

выпуск

94

Библиотечка КВАНТ

ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

ВЫПУСК

94



Библиотечка КВАНТ

# Фотонные кристаллы

и другие метаматериалы

В.И. Белотелов  
А.К. Звездин



Б Ю Р С



КВАНТУМ



Приложение к журналу  
«Квант» №2/2006

# Фотонные кристаллы

и другие  
метаматериалы

В.И. Белотелов  
А.К. Звездин



Москва  
2006

УДК 539.172.3(078)  
ББК 22.382я7  
Б43

Серия  
«Библиотечка «Квант»  
основана в 1980 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Б.М.Болотовский, А.А.Варламов, В.Л.Гинзбург,  
Г.С.Голицын, Ю.В.Гуляев, М.И.Каганов, С.С.Кротов,  
С.П.Новиков, Ю.А.Осипьян (председатель),  
В.В.Произволов, Н.Х.Розов, А.Л.Стасенко, В.Г.Сурдин,  
В.М.Тихомиров, А.Р.Хохлов,  
А.И.Черноуцан (ученый секретарь)

**Б43 Белотелов В.И., Звездин А.К.**

Фотонные кристаллы и другие метаматериалы. – М.: Бюро Квантум, 2006. – 144 с. (Библиотечка «Квант». Вып. 94. Приложение к журналу «Квант» № 2/2006.)  
ISBN 5-85843-059-7

Книга посвящена новым оптическим материалам – фотонным кристаллам, левым средам и плазменным структурам. Сегодня эти искусственные материалы вызывают особый интерес как с точки зрения фундаментальной науки, так и в отношении возможных многочисленных технических приложений. Приведены физические основы оптики фотонных кристаллов, описаны их основные типы и наиболее важные оптические свойства. Рассказано о методах создания фотонных кристаллов и об их применениях в устройствах современной интегральной оптики и системах обработки информации.

Для старшеклассников средних школ, лицеев и гимназий, для членов и руководителей физических кружков и факультативов, для студентов и преподавателей вузов, а также для всех тех, кому просто интересна современная физика.

ББК 22.382я7

ISBN 5-85843-059-7

© Бюро Квантум, 2006

## ПРЕДИСЛОВИЕ

---

«Какой плохой оптик господь Бог. Я бы построил глаз куда лучше!» – это эмоциональное высказывание принадлежит знаменитому немецкому естествоиспытателю Герману Гельмгольцу (заимствовано из известного романа И.Ефремова «Лезвие бритвы»). Данное изречение интересно для нас тем, что хорошо передает горячий и амбициозный дух поисков и открытий, витающий в среде оптиков – ученых и инженеров, которые питали и продолжают питать человечество своими оригинальными идеями и свершениями уже многие столетия. Достаточно сказать, что вершина научной мысли двадцатого столетия – квантовая механика – во многом обязана своим рождением оптике. Упомянем еще лазерную физику и технику, оптоэлектронику, интегральную и нелинейную оптику и многое другое. К числу таковых принадлежит и новое направление, о котором пойдет речь в нашей книге.

Современные технологии позволяют соревноваться с природой не только по части конструирования оптических приборов, но и в создании материалов. Речь идет не о химическом синтезе новых веществ, а о создании рукотворных атомов и на их основе искусственных сред с необычными оптическими свойствами.

Такими искусственными оптическими средами являются фотонные кристаллы и другие метаматериалы. Прежде всего, нужно определить эти термины. Если читатель обратится к Большой советской энциклопедии или к прекрасной Физической энциклопедии, то там на этот счет ничего не найдет, что лишний раз говорит о новизне этих понятий. А вот в Интернете в энциклопедии «Википедия» (<http://wikipedia.org>) мы найдем следующее:

«Фотонные кристаллы – периодические диэлектрические или металло-диэлектрические материалы, которые воздействуют на распространяющиеся по ним электромагнитные волны аналогичным образом, как и периодический потенциал в кристаллах влияет на движение электронов, приводя к образованию разрешенных и запрещенных энергетических зон...

Метаматериалы – это среды, оптические свойства которых обусловлены в первую очередь их структурой, а не свойствами отдельных веществ, из которых метаматериалы состоят».

Хотя исследования пространственно периодических материалов в оптике ведутся с конца XIX века, термин «фотонный кристалл» возник сравнительно недавно – в конце 80-х годов прошлого века. Термин «метаматериал» наиболее применим в случае, когда материал обладает

свойствами, не встречающимися у существующих в природе веществ. В качестве примеров метаматериалов в нашей книге приводятся так называемые левые среды, у которых и диэлектрическая и магнитная проницаемости отрицательны, а преломление света происходит крайне необычно – падающий и преломленный лучи лежат по одну сторону от перпендикуляра к границе раздела двух сред. Несмотря на то что на возможность такого эффекта впервые указал еще академик Л.И.Мандельштам, а термин «левая среда» был введен в 60-е годы прошлого века другим советским ученым – профессором В.Г.Веселаго, активное исследование метаматериалов началось лишь в последние годы.

Метаматериалам и фотонным кристаллам посвящена обширная научная литература, разобраться в которой неподготовленному читателю сложно. Рассказать об этом популярно – непростая задача, ведь, как говорил русский историк В.О.Ключевский, «легкое дело – тяжело писать и говорить, но легко писать и говорить – тяжелое дело».

Существует несколько подходов к популяризации науки.

Первый путь заключается в том, что нужно простым языком изложить концепцию и основные факты из той области, о которой пойдет речь в книге. При этом предполагается, по возможности, сохранение научной терминологии, минимальное использование математики и стремление избежать вульгаризации. И все это не в ущерб доходчивости изложения.

Но иногда можно столкнуться с иным подходом, в котором проблема доходчивости выдвинута на первое место. Его можно проиллюстрировать любопытным анекдотом Леонида Исааковича Мандельштама (заимствованным из книги А.Ливанова и В.Ливанова «Вторая степень понимания»). Сын спрашивает отца: «Папа, как устроен телеграф?» Отец объясняет: «Представь себе длинную собаку, голова которой в Европе, а хвост в Америке. Ее тянут за хвост в Нью-Йорке, а залает она в Лондоне. Так устроен телеграф». Мальчик спрашивает тогда: «А как же устроен беспроводный телеграф?» На это отец отвечает: «Точно так же, но только без собаки». Блестяще, но ....

Иногда в книге нам приходится вместо доказательств ссылаться на авторитеты. Читателя не должно смущать это. Хотя в науке нет преклонения перед авторитетами, но уважение и доверие к ним есть. Даже специалист не всегда при первом знакомстве воспринимает новые факты, но он фиксирует их в памяти, обдумывает их в фоновом режиме и в тот момент, когда они потребуются ему по делу, обращается за соответствующими доказательствами и деталями к специальной литературе.

Поэтому, уважаемые читатели, постарайтесь уловить основные идеи и понятия, даже не вполне уяснив промежуточные звенья. Такова диалектика современного научного процесса. Двигайтесь вперед, и понимание придет!

Авторы признательны профессору С.С.Кротову за предложение написать эту книгу и А.П.Пятакову, написавшему пятую главу и внесшему ряд важных замечаний и идей. Мы сожалеем, что не в состоянии перечислить всех, чьи советы, дискуссии или статьи помогли написанию книги, и глубоко благодарны этим людям.

## ВВЕДЕНИЕ

---

Знакомство с такими удивительными материалами, как фотонные кристаллы, мы начнем с мысленного эксперимента.

Представим себе стеклянную пластинку, в которой имеется один пузырек воздуха. Допустим, что на нее падает свет, содержащий волны оранжевого и красного цвета. Когда свет попадает на воздушный пузырек, то испытывает частичное отражение и частичное преломление. При этом возникает рассеяние света. Если посмотреть на такое стеклышко, то, благодаря рассеянию, можно увидеть в нем пузырек, а многочисленные отражения и преломления придадут ему своеобразный блеск.

Затем поместим в стекло рядом с первым еще один пузырек таких же размеров. Как и раньше, световые волны будут отражаться и преломляться на пузырьках, но при этом возникнет уже более сложная картина – в игру вступит интерференция волн, рассеянных на обоих пузырьках. Если ввести еще несколько пузырьков, то, рассматривая стеклышко под разными углами, можно будет любоваться оригинальной игрой света в нем. Правда, разноцветье не будет полным, поскольку стеклышко освещено только частью всей цветовой гаммы видимого света.

А теперь представим, что стекло заполнено тысячами и даже миллионами одинаковых пузырьков, которые строго упорядочены и образуют периодическую решетку во всех трех пространственных направлениях. На первый взгляд кажется, что ситуация не сильно отличается от предыдущей, и максимум, что мы можем ожидать, – это дальнейшее усложнение наблюдаемой картины и появление еще более захватывающих цветовых эффектов. Такое действительно возможно. Но оказывается, может получиться и так, что мы увидим совсем иное, а точнее – вообще ничего не увидим, кроме простого однородного стекла, в котором то там, то здесь поблескивают пылинки и микроскопические трещинки. Куда же исчезли пузырьки?

Сами по себе пузырьки, конечно, никуда не делись, просто теперь свет не замечает их и проходит через стекло без рассеяния. Для полного устранения рассеяния нужно, чтобы длины волн падающего света были согласованы с периодом расположе-

ния пузырьков. Такое согласование невозможно сразу для всех длин волн, поэтому мы и ограничились лишь двумя цветами.

Итак, для красно-оранжевого света наше стеклышко с периодической системой пузырьков выглядит просто однородной средой. А как будет взаимодействовать с ним свет других длин волн? Если осветить пластинку, например, желтым или зеленым светом, то ничего особенного не произойдет – мы вновь увидим пузырьки, только теперь они будут окрашены в разные оттенки зеленого. Но посмотрим через пластинку на источник синего света. Оказывается, здесь нас ожидает новое явление: синий свет не проходит сквозь пластинку, и ни один фотон от источника не попадает в наши глаза – полная темнота.

Чтобы подвести некоторый итог наблюдениям, проведем еще один опыт. Соорудим радужный светофор, поставив в ряд лампочки всех основных цветов – от фиолетового до красного, и посмотрим на него через стеклышко с пузырьками. Оранжевая и красная лампочки будут хорошо видны почти без ослабления яркости. Свет от зеленой и желтой лампочек тоже попадет в наши глаза, но четкие контуры этих лампочек видны не будут, зато пузырьки приобретут именно желтые и зеленые оттенки. Синий и фиолетовый фонарики будут полностью экранированы пластинкой.

Причина необычных явлений заключается в интерференции и дифракции волн. На одних частотах (длинах волн) многочисленные отраженные световые волны интерферируют в противофазе, т.е. компенсируют друг друга, и свет проходит сквозь стекло без рассеяния. В таком случае говорят о *деструктивной* интерференции. В то же время на других частотах (длинах волн) многократно отраженные и преломленные волны внутри пластинки складываются в фазе, усиливая друг друга, так что практически весь свет отражается, а проходящий свет исчезает. Такую интерференцию называют *конструктивной*. Определяющую роль в возникновении конструктивной или, наоборот, деструктивной интерференции играют геометрические свойства структуры. И здесь существенно, что пузырьки расположены строго периодически, а величина периода сравнима с длиной волны света.

Если измерить, какая часть энергии света проходит через стеклышко в зависимости от частоты света, или, иначе говоря, построить спектр прохождения света, то окажется, что существуют диапазоны частот, для которых коэффициент прохождения равен нулю, а также диапазоны частот, для которых все излучение проходит через материал без внутренних отражений. Можно сказать, что материал обладает частотными окнами прозрачности и окнами полного отражения. Здесь важно не пойти по

ложному пути и не перепутать свойство описанных материалов пропускать волны определенных частот с обычным свойством всех веществ быть прозрачными или непрозрачными на разных длинах волн. Коренное различие состоит в том, что в последнем случае прозрачность вещества уменьшается из-за роста поглощения, а в оптических периодических средах прохождение света уменьшается из-за роста отраженной энергии. При этом энергия падающего света распределяется между прошедшей и отраженной волнами, а поглощение для наибольшей эффективности интерференционных эффектов необходимо свести к минимуму.

Рассмотренная система большого числа упорядоченных пузырьков представляет собой своеобразный кристалл. Для описания такой системы можно воспользоваться аналогией с физикой твердого тела, где изучают кристаллические тела. Кристаллы твердых тел образованы периодически расположенными атомами, и многие физические свойства кристаллических тел связаны со свободными электронами, находящимися в периодическом электрическом поле атомов. В стекле роль атомов играют воздушные пузырьки, а в их периодической структуре оказываются другие элементарные частицы – фотоны. Особенности их взаимодействия с пузырьками обуславливают оптические свойства такого стекла. Поэтому подобные материалы получили название фотонных кристаллов.

Подчеркнем еще раз, что для наблюдения необычных оптических эффектов в фотонных кристаллах необходимо, чтобы пространственный период структуры был сравним по порядку величины с длиной волны излучения. Это означает, что для видимого света период фотонного кристалла должен составлять сотни нанометров, в то время как характерный период кристаллической решетки твердого тела не превышает долей нанометра. Однако, обычные кристаллы также можно называть фотонными, только не для видимого света, а для электромагнитных волн рентгеновского диапазона с характерной длиной волны от 0,01 до 1 нм. Напротив, для работы с волнами СВЧ (сверхвысокие частоты) диапазона (микроволнами) необходимы периодические структуры гораздо большего масштаба, поскольку длины волн такого излучения составляют от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров. Соответствующие фотонные кристаллы можно собрать руками из объектов макроскопических размеров. К примеру, первый фотонный кристалл был создан для работы с микроволнами американским физиком Э.Яблоновичем в 1990 году перфорированием куска пластмассы размером в несколько сантиметров.



## ПЕРВОЕ ЗНАКОМСТВО

### Три типа фотонных кристаллов

Как уже было отмечено, физическими причинами необычных свойств фотонных кристаллов являются дифракция и интерференция, возникающие в периодической системе каких-либо оптических элементов. Свойства фотонных кристаллов определены, с одной стороны, самими оптическими элементами, а с другой стороны – характером их расположения. Взаимодействие света с фотонным материалом можно разбить на два взаимосвязанных этапа: интерференция и рассеяние волн в пределах каждого отдельного оптического элемента и повторные интерференция и рассеяние волн, образовавшихся после первого этапа. В действительности, конечно, невозможно отделить одну стадию от другой, и в итоге получается очень сложная картина – вид волны, попадающий на один элемент, зависит от ее взаимодействия с другими. Но, тем не менее, для понимания физической стороны дела такое рассмотрение вполне уместно.

Взаимное расположение оптических элементов играет не менее важную роль, поэтому фотонные кристаллы обычно классифицируют именно в зависимости от характера этого расположения. Так, рассмотренная нами структура пузырьков является трехмерным фотонным кристаллом, поскольку пузырьки образуют объемную кристаллическую решетку. Наряду с трехмерными выделяют также одномерные и двумерные фотонные кристаллы (рис.1). Часто их обозначают 1D-, 2D- и 3D-кристаллами.

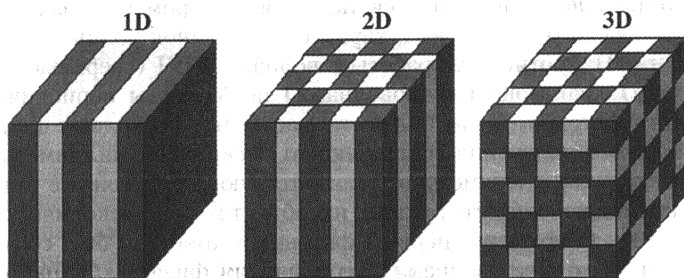


Рис. 1. Схематическое изображение структуры фотонных кристаллов: одномерного (1D), двумерного (2D) и трехмерного (3D)

Одномерными фотонными кристаллами являются многослойные пленки, представляющие собой чередующиеся слои прозрачных материалов с различными показателями преломления. Обычно толщина каждого слоя составляет четверть длины световой волны в этом слое. Чередующиеся слои играют роль оптических элементов в одномерных фотонных кристаллах. Примером двумерных фотонных кристаллов служит система из периодически расположенных параллельных цилиндрических отверстий в матрице из прозрачного диэлектрика, причем оптическими ячейками в данном случае являются воздушные цилиндры.

В науке часто оказывается, что для лучшего понимания основ той или иной концепции следует проследить путь человеческой мысли в этом направлении. Идея фотонных кристаллов не является исключением, поэтому обратимся к истории возникновения и развития этого понятия.

