

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи  
УДК: 535.326, 534.18

Пятакова Зоя Александровна

АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
В ДВУМЕРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Специальность 01.04.03 – радиофизика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2011

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

**Научный руководитель:** кандидат физико-математических наук,  
доцент Белокопытов Геннадий Васильевич

**Официальные оппоненты:** доктор физико-математических наук,  
профессор Манцызов Борис Иванович  
кандидат физико-математических наук,  
доцент Рябушкин Олег Алексеевич

**Ведущая организация:** Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН

Защита диссертации состоится 9 июня 2011 года в 16:00 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.67 при Московском государственном университете им. М.В. Ломоносова по адресу 119991, г. Москва, ГСП, Ленинские горы, МГУ, физический факультет, ауд. им. Р.В. Хохлова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Автореферат разослан 29 апреля 2011 года.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
кандидат физ.-мат. наук

Королев А.Ф.

# Общая характеристика работы

## Актуальность

Фотонные кристаллы представляют собой композитные материалы, оптические свойства которых периодически модулированы с периодом порядка длины волны света. Они интересны как материалы с электромагнитными свойствами, не встречающимися в однородных веществах. Особенности фотонных кристаллов являются:

- Нелинейный закон дисперсии для фотонов. Задавая параметры фотонных кристаллов (период решетки, форму и размер включений) при их создании, можно добиваться сильной дисперсии в определенном диапазоне частот, что позволяет использовать фотонные кристаллы в качестве спектральных фильтров. Также в фотонных кристаллах углы между направлениями групповой и фазовой скорости могут достигать больших величин, вплоть до 180 градусов.
- Замедление света с длинами волн, лежащими вблизи границы запрещенной зоны. Групповая скорость света вблизи границы запрещенной зоны может быть существенно снижена по сравнению с однородными материалами, что ведет к увеличению эффективности взаимодействия света с веществом, и в результате к усилению различных нелинейных эффектов (например, генерации второй гармоники).
- Пространственное ограничение света вследствие наличия фотонной запрещенной зоны – интервала энергий, для которых запрещено распространение света. Наличие полной (для всех направлений и поляризаций) или частичной запрещенной зоны позволяет добиться концентрации света в специально созданных областях, представляющих собой неоднородности структуры. Этот эффект применяется для создания оптических волокон и волноводов на основе фотонных кристаллов.

В настоящее время фотонные кристаллы используются при создании различных устройств интегральной оптики – дефлекторов, фильтров, лазеров, волноводов, приемников излучения. Более того, фотонные кристаллы могут стать базой для интегральной оптики, подобно тому, как кремний является базой для электроники. С помощью литографических методов можно создавать несколько типов фотонных кристаллов и объединять много устройств на одной подложке, что, несомненно, очень актуально. Не менее актуальным является создание перестраиваемых фотонных кристаллов. Изменение показателей преломления веществ, составляющих фотонный кристалл, может быть осуществлено при воздействии на них электромагнитных и акустических полей.

Одним из широко распространенных способов управления светом в веществе является использование акустооптического взаимодействия. За счет фотоупругого эффекта звук создает в среде дифракционную решетку, на которой дифрагирует свет, и путем изменения частоты и интенсивности звука можно изменять направление распространения света и его интенсивность. На основе акустооптического взаимодействия в настоящее время создаются многочисленные перестраиваемые устройства – модуляторы, дефлекторы, фильтры, и т.д.

Акустооптическое взаимодействие в композитных материалах, какими являются фотонные кристаллы, исследовано очень слабо, и в литературе имеются только единичные исследования, посвященные коллинеарному взаимодействию света и звука. Вместе с тем, исследования акустооптического взаимодействия в фотонных кристаллах представляют значительный фундаментальный и практический интерес.

В акустооптике в настоящее время существует проблема поиска новых материалов, обладающих наивысшими значениями параметров акустооптического качества для различных длин волн света. Поскольку технологии создания фотонных кристаллов достаточно хорошо развиты, то представляется интересным изучить перспективы, которые открывает применение фотонных кристаллов в данной области.

Для задач акустооптики фотонные кристаллы могут быть полезны как новый материал с управляемой дисперсией. Можно ожидать, что замедление света и звука приведет к увеличению в них эффективности дифракции. Как правило, для приложений в акустооптике применяется дифракция Брэгга, то есть такой режим, при котором существует только один дифракционный максимум. Наиболее интересной для применений является анизотропная дифракция, при которой происходит преобразование поляризации световых волн, поскольку она позволяет реализовать более разнообразные геометрии взаимодействия света и звука, среди которых можно найти оптимальные геометрии для создания того или иного акустооптического устройства.

### **Цель и задачи работы**

Целью данной работы является построение теоретической модели взаимодействия электромагнитных и акустических волн, обусловленного фотоупругим эффектом в двумерном фотонном кристалле. Такая модель позволит определять условия синхронного акустооптического взаимодействия и находить величину коэффициента акустооптического качества композитного материала.

Для достижения указанной цели в работе были рассмотрены и решены следующие задачи:

1. Совместное определение дисперсионных характеристик для световых и звуковых волн и нахождение условий синхронного акустооптического взаимодействия в двумерном фотонном кристалле.

2. Вывод уравнений для связанных амплитуд волн Блоха в фотонном кристалле и расчет эффективности акустооптического взаимодействия, в частности – определение коэффициентов акустооптического качества.

#### **Научная новизна работы**

1. Произведено обобщение метода плоских волн для расчета зонной структуры на случай фотонного кристалла, компонентами которого являются анизотропные материалы.

2. Разработана программа расчета частотных зависимостей угла Брэгга для акустооптического взаимодействия в двумерных фотонных кристаллах. Впервые рассчитаны частотные зависимости угла Брэгга для двумерных фотонных кристаллов, представляющих собой прямоугольную решетку цилиндрических волокон в матрице.

3. Впервые получены уравнения для связанных амплитуд падающей и дифрагированной оптических волн в двумерной периодически неоднородной среде. Формулы для расчета эффективности дифракции даны как для случая самого общего вида волн, так и для частных случаев дифракции ТЕ и ТМ волн в фотонном кристалле.

4. Установлено, что для расчета эффективности акустооптического взаимодействия в фотонном кристалле в первом приближении достаточно учитывать лишь основные гармоники блоховских волн. В таком одноволновом приближении получены формулы для оценки коэффициента акустооптического качества  $M_2$  фотонного кристалла, которые позволяют сравнивать по акустооптической эффективности различные фотонные кристаллы.

5. Установлена иерархия факторов, влияющих на фотоупругий эффект в фотонном кристалле. Показано, что влияние изменение формы включений фотонного кристалла может быть сравнимо с влиянием изменения показателей преломления материалов, составляющих фотонный кристалл.

#### **Положения, выносимые на защиту**

1. Фотонные и фононные запрещенные зоны оказывают существенное влияние на характеристики на дифракции Брэгга в фотонном кристалле. Фотонные запрещенные зоны ограничивают область углов Брэгга, а фононные – область частот ультразвука, в которых возможна дифракция Брэгга. Влияние фононных запрещенных зон проявляется, в основном при изотропной дифракции света.

