

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

На правах рукописи

Мерзликин Александр Михайлович

**Мезоскопические эффекты когерентного
распространения и локализации поляризованных
электромагнитных волн в фотонных кристаллах
и неупорядоченных слоистых средах**

Специальность 01.04.13 – Электрофизика, электрофизические установки

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва – 2016

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки
Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор
Алексей Петрович Виноградов,
ИТПЭ РАН, лаборатория №1

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
Городничев Евгений Евгеньевич,
НИЯУ МИФИ, факультет экспериментальной и
теоретической физики
доктор физико-математических наук,
Калитеевский Михаил Алексеевич
доктор физико-математических наук,
Санкт-Петербургский Академический
Университет
доктор физико-математических наук,
Мурзина Татьяна Владимировна,
МГУ им. Ломоносова, Физический факультет
Федеральное государственное бюджетное
Ведущая организация: учреждение науки Институт Радиотехники и
Электроники им В.А. Котельникова РАН

Защита состоится на заседании совета по защите докторских и
кандидатских диссертаций ДМ 002.262.01 при Федеральном государственном
бюджетном учреждении науки Институт теоретической и прикладной
электродинамики РАН (ИТПЭ РАН), расположенном по адресу: Россия, 125412, г.
Москва, ул. Ижорская, д.13.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке ИТПЭ РАН.

Автореферат разослан

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук

К.И. Кутель

Общая характеристика работы

Диссертационная работа посвящена исследованию мезоскопических эффектов, возникающих при распространении электромагнитного излучения в неоднородных структурах. В качестве таких структур выступают диэлектрические среды, как периодические, так и неупорядоченные, состоящие из различных компонентов. В качестве компонентов этих сред были рассмотрены изотропные, анизотропные и гиротропные диэлектрики. Изучение данного класса объектов представляет интерес как с точки зрения наблюдения новых фундаментальных эффектов, не проявляющихся в однородных материалах, так и с точки зрения их практического применения, в частности, в устройствах оптоэлектроники.

Актуальность

Современный прогресс в экспериментальных и прикладных исследованиях в первую очередь обусловлен развитием технологической базы, позволившей создавать структуры, в том числе периодические, характерные масштабы которых сравнимы или даже много меньше длины волны света. В свою очередь, бурное развитие теории распространения электромагнитных волн в неоднородных средах связано с переносом волновых явлений из квантовой теории твердого тела в электродинамику. Благодаря такому переносу в электродинамике появились теории фотонных кристаллов, диффузии света, когерентного обратного рассеяния и андерсоновской локализации света [1].

Однако при всей схожести волновых явлений в разных областях физики, между электродинамикой и квантовой механикой есть принципиальное различие: основной объект квантовой теории – волновая функция – является скалярной величиной, в то время как электрическое и магнитное поля являются векторными величинами. В некоторых случаях это не играет важной роли, так как для наиболее распространенного случая одномерной системы изотропных слоев векторная задача всегда может быть сведена к скалярной, которая с точностью до замены обозначений идентична квантово-механической [2]. Но при рассеянии на двумерных и трехмерных объектах или слоях из анизотропных материалов необходимо учитывать векторную природу электродинамики. Однако, до сих пор во многих работах (см. например [3, 4]), и даже в классических монографиях [1], при описании диффузии и локализации света используется скалярная, а не тензорная функция Грина. При этом наличие поляризации у электромагнитных волн приводит к существенным особенностям. Даже в слоистых системах из изотропных слоев при падении электромагнитной волны под углом к слоям наблюдается зависимость длины локализации от поляризации падающего света [5]. Более того, в одномерных фотонных кристаллах из анизотропных компонентов (благодаря смешиванию блоховских волн разной поляризации) могут образовываться запрещенные зоны особого типа, неразрывно связанные с векторной природой электромагнитных волн [6]. Поскольку прохождение света по случайной

системе, в частности, локализация света, непосредственно связано со случайным образованием береговых отражателей [7], возникает вопрос: как проявляется векторная природа электромагнитных волн при их распространении в случайных системах?

Помимо фундаментальной мотивации есть и практическая. Фотонные кристаллы предоставляют безграничные возможности управления светом, а использование электрооптических и/или магнитооптических компонентов позволяет управлять распространением и поляризацией света с помощью внешних полей. В перспективе такие кристаллы могут стать ключевым элементом быстрых оптических и оптоэлектронных устройств, в том числе пространственных модуляторов (так называемых SLM и MOSLM [8]), переключателей, разветвителей и циркуляторов [9]. Кроме того, экспериментально показано, что в резонаторе на основе фотонных кристаллов может быть существенно увеличен магнитооптический отклик [10]. Однако, электрооптические материалы являются анизотропными материалами, а магнитооптические – гиротропными материалами, и поляризационные эффекты играют ключевую роль в фотонных кристаллах, содержащих в качестве компонентов такие материалы. В свою очередь изучение неидеальности изготовления таких структур также приводит к изучению локализации света [11] в анизотропных и/или гиротропных средах.

Следует отметить, что поляризационные эффекты наблюдаются не только при резонансном рассеянии, но и в длинноволновом приближении. В течение долгого времени основным подходом для описания распространения электромагнитного излучения в неоднородных средах, характерные масштабы неоднородностей в которых много меньше длины волны, служила теория гомогенизации уравнений Максвелла. В рамках этой теории предполагается замена неоднородной среды на однородную среду с эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями. На этом пути главные достижения относятся к исследованиям статических полей. В частности, разработана гомогенизация уравнений Максвелла для периодических сред, составленных из материалов с положительными диэлектрическими проницаемостями, – так называемая G-конвергенция [12]. Другим не менее важным достижением было создание спектральной теории [13], позволившей свести задачу о нахождении эффективных параметров к нахождению спектральной функции. Однако вне статике вопрос о макроскопическом описании неоднородных сред в значительной степени остается открытым. Важной составляющей этого вопроса является поиск параметров, которыми можно описывать гомогенизированную среду.

Целью является разработка теории мезоскопических и поляризационных эффектов, возникающих при распространении электромагнитной волны в неоднородной среде. В частности, целью является исследование влияния поляризационных эффектов на формирование фотонных запрещенных зон и возникновение андерсоновской локализации

электромагнитных волн. Одним из важных этапов этого исследования является построение теории макроскопического описания неоднородных сред при помощи эффективных параметров.

Практическая ценность

Показана принципиальная возможность управлять направлением распространения излучения (эффект суперпризмы) и его интенсивностью (эффект вырожденной зоны). Исследована возможность управления запрещенной зоной и оптическим таммовским состоянием посредством внешнего магнитного поля. Показана возможность создания волноводного электроуправляемого фильтра, работающего одновременно для обеих (ТЕ и ТМ) поляризаций электромагнитной волны. Показана роль разброса осей анизотропии при распространении света в анизотропных фотонных кристаллах. Развита методика описания композитов в рамках эффективного показателя преломления.

Научная новизна

- Впервые исследовано формирование запрещенных зон в магнитофотонных кристаллах, содержащих анизотропные компоненты.
- Предсказано существование оптического таммовского состояния на границе фотонного кристалла и слоя с отрицательной диэлектрической проницаемостью.
- Предсказано усиление эффекта Фарадея на частоте оптического таммовского состояния в фотонных кристаллах с магнитооптическими компонентами.
- Впервые исследовано формирование оптического аналога таммовского состояния в области СВЧ.
- Впервые исследована возможность управления таммовским состоянием и эффектом суперпризмы при помощи внешнего магнитного поля.
- Впервые исследована андерсоновская локализация света в магнитной многослойной структуре.
- Впервые исследовано влияние анизотропных компонентов на андерсоновскую локализацию света.
- Впервые исследованы аналитические свойства эффективного показателя преломления.

На защиту выносятся следующие положения:

1. Анизотропия фотонного кристалла, подавляющая эффект Фарадея, может быть компенсирована пространственной дисперсией. В результате такой компенсации возможно значительное увеличение эффекта Фарадея.
2. В фотонном кристалле с анизотропными и магнитооптическими компонентами формируются поляризационно-вырожденные запрещенные зоны. Эти запрещенные зоны одновременно возникают для всех собственных решений (независимо от их поляризации) и соответствуют волновым векторам, лежащим внутри бриллюэновской зоны, а не на границе.

3. В системе, состоящей из одномерного фотонного кристалла и дифракционной решетки, нанесенной на поверхность фотонного кристалла, при малом изменении угла падения возможно большое изменение направления прошедшей волны – эффект суперпризмы. Если один из компонентов фотонного кристалла является магнитооптическим, возможно управление эффектом суперпризмы при помощи внешнего магнитного поля.
4. Предсказано существование состояния на границе фотонного кристалла и слоя из материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью (например, слоя золота в оптических частотах), которое является электродинамическим аналогом таммовского состояния. При наличии в системе магнитооптических компонентов на частоте таммовского состояния происходит усиление фарадеевского вращения.
5. При распространении поляризованной электромагнитной волны в одномерной анизотропной случайно неоднородной среде наблюдается эффект стохастизации поляризации. Этот эффект описывается характерной длиной стохастизации, отличной от длины локализации.
6. В слоистых структурах, как в упорядоченных, так и в неупорядоченных, при увеличении количества слоев эффективный показатель преломления самоусредняется при любых длинах волн. В случае неупорядоченных слоистых структур мнимая часть волнового вектора описывает андерсоновскую локализацию света.

Апробация работы: Основные результаты исследований, вошедшие в диссертацию, докладывались на 48 международных конференциях (в том числе 11 приглашенных докладов и два ключевых) по профилю работы.

Личный вклад автора состоит в формулировке целей и задач представленных в диссертации исследований, в выдвижении идей проводившихся экспериментов, в проведении представленных в работе теоретических исследований, в анализе и обобщении полученных результатов, а также в поиске их возможных практических приложений. Все результаты диссертационной работы получены автором лично либо при его непосредственном участии.

Публикации: Всего опубликовано 128 работ, по теме диссертации – 72 работы, из них 34 статей в рецензируемых журналах из списка ВАК России.

Структура диссертации: Работа состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы.

Содержание работы

Во **введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель представленных исследований и обоснована научная новизна полученных результатов, показана практическая значимость наблюдаемых явлений, изложены основные положения работы, выносимые на защиту.

Глава 1. Особенности распространения света в магнитофотонных кристаллах.

В первой главе представлены результаты исследования распространения электромагнитных волн в магнитофотонных кристаллах.

Фотонными кристаллами (ФК) называют среды, диэлектрические (и/или магнитные) свойства которых являются периодическими функциями пространственных координат. ФК принято разделять на одномерные, двумерные и трехмерные, в зависимости от количества координат, вдоль которых свойства являются периодическими. В рамках этой терминологии привычные слоистые брегговские зеркала являются одномерными фотонными кристаллами.

Среди различных фотонных кристаллов наибольший интерес вызывают структуры, свойствами которых можно управлять, например, магнитофотонные кристаллы (МФК) – фотонные кристаллы, содержащие в качестве компонентов магнитооптические материалы.

В одномерном МФК, не содержащем анизотропные компоненты, задача нахождения полей, как правило, сводится к двум независимым скалярным задачам: для правой и левой циркулярно поляризованных волн. Для каждой из этих волн решение ничем не отличается от тривиального случая фотонного кристалла из изотропных компонентов. Однако уже для двумерных МФК задача о нахождении собственных решений становится нетривиальной.