### **От мыльных пузырей Ньютона к микрорезонаторам Быкова**

Будет справедливо начать наш рассказ с описания работ великого английского ученого Исаака Ньютона (1643–1727), впервые исследовавшего интерференцию при падении света на тонкую прозрачную пластинку. Ньютон проводил множество экспериментов по изучению цвета, возникающего при отражении и преломлении света на мыльных пузырях, тонких пластинках слюды и воздушных прослойках между близко расположенными стеклами. Он обнаружил, что цвет зависит от толщины пленки, периодически повторяясь при ее изменении, и впервые ввел понятие порядка цвета, которое теперь называют дифракционным порядком. Экспериментируя с тонкими пленками, Ньютон сделал попытку объяснить цвета вообще всех тел. Согласно его предположению, окраска всех тел обусловлена теми же причинами, что и цвета тонких пленок, и связана с многочисленными отражениями и преломлениями лучей на отдельных корпускулах, слагающих тела. Разнообразие цвета вызвано различиями в форме и расположении этих корпускул.

С развитием экспериментальной и теоретической физики представления об окраске тел сильно изменились. Однако, как это часто бывает с идеями великих мыслителей, объяснения Ньютона, несмотря на их некоторую умозрительность, обладали глубоким смыслом. Если взглянуть на труды Ньютона под современным углом зрения, то обнаружится, что он трактовал цветовые пигменты всех тел в рамках многолучевой интерференции, подобно тому как это делается сейчас в теории фотонных

кристаллов. Можно сказать, что зародыши концепции фотонных кристаллов возникли именно в его работах еще в начале XVIII века.

Следующий шаг был сделан в конце XIX столетия, когда ученые исследовали распространение как акустических, так и электромагнитных волн в многослойных структурах, которые сегодня можно было бы назвать одномерными фотонными кристаллами. Знаменитый физик лорд Рэлей<sup>1</sup> в работах 1883–1887 годов обратил внимание на то, что волна, бегущая по периодической системе пленок, на границах раздела слоев частично отражается и частично преломляется в соседний слой, возникает многократное отражение волн и, как следствие этого, их интерференция. Рэлей впервые систематически исследовал распространение волн в периодических многослойных системах и создал последовательную теорию интерференции и дифракции волн в таких структурах. В результате своих изысканий он построил спектры (частотные зависимости) прохождения и отражения волн от многослойных пленочных структур и обнаружил наличие в этих спектрах окон прозрачности и отражения, с которыми мы уже встречались в ходе мысленного эксперимента с пузырьковой стеклянной пластинкой. Был объяснен и механизм формирования таких окон частот. Так, полное отражение от многослойной пленки возникает на тех частотах света, для которых реализуется конструктивная интерференция отраженных волн. Например, если частота света такова, что на толщине каждого слоя периодической структуры укладывается четвертая часть длины волны света, то волны, отраженные от границ слоев назад, складываются в фазе, т.е. интерферируют конструктивно, и вся энергия уходит в отраженный свет. Напротив, если на той же толщине укладывается половина длины волны света, то в фазе уже складываются те преломленные и отраженные волны, которые бегут по направлению падающего света – вперед. Это и обеспечивает близкое к 100-процентному прохождению света.

Еще один шаг в развитии идеи периодических оптических систем был сделан благодаря открытию американского физика

---

<sup>1</sup> Джон Уильям Рэлей (Стретт) (1842–1919) – английский физик, один из основоположников теории колебаний, автор фундаментальных трудов по акустике, молекулярному рассеянию света и др. Совместно с У.Рамзаем открыл аргон (Нобелевская премия 1904 г.). Вывел закон распределения энергии излучения в спектре абсолютно черного тела в зависимости от температуры (закон Рэля–Джинса).

Парселла<sup>2</sup>. В 1946 году Парселл предсказал, что процесс спонтанного излучения света внутри оптических резонаторов может сильно отличаться от испускания света в свободном пространстве.

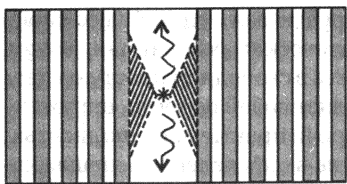
Оптический резонатор представляет собой полость, окруженную стенками из материала, который практически полностью отражает падающее на него излучение в определенном диапазоне частот. Свет на этих частотах оказывается запертым внутри резонатора и испытывает бесконечные отражения от его стенок, не выходя наружу. Конечно, в действительности с течением времени энергия заключенного в резонаторе света уменьшается, частично проникая сквозь преграду и частично поглощаясь. Коэффициент отражения от стенок камеры резонатора задает так называемую добротность резонатора – величину, показывающую во сколько раз энергия, запасенная в резонаторе, превышает потери энергии за одно прохождение света внутри полости.

Очевидно, что движение фотона ограничено внутренним объемом полости. В англоязычной литературе такое свойство квантовой частицы обозначают словом «confinement», т.е. «заключение в замкнутом пространстве», или более кратко – «пленение». Поэтому фотон в микрорезонаторе естественно называть плененным, или локализованным. Как и у связанного в атоме электрона, у плененного фотона энергетический спектр становится дискретным. Парселл рассмотрел микрорезонатор – оптический резонатор, у которого полость имеет размер, сравнимый с длиной волны света. Именно в таком случае спонтанное излучение находящегося в резонаторе атома претерпевает существенные изменения по сравнению с излучением свободного атома. Парселл показал, в частности, что вероятность испускания света при этом может возрасти во много раз. Причем увеличение интенсивности излучения тем больше, чем больше добротность резонатора и чем меньше его объем.

Идеи Парселла были развиты российским физиком В.П.Быковым из Института общей физики РАН, который в 1972 году предложил управлять спонтанным излучением атомов, поместив их в микрорезонатор со стенками из многослойных пленок, т.е. фактически в полость одномерного фотонного кристалла (рис. 2). Если частота излучения попадает в окно полного отражения фотонного кристалла, то электромагнитная волна

---

<sup>2</sup> Эдуард Миллс Парселл (1912–1997) – американский физик. Открыл ядерный магнитный резонанс (Нобелевская премия 1952 г.). Обнаружил излучение нейтрального межзвездного водорода на волне длиной 21 см.



*Рис. 2. Микрополость внутри одномерного фотонного кристалла. Свет, испущенный внутри микрополости на определенных частотах, может ее покинуть только в направлениях, близких к плоскостям слоев кристалла*

запирается в полости кристалла, и излучение оказывается подавленным.

Однако здесь есть существенный нюанс. До сих пор мы говорили про частотные диапазоны пропускания и отражения одномерного фотонного кристалла, не обращая внимания на угол падения света. Вместе с тем, его величина играет важную роль — ведь от нее зависит тот период структуры, который «чувствует» свет, путешествуя внутри

многослойной пленочной структуры. Действительно, при нормальном падении свет ощущает настоящий период, равный суммарной толщине двух чередующихся слоев. Если же волна падает наклонно, то она и по фотонному кристаллу бежит под углом к поверхностям слоев, а ее путь внутри каждого из слоев увеличивается, и, значит, она наталкивается на границы реже. Условия многолучевой интерференции также меняются, и в результате может оказаться, что свет, частота, которого попадает в запрещенный диапазон при нормальном падении, может без особых трудностей путешествовать по всей структуре. К примеру, геометрию можно подобрать так, что для данной частоты окажется запрещенным распространение по структуре света, падающего на ее поверхность под всеми углами в некотором конусе с осью, перпендикулярной к поверхности (см. рис. 2). Но у света будет существовать возможность попутешествовать по кристаллу в направлениях, не попавших в этот конус. Угол раствора конуса невозможно сделать равным  $180^\circ$ , можно только существенно увеличить его, подобрав коэффициенты преломления слоев. Поэтому в любом случае свет не будет полностью заперт внутри полости, а значит, и спонтанное излучение атома будет возможно на любой частоте.

### **Выход в дополнительные измерения**

Итак, оказывается, что одномерный фотонный кристалл не позволяет полностью ограничить свет, и необходимо искать иные подходы. В 1987 году Э.Яблонович и практически одновременно с ним канадский физик из университета Торонто С.Джон предложили использовать для этого структуры, обладающие периодичностью не в одном, а в двух и даже в трех

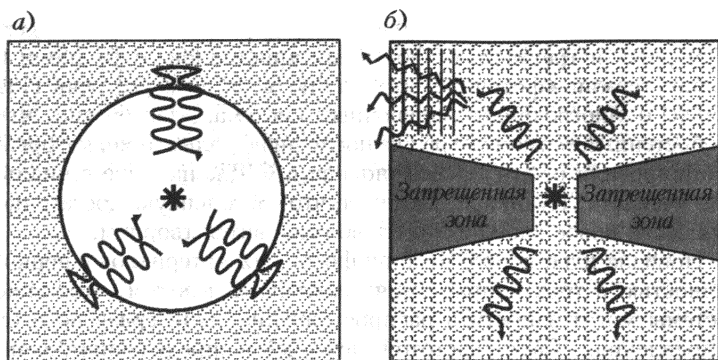
измерениях. Фактически, ученые впервые выдвинули идею двумерных и трехмерных фотонных кристаллов. В то время и возник термин «фотонный кристалл», ведь до этого речь шла только о многослойных пленочных системах. Интересно, что изобретенный термин сыграл не последнюю роль в буме, который инициировали работы Э.Яблоновича и С.Джона. Еще гениальный ученый А.Пуанкаре<sup>3</sup> заметил, что часто в науке достаточно изобрести новое слово и это слово становится творцом.

Новизна идеи использования фотонных материалов с периодичностью в трех направлениях заключалась в том, что такие системы могут запретить распространение света сразу во всех направлениях. Свет с частотой, лежащей в определенном, зависящем от геометрических и оптических свойств системы, диапазоне, полностью отражается от трехмерного фотонного кристалла независимо от угла падения. В начале 90-х годов прошлого века в лаборатории Яблоновича был сделан первый трехмерный фотонный кристалл, обладающий таким свойством в СВЧ диапазоне частот. Он представлял собой систему цилиндрических отверстий, просверленных в диэлектрике под определенными углами друг к другу так, что получившиеся полости образовывали кристаллическую решетку, имеющую симметрию кристалла алмаза.

Таким образом, для трехмерных фотонных материалов существуют частотные окна полного отражения при всех углах падения. Однако и здесь появляется новый термин. Окна полного отражения Яблонович назвал фотонными запрещенными зонами и заявил, что у трехмерных фотонных кристаллов могут существовать полные запрещенные зоны. Слово «полная» означает, что фотонная запрещенная зона реализуется для произвольных направлений распространения света (рис. 3,а). В двумерных и одномерных фотонных кристаллах запрещенная зона существует только для фотонов, распространяющихся в некотором телесном угле, достаточно большом в двумерных кристаллах и значительно меньшем в одномерных (рис.3,б). Здесь, столкнувшись с диалектическим принципом перехода количественных изменений в качественные, мы приходим к совершенно новой ситуации. Если в одномерном фотонном кристалле атом мог излучать на любой частоте, но не во всех направлениях, то в трехмерном случае излучение ато-

---

<sup>3</sup> Жюль Анри Пуанкаре (1854–1912) – французский математик, физик и астроном. Значительное число работ Пуанкаре по математике связано с решением проблем небесной механики, в частности проблемы трех тел.



*Рис. 3. Схематическое изображение процессов распространения света от точечного источника, находящегося в фотонном кристалле с полной (а) и частичной (б) запрещенными зонами*

ма на определенных частотах оказывается полностью ограниченным внутри полости – получают по-настоящему плененные фотоны. Вот на этом этапе и открываются кардинально новые перспективы. К примеру, становится возможным управлять интенсивностью спонтанного и индуцированного излучения атомов и молекул, находящихся в фотонных кристаллах, и повышать эффективность разнообразных источников света: от ламп накаливания до лазеров. В то же время, фотонные запрещенные зоны в одно- и двумерных фотонных кристаллах, несмотря на свой «неполноценный» характер, тоже интересны для приложений, поскольку обладают многими характерными особенностями полной запрещенной зоны.

В последнее десятилетие материалы с полными и частичными фотонными запрещенными зонами активно исследовались и нашли свое применение в современных оптических устройствах. Но об этом пойдет речь дальше. А пока сосредоточим наше внимание на идее фотонных запрещенных зон.

### **Аналогия с физикой твердого тела. Квазиатомы и бритва Оккама**

Здесь уместно сказать несколько слов об уже упоминавшихся терминах.

Выбирая подходящее название для предложенных им материалов – «фотонный кристалл», Яблоневич руководствовался аналогией между его материалами и кристаллами твердых тел.

Термин «оптический элемент», использованный в начале главы, несомненно правилен, но звучит несколько абстрактно.

Ньютон в похожей ситуации говорит о корпускулах, которые отличаются размерами. Естественно было бы использовать этот термин и нам, но от слова «корпускула» веет седой стариной, поэтому мы предлагаем более привычный для наших дней термин – «оптический квазиатом», который будем использовать наравне с «оптическим элементом». Впрочем, элементарные ячейки фотонного кристалла можно было бы назвать и оптическими кирпичиками, из которых строится кристалл, и оптическими блоками. Конечно, строгий читатель осудит нас за терминологическое творчество и будет прав. Помните знаменитую бритву Оккама: «не следует умножать число сущностей сверх необходимого»? Но уж очень заманчиво использовать в нашем рассказе представления об оптическом квазиатоме – многие идеи, относящиеся к фотонным кристаллам и метаматериалам, на этом языке выглядят естественно и просто.

То же относится и к аналогии с физикой твердого тела. Большая часть явлений, связанных с распространением свободных электронов в периодическом поле атомов кристаллической решетки, наблюдается и в случае бегущих по фотонному кристаллу квантов света. Поэтому основные понятия физики твердого тела можно перенести с необходимыми изменениями и на физику фотонных сред. Термин «фотонная запрещенная зона» как раз и служит примером такой трансляции понятий.

Провести электронно-фотонную аналогию оказывается возможным даже несмотря на то, что электрон и фотон сильно отличаются по своим свойствам. Достаточно вспомнить о том, что электрон отрицательно заряжен, а фотон не несет никакого заряда. Кроме того, эти две элементарные частицы, согласно положениям теоретической физики, подчиняются разным статистикам: электроны являются фермионами, а фотоны – бозонами.<sup>4</sup>

Электрон, находящийся внутри кристалла, испытывает воздействие электрических и магнитных полей окружающих его атомов. Важным свойством является существование интервалов энергий, запрещенных для электрона в кристалле. Их и называют в физике твердого тела запрещенными зонами. Ширина и положение запрещенных зон сильно влияют на прово-

---

<sup>4</sup> Фермионы – это частицы с полуцелым спином (как правило, спин равен  $1/2$ ): электрон, протон, нейтрон и др. Слово «фермион» происходит от имени итальянского физика Ферми, который разработал статистику для таких частиц – статистику Ферми–Дирака. Бозоны, в отличие от фермионов, обладают целым спином. Их название связано с именем индийского физика Бозе. Примером бозонов является фотон, у которого спин равен нулю. Бозоны подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна.



димось кристалла и обуславливают его основные физические свойства. Классифицируют кристаллические тела, также отталкиваясь от вида разрешенных и запрещенных зон в их энергетических спектрах. Фотонные запрещенные зоны представляют собой окна полного отражения света от фотонного кристалла, что по смыслу полностью подобно электронным запрещенным зонам. Заметим, что когда говорят о фотонных запрещенных зонах, то, в отличие от физики твердого тела, обычно подразумевают интервалы частот, а не энергий фотона. Но это отличие совсем не принципиально и не должно смущать читателя, ведь частота фотона  $\omega$  и его энергия  $E$  взаимосвязаны:  $E = \hbar\omega$ , где  $\hbar$  – постоянная Планка.

### **Метаматериалы – левые среды**

Идея Ньютона о корpusкулах, или, как мы их называли выше, оптических квазиатомах, как нельзя лучше подходит для описания свойств метаматериалов (от греческого *metá* – после, за пределами, сверх) – нового и весьма удивительного класса оптических сред, возникшего на рубеже XX и XXI веков. Одним из представителей метаматериалов являются фотонные кристаллы. Вместе с тем, существуют и иные разновидности метаматериалов – левые среды, которые не имеют никаких аналогов в природе. Такие метаматериалы обладают удивительными оптическими свойствами и заставляют по-новому взглянуть на привычные представления оптики: лучи света преломляются в совершенно неестественном направлении, показатель преломления среды становится отрицательным, а плоскопараллельная пластинка начинает собирать свет подобно линзе.

Человеческое воображение может заглядывать далеко вперед, намного дальше тех пределов, которые очерчивает техническое развитие общества на данный момент. Так произошло и с левыми средами: их необычные свойства были предсказаны в работах нашего соотечественника, профессора Московского физико-технического института и Института общей физики РАН Виктора Георгиевича Веселаго в 60-х годах двадцатого века, более чем за 30 лет до их появления, а отдельные предвидения можно встретить и в еще более ранних трудах классиков физики, в частности Л.И.Мандельштама<sup>5</sup>.

---

<sup>5</sup> Леонид Исаакович Мандельштам (1879–1944) – советский физик, академик, лауреат многих государственных премий. Научные труды относятся к оптике, теории колебаний и радиофизике. Совместно с Г.С.Ландсбергом открыл комбинационное рассеяние света в кристаллах. Один из создателей теории нелинейных колебаний.

## КОНСТРУКТИВНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ

К описанию физики фотонных кристаллов можно подходить по-разному, в соответствии с корпускулярно-волновым дуализмом света. С одной стороны, свойства фотонного кристалла можно получить, аккуратно рассмотрев происходящие в нем явления дифракции и многолучевой интерференции. С другой стороны, можно представить свет потоком фотонов и воспользоваться аналогией с физикой твердого тела. Оба подхода имеют свои достоинства и позволяют взглянуть на концепцию фотонных кристаллов под разными углами, поэтому каждый из них заслуживает отдельного обсуждения. В этой главе остановимся на волновой точке зрения.

### Многократные отражения и преломления

Для простоты начнем с одномерного случая и посмотрим, как световая волна отражается от одной оптической ячейки, состоящей из двух слоев с различными показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  (рис.4). Для определенности будем считать, что  $n_1 > n_2$ . Свет, попав в такую пленку, испытывает многократные отражения и преломления, в результате чего возникает множество волн, интерференция которых и определяет, какая часть падающей энергии отразится от пленки, а какая пройдет сквозь нее. При каждом отражении и преломлении на границах между слоями волна теряет часть энергии, поэтому в приближенных расчетах достаточно ограничиться учетом волн, пересекших границы слоев или отразившихся от них по пути к наблюдателю небольшое число раз.

Отраженная волна в основном формируется волнами 1, 2 и 3 (см. рис.4). Для того чтобы ее амплитуда была максимальной, необходимо синфазное сложение этих волн, т.е. необходимо, чтобы разность хода между ними составляла целое число длин волн. Разность хода между волнами 1, 2 и 3 определяется

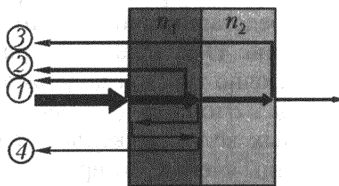


Рис. 4. Многолучевая интерференция в двухслойной пластине

разностью их оптических путей, которые равны соответственно

$$s_1 = \frac{\lambda_0}{2}, \quad s_2 = 2d_1n_1, \quad s_3 = 2(d_1n_1 + d_2n_2).$$

Здесь  $d_1$  и  $d_2$  — толщины слоев, а  $\lambda_0$  — длина волны света в воздухе. В этих формулах учтен тот факт, что при отражении света от оптически более плотной среды его фаза меняется на  $\pi$ , или, другими словами, «теряется» половина длины волны. В противоположном случае, когда волна отражается от оптически менее плотной среды, этого не происходит. Условия синфазности можно достичь, сделав, например, первый слой толщиной  $d_1 = \lambda_0/(4n_1)$ , а второй — толщиной  $d_2 = \lambda_0/(2n_2)$ . Первый слой назовем четвертьволновым, а второй — полуволновым, поскольку на их толщине укладывается, соответственно, одна четвертая и одна вторая длины волны в этих средах. Тогда, очевидно,  $s_2 - s_1 = 0$ , а  $s_3 - s_1 = \lambda_0$ . Отметим, что, выбрав толщины слоев таким образом, мы добились синфазности не всех многократно прошедших лучей, а только их «наиболее весомой» части. Например, волна, пробежавшая по фотонному кристаллу путь 4, выйдет из него в противофазе с первыми тремя волнами, так как ее оптический путь равен  $s_4 = \lambda_0$ . Тем не менее, выбранные размеры слоев оптимальны и позволяют получить относительно большие коэффициенты отражения.

Представим теперь, что рассмотренная оптическая ячейка (см. рис.4) с правой стороны граничит не с воздухом, а с достаточно толстой подложкой, имеющей показатель преломления  $n_1$ . Это сильно изменит условия взаимного усиления отраженных волн, поскольку теперь волна 3, отражаясь от задней границы ячейки, потеряет полволны. Чтобы на выходе из пленки она вновь была в фазе с двумя другими волнами, следует толщину второго слоя сделать четвертьволновой:  $d_2 = \lambda_0/(4n_2)$ . Этот случай наиболее приближен к структуре одномерного фотонного кристалла, состоящего из большого числа оптических ячеек, расположенных последовательно одна за другой. Ведь при таком чередовании слои с показателями преломления  $n_2$  граничат со слоями с большим показателем преломления  $n_1$ , а отнюдь не с воздухом. Условие резонансного усиления отраженных волн для фотонного кристалла в общем виде можно записать в виде

$$d_1 = \frac{(2m+1)\lambda_0}{4n_1} \quad \text{и} \quad d_2 = \frac{(2l+1)\lambda_0}{4n_2},$$

где  $m$  и  $l$  – произвольные натуральные числа. Здесь мы учли, что отраженные волны являются синфазными не только при равенстве четверти длины волны их оптических путей в каждом слое, но и в случае, когда эти оптические пути равны нечетному числу четвертей длины волны в веществе.

Аналогичным образом можно установить условия наилучшего прохождения света через фотонный кристалл. При этом удобнее всего использовать закон сохранения энергии, из которого следует, что максимальное прохождение света возникает тогда, когда отраженная от кристалла энергия минимальна, ведь в сумме эти две энергии должны давать величину падающей энергии. Оговоримся, что последнее утверждение выполняется только при отсутствии поглощения света веществом. Именно такие материалы мы пока и обсуждаем.

Для наибольшего ослабления отражения толщины слоев нужно подобрать так, чтобы отраженные от границ между слоями волны примерно равных амплитуд были в противофазе. Это означает, например, что волны 1 и 2 должны иметь оптическую разность хода, равную нечетному числу полуволн. Последнее выполнится, если толщина слоя с показателем преломления  $n_1$  будет равна целому числу полуволн. Ситуация с остальными парами волн (3 и 4 и так далее) аналогична. В итоге получаем, что прошедшая через фотонный кристалл энергия будет наибольшей, если

$$d_1 = \frac{m\lambda_0}{2n_1} \text{ и } d_2 = \frac{l\lambda_0}{2n_2},$$

где  $m$  и  $l$  – любые натуральные числа.

Отметим, что две рассмотренные ситуации – усиления и ослабления отраженного света – соответствуют так называемым диэлектрическим зеркалам и просветляющим покрытиям, столь распространенным как в технической, так и в бытовой оптике. Просветляющие покрытия можно встретить на многих оптических стеклах, начиная от обычных очков и заканчивая гигантскими объективами телескопов.

Следует обратить внимание на различие в условиях наилучшего отражения и прохождения света. Условия наилучшего пропускания, в отличие от условий наилучшего отражения, не являются единственно оптимальными. Действительно, максимум отражения наблюдается только в том случае, если на толщине каждого слоя укладывается нечетное число четвертей длин волн. В то время как наилучшее прохождение будет наблюдаться не только для длин волн, которые определены

записанными условиями, но и для многих других длин волн. Это связано тем, что существуют разные варианты взаимного гашения отраженных волн.

Для иллюстрации рассмотрим спектр прохождения света через фотонный кристалл из трех ячеек, у которых толщины слоев таковы, что  $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda_0 / 4$ . Для определенности будем считать, что  $\lambda_0 = 0,6$  мкм, при этом, если  $n_1 = 2$  и  $n_2 = 1,5$ , то  $d_1 = 75$  нм, а  $d_2 = 100$  нм. Из рисунка 5 видно, что, как и

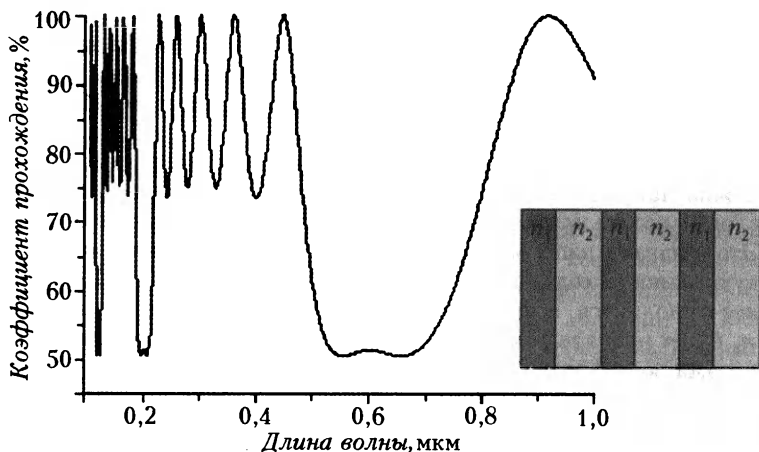


Рис. 5. Спектр коэффициента прохождения света через фотонный кристалл из трех оптических элементов

ожидалось, на длинах волн  $\lambda_1 = 0,6$  мкм,  $\lambda_2 = 0,2$  мкм и так далее наблюдается резонансное уменьшение коэффициента прохождения света (излучение в основном отражается). А на длинах волн, удовлетворяющих условиям наилучшего прохождения света:  $\lambda_1 = 0,3$  мкм,  $\lambda_2 = 0,15$  мкм и так далее, через фотонный кристалл проходит практически вся падающая энергия. Наряду с этими длинами волн, существует еще много других, при которых свет проникает сквозь кристалл, не отражаясь. Из подробного анализа многократных отражений в многослойных пленках можно вывести любопытную закономерность: количество резонансных максимумов прохождения света между двумя зонами наибольшего отражения всегда на единицу меньше количества слоев в кристалле. Поэтому, например, в кристалле из трех ячеек, т.е. из шести слоев, наблюдается ровно пять таких максимумов.

## Запрещенные и разрешенные зоны

Выяснив, какими должны быть соотношения между длиной волны и параметрами фотонного кристалла для достижения той или иной особенности его спектра пропускания или отражения, сосредоточим теперь внимание на тех участках, где возникает наибольшее отражение света, — ведь именно с ними связано понятие запрещенных фотонных зон, являющееся своеобразной визитной карточкой фотонных кристаллов.

Напомним, что запрещенными зонами для фотонных кристаллов называют диапазоны длин волн или частот, на которых волна не может распространяться по фотонному кристаллу и полностью отражается от него. При этом электромагнитное поле все же проходит внутрь фотонного кристалла, но его амплитуда экспоненциально уменьшается по мере углубления в материал. Скорость уменьшения амплитуды поля зависит от отношения показателей преломления чередующихся областей фотонного кристалла, называемого его оптическим контрастом. Обычно энергия волны убывает в  $e$  раз на расстоянии порядка нескольких длин волн.

Запрещенными зонами обладает не всякая периодическая структура. Например, у рассмотренного трехъячеечного фотонного кристалла запрещенной зоны нет, а есть лишь области спектра, в которых отражение максимально (см. рис.5). Для появления запрещенных зон нужно, чтобы оптический контраст был достаточно большим. Кроме того, фотонный кристалл должен состоять из очень большого числа оптических ячеек. Влияние обоих факторов на наличие и характер запрещенной зоны показано на рисунках 6 и 7.

Из рисунка 6 видно, что при относительно низком оптическом контрасте (1,33 для выбранных показателей преломления) коэффициент прохождения света через фотонный кристалл становится меньше одного процента только в случае, если кристалл содержит 10 ячеек. При дальнейшем увеличении числа ячеек минимальное значение коэффициента прохождения становится крайне малым и может оказаться ниже предела чувствительности фотоприемника, используемого при регистрации сигнала. Тогда и говорят о возникновении запрещенной зоны. Ширина образовавшейся запрещенной зоны возрастает с увеличением числа периодов кристалла. Подчеркнем еще раз, что настоящую запрещенную зону можно получить только в фотонном материале бесконечной протяженности. Если же его толщина конечна, то коэффициент пропускания будет отличен от нуля даже на

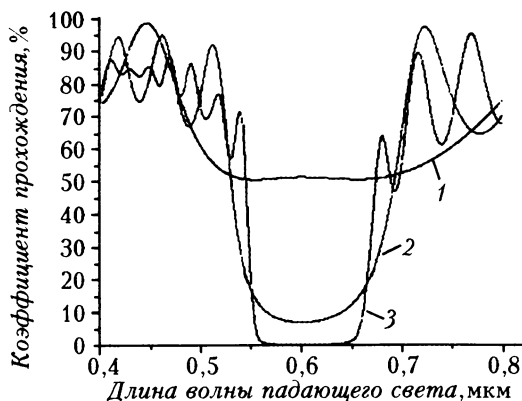


Рис. 6 Запрещенные зоны трех одномерных фотонных кристаллов, состоящих из материалов с показателями преломления 1,5 и 2,0 и содержащих 3, 7 и 10 ( для случаев 1, 2 и 3 соответственно) оптических ячеек

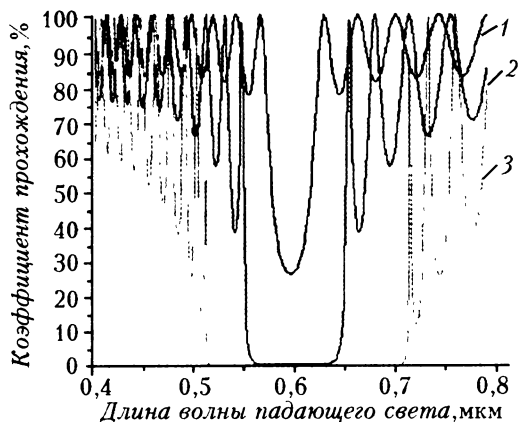


Рис. 7. Спектры коэффициента прохождения света через одномерный фотонный кристалл из 10 оптических элементов при различных оптических контрастах ( $n_1 = 1,52$ , а  $n_2 = 1,6, 2,1$  и  $2,5$  для случаев 1, 2 и 3 соответственно)

резонансной длине волны (0,6 мкм в данном случае). Здесь все определяет уровень чувствительности системы регистрации и интенсивность падающего излучения.

Ширина запрещенной зоны увеличивается и с ростом оптического контраста (см. рис.7).

Но почему запрещенная зона имеет некоторую ненулевую

ширину, если условия синфазности выполняются строго только для одной длины волны внутри зоны? Здесь основную роль играет многолучевая интерференция, благодаря которой отраженные и преломленные волны, складываясь на выходе из кристалла, дают нулевую прошедшую волну, даже если они находятся не в точности в фазе или противофазе между собой. Чем больше слоев в фотонном кристалле, тем больше лучей участвуют в интерференции и тем менее значим разброс их фаз. Поэтому полное гашение проходящего света получается на длинах волн, отличающихся на десятки процентов от резонансной.

Однако при интерференции существенны не только относительные сдвиги фаз волн, но и их амплитуды, которые зависят от коэффициентов отражения волн на границах между слоями. В фотонном кристалле с большим оптическим контрастом коэффициенты отражения достаточно велики, и необходимый эффект достигается уже при малом количестве слоев. Этим и объясняется зависимость ширины запрещенной зоны от оптического контраста.

Спектры прохождения света на рисунках 6 и 7 построены для случая, когда свет падает на одномерный фотонный кристалл перпендикулярно его слоям. При наклонном падении общий характер спектров прохождения сохраняется, но меняются положение и ширина запрещенных зон. (Заметим также, что при наклонном падении становится важной поляризация падающего света.) Изменение спектрального положения запрещенных зон вполне предсказуемо – при наклонном падении меняется опти-

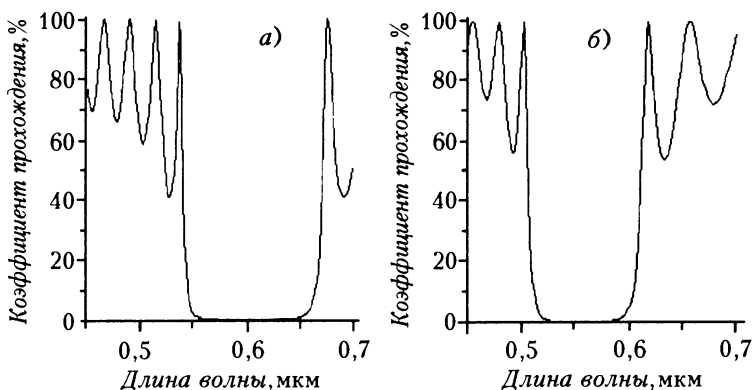


Рис. 8. Спектры коэффициента прохождения света через одномерный фотонный кристалл из 15 оптических элементов ( $n_1 = 2$  и  $n_2 = 1,5$ ): а) при нормальном падении света; б) при падении под углом  $40^\circ$



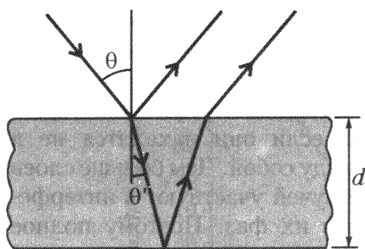


Рис. 9. Ход лучей при отражении от плоскопараллельной пластины

прозрачной пластинки с показателем преломления  $n$  и толщиной  $d$  (рис.9):

$$2nd \cos \theta' = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}, \text{ или } \lambda = \frac{4nd \cos \theta'}{2k - 1}.$$

В этой формуле угол  $\theta'$  является углом преломления, а  $k$  – любое натуральное число. С ростом угла падения  $\theta$  также возрастает и угол преломления. Кроме того, функция косинуса при положительных значениях аргумента, меньших  $90^\circ$ , является убывающей. Получается, что с ростом угла падения длина волны, соответствующая максимальному отражению, убывает. Точно так же изменяется и условие наилучшего прохождения. В результате весь график зависимости коэффициента прохожде-

ческий путь излучения при многократных отражениях и преломлениях внутри кристалла, и вся картина спектра прохождения смещается в коротковолновую область (рис.8).

