На правах рукописи

Рудакова Наталья Викторовна

# СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ НА ОСНОВЕ МАТЕРИАЛОВ С РЕЗОНАНСНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

01.04.05 – Оптика

# АВТОРЕФЕРАТ диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Красноярск – 2013

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Сибирский федеральный университет».

- Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Ветров Степан Яковлевич.
- Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, Карпов Сергей Васильевич, ведущий научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук;

доктор физико-математических наук, профессор Овсюк Николай Николаевич, ведущий научный сотрудник, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева Сибирского отделения Российской академии наук.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт вычислительного моделирования Сибирского отделения Российской академии наук.

Защита состоится « » декабря 2013 г. в на заседании диссертационного совета Д 003.055.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук (ИФ СО РАН) по адресу: 660036, г. Красноярск, ул. Академгородок 50, строение 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИФ СО РАН.

Автореферат разослан « » ноября 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Втюрин Александр Николаевич

#### ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

В настоящее темы. время большее число Актуальность все исследований посвящается разработке прикладных фундаментальных И принципиальных основ отраслей, альтернативных полупроводниковой электронике. Основной задачей фотоники является создание средств передачи и обработки информации, в которых основными носителями были бы не электроны, а фотоны. Для создания оптических интегральных схем также нужны «оптические полупроводники» – материалы, имеющие фотонные запрещенные зоны (33) в собственном энергетическом спектре. Эти материалы получили название фотонные кристаллы (ФК) – новый класс веществ для оптоэлектроники периодическим квантовой оптики И С изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка оптической длины волны [1-3]. Благодаря наличию 33, а также из-за необычности дисперсионных свойств, в ФК выявлены многие интересные и потенциально полезные явления. Оптимистические прогнозы широкого применения ФК во многом связаны с возможностью достаточно точного расчета их 33 и оптических свойств.

Если в первых теоретических работах изучались двумерные ФК, получаемые из непоглощающих и бездисперсионных материалов, то в последующих работах широко исследовались ФК с включением материалов, обладающих поглощением и/или частотной дисперсией. Проявление дисперсии приводит к дополнительному существенному изменению спектральных свойств ФК лишь в узкой области частот вблизи резонансной частоты, поэтому такой фотонный кристалл называют резонансным фотонным кристаллом (РФК) [4]. Наиболее интересными являются РФК, в которых оптические резонансы материалов близки к брэгговским частотам решетки. Простейшей реализацией структуры с комбинированной дисперсией является 1D РФК – неограниченная слоистая среда, в которой одним из чередующихся изотропных слоев является резонансный газ [5,6]. Дисперсионными характеристиками и параметрами пропускания подобных оптических элементов можно эффективно управлять. В практическом отношении комбинированные оптические элементы перспективны для создания спектральных призм со сверхвысокой дисперсией и узкополосных фильтров. В настоящей диссертации исследуются спектральные свойства двумерных фотонных кристаллов наполненных резонансным газом.

Зонная структура и оптические свойства 2D резонансных фотонных кристаллов, образованных цилиндрическими или квадратными стержнями из ионных материалов, которые характеризуются поляритонной диэлектрической проницаемостью, исследовались в [7,8], активно изучаются экспериментально и теоретически РФК, основанные на экситонных резонансах [4].

Большой интерес представляют композитные среды с наночастицами металлов при создании наноструктурных металл-диэлектрических фотонных кристаллов, и на их основе новых способов управления светом [9,10]. В нанокомпозите состоящем из металлических наночастиц взвешенных в прозрачной матрице предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости [11,12]. Положение резонанса, который лежит

в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц, что открывает широкие возможности контроля над оптическими свойствами ФК за счет варьирования параметрами нанокомпозита. Спектральные свойства 1D ФК, с включением качестве структурного элемента резонансного в слоя нанокомпозита, изучались в [13,14]. Однако в литературе отсутствуют теоретические и экспериментальные работы посвященные исследованию особенностей спектральных свойств 2D ФК на основе нанокомпозита характеризуемого эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью.

Таким образом, исследование спектральных свойств 2D фотонных кристаллов наполненных резонансным газом или организованных на основе нанокомпозита с резонансной дисперсией, а также изучение возможностей управления зонной структурой спектра, пространственным распределением поля в образце и характеристиками спектра пропускания – актуальная и своевременная задача.

<u>Цель и задачи работы</u>. Целью настоящей работы является теоретическое исследование особенностей спектральных свойств двумерных фотонно-кристаллических сред с резонансной частотной дисперсией.

Для достижения этой цели необходимо решить следующие задачи:

1. Исследовать спектр собственных электромагнитных возбуждений наполненных резонансным газом двумерных структур с ФЗЗ.

2. Изучить спектр пропускания наполненных резонансным газом двумерных структур с фотонными запрещенными зонами.

3. Исследовать спектр пропускания двумерных металл-диэлектрических резонансных фотонных кристаллов. Изучить особенности пространственной локализации поля в РФК.

4. Исследовать спектр пропускания и распределение светового поля в дефектных модах, организованных на основе нанокомпозита, двумерных фотонных кристаллов с линейным дефектом решетки.

Научная новизна работы:

1. Впервые проведен расчет зонной структуры и спектра пропускания резонансных 2D фотонных кристаллов двух типов, один из которых состоит из диэлектрических цилиндров, образующих квадратную решетку, заполненных газом и образующих квадратную решетку в диэлектрической матрице. В обоих случаях показано, что сочетание дисперсии резонансного газа с дисперсией 2D-структуры с 33 приводит к появлению вблизи края запрещенной зоны дополнительной узкой полосы пропускания либо дополнительной 33 в сплошном спектре ФК. Новые свойства дисперсии существенно зависят от плотности резонансного газа, положения резонансной чтастоты относительно края 33, направления распространения электромагнитных волн. Показано, что при близких факторах заполнения фотонного кристалла диэлектриком или, иначе, резонансным газом структуры спектров РФК обоих типов отличаются незначительно.

2. Впервые изучены спектры пропускания 2D резонансных ФК двух типов,

один из которых состоит из нанокомпозитных цилиндров, образующих квадратную решетку в вакууме, другой – из цилиндрических отверстий, образующих квадратную решетку в нанокомпозитной матрице. Показано, что в зависимости от положения резонансной частоты нанокомпозита относительно границ 33 в спектре пропускания возникают дополнительная полоса пропускания в 33, либо дополнительная 33 в сплошном спектре ФК. Установлено, что зонная структура спектра пропускания весьма чувствительна к вариации угла падения, периода решетки и объемной доли металлических наношаров в матрице нанокомпозита. Показано, что в случае равной доли накнокомпозита в ФК-структуре, спектры пропускания РФК обоих типов в существования отличаются области 33 незначительно, однако. пространственное рапределение интенсивности имеют качественные различия.