Рассмотрим подробнее распространение волны в двумерном МФК. В отличие от однородного пространства, где собственным решением является плоская волна, собственным решением в фотонном кристалле является блоховская волна. Блоховскую волну можно представить как бесконечную сумму плоских волн – соответствующих фурье-гармоник, волновые векторы которых отличаются на целое число обратных векторов решетки:

$$\vec{E}(r) = \vec{f}(\vec{r}) e^{i\vec{k}_m \vec{r}} = \left(\sum_n \vec{f}_n e^{i\vec{G}_n \vec{r}} \right) e^{i\vec{k}_m \vec{r}} = \sum_n \vec{f}_n e^{i(\vec{G}_n + \vec{k}_m) \vec{r}}.$$

В немагнитном кристалле собственные решения – это ТЕ и ТМ волны, то есть все гармоники одной волны ТЕ поляризованы, а другой – ТМ поляризованы. Однако, при наложении даже маленького магнитного поля каждая гармоника несет собственную поляризацию, причем в блоховской волне присутствуют как право-, так и лево-эллиптически поляризованные гармоники (см. рис. 1). Для всех гармоник оси эллипса поляризации одинаковы: ориентированы вдоль (и, соответственно, перпендикулярно) оси фотонного кристалла, а эксцентриситет и направление вращения поляризации различны.

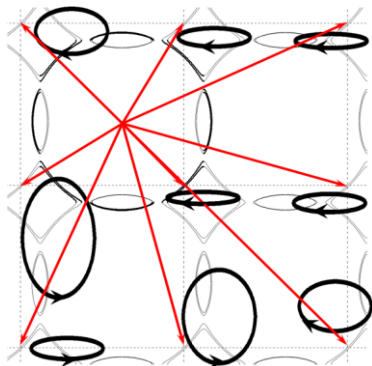


Рис. 1 – Расширенная дисперсионная картина и эллипсы поляризации соответствующих гармоник. Стрелки соответствуют волновым векторам фурье-гармоник, серым цветом обозначены изочастотные кривые, черные эллипсы показывают эллипс и направление вращения поляризации соответствующей гармоники.

Гармоники, соседние с центральной, могут иметь разные поляризации, поэтому в двумерном МФК блоховской волне нельзя приписать определенную поляризацию.

Отсутствие определенной поляризации является следствием гибридизации собственных решений. Фундаментальная разница между гибридными и негибридными решениями заключается в том, что в случае, когда гибридизации нет, решения можно разделить по поляризациям (на ТЕ и ТМ моды, право- и лево-циркулярно поляризованные, и т.д.) и тем самым свести векторную задачу к двум независимым скалярным задачам. При этом каждое собственное негибридное решение обладает своим скалярным импедансом.

В качестве примера рассмотрим распространение волны в периодической слоистой среде, в которой одним слоем периода является анизотропный слой (например, одноосный кристалл с параллельной слоям осью), а второй слой – магнитооптический.

Если намагниченность магнитооптического слоя равна нулю, то этот слой можно рассматривать как изотропный. Таким образом, в отсутствие намагниченности период фотонного кристалла представляет собой анизотропный слой и изотропный. Собственными решениями в таком ФК являются две блоховские волны: обыкновенная и необыкновенная. Каждая из этих волн является решением соответствующей независимой подсистемы уравнений Максвелла. При намагничивании в направлении, перпендикулярном слоям, вид решений меняется: обыкновенная и необыкновенная волны уже не являются собственными решениями во всех слоях МФК, так как они не являются собственными решениями в магнитооптическом слое, собственными решениями в котором являются циркулярно поляризованные волны. На границах слоев граничные условия будут смешивать циркулярно поляризованные волны в магнитооптическом слое с линейно поляризованными волнами в анизотропном слое. Таким образом, в каждом слое решение состоит из четырех волн, имеющих различные поляризации и распространяющихся в противоположных направлениях.

Рассмотрим подробнее структуру гибридного решения в анизотропном слое. Решение в анизотропном слое можно записать в виде

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_o z} + B \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-ik_o z} + C \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik_e z} + D \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-ik_e z},$$

где A, B, C, D – амплитуды соответствующих четырех плоских волн, являющихся решениями уравнений Максвелла в рассматриваемом слое, k_o – волновой вектор обыкновенной волны, k_e – волновой вектор необыкновенной волны.

Для плоской волны, распространяющейся в однородной немагнитной среде, описываемой диэлектрическим тензором $\hat{\epsilon}$, $\vec{H} = [\vec{k} \times \vec{E}] / k_0$, определим $Y_x E_y = H_x$ и $H_y = -Y_y E_x$, при этом всегда выполнено равенство

$$Y_x = k / k_0 = Y_y.$$

Заметим, что это равенство не зависит от того, насколько сложно устроен тензор $\hat{\epsilon}$.

Для гибридной волны:

$$Y_x = k_o / k_0 \neq k_e / k_0 = Y_y.$$

Иными словами, собственное решение в анизотропном МФК обладает анизотропным адмитансом. Это удивительное свойство отличает симметрию гибридных мод как от любого однородного материала (анизотропного и/или магнитооптического), так и от обыкновенных ФК из изотропных компонентов.

Отличие симметрий собственных решений ярко проявляется в задаче падения излучения из вакуума на полупространство, заполненное анизотропным МФК. Оказывается, что при этом невозможно возбудить лишь одну собственную моду. Независимо от поляризации падающего излучения в МФК всегда будут возбуждаться обе собственные моды.

Как магнитооптические структуры, МФК могут представлять интерес для управления поляризациями с помощью эффекта Фарадея. Рассмотрим эффект Фарадея в двумерных МФК. Двумерные фотонные кристаллы являются существенно анизотропными средами, следовательно, при намагничивании таких структур магнитооптические свойства будут подавлены. Действительно, рассмотрим подробнее распространение волны в магнитооптическом (однородном) одноосном кристалле. Диэлектрический тензор и решение соответствующего уравнения Френеля в такой среде имеют вид:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & i\alpha \\ 0 & -i\alpha & \epsilon_2 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad n^2 = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2}\right)^2 + \alpha^2},$$

где $n = k/k_0$ – показатель преломления для волны, распространяющейся вдоль намагничивающего поля.

Для реальных материалов магнитооптический параметр является малой величиной по сравнению с анизотропией, в этом случае эффект Фарадея будет порядка

$$\delta n = \frac{\alpha^2}{2\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}(\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2})},$$

в то время как в отсутствие анизотропии $\delta n = 2\alpha$, то есть эффект Фарадея линейен по магнитооптическому параметру.

Эти качественные рассуждения подтверждаются расчетами дисперсионных кривых, выполненными для двумерных магнитофотонных кристаллов Е-методом (см. рис. 2). Мерой анизотропии в двумерных фотонных кристаллах является отличие волновых векторов для ТЕ и ТМ волн.

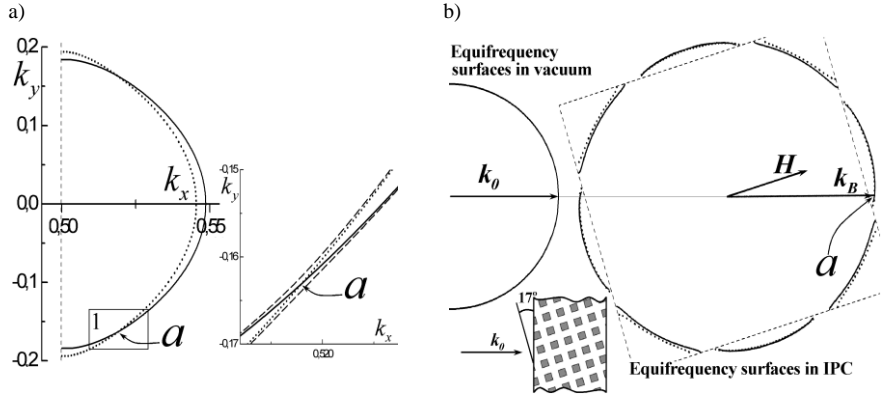


Рис. 2 – а) дисперсионные кривые, б) направление распространения, соответствующее отсутствию анизотропии. Непрерывная и точечная кривые соответствуют ТЕ и ТМ модам, пунктирная кривая соответствует намагниченному ФК.

Из рис. 2 а) видно, что вдали от точки пересечения изочастот ТЕ и ТМ волн (в области большой анизотропии) дисперсионные кривые практически не изменяются, в то время как вблизи точки пересечения a (в области малой анизотропии) расщепление изочастот становится существенным. Численное моделирование показывает, что вблизи точки пересечения эффект Фарадея линейен по магнитооптическому параметру, в то время как вдали он квадратичен.

Глава 2. Формирование поляризационно вырожденной запрещенной зоны.

Вторая глава посвящена формированию поляризационно вырожденной запрещенной зоны в анизотропных МФК.

При распространении электромагнитных волн в слоистой структуре, изготовленной из изотропных материалов, все состояния двукратно вырождены: обе поляризации имеют одинаковые волновые векторы, и задача сводится к скалярной. Если же материал одного из слоев элементарной ячейки является анизотропным, для простоты – одноосным кристаллом, и ось анизотропии параллельна слою, то вырождение снимается и существуют две блоховские волны: обыкновенная и необыкновенная. Каждая из этих волн является решением соответствующей независимой подсистемы уравнений Максвелла, и возможное пересечение дисперсионных кривых этих блоховских волн не ведет к гибридизации волн или к расщеплению дисперсионных кривых в точке пересечения (см. рис. 3).

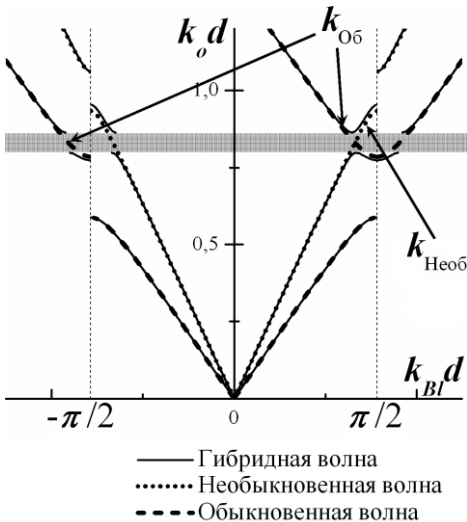


Рис. 3 – Дисперсионные кривые блоховских волн в МФК.

Как отмечалось в предыдущей главе, при намагничивании анизотропного МФК происходит гибридизация различных решений. В свою очередь, гибридизация приводит к перезамыканию дисперсионных кривых в точке пересечения дисперсионных кривых обыкновенной и необыкновенной волн немагнитного кристалла (см. рис. 3.). В результате перезамыкания образуется запрещенная зона, причем она может лежать не на границе, а внутри зоны Бриллюэна (аналогично [6]).

Важно отметить, что эта запрещенная зона образуется одновременно для обеих поляризаций, в то время как положение запрещенных зон, формирующихся на бриллюэновской границе может

зависеть от выбора поляризации решения (см. рис. 3). Иными словами, образование дополнительных зон вырождено по поляризации. Такие запрещенные зоны будем называть вырожденными.

Одна из особенностей МФК из анизотропных и гиротропных материалов – возможность формирования замороженной моды [14]. Замороженная мода формируется на так называемой вырожденной границе запрещенной зоны. Это такая граница k_0^* запрещенной зоны, в окрестности которой дисперсионная зависимость описывается параболой 4-й степени $k_0 - k_0^* \propto (k_{\text{БЛ}} - k_{\text{БЛ}}^*)^4$ [14]. Очевидно, что вблизи вырожденной границы групповая скорость волн в ФК близка к нулю. Однако замороженная мода отличается от решения вблизи границы обыкновенной бриллюэновской запрещенной зоны тем, что отсутствует и дисперсия групповой скорости. Оказывается, что формирование замороженной моды непосредственно связано с образованием вырожденной запрещенной зоны.