Почему смещение происходит именно в область меньших длин волн, легко понять, если вспомнить условие интерференции волн при отражении от

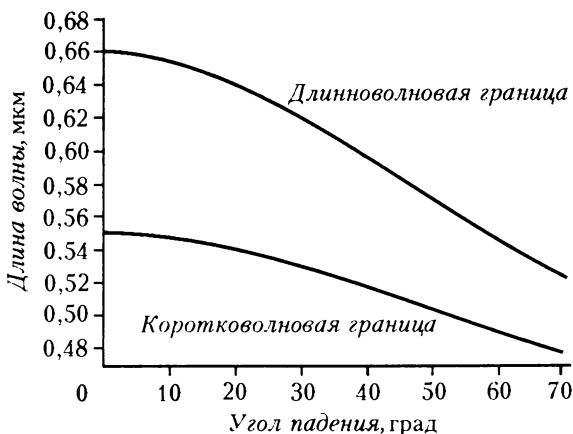


Рис. 10. Зависимость положения границ запрещенной зоны одномерного фотонного кристалла, состоящего из 40 оптических ячеек ( $n_1 = 2$  и  $n_2 = 1,5$ ), от угла падения излучения

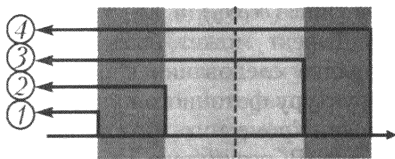
ния от длины волны испытывает «синий» сдвиг, т.е. перемещается в область коротких длин волн.

На рисунке 10 показано смещение границ первой запрещенной зоны фотонного кристалла при увеличении угла падения. Из этого рисунка хорошо видно, что запрещенные зоны в одномерных фотонных кристаллах неполные. Длинноволновая граница запрещенной зоны при увеличении угла падения смещается настолько сильно, что по шкале длин волн становится ниже положения коротковолновой границы при нормальном падении. Для фотонного кристалла с параметрами, использованными при расчете приведенного графика, это происходит при углах падения, превышающих  $59^\circ$ . Поэтому не существует таких длин волн, которые находились бы внутри запрещенной зоны при любых углах падения.

### **Дефекты фотонных кристаллов и разрешенные уровни в запрещенной зоне**

Итак, если на фотонный кристалл падает монохроматическое излучение, то через кристалл пройдет только его часть, образованная волнами, длины которых не попали в фотонную запрещенную зону. Получается оптический фильтр с широкой полосой пропускания, поскольку расстояние между запрещенными зонами может быть велико – обычно оно составляет несколько сот нанометров. В то же время в оптике часто нужны гораздо более узкополосные фильтры, которые вырезали бы только узкий интервал длин волн шириной 1 нм и меньше. Оказывается, при использовании фотонных кристаллов эта проблема решается.

Для получения узкого пика пропускания в области запрещенной зоны в структуру фотонного кристалла вносят дефекты. Одним из структурных дефектов является изменение порядка следования слоев, из-за чего возникают области удвоенной толщины. Причину возникновения пика пропускания внутри запрещенной области легко понять на примере простейшей структуры с одним дефектом (рис. 11). Толщина каждого слоя равняется одной четвертой длины волны света в этом слое. Отражение на границе между



*Рис. 11. Многолучевая интерференция в фотонном кристалле с одним дефектом*

двумя одинаковыми слоями по понятным причинам отсутствует. Основную роль в формировании отраженной волны играют волны 1, 2, 3 и 4. Их оптические пути равны, соответственно,

$$s_1 = \frac{\lambda_0}{2}, \quad s_2 = \frac{\lambda_0}{2}, \quad s_3 = 2\lambda_0 \quad \text{и} \quad s_4 = 2\lambda_0.$$

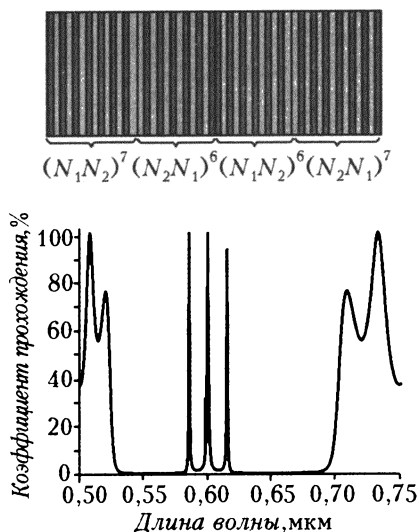


Рис. 12. Одномерный фотонный кристалл с тремя структурными дефектами и спектр прохождения света через него

заны на рисунке 12. Кристалл образован слоями  $N_1$  ( $n_1 = 2$ ) и  $N_2$  ( $n_2 = 1,5$ ), а его структура задана формулой  $(N_1N_2)^7 (N_2N_1)^6 (N_1N_2)^6 (N_2N_1)^7$ , в которой верхние индексы обозначают количество последовательных оптических элементов типа  $(N_1N_2)$  и  $(N_2N_1)$ .

Дефект может быть связан не только с простой сменой порядка следования слоев, но и, например, с включением в структуру фотонного кристалла дополнительных более толстых слоев. Кроме того, можно варьировать толщину чередующихся слоев. В результате удастся получить большое разнообразие спектров пропускания и создать кристалл, подходящий для решения нужной задачи передачи или обработки оптического сигнала.

Поэтому волны 1 и 3, а также 2 и 4 выходят из кристалла в противофазе и сильно ослабляют друг друга. В итоге на длине волны  $\lambda_0$ , на которую «настроен» фотонный кристалл, возникает максимум пропускания.

Конечно, для получения резонанса нужной ширины используют гораздо больше слоев. Кроме того, если нужно получить несколько пиков пропускания, разделенных по длине волны небольшими интервалами (10–100 нм), то создают соответствующее число дефектов. Пример фотонного кристалла с тремя дефектами чередования и его спектр пропускания показаны на рисунке 12.

## Интерференция в многомерных структурах

До сих пор мы говорили исключительно об одномерных фотонных кристаллах, но ведь существуют и двумерные, и трехмерные кристаллы, имеющие более сложное строение, а потому открывающие еще большие возможности.

Обратимся к двумерному случаю. Представим двумерный фотонный кристалл, образованный периодически расположенными параллельными цилиндрическими стержнями, находящимися в воздухе (рис.13). Для простоты предположим, что диаметр стержней много меньше зазора между ними, а свет падает на кристалл перпендикулярно этим стержням. Условие интерференционного усиления отраженных волн теперь подчиняется закону Брэгга:

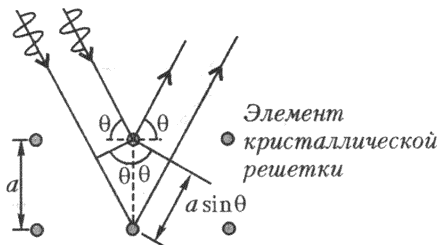
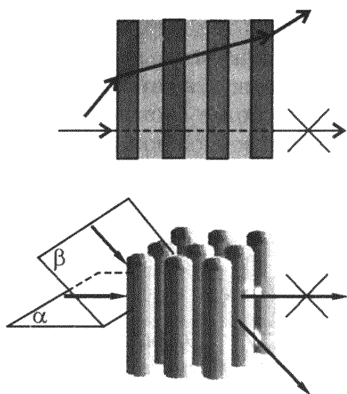


Рис. 13. Разность хода между двумя волнами, рассеянными соседними узлами двумерной кристаллической решетки

$$2a \sin \theta = \frac{m\lambda}{n},$$

в котором  $a$  – период кристаллической решетки,  $m$  – целое число,  $\theta$  – угол, определяющий направление волны в материале. Если в этой формуле угол  $\theta$  положить равным  $90^\circ$ , то придем к случаю одномерного кристалла, в котором один из двух чередующихся слоев имеет толщину, много меньшую толщины другого слоя. При этом для конструктивной интерференции необходимо, чтобы на периоде фотонного кристалла, который теперь практически равен толщине первого слоя, укладывалось целое число половин.

Как и в одномерном случае, в двумерном кристалле в спектре пропускания возникают запрещенные зоны. Причем если считать, что свет падает на кристалл только в плоскости, перпендикулярной осям стержней, то запрещенные зоны могут быть полными. Иным словами, могут существовать интервалы длин волн, излучение на которых будет полностью отражаться от фотонного кристалла при любых углах падения в этой плоскости. В таком плане двумерный случай существенно отличается от одномерного. Фотонные запрещенные зоны для двумерных кристаллов более полные, чем для одномерных, но все же не до



*Рис. 14. Разрешенные и запрещенные направления распространения в одномерных и двумерных фотонных кристаллах*

конца. Не будем забывать, что мы условились о падении света только в одной плоскости. Если изменить плоскость падения и пустить свет, например, вдоль плоскости  $\beta$  (рис.14), то те волны, которым было запрещено попасть внутрь кристалла, теперь смогут легко это сделать, зато под запрет попадут волны других частот. Ситуация аналогична случаю одномерных кристаллов, только там можно было выйти из границ запрещенной зоны, меняя угол падения, в двумерном же случае для этого необходимо перейти в другую плоскость падения.

А теперь обратимся к трехмерной периодической среде. Если продолжить наши рассуждения, то получится, что для выхода из запрещенной зоны трехмерного фотонного кристалла надо сменить уже не угол падения и не плоскость падения, а ... пространство падения. Но наш мир имеет только три пространственных измерения, так что это невозможно. В итоге в трехмерных фотонных кристаллах можно так подобрать периодичность оптических свойств среды, что на некоторых длинах волн свет не сможет проникнуть внутрь кристалла ни при каких условиях – возникает по-настоящему полная запрещенная зона.

## **ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЗОНЫ И ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ**

Теперь будем говорить о свете не как об электромагнитных волнах, а как о потоке фотонов.

Как уже отмечалось, между физикой твердого тела и оптикой периодических сред существует глубокая аналогия, позволяющая описывать распространение света по фотонному кристаллу, используя схожие идеи, математический аппарат и общую терминологию. Поэтому для понимания физической стороны дела стоит вспомнить основные аспекты теории твердого тела.

### **Экскурс в физику твердого тела**

В начале XX века датский физик Нильс Бор<sup>6</sup> сформулировал свои знаменитые постулаты, которые легли в основу зонной теории твердых тел. В соответствии с этими постулатами и с многочисленными экспериментами было установлено, что электроны в изолированном атоме могут находиться лишь на отдельных орбитах, которым соответствуют строго определенные значения энергии – энергетические уровни. Энергетические уровни на графике изображают рядом горизонтальных линий – разрешенных уровней энергии. Самый нижний уровень соответствует минимуму энергии, которой обладает электрон в невозбужденном атоме. Энергетические зоны в атоме очень узкие.

Согласно принципу Паули<sup>7</sup>, на одном энергетическом уровне может находиться не более двух электронов. Под воздействием притяжения положительно заряженного атомного ядра электроны стремятся занять ближайшие к ядру уровни с минимальными значениями энергии. В результате нижние энергетические уровни оказываются заполненными электронами, а верхние уровни – свободными. Так обстоит дело в системе не взаимодействующих

---

<sup>6</sup> Нильс Хендрик Бор (1885–1962) – величайший физик-теоретик двадцатого столетия, один из создателей современной физики. Построил квантовую теорию планетарного атома (Нобелевская премия 1922 г.).

<sup>7</sup> Вольфганг Паули (1900–1958) – швейцарский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики и релятивистской квантовой теории поля. Сформулировал принцип, названный его именем (Нобелевская премия 1945 г.). Предсказал существование нейтрино.

друг с другом атомов. При сближении атомов в результате их взаимодействия уровни расщепляются, образуя группы близко расположенных уровней (рис. 15). В случае твердого тела макроскопических размеров уровни энергии в этих энергетических группах расщепляются еще сильнее, сливаются и превращаются

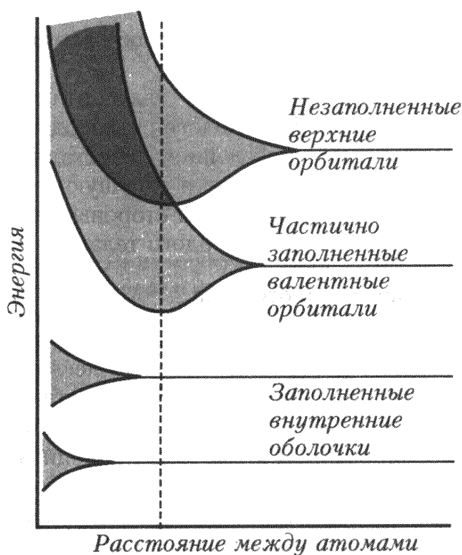


Рис. 15. Изменение энергетических зон системы атомов при их взаимном сближении

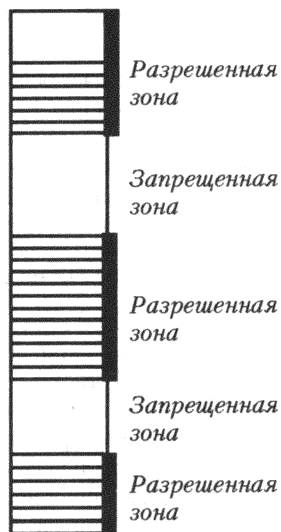


Рис. 16. Энергетические зоны твердого тела

в сплошные энергетические зоны, называемые разрешенными. Область энергий, разделяющая две соседние разрешенные зоны, называется запрещенной зоной (рис. 16). Этот термин нам уже встречался в отношении фотонных кристаллов, только там речь шла о фотонных зонах, а не об электронных.

К понятию энергетических зонных диаграмм твердого тела приводит и другой метод описания, использующий корпускулярно-волновой дуализм электронов. Действительно, можно рассматривать поведение электрона в кристаллической решетке атомов, считая электрон волной. В зависимости от длины волны ( $\lambda$ , следовательно, и от энергии) электрон-волна либо будет распространяться в кристалле подобно свободной частице, либо будет взаимодействовать с атомами решетки. В первом случае длина волны электрона сильно отличается от периода решетки, а во втором – кратна ему. Если энергия электрона соответствует

длине волны, кратной периоду кристаллической решетки, то возникают резонансные явления. Интерференция прямой и обратной волн дает стоячую волну, из-за чего распространение частиц с энергиями, удовлетворяющими условию кратности, или, как часто говорят, условию Брэгга<sup>8</sup>, в идеальном кристалле запрещено, и мы вновь сталкиваемся с понятием запрещенных зон в спектре энергий электрона.

Волновой механизм образования запрещенных зон является общим для всех квантовых частиц, поэтому такой подход рассмотрения поведения электрона в кристалле очень удобен для проведения электронно-фотонной аналогии. Однако эта аналогия не может быть полной. Ведь электроны подчиняются статистике Ферми–Дирака, для которой справедлив принцип Паули, запрещающий находиться более одной частице в каждом квантовом состоянии, в то время как фотоны подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна, которая позволяет сколь угодно многим частицам быть в одном состоянии.

Характер заполнения зон электронами определяет механизм проводимости вещества и объясняет деление веществ на диэлектрики, полупроводники и проводники. Прежде всего заполняются зоны с меньшей энергией. Зона, полностью заполненная, но обладающая наибольшей энергией, называется валентной зоной. Следующая за ней зона, называемая зоной проводимости, может быть незаполненной или частично заполненной. Незаполненная зона соответствует случаю полупроводников и диэлектриков, а частично заполненная зона – случаю проводников.

В кристаллических решетках различных веществ валентная зона и зона проводимости могут примыкать вплотную друг к другу, могут даже перекрываться, а могут значительно отстоять друг от друга. В последнем случае валентную зону и зону проводимости разделяет запрещенная зона, в которой электроны находиться не могут. В зависимости от величины запрещенной зоны резко изменяются многие параметры веществ и, прежде всего, электропроводность. Величину запрещенной зоны измеряют в электронвольтах (эВ). Если ширина запрещенной зоны равна нулю или близка к нему, то электроны за счет собственной тепловой энергии могут перейти на свободные уровни и увеличить проводимость вещества. Вещества с такой структурой

---

<sup>8</sup> Уильям Лоуренс Брэгг (1890–1971) – английский физик, основоположник рентгеноструктурного анализа. Установил условие образования максимумов дифракции рентгеновского излучения на кристаллической структуре твердого тела – условие Брэгга–Вульфа.