2. Фотонные кристаллы демонстрируют разнообразие форм частотных зависимостей угла Брэгга. Форма частотных зависимостей определяется, в основном, контрастом

показателя преломления и близостью частоты света к запрещенной зоне. Характерные частоты, на которых происходит дифракция, определяются контрастом показателя преломления, соотношением плотностей материалов и коэффициентом заполнения.

3. В случае высокого контраста показателей преломления материалов  $\Delta n/n \sim 1$  наиболее интересные для применений области частотных зависимостей угла Брэгга имеют место на гиперзвуковых частотах. Фотонные кристаллы с низким контрастом показателя преломления демонстрируют наличие дифракции при более низких частотах, порядка сотни МГц при длине волны света 1 мкм.

4. Изотропная дифракция в фотонных кристаллах возможна не при любой поляризации акустических волн. Дифракция оптических ТЕ волн возможна только на продольных акустических волнах, ТМ волн – на продольных и сдвиговых. Анизотропная дифракция в фотонных кристаллах, состоящих из оптически изотропных материалов, возможна на сдвиговых акустических волнах.

5. В фотонных кристаллах можно получить более высокие коэффициенты акустооптического качества, чем у составляющих их материалов. Это происходит за счет сочетания фотоупругих и упругих свойств различных материалов.

#### **Практическая значимость диссертационной работы**

Фотонные кристаллы могут значительно расширить набор существующих акустооптических материалов. Путем направленного изменения небольшого количества параметров можно существенно менять характеристики устройств на фотонных кристаллах. Кроме этого, в качестве материалов для фотонного кристалла можно использовать изотропные материалы, которые мало применяются в традиционной акустооптике – например, кремний и кварц. Фотонный кристалл на основе этих оптически изотропных материалов проявляет искусственную анизотропию, которую можно изменять выбором параметров решетки.

Результаты данной диссертации показывают, что фотонные кристаллы при оптимальном выборе их параметров в перспективе могут составить конкуренцию традиционным акустооптическим материалам. Разработанные в диссертации методы расчета позволяют производить дальнейший целенаправленный поиск материалов для создания акустооптических фотонных кристаллов.

#### **Апробация результатов**

Результаты диссертации были доложены на 10 международных конференциях и 1 Всероссийской конференции

1) Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2004»

- 2) VI международная молодежная научная конференция "Севергеоэкотех", г. Ухта, 23 – 25 марта 2005 г.
- 3) Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов – 2005»
- 4) Международный семинар «Компьютерное моделирование электромагнитных процессов в физических, химических и технических системах», г. Воронеж, 14 – 15 июня 2005 г.
- 5) International Conference of Coherent and nonlinear Optics 2005, Saint-Petersburg, May 11-13., 2005
- 6) VIII international conference for young researchers “Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems”, г. Санкт-Петербург, 4 – 8 сентября 2005 г.
- 7) VII Международная молодежная научная конференция "Севергеоэкотех-2006", г. Ухта, 22-24 марта 2006 года
- 8) International Conference of Coherent and nonlinear Optics 2007, Minsk, May 28 - June 1, 2007.
- 9) XI international conference for young researchers “Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems”, г. Санкт-Петербург, 30 мая – 3 июня 2008 г.
- 10) IV Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика-2009", г. Санкт-Петербург, 19-23 октября 2009.
- 11) Всероссийская школа-семинар "Волны-2010", г. Звенигород, 24-29 мая 2010.

#### **Публикации**

Результаты диссертации опубликованы в 5 журнальных публикациях

#### **Структура и объем работы**

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Содержит 145 страниц, 46 рисунков, 7 таблиц и 109 библиографических ссылок

## Содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы, сформулирована цель работы и конкретные задачи исследования, описана структура работы и изложены основные научные положения и результаты, выносимые на защиту.

Первая глава представляет собой обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных, с одной стороны, фотонным и фононным кристаллам, и, с другой стороны, акустооптическому взаимодействию. В первую очередь рассмотрены факторы, благодаря которым фотонные кристаллы могут быть применены для создания устройств акустооптики. Коэффициент акустооптического качества [1], характеризующий эффективность акустооптического взаимодействия в материале, показывает, что замедление света и звука увеличивает эффективность взаимодействия света и звука. Сложный закон дисперсии для света и звука, как ожидается, позволит реализовать недоступные для однородных материалов геометрии взаимодействия.

Описываются некоторые возможности применения фотонных кристаллов в устройствах передачи и обработки информации, и обзор работ, касающихся акустооптического взаимодействия в фотонных кристаллах и возможностей его применения. Также описана методика расчета дисперсионных характеристик оптических и акустических волн в фотонном кристалле.

Количество работ, посвященных акустооптике и фотонным кристаллам по отдельности, очень велико. В то же время взаимодействие света и звука в фотонных кристаллах рассматривается в очень небольшом количестве работ. В работе [2] выполнено численное моделирование взаимодействия света с поверхностной акустической волной в ФК, причем для расчетов использована модификация традиционного для теории фотонных кристаллов метода матрицы передачи [3]. В статье [4] сообщалось о применении ФК волокон для создания волоконно-оптического фильтра, перестраиваемого акустической волной в чрезвычайно широкой спектральной области.

В упомянутых работах взаимодействие света и звука носило, по сути, одномерный характер и сводилось к модуляции коэффициента пропускания среды вследствие перестройки зонной структуры фотонного кристалла акустической волной. Использование поверхностных волн обеспечивает значительную глубину модуляции диэлектрической проницаемости при довольно малой мощности ультразвука, однако это достигается за счет ограничения апертуры этих устройств.

Важной частью литературного обзора является обзор существующих методов расчета дисперсионных характеристик для света и звука. Основной упор делается на



описании метода плоских волн, который применяется для расчета зависимости частоты от волнового вектора, а также собственных волн для света [5] и звука [6] в фотонных кристаллах.

**Во второй главе** рассмотрены дисперсионные свойства фотонных кристаллов по отношению к свету и звуку. Законы дисперсии для света и звука – важнейшие характеристики фотонного кристалла. Для расчета дисперсионных зависимостей для акустических волн в диссертационной работе применяется методика, описанная в [6]. В то же время расчет дисперсионных характеристик для света потребовал обобщения известной методики [5] на случай, когда вещества, составляющие фотонный кристалл, являются оптически анизотропными.

Разработана методика расчета дисперсионных соотношений в двумерных фотонных кристаллах, состоящих из оптически анизотропных материалов с произвольным тензором диэлектрической проницаемости. При этом в рассмотрение могут быть включены не только объемные, но и поверхностные электромагнитные волны.

Волновое уравнение для напряженности магнитного поля сводится к задаче на собственные значения для амплитуд блоховских волн. В соответствии с теоремой Блоха поле можно представить в виде разложения в ряд по векторам обратной решетки  $\mathbf{G}$ .

$$\mathbf{H} = \sum_{\mathbf{G}} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)} (\mathbf{M}_{\mathbf{G}} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}}) e^{-k_z z} \quad (1)$$

здесь  $\mathbf{M}_{\mathbf{G}}$  – вектор, размерность которого равна числу принимаемых в расчет векторов обратной решетки. Его компоненты являются фурье-амплитудами блоховских волн,  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ ,  $\mathbf{G} = (G_x, G_y)$ ,  $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ .

Для амплитуд блоховских волн было получено следующее уравнение:

$$\sum_{\mathbf{G}'} \hat{\mathbf{P}}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'}(k_x, k_y, k_z) \mathbf{M}_{\mathbf{G}'} = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{M}_{\mathbf{G}} \quad (2)$$

при этом каждая компонента  $\hat{\mathbf{P}}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'}$  является тензором второго ранга в трехмерном пространстве волновых векторов:

$$\hat{\mathbf{P}}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'}(k_x, k_y, k_z) = k_z^2 \mathbf{A}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'}(k_x, k_y) + k_z \mathbf{B}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'}(k_x, k_y) + \mathbf{C}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'}(k_x, k_y) \quad (3)$$

где

$$\mathbf{A}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'} = \begin{bmatrix} -\zeta_{22} & \zeta_{12} & 0 \\ \zeta_{12} & -\zeta_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{B}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'} = \begin{bmatrix} \zeta_{23}(k_y + G'_y) + \zeta_{23}(k_y + G_y) & -\zeta_{13}(k_y + G'_y) - \zeta_{23}(k_x + G_x) & \zeta_{22}(k_x + G_x) - \zeta_{12}(k_y + G_y) \\ -\zeta_{13}(k_y + G_y) - \zeta_{23}(k_y + G'_y) & \zeta_{13}(k_x + G'_x) + \zeta_{13}(k_x + G_x) & \zeta_{11}(k_y + G_y) - \zeta_{12}(k_x + G_x) \\ \zeta_{22}(k_x + G'_x) - \zeta_{12}(k_y + G'_y) & \zeta_{11}(k_y + G'_y) - \zeta_{12}(k_x + G'_x) & 0 \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{C}_{\mathbf{G}\mathbf{G}'} = \begin{bmatrix} -\zeta_{33}(k_y + G_y) (k_y + G'_y) & \zeta_{33}(k_x + G_x) (k_y + G'_y) & \zeta_{13}(k_y + G_y) (k_y + G'_y) - \zeta_{23}(k_x + G_x) (k_y + G'_y) \\ \zeta_{33}(k_x + G'_x) (k_y + G_y) & -\zeta_{33}(k_x + G_x) (k_y + G'_y) & \zeta_{23}(k_x + G_x) (k_x + G'_x) - \zeta_{23}(k_x + G'_x) (k_y + G_y) \\ \zeta_{13}(k_y + G_y) (k_y + G'_y) - \zeta_{23}(k_x + G_x) (k_x + G'_x) & \zeta_{23}(k_x + G_x) (k_x + G'_x) - \zeta_{11}(k_y + G_y) (k_y + G'_y) - \zeta_{22}(k_x + G_x) (k_x + G'_x) + \zeta_{23}(k_x + G'_x) (k_y + G_y) & \zeta_{12}(k_x + G'_x) (k_y + G_y) + \zeta_{12}(k_x + G_x) (k_y + G'_y) \end{bmatrix}$$

Здесь  $\zeta_{ij}$  – Фурье компонента обратной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{ij}^{-1}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \zeta_{ij} e^{i\mathbf{G}\mathbf{r}}; \quad \zeta_{ij} = \frac{1}{S} \int \varepsilon_{ij}^{-1}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{G}\mathbf{r}} d^2r \quad (4)$$

Создана программа расчета собственных волн фотонного кристалла методом плоских волн, которая позволяет получить дисперсионные соотношения и спектры амплитуд оптических и акустических волн фотонных кристаллов, перспективных для реализации акустооптического взаимодействия.

Проанализированы пространственные спектры собственных оптических и акустических волн фотонного кристалла. Установлено, что основная доля энергии блоховской волны сосредоточена, как правило, в одной спектральной составляющей. Исключением являются окрестности границы зоны Бриллюэна.

Проведены расчеты относительного вклада суммарной интенсивности высших гармоник в полную интенсивность оптической и акустической собственных волн. В качестве модельной системы использовался фотонный кристалл, представляющий собой цилиндрические волокна кварца в матрице кремния, образующие квадратную решетку, коэффициент заполнения  $f = 0,5$ . Частотные зависимости соответствующих коэффициентов,  $p_o$  и  $p_a$ , представлены на рис.1. Здесь по горизонтальной оси отложена нормированная частота – отношение периода решетки к длине волны света и звука.

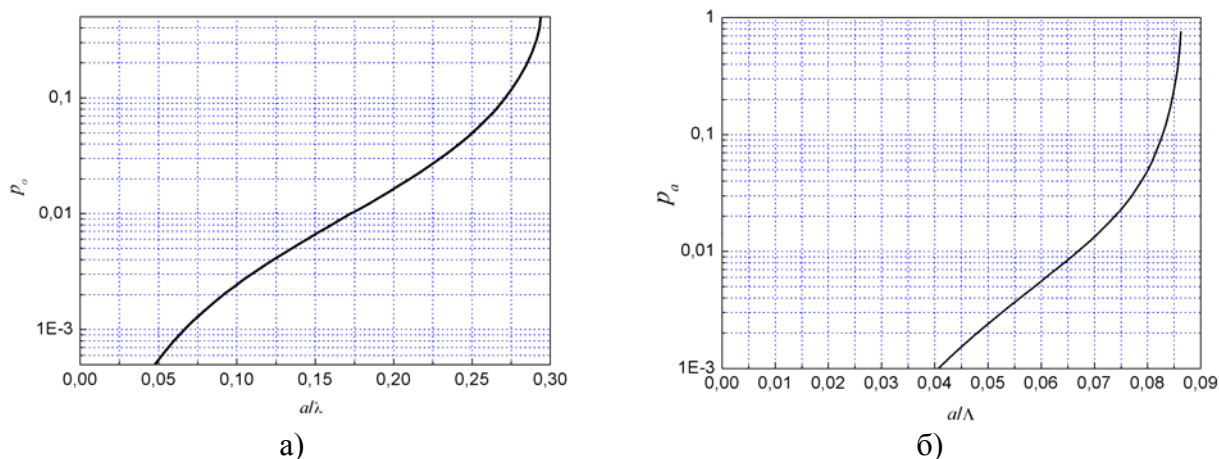


Рис. 1. Зависимость доли энергии, приходящейся на высшие гармоники от нормированной частоты в сечении первой зоны Бриллюэна вдоль оси X. а) для оптических волн ТМ поляризации (в точке X зоны Бриллюэна нормированная частота 0.285) б) для сдвиговых акустических волн (в точке X зоны Бриллюэна нормированная частота 0.087)

Как видно из рис. 1, доля энергии, приходящаяся на высшие гармоники, оказывается существенной лишь для собственных волн вблизи границы зоны Бриллюэна. В то же время в пространстве компонент волнового вектора имеются довольно широкие области, где вклад высших пространственных гармоник можно считать пренебрежимо малым. В этих областях можно с хорошей точностью считать, что спектр собственной волны ФК содержит одну фурье-компоненту (одноволновое приближение). Возьмем в качестве критерия справедливости одноволнового приближения неравенства  $p_o, p_a < 10^{-2}$ , тогда для акустической волны оно выполняется при  $\Omega/\Omega_{cr} \leq 0,79$ , а для оптической – при  $\omega/\omega_{cr} \leq 0,66$ .