3. Проведен расчет спектра дефектных мод и распределения поля в дефектных модах, организованных на основе нанокомпозита, 2D РФК двух типов с линейным дефектом решетки. Показано, что расщепление дефектной моды при совпадении ее частоты с резонансной частотой нанокомпозита существенно зависит от угла падения и концентрации металлических наношаров в матрице нанокомпозита.

**Практическая ценность работы.** Практическая значимость диссертационных исследований определяется существенным расширением возможности контролируемого управления параметрами фотонного энергетического спектра и спектра пропускания 2D резонансных фотонных кристаллов, а также перспективностью их использования для создания новых фотонно-кристаллических устройств, таких как узкополосные оптические фильтры, спектральные призмы с увеличенной дисперсией и т.д.

<u>Достоверность результатов.</u> Достоверность полученных результатов определяется корректностью использования математических методов, правильностью предельных переходов к известным результатам, не противоречием общим физическим представлениям.

### Положения, выносимые на защиту:

1. Результаты расчета зонной структуры двумерных резонансных фотонных кристаллов двух типов, состоящих из наполненных резонансным газом структур с фотонной 33, и анализ зависимости новых свойств дисперсии от плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, направления распространения электромагнитных волн.

2. Рассчитанные характеристики полосы дополнительного пропускания, возникающего в запрещенной зоне двумерных фотонных кристаллов, состоящих из наполненных резонансным газом структур с запрещенными зонами, могут существенно меняться при вариации давления газа и угла падения; структура спектров пропускания кристаллов обоих типов отличается незначительно при близких факторах заполнения фотонного кристалла резонансным газом.

3. Результаты расчета спектров пропускания и пространственного распределения поля, на основе которых сделан вывод о наличии дополнительных запрещенных зон и полос прозрачности в двумерных ФК двух типов, организованных на основе нанокомпозита с резонансной дисперсией.

4. Эффект расщепления дефектной моды в 2D металлодиэлектрических ФК и локализацию электрического светового поля в дефектных модах.

<u>Личный вклад автора.</u> Автор участвовала в постановке задач исследований совместно с научным руководителем. Лично автором проведены все расчеты, интерпретировано большинство из полученных результатов.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были представлены на следующих конференциях: XVI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов» (Москва, 2009г.); Всероссийская конференция «Современные проблемы радиоэлектроники» (Красноярск, 2009г.); VI Международная конференция молодых ученых и «Оптика-2009» (Санкт-Петербург, 2009г.); специалистов Всероссийская конференция научно-техническая международным участием С «Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы» (Красноярск, 2009г.); Международная научная студенческая конференция (Новосибирск, 2010г.); Международный молодежный научный форум «Ломоносов-2010» (Москва, 2010г.); Всероссийская конференция «Фотоника органических и гибридных наноструктур» (Москва, Черноголовка, 2011г.); VII международная конференция молодых ученых и специалистов «Оптика-2011» (Санкт-Петербург, 2011г.); VII и VIII международные конференции «Фундаментальные проблемы оптики» ФПО-2012 (Санкт-Петербург, 2012 и 2013 гг.).

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 16 работ, в том числе 5 работ в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, 11 публикаций в сборниках трудов российских и международных конференций.

Работа выполнена при поддержке грантов: НШ-7810.2010.3, № 27.1 и № 3.9.1 РАН, № 5 и № 144 СО РАН, г/к 02.740.11.0220 по ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России»; гранта Президента РФ № 3818.2008.3, 1292.2008.2, программы Минобрнауки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы» РНП № 2.1.1/3455, проектов Президиума РАН № 27.1, СО РАН № 5, № 144.

<u>Структура и объем диссертации.</u> Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, каждая из которых содержит краткое введение и выводы, а также заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 137 страниц и содержит 53 рисунка. Список цитируемой литературы состоит из 156 наименований.

# СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **ВВЕДЕНИИ** к диссертации обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулирована цель работы, отмечены научная новизна и практическая ценность полученных результатов, изложены основные положения, выносимые на защиту, перечислены основные полученные результаты с указанием их практической значимости.

В первой главе проведен обзор литературы по рассматриваемой в диссертации теме. Показано, что теория распространения электромагнитного излучения в фотонных кристаллах, характеризуемых периодической диэлектрической проницаемостью, имеет весьма близкую формальную аналогию с квантовой теорией электронов в кристаллах с периодическим в

пространстве потенциалом. Сформулированы основные свойства фотонных кристаллов, описаны возможные способы изготовления и области применения ФК различной размерности в устройствах фотоники и оптоэлектроники, представлен краткий обзор численных методов исследования фотонных кристаллов. Проведено рассмотрение ФК, содержащих структурные элементы с резонансной частотной дисперсией.

Во второй главе методом разложения по плоским волнам проведен расчет зонной структуры резонансных 2D ФК двух типов: а) элементы кристалла представляют собой бесконечные по длине одинаковые диэлектрические цидиндры, образующих квадратную решетку, заполненную резонансным газом; б) резонансным газом заполнены бесконечные по длине полые цилиндрические отверстия, образующие квадратную решетку в диэлектрической матрице.

Будем считать, что ось цилиндров перпендикулярна *ху*-плоскости и параллельна *z*-оси. Центры сечений цилиндров образуют в плоскости *ху* квадратную решетку Браве (рисунок 1). Вектор произвольного узла квадратной решетки Браве имеет вид  $\mathbf{r}_{\perp}(l) = l_1 \mathbf{a}_1 + l_2 \mathbf{a}_2$ , где  $l_1, l_2$  - целые числа;  $\mathbf{a}_1 = a(1,0)$  и  $\mathbf{a}_2 = a(0,1)$  вектора элементарных трансляций.