энергетических зон относят к проводникам. Типичные проводники — металлы. Диэлектрики обладают большей шириной запрещенной зоны, обычно равной нескольким электронвольтам. Промежуточное положение по ширине запрещенной зоны занимают полупроводники, величина запрещенной зоны в них составляет приблизительно 0,1–3 эВ. В полупроводниках можно сравнительно легко перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости за счет внешних воздействий (например, повысив температуру).

### Оптические микрорезонаторы и эффект туннелирования

Как мы уже говорили, фотонные кристаллы можно представить состоящими из оптических элементов, или квазиатомов. Для наглядности рассмотрим фотонный кристалл, в котором квазиатомами являются оптические микрорезонаторы (рис.17), т.е. микрополости, стенки которых обладают высоким

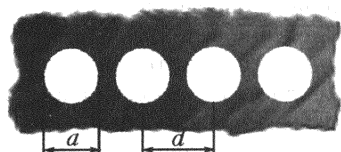


Рис. 17. Одномерная цепочка оптических микрорезонаторов

коэффициентом отражения в определенном диапазоне частот. Микрорезонатор для видимого диапазона света может быть образован, например, пластинами металла (серебро или золото). Близкими к микрорезонатору свойствами обладают пленки или нити, состоящие из прозрачного материала с большим показателем преломления и окруженные средой с меньшим показателем преломления. На таком принципе основана волоконная оптика. Попавший в волокно свет распространяется по нему практически без потерь, испытывая многократное полное внутреннее отражение. Опять же по аналогии с электроном можно сказать, что среда с большим показателем преломления действует на фотон, как потенциальная яма действует на электрон, т.е. удерживает его в соответствующей области пространства.

Предположим, что фотоны, находящиеся в резонаторе, могут туннелировать в ближайшие соседние (левый и правый) резонаторы. Туннелированием называют переход частицы из одной точки пространства в другую, отделенную от первой потенциальным барьером высотой, превышающей энергию частицы. Процесс туннелирования в физике твердого тела является чисто квантовым явлением. Его характеризуют вероятностью туннелирования, зависящей от высоты потенциального барьера, его ширины и энергии частицы.

В оптике также существует туннелирование. Одним из примеров этого явления служит эффект нарушения полного внутреннего отражения при сближении двух призм, наблюдавшийся еще Ньютоном. Допустим, что фотон, распространяясь по оптически более плотной среде с показателем преломления  $n_1$ , попадает на границу с менее плотной средой с показателем преломления  $n_2$  ( $n_2 < n_1$ ), находящейся над первой. Если угол падения больше критического угла полного внутреннего отражения  $\theta = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$ , то фотон испытает полное внутреннее отражение. Анализ уравнений Максвелла<sup>9</sup> показывает, что при этом в оптически менее плотной среде вместо прошедшей волны вдоль поверхности распространяется так называемая вытекающая волна, амплитуда которой затухает по экспоненциальному закону. Если над поверхностью раздела сред поместить другую оптически более плотную среду с  $n = n_1$ , то вытекающая волна проникает в нее и превращается там в свободно распространяющуюся волну.

Ньютон обнаружил это явление, изучая цветовой состав света при переходе из одной призмы в другую. Он использовал вторую призму *B* со слегка выпуклой поверхностью и ожидал, что размер прошедшего во вторую призму пучка будет соответствовать области контакта призм (рис.18). Однако эксперимент дал иной результат – размер вышедшего из второй призмы пучка оказался больше области контакта. Это свидетельствовало о нарушении режима полного внутреннего отражения даже в местах, где контакт между призмами нарушен, но расстояние между их поверхностями не превышает долей микрона. Ньютон предложил сугубо механистическое объяснение такого эффекта. По его мнению, частицы света (фотоны), вылетали с поверхности первой призмы (*A*) по инерции, за счет их сверхвысоких скоростей, и резко тормозились в промежутке между призмами. Если расстояние до второй призмы было мало, то их скоростей хватало, чтобы попасть во вторую среду. Здесь легко увидеть механическую аналогию с подбрасыванием вверх мячика, который может удариться в потолок только в том случае, если тот находится не слишком высоко. Согласно Ньютону, фотоны,

---

<sup>9</sup> Джеймс Клерк Максвелл (1831–1879) – английский физик, создатель классической электродинамики, один из основоположников статистической физики. Развивая идеи М.Фарадея, создал теорию электромагнитного поля (уравнения Максвелла). Ввел понятие о токе смещения, предсказал существование электромагнитных волн, выдвинул идею электромагнитной природы света.

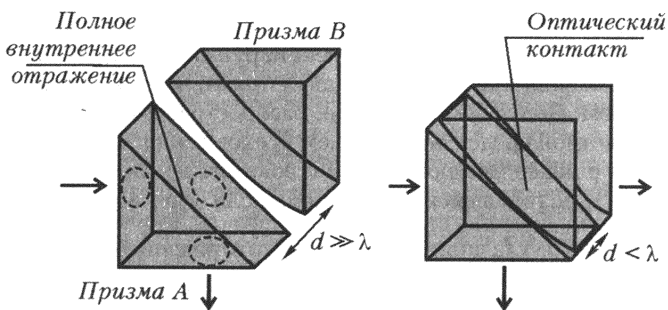


Рис. 18. Знаменитый опыт Ньютона по прохождению света через две призмы

вылетов из первой призмы, были вынуждены преодолевать потенциальный барьер, образованный в зазоре между призмами.

Эффект Ньютона в настоящее время интерпретируют в терминах квантового туннельного эффекта. Говорят, что фотон туннелирует из одной среды в другую так же, как электрон переходит из одной потенциальной ямы в другую, преодолевая при этом потенциальный барьер. Здесь аналогами потенциальных ям для фотонов служат оптически более плотные среды, а аналогом барьера между ними — оптически менее плотная среда (рис.19). Туннелирование фотонов широко используется в ин-

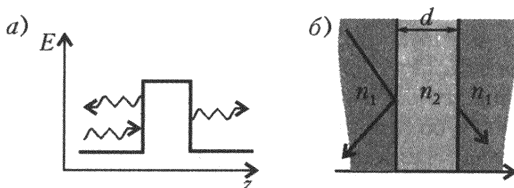


Рис. 19. Схематическое изображение процесса туннелирования электрона через потенциальный барьер (а) и фотона через среду с пониженным значением показателя преломления (б)

тегральной оптике для обеспечения оптической связи между различными оптическими каналами.

### **Возникновение разрешенных и запрещенных зон в фотонном кристалле**

Но вернемся к фотонному кристаллу в виде цепочки микрорезонаторов (см. рис.17), в которой ширина каждой полости квазиатомов  $a$ , а расстояние между центрами соседних квазиатомов  $d$ .

В изолированном микрорезонаторе, так же, как и в уединенном атоме, возможные уровни энергии дискретны. Это одно из основных свойств квантовых систем, ограниченных в трех измерениях. Пусть  $E_1$  и  $E_2$  — дискретные энергетические уровни, принадлежащие семейству разрешенных уровней изолированного резонатора. Как «соседство» других резонаторов повлияет на уровни  $E_1$  и  $E_2$ ? В физике твердого тела ответ хорошо известен: дискретные уровни энергии превращаются в разрешенные зоны. Ширина разрешенных зон увеличивается с увеличением амплитуды вероятности туннелирования, которая возрастает с уменьшением расстояния между резонаторами, как показано на рисунке 20 (сравните с рисунком 15). При достаточном сближении

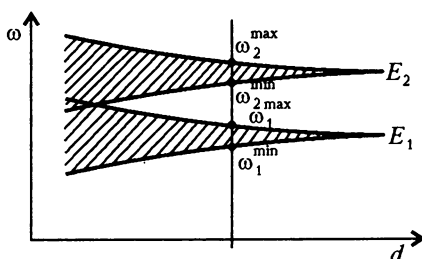


Рис. 20. Образование энергетических разрешенных полос из дискретных уровней за счет туннельных переходов

микрорезонаторов придем к картине разрешенных и запрещенных зон в фотонном кристалле, полностью аналогичной рисунку 16. Если энергия фотона находится в разрешенной зоне, фотон свободно распространяется вдоль цепочки микрорезонаторов, хотя закон дисперсии, связывающий частоту и длину волны фотона, вообще говоря, кардинально отличается от такового для свободного фотона.

Приведенные рассуждения естественно обобщаются на двух- и трехмерные структуры. Нужно лишь отметить, что расстояния между микрорезонаторами должны быть достаточно малыми и показатель преломления среды, заполняющей межрезонаторное пространство, также должен быть малым, чтобы в нем не могли находиться фотоны запрещенного диапазона частот.

### Зоны Бриллюэна

В предыдущем параграфе мы установили, что не все частоты являются разрешенными для распространения электромагнитной волны в фотонном кристалле, а спектр частот

делится на разрешенные и запрещенные полосы или зоны. Это выглядит весьма необычно с позиций традиционной оптики, но весьма привычно в тех областях физики, где изучают распространение волн в периодических средах, например в гофрированных волноводах или цепочках, состоящих из одинаковых радио-электронных компонентов. Наиболее подробно изучено распространение электронов (электронных волн) в кристаллах.

Далее возникают естественные вопросы. Какой вид имеет электромагнитная волна в фотонном кристалле, если ее частота принадлежит разрешенной зоне? Чем она отличается от таковой в вакууме или в однородной среде? Строгие ответы на эти вопросы можно получить, решив уравнения Максвелла для периодической среды – фотонного кристалла. Это непростая задача, но она вполне разрешима. Попробуем перевести ее решение с точного научного языка на научно-популярный. Будем двигаться от простого к сложному, используя по ходу аналогию с распространением электронов в кристалле.

Бегущая волна в однородной среде описывается формулой

$$\xi(\vec{r}, t) = A \cos(\varphi(\vec{r}, t)),$$

где  $A$  – амплитуда волны, а  $\varphi(\vec{r}, t)$  – ее фаза. При рассмотрении интерференционных эффектов фаза волны играет существенную роль, поэтому в дальнейшем будем говорить именно о ней. В плоской волне фаза равна

$$\varphi(\vec{r}, t) = \omega t - \vec{k}\vec{r},$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор точки наблюдения,  $t$  – момент времени наблюдения,  $\omega$  – циклическая частота,  $\vec{k}$  – волновой вектор волны. Напомним, что волновой вектор указывает направление распространения фазы волны (он перпендикулярен волновой поверхности), а его длина называется волновым числом и равна  $k = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения.

Частота и волновой вектор связаны между собой соотношением, называемым дисперсионным уравнением. Для электромагнитных волн в однородной изотропной среде с показателем преломления  $n$  это уравнение имеет простой вид:

$$\omega = vk,$$

где  $v = c/n$  – фазовая скорость волны,  $c$  – скорость света. Показатель преломления  $n$  является функцией частоты, поэтому зависимость  $\omega(\vec{k})$  может быть весьма непростой. График зависимости  $\omega(\vec{k})$  на плоскости  $(\omega, k)$  называется дисперсионной кривой среды.

Дисперсионное уравнение описывает кинематику волновых процессов в среде: фазовую скорость  $v = \omega(\vec{k})/k$  и групповую скорость перемещения волновых пакетов  $v_{гр} = \partial\omega/\partial k$ , о которой мы поговорим подробнее в следующей главе. Скорость расплывания волновых пакетов определяется второй производной  $\partial^2\omega/\partial k^2$  и более высокими производными. Поэтому дисперсионным уравнениям в физике волновых процессов уделяется большое внимание.

Снова обратимся к аналогии фотон-электрон. Как в этом смысле обстоят дела у электронов в кристалле? Распространение электронов в кристалле можно описывать в терминах электронной волны – знаменитой волны де Бройля<sup>10</sup>. Исходя из этой идеи, Э.Шрёдингер<sup>11</sup> создал основы волновой квантовой механики, что является одним из самых высоких достижений физики двадцатого столетия.

Фаза волновой функции электронов в вакууме может быть представлена тем же уравнением, что и фаза плоской волны, т.е.  $\phi(\vec{r}, t) = \omega t - \vec{k}\vec{r}$ , только теперь входящие в него величины определены несколько иначе:  $\omega = E/\hbar$  и  $\vec{k} = \vec{p}/\hbar$ , где  $\hbar = 1,06 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – постоянная Планка, а  $E$  и  $\vec{p}$  – энергия и импульс электрона. Эти соотношения являются математическим выражением того корпускулярно-волнового дуализма электрона, который лежит в основе квантовой механики. Частота  $\omega$  и волновой вектор  $\vec{k}$  являются волновыми, а энергия  $E$  и импульс  $\vec{p}$  – корпускулярными характеристиками электрона. Связь между импульсом и волновым вектором электрона чаще представляется в иной форме:

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p},$$

которая называется формулой де Бройля. Используя связь энергии и импульса:  $E = \frac{p^2}{2m}$  ( $m$  – масса электрона), а также формулу  $\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}$ , энергию свободного электрона можно представить в виде

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}.$$

---

<sup>10</sup> Луи де Бройль (1892–1987) – французский физик-теоретик. Впервые осмелился описать движение электрона волновым уравнением (Нобелевская премия 1929 г.).

<sup>11</sup> Эрвин Шрёдингер (1887–1961) – австрийский физик, один из создателей квантовой механики (Нобелевская премия 1933 г.).

Последняя формула называется энергетическим спектром или законом дисперсии свободного электрона. Фактически (с точностью до константы  $\hbar$ ) она является дисперсионным уравнением для свободного электрона. Таким образом, задание энергии  $E$  и импульса  $\vec{p}$  полностью определяет состояние свободного электрона. При этом обе величины не изменяются с течением времени. В квантовой механике их называют хорошими квантовыми числами.

Указанное свойство энергии и импульса следует из однородности времени и пространства. Например, для сохранения импульса необходимо, чтобы пространство не содержало внешних неоднородных полей, другими словами, было инвариантно относительно сдвигов на произвольные, в том числе и бесконечно малые, смещения.

А какова ситуация в кристалле? Как там движется электрон и как выглядит электронная волна? На первый взгляд кажется, что свободное движение электрона в кристалле вообще невозможно. Действительно, атомы в нем упакованы столь плотно, что там просто нет места для свободного движения электрона. В лучшем случае длина свободного перемещения электрона не должна превышать среднее расстояние между атомами, т.е. расстояние порядка  $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$ . Опыт же дает, что в металлах и полупроводниках эта длина в сотни и тысячи раз больше и ограничена сверху только несовершенством периодической структуры кристалла. Причина такого несоответствия в том, что механизм свободного движения электрона в кристалле имеет квантово-механическое происхождение. На самом деле движение электрона по кристаллу представляет собой квантовые (туннельные) прыжки от одного иона к другому. Поэтому можно сказать, по крайней мере на качественном уровне, что координата электрона принимает дискретный ряд значений:  $x_n = na$ , где  $a$  — межатомное расстояние,  $n$  (целое число) — номер атома. Поскольку частота этих прыжков велика, а длина их мала ( $\sim 1 \text{ \AA}$ ), то наблюдаемое на больших интервалах расстояния и времени движение электрона весьма напоминает свободное и

также может быть описано волной де Бройля с фазой  $\frac{E}{\hbar}t - kx_n$ .

Для наглядности мы рассматриваем идеализированный одномерный кристалл, в котором цепочка атомов вытянута вдоль оси  $OX$ , а атомы имеют координаты  $x_n$ . Поняв характер движения электрона в этом случае, нетрудно перейти к реальным трехмерным кристаллам. Важным отличием фазы волны

электрона в кристалле от фазы волны электрона в однородной среде является то, что входящая в нее координата в случае кристалла принимает дискретный ряд значений. Волновое число  $k$  связано с длиной волны, как обычно, соотношением  $k = 2\pi/\lambda$ . При большой длине волны ( $\lambda \gg a$ ) дискретность движения электрона, очевидно, не ощущается, но с увеличением  $k$  возникает новое важное свойство, принципиально отличающее описание движения электрона в кристалле от движения свободного электрона.

Действительно, если в фазе волны изменить волновое число на величину  $g = 2\pi m/a$ , где  $m$  – произвольное целое число, то фаза изменится на  $2\pi m$ , а сама волна останется прежней, так как период косинуса или синуса, которыми она описывается, равен  $2\pi$ . Получается, что сама волна, а следовательно, и ее характеристики, например энергия, периодически зависят от  $k$  с периодом, равным  $k_0 = 2\pi/a$ . Поэтому можно сказать, что волновой вектор в кристалле существенно отличается от волнового вектора в пустом пространстве, где такой периодичности нет. Так же, как и для свободного электрона, в кристалле вводят величину  $p = \hbar k$ , которую называют квазиимпульсом, имея в виду отмеченное выше различие волновых векторов электрона в кристалле и в свободном пространстве.