Рассмотрена иерархия факторов, дающих вклад в фотоупругий эффект в фотонном кристалле. Кроме изменения показателей преломления веществ, составляющих фотонный кристалл, под действием акустической волны меняется также период расположения и форма включений. Однако приближенные вычисления показали, что влияние изменения периода включений, как правило, на два порядка меньше влияния остальных факторов. Изменение формы включений проявляет себя только в структурах с высоким контрастом диэлектрических проницаемостей веществ, составляющих фотонный кристалл.

Также во второй главе показано, что влияние акустической волны на зонную структуру фотонного кристалла мало, и при рассмотрении задачи акустооптической дифракции им можно пренебречь.

**Третья глава** посвящена вопросам расчета и анализа частотных зависимостей угла Брэгга – важнейшей характеристике акустооптических устройств.

Геометрия взаимодействия, использованная в расчетах, показана на рисунке 2.

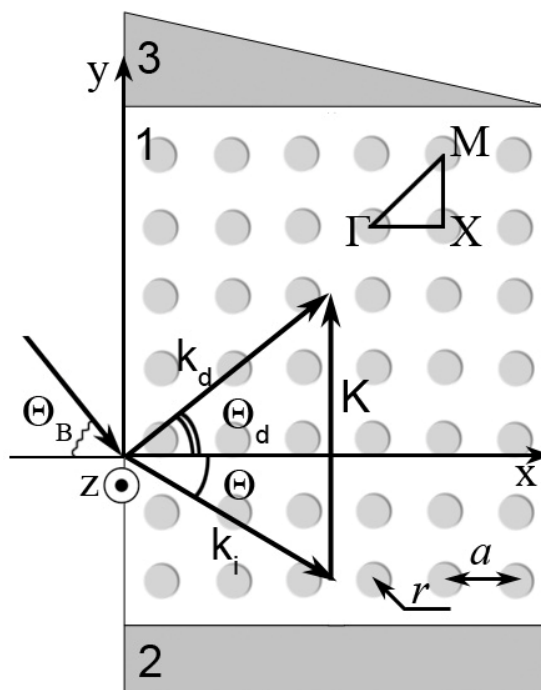


Рис. 2. Геометрия задачи: Акустооптическая ячейка 1 – двумерный двухкомпонентный фотонный кристалл, 2 – пьезопреобразователь, возбуждающий акустические волны продольной поляризации (L), или поперечной с колебаниями частиц вдоль OX (SX), или поперечной с колебаниями частиц вдоль OZ (SZ), 3 – поглотитель звука

Впервые разработана методика расчета зависимости угла Брэгга от частоты в фотонных кристаллах. Проведены расчеты частотных зависимостей угла Брэгга и продемонстрировано влияние фотонной и фононной запрещенных зон на форму этих зависимостей.

Расчет частотных зависимостей основан на анализе условий фазового синхронизма. Для фотонного кристалла эти условия принимают вид:

$$\omega_i + \Omega = \omega_d, \quad \mathbf{k}_i + \mathbf{K} = \mathbf{k}_d + \mathbf{G} \quad (5)$$

где  $\mathbf{G} = m\mathbf{a} + n\mathbf{b}$  – вектор обратной решетки. При  $\mathbf{G} \neq 0$  во взаимодействие вовлекаются собственные волны, относящиеся к различным зонам Бриллюэна. Стандартным методом расчета частотных зависимостей угла Брэгга в однородных средах является метод векторных диаграмм [1]. Для фотонных кристаллов метод векторных диаграмм был модифицирован с учетом дисперсионных соотношений для периодической среды. Таким образом, фотонный кристалл рассматривается как среда, в которой задан (на этапе изготовления) сложный закон дисперсии. Такая среда обладает искусственной анизотропией, и можно поставить ей в соответствие поверхности показателя преломления для света двух поляризаций.

Обычно в акустооптике под углом Брэгга понимают угол, под которым распространяется оптическая волна в кристалле. Зная угол Брэгга и показатель

преломления однородного вещества, легко определить угол падения света. В случае фотонных кристаллов использовать в качестве характеристики угол Брэгга в его стандартном определении недостаточно, поскольку обычно требуется еще численный пересчет угла падения в угол преломления. Для практических целей более полезно знать именно угол падения света из вакуума (воздуха) на акустооптическую ячейку, поэтому в данной работе под углом Брэгга будем понимать угол *падения* света на фотонный кристалл, при котором выполняются условия фазового синхронизма.

На рисунке 3 представлено графическое построение, которое иллюстрирует нахождение частоты звука, соответствующей фазовому синхронизму для каждого угла Брэгга. Пусть на фотонный кристалл падает световая волна под углом Брэгга. При этом сохраняется частота света и составляющая волнового вектора вдоль границы раздела. Из этого можно найти волновой вектор волны, распространяющейся в фотонном кристалле.

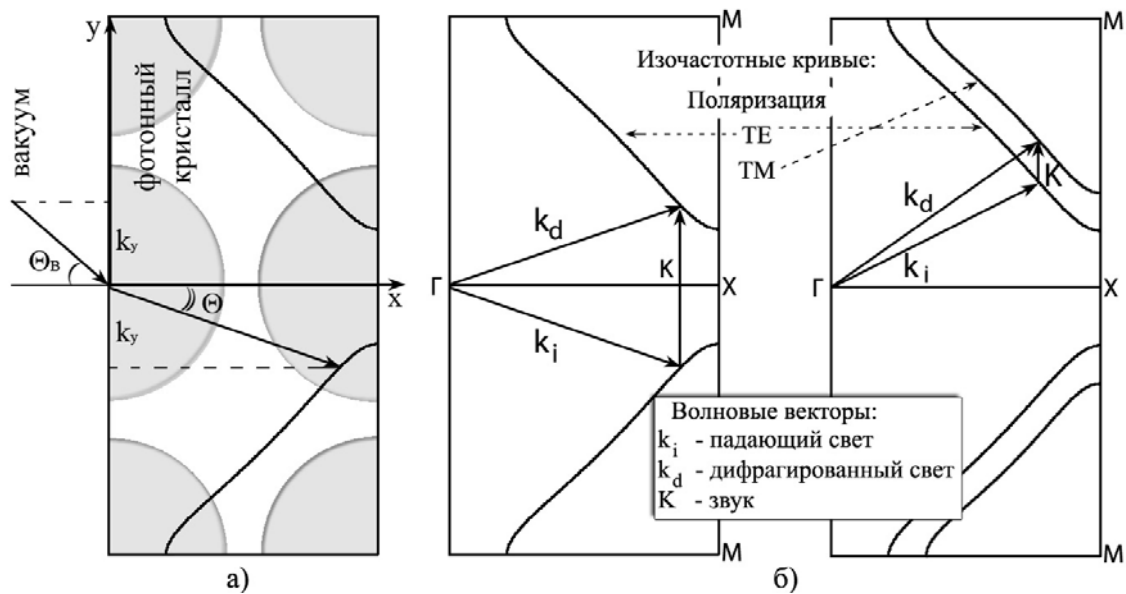


Рис. 3. а) Граничные условия для падающего света на границе фотонного кристалла – сохранение тангенциальной компоненты волнового вектора. б) пример векторной диаграммы для фотонного кристалла

Далее необходимо найти соответствующий угол дифракции и волновой вектор звука  $K$ . Наконец, по величине  $K(\Theta_B)$  определяется частота собственной акустической волны заданной поляризации. Последняя процедура производилась методом, описанным в работе [6].

