-

ратной дисперсии дает возможность вычислять эванесцентные моды с комплексным волновым вектором. На основании анализа дисперсионных ветвей, соответствующих эванесцентным модам, предложен критерий для определения фазы фотонного кристалла и фазы метаматериала у периодических диэлектрических структур.

2. Сформулирована концепция фотонных фазовых переходов. Экспериментально и теоретически исследован фазовый переход «фотонный кристалл – метаматериал», связанный с появлением в диэлектрической фотонной структуре отрицательной магнитной восприимчивости. Фаза определяется на основе анализа второй дисперсионной ветви на зонной диаграмме фотонной структуры. Для двумерных структур, образованных диэлектрическими цилиндрами, расположенными в узлах квадратной и простой треугольной решетки, были рассчитаны зонные диаграммы и на их основании построены фазовые диаграммы в осях r/a и ε . Был собран прототип фотонной структуры для микроволнового диапазона длин волн. Конструкция позволяла менять в широком диапазоне диэлектрическую проницаемость и расстояния между цилиндрами, сохраняя симметрию квадратной решетки. При уменьшении постоянной решетки экспериментально наблюдался переход от фазы фотонного кристалла к фазе метаматериала.
3. Показано, что резонансное рассеяние M_i на однородных цилиндрах с высоким значением диэлектрической проницаемости может быть описано в терминах резонанса Фано. Роль узкой линии играют высокочастотные моды M_i , а роль широкополосного фона – нерезонансное рассеяние на цилиндре. Параметр асимметрии q на больших частотах демонстрирует характерную для резонанса тангенциальную зависимость.
4. Экспериментально и теоретически продемонстрирован режим невидимости однородного диэлектрического цилиндра без дополнительных маскирующих оболочек и устройств. Режим невидимости возникает в области резонансов M_i , где спектр рассеяния описывается каскадом асимметричных контуров, каждый из которых имеет профиль Фано. Деструктивная интерференция Фано между резонансным и нерезонансным рассеянием приводит к появлению окна прозрачности в спектре рассеяния, в результате чего цилиндр становится невидимым стороннему наблюдателю.
5. Обнаружен индуцированный беспорядком резонанс Фано в одномерной структуре чередующихся слоев $\dots ABAB\dots$, которая ха-

рактируется флуктуацией диэлектрической проницаемости слоев B . Резонанс Фано определяет узкая линия, связанная с брэгговским рассеянием на периодической структуре и широкополосный фон, который возникает из-за нескомпенсированного рассеяния Фабри-Перо на слоях B . В режиме сильных флуктуаций диэлектрической проницаемости в слоях B параметр Фано обращается в нуль $q \rightarrow 0$. При этом наблюдается «переворот» спектра пропускания: брэгговские стоп-зоны превращаются в узкие зоны пропускания и, наоборот, области пропускания упорядоченного образца превращаются в широкополосные стоп-зоны неупорядоченной структуры.

6. Экспериментально установлено, что в спектрах пропускания синтетических опалов наблюдается резонанс Фано. Узкую полосу формирует брэгговское рассеяние на плоскостях (111) ГЦК решетки опала. Существование широкополосного рассеяния связано с флуктуациями плотности и, соответственно, диэлектрической проницаемости сферических частиц $\alpha\text{-SiO}_2$, формирующих решетку опалов. Интерференция двух каналов рассеяния приводит к формированию асимметричного профиля Фано брэгговской полосы (111). Используя метод иммерсионной спектроскопии удалось наблюдать все характерные профили резонанса Фано при изменении значения диэлектрической проницаемости жидкости, заполняющей поры опаловой матрицы. Ключевым фактором при интерпретации эффекта как резонанса Фано является экспериментальная демонстрация превращения брэгговской стоп-зоны (111) в полосу брэгговского пропускания, что соответствует параметру асимметрии $q = 0$.
7. Описана модель оптической антенны, образованной излучателем и сферической частицей с высоким показателем преломления, принцип работы которой основан на резонансе Фано. Благодаря резонансной сферической частице спектральный профиль излучения имеет характерный асимметричный вид резонанса Фано с минимумом и максимумом. Определены параметры резонансного элемента, а также расстояние до дипольного источника, при которых спектры излучения по направлению вперед и назад вдоль оси антенны описываются параметром Фано с противоположным знаком, т.е. максимум излучения вперед соответствует минимуму излучения назад и наоборот. В результате, в зависимости от частоты дипольного источника, формируется диаграмма направленности антенны. Эксперименты с микроволновым прототипом оп-

тической антенны подтвердили эффект переключения диаграммы направленности, предсказанный теоретически.