Поскольку волновая функция и энергия электрона являются периодическими функциями квазиимпульса, то при анализе его свойств, как правило, достаточно рассмотреть один период изменения квазиимпульса

$$-\frac{\hbar\pi}{a} < p < \frac{\hbar\pi}{a},$$

который называют основной или приведенной зоной Бриллюэна<sup>12</sup>. Энергия  $E$  – многозначная функция квазиимпульса  $p$ . Многозначность означает, что каждому значению квазиимпульса в приведенной зоне соответствуют несколько значений энергии, принадлежащих разрешенным зонам энергии. Так в общих чертах выглядит закон дисперсии или энергетический спектр электрона в кристалле.

А как теперь перейти к фотонным кристаллам и к дисперсионным соотношениям для них? Такой переход производится очень просто, если учесть, что вся вышеприведенная картина

---

<sup>12</sup> Леон Бриллюэн (1889–1969) – французский физик. Прославился работами по квантовой механике, физике кристаллов и других периодических сред («зоны Бриллюэна»).



является общей для широкого класса волновых процессов в периодических структурах – будь то электронные, электромагнитные или упругие волны. Эта общность была отмечена Л.Бриллюэном и М.Пароди в книге «Распространение волн в периодических структурах».

В своем рассказе мы обсудили свойства электронов в кристалле, поскольку эта тема разработана наиболее полно и широко известна. Но в этом отношении интересны и упругие волны в кристаллах и их кванты – фононы, а также волны намагниченности в ферромагнетиках – спиновые волны или магноны. Так, ферромагнитная структура, магнитные свойства которой изменяются в пространстве с периодом, близким к длине спиновой волны, обладают свойствами фотонного кристалла для магнонов. Пионерские работы в этом направлении принадлежат профессора Ю.В.Гуляеву и С.А.Никитову и их коллегам из Института радиоэлектроники РАН.

Итак, если при рассмотрении волн в периодической среде заменить квазиимпульс  $\vec{p}$  на волновой вектор  $\vec{k}$  и энергию  $E(\vec{p})$  на частоту  $\omega(\vec{k})$ , то все сказанное выше полностью применимо к фотонным кристаллам и к распространению электромагнитных волн в них.

Переход к двумерным и трехмерным периодическим структурам, хотя и является довольно громоздким и требует определенного пространственного воображения, не вносит каких-либо новых качественных усложнений и понятий. Он будет рассмотрен позже.

### Дисперсионные диаграммы

После того как мы пришли к понятию основной зоны Бриллюэна, настало время построить дисперсионную диаграмму, т.е. рассчитать семейство дисперсионных кривых для фотонного кристалла.

Начнем с одномерного случая, предположив, что свет может распространяться только вдоль одной оси – оси  $OX$ . Тогда волновой вектор  $\vec{k}$  имеет координаты  $\vec{k} = \{k, 0, 0\}$ , где  $k$  – волновое число. В однородной среде, как уже говорилось, дисперсионный закон прост:

$$\omega = \frac{c}{n} k.$$

Если показатель преломления  $n$  не зависит от частоты излучения  $\omega$ , то дисперсионная диаграмма представляет собой прямую, проходящую через начало координат (рис.21).

Теперь предположим, что среда неоднородная, но оптический контраст мал – практически равен единице. Такая квазиоднородная среда позволяет плавно перейти от однородной среды к периодической. С одной стороны, появляются эффекты, связанные с периодом, а с другой стороны, дисперсионные линии не сильно отличаются от прямых, характерных для однородного случая. Поскольку в периодических средах

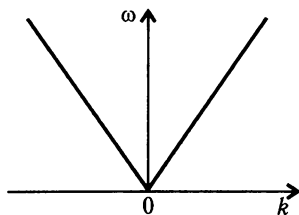


Рис. 21. Дисперсионная диаграмма для света, распространяющегося в однородной среде

достаточно рассматривать только первую (основную) зону Бриллюэна, ограничим диаграмму именно этой областью. Чтобы не потерять никакой информации о волнах в кристалле, необходимо транслировать в первую зону участки дисперсионных линий для волновых векторов, не попавших в нее. В результате мы получим диаграмму, показанную на рисунке 22.

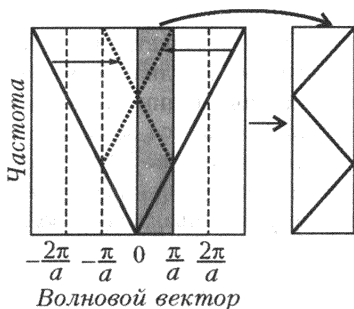


Рис. 22. Дисперсионная диаграмма одномерного фотонного кристалла с бесконечно малым оптическим контрастом и ее приведение к диаграмме для первой зоны Бриллюэна

Но что произойдет, если фотонный кристалл обладает существенным оптическим контрастом? При относительно высоком контрасте условия интерференционного усиления и ослабления отраженных от границ слоев волн будут сильнее сказываться на результате прохождения и отражения света. Как уже говорилось, этим условиям удовлетворяют волны, длина которых в два раза превышает период кристалла:  $\lambda = 2a$ . Следовательно, их волновое число должно равняться  $k = 2\pi/\lambda = \pi/a$ . При таких значениях  $k$  наблюдается полное отражение волны от кристалла, а внутри его возникает стоячая волна. Стоячая волна может сформироваться либо при сложении, либо при вычитании двух бегущих волн, описываемых уравнениями  $\xi_1(x, t) = \cos(\omega t - kx)$  и  $\xi_2(x, t) = \cos(\omega t + kx)$ . Используя формулы тригонометрии и учитывая, что на границе зоны  $k = \pm\pi/a$ , несложно найти

выражения для стоячих волн:

$$\zeta_1(x, t) = 2 \cos \frac{\pi x}{a} \cos \omega t \quad \text{и} \quad \zeta_2(x, t) = 2 \sin \frac{\pi x}{a} \sin \omega t.$$

Из полученных формул видно, что пучности стоячих волн двух типов смещены относительно друг друга на половину периода решетки. Поэтому если максимумы амплитуды стоячих волн первого типа приходятся на слои с показателем преломления  $n_1$ , то стоячие волны второго типа имеют максимумы в слоях с показателем преломления  $n_2$ .

Здесь уместно вновь обратиться к аналогии с физикой твердого тела и отметить, что в кристаллических телах волновые функции электронов на границах зоны Бриллюэна тоже формируют стоячие волны, одни из которых имеют пучности в районе положительных ионов решетки, а другие — в промежутках между ними. В физике твердого тела это приводит к тому, что стоячие волны двух типов по-разному взаимодействуют с кристаллической решеткой и, следовательно, обладают различными энергиями. На диаграмме это выражается в расщеплении дисперсионной линии на две и образовании зазора между ними, который является запрещенной зоной.

Аналогичный эффект возникает и для дисперсионных диаграмм. Дисперсионные линии на границах зоны Бриллюэна также раздваиваются, и возникает фотонная запрещенная зона

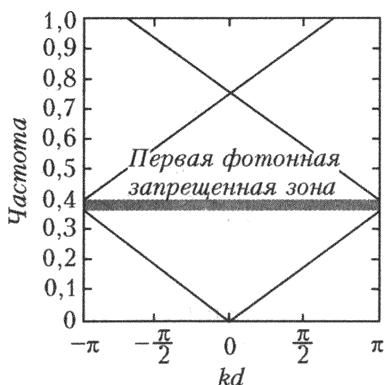


Рис. 23. Дисперсионная диаграмма для одномерного фотонного кристалла, состоящего из бесконечного числа парных слоев диэлектриков с показателями преломления  $n_1 = 2$  и  $n_2 = 1,5$

(рис.23). Заметим, что по оси ординат на дисперсионных диаграммах обычно откладывают безразмерную частоту  $\omega a / (2\pi c)$ . Это связано с тем, что оптические свойства фотонного материала зависят от отношения длины волны излучения и периода структуры, а не от их абсолютных величин.

Поскольку при значениях  $k = \pm \pi/a$  в фотонном кристалле возникают стоячие волны, то энергия при этом нигде не переносится. В то же время из теории волн известно, что скорость переноса энергии обычно совпадает с

групповой скоростью  $v_{\text{гр}} = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ . Получается, что на границах зоны Бриллюэна групповая скорость обращается в ноль. Но по геометрическому смыслу производной это означает, что касательная к графику зависимости  $\omega(k)$  должна иметь нулевой угол наклона к оси абсцисс, т.е. быть горизонтальной. Поэтому дисперсионные кривые в районе границ зоны Бриллюэна не только раздваиваются, но и загибаются так, чтобы на границе быть горизонтальными.

Обсудив дисперсионную диаграмму для одномерного фотонного кристалла, поговорим и о двумерных кристаллах. Двумерный случай интересен тем, что, с одной стороны, это истинно фотонно-кристаллическая структура с характерными для нее свойствами, а с другой стороны, она не настолько сложна, как трехмерные фотонные кристаллы. Начнем опять со структуры с малым, близким к единице, оптическим контрастом. Для примера возьмем уже встречавшуюся нам систему параллельных диэлектрических стержней (рис.24). Предположим, что свет

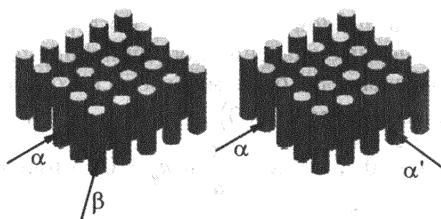


Рис. 24. Двумерный фотонный кристалл из системы параллельных цилиндров

распространяется по такой системе в плоскости, перпендикулярной стержням. В зависимости от направления распространения волна будет взаимодействовать со структурой, демонстрирующей разные периоды модуляции оптических свойств. Так, если свет пойдет вдоль направления  $\alpha$ , модуляция будет иметь период  $a$ , в то время как для направления  $\beta$  период модуляции будет в  $\sqrt{2}$  раз больше. Важно, что система обладает симметрией – например, случаи распространения излучения в направлениях  $\alpha$  и  $\alpha'$  эквивалентны.

Как и в одномерных фотонных кристаллах, все многообразие волновых векторов сводится к первой зоне Бриллюэна, только теперь она становится двумерной. Для квадратной кристаллической решетки зона Бриллюэна представляет собой квадрат, но

существующий не в обычном пространстве, а в пространстве волновых векторов (рис.25). Здесь мы впервые сталкиваемся с обозначениями, принятыми в зонной теории физики твердого

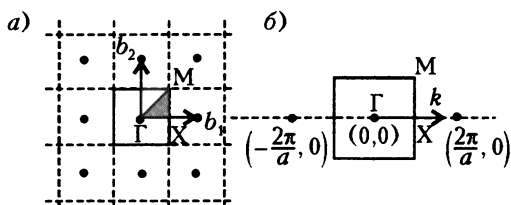


Рис. 25. а) Пространство волновых векторов для двумерной квадратной решетки. Первая зона Бриллюэна. б) Координаты в  $k$ -пространстве вдоль направления ГХ

тела. Волновой вектор  $\vec{k}$  для волн, распространяющихся в фиксированной плоскости, определяется двумя координатами. Однако на дисперсионной диаграмме его необходимо отложить вдоль одной оси, поэтому приняли правило однозначного соответствия точек на прямой и волновых векторов из первой зоны Бриллюэна. Основные значения координат двумерного вектора обозначают заглавными буквами греческого алфавита. Так, точка  $\Gamma$  имеет координаты  $(0, 0)$ , т.е.  $k_x = 0$  и  $k_y = 0$ , точка X – координаты  $\left(\frac{\pi}{a}, 0\right)$ , т.е.  $k_x = \frac{\pi}{a}$  и  $k_y = 0$ , а точка M –  $\left(\frac{\pi}{a}, \frac{\pi}{a}\right)$ , т.е.  $k_x = \frac{\pi}{a}$  и  $k_y = \frac{\pi}{a}$ , и так далее. Учет симметрии позволяет совсем сузить диапазон векторов, необходимых для получения полной фотонной картины, до так называемой неприводимой первой зоны Бриллюэна. Оказывается, что для передачи многообразия наиболее важных волновых векторов в фотонике достаточно перебрать значения координат волнового вектора вдоль ограничивающей неприводимую зону Бриллюэна траектории ГХМГ, показанной на рисунке 25,а.

Для простоты рассуждений сосредоточим внимание на направлении ГХ. Прежде всего, как и в одномерном случае, необходимо транслировать эквивалентные интервалы волновых векторов с  $|k_x| > \pi/a$  на интервал  $|k_x| < \pi/a$ . Поэтому соответствующие участки дисперсионных кривых переходят параллельным переносом в область  $|k_x| < \pi/a$ . Далее, учитывая, что нет различия между направлениями вдоль и против оси ОХ, отбросим отрицательные значения  $k_x$  и придем к отрезку ГХ. Но это

представление неполное. На отрезок ГХ будут проецироваться не только точки, лежащие на оси  $0k_x$ , но и, например, точки с координатами  $\left(k_x, \frac{2\pi}{a}\right)$ , которые также эквивалентны точкам  $(k_x, 0)$  отрезка ГХ. Им соответствуют частоты  $\omega = \frac{c}{n} \sqrt{k_x^2 + \left(\frac{2\pi}{a}\right)^2}$ , превосходящие частоты  $\omega = \frac{c}{n} k_x$  точек  $(k_x, 0)$ . Дисперсионный закон для таких точек показан на рисунке 26 штрихпунктирной

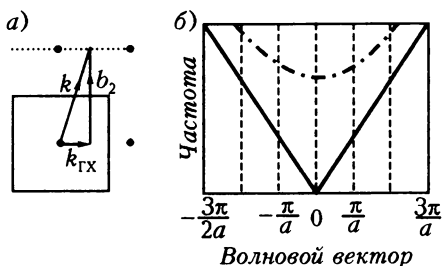


Рис. 26. а) Волновой вектор  $\vec{k}$  может быть транслирован на отрезок ГХ путем вычитания вектора обратной решетки  $\vec{b}_2$ . б) Дисперсионная кривая для таких волновых векторов показана штрихпунктирной линией

кривой. После приведения к отрезку ГХ диаграмма принимает вид, показанный на рисунке 27. Для всех точек типа  $\left(k_x, \frac{2\pi l}{a}\right)$ , где  $l$  – целое число, ситуация аналогична, но им будут соответствовать дисперсионные кривые больших частот.

Если провести схожие рассуждения для других частей первой зоны Бриллюэна (ХМ и МГ), то можно построить дисперсионную диаграмму, которая очень похожа на расчетную для фотонного кристалла с малым оптическим контрастом (рис.28).

Как уже отмечалось, в двумерном фотонном кристалле невозможно существование полных запрещенных зон – ведь у света всегда есть возможность распространяться не строго вдоль плоскости, перпендикулярной стержням, а под углом к ней. Но, как следует из полученной дисперсионной диаграммы, в фотонном кристалле с пренебрежимо малым оптическим контрастом отсутствуют даже квазиполные запрещенные зоны. Под квазиполной запрещенной зоной подразумевается интервал частот, для которых запрещено распространение волн по кристаллу вдоль всех направлений, лежащих в плоскости, перпендикулярной стержням.

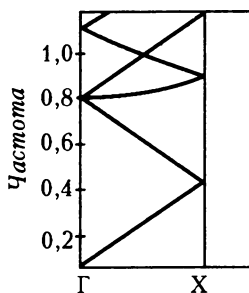


Рис. 27. Область ГХ дисперсионной диаграммы двумерного фотонного кристалла из цилиндров, образующих квадратную кристаллическую решетку с периодом  $a$  в веществе с показателем преломления  $n = 1,260$ . Оптический контраст бесконечно мал

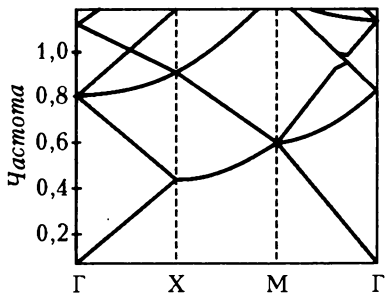


Рис. 28. Дисперсионная диаграмма двумерного фотонного кристалла рисунка 27

Если контраст структуры увеличить, то такие запрещенные зоны появятся. Причем, как и для одномерных кристаллов, чем выше оптический контраст, тем больше ширина зон. Вид диаграммы зависит от типа распространяющейся волны. В двумерных кристаллах обычно выделяют два независимых типа волн – ТЕ-волны (поперечные электрические) и ТМ-волны (поперечные магнитные). Для волн класса ТЕ характерно, что вектор электрического поля направлен строго перпендикулярно плоскости распространения, а вектор магнитного поля лежит в этой плоскости (рис.29). Ситуация с ТМ-волнами аналогична, но с точностью до наоборот: магнит-

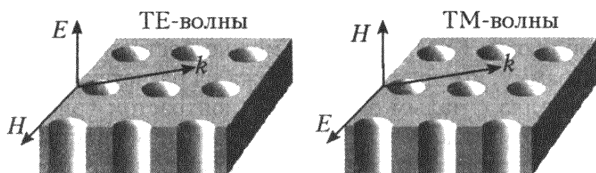


Рис. 29. ТЕ- и ТМ-волны

ное поле перпендикулярно плоскости распространения, а электрическое поле параллельно ей.