Диэлектрическая проницаемость, характеризующая РФК типа a, может быть записана в виде

$$\boldsymbol{e}(\mathbf{r}_{\perp}) = \boldsymbol{e}_{2}(\boldsymbol{w}) + \left(\boldsymbol{e}_{1} - \boldsymbol{e}_{2}(\boldsymbol{w})\right) \sum_{l} \Theta(\mathbf{r}_{\perp} - \mathbf{r}_{\perp}(l)), \qquad (1)$$

где функция  $\Theta(\mathbf{r}_{\perp}) = 1$  внутри сечения цилиндра и  $\Theta(\mathbf{r}_{\perp}) = 0$  вне его,  $e_1, e_2(w)$ диэлектрические проницаемости соответственно цилиндра и резонансного газа в модели Лоренца

$$e_2(w) = 1 + \frac{w_p^2}{w_0^2 - w^2 + igw},$$
(2)

здесь  $w_p^2 = 4pNge^2/m$ , e – заряд электрона, m – масса электрона, N – плотность резонансных атомов, g - сила осциллятора, g - ширина линии,  $w_0$ - центральная частота резонанса, w - частота излучения.

Для модели РФК типа (б) диэлектрическая проницаемость получается из выражения (1) заменой  $e_2(w) \rightarrow e_1$  и  $e_1 \rightarrow e_2(w)$ . Фактор заполнения, т.е. доля диэлектрика или резонансного газа в ФК соответственно для моделей типа (а), либо (б) определяется выражением  $F = p r^2 / a^2$ , где r - радиус цилиндра.

В первую очередь рассмотрим результаты расчета зонной структуры спектра для образца РФК типа а. Дисперсионная картина получена методом плоских волн [15] для электромагнитных волн, распространяющихся в плоскости ху перпендикулярно стержням так, что вектор электрического поля направлен по оси z (s-поляризация). Расчеты проводились для РФК с диэлектрической проницаемостью цилиндров  $e_1 = 3.24$  и периодом структуры a = 130 нм. Фактор заполнения F = 24%. Ширина линии и плазменная частота резонансного газа близки к используемым в [5] для паров ртути:  $g = 5 \cdot 10^{-7} w_1$ , характеристическая частота  $w_1 = pcn_1/a$ , где усредненный показатель преломления среды  $n_1 = \sqrt{e_1}F + (1-F)$ ,  $e_2 = 1$ ,  $w_p^2 = 7 \cdot 10^{-8} w_1^2$ . Резонансу атомов

ртути на длине волны  $I_0 = 253.7 \, \mu M$  соответствует ширина линии  $g = 1.2 \, \Gamma \Gamma \mu$ .

На рисунке 1 представлена затравочная зонная структура фотонного кристалла с диэлектрическими проницаемостями соответственно диэлектрических цилиндров и вакуума  $e_1 = 3.24$  и  $e_2 = 1$ . Первая запрещенная зона в точке X зоны Бриллюэна имеет максимальную ширину для фактора заполнения F = 24% и заключена в частотном диапазоне  $w/w_1$  от 0.843 до 1.084.



Рисунок 1. Зонная структура квадратной решетки диэлектрических цилиндров в вакууме для волн Е-поляризации. Вставки показывают квадратную решетку и соответствующую зону Бриллюэна; неприводимая зона заштрихована. Количество плоских волн в разложении электрического поля в ряд Фурье M = 121, F = 24%.

Сочетание дисперсии ФК-структуры с дисперсией газа (2) приводит к появлению дополнительных запрещенных зон в сплошном спектре затравочного ФК и дополнительных узких полос пропускания в запрещенной зоне ФК, которые незаметны в масштабе рисунка 1. Эти эффекты иллюстрируются на рисунке 2.



Рисунок 2. Фрагмент зонной структуры, соответствующей рисунку 1. а) резонансная частота на краю зоны, в сплошном спектре  $w_0/w_1 = 1.089$ , б) резонансная частота в запрещенной зоне  $w_0/w_1 = 1.079$ , плотность резонансных атомов  $N = 4 \cdot 10^{14} cm^{-3}$ , остальные параметры те же, что и для рисунка 1.

Из рисунка 2а видно, что в представленном фрагменте спектра появляется дополнительная запрещенная зона с шириной  $\Delta w = w - w_0$  на порядок превышающей ширину резонансной линии *g*, если резонансная частота газа  $w_0 = 1.089w_1$  лежит в сплошном спектре вблизи высокочастотной границы

первой запрещенной зоны. Иная ситуация реализуется, если резонансная частота  $w_0 = 1.079 w_1$  лежит в 33 ФК (рисунок 2б). В этом случае в запрещенной зоне появляется дополнительная узкая полоса пропускания с шириной, превышающей на порядок ширину резонансной линии *g*. Ширины дополнительных полосы пропускания и запрещенной зоны линейно зависят от давления в случае ударного механизма уширения. При увеличении, в 3 раза плотности резонансного газа ширины дополнительных запрещенной зоны и полосы пропускания в такое же число раз.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов для образца РФК типа б с параметрами  $w_2 = pcn_2/a$ , где  $n_2 = F + \sqrt{e_1}(1-F)$ ,  $e_2 = 1$ ,  $e_1 = 3.24$ , F = 79.5%, остальные параметры остаются прежними. В этом случае в направлении X зоны Бриллюэна ФЗЗ располагается в частотном диапазоне  $w/w_2$  от 0.854 до 1.076. При сравнении результатов расчета для кристаллов типа а и б установлено, что зонные структуры затравочных ФК обоих типов отличаются незначительно, что очевидно, обусловлено близостью их коэффициентов заполнения диэлектриком.

На рисунке 3 показаны изменения дисперсионных свойств рассматриваемого РФК б-типа за счет резонансной дисперсии газа.



Рисунок 3. Фрагмент зонной структуры при различных соотношениях резонансной частоты и параметров ФК-структуры: а) -  $w_0/w_2 = 1.081$ , б) -  $w_0/w_2 = 1.071$ .

Особенностью структуры спектра является появление, при заданных соотношениях резонансной частоты и параметров структуры, дополнительных полос пропускания и запрещенной зоны не только в точке X, но и в М-точке зоны Бриллюэна (рисунок 3б). То есть, дисперсионные свойства РФК зависят от направления распространения электромагнитных волн.

третьей главе исследуется спектр пропускания, B наполненных резонансно-поглощающим газом, двумерных ФК-структур. Мы рассмотрим, как и во второй главе, два типа образцов резонансных фотонных кристаллов, имеющих форму пластины, безграничной в двух направлениях, но с конечной пропускания толщиной. Для расчета спектра *s*-поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся в плоскости ху с электрическим вектором, параллельным оси z, был использован формализм метода трансферматрицы Пендри [16].