8. В однородных субволновых диэлектрических резонаторах цилиндрической формы теоретически были обнаружены высокодобротные суперрезонансные моды. Суперрезонансная мода рождается в результате деструктивной интерференции двух волн, утекающих из цилиндра. Первая утекающая волна связана с модой Ми (формируется круглым сечением резонатора), вторая волна связана с модой Фабри-Перо (формируется плоскими границами конечного цилиндра). При диэлектрической проницаемости цилиндра $\varepsilon = 13$ (типичное значение для полупроводниковых материалов в оптическом диапазоне) добротность суперрезонансной моды достигает величины $Q = 200$. Суперрезонансные моды являются аналогом связанных состояний в континууме, имеющих бесконечную добротность.
9. Продемонстрировано, что в микрорезонаторах эффект Парселла и лэмбовский сдвиг возникают для фотонных мод, описываемых в рамках классической физики при помощи уравнений Максвелла. Эффекты возникают из-за интерференции между фотонной модой и волнами, рассеянными на структуре, окружающей микрорезонатор. Классическое описание эффекта Парселла позволило рассчитать изменение интенсивности фотолюминесценции на краях брэгговской стоп-зоны одномерного фотонного кристалла. Результаты теоретического расчета демонстрируют хорошее соответствие с экспериментально измеренными спектрами фотонного кристалла, образованного слоями $a\text{-Si}_{0.5}\text{C}_{0.5}\text{H}$ и $a\text{-SiO}_2$.

Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях

статьи в рецензируемых журналах:

[A1] M. V. Rybin, A. B. Khanikaev, M. Inoue, K. B. Samusev, M.J. Steel, G. Yushin, M. F. Limonov, Fano resonance between Mie and Bragg scattering in photonic crystals // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V. 103. – P.023901.

[A2] A. K. Samusev, K. B. Samusev, M. V. Rybin, M. F. Limonov. Peculiarities of the band structure of multi-component photonic crystals with different dimensions // J. Phys.: Condens. Matter. – 2010. – V. 22. – P. 115401.

[A3] M.V. Rybin, A.B. Khanikaev, M. Inoue, A.K. Samusev, M.J. Steel, G. Yushin, M.F. Limonov, Bragg scattering induces Fano resonance in photonic crystals // *Photon. Nanostr. Fund. Appl.* – 2010. – V. 8. – P. 86–93.

[A4] А.В. Мороз, М.Ф. Лимонов, М.В. Рыбин, К.Б. Самусев, Многоволновая брэгговская дифракция в низкоконтрастных фотонных кристаллах на основе синтетических опалов // *ФТТ.* – 2011. – Т. 53. – С. 1045-1052.

[A5] И.И. Шишкин, К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Ю.С. Кившарь, А. Гайдукевичуте, Р.В. Киян, Б.Н. Чичков, Инвертированный яблоновит, изготовленный методом лазерной нанолитографии, и его фотонная структура. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2012. – Т. 95. – С. 518-523.

[A6] A.N. Poddubny, M.V. Rybin, M.F. Limonov, Y.S. Kivshar, Fano interference governs wave transport in disordered systems. // *Nature Commun.* – 2012. – V. 3. – P. 914.

[A7] И.И. Шишкин, К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, М.Ф. Лимонов, Ю.С. Кившарь, А. Гайдукевичуте, Р.В. Киян, Б.Н. Чичков, Стеклообразная наноструктура, изготовленная методом лазерной нанолитографии. // *ФТТ.* – 2012. – Т. 54. – С.1852-1857

[A8] M. V. Rybin, P. V. Kapitanova, D. S. Filonov, A. P. Slobozhanyuk, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, M. F. Limonov, Fano resonances in antennas: General control over radiation patterns. // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V. 88. – P. 205106.

[A9] M. V. Rybin, K. B. Samusev, I.S. Sinev, G. Semouchkin, E. Semouchkina, Yu. S. Kivshar, M. F. Limonov, Mie scattering as a cascade of Fano resonances. // *Opt. Express.* – 2013. – V. 21. – P. 30107–30113.