На рисунке 30 показана дисперсионная диаграмма для ТЕ-волны, бегущей по двумерному фотонному кристаллу в плоскости, перпендикулярной образующим его цилиндрам. Видно, что существует несколько квазиполных запрещенных зон. Самая широкая из них имеет ширину около 400 нм (от  $\lambda_1 =$

$=1692$  нм до  $\lambda_2 = 2083$  нм) при периоде кристалла 500 нм. Легко заметить, что вблизи границ интервалов запрещенных частот дисперсионные кривые загибаются и непосредственно на границе имеют горизонтальную касательную. Это происходит в основных точках зоны Бриллюэна (точки Г, X, М). Можно заключить, что для этих высокосимметричных точек групповая скорость излучения обращается в ноль и формируются стоячие волны.

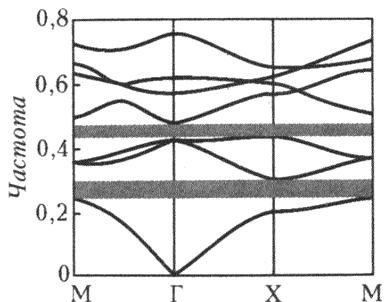


Рис. 30. Дисперсионная диаграмма двумерного фотонного кристалла с квазизапрещенными зонами

Для трехмерных фотонных кристаллов ситуация схожая, только зона Бриллюэна теперь уже строится в трехмерном пространстве и ограничена иными характерными точками. На рисунке 31 приведена дисперсионная диаграмма для трехмер-

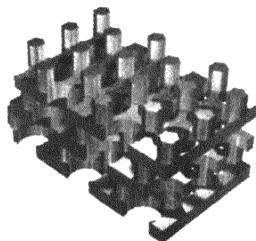
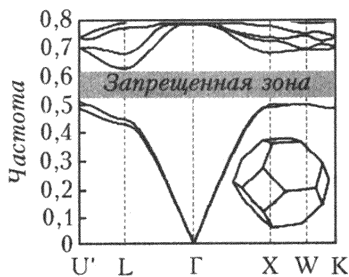


Рис. 31. Дисперсионная диаграмма для трехмерного фотонного кристалла (показанного на рисунке справа)

ного кристалла, обладающего широкой запрещенной зоной (21% от частоты, соответствующей середине зоны). Причем эта зона действительно является полной – свет в указанном интервале частот не может распространяться по кристаллу ни в одном направлении.

### Аналогия с колесом

В заключение этой главы будет уместно еще раз вернуться к эквивалентности в фотонном кристалле волновых векторов, отличающихся на величину, кратную  $2\pi/a$ , и проил-



люстрировать ее несколько отвлеченным, на первый взгляд, примером.

При просмотре кинофильмов вы наверняка замечали, что колеса движущихся автомобилей (или других транспортных средств) часто вращаются не туда, куда нужно, а в противоположном направлении. Например, автомобиль на экране движется слева направо, а мы видим, что все его четыре колеса вращаются против часовой стрелки. Иногда удается наблюдать и еще более странное зрелище. Когда в кинофильме автомобиль начинает разгоняться, его колеса сначала вращаются в нужном направлении, затем резко меняют направление вращения на противоположное, после этого, несмотря на все увеличивающуюся скорость машины, вращение колес замедляется, на мгновение замирает и... продолжается в первоначальном направлении.

Описанный эффект называют стробоскопическим, и связан он с тем, что в кино запись изображения происходит не непрерывно, а дискретно, и наш глаз реагирует на изображение лишь в отдельные моменты времени — кадр за кадром. Благодаря высокой частоте смены кадров (обычно 24 кадра в секунду) мы этой дискретности не замечаем и воспринимаем весь процесс как непрерывный, но зато при этом возникают интересные явления, одно из которых мы только что описали. Но как дискретность наблюдения влияет на видимую скорость колеса?

О скорости вращения колеса мы судим по перемещению каких-либо его элементов, например спиц. Если за промежуток времени между двумя последовательными кадрами колесо успевает повернуться на угол, равный углу между двумя ближайшими спицами, то на следующем кадре оно будет выглядеть абсолютно так же, как и на предыдущем, и возникнет впечатление, что оно не вращается. Стоит скорость колеса уменьшить так, что за время между кадрами оно лишь немного не успевает повернуться до совпадения спиц, и будет казаться, что колесо вращается в противоположном направлении.

Для простоты дальнейших рассуждений понаблюдаем не за всем колесом, а за меткой, которую нанесем на одну из его спиц. При этом движение метки будем характеризовать двумя скоростями: действительной —  $v_d$  и наблюдаемой —  $v_n$ . Пусть колесо начинает вращаться, постоянно ускоряясь. График зависимости  $v_n$  от  $v_d$  показан на рисунке 32. Максимальное значение наблюдаемой скорости достигается, когда в промежутке между двумя кадрами метка поворачивается ровно на  $180^\circ$ . При дальнейшем увеличении настоящей скорости метка за то же время успеет повернуться на больший угол, и создается впечатление,

что она резко меняет направление движения, вращается в противоположном направлении. Наблюдаемая скорость при этом отрицательна. Когда  $v_d$  станет еще в два раза больше, изображение метки на экране остановится – ведь теперь метка за время смены кадров успевает сделать целый оборот. При еще больших скоростях кажущееся

движение метки возобновится, вновь достигнет максимальной скорости, резко сменит направление и так далее. Скорость  $v_n$  будет изменяться с «периодом»  $\Delta v$ , зависящим от частоты смены кадров.

Получается, что, наблюдая вращение колеса в кино, сложно понять истинную его скорость. Одно и то же значение  $v_n$  достигается при разных значениях  $v_d$ . С точки зрения зрителя, значения скорости  $v_{d1}$ ,  $v_{d1} + \Delta v$ ,  $v_{d1} + 2\Delta v$ , ..., отличающиеся друг от друга ровно на  $\Delta v$ , эквивалентны. Все многообразие возможных значений наблюдаемой скорости можно увидеть, вращая метку со скоростями, принадлежащими интервалу от 0 до  $\Delta v$ , который назовем 1-й зоной. Тот же результат можно получить, варьируя скорость в пределах 2-й зоны – от  $\Delta v$  до  $2\Delta v$ , и так далее. Поэтому график на рисунке 32 можно урезать, ограничив рассмотрение, например, только первой зоной.

Подведем итоги. Если следить за вращением колеса непрерывно, то наблюдаемая скорость всегда равна действительной:  $v_n = v_d$ . Но стоит взглянуть на колесо «подмаргивая», дискретно, как сразу возникнут описанные явления, и наблюдатель не отличит скорость  $v_{d1}$  от большей скорости  $v_{d1} + \Delta v$ . Причина этого – в дискретности отсчетов моментов наблюдения.

Но вернемся к фотонным кристаллам и постараемся увидеть аналогию с рассмотренным колесом.

Когда волна бежит по многослойной среде, она время от времени наталкивается на границы между слоями. Именно в эти моменты времени и происходит все самое важное – отражения и преломления. Толща слоев выполняет только задерживающую роль, меняя фазу волны нужным образом. Можно сказать, что границы между слоями аналогичны кадрам в кино и являются теми самыми дискретными отсчетами. Роль действительной скорости колеса играет волновое число  $k$ , а наблюдаемой – частота волны  $\omega$ . Получается, что, рисуя график

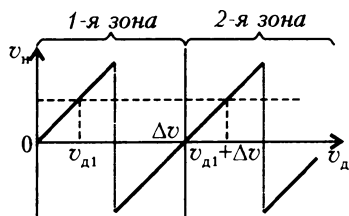


Рис. 32. Зависимость наблюдаемой скорости колеса от действительной

$v_n = f(v_d)$ , мы фактически строили нечто похожее на дисперсионную диаграмму.

Таким образом, благодаря дискретности областей отражений и преломлений волны (точки отсчета) и периодичности их расположения, все волновые числа  $k$ , которые больше некоторого граничного значения, эквиваленты соответствующим волновым числам, меньшим этой критической величины. Для одномерного фотонного кристалла граничное значение равно  $\pi/a$ . Кроме того, возможно распространение волн и в противоположном направлении. В результате приходим к интервалу  $(-\pi/a; \pi/a)$  – первой зоне Бриллюэна, – в котором заключены все значения координаты волновых векторов, необходимые для полного описания оптических свойств фотонного кристалла.

Точно так же можно рассуждать и об электронной волне в твердом теле, только там «точками отсчета» служат атомы кристаллической решетки. Вот почему вид и обозначения дисперсионных диаграмм в фотонике и электронике очень похожи.

---

## НЕОБЫЧНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ

### Фазовая и групповая скорости

В предыдущей главе мы упомянули о групповой скорости, которая обращается в ноль в высокосимметричных точках зоны Бриллюэна. Понятия групповой и фазовой скоростей играют существенную роль в теории фотонных кристаллов, поэтому стоит обсудить их более подробно.

Рассмотрим обычную бегущую монохроматическую<sup>13</sup> волну, которая, как известно, периодична как в пространстве, так и во времени. Поэтому уравнение такой волны можно записать в виде  $\xi(x, t) = A \cos(\omega t - kx)$ , где  $A$  – ее амплитуда,  $\omega$  – частота,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число. Знак «минус», стоящий под знаком косинуса, показывает, что волна бежит в положительном направлении оси  $OX$ . Знак «плюс» означал бы распространение в обратную сторону. Чтобы определить скорость фазы такой волны, зафиксируем фазу и примем ее равной нулю (что соответствует максимуму волны). Тогда получим  $\omega t = kx$ , и  $v = x/t = \omega/k$ . Поскольку мы наблюдали за движением фиксированной фазы волны, то найденная скорость называется фазовой:

$$v_{\text{ф}} = \frac{\omega}{k}.$$

Подчеркнем, мы определили именно фазовую скорость волны, а она далеко не всегда связана со скоростью переноса материи или информации. Чтобы это стало более понятно, представим цепочку шариков, нанизанных на нить, и мысленно пустим по ней поперечную волну, которая будет приводить к отклонению шариков в стороны. Фаза в такой волне будет распространяться по цепочке, но никакого перемещения материи не произойдет – ни один из шариков не сместится вдоль таких бус. Фазовая скорость может быть сколь угодно большой, она может даже превышать скорость света, а реальные скорости шариков при этом могут быть не больше скорости улитки.

Гармоническая (косинусоидальная или синусоидальная) вол-

---

<sup>13</sup> Монохроматическая волна – это волна определенной частоты. Для световых волн в видимой области можно сказать, что монохроматическая волна имеет определенный цвет.

на не может нести никакой информации, поскольку каждый ее период в точности повторяет предыдущий. Знаменитый принцип причинности Эйнштейна она не нарушит, даже если ее фазовая скорость превысит скорость света в вакууме. Чтобы подать сигнал, надо сделать какую-то «отметку» на волне. Такой отметкой может быть, например, изменение любого из параметров волны – амплитуды, частоты или начальной фазы. Но как только отметка сделана, волна перестает быть гармонической. Она становится модулированной, представляющей собой набор простых синусоидальных волн с различными амплитудами, частотами и начальными фазами, т.е. группу волн. Скорость перемещения отметки в модулированной волне и является скоростью сигнала.

Итак, при передаче информации всегда имеют дело с немонохроматическими волнами – ведь только с их помощью можно передавать данные. Рассмотрим простейший случай немонохроматической волны – волну, являющуюся суммой двух гармонических волн с близкими частотами  $\omega - \Delta\omega$  и  $\omega + \Delta\omega$  и с волновыми числами  $k - \Delta k$  и  $k + \Delta k$ :

$$\xi(x, t) = \cos((k - \Delta k)x - (\omega - \Delta\omega)t) + \cos((k + \Delta k)x - (\omega + \Delta\omega)t).$$

Используя известные тригонометрические формулы, получим

$$\xi(x, t) = 2 \cos(\Delta kx - \Delta\omega t) \cos(kx - \omega t).$$

Это выражение означает, что распространяется гармоническая волна, но с модулированной амплитудой  $2 \cos(\Delta kx - \Delta\omega t)$ , которая сама является волной (рис.33). Повторяя рассуждения для

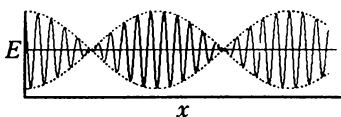


Рис. 33. Волна с модулированной амплитудой

монохроматической волны, найдем, что эта волна амплитуды перемещается с фазовой скоростью  $v_\phi = \Delta\omega/\Delta k$ . Перемещение волны амплитуды, иначе называемой огибающей волнового пакета, и означает передачу сигнала,

причем скорость этого сигнала равна

$$v_{\text{гр}} = \frac{\Delta\omega}{\Delta k},$$

или, переходя к бесконечно малым,

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk}.$$

Именно с такой скоростью бежит волновой пакет, или группа волн. Отсюда и происходит название скорости – групповая скорость.

В зависимости от характеристик среды, волны обладают различными групповыми и фазовыми скоростями, которые определяются зависимостью показателя преломления среды от частоты волны, т.е. дисперсией среды. Поэтому дисперсионные диаграммы, т.е. графики зависимости частоты излучения от его волнового вектора, очень важны. Из полученной формулы следует, что групповая скорость, в силу геометрического смысла производной, равняется тангенсу угла наклона касательной к дисперсионной кривой в данной точке. Как мы видели в предыдущих параграфах, дисперсионные кривые фотонных кристаллов имеют достаточно сложную форму, благодаря чему касательная к этим кривым может иметь как положительный, так и отрицательный углы наклона. А это означает, что в фотонных материалах возможно распространение волн с групповой скоростью, направленной не только вдоль фазовой скорости, но и противоположно ей.

### Однажды на лекции

В фотонных кристаллах и метаматериалах световая волна может вести себя весьма необычным образом. Наиболее характерным примером служит явление отрицательного преломления.

Интересно, что рисунок 34, на котором изображена схема преломления света, коренным образом отличающаяся от той, к которой мы привыкли со школьной скамьи, впервые был нарисован мелом на доске во время лекции по теории колебаний. Лектор, Леонид Исаакович Мандельштам, стремясь приучить студентов обосновывать каждый шаг рассуждений, обратил их внимание на «логический скачок», который совершается при выводе закона преломления света. Из того факта, что световая энергия после прохождения поверхности должна оттекать от границы раздела сред, делается вывод, что преломленный луч  $r$  и падающий луч  $i$  должны лежать по разные стороны от нормали к поверхности (рис.35). Однако это лишь один из двух возможных случаев.

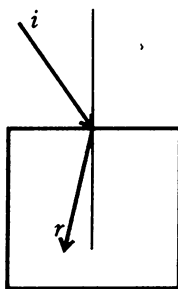


Рис. 34. Ход луча при необыкновенном, отрицательном преломлении

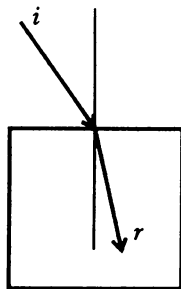


Рис. 35. Ход луча при обыкновенном, положительном преломлении

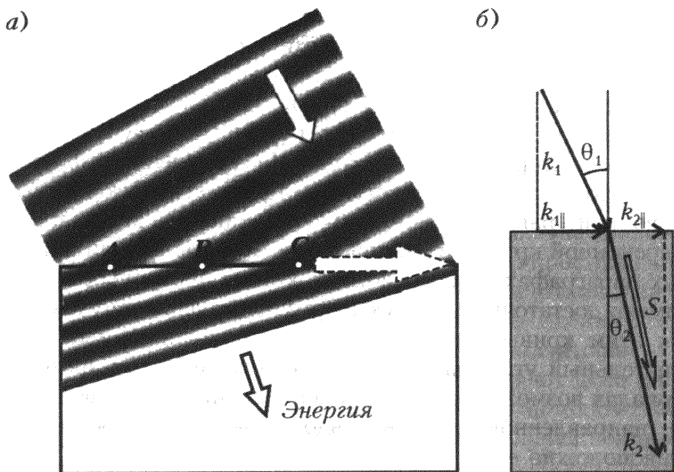


Рис. 36. Обычное, положительное преломление. Направление распространения энергии и условие согласования фазы волны на границе раздела

Действительно, разберемся, как выводится закон преломления света. Пусть на поверхность раздела под некоторым углом падает световая волна (рис.36,а). Вследствие наклонного падения на одни участки поверхности приходят горбы волны (показаны светлым), на другие – впадины (показаны темным). Так как граница раздела сред является общей для преломленной и падающей волн, то, очевидно, преломленная волна должна иметь горбы и впадины в тех же местах поверхности, что и падающая. Однако во второй среде скорость волн меньше и потому меньше длина волны – расстояние, которое успевают пробежать горбы и впадины за период колебаний. Как видно из рисунка, «сшить» одну волну с другой можно только повернув их относительно друг друга. При этом если представлять картинку движущейся, то при движении волн в направлениях, указанных стрелками, точки А, В, С, соответствующие впадинам волны, побегут вдоль поверхности вправо (пунктирная стрелка).