Разработана методика численного расчета частотных зависимостей угла Брэгга. В качестве примера приведены частотные зависимости для изотропной (рис.4) и анизотропной (рис. 5) дифракции Брэгга для фотонного кристалла, представляющего собой волокна плавленого кварца в матрице кремния, образующие квадратную решетку с

коэффициентом заполнения 0,5. Акустическая волна здесь распространяется вдоль оси Y, но методика позволяет рассматривать и другие направления распространения звука.

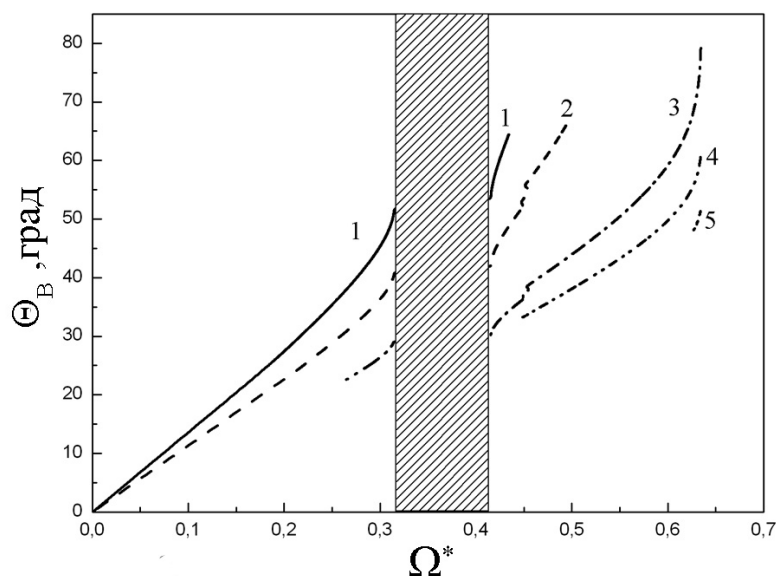


Рис.4. Зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука для различных нормированных частот света, изотропная дифракция, ТЕ поляризация света. Для ТМ поляризации зависимости ведут себя аналогичным образом. Заштрихована частичная запрещенная зона для поперечных акустических волн. Нормированные частоты света: 1 – 0.10; 2 – 0.12; 3 – 0.16; 4 – 0.18; 5 – 0.20.

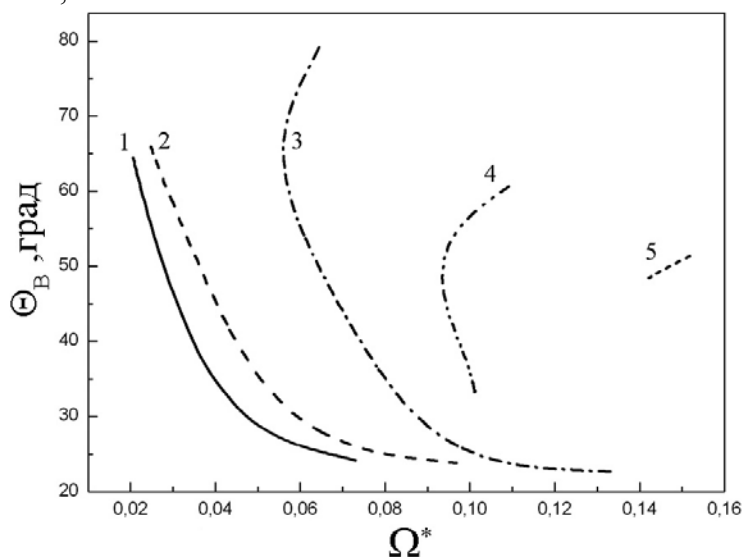


Рис.5. Зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука для различных нормированных частот света, анизотропная дифракция, переход из ТЕ в ТМ поляризацию света. Нормированные частоты света: 1 – 0.10; 2 – 0.12; 3 – 0.16; 4 – 0.18; 5 – 0.20. Скорость звука нормирована на скорость продольных волн в кварце  $v=5960$  м/с, акустическая волна – поперечная, в которой колебания вектора смещения частиц происходят вдоль ОХ.

Из графиков можно видеть, что в случае изотропной дифракции (рис.4) для малых нормированных частот света и звука зависимости угла Брэгга от частоты похожи на соответствующие зависимости для изотропной среды. В определенном диапазоне частот

акустических волн имеет место запрещенная зона для выбранной поляризации волны, на рис. 4 ей соответствует заштрихованная область. При переходе к меньшим длинам волн (большим нормированным частотам) имеет место ограничение значений угла Брэгга. Оно связано с появлением частичной запрещенной зоны для света – в определенных направлениях фотонного кристалла свет не может распространяться. С увеличением нормированной частоты света диапазон углов Брэгга, в котором проявляется дифракция, сужается. Наконец, для определенной нормированной частоты (в нашем случае она равна 0,22 для ТЕ-поляризации и 0,27 для ТМ) появляется полная запрещенная зона, то есть свет не может распространяться в кристалле. Как следствие, частотные зависимости угла Брэгга имеют начало и конец. В случае анизотропной дифракции (рис. 5) при появлении частичной запрещенной зоны появляется неоднозначность в зависимости угла Брэгга от частоты.

Рассмотрены факторы, влияющие на форму частотных зависимостей угла Брэгга. Определяющим фактором является контраст показателей преломления составляющих фотонных кристаллов. Структуры с низким контрастом демонстрируют меньшее разнообразие форм частотных зависимостей, но характерные частоты звука, при которых происходит синхронизм, лежат в приемлемом для применений диапазоне сотен мегагерц. Большее разнообразие форм проявляется у фотонных кристаллов с высоким контрастом показателей преломления, но при этом частоты звука, на которых имеет место фазовый синхронизм, достигают нескольких гигагерц.

Для того, чтобы определить примерные характеристики структуры, которая будет работать в выбранном диапазоне частот ультразвука, предложена простая оценочная формула, которая позволит это оценить до проведения громоздких расчетов. Эта формула основана на модели эффективной среды, и она позволяет понять, какая нормированная частота и коэффициент заполнения необходима, чтобы условия фазового синхронизма выполнялись вблизи интересующей частоты ультразвука.