[A10] М.В. Рыбин, И.С. Синева, К.Б. Самусев, М.Ф. Лимонов, Каскады резонансов Фано в рассеянии Ми // *ФТТ.* – 2014. – Т. 56. – С. 560-566.

[A11] М.В. Рыбин, И.С. Синева, К.Б. Самусев, А. Хоссейнзаде, Г.Б. Семушкин, Е.А. Семушкина, М.Ф. Лимонов, Фотонные свойства двумерных высококонтрастных периодических структур: численные расчеты. // *ФТТ.* – 2014. – Т. 56. – С. 567-572.

[A12] И. И. Шишкин, М. В. Рыбин, К. Б. Самусев, М. Ф. Лимонов, Р. В. Киян, Б. Н. Чичков, Ю. С. Кившарь, П. А. Белов, Изготовление субмикронных структур методом трехмерной лазерной литографии. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2014. – Т. 99. – С. 614-617.

[A13] M.V. Rybin, I.I. Shishkin, K.B. Samusev, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar, R.V. Kiyani, B.N. Chichkov, M.F. Limonov, Band Structure of Photonic Crystals Fabricated by Two-Photon Polymerization. // Crystals. – 2015. – V. 5. – P. 61-73.

[A14] M.V. Rybin, D.S. Filonov, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar, M.F. Limonov, Switching from Visibility to Invisibility via Fano Resonances: Theory and Experiment. // Sci. Rep. – 2015. – V.5. – P. 8774.

[A15] К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, А.К. Самусев, М.Ф. Лимонов, Невидимость конечного диэлектрического цилиндра в условиях резонанса Фано. // ФТТ. – 2015. – Т. 57. – С. 1941-1946.

[A16] К.Б. Самусев, М.В. Рыбин, А.К. Самусев, М.Ф. Лимонов, Оптические свойства фотонных кристаллов со структурой поленицы, изготовленных методом трехмерной лазерной литографии. // ФТТ. – 2015. – Т. 57. – С. 2420-2428.

[A17] M.V. Rybin, D.S. Filonov, K.B. Samusev, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar, M.F. Limonov, Phase diagram for the transition from photonic crystals to dielectric metamaterials. // Nature Commun. – 2015. – V. 6. – P. 10102.

[A18] M.V. Rybin, S.F. Mingaleev, M.F. Limonov, Y.S. Kivshar, Purcell effect and Lamb shift as interference phenomena. // Sci. Rep. – 2016. – V. 6. – P. 20599.

[A19] M.V. Rybin, M.F. Limonov, Inverse dispersion method for calculation of complex photonic band diagram and PT symmetry. // Phys. Rev. B. – 2016. – V. 93. – P. 165132.

[A20] M. Rybin, Y.S. Kivshar, Supercavity lasing. // Nature. 2017. – V. 541. – P. 164.

[A21] Y. Kivshar, M. Rybin, Anisotropy enables unusual waves. // Nature Photon. – 2017. – V. 11. – P. 212-214.

[A22] M. V. Rybin, A. V. Zherzdev, N. A. Feoktistov, A. B. Pevtsov, Effect of photonic crystal stop-band on photoluminescence of a-Si_{1-x}C_x:H. // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 95. – P. 165118.

[A23] M. V. Rybin, K. B. Samusev, P. V. Kapitanova, D. S. Filonov, P. A. Belov, Y. S. Kivshar, M. F. Limonov, Switchable invisibility of dielectric resonators. // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 95. – P. 165119.

[A24] A. D. Sinelnik, M. V. Rybin, S. Y. Lukashenko, M.F. Limonov, K. B. Samusev, Optical properties of honeycomb photonic structures. // Phys. Rev. A. – 2017. – V. 95. – P. 063837.

[A25] M. V. Rybin, K. L. Koshelev, Z. F. Sadrieva, K. B. Samusev, A. A. Bogdanov, M. F. Limonov, Y. S. Kivshar, High-Q Supercavity Modes in Subwavelength Dielectric Resonators. // Phys. Rev. Lett. – 2017. – V. 119. – P. 243901.

Обзорные статьи:

[A26] S.V. Makarov, A.S. Zalogina, M. Tajik, D.A. Zuev, M.V. Rybin, A.A. Kuchmizhak, S. Juodkazis, Y. Kivshar, Light-Induced Tuning and Reconfiguration of Nanophotonic Structures. // Laser Photon. Rev. – 2017. – V.10. –P. 1700108.