Рассмотрим результаты расчета спектра пропускания для пластинки

двумерного резонансного фотонного кристалла типа а. Расчеты выполнялись для пластинки толщиной в *x*-направлении L=20a, остальные параметры те же, что и во второй главе. На рисунке 4 представлены для сравнения затравочные спектр пропускания пластинки ФК при нормальном падении света из вакуума на пластинку и зонная структура неограниченного ФК. Ширины запрещенных зон спектра пропускания пластинки согласуются с ширинами щелей в направлении *x* зоны Бриллюэна. Резонансная частота  $w_0 = 1.214w_1$  лежит в сплошном спектре вблизи высокочастотной границы первой запрещенной зоны.



Рисунок 4. Коэффициент пропускания как функция частоты для волн sполяризации в пластинке толщиной L=20a и зонная структура бесконечного ФК. Диэлектрические проницаемости ФК  $e_1 = 3.24$ ,  $e_2 = 1$ , коэффициент заполнения диэлектриком F = 24%.

Учет частотной дисперсии диэлектрической проницаемости приводит к качественным изменениям в структуре затравочного спектра пропускания подобные тем, которые обсуждались в главе 2 при изучении зонной структуры спектра собственные электромагнитных возбуждений РФК.

Дополнительная запрещенная зона возникает для угла падения  $q = 29.65^{\circ}$ , когда резонансная частота  $w_0$  совпадает с частотой побочного первого максимума сплошного спектра пропускания. Иная, более интересная ситуация возникает при угле 30°, когда резонансная частота  $w_0$  оказывается в ФЗЗ вблизи ее границы, в этом случае возникает дополнительная полоса пропускания (рисунок 5б). Так как, в ФЗЗ излучение распространяться не может, достигаются высокие значения контраста фильтрации оптического излучения. Подобный эффект расщепления запрещенной зоны рассматривался в [6] на основе модели одномерной слоистой структуры, в которой одним из чередующихся слоев является резонансный газ. Причиной таких качественных изменений в спектре пропускания является смешивание фотонных мод с резонансной модой. Коэффициент дополнительного пропускания весьма чувствителен к изменению угла падения q, когда край запрещенной зоны близок к резонансной частоте газа  $w_0$ . При увеличении *q* граница зоны, в соответствии с условием Брэгга, удаляется от частоты  $w_0$ , и интенсивность в максимуме полосы пропускания резко падает. Кроме того, спектр пропускания РФК существенно зависит и от ширины линии связанной с резонансом атомов.

Зависимости коэффициента пропускания РФК от отстройки частоты и от

резонансной частоты газа показаны на рисунке 5. Из рисунка 5а видно, что ширина линии дополнительной запрещенной зоны на порядок больше ширины резонансной линии g. Из сравнения кривых пропускания при углах 30.7 и 30 видно, что увеличение угла падения с 30 до 30.7, то есть на 0.7 приводит к уменьшению интенсивности максимуме полосы дополнительного В пропускания в 3 раза с 80% до 25%. Ширина линии дополнительного пропускания при уменьшении q растет, для  $q = 30.7^{\circ}$  она на порядок больше gи дополнительно возрастает в 3 раза при  $q = 30^{\circ}$ . При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом в три раза увеличивается и ширина дополнительной запрещенной зоны, соответствующей  $q = 29.65^{\circ}$  (рисунок 5а).



Рисунок 5. Зависимость коэффициента пропускания РФК от отстройки частоты *w* от резонансной частоты газа. а) сплошная и штриховая линии дополнительной запрещенной зоны, рассчитаны соответственно для  $N = 4 \cdot 10^{14} \, cm^{-3}$ ,  $g = 1.4 \cdot 10^{-7} \, w_1$  и  $N_1 = 3N$ ,  $g_1 = 3g$ ,  $q = 29.65^\circ$ , резонансная частота вблизи края ФЗЗ. б) сплошная и штриховая линии дополнительной полосы пропускания, рассчитаны соответственно для  $N = 4 \cdot 10^{14} \, cm^{-3}$ ,  $g = 1.4 \cdot 10^{-7} \, w_1$  и  $N_1 = 3N$ ,  $g_1 = 3g$ ,  $q = 30^\circ$ , штрихпунктирная для N и g,  $q = 30.7^\circ$ ,  $w_0$  в ФЗЗ.

Спектр полосы пропускания, соответствующей  $q = 30^{\circ}$  сдвигается от резонанса в сторону меньших частот, ширина полосы возрастает в 3 раза, а коэффициент пропускания в максимуме полосы практически не меняется (рисунок 56). Для выяснения насколько устойчивы рассчитанные особенности в спектре пропускания фотонного кристалла к увеличению ширины атомного резонанса, проведен расчет спектра пропускания для ширин линий много больших ширины линии g. При увеличении плотности и соответственно ширины резонанса в  $5 \cdot 10^3$  раз интенсивность в максимуме полосы дополнительного пропускания уменьшилась на порядок. Однако, ширина попрежнему много меньше частоты в максимуме пропускания.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов для образца РФК типа б в форме пластины, элементами которого являются полые бесконечные цилиндрические отверстия, заполненные резонансным газом и образующие квадратную решетку в диэлектрической матрице.

При факторе заполнения F = 79.5% и параметрах  $w_2 = pc n_2 / a$ , где  $n_2 = F + \sqrt{e_1}(1-F)$ ,  $e_2 = 1$ ,  $e_1 = 3.24$ ,  $a = 130 \ \text{нм}$  такой ФК обладает максимальной шириной первой запрещенной зоны, которая в спектре

пропускания располагается в частотном диапазоне  $w/w_2$  от 0.854 до 1.076.  $w_0 = 1.213 w_2$ лежит В сплошном спектре вблизи Резонансная частота высокочастотной границы первой 33. На рисунке 6 приведены, для примера, дополнительных расчета полос прозрачности в спектре результаты пропускания в зависимости от угла падения и плотности резонансного газа. Из сравнения рисунков 6 и 5б видно, что структуры спектров пропускания обоих типов РФК отличаются незначительно, что, очевидно, обусловлено близостью их факторов заполнения диэлектриком.



Рисунок 6. Частотная зависимость коэффициента пропускания. F = 79.5%. Сплошная и штриховая линии рассчитаны соответственно для  $N = 4 \cdot 10^{14} \, cm^{-3}$ ,  $g = 1.4 \cdot 10^{-7} \, w_2$  и  $N_2 = 3N$ ,  $g_2 = 3g$ ,  $q = 30^\circ$ , штрихпунктирная для N и g,  $q = 30.7^\circ$ , частота  $w_0$  в запрещенной зоне.