Оценена погрешность расчета частотных зависимостей угла Брэгга и выявлены факторы, ее ограничивающие. Главным требованием, определяющим точное нахождение условий синхронизма, является учет достаточного количества пространственных гармоник при расчете дисперсионных зависимостей. На практике использовалось до 225 гармоник блоховских волн. Кроме того, показано, что в зависимости от контраста показателей преломления и близости длины волны света к запрещенной зоне следует пользоваться различными вариантами реализации расчетов. Предложено два алгоритма численного моделирования частотных зависимостей, и показано, какой из них работает точнее в тех или иных случаях. Таким образом, в зависимости от вида фотонного

кристалла можно выбрать наиболее подходящий алгоритм расчета, то есть занимающий минимальное время и дающий максимальную точность.

**В четвертой главе** рассмотрен вопрос об эффективности дифракции Брэгга в фотонных кристаллах. Задача об акустооптической дифракции света в периодически неоднородной среде сведена к укороченным уравнениям для амплитуд взаимодействующих волн, которые могут быть решены аналитически.

Исходным в теории является волновое уравнение для вектора магнитного поля  $\mathbf{H}$

$$\text{rot}(\varepsilon^{-1} \text{rot } \mathbf{H}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (6)$$

где

$$\varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon^{-1}(\mathbf{r}) + \Delta \varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t), \quad \Delta \varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \Delta \varepsilon_0^{-1}(\mathbf{r}) \left( e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \mathbf{r})} + e^{-i(\Omega t - \mathbf{K} \mathbf{r})} \right) \quad (7)$$

$\Delta \varepsilon^{-1}(\mathbf{r}, t)$  – добавка, получающаяся за счет фотоупругого эффекта в компонентах фотонного кристалла и изменения размеров включений.

Ищем решение в виде суммы гармонических волн

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{H}_n(\mathbf{r}) e^{i(\omega + n\Omega)t} \quad (8)$$

Пространственную зависимость амплитуды магнитного поля в случае дифракции Брэгга можно представить в виде суммы блоховских волн с огибающей, медленно меняющейся вдоль направления взаимодействия, задаваемого координатой  $x$ .

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) &= C_0(x) \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{M}_0(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}_0 + \mathbf{G})\mathbf{r}} \\ \mathbf{H}_1(\mathbf{r}) &= C_1(x) \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{M}_1(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{G})\mathbf{r}} \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\mathbf{M}_{0,1}$  – амплитуды блоховских волн в фотонном кристалле,  $C_{0,1}$  – огибающие блоховских волн, зависящие только от координаты  $x$  (в направлении взаимодействия), причем медленно меняющиеся по координате. В общем случае эта зависимость не является периодической функцией.

С учетом медленности зависимостей  $C_0(x)$  и  $C_1(x)$  для них была получена система двух линейных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\begin{aligned} V_{00} \frac{dC_0}{dx} - V_{01} \frac{dC_1}{dx} - U_{01} C_1 &= 0 \\ V_{11} \frac{dC_1}{dx} - V_{10} \frac{dC_0}{dx} - U_{10} C_0 &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$



В выражения для коэффициентов  $V_{\alpha\beta}$  и  $U_{\alpha\beta}$  ( $\alpha, \beta = 0, 1$ ) входят компоненты волновых векторов падающей и дифрагированной волны, компоненты обратного тензора диэлектрической проницаемости и его приращения, индуцированного акустической волной, а также геометрические параметры фотонного кристалла. В общем случае  $V_{\alpha\beta}$  и  $U_{\alpha\beta}$  имеют довольно громоздкий вид. Следует отметить, что только при выполнении условий фазового синхронизма (5) коэффициенты, входящие в систему (10), не зависят от пространственных координат.

Если направления волновых векторов взаимодействующих волн определены с достаточной точностью, то при расчете коэффициентов  $V_{\alpha\beta}$  и  $U_{\alpha\beta}$  обычно можно отбросить высшие фурье-гармоники блоховских волн (см. гл. 2). В таком одноволновом приближении, с учетом условий синхронизма и того, что акустическая волна распространяется вдоль оси OY, вид коэффициентов  $V_{\alpha\beta}$  и  $U_{\alpha\beta}$  значительно упрощается. Система (10) имеет частные решения следующего вида

$$C_0 = A_0 \cos qx, \quad C_1 = A_1 \sin qx, \quad \text{где} \quad q = \frac{U_{01}}{\sqrt{V_{00}V_{11}}} \quad (11)$$

Соответственно, при  $x=L$ , где

$$L = \pi/2q \quad (12)$$

будет иметь место полная перекачка энергии в дифрагированную волну.

Между длиной полной перекачки энергии и коэффициентом акустооптического качества существует следующая связь:

$$L = \lambda \cos \alpha \sqrt{\frac{lb}{M_2 P_a}} \quad (13)$$

где  $l$  и  $b$  – продольные и поперечные размеры области перекрытия светового и звукового пучка. С использованием этой связи, а также анализа фотоупругого эффекта в фотонном кристалле, в диссертационной работе были получены аналитические выражения для коэффициентов акустооптического качества для различных типов акустических волн и поляризаций света. Выведены компактные общие формулы, пригодные для классов симметрии, которые охватывают часть широко используемых акустооптических материалов – 32 ( $a$ -SiO<sub>2</sub>, Te, HgS),  $\bar{3}m$ ,  $3m$  (LiNbO<sub>3</sub>, Ag<sub>3</sub>AsS<sub>3</sub>),  $4mm$ ,  $42m$ ,  $422$  (TeO<sub>2</sub>),  $4/mmm$  (Hg<sub>2</sub>Cl<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>),  $622$ ,  $6mm$ ,  $\bar{6}m2$ ,  $6/mmm$  и кубической системы (Si, Ge, GaP). Вид упругих и упругооптических тензоров для этих классов симметрии приведен, например, в [7]. В формулах использовались не тензор упругой жесткости и упругооптический тензор, а обратные им тензор податливости  $s_{ij}$  и пьезооптический тензор  $\pi_{ij}$ .

Проведен аналитический расчет коэффициентов акустооптического качества для различных сочетаний поляризаций акустических и оптических волн. Показано, что эффективная акустооптическая связь возможна только в 5 вариантах из 12. Для этих нетривиальных случаев в таблице 1 указаны значения  $M_2^{(i)}$  ( $i=1, \dots, 5$ ) в соответствии с приведенными ниже формулами:

$$M_2^{(1)} = \frac{4 \cos^3 \alpha}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{11}) (\hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{33}^{-1}))^2} (\hat{\mathbf{f}}(\pi_{31}))^2 (\operatorname{tg} \alpha - 1) \left( (\operatorname{tg} \alpha - 1) \cos \alpha + \frac{K}{k_0} \right) \quad (14)$$

$$M_2^{(2,3)} = \frac{4 \cos^2 \alpha (\operatorname{tg} \alpha - 1)}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{66}) \hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}) \hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{33}^{-1})} \left( \hat{\mathbf{f}}(\pi_{41}) \left( \sin \alpha + \frac{K}{k_0} \right) - \hat{\mathbf{f}}(\pi_{66}) \cos \alpha \right)^2 \quad (15)$$

$$M_2^{(4)} = \frac{4 \cos^2 \alpha}{v_g (\hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}))^2 \hat{\mathbf{f}}(s_{11})} \left( \hat{\mathbf{f}}(\pi_{12}) \operatorname{tg} \alpha \left( \sin \alpha - \frac{K}{k_0} \right) - \hat{\mathbf{f}}(\pi_{11} + \pi_{41}) \sin \alpha + \hat{\mathbf{f}}(\pi_{11}) \left( \cos \alpha + \frac{K}{k_0} \right) \right)^2 \quad (16)$$

$$M_2^{(5)} = \frac{4 \cos^2 \alpha}{v_g (\hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}))^2 \hat{\mathbf{f}}(s_{44})} \left( \hat{\mathbf{f}}(\pi_{14}) \operatorname{tg} \alpha \left( \sin \alpha - \frac{K}{k_0} \right) - \hat{\mathbf{f}}(\pi_{44} + \pi_{14}) \sin \alpha + \hat{\mathbf{f}}(\pi_{14}) \left( \cos \alpha + \frac{K}{k_0} \right) \right)^2 \quad (17)$$