Рассмотрим распространение волны перпендикулярно слоям ФК, период которого состоит из двух одноосных кристаллов, оси которых параллельны слоям и не параллельны друг другу. На рис. 4 представлена зависимость $\text{Re}(k_{\text{БЛ}}(k_0))$ в сверхрасширенной дисперсионной картине. На графике есть три области, обозначенные 1, 2 и 3 (пунктирные линии). Это области частот, в которых $\text{Im}(k_{\text{БЛ}}(k_0)) \neq 0$, то есть запрещенные зоны. Используя $\text{Re}(k_{\text{БЛ}}(k_0))$, можно классифицировать запрещенные зоны 1 и 3 как бриллюэновские, а 2 – как поляризационно вырожденную.

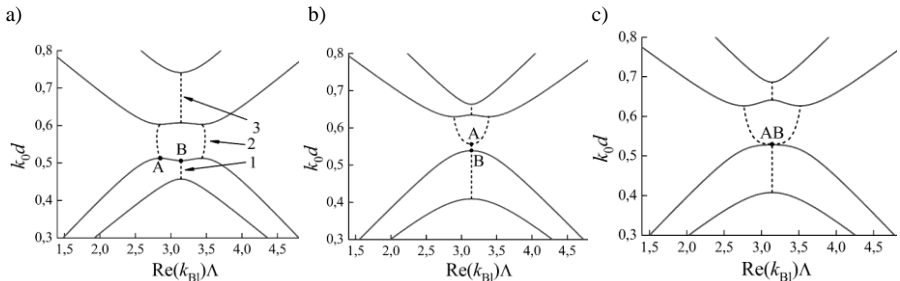


Рис. 4 – Сверхрасширенная картина дисперсионной зависимости. Точки сплошных линий отвечают бегущим волнам, точки пунктирных линий принадлежат запрещенным зонам. A – граница вырожденной запрещенной зоны, B – граница бриллюэновской запрещенной зоны.

Нижний край вырожденной запрещенной зоны обозначен точкой A , верхний край ближайшей бриллюэновской запрещенной зоны обозначен точкой B . Вблизи точки B зависимость $k_0(k_{B1})$ (описывающую бегущие волны) можно разложить:

$$k_0(k_{B1}) = a + b \left(k_{B1} - \frac{\pi}{\Lambda} \right)^2 + c \left(k_{B1} - \frac{\pi}{\Lambda} \right)^4,$$

при этом $b > 0$, поскольку дисперсионная кривая является вогнутой в точке B . При плавном изменении параметров системы положение точек A и B меняется плавным образом. При этом точка A может плавно двигаться вдоль сплошной кривой налево и направо и даже (пройдя через точку B) может подняться вдоль бриллюэновской границы (см. рис. 4 б). Если в этом случае около точки B разложить зависимость $k_0(k_{B1})$, то оказывается, что $b < 0$. Следовательно, в момент, когда точки A и B совпадают (см. рис. 4 с), $b = 0$ и разложение в точке B принимает вид:

$$k_0(k_{B1}) = a + c \left(k_{B1} - \frac{\pi}{\Lambda} \right)^4.$$

Численные расчеты подтверждают приведенные качественные рассуждения. На рис. 5 приведены результаты численных расчетов зависимости коэффициента b от расстояния Δ (по частоте в единицах $k_0 d$) между точками A и B .

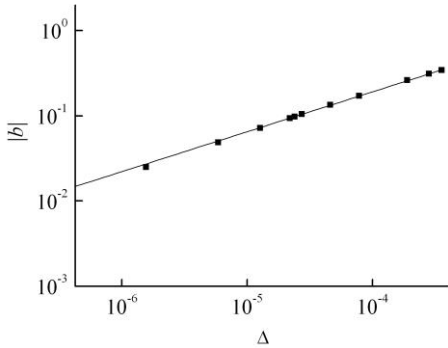


Рис. 5 – Зависимость коэффициента b от расстояния Δ (по частоте) между границами A и B вырожденной и бриллюэновской запрещенных зон.

Как видно из рис. 5, при стремлении расстояния Δ между точками A и B к нулю, стремится к нулю и коэффициент b в разложении.

Поляризационно вырожденная запрещенная зона может найти применение при создании волноводного фильтра на основе гофрированного (периодически модулированного по толщине) планарного волновода из электрооптического материала. Принцип работы такого фильтра

аналогичен принципу работы многослойного фильтра Шольца. Управляя внешним электрическим полем, можно открывать и закрывать вырожденную запрещенную зону.

Рассмотрим схему такого волноводного фильтра на основе гофрированного волновода (см. рис. 6). Для появления в спектре волновода вырожденной запрещенной зоны необходима связь (гибридизация) ТЕ и ТМ мод, распространяющихся в противоположных направлениях. Данная связь осуществляется благодаря наведенной внешним электрическим полем анизотропии материала волновода (связь разных поляризаций, собственные моды анизотропного волновода уже не являются ТЕ или ТМ поляризованными) и гофру (связь волн с противоположным направлением распространения благодаря отражению от гофра).

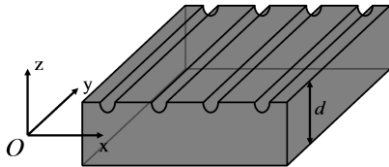


Рис. 6 – Схема рассматриваемого планарного гофрированного волновода.

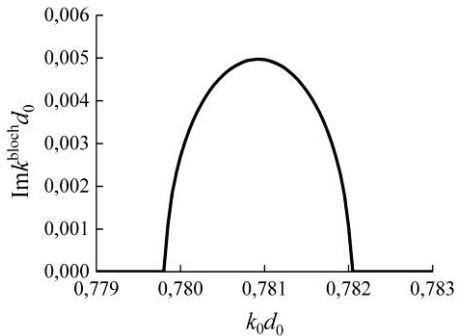


Рис. 7 – Зависимость мнимой части блоховского волнового вектора от частоты.

Собственные моды такой структуры были найдены методом теории связанных мод. На рис. 7 представлен график зависимости мнимой части блоховского волнового вектора от частоты $k_0 d_0$.

В окрестности частоты $k_0 d_0 \approx 0,7809$ мнимая часть блоховского волнового вектора не равна нулю, т.е. формируется запрещенная зона, причем общая для обеих дисперсионных ветвей. В центре запрещенной зоны волна затухает в e раз на длине в 80 периодов волновода. Важно отметить, что в силу природы вырожденной поляризационной зоны такой волноводный фильтр позволяет одновременно работать с обеими поляризациями.

Глава 3. Оптическое таммовское состояние.

В третьей главе представлены результаты исследования оптического таммовского состояния (ТС). Под оптическим таммовским состоянием понимается состояние на границе фотонного кристалла и слоя с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

Переписав волновое уравнение в форме уравнения Шредингера в виде

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k_0^2 \varepsilon(x) E = 0 \xrightarrow[k_0^2 \varepsilon(x) \rightarrow -\frac{2m}{\hbar^2}(U(x)-E)]{E \rightarrow \psi} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + (U(x) - E) \psi = 0,$$

можно заметить, что нахождение собственного оптического состояния эквивалентно задаче о состоянии электрона на границе кристалла. В области с отрицательной диэлектрической проницаемостью электрическое поле экспоненциально затухает, в фотонном кристалле решение так же затухает (так как его частота соответствует запрещенной зоне), однако благодаря предэкспоненциальному блоховскому множителю решения можно сшить.

Аналогичное решение наблюдается на границе двух фотонных кристаллов. Частота этого состояния лежит одновременно в запрещенных зонах обоих ФК, поэтому электромагнитное поле экспоненциально (с точностью до периодического предэкспоненциального блоховского множителя) убывает при удалении от границы раздела. Таким образом, это решение является локализованным вблизи границы двух ФК. Существование такого решения также оказывается возможным благодаря периодическому предэкспоненциальному блоховскому множителю.

Идеальное ТС образуется в бесконечной системе – на границе двух полубесконечных ФК. В конечных системах, которые представлены в реальном эксперименте, ТС приводит к резонансному туннелированию излучения через систему и проявляется как пик прозрачности в спектре пропускания на частоте ТС.

Равенство тангенциальных компонент электрического и магнитного полей приводит к тому, что частота ТС определяется равенством входных импедансов двух ФК:

$$Z_1(f) = Z_2(f).$$

Заметим, что эти величины целиком определяются строением элементарной ячейки ФК, но отличаются от среднего по ячейке характеристического импеданса. Кроме того, необходимо отметить, что входной импеданс зависит от направления, поэтому необходимо различать «левый» и «правый» входной импеданс.

В Тойохашском технологическом университете (Toyohashi University of Technology) под руководством профессора А.В. Барышева были созданы соответствующие структуры и измерены спектры прохождения и фарадеевское вращение (см. рис. 8 и 9). Усиление фарадеевского вращения связано с расщеплением таммовского резонанса в магнитном поле.

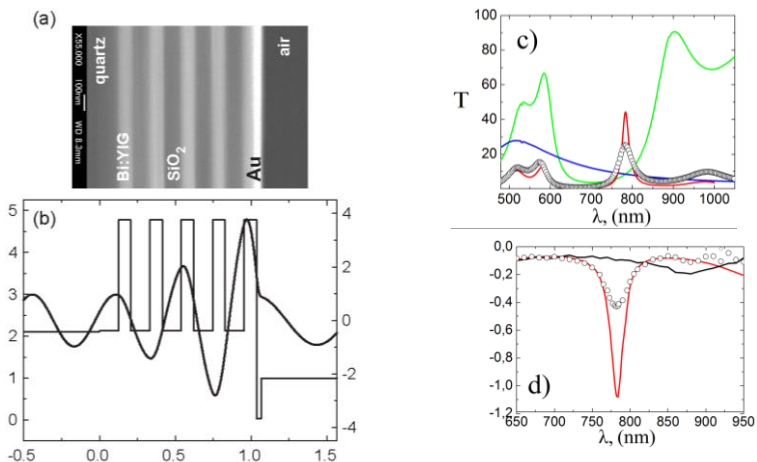


Рис. 8 – а) Исследуемая структура. б) Расчетное распределение поля. в) Зависимость коэффициента прохождения от длины волны. Зеленая кривая соответствует уединенному ФК, синяя – уединенному слою золота, кружочки – экспериментальному спектру совмещенной структуры ФК-золото, красная кривая – расчетному спектру. д) Зависимость фарадеевского вращения от длины волны.

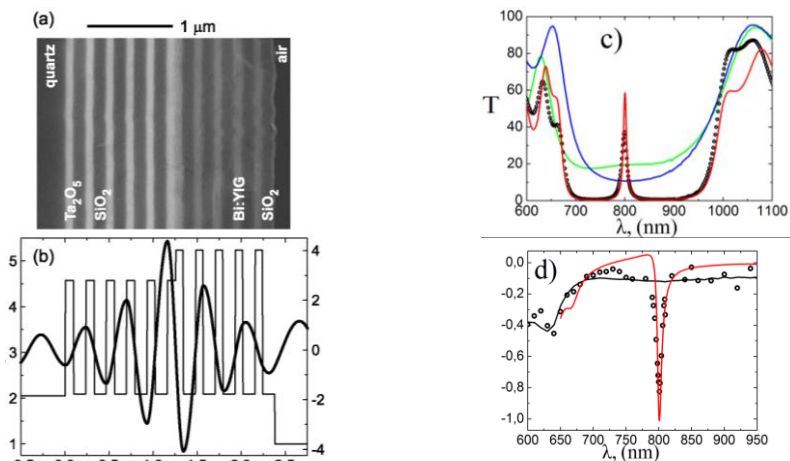


Рис. 9 – а) Исследуемая структура. б) Расчетное распределение поля. в) Зависимость коэффициента прохождения от длины волны. Зеленая и синяя кривые соответствуют уединенным ФК, кружочки – экспериментальному спектру совмещенной структуры, красная кривая – расчетному спектру. д) Зависимость угла фарадеевского вращения от длины волны.