Заметим, что для расчета полученных особенностей в спектре пропускания РФК, могут быть использованы другие резонансы атомов или молекул с другими геометрическими размерами ФЗЗ-структур. В практических приложениях рассмотренные РФК могут быть перспективны для создания узкополосных фильтров с высоким значением контраста фильтрации оптического излучения и спектральных призм с увеличенной дисперсией.

**В** четвертой главе изучены, с помощью метода трансфер-матрицы, особенности спектров пропускания, а также распределение поля в резонансных двумерных фотонных кристаллах двух типов: а) кристалл состоит из нанокомпозитных цилиндров, образующих квадратную решетку в вакууме; б) цилиндрические отверстия, образуют квадратную решетку в нанокомпозитной матрице. Кроме того, исследуются оптические свойства организованных на основе нанокомпозита 2D резонансных фотонных кристаллов с линейным дефектом решетки. Структуры на основе нанокомпозита подобны рассмотренным в главах 2 и 3.

В нанокомпозите, состоящем из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной матрице, предсказано возникновение резонанса эффективной диэлектрической проницаемости  $e_{mix}(w)$  [11,12]. Положение резонанса, который лежит в области видимого света, зависит от диэлектрической проницаемости исходных материалов, концентрации и формы наночастиц.

Рассмотрим, как и в главах 2 и 3, резонансный фотонный кристалл, имеющий форму пластины, которая безгранична в двух направлениях, имеет конечную толщину и ограничена вакуумом.

Диэлектрическая проницаемость  $e_{mix}$  определяется формулой Максвелла-Гарнетта широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы сферические частицы малой объемной доли [12]:

$$\boldsymbol{e}_{mix} = \boldsymbol{e}_{d} \left[ 1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \boldsymbol{e}_{d}/(\boldsymbol{e}_{m}(\boldsymbol{w}) - \boldsymbol{e}_{d})} \right], \tag{3}$$

где f – фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице,  $e_m(w)$  и  $e_d$  – диэлектрические проницаемости металла, из которого изготовлены наночастицы, и матрицы, соответственно,  $\omega$  – частота излучения. Размер наночастиц значительно меньше длины волны и глубины проникновения поля в материал. Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$e_m(w) = e_0 - \frac{w_p^2}{w(w+ig)},$$
 (4)

где  $e_0$  – постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов,  $W_p$  – плазменная частота, g – величина, обратная времени релаксации электронов. Функция  $e_{mix}(w)$  является комплексной  $e_{mix}(w) = e'_{mix}(w) + ie''_{mix}(w)$ .

Диэлектрическая проницаемость  $e'_{mix}(w)$  обращается в нуль в точках:

$$w_{0} = w_{p} \sqrt{\frac{1-f}{3e_{d} + (1-f)(e_{0} - e_{d})}} \quad W \quad w_{1} = w_{p} \sqrt{\frac{1+2f}{(e_{0} + 2e_{d} + 2f(e_{0} - e_{d}))}}.$$
 (5)

Положение резонансной частоты  $w_0$  зависит от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы *f*. На промежутке  $[w_0, w_1]$  функция  $e'_{mix}(w) < 0$ , то есть, в этой области частот нанокомпозит подобен металлу.

Рассмотрим результаты расчета спектра пропускания для пластинки двумерного резонансного фотонного кристалла типа а. Для серебра  $e_0 = 5$ ,  $w_p = 9 \ \beta B$ ,  $g = 0.02 \ \beta B$ , для матрицы  $e_d = 4.16$ . Период структуры ФК  $a = 138 \ hm$ . Фактор заполнения, то есть доля нанокомпозита в ФК определяется выражением  $F = p \ r^2 / a^2 = 0.28$ , где r - радиус цилиндра.

Частотные зависимости вещественной  $e'_{mix}(w)$  и мнимой  $e''_{mix}(w)$  частей диэлектрической проницаемости (4), показывают, что частота  $W_0$ , соответствующая резонансу в цилиндрах, смещается в низкочастотную область с ростом объемной концентрации наношаров.



Рисунок 7. Зависимости действительной ( $e'_{mix}$ , сплошная линия) и мнимой ( $e''_{mix}$ , штриховая линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости  $e_{mix}$  от нормированной частоты  $W/W_p$ . Фактор заполнения f = 0.1. На рисунке 7 показаны зависимости  $e'_{mix}(w)$  и  $e''_{mix}(w)$  для фактора f = 0.1. Из рисунка видно, что полуширина резонансной кривой  $e''_{mix}(w)$  изменяется незначительно, существенно модифицируется кривая  $e'_{mix}(w)$ , увеличивается область частот, для которых  $e'_{mix} < 0$ .

На рисунке 8 представлен затравочный спектр пропускания (f = 0) для волн *s*-поляризации при нормальном падении света из вакуума на пластинку вдоль оси *x*. Ширина запрещенной зоны спектра пропускания расположена в промежутке от 320 нм до 473 нм. При конечной концентрации шаров в нанокомпозите в спектре пропускания происходят качественные изменения. Так для фактора f = 0.01 резонансная частота  $W_0/W_p \approx 0.272$  при заданных параметрах системы, оказывается на краю низкочастотной границы запрещенной зоны затравочного фотонного кристалла. Возникающая при этом резонансная ситуация приводит к появлению в расширенной запрещенной зоне дополнительной полосы пропускания шириной  $\approx 25$  нм (рисунок 8).



Рисунок 8. Частотная зависимость коэффициента пропускания для различных значений фактора  $q = 0^{\circ}$ , заполнения. Угол падения фактор заполнения f = 0 (сплошная f = 0.01линия). (штрихпунктирная линия) и f = 0.1 (штриховая линия).

При большем значении фактора f = 0.1 и соответствующем сдвиге  $W_0$  в сплошной спектр ФК, дополнительная полоса пропускания (рисунок 8, штриховая линия), существенно уширяется и сдвигается в высокочастотную область. Ширина 33 при изменении f сильно трансформировалась.

Пространственное распределение квадрата модуля напряженности электрического поля (интенсивности), нормированной на интенсивность падающего излучения  $I_0$ , показано на рисунке 9 для мод соответствующих низкочастотнной и высокочастотной границам 33 и максимуму полосы дополнительного пропускания РФК с фактором заполнения наночастицами f = 0.01 (рисунок 8).





Рисунок 9. Пространственное распределение интенсивности в кристалле атипа с фактором f = 0.01. Для частоты, соответствующей низкочастотной границе запрещенной зоны: а,б - соответственно вид сверху и сбоку; для частоты, соответствующей максимуму полосы дополнительного пропускания в запрещенной зоне: в,г - соответственно вид сверху и сбоку; для частоты, соответствующей высокочастотной границе запрещенной зоны: д,е соответственно вид сверху и сбоку.

Из рисунков видно, что электрическое поле локализовано в центре пластинки. Острые максимумы интенсивности поля, локализованы в центре стержней для частот соответствующих низкочастотной границе 33 и максимуму полосы дополнительного пропускания (рисунок 9а и 9в). Для высокочастотной 33 соответствующей границе максимумы частоты интенсивности поля локализованы в междоузлиях (рисунок 9д). Отметим, что пространственного распределения интенсивности характер для мод соответствующих границам 33 одинаков, независимо от значения фактора *f*.

зависимость спектров пропускания от Характерная угла падения представлена на рисунке 10 для РФК, отличающихся лишь параметром решетки. Для кристалла с периодом *а* = 138 нм дополнительная полоса пропускания сдвигается с увеличением угла падения. Ее ширина возрастает вместе со сдвигом границ запрещенной зоны в высокочастотную область, в соответствии с условием Брэгга (рисунок 10а). Максимальное значение соответствующей частоты, максимуму кривой интенсивности для дополнительного пропускания, наблюдается в центре пластинки. Расчеты показываю, что интенсивность в центре пластинки при  $q = 40^{\circ}$  в 1.5 раза больше по сравнению со случаем когда  $q = 0^{\circ}$ . То есть, появляется возможность управления распределением интенсивности в РФК путем вариации угла падения.

Увеличение периода до значения  $a_1 = 207 \ нм$  при неизменных значениях других параметров системы, приводит к тому, что уже при  $q = 0^{\circ}$  резонансная оказывается вблизи высокочастотной нанокомпозита частота границы затравочной (f = 0) запрещенной зоны. В этом случае смешивание фотонных мод с резонансной модой также приводит к эффекту расщепления запрещенной зоны, то есть, к появлению в расширенной запрещенной зоне дополнительной увеличением уменьшается полосы пропускания. С q эффективность взаимодействия фотонных мод с резонансной модой в силу того, что граница

затравочной запрещенной зоны смещается в высокочастотную область. Как результат, полоса дополнительного пропускания практически исчезает, а ширина запрещенной зоны возрастает в 1.4 раза (рисунок 10б). Иная ситуация возникает, если  $a_2 = 230 \ \text{нм}$ . В этом случае резонансная частота оказывается в сплошном спектре затравочного ФК (f = 0), и в результате смешения мод появляется дополнительная запрещенная зона (рисунок 10в).



Рисунок 10. Угловая зависимость спектра пропускания для РФК с разными периодами решетки f = 0.01,  $q = 0^{\circ}$  (сплошная линия),  $q = 40^{\circ}$  (пунктирная линия). a) a = 138 нм; б)  $a_1 = 207 \text{ нм}$ ; в)  $a_2 = 230 \text{ нм}$ .

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов для образца РФК типа б. Из рисунка 11 видно, что при равной доли нанокомпозита в фотонных структурах, спектры пропускания для кристалла обоих типов в области существования запрещенной зоны РФК отличаются незначительно.



Рис. 11. Частотная зависимость коэффициента пропускания для двух типов кристаллов (а): для кристалла типа а (сплошная линия) F = 0.28, для типа б (пунктирная линия) F = 0.72. Фактор заполнения f = 0.01. Остальные параметры те же, что и для рисунка 10.

Расчеты показывают, что независимо от значения фактора *f*, для кристаллов обоих типов пространственное распределение интенсивности, для мод соответствующих низкочастотным и высокочастотным границам 33, концентрируется соответственно в областях с большим и меньшим значением показателя преломления.

В последнем разделе четвертой главы исследуются спектральные свойства и пространственное распределение интенсивности поля, организованного на основе нанокомпозита, двумерного фотонного кристалла с дефектом решетки. В РФК типа а линейный дефект создан удалением среднего ряда цилиндров (рисунок 12а). Линейный дефект в РФК типа б создан заполнением нанокомпозитом среднего ряда цилиндров (рисунок 12б).

При расчете спектров пропускания использовались, как и для РФК без дефекта, параметры для серебра:  $e_0 = 5$ ,  $w_p = 9 \ B$ ,  $g = 0.02 \ B$ . Для матрицы  $e_d = 4.16$ , период структуры ФК  $a = 160 \ HM$ , толщина пластинки L = 7a, фактор

заполнения нанокомпозитом для кристалла первого типа а F = 0.28.



Рисунок 12. Схема двумерной ФКструктуры с дефектным слоем, состоящей из 7 рядов, *а* -период решетки, *θ* угол падения (вид сверху).

Характерная зависимость спектров пропускания от фактора f и угла падения представлена на рисунке 13 для РФК а-типа. Из рисунка видно, что дефект индуцирует в запрещенной зоне появление полосы пропускания, соответствующей дефектной моде. При совпадении частоты дефектной моды с резонансной частотой нанокомпозита  $\omega_0$  возникает расщепление частоты дефектной подобное расщеплению частоты моды. ДВVХ связанных осцилляторов, которое увеличивается с ростом концентрации серебряных наношаров в нанокомпозите. Ширина 33 также непрерывно увеличивается с ростом концентрации наношаров в матрице (рисунок 13а). С увеличением угла падения границы 33 и положения пиков двух дефектных мод сдвигаются в высокочастотную область. Кроме того, заметно уменьшается интенсивность в максимуме низкочастотной моды, В то время как интенсивность высокочастотной моды растет (рисунок 13б).



Рисунок 13. Спектры пропускания РФК для различных значениях фактора f (a) и угла падения (б). На рисунке а для РФК без дефекта, f=0, (штрихпунктирная линия), с дефектом, f=0 (сплошная линия); расщепление дефектной моды для f=0.005 (штриховая линия), для f=0.01 (пунктирная линия). На рисунке б для фактора заполнения f=0.005,  $q = 0^{\circ}$  (сплошная линия),  $q = 40^{\circ}$  (пунктирная линия).

С увеличением угла падения границы запрещенной зоны сдвигаются в высокочастотную область в соответствии с брэгговским условием, частоты двух дефектных мод в запрещенной зоне ФК-структуры также смещаются в сторону высоких частот. Такое поведение частот можно понять, если представить дефектную моду ФК-структуры в виде стоячей волны, возникающей в результате отражения от стенок резонатора, образуемого нанодефектом с толщиной  $W_{d.}$  Действительно, условие резонанса имеет вид  $ll = 2W_d \sqrt{n^2 - \sin^2 q}$ , где n – показатель преломления дефектного слоя, l – номер моды, а  $\lambda$  – ее длина волны.