[A27] M. F. Limonov, M.V. Rybin, A.N. Poddubny, Y.S. Kivshar, Fano resonances in photonics. // Nature Photon. – 2017. – V. 11. – P. 543-554.

главы в монографии:

[A28] M.V. Rybin, M.F. Limonov, A.B. Khanikaev, C.M. Soukoulis, Optical properties of 1D disordered photonic structures. // Optical properties of photonic structures: interplay of order and disorder. Eds: M.F. Limonov, R. M. De La Rue. CRC Press, Taylor & Francis Group. – 2012. – P. 9.

[A29] A. B. Khanikaev, M.V. Rybin, M. F. Limonov, Multi-component photonic crystals with inhomogeneous scatterers. // Optical properties of photonic structures: interplay of order and disorder. Eds: M.F. Limonov, R. M. De La Rue. CRC Press, Taylor & Francis Group. – 2012. – P. 151.

[A30] A.A. Kaplyanskii, A.V.Baryshev, M.V.Rybin, A.V. Sel'kin, M.F. Limonov, Optical properties of low contrast opal-based photonic crystals. // Optical properties of photonic structures: interplay of order and disorder. Eds: M.F. Limonov, R. M. De La Rue. CRC Press, Taylor & Francis Group. – 2012. – P. 249.

Список литературы

1. *Yablonoivitch E.* Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics // Phys. Rev. Lett. – 1987. – T. 58, № 20. – C. 2059.
2. *John S.* Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices // Phys. Rev. Lett. – 1987. – T. 58. – C. 2486–2489.

3. *Joannopoulos J. D., Villeneuve P. R., Fan S.* Photonic crystals: putting a new twist on light // *Nature*. — 1997. — Т. 386, № 6621. — С. 143.
4. *Быков В. П.* Спонтанное излучение в периодической структуре // *ЖЭТФ*. — 1972. — Т. 62. — С. 505–513.
5. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena / *J. B. Pendry* [и др.] // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* — 1999. — Т. 47, № 11. — С. 2075–2084.
6. *Веселаго В. Г.* Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ // *УФН*. — 1967. — Т. 92, № 7. — С. 517–526.
7. *Leonhardt U.* Optical conformal mapping // *Science*. — 2006. — Т. 312, № 5781. — С. 1777–1780.
8. *O'Brien S., Pendry J. B.* Photonic band-gap effects and magnetic activity in dielectric composites // *J. Phys.: Cond. Matt.* — 2002. — Т. 14, № 15. — С. 4035.
9. *Soukoulis C. M., Wegener M.* Past achievements and future challenges in the development of three-dimensional photonic metamaterials // *Nature Photon.* — 2011. — Т. 5, № 9. — С. 523.
10. Optically resonant dielectric nanostructures / *A. I. Kuznetsov* [и др.] // *Science*. — 2016. — Т. 354, № 6314. — aag2472.
11. *Novotny L., Hulst N. van.* Antennas for light // *Nature Photon.* — 2011. — Т. 5, № 2. — С. 83–90.
12. *Chen P.-Y., Soric J., Alù A.* Invisibility and cloaking based on scattering cancellation // *Adv. Mater.* — 2012. — Т. 24, № 44. — OP281–OP304.
13. *Monticone F., Alu A.* Embedded photonic eigenvalues in 3D nanostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Т. 112, № 21. — С. 213903.
14. *Miroshnichenko A. E., Flach S., Kivshar Y. S.* Fano resonances in nanoscale structures // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Т. 82, № 3. — С. 2257–2298.
15. The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials / *B. Luk'yanchuk* [и др.] // *Nature Mater.* — 2010. — Сент. — Т. 9, № 9. — С. 707–715.
16. *Симовский К. Р.* О материальных параметрах метаматериалов // *Опт. Спектр*. — 2009. — Т. 107. — С. 766–793.
17. Multiple-quantum-well-based photonic crystals with simple and compound elementary supercells / *E. L. Ivchenko* [и др.] // *Phys. Rev. B*. — 2004. — Т. 70, вып. 19. — С. 195106.
18. *Friedrich H., Wintgen D.* Interfering resonances and bound states in the continuum // *Phys. Rev. A*. — 1985. — Т. 32, № 6. — С. 3231.