Аналогичный эксперимент был проведен в области СВЧ, для чего в Харьковском институте радиофизики и электроники Национальной Академии Наук Украины под руководством профессора С.И. Тарапова были изготовлены фотонные кристаллы с ферритовыми компонентами и измерен спектр системы из двух фотонных кристаллов (см. рис. 10). При этом, поскольку тензор магнитной проницаемости феррита зависит от величины намагничивающего поля, входной импеданс магнитофотонного кристалла (состоящего из феррита и вакуума), также является функцией намагничивающего поля H_{ex} . Таким образом, меняя H_{ex} , можно менять частоту ТС f_T .

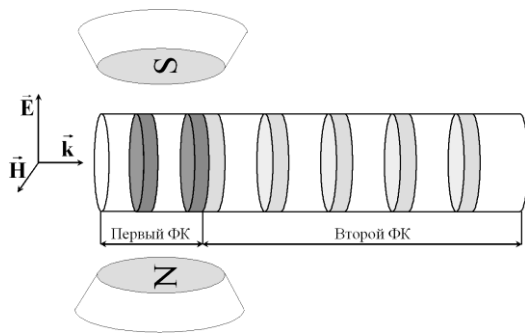


Рис. 10 – Схема эксперимента. Первый ФК: воздух/феррит, второй ФК: полистирол/воздух.

Для начала рассмотрим ненамагниченную систему двух ФК (остаточная намагниченность менее 50 Э), представленную на рис. 10. В частотной зависимости коэффициента прохождения $T(f)$ (рис. 11, кривая 1) вблизи 31 ГГц наблюдается пик прозрачности. Для того чтобы экспериментально показать, что это таммовский резонанс (а не, скажем, Фабри-Перо резонанс), толщина каждого из ФК, участвующих в образовании ТС, была увеличена на один период. Иными словами, с обеих сторон к исследуемой системе было добавлено по соответствующему периоду (слева добавлен период воздух/феррит и справа добавлен период полистирол/воздух). В частотной зависимости (см. рис. 11, кривая 2) коэффициента прохождения $T(f)$ этой дополненной системы (3 периода воздух/феррит и 6 периодов полистирол/воздух) вблизи 31 ГГц, так же как и в частотной зависимости исследуемой системы, наблюдается пик прозрачности. Видно, что при добавлении периодов частота резонанса не поменялась, а, следовательно, резонанс не связан с толщиной ФК, образующих исследуемую систему, как в случае Фабри-Перо резонанса.

Моделирование методом матриц переноса показало, что на частоте 31 ГГц наблюдается таммовское состояние и связанный с ним пик прозрачности исследуемой системы (рис. 11,

кривая 3). Таким образом, наблюдаемый пик прозрачности связан с образованием ТС на границе между фотонными кристаллами.

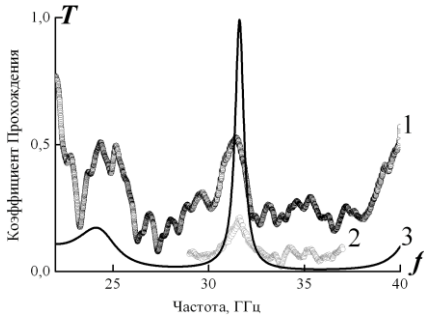


Рис. 11 — Частотная зависимость коэффициента прохождения $T(f)$ системы немагнитного ФК и ФК из полистирола и воздуха.

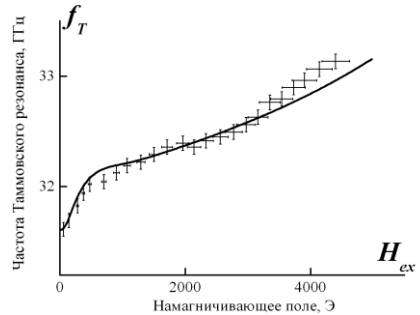


Рис. 12 — Экспериментальная зависимость и теоретическая оценка (сплошная кривая) зависимости частоты Таммовского состояния $f_T(H_{ex})$ от намагничивающего поля.

Отличие между расчетным и экспериментальным коэффициентами прохождения связано с конечной величиной апертуры пучка (8 мм), которая была порядка длины волны. Расчет, проведенный методом Т-матриц, не учитывал конечность апертуры падающей волны. Малость апертуры приводит к заметной дифракционной расходимости и, тем самым, к потере энергии при многократных переотражениях внутри системы. Потеря энергии в свою очередь ведет к уменьшению добротности резонанса и, таким образом, к размытию пика прозрачности.

С использованием зависимости тензора магнитной проницаемости феррита от величины намагничивающего поля [15], методом матриц переноса была сделана теоретическая оценка зависимости частоты таммовского пика прозрачности от намагничивающего поля. Результаты расчета представлены на рис. 12 (сплошная кривая) и свидетельствуют о том, что по мере намагничивания частота ТС монотонно растет, причем это становится заметно уже в относительно слабых по сравнению с полем насыщения полях.

Экспериментально измеренная зависимость подтверждает теоретическую оценку. Из рис. 12 видно, что по мере увеличения намагничивающего поля H_{ex} с 50 Э до 7000 Э частота ТС монотонно растет от 31 до 34 ГГц.

В анизотропных МФК формирование при намагничивании дополнительной поляризационно-вырожденной запрещенной зоны позволяет не только слегка сдвигать магнитным полем частоту таммовского резонанса, но и управлять самим появлением таммовского состояния.

Рассмотрим границу двух одномерных фотонных кристаллов. Период первого ФК состоит из анизотропного и магнитооптического слоев, период второго ФК состоит из двух изотропных слоев.

Рассмотрим частоты вблизи пересечения дисперсионных кривых первого ФК, попадающие в зону прозрачности при отсутствии намагниченности. Предполагается, что второй ФК имеет на этих частотах запрещенную зону. До включения магнитного поля прохождение через рассматриваемую систему подавлено благодаря запрещенной зоне второго ФК (см. рис. 13).

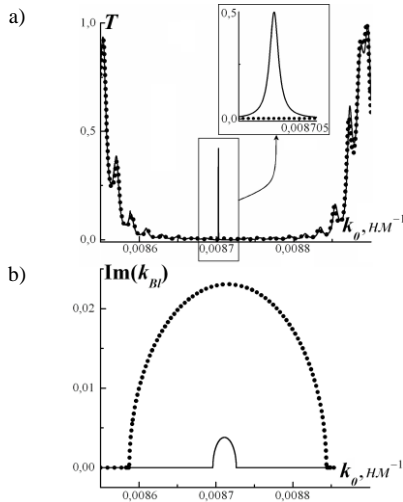


Рис. 13 – а) Коэффициент прохождения через систему двух ФК при отсутствии (пунктир) и при наличии (сплошная линия) намагниченности. б) Мнимая часть блоховского волнового вектора обычного (пунктир) и магнитооптического (сплошная линия) ФК при наличии намагниченности.

Включение магнитного поля приводит к появлению запрещенной зоны в первом ФК (см. сплошную линию на рис. 15 б) и, как следствие, к формированию таммовского состояния на границе между двумя ФК. Это ТС проявляется в спектре прозрачности как острый пик (см. сплошную линию на рис. 15 а).

Важно отметить, что в отличие от рассмотренного в предыдущих главах ТС в МФК из изотропных компонентов, в данном случае при включении магнитного поля ТС не расщепляется на два состояния с разными частотами, а просто возникает. При этом данное состояние и не является двукратно вырожденным по поляризации, как наблюдалось в ФК из изотропных компонентов (в МФК без намагничивания). Такая особенность связана с особой гибридизацией собственных решений в магнитных анизотропных фотонных кристаллах. Из-за гибридизации, как отмечено выше, одно решение в ФК из изотропных компонентов, описываясь скалярным импедансом, может быть сшито только с линейной комбинацией двух гибридизованных решений. Поэтому таммовское состояние не может расщепляться на два.

Глава 4. Эффект суперпризмы в магнитофотонных кристаллах.

Четвертая глава посвящена эффекту суперпризмы в фотонных кристаллах. Этот эффект состоит в сильном (иногда более ста градусов) изменении угла преломления при малом (порядка градуса) изменении угла падения электромагнитной волны на фотонный кристалл [16].

Для 2D и 3D фотонных кристаллов граница фотонного кристалла является дифракционной решеткой, и падающая волна рассеивается в несколько лепестков (волн Флоке). При надлежащем выборе угла падения и частоты падающая волна рассеивается на поверхностной дифракционной решетке, например, в три распространяющихся лепестка: центральный и два боковых; остальные лепестки являются экспоненциально затухающими волнами. Выбрав форму включения и симметрию решетки, можно добиться того, что центральный и один из боковых лепестков не будут распространяться, так как лежат в запрещенных зонах. Изменение угла падения изменяет направления распространения дифрагированных волн. Если при этом боковой лепесток, лежащий в разрешенной зоне, сместится в запрещенную, боковой лепесток, лежащий в запрещенной зоне, сместится в разрешенную, а центральный лепесток останется в запрещенной зоне, то будет наблюдаться «перескок» преломленного луча с одного бокового лепестка на другой.

Ранее этот эффект был предсказан [16] для двумерных и трехмерных структур, однако исследование и применение 2D и 3D фотонных кристаллов сталкиваются с проблемами технологического и расчетного характера. Поэтому становится актуальным исследование возможности наблюдения эффекта суперпризмы в 1D фотонных кристаллах, которые с одной стороны достаточно просто изготовить, а с другой стороны 1D кристаллы в сравнении с 2D и 3D обладают более «резкой» границей между разрешенной и запрещенной зонами.

Однако 1D кристалл трансляционно-инвариантен, и для наблюдения эффекта суперпризмы на его поверхность необходимо нанести дифракционную решетку (см. рис. 14).

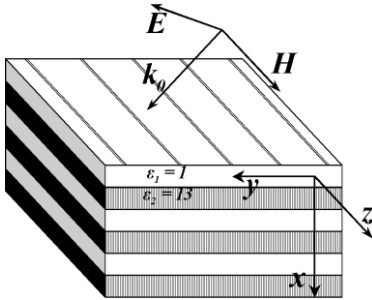


Рис. 14 — Геометрия численного эксперимента. Рассматривается H поляризация (H параллельно z). Поле E лежит в плоскости xu .

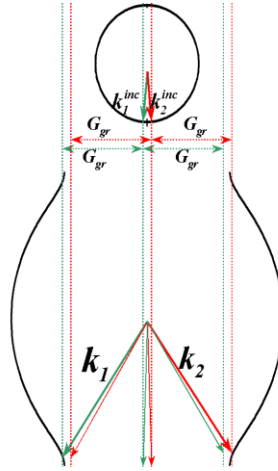


Рис. 15 — В верхней части рисунка изображена изочастота, описывающая волну, падающую из свободного пространства. В нижней части рисунка изображена изочастота ФК. Вертикальные (зелёные и красные) линии обозначают сохраняющиеся компоненты k_x , $k_x + G_{grating}$ и $k_x - G_{grating}$.