Как уже отмечалось, спектры пропускания конечных идеальных РФК обоих типов практически не отличаются, если наряду с другими параметрами доля нанокомпозита в них одинакова. На рисунке 14а иллюстрируется, для примера, такое совпадение спектров пропускания для случая, когда для кристаллов типа а и б соответствующие факторы F=0.28 и F=0.72, а доля наношаров в нанокомпозите f=0. Однако, спектры пропускания кристаллов с дефектами обоих типов, для которых F=0.28 и F=0.72, f=0 и неизменны прочие параметры, отличаются (рисунок 14б). Из рисунка видно, что существенно отличаются частоты дефектных мод.



Рисунок 14. Спектры пропускания кристаллов без дефекта (а) и кристаллов с линейным дефектом (б). Сплошная линия для кристаллов а-типа F=0.28, пунктирная линия для б-типа F=0.72. Фактор заполнения f=0.

Расчеты показывают, что поведение дефектных мод обоих типов РФК, при вариации угла падения и концентрации наношаров в нанокомпозите, подобно.

При рассмотрении пространственного распределения интенсивности поля получено, что для обеих мод поле локализовано в области дефекта, соизмеримой с длинной волны. Однако, распределения интенсивности электрического поля в РФК разных типов имеют качественные отличия: в кристаллах а-типа поле локализовано в нанокомпозитных стержнях, С максимумом на дефекте (рисунок 15а,б), В кристаллах б-типа В нанокомпозитной матрице, с максимальным значением в междоузлиях вблизи линейного дефекта (рисунок 15в,г). Такая особенность распределения поля характерна для низко- и высокочастотных пиков расщепленной дефектной моды. Однако максимум интенсивности локализации высокочастотного пика при f = 0.005 уменьшается почти в 2.5 раза, по сравнению с максимумом на частоте дефектной моды, тогда как максимум интенсивности низокочастотного пика уменьшается не значительно.



Рисунок 15. Пространственное распределение интенсивности поля в дефектных модах, f=0. На частоте дефектной моды ФК а-типа F=0.28, a) вид сверху, б) вид сбоку; на частоте дефектной моды ФК б-типа F=0.72, в) вид сверху, г) вид сбоку.

В заключении сформулированы основные результаты, полученные в диссертационной работе.

#### Основные результаты и выводы работы

• Рассчитана методом разложения по плоским волнам и проанализирована зонная структура 2D ФК, наполненных резонансным газом. Показано, что комбинация дисперсии рассмотренных затравочных 2D ФК-структур с дисперсией резонансного газа приводит к появлению дополнительных запрещенных зон, а также полос прозрачности в фотонных запрещенных зонах.

• Показано, что новые свойства дисперсии существенно зависят от плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, направления распространения электромагнитных волн, величины фактора заполнения резонансным материалом.

• Рассчитанные особенности в спектрах пропускания весьма чувствительны к углу падения и устойчивы к значительному увеличению ширины атомного резонанса. Из-за того, что полоса дополнительного пропускания возникает в ФЗЗ, в которой излучение распространяться не может, можно достичь высоких значений контраста фильтрации оптического излучения.

• Показано, что при близких факторах заполнения фотонного кристалла диэлектриком или, иначе говоря, резонансным газом, как зонные структуры спектров собственных возбуждений, так и спектров пропускания отличаются незначительно для кристаллов обоих типов.

19

• Изучены, используя формализм метода трансфер-матрицы Пендри, спектры пропускания РФК двух типов, организованных на основе нанокомпозита с резонансной дисперсией. По сравнению с фотонными кристаллами, наполненными резонансным газом, особенности в спектре пропускания во многом подобны, но проявляются наиболее отчетливо, и обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости нанокомпозита существенной И ee фактора заполнения – объемной зависимостью от доли металлических наношаров диэлектрической матрице. Так. например, ширина В дополнительной полосы прозрачности в РФК на основе нанокомпозита на четыре порядка больше ширины дополнительной полосы пропускания фотонного кристалла, наполненного резонансным газом.

• Показано для кристаллов обоих типов, организованных на основе нанокомпозита, что, независимо от значения объемной доли металлических наношаров в диэлектрике, распределение интенсивности светового поля для соответствующих низкочастотным границам запрещенной мод. 30ны. концентрируется в областях большим значением эффективной С диэлектрической проницаемости, соответствующих a ДЛЯ мод, высокочастотным границам запрещенной 30ны, наоборот, в областях с меньшим значением диэлектрической проницаемости.

• Показано для кристаллов обоих типов, что расщепление дефектной моды с резонансной частотой совпадении ee частоты нанокомпозита при падения и сушественно зависит концентрации от угла металлических наношаров в матрице нанокомпозита. Электрическое световое поле на частоте дефектной моды локализуется в области соизмеримой с длиной волны.

• Показано, что распределение электрического светового поля в дефектных модах РФК разных типов имеет качественные отличия: в кристаллах а-типа оно локализуется в нанокомпозитных стержнях, с максимумом на дефекте, в кристаллах б-типа поле локализуется в нанокомпозитной среде, с максимальным значением в междоузлиях вблизи линейного дефекта.

• Использование металло-диэлектрических нанокомпозитов в качестве структурных элементов фотонных кристаллов расширить позволяет возможности фотонных создания новых кристаллов заданными c спектральными свойствами.

### Публикации автора по теме диссертации

1. Ветров С.Я. Тимофеев И.В., Рудакова Н.В. Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла // ФТТ. – 2010. – 52, №3. – С. 489-494.

2. Ветров С.Я., Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. Особенности двумерного фотонного кристалла, заполненного резонансным газом // Оптический журнал. – 2010. – 77, № 10. – С. 23-25.

3. Ветров С.Я., Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. Прохождение света через плоскопараллельную пластинку двумерного резонансного фотонного кристалла // ФТТ. – 2011. – 53, №1. – С. 133-138.

4. Ветров С.Я., Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. Тимофеев В.П. Спектральные свойства двумерного металл-диэлектрического резонансного фотонного

кристалла // Оптика и спектроскопия. – 2012. – 112, №3. – С. 638-646.

5. Рудакова Н.В., Тимофеев И.В., Ветров С.Я. Оптические свойства наноструктурированных металл-диэлектрических двумерных фотонных кристаллов с дефектом решетки // Оптика и спектроскопия. – 2013. – 115, №5. – С. 747-752.

6. Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла. Материалы докладов XVI Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов». Физика. Оптика. М.: МАКС Пресс, 2009, с. 18-20.

7. Рудакова Н.В., Ветров С.Я. Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла. Труды Всероссийской конференции «Современные проблемы радиоэлектроники», ИПК СФУ, Красноярск, 2009, с. 274-275.

8 Ветров С.Я., Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. Особенности двумерного фотонного кристалла, заполненного резонансным газом. Труды VI Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика–2009», СПб: Изд-во СПбГУ ИТМО, 2009, с. 142-145.

9. Ветров С.Я., Рудакова Н.В., Тимофеев В.П., Тимофеев И.В. Управление свойствами дисперсии двумерного резонансного фотонного кристалла // Труды всероссийской научно-технической конференции «Ультрадисперсные порошки, наноструктуры, материалы», Красноярск: СФУ, 2009, с. 48-51.

10. Рудакова Н.В. Прохождение света через двумерный резонансный фотонный кристалл. Международная научная студенческая конференция, Новосибирск, НГУ. 2010, с. 107.

11. Рудакова Н.В. Прохождение света через двумерный резонансный фотонный кристалл. Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2010» / Отв. ред. И.А. Алешковский, П.Н. Костылев: [Электронный ресурс] — М.: МАКС Пресс, 2010.

12. Рудакова Н.В., Ветров С.Я. Взаимодействие света с тонкой пленкой двумерного резонансного фотонного кристалла. Труды Всероссийской конференции «Современные проблемы радиоэлектроники», ИПК СФУ, Красноярск, 2010, с 368-371.

13. Рудакова Н.В., Ветров С.Я. Тимофеев И.В. Тимофеев В.П. Спектр пропускания резонансного двумерного фотонного кристалла на основе нанокомпозита. Сборник тезисов докладов всероссийской конференции «Фотоника органических и гибридных наноструктур», Москва, 2011, с. 129.

14. Рудакова Н.В., Тимофеев И.В. Спектр пропускания резонансного двумерного фотонного кристалла с дефектом структуры. Сборник трудов VII международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2011» 2011 г, с. 48-50.

Тимофеев 15. Рудакова H.B., Ветров С.Я., Тимофеев В.П., И.В. электромагнитные спектр пропускания. Локализованные моды И организованного на основе нанокомпозита, двумерного фотонного кристалла с дефектом решетки. Сборник трудов VII Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики» / Под ред. проф. В.Г. Беспалова: [Электронный ресурс] – СПб: НИУИТМО, 2012 – с. 254-257.

16. Рудакова Н.В., Тимофеев И.В., Ветров С.Я. Оптические свойства

нанокомпозитного двумерного фотонного кристалла с линейным дефектом решетки. Сборник трудов VIII Международной конференции «Фундаментальные проблемы оптики» / Под ред. проф. В.Г. Беспалова: [Электронный ресурс] – СПб: НИУИТМО, 2013 – с. 232-235.

### Цитируемая литература:

1. Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N. Photonic Crystals // Princeton: Princeton University Press, 1995. – 137 p.

2. Sakoda K. Optical properties of photonic crystals // Berlin:Springer, 2005.- 253 p.

3. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности // Изд-во СО РАН, Новосибирск, 2005. – 209 с.

4. Ивченко Е.Л., Поддубный А.Н. Резонансная дифракция электромагнитных волн на твердом теле // ФТТ. – 2013. – 55, № 5. – С. 833–849.

5. Artoni M., Rossa G.La, Bassani F. Resonantly absorbing one-dimensional photonic crystals // Phys.Rev. E. – 2005. – 72. – P. 046604-01-046604-11.

6. Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П. Управление свойствами дисперсии и спектром пропускания комбинированных оптических элементов на основе наполненных резонансным газом фотонно-кристаллических структур // Оптика и спектроскопия. – 2000. – 89, № 2. – С. 309-313.

7. Rung A., Ribbing C.G. Polaritonic and Photonic Gap Interactions in a Two-Dimensional Photonic Crystal // Phys.Rev.Lett. – 2004. – 92, 12. – P. 123901-1–4.

8. Huang K.C., Bienstman P., Joannopoulos J.D., Nelson K.A., Fan S. Field expulsion and reconfiguration in polaritonic photonic crystals // Phys.Rev.Lett. – 2003. – 90, № 19. – P. 196402-196406.

9. Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А. Плазмон-поляритонные эффекты в наноструктурированных металл-диэлектрических фотонных кристаллах и метаматериалах // УФН.-2009. – 179. – № 9. – С. 1003-1007.

10. Ораевский А.Н., Проценко И.Е. Оптические свойства гетерогенных сред // Квантовая электроника. – 2001. – 31. – С. 252-256.

11. Sihvola A. Electromagnetic Mixing Formulas and Applications // Institution of Engineering and Technology, London, 2008. – 284 p.

12. Dyachenko P.N., Miklyaev Yu.V. One-dimensional photonic crystal based on nanocomposite of metal nanoparticles and dielectric // Optical Memory & Neural Networks. – 2007. – Vol. 16, № 4. – P. 198-203.

13. Ветров С.Я., Авдеева А.Ю., Тимофеев И.В. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокомпозита // ЖЭТФ. – 2011. – 140, № 5. – С. 871-878.

14. Моисеев С.Г., Остаточников В.А., Семенцов Д.И. Подавление дефектной моды в фотонно-кристаллической структуре с резонансным нанокомпозитным слоем // Квантовая электроника. – 2012. – 42. – № 6. – С. 557-560.

15. Беликов А.В., Богданова М.В., Лозовик Ю.Е. Расчет зонной структуры металлических фотонных кристаллов: модифицированный метод разложения по плоским волнам // Математическое моделирование. – 2007. – 19, № 4. – С. 19-26.

16. Pendry J.B. Photonic band structures // J. Mod. Opt. – 1994. – 41. – P. 209-229.

Подписано в печать .11.2013. Печать плоская Формат 60х84/16 Бумага офсетная. Усл. печ. л. 1.2 Тираж 100 экз. Заказ №

Отпечатано полиграфическим центром Библиотечно-издательского комплекса Сибирского федерального университета 660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 82a, тел.: +7(391) 206-26-49, 206-26-67 E-mail: <u>print\_sfu@mail.ru</u>