здесь  $\hat{\mathbf{f}}$  – символическое обозначение оператора, который "перемешивает" значения материальных констант двух материалов, например  $\hat{\mathbf{f}}(\pi_{ij}) = f \cdot \pi_{ij}^{(1)} + (1-f) \cdot \pi_{ij}^{(2)}$ , где  $f$  – коэффициент заполнения, индексы (1) и (2) относятся соответственно к включению и матрице;  $\alpha$  – угол, под которым распространяется оптическая волна в фотонном кристалле,  $v_g$  – групповая скорость света,  $k_0 = \omega/c$  – волновое число света в вакууме

Табл. 1. Максимальные значения коэффициентов акустооптического качества  $M_2$  при различных поляризациях акустических и оптических волн

	L	SX	SZ
TE-TE	$M_2^{(1)} \rightarrow \frac{4(\hat{\mathbf{f}}(\pi_{31}))^2}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{11}) (\hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{33}^{-1}))^2}$	0	0
TE-TM	0	0	$M_2^{(2)} \rightarrow \frac{4(\hat{\mathbf{f}}(\pi_{66}))^2}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{66}) \hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}) \hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{33}^{-1})}$
TM-TE	0	0	$M_2^{(3)} \rightarrow \frac{4(\hat{\mathbf{f}}(\pi_{66}))^2}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{66}) \hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}) \hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{33}^{-1})}$
TM-TM	$M_2^{(4)} \rightarrow \frac{4(\hat{\mathbf{f}}(\pi_{11}))^2}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{11}) (\hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}))^2}$	$M_2^{(5)} \rightarrow \frac{4(\hat{\mathbf{f}}(\pi_{14}))^2}{v_g \hat{\mathbf{f}}(s_{44}) (\hat{\mathbf{f}}(\varepsilon_{22}^{-1}))^2}$	0

Для всех приведенных выше случаев акустооптическое качество является максимальным при  $\alpha \rightarrow 0$ . При этом также выполняется неравенство  $K/k_0 \ll 1$ .

Выражения для максимальных значений акустооптического качества для различных поляризаций акустических и оптических волн приведены в таблице 1.

Как видно из таблицы 1, анизотропная дифракция возможна в фотонных кристаллах, составленных из изотропных компонентов, то есть в этом проявляется искусственная анизотропия фотонных кристаллов. Из таблицы 1 можно также видеть, какие компоненты пьезоэлектрических тензоров и тензоров податливости материалов играют роль в увеличении значения акустооптического качества, и исходя из этих соображений подбирать оптимальные сочетания материалов для устройств акустооптики.

Сравнение максимальных коэффициентов акустооптического качества фотонного кристалла для некоторых сочетаний материалов с соответствующими показателями для однородного материала приведено в таблице 2. Дисперсия материальных констант (показателей преломления, тензора податливости и пьезооптического тензора) в расчетах не учитывалась. Для удобства мы пересчитали нормированную частоту в период решетки для заданной длины волны света, а коэффициент заполнения – в радиус включений.

Табл.2. Сравнительные характеристики максимального акустооптического качества материалов, составляющих фотонный кристалл, и фотонного кристалла.

длина волны света, мкм	период решетки, нм	радиус включений, нм	$M, 10^{-18} \text{ с}^3/\Gamma$		
			матрица	включения	ФК
1,1	88	35	Si	SiO <sub>2</sub>	69,0
1,5	120	48	27,5	1,5	
1,1	122	49	полистирол	LiNbO <sub>3</sub>	35,1
1,5	166	66		3,4	

Таким образом, из построенной в диссертационной работе модели акустооптического взаимодействия можно сделать важный вывод: в фотонных кристаллах достижимы коэффициенты акустооптического качества, превышающие значения для однородных веществ, входящих в состав фотонного кристалла. Механизм этого явления может быть представлен следующим образом. На акустооптическое качество материала влияют как пьезооптические параметры, так и параметры податливости, и необходимо, чтобы значения пьезооптических коэффициентов  $\pi_{ij}$  были как можно больше, а коэффициентов податливости  $s_{ij}$  – как можно меньше. Но в однородном материале эти величины связаны между собой, и не могут варьироваться произвольно. В двухкомпонентной среде уже больше свободы выбора – можно взять одну среду с высокими значениями  $\pi_{ij}$ , а вторую – с низкими значениями  $s_{ij}$ . Поэтому в совокупности может быть достигнуто лучшее акустооптическое качество. На акустооптическое качество фотонного кристалла влияют не только материалы, из которых он изготовлен, но и

коэффициент заполнения. Результаты расчетов показывают, что максимальные коэффициенты акустооптического качества достигаются в фотонных кристаллах с коэффициентом заполнения 0,5 при малых углах Брэгга.

Итак, в данной главе показано, что создание фотонных кристаллов, составленных из подходящих компонент, открывает перспективы для конструирования материалов с высокими параметрами качества, возможно недостижимыми в однородных средах.

**В заключении** приведены основные результаты диссертации.

**Основные результаты и выводы:**

1. Разработана методика и программа определения волновых векторов взаимодействующих волн, соответствующих условиям фазового синхронизма при акустооптическом взаимодействии в двумерных фотонных кристаллах. Программа позволяет рассчитывать частотные зависимости угла Брэгга для изотропной и анизотропной дифракции Брэгга в фотонных кристаллах.
2. Исследованы особенности частотных зависимостей угла Брэгга при акустооптической дифракции света в фотонных кристаллах. Показано, что на эти зависимости влияют как фотонные, так и фононные запрещенные зоны. Влияние фотонных запрещенных зон проявляется в ограничении угла Брэгга и угла дифракции, фононных – в ограничении частоты звука. При частотах света, близких к запрещенной зоне, могут проявляться частотные зависимости с неоднозначными участками.
3. В фотонных кристаллах с высоким контрастом показателя преломления ( $\Delta n/n \sim 1$ ) в случае изотропной дифракции фазовый синхронизм имеет место при весьма высоких частотах звука ( $\sim 10$  ГГц), при длине волны света около 1 мкм. При контрасте показателя преломления  $\Delta n/n \sim 10^{-2}$  частоты ультразвука находятся в удобном для применений диапазоне. В случае анизотропной дифракции при любом контрасте показателя преломления характерные частоты ультразвука составляют около 100 МГц при длине волны света 1 мкм. Полученная в работе оценочная формула позволяет выбрать материалы, в которых дифракция будет происходить в требуемом диапазоне частот ультразвука.
4. Получена система уравнений для амплитуд оптических волн в фотонном кристалле, связанных благодаря фотоупругому эффекту. Найдены аналитические выражения для коэффициентов акустооптического качества двумерного фотонного кристалла, пригодные при различных сочетаниях поляризаций оптических и акустических волн.
5. Установлено, что при определении волновых векторов, при которых выполняются условия синхронизма, необходимо вести расчет с учетом большого числа гармоник взаимодействующих блоховских волн. Однако если соответствующие волны не лежат

вблизи границы зоны Бриллюэна, расчет коэффициентов акустооптического качества можно вести в одноволновом приближении, то есть учитывать по одной гармонике падающей и дифрагированной волн.