На рис. 15 три вертикальные пунктирные линии соответствуют k_y , $k_y + G_{grating}$ и $k_y - G_{grating}$. При уменьшении угла падения вертикальные линии сместятся влево и останется только одно пересечение, соответствующее распространению решения, обозначенного на рисунке как k_1 , а решение k_2 попадет в запрещенную зону. При увеличении угла падения вертикальные пунктирные линии сместятся вправо, распространяющимся решением станет решение k_2 , а решение k_1 будет в запрещенной зоне. Таким образом, малое изменение угла падения приводит к значительному изменению направления распространяющейся волны, и реализуется эффект суперпризмы.

Рассмотрим теперь возможность управления данным эффектом с помощью магнитного поля. Для этого заменим один из компонентов нашего ФК на магнитооптический слой граната и изменим шаг дифракционной решетки.

Результаты расчета изочастоты магнитного ФК представлены на рис. 16 и 17. Сплошные линии обозначают изочастоты, вертикальный пунктир — сохраняющуюся проекцию волнового

вектора k_{inc} на ось x . На рис. 16 верхняя изочастота соответствует вакууму, G_{gr} – обратный волновой вектор дифракционной решетки, нанесенной на поверхность фотонного кристалла.

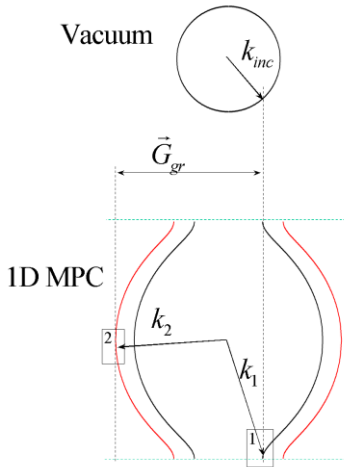


Рис. 16 – Изочастотная картина, соответствующая системе на рис. 14. В отсутствие намагничивающего поля черная кривая соответствует ТМ поляризации, а красная – ТЕ поляризации.

Блоховским волнам, возбуждаемым в ФК (нижняя часть рис. 16), соответствуют точки пересечения перпендикуляров к плоскости ФК, проходящих через концы волновых векторов дифракционных лепестков ($k_{inc,x}$ и $k_{inc,x} - G$, ...). При нулевом намагничивании есть всего одно пересечение в области 1 (рис. 16 и 17 а), соответствующее распространению «преломленной» волны. Волновой вектор этой волны обозначен как k_1 . Направление падения света выбрано так, что в области 2 (рис.16 и 17 б) в отсутствие магнитного поля нет такого пересечения, но вектор, обозначенный как k_2 , весьма близок к этой реализации. При включении магнитного поля изочастота изменяется, и теперь распространяющимся «преломленным» решением будет решение с k_2 . Таким образом, включение магнитного поля приводит к значительному изменению направления распространяющейся волны, и реализуется эффект суперпризмы.

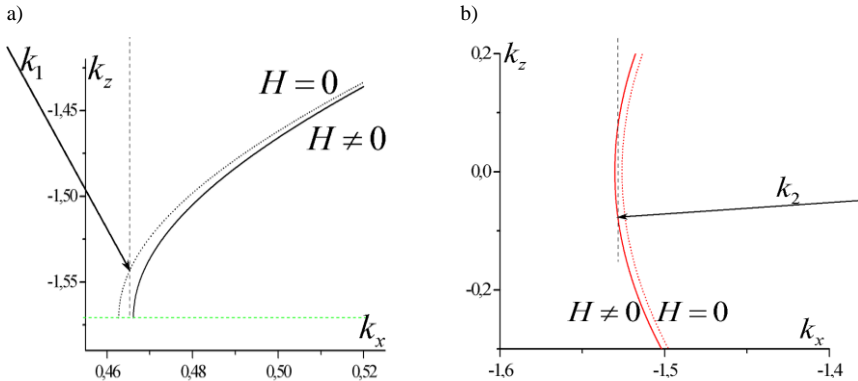


Рис. 17 – а) Увеличенная область 1 из рис. 16. Точечная кривая соответствует случаю без магнитного поля и представляет ТМ поляризацию. б) Увеличенная область 2 из рис. 16. Точечная кривая соответствует случаю без магнитного поля и представляет ТЕ поляризацию.

Приведенные выше рассуждения касаются волновых векторов. Однако, электромагнитная волна характеризуется не только волновым вектором, но и поляризацией. В немагнитном МФК распространяется только ТМ поляризованная волна (магнитное поле волны параллельно диэлектрическим слоям). ТМ волна слабо рассеивается дифракционной решеткой, и на выходе из дифракционной решетки практически вся энергия сосредоточена в центральном лепестке. Решение, распространяющееся вдоль k_1 , соответствует центральному лепестку дифракционной решетки. Чтобы возбудить это решение, падающая волна должна содержать ТМ компоненту поля. ТЕ компонента не будет распространяться.

После включения магнитного поля центральный лепесток попадает в запрещенную зону, и возникает распространяющееся решение k_2 . До включения магнитного поля область 2 отвечала ТЕ поляризованной волне и, следовательно, после включения малого магнитного поля эллипс поляризации решения k_2 будет вытянут вдоль ТЕ поляризации (электрическое поле параллельно слоям). Естественно, что такое решение будет эффективно возбуждаться падающей ТЕ поляризованной волной. При этом ТЕ волна сильно рассеивается дифракционной решеткой, и на выходе из дифракционной решетки гармоника, соответствующая первому боковому лепестку (который как раз и возбуждает решение k_2), может нести значительную часть энергии [17]. Таким образом, для наблюдения в исследуемой системе эффекта магнитной суперпризмы падающая волна должна содержать как ТЕ, так и ТМ поляризацию, то есть быть эллиптически поляризованной.

Глава 5. Андерсоновская локализация света в магнитных и анизотропных слоистых средах.

Пятая глава посвящена исследованию андерсоновской локализации света.

Локализация была предсказана Андерсоном для случая электронов в твердом теле [18]. Было показано [18], что в любой одномерной неупорядоченной системе электрон всегда локализован. Локализация означает, что волновая функция электрона экспоненциально затухает при удалении от центра локализации. Длина затухания называется длиной локализации L_{loc} .

Уравнения Шредингера и Максвелла могут быть переписаны в виде волнового уравнения. Из этого сходства следует, что в одномерных неупорядоченных системах свет также должен быть локализован. Более того, изучать локализацию на примере электромагнитных волн легче ввиду отсутствия взаимодействия между фотонами.

Несмотря на сходство уравнений Шредингера и Максвелла, локализация света имеет некоторые особенности. Основное отличие заключается в векторной природе электромагнитных волн. В случае наклонного падения коэффициенты отражения на границе раздела двух изотропных сред различны для s- и p-поляризованных волн. Поэтому естественно ожидать, что свойства локализации будут зависеть от поляризации волн. Действительно, в [5] показано, что при наклонном падении электромагнитной волны на неупорядоченную систему немагнитных диэлектрических слоев длины локализации существенно отличаются для разных поляризаций. В случае бинарной системы (слои из двух типов материала) при угле падения, соответствующем углу Брюстера для перехода из одного материала в другой, наступает делокализация для p-поляризации, тогда как s-поляризованная волна локализована при любом угле падения.

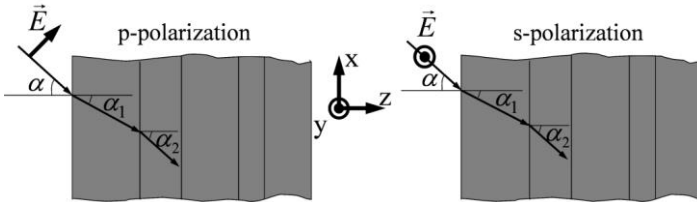


Рис. 18 – Падение s- и p-поляризованных волн на слоистую систему.

Как и в случае электронов, основной характеристикой локализации света является длина локализации, которую можно определить как масштаб длины, на котором коэффициент прохождения t в среднем экспоненциально затухает по мере увеличения толщины системы [1]:

$$L_{loc} = 1/\gamma = \lim_{L \rightarrow \infty} \left(L / \langle \ln |t| \rangle \right).$$

Здесь также определена величина γ , называемая показателем Ляпунова.

Рассмотрим систему, состоящую из магнито-диэлектрических слоев (см. рис. 18). Если диэлектрические проницаемости слоев одинаковы, а магнитные различны, следует ожидать существование угла делокализации для s-поляризованной волны, а для p-поляризованной волны γ лишь возрастает с углом. Угол делокализации в этом случае совпадает с углом Брюстера для s-поляризованной волны в магнитных слоях. Это следует из инвариантности системы уравнений Максвелла относительно перемены местами ϵ и μ , замены E на H , а H на $-E$.

В случае же равных характеристических адмитансов всех слоев угол Брюстера реализуется и для s-поляризованной, и для p-поляризованной волн. При этом угол Брюстера равен нулю (случай нормального падения), и численный эксперимент подтверждает отсутствие локализации для обеих поляризаций одновременно.

При падении под углом индексы Ляпунова для различных поляризаций отличны от нуля. Однако, выявился неожиданный факт: индексы Ляпунова для обеих поляризаций оказались равны друг другу: $\gamma_s = \gamma_p$ (см. рис. 19).

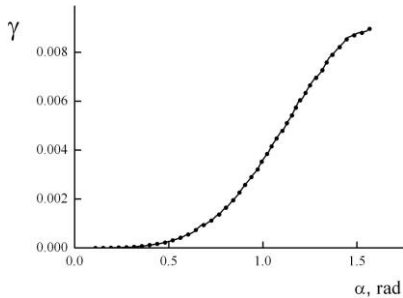


Рис. 19 – зависимость γ (нормированного на среднюю толщину слоев d) от угла падения α . Сплошная кривая – для s-поляризации, точечная кривая – для p.

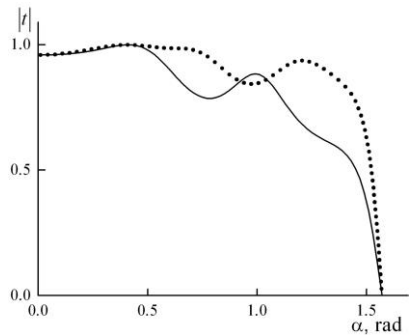


Рис. 20 – коэффициент прохождения для s- (сплошная кривая) и p- (точечная кривая) поляризованных волн через систему из 30 слоев как функция угла падения из вакуума.

Совпадение индексов Ляпунова для разных поляризаций кажется удивительным, так как в отдельной реализации коэффициенты прохождения для s- и p- поляризованных волн, безусловно, разные (см. рис. 20).

Поскольку оптическая толщина каждого слоя не зависит от поляризации, то единственное, чем отличаются s- и p- поляризации, – это различие угловых импедансов. В Т-матрицу всей системы войдут оптические пути слоев, импедансы первого и последнего слоя и отношения

импедансов слоев, имеющих общую границу. Индекс Ляпунова зависит только от функции распределения отношения импедансов соседних слоев и от функции распределения оптических путей и не зависит от первого и последнего слоев. Записав в явном виде отношения угловых импедансов для s - и p - волн, несложно убедиться, что их функции распределения совпадают.