Рисунок 36,б иллюстрирует то же самое, но на языке волновых векторов. Параллельные поверхности раздела составляющие волновых векторов падающей и преломленной волн должны быть равны (это соответствует условию сшивания двух волн). А длины волновых векторов должны относиться как показатели преломления (это соответствует тому факту, что длины волны в

разных средах различны<sup>14</sup>):

$$k_{1\parallel} = k_{2\parallel}, \quad \frac{k_1}{k_2} = \frac{n_1}{n_2},$$

где индексы 1, 2 соответствуют первой и второй среде, обозначение  $\parallel$  использовано для составляющих, параллельных поверхности. Получается, что свет преломляется на границе раздела, и направление луча изменяется — оно становится ближе к нормали к поверхности. Если рассмотреть треугольники, образованные волновыми векторами и их проекциями, то можно увидеть, что синусы углов падения и преломления относятся обратно пропорционально отношению показателей преломления сред:

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{n_2}{n_1},$$

а это не что иное, как знаменитый закон преломления (закон Снеллиуса<sup>15</sup>).

Получив этот результат, авторы большинства учебников и успокаиваются. Однако существует и иная возможность сшить две волны, а именно так, как показано на рисунке 37,а. При этом не следует забывать, что эта картинка находится в движении и точки *A*, *B* и *C*, соответствующие впадинам, движутся вправо. Тогда для волны в среде остается только одна экстравагантная возможность: двигаться к поверхности. Именно это обстоятельство и останавливало ученых: не может быть, чтобы световая энергия двигалась не сверху (от источника излучения), а появлялась откуда-то из глубин второй среды, куда еще энергия от источника дойти не может: следствие опережает причину. Это нарушает один из основных принципов мироздания — принцип причинности — да и просто противоречит здравому смыслу! И вот тут-то Л.И.Мандельштам и поймал составителей учебников на логической непоследовательности:

«Причем здесь энергия? Ведь направление движения волны определяется фазовой скоростью, а энергия же перемещается с групповой скоростью. Здесь допускается, таким образом, логи-

---

<sup>14</sup> В этом легко убедиться, вспомнив, как связаны между собой длина волны и волновое число:  $k = 2\pi/\lambda$ , и тот факт, что длина волны в среде с показателем преломления  $n$  уменьшается по сравнению с длиной волны в вакууме в  $n$  раз:  $\lambda = \lambda_0/n$ .

<sup>15</sup> Виллеброрд Снеллиус (1580–1626) — голландский ученый. Работы относятся к математике, оптике, астрономии. Экспериментально открыл закон преломления света.



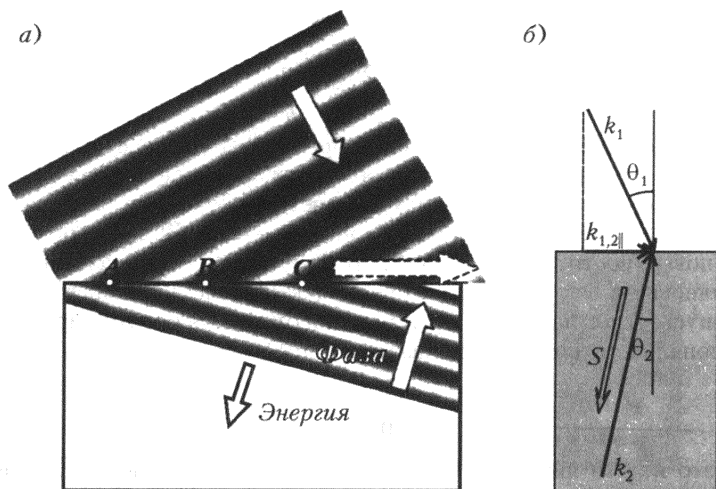


Рис. 37. Отрицательное преломление. Направление распространения энергии и условие согласования фазы волны на границе раздела

ческий скачок, которого не чувствуют лишь потому, что привыкли к совпадению направлений движения энергии и фазы».

Действительно, на рисунке 36 направление движения энергии просто совпадало с направлением волновых векторов – принцип причинности выполнялся автоматически. Одновременного выполнения условия сшивания и соблюдения принципа причинности в случае преломления, представленном на рисунке 37, тоже можно достичь, если волна движется в направлении стрелки с надписью «Энергия», а горбы и впадины бегут в противоположную сторону, указываемую стрелкой «Фаза». На векторном языке (рис.37,б) это будет означать, что вектор Умова – Пойнтинга<sup>16</sup>  $\vec{S}$ , указывающий направление движение

<sup>16</sup> Николай Алексеевич Умов (1846–1915) – русский физик-теоретик. Автор трудов по теории колебаний, электричеству, оптике, земному магнетизму, молекулярной физике. Ввел понятие плотности потока энергии, сформулировал уравнение движения энергии.

Джон Генри Пойнтинг (1852–1914) – английский физик, член Лондонского Королевского общества. Основные работы относятся к электромагнетизму, оптике и электрофизике. Ввел понятие потока энергии электромагнитного поля и впервые вывел выражение для скорости изменения электрической энергии, содержащейся внутри замкнутой поверхности (теорема Пойнтинга).

энергии волны, противоположен по направлению волновому вектору  $\vec{k}$ , указывающему направление движения фазы. При этом закон преломления останется справедливым, если положить  $n_2$  меньшим нуля (угол преломления  $\theta_2$  отсчитывается влево от нормали и также меньше нуля). Таким образом, энергия волны, как и положено, оттекает от границы раздела, а фаза волны набегаёт на границу раздела. Условия сшивания и принцип причинности снова выполнены. Но какой ценой? Нам пришлось предположить нечто необычайное: противоположность направлений фазовой и групповой скоростей и отрицательность показателя преломления!

Впрочем, после знакомства с дисперсионными диаграммами фотонных кристаллов такая ситуация уже не выглядит столь необычной. А для смежных дисциплин физики это и вовсе не в новинку. К примеру, в радиофизике существуют приборы – лампы обратной волны, в которых фазовая и групповая скорости направлены навстречу друг другу. Этот факт был хорошо известен Л.И.Мандельштаму. Однако в оптике до недавнего времени таких волн никто не встречал. Не встречал, пока не появились новые искусственные среды: фотонные кристаллы и левые среды. Если о последних мы ещё поговорим подробнее позже, то сейчас обсудим условия возникновения отрицательного преломления в фотонных кристаллах.

### **Преломление и отражение света в фотонном кристалле**

Дисперсионные диаграммы не только дают информацию о том, будет ли излучение на данной частоте распространяться по кристаллу, но также позволяют установить характер этого распространения – определить углы преломления, фазовую и групповую скорости.

Как мы выяснили в предыдущем разделе, свет, попадая на границу раздела двух сред с разными показателями преломления, преломляется так, что проекция его волнового вектора на границу двух сред остаётся неизменной. Частота света также остаётся постоянной, поэтому явление преломления света удобно рассматривать в терминах изочастотных линий, т.е. линий равной частоты, построенных в системе координат  $k_{\perp} - k_{\parallel}$ , где  $k_{\perp}$  и  $k_{\parallel}$  – перпендикулярная и параллельная по отношению к границе раздела двух сред составляющие волнового вектора. При этом формулу  $\omega = ck/n$  удобно переписать в виде  $\omega = c\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2}/n$ . В отсутствие дисперсии, когда частота про-

порциональна волновому числу, изочастотная кривая является кругом:  $k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 = (\omega n/c)^2$ , радиус которого пропорционален показателю преломления. Учитывая, что  $k_{\parallel} = k_{2\parallel}$ , легко представить преломление света в пространстве волновых векторов, как

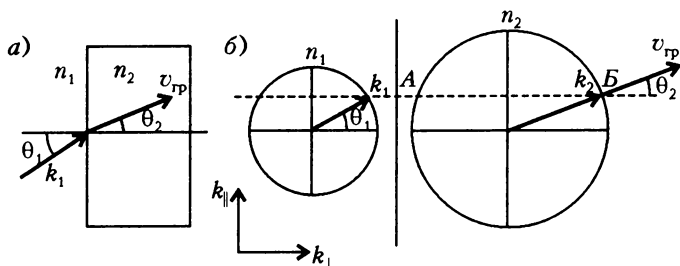


Рис. 38. Преломление света, падающего на границу раздела двух сред с различными показателями преломления. Схема преломления в обыкновенном пространстве (а) и в пространстве волновых векторов (б)

показано на рисунке 38. Для этого достаточно спроецировать вектор  $k_1$  на границу раздела и найти точку пересечения проекционной прямой (штриховая прямая на рисунке 38,б) с изочастотным кругом. Эта точка определит конец волнового вектора  $k_2$  преломленной волны.

Внимательный читатель заметит, однако, что проекционная прямая пересекает изочастотный круг не в одной, а в двух точках (точки А и Б), и вполне законно спросит, почему мы выбрали именно вторую точку (точка Б). Для того чтобы ответить на этот вопрос, разберемся, куда направлена групповая скорость излучения, ведь именно она задает направление распространения энергии волны. По определению, групповая скорость равна  $v_{гр} = \frac{d\omega}{dk}$ . В то же время, направление этой скорости определено выражением

$$\vec{v}_{гр} = \frac{\partial \omega}{\partial k_{\parallel}} \vec{e}_{\parallel} + \frac{\partial \omega}{\partial k_{\perp}} \vec{e}_{\perp},$$

где  $\vec{e}_{\parallel}$  и  $\vec{e}_{\perp}$  — единичные векторы, направленные вдоль и перпендикулярно поверхности преломления. Из этой формулы следует, что групповая скорость всегда перпендикулярна изочастотным поверхностям и направлена в сторону наибольшего роста частоты. На языке математики можно сказать, что групповая скорость совпадает с градиентом функции  $\omega = f(k_{\parallel}, k_{\perp})$ . В данном случае бóльшим значениям частоты соответствуют изочастотные круги большего радиуса, поэтому групповая скорость

направлена по радиусу изочастотного круга от его центра. Следовательно, в точке *A* групповая скорость указывает на первую среду, что означает распространение энергии из второй среды в первую и противоречит здравому смыслу. Поэтому из двух точек мы должны выбрать точку *B*, для которой групповая скорость направлена правильно. Заметим, что при этом волновой вектор также направлен по радиусу и, следовательно, фазовая и групповая скорости параллельны.

Из полученной схемы видно, что угол преломления света  $\theta_2$  меньше угла падения  $\theta_1$  при условии, что вторая среда оптически более плотная, чем первая. Фактически представленная картина иллюстрирует закон преломления Снеллиуса:  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ .

Обратимся теперь к двумерному фотонному кристаллу и рассмотрим первые две фотонные зоны. Строго говоря, для полноты картины необходимо одновременно учитывать все зоны, но в целях упрощения ситуации мы ограничимся именно двумя. Из представленной на рисунке 39 диаграммы видно, что такая структура имеет узкую неполную запрещенную зону на безразмерных частотах ( $\omega a / (2\pi c)$ ) около 0,392. На рисунке 40 показаны три изочастотные кривые, построенные на основании представленных дисперсионных кривых для двумерного фотонного кристалла.

На рисунке 40,а изображены изочастотные кривые для частот ниже запрещенной зоны, а на рисунке 40,б — выше.

Видно, что на низких частотах изочастотные кривые являются кругами и фотон преломляется так же, как и в обычных средах. Это связано с тем, что на таких частотах длина волны фотона превышает период кристаллической решетки, и свет распространяется по фотонному кристаллу, как по однородной

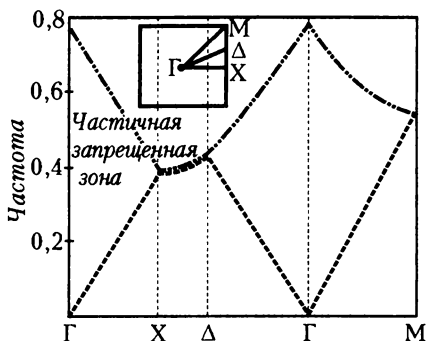


Рис. 39. Дисперсионная диаграмма двумерного фотонного кристалла с квадратной кристаллической решеткой с периодом  $a$ , образованной цилиндрическими стержнями радиусом  $r = 0,3a$  в диэлектрической матрице. Показатели преломления материалов стержней и матрицы равны  $n_1 = 1,39$  и  $n_2 = 1,26$  соответственно

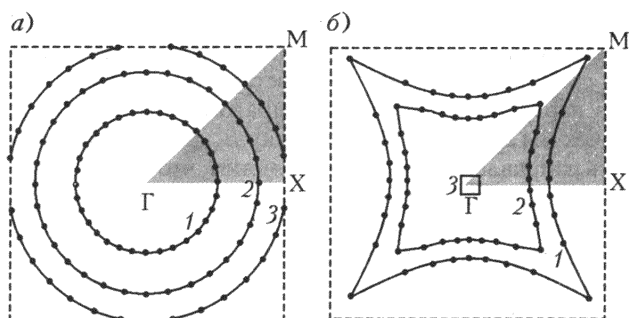


Рис. 40. Поверхности равных частот для двумерного фотонного кристалла рисунка 39

среде. На нижней границе запрещенной зоны круг изочастотной кривой терпит разрывы, поскольку при этом в направлениях около точки  $X$  распространение невозможно. Если перейти из пространства волновых векторов обратно в обычное пространство, то это означает, что на этих частотах свет не может распространяться в направлениях, близких к оси  $OX$ .

Изочастотные кривые для частот выше запрещенной зоны имеют более сложную форму. Это приводит к тому, что при некоторых углах падения преломление либо практически отсутствует, либо наоборот сильно выражено, порой настолько сильно, что возникает эффект отрицательного преломления, когда падающая и преломленная волны лежат по одну сторону относительно перпендикуляра к границе раздела материалов. Эти два случая показаны на рисунке 41. Принцип построения аналогичен построениям для однородной среды. При помощи изочастотных кривых несложно определить направление волнового вектора преломленного луча  $k_2$ . Для этого, как и раньше для однородных сред, начертим проекционную прямую и найдем точки ее пересечения с изочастотной кривой в фотонном материале. Вновь возникает проблема выбора между двумя точками. Для ее решения нарисуем векторы групповых скоростей. Теперь групповая скорость направлена внутрь изочастотных кривых — ведь в этом диапазоне частот с увеличением частоты уменьшается размер изочастотных кривых. Физический смысл имеют векторы в точках  $A$  и  $B$ , поэтому волновые векторы преломленных лучей необходимо провести именно в эти точки. При этом получается, что фазовая скорость (напомним, что фазовая скорость совпадает по направлению с волновым вектором) направлена к первой среде, но здесь никакого парадокса нет,

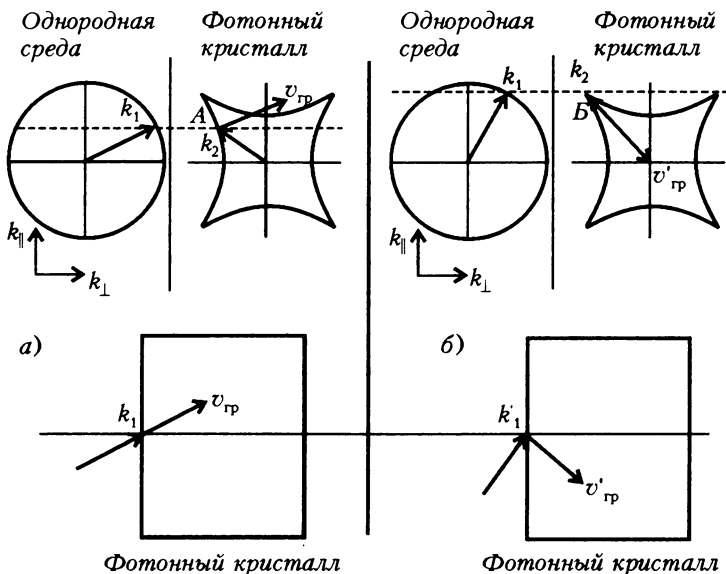


Рис. 41. Схема двух случаев преломления света на поверхности фотонного кристалла: а) преломление почти отсутствует; б) преломление отрицательное

ведь энергия в волне распространяется в нужном направлении.

В