6. Показано, что в фотонных кристаллах могут быть достигнуты значения коэффициентов акустооптического качества, превышающие соответствующие значения для материалов, которые составляют фотонный кристалл.

**Основные результаты диссертации отражены в следующих публикациях:**

1. Г.В. Белокопытов, З.А. Пятакова, *Акустооптическое взаимодействие в двумерных фотонных кристаллах: эффективность дифракции Брэгга*, Оптика и спектроскопия, т. 110, №4, стр. 633-641 (2011).

2. З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов, *Акустооптическая эффективность двумерных фотонных кристаллов*, Письма в ЖТФ, т. 37, вып.1, стр.3. (2011).

3. З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов, *Акустооптическое взаимодействие в фотонных кристаллах: частотная зависимость угла Брэгга*, Вестник МГУ. Сер.3. Физика. Астрономия, №3, стр. 46 (2009).

Z.A. Pyatakova, G.V. Belokopytov, *Acousto-optical interaction in photonic crystals: frequency dependence of Bragg angle*, Moscow University Physics Bulletin, Vol. 64, No. 3, pp. 282–286 (2009).

4. В.И. Белотелов, З.А. Волкова (Пятакова), А.К. Звездин, Л.Л. Досколович, *Магнитооптические эффекты в металл-диэлектрических плазмонных системах*, Известия РАН, т. 71, №11, стр. 1574-1576 (2007)

5. Z. A. Volkova, A. P. Pyatakov, A. S. Logginov, V. I. Belotelov, A. K. Zvezdin, *Optimization of 2-D photonic crystal parameters for the second harmonic enhancement*, Proc. SPIE Vol. 6258, p. 119-124 (2006)

6. Z.A. Pyatakova, *Acoustooptic Bragg Diffraction in 2-Dimensional Photonic crystals* <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/0808/0808.4131.pdf> (2008)

7. Z.A. Pyatakova, *Model of acousto-optic diffraction of light in 2-D photonic crystals*, <http://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1001/1001.1551.pdf> (2010).

8. З. А. Волкова, А. П. Пятаков. *Компьютерное моделирование эффекта суперпризмы в двумерных фотонных кристаллах*, Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2004», сборник тезисов, стр. 237.

9. З.А. Волкова, А.П. Пятаков *Эффект суперпризмы в фотонных кристаллах и перспективы его применения в спектроскопии*. Сборник трудов VI международной молодежной научной конференции "Севергеоэкотех", г. Ухта, 23 – 25 марта 2005 г.

10. З. А. Волкова, *Особенности дисперсии фотонных кристаллов: эффект суперпризмы и аномального преломления*, Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов – 2005», сборник тезисов, стр. 147.

11. З. А. Волкова, А. П. Пятаков *Расчет оптимальных параметров двумерных фотонных кристаллов для применения в устройствах интегральной оптики*, сборник трудов международного семинара «Компьютерное моделирование электромагнитных процессов в

физических, химических и технических системах», г. Воронеж, 14 – 15 июня 2005 г., стр. 36 – 41.

12. Z. A. Volkova, A. P. Pyatakov, V.I. Belotelov, A.S. Logginov, A.K. Zvezdin, *Optimization of photonic crystal parameters for second harmonic enhancement*, International Conference of Coherent and nonlinear Optics 2005, Saint-Petersburg, May 11-13, p. IThT6

13. Z. A. Volkova, A. P. Pyatakov, V. I. Belotelov *Anomalous refractive properties of photonic crystals based on anisotropic materials*, VIII international conference for young researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems", г. Санкт-Петербург, 4 – 8 сентября 2005 г., Сборник тезисов, S2-4.

14. З.А. Волкова, *Особенности дисперсионных свойств фотонных кристаллов, изготовленных из оптически анизотропных материалов*, VII Международная молодежная научная конференция "Севергеоэкотех-2006", г. Ухта, 22-24 марта 2006 г., Материалы конференции, ч. 1, стр. 352-355.

14. Z.A. Volkova, A.Sh. Majorov, A.S. Logginov, *Diffraction Control by Waveguide Effects at the Modified Photonic Crystal Boundary*, International Conference of Coherent and nonlinear Optics 2007, Minsk, May 28 - June 1, p. I02-39.

15. Z. A. Pyatakova, *Acoustooptic Bragg Diffraction in 2-Dimensional Photonic Crystals*, XI international conference for young researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems", г. Санкт-Петербург, 30 мая – 3 июня 2008 г.

16. З. А. Пятакова, *Акустооптическая дифракция Брэгга в двумерных фотонных кристаллах*, Сборник тезисов IV Международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2009", г. Санкт-Петербург, 19-23 октября 2009.

17. З.А. Пятакова, Г.В. Белокопытов, *Акустооптическое качество двумерных фотонных кристаллов*, сборник тезисов Всероссийской школы-семинара "Волны-2010", г. Звенигород, 24-29 мая 2010.

#### **Список цитируемой литературы:**

[1] Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики// М.: Радио и связь, 1985 – 480 с.

[2] Krishnamurthy S., Santos P.V., *Optical modulation in photonic band gap structures by surface acoustic waves*, J. Appl.Phys., 2004, V.96, N.4.

[3] Pendry J.B., *Photonic band structures*//J.Mod.Opt. – 1994 – v.41. – p. 209.

[4] Hong K. S., Park H. C., Kim B. Y., *1000 nm tunable acousto-optic filter based on photonic crystal fiber*, Appl. Phys. Lett., 2008, 92, 031110

[5] Plihal M., Shambrook A., Maradudin A. A., *Two-dimensional photonic band structures*, Optics Communications. 1991. v.80, No.3, p.199.

[6] Wu T., Huang Z., Lin S., *Surface and bulk acoustic waves in two-dimensional phononic crystal consisting of materials with general anisotropy* // Phys.Rev. B – 2004.– v. 69, 094301.

[7] <http://acoustooptics.phys.msu.ru>, раздел "Акустооптические материалы"; Акустические кристаллы. Справочник/ Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Чкалова В.В. и др; под ред. М.П. Шаскольской. – М.:Наука.1982. 682 с.