Наиболее остро векторная природа электромагнитных волн проявляется при распространении в анизотропных средах. В качестве простейшего объекта рассмотрим одномерную случайную систему анизотропных оптически одноосных непоглощающих слоев (см. рис. 21). Все слои абсолютно одинаковы, единственное, что их отличает, – ориентации оптических осей, которые разбросаны случайно в плоскости, параллельной слоям. Иными словами, в отсутствие этого ориентационного беспорядка система представляет собой однородный анизотропный одноосный материал.

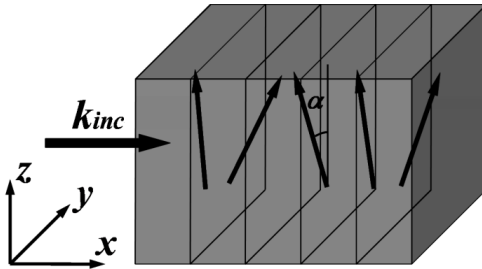


Рис. 21 – Схема изучаемой случайной системы оптически одноосных слоев. Ориентации оптических осей (в плоскости слоев yz) показаны стрелками внутри слоев. Угол α поворота оптической оси слоя отсчитывается от оси z .

Пройдя два анизотропных слоя с неколлинеарными оптическими осями, линейно поляризованная волна станет эллиптически поляризованной. Обозначим θ угол, который большая главная ось эллипса поляризации составляет с вертикальной осью z (см. систему координат на рис. 21).

При фиксированном количестве слоев N и поляризации падающей волны (линейно поляризованной вдоль z или вдоль y) каждая реализация случайной системы даст свой угол θ поляризации прошедшей волны. Углы поворота главных осей эллипса поляризации прошедшей волны определяются по амплитудным коэффициентам прохождения t_y и t_z (которые равны, соответственно, амплитудам y и z поляризованных компонент прошедшей волны при единичной амплитуде падающей волны). Направление большей главной оси θ отсчитывается от координатной оси z и выбирается из интервала $[-\pi/2, \pi/2]$. На рис. 22 представлена функция распределения $f(\theta)$ случайного угла θ .

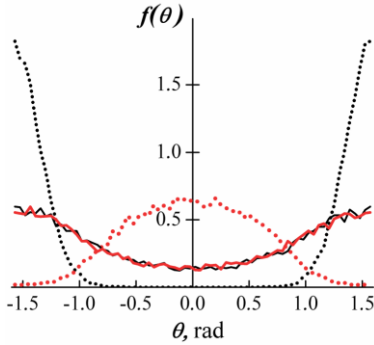


Рис. 22 – Функции распределения $f(\theta)$ угла поворота большей главной оси эллипса поляризации прошедшей волны. Точечные кривые – для случайной системы с 10 слоями, сплошные – для случайной системы с 160 слоями. Черные кривые – при падающей на случайную систему y -поляризованной волне, красные – при падающей z -поляризованной волне.

При небольших толщинах (точечные кривые на рис. 22) есть два максимума: около $\theta=0$ для падающей волны, поляризованной вдоль z , и $\theta=\pi/2$ (или, что тоже самое, $\theta=-\pi/2$) для волны, поляризованной вдоль y . Таким образом, при небольших толщинах функция распределения размывается, но еще сохраняет «память» об изначальной поляризации.

При увеличении толщины (сплошные кривые на рис. 22) функции распределения становятся одинаковыми. Это означает, что вероятность найти определенную поляризацию вышедшей волны не зависит от того, как поляризована падающая волна: вдоль z или вдоль y .

Для оценки скорости «забывания» волной своей изначальной поляризации рассмотрим, как зависит мера μ разницы функций распределения от количества N слоев в системе.

$$\mu(N) = \sqrt{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} (f_z(\theta) - f_y(\theta))^2 d\theta},$$

где $f_z(\theta)$ и $f_y(\theta)$ – функции распределения, соответствующие падающим волнам, линейно поляризованным вдоль z и вдоль y . Здесь используется мера L_2 , но качественно результаты одинаковы и для других способов определения меры.

Численный расчет показывает (см. рис. 23), что мера μ убывает экспоненциально, что позволяет ввести длину L_{stoch} «забывания» (стохастизации) поляризации как прирост толщины системы, влекущий уменьшение функции $\mu(N)$ в e раз. По аналогии с индексом Ляпунова будем использовать обратную длину стохастизации поляризации $\xi = 1/L_{stoch}$.

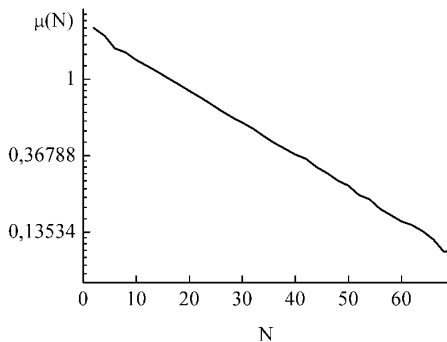


Рис. 23 – Зависимость меры разницы функций распределения $\mu(N)$ от количества N слоев в системе.

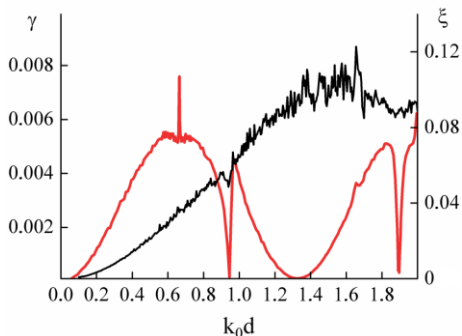


Рис. 24 – Зависимость обратной длины стохастизации поляризации ξ (черная кривая, правая шкала) и индекса Ляпунова γ (красная кривая, левая шкала) от частоты $k_0 d$.

Количество независимых масштабов играет важную роль в описании системы. Сравнение ξ с γ показывает (см. рис. 24), что они не только значительно отличаются по масштабу от индекса Ляпунова, но и имеют качественно разную частотную зависимость.

Таким образом, длина локализации и длина стохастизации поляризации являются двумя независимыми масштабами, характеризующими свойства случайной системы анизотропных слоев.

Важно отметить, что говорить о стохастизации поляризации можно лишь в статистическом смысле, для каждой конкретной реализации конечной толщины поляризация прошедшего света однозначно определена. Однако именно статистические характеристики (как, например, длина локализации) играют приоритетную роль при описании случайных структур.

Поскольку анизотропные фотонные кристаллы, например, с электрооптическими компонентами, могут применяться в качестве фильтров, то с практической точки зрения наибольший интерес представляет вопрос о влиянии беспорядка на свойства ФК с анизотропными компонентами. В связи с этим рассмотрим ФК, период которого состоит из двух анизотропных непоглощающих слоев. В качестве анизотропных материалов рассмотрим одноосные кристаллы, оси анизотропии которых параллельны друг другу и плоскости слоев. Рассмотрим случай падения по нормали к слоям.

В каждом слое собственными решениями являются линейно поляризованные обыкновенная и необыкновенная волны, при этом на границе слоев граничные условия для обыкновенных и

необыкновенных волн разделяются. Следовательно, собственными решениями уравнений Максвелла в данном ФК являются обыкновенные и необыкновенные блоховские волны, порожденные соответствующими решениями в анизотропных слоях. Дисперсионные кривые полностью аналогичны дисперсионным кривым немагнитического анизотропного МФК, приведенным на рис. 3.

Теперь рассмотрим случайное (в среднем нулевое) возмущение каких-либо параметров рассматриваемой системы. Пусть ориентации оптических осей в различных слоях будут равномерно распределены в плоскости слоев в интервале углов $[-\Delta\alpha, \Delta\alpha]$ относительно оси z . На рис. 25 показаны индексы Ляпунова (для y и z поляризаций падающей на систему волны) как функции частоты $k_0 d$ при $\Delta\alpha = 0,3$ радиан. Рассмотрен интервал внутри разрешенной зоны исходного ФК вблизи частоты $k_0^* d = 0,83675$, соответствующей пересечению дисперсионных кривых обыкновенной и необыкновенной волн (см. пунктирные кривые на рис. 3). Пик наблюдается вблизи этой же частоты $k_0^* d$ и для других углов $\Delta\alpha$ (по крайней мере, от $\Delta\alpha = 0,03$ до $\Delta\alpha = 0,5$ радиан), увеличиваясь при увеличении $\Delta\alpha$.

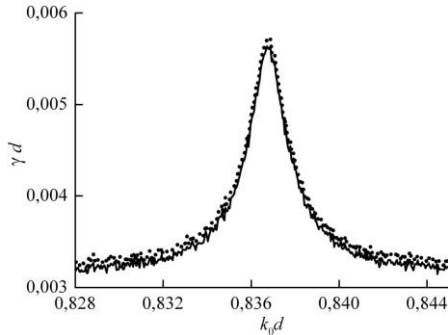


Рис. 25 – Зависимости индексов Ляпунова $\gamma_{y,d}$ (сплошная кривая) и $\gamma_{z,d}$ (точечная кривая) от $k_0 d$.

Рассматриваемый пик возникает благодаря случайно сформировавшимся брегговским отражателям [6]. Для среды без специально устроенной корреляции параметров слоев наличие брегговских отражателей является достаточным условием локализации. Рассматриваемый пик индекса Ляпунова (рис. 25) возникает на одной и той же частоте для всех значений $\Delta\alpha$. Эта частота $k_0^* d = 0,83675$ соответствует точке пересечения двух различных дисперсионных ветвей идеального ФК, изображенных на рис. 3 (пунктирные линии). Таким образом, в исследуемой системе брегговское отражение (и, как следствие, локализация) обусловлено формированием вырожденных запрещенных зон.

Глава 6. Некоторые вопросы гомогенизации уравнений Максвелла.

Глава содержит обзор литературы, касающейся гомогенизации уравнений Максвелла, и исследования, посвященные гомогенизации уравнений Максвелла вне статического приближения.

Слово гомогенизация означает «ободнороднивание», то есть замена неоднородной среды с локальными параметрами (в качестве локальных параметров в электродинамике чаще всего имеются в виду материальные параметры $\hat{\epsilon}(\vec{r})$ и $\hat{\mu}(\vec{r})$), распределенными в пространстве, однородной средой с эффективными параметрами.

В статике уравнения Максвелла разделяются на электрические (содержащие только векторы E и D) и магнитные (содержащие только векторы H и B), поэтому в качестве эффективных параметров естественно использовать эффективные диэлектрическую и магнитную проницаемости ϵ_{eff} и μ_{eff} .

Вне статики разделить уравнения Максвелла на электрическую и магнитную части нельзя, так как амплитуды электрического и магнитного полей становятся связанными импедансом. Кроме того, задача гомогенизации, обычно сводящаяся к нахождению ϵ_{eff} и μ_{eff} , становится многомасштабной. Появляются масштабы, связанные с самими уравнениями, а именно, набор локальных значений длин волн $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon\mu}$, где $\lambda_0 = 2\pi / k_0$ – длина волны в вакууме, $k_0 = \omega / c$.

Самой простой неоднородной структурой является слоистая среда. Решение задачи о нахождении эффективных параметров слоистой периодической среды, помещенной в статическое поле, известно еще с позапрошлого века [19]. Для переменных полей решение было дано Рытовым [20]. Рытов предложил считать блоховский волновой вектор k_{BL} эффективным волновым числом k_{eff}^{Ryt} , соответственно, показатель преломления $n_{eff}^{Ryt} = \sqrt{\epsilon_{eff}^{Ryt} \mu_{eff}^{Ryt}} = k_{eff}^{Ryt} / k_0$. Но для полного описания среды (нахождения как ϵ_{eff}^{Ryt} , так и μ_{eff}^{Ryt}) недостаточно знать лишь n_{eff}^{Ryt} , необходимо также ввести эффективный импеданс $Z_{eff}^{Ryt} = \sqrt{\mu_{eff}^{Ryt} / \epsilon_{eff}^{Ryt}}$. Рытовым было предложено следующее определение импеданса: $Z_{eff}^{Ryt} = \langle E \rangle / \langle H \rangle$, где усреднение полей E и H берется по периоду системы. Введение эффективного характеристического импеданса позволило ввести эффективные магнитную и диэлектрическую проницаемости.

Для начала рассмотрим распространение волны перпендикулярно слоям. Расчеты эффективных параметров, проведенные для конечного числа слоев по данным рассеяния [21], показали невозможность учета нестатических поправок к эффективным диэлектрической и магнитной проницаемостям [22]. Причиной этого является периодическая зависимость

эффективного импеданса от толщины системы. Причем при увеличении толщины эффективный импеданс, являясь периодической функцией системы, не стремится к константе. Кроме того, конечный образец, состоящий из $2N$ слоев, не симметричен относительно изменения направления падения волны (так как первый и последний слои разные), и коэффициент отражения справа и слева отличаются. Поэтому такой образец нельзя заменить однородным слоем, для которого отражение справа и слева должны быть идентичны. Для симметричного образца (состоящего из $2N + 1$ слоев) ситуация еще драматичнее: эффективный импеданс имеет сингулярность.

Однако, несмотря на то, что импеданс ввести нельзя, оказалось, что эффективный показатель преломления при увеличении толщины структуры стремится к константе, предсказанной Рытовым. Таким образом, все сложности определения эффективных параметров связаны с определением импеданса, то есть с определением вида граничных условий.

Для корректного введения эффективного импеданса модифицируем граничные условия введением поверхностных токов:

$$E_y^{(sample)} - E_y^{(vacuum)} = s_M^{(left)} H_z^{(sample)}; \quad H_z^{(vacuum)} - H_z^{(sample)} = s_E^{(left)} E_y^{(sample)},$$

$$E_y^{(vacuum)} - E_y^{(sample)} = s_M^{(right)} H_z^{(sample)}; \quad H_z^{(sample)} - H_z^{(vacuum)} = s_E^{(right)} E_y^{(sample)},$$

где $s_E^{(left)}$, $s_M^{(left)}$, $s_E^{(right)}$, $s_M^{(right)}$ – константы, характеризующие «поверхностные проводимости» на левой и правой границе образца.

Математическое моделирование показало, что введение дополнительных поверхностных токов устраняет мезоскопическое поведение эффективного импеданса (как и его мнимую часть в случае асимметричных образцов) ценой добавления дополнительных эффективных параметров – электрических и магнитных поверхностных проводимостей. Новые параметры зависят от характеристик слоев на поверхности образца и не зависят от толщины образца.

Теперь рассмотрим распространение электромагнитной волны вдоль слоев (см. рис. 26). Рассмотрим бесконечный слой, диэлектрическая проницаемость в котором периодична вдоль оси, параллельной его поверхности. Волна падает перпендикулярно поверхности образца, вектор E направлен вдоль поверхности и перпендикулярно оси неоднородности образца.

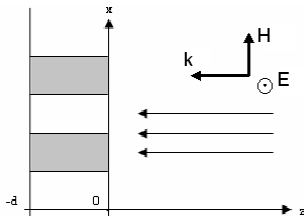


Рис. 26 – Исследуемая структура.

Задачу рассеяния на такой структуре можно решить напрямую, используя теорию возмущений, в которой параметром малости выступает отношение периода структуры к длине волны. Таким образом можно найти коэффициенты отражения и прохождения.

С другой стороны, прохождение волны через слой вещества связано с двумя явлениями: с рассеянием на границах и с прохождением волны по объему. При нормальном падении преломление на границе описывается импедансом, а распространение волны по объему описывается волновым числом или коэффициентом преломления. Таким образом, для нахождения Z_{eff} необходимо просто рассмотреть рассеяние на полупространстве, а для нахождения n_{eff} достаточно найти собственное решение в безграничной среде.

Сравнивая коэффициенты отражения и прохождения, полученные при решении задачи о слое, с коэффициентами для эффективного слоя с Z_{eff} и n_{eff} , получаем, что с точностью до второго порядка малости они совпадают. При решении задачи с большей точностью данный метод не применим, т.к. при чисто действительном коэффициенте преломления эффективный импеданс оказывается комплексным в отсутствие поглощения, что ведет к нарушению закона сохранения энергии. Численное моделирование показало, что введение эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей справедливо лишь с точностью до второго порядка отношения масштаба неоднородности к длине волны. Учет дальнейших членов приводит к нарушению френелевских законов преломления.

Проблему введения эффективных параметров можно разделить на две части: 1) определение вида граничных условий и 2) нахождение собственных решений в объеме. Нахождение собственных решений дает эффективный показатель преломления, в то время как граничные условия связаны с введением эффективного импеданса и поверхностных токов. Введение поверхностных токов необходимо для компенсации зависимости эффективного импеданса от толщины, при этом эффективный показатель самоусредняется. В ряде задач (например, определения угла преломления) поверхностные явления не играют роли, поэтому исследование свойств эффективного показателя преломления ценно само по себе. В частности, представляет интерес вопрос об аналитических свойствах эффективного показателя преломления.

В конечной слоистой среде эффективный волновой вектор можно ввести, основываясь на коэффициенте прохождения. Для этого представим коэффициент прохождения в виде $t = \exp(i\varphi) = \exp\left(i \operatorname{Im}(\ln(t)) + \ln|t|\right)$. При больших толщинах эффективный волновой вектор для ограниченной среды можно определить следующим соотношением:

$$k_{eff} = -i \ln(t)/L .$$

Коэффициент прохождения является аналитической функцией частоты и, в силу

$$\frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial \omega} = -i \frac{1}{L} \frac{\partial}{\partial \omega} \text{Ln}(t) = -i \frac{1}{L} \frac{1}{t} \frac{\partial t}{\partial \omega},$$

производная волнового вектора также является аналитической функцией частоты. Кроме того, поскольку коэффициент прохождения является функцией отклика, производная волнового вектора обладает причинностью. Таким образом, производная волнового вектора удовлетворяет соотношениям типа Крамерса-Кронинга. Окончательно:

$$\frac{\partial k'}{\partial \omega}(\omega_0) = 1 + \frac{1}{\pi} \text{v.p.} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial k''/\partial \omega}{\omega - \omega_0} d\omega \quad \text{и} \quad \frac{\partial k''}{\partial \omega}(\omega_0) = -\frac{1}{\pi} \text{v.p.} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial k'/\partial \omega}{\omega - \omega_0} d\omega.$$

Приведенные рассуждения об аналитичности волнового вектора справедливы и для случайных сред. Численное моделирование показывает, что действительная и мнимая части эффективного волнового вектора самоусредняются при увеличении толщины случайной системы (см. рис. 27).

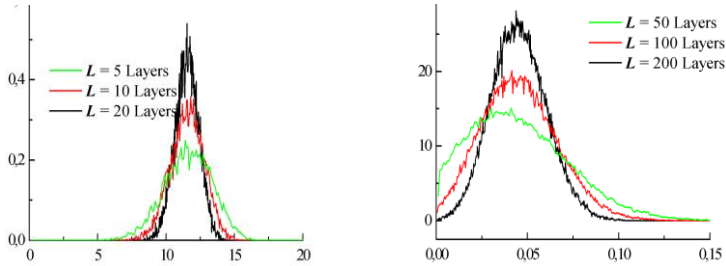


Рис. 27 – Функции распределения действительной части (левый график) и мнимой части (правый график) волнового вектора при разных толщинах случайной системы.

При этом, как видно из определения волнового вектора, мнимая часть волнового вектора соответствует индексу Ляпунова (обратной длине локализации). Таким образом, самоусреднение индекса Ляпунова является частью более общего явления – самоусреднения волнового вектора. При этом производная от действительной части волнового вектора соответствует плотности состояний, и второе соотношение Крамерса-Кронинга для эффективного волнового вектора переходит в соотношение Джоноса-Хубердта-Таулесса.

Основные результаты и выводы

1. Показано, что в магнитофотонном кристалле с анизотропными компонентами происходит гибридизация собственных решений. Как следствие, собственному решению нельзя приписать определенную поляризацию, а также невозможно описание собственного решения в терминах скалярного импеданса.
2. Показано усиление фарадеевского вращения на оптическом таммовском состоянии, возникающем на границе МФК и ФК. В СВЧ области показана возможность управления частотой таммовского состояния посредством магнитного поля.
3. Для 2D фотонных кристаллов показано, что благодаря пространственной дисперсии есть точки – точки нулевой эффективной анизотропии, где эффект Фарадея не подавлен анизотропией ФК. Таким образом, при определенных условиях, сочетание всех трех свойств 2D МФК – анизотропии, пространственной дисперсии и МО – приводит к возникновению эффекта Фарадея.
4. Показано, что формирование замороженной моды в фотонных кристаллах связано с возникновением поляризационно вырожденной зоны. Найдено условие формирования замороженной моды.
5. Показано, что эффект суперпризмы можно реализовать на слоистой системе, и этим эффектом можно управлять, намагничивая одну из компонент. В качестве слоистой системы рассмотрен одномерный фотонный кристалл, на поверхность которого нанесена брегговская решетка.
6. Показано, что на границе двух фотонных кристаллов или на границе фотонного кристалла и диэлектрика с отрицательной проницаемостью формируется оптическое состояние, и частотой этого состояния можно управлять, меняя свойства компонентов фотонного кристалла. Теоретические оценки показали хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными группами в Японии и на Украине. В СВЧ области показана возможность сдвига частоты таммовского состояния на 10%. Учитывая, что увеличение апертуры падающей волны (и, соответственно, размера образца) должно уменьшить дифракционные потери, что приведет к увеличению добротности резонатора и сужению пика прозрачности, можно надеяться на возможность использования исследуемой системы в качестве магнитоуправляемого фильтра.
7. Показано, что при распространении электромагнитной волны в случайно неоднородной среде наблюдается эффект стохастизации поляризации. Этот эффект имеет характерную длину стохастизации, отличную от длины локализации.
8. Показано, что внесение беспорядка в анизотропные фотонные кристаллы приводит к возникновению локального максимума обратной длины локализации в разрешенной зоне

невозмущенного кристалла. Величина максимума возрастает с ростом разброса ориентаций оптических осей слоев.

9. Показано, что в системе слоев с одинаковым характеристическим адмитансом может наблюдаться андерсоновская локализация света при падении под углом, что проявляется в экспоненциальном спадении коэффициента прохождения с толщиной. Масштаб этого экспоненциального спадения – длина локализации – не зависит от поляризации, несмотря на то, что в отдельной реализации коэффициент прохождения различен для разных поляризаций.
10. Показано, что в слоистых структурах (как в периодических, так и в неупорядоченных) эффективный показатель преломления и, соответственно, эффективный волновой вектор не проявляют мезоскопического поведения. Производная эффективного волнового вектора удовлетворяет соотношению типа Крамерса-Кронинга, найдены соответствующие константы.
11. Показано, что для упорядоченных структур введение поверхностных токов позволяет ввести эффективный импеданс, не зависящий от толщины системы.
12. Показано, что для неупорядоченных структур андерсоновская локализация света в слоистых структурах является частью более общего явления – гомогенизации волнового вектора. В этом случае из соотношений Крамерса-Кронинга следует формула Джоноса-Хубердта-Таулесса.

Цитированная литература

- [1] P. Sheng, *Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena*. – Berlin: Springer-Verlag, 2006.
- [2] T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky, and A.B. Granovsky, Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation// *Phys. Rev. B*. -2009. – Vol. 79. – p. 125103.
- [3] R. Frank, A. Lubatsch, Scalar wave propagation in random amplifying media: Influence of localization effects on length and time scales and threshold behavior// *Phys. Rev. A*. – 2011. – Vol. 84. – p. 013814.
- [4] Y. Lahini, Y. Bromberg, Y. Shechtman, A. Szameit, D.N. Christodoulides, R. Morandotti, and Y. Silberberg, Hanbury Brown and Twiss correlations of Anderson localized waves// *Phys. Rev. A*. – 2011. – Vol. 84. – p. 041806.
- [5] J.E. Sipe, P. Sheng, B.S. White, and M.H. Cohen, Brewster anomalies: A polarization-induced delocalization effect// *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – Vol. 60. – p. 108.

- [6] P. Yeh, Electromagnetic propagation in birefringent layered media// J. Opt. Soc. Am. – 1979. – Vol. 69. – p. 742.
- [7] A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin, Band gap theory of localization in one-dimensional system// Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 70. – p. 026610.
- [8] S. Mito, H. Takagi, P. B. Lim, A. V. Baryshev and M. Inoue, Spatial light phase modulators with one-dimensional magnetophotonic crystals driven by piezoelectric films// J. Appl. Phys. –2011. – Vol. 109. – p. 07E313.
- [9] Z. Wang and S. Fan, Optical circulators in two-dimensional magneto-optical photonic crystals// Optics Letters. – 2005. – Vol. 30. – p. 1989.
- [10] M. Inoue, H. Uchida, P. B. Lim, A. V. Baryshev, A. V. Khanikaev, Magnetophotonic Crystals: Now and Future// Advances in Science and Technology. – 2006. – Vol. 45. – p. 2588.
- [11] M. A. Kaliteevski, D. M. Beggs, S. Brand, R. A. Abram, and V. V. Nikolaev, Stability of the photonic band gap in the presence of disorder// Phys. Rev. B. –2006. – Vol. 73. – p. 033106.
- [12] Н.С. Бахвалов, Г.П. Панасенко, *Осреднение процессов в периодических средах. Математические задачи механики композиционных материалов*. – Москва: Наука, 1984.
- [13] D.J. Bergman, The dielectric constant of a composite material—A problem in classical physics// Phys. Rep. – 1978. – Vol. 43. – p. 377.
- [14] A. Figotin and I. Vitebskiy, Frozen light in photonic crystals with degenerate band edge// Phys. Rev. E. – 2006. – V. 74. – p. 066613.
- [15] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. *Магнитные колебания и волны*. – Москва: Наука, 1994.
- [16] T. Baba, and T. Matsumoto, Resolution of photonic crystal superprism// Appl. Phys. Lett. –2002. – Vol. 81. – p. 2325.
- [17] А.П. Виноградов, А.А. Калачев, А.Н. Лагарьков, В.Е. Романенко, Г.В. Казанцева, Эффекты пространственной дисперсии в композитных материалах в СВЧ-диапазоне// Доклады Академии Наук. –1996. – Т. 349. – С. 182.
- [18] P.W. Anderson, Absence of Diffusion in Certain Random Lattices// Phys. Rev. – 1958. – Vol. 109. – p. 1492.
- [19] W. Voigt, *Lehrbuch der Kristallphysik*. – Berlin: Teubner, 1928.
- [20] Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*. – Москва: Издательство Академии Наук, 1957.
- [21] D.R. Smith, S. Schultz, P. Markos and C.M. Soukoulis, Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients// Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – p. 195104.
- [22] А.П. Виноградов, А.М. Мерзликин, Электродинамические свойства мелкослоистой среды// Доклады Академии Наук. –2001. – Т. 281. – С. 1.

Содержание диссертации отражено в следующих основных работах

1. A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin, Band gap theory of localization in one-dimensional system// Phys. Rev. E. – 2004. – Vol. 70. – p. 026610.
2. А.П. Виноградов, А.М. Мерзликин, Брэгтовское отражение как механизм одномерной локализации света// Доклады Академии Наук. – 2004. – Т. 398. – С. 44.
3. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue A.B. Granovsky, Giant photonic Hall Effect in magneto-photonic crystals// Phys. Rev. E. – 2005. – Vol. 72. – p. 046603.
4. A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin, A.B. Granovsky, M. Inoue, and A.B. Khanikaev, Superprism Effect in Magneto-Photonic Crystals// Magneto-Optical Materials for Photonics and Recording. – 2004. – Vol. 834.
5. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.B. Khanikaev, A.B. Granovsky, The Faraday effect in two dimensional magneto-photonic crystals// Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2006. – Vol. 300. – p. 108.
6. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, Superprism effect in 1D photonic crystal// Optics Comm. – 2006. – Vol. 259. – p. 700.
7. A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisyansky, A.M. Merzlikin, and A.B. Granovsky, Surface State Peculiarities at One-Dimensional Photonic Crystal Interfaces// Phys. Rev. B. – 2006. – Vol. 74. – p. 045128.
8. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, M. Inoue, M. Levy and A.B. Granovsky, Controllable Tamm states in magnetophotonic crystal// Physica B: Condensed Matter. – 2007. – Vol. 394. – p. 277.
9. T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisyansky, and A.B. Granovsky, Optical Tamm states in one-dimensional magnetophotonic structures// Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101. – p. 113902.
10. А.П. Виноградов, А.М. Мерзликин, А.А. Лактионов, Механизм возникновения запрещенных зон в одномерных фотонных кристаллах// Радиотехника и Электроника. – 2008. – Т. 53. – С. 941.
11. А.М. Мерзликин, А.П. Виноградов, А.Б. Грановский, М. Инуе, Эффект «суперпризмы» в одномерном магнитофотонном кристалле// Физика Твердого Тела. – 2008. –Т. 5. – С. 838.
12. А.М. Мерзликин, Ф. Винай, Распространение волн в одномерном магнитофотонном кристалле на основе нанопористого метаматериала// Радиотехника и Электроника. – 2009. – Т. 54. – .С. 559.
13. A.M. Merzlikin, Miguel Levy, A.A. Jalali, and A.P. Vinogradov, Polarization degeneracy at Bragg reflectance in magnetized photonic crystals// Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79. – p. 195103.

14. S.I. Tarapov, M. Khodzitskiy, S.V. Chernovtsev, D. Belosorov, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.B. Granovsky and M. Inoue, The mm W band Tamm states in one-dimensional magnetophotonic crystals// *Solid State Phenomena*. – 2009. – Vol. 152. –p. 394.
15. T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky, and A.B. Granovsky, Tailoring surfaces of one-dimensional magnetophotonic crystals: Optical Tamm state and Faraday rotation// *Phys. Rev. B*. – 2009. – Vol. 79. – p. 125103.
16. Д.П. Белозоров, М.К. Ходзинский, С.И. Тарапов, А.М. Мерзликин, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.Б. Грановский, Особенности Таммовских состояний магнитофотонных кристаллов в сверхвысокочастотном диапазоне// *Материаловедение*. – 2009. – Т. 5. – С. 22.
17. A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.N. Lagarkov, M. Levy, D.J. Bergman, Y.M. Strelniker, Peculiarities of the Tamm state formed in degenerate photonic band gaps// *Physica B*. – 2010. – Vol. 405. –p. 2986.
18. С.И. Тарапов, М. Ходзитский, С.В. Черновцев, Д. Белозоров, А.М. Мерзликин, А.В. Дорофеев, А.П. Виноградов, М. Иноуэ и А.Б. Грановский, Управление частотой таммовского состояния в магнито-фотонном кристалле// *Физика твердого тела*. – 2010. – Т. 52. – С. 1332.
19. Н.А. Енкин, А.М. Мерзликин, А.П. Виноградов, Отклонение законов преломления от Френелевских в композитных материалах// *Радиотехника и Электроника*. – 2010. – Т. 55. – С. 1.
20. A.M. Merzlikin, M. Levy, A.P. Vinogradov, Z. Wu, A.A. Jalali, Band gaps in periodically magnetized homogeneous anisotropic media// *Optics Communications*. – 2010. – Vol. 283. – p. 4298.
21. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин, А.А. Лисянский, Поверхностные состояния в фотонных кристаллах// *УФН*. – 2010. – Т. 180. – С. 249.
22. Z. Wu, Miguel Levy, V.J. Fratello and A.M. Merzlikin, Gyrotropic Photonic Crystal Waveguide Switches// *Applied Physics Letters*. – 2010. – Vol. 96. – p. 051125.
23. А.В. Барышев, М.Е. Докукин, А.М. Мерзликин, М. Иноуэ, Распространение поляризованного света в опалах: амплитудная и фазовая анизотропия// *ЖЭТФ*. – 2011. – Т. 139. – С. 419.
24. A.I. Ignatov, A.M. Merzlikin, and A.P. Vinogradov, A.A. Lisyansky, Effect of polarization upon light localization in random layered magnetodielectric media// *Phys. Rev. B*. – 2011. – Vol. 83. – p. 224205.
25. A.I. Ignatov, A.M. Merzlikin and Miguel Levy, Linkage between anisotropic and gyrotropic degenerate bandgaps// *J. Opt. Soc. Am. B*. – 2011. – Vol. 28. – P. 1911.

26. A. Chakravarty, M. Levy, A.A. Jalali, Z. Wu, and A.M. Merzlikin, Elliptical normal modes and stop band reconfiguration in multimode birefringent one-dimensional magnetophotonic crystals// Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – p. 094202.
27. А.И. Игнатов, А.М. Мерзликин, А.П. Виноградов, Формирование замороженной моды // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал). – 2011. – Т.1. – С. 0421100114\0002.
28. А.И. Игнатов, А.М. Мерзликин, Управляемый электрическим полем волноводный фильтр Шольца// Журнал Радиоэлектроники (электронный журнал). – 2011. – Т. 9. – С. 0421100114\0063.
29. А.И. Игнатов, А.М. Мерзликин, Особенности андерсоновской локализации света в периодических в среднем системах на основе анизотропных компонент// Радиотехника и электроника. – 2011. – Т. 56. – С. 856.
30. A.P. Vinogradov, A.I. Ignatov, A.M. Merzlikin, S.A. Tretyakov, C.R. Simovski, Additional effective medium parameters for composite materials (excess surface currents)// Optics Express. – 2011. – Vol. 19. – p. 6699.
31. А.И. Игнатов, А.М. Мерзликин, А.П. Виноградов, Локализация света при падении под углом на случайную слоистую систему магнитодиэлектриков// Наносистемы: физика, химия, математика. – 2011. – Т. 2. – С. 40.
32. А.М. Мерзликин, М.В. Лазарев, Особенности формирования запрещённых зон в одномерных фотонных кристаллах большого контраста// Журнал Радиоэлектроники (электронный журнал). – 2011. – Т.9. – С. 0421100114\0060
33. A.I. Ignatov, A.M. Merzlikin, M. Levy and A.P. Vinogradov, Formation of Degenerate Band Gaps in Layered Systems// Materials. – 2012. – Vol. 5. – p. 1055.
34. A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin, Comment to the article "Basics of averaging of the Maxwell equations for bulk materials" by A. Chipouline, C. Simovski and S. Tretyakov.// Metamaterials. – 2012. – Vol. 6. – p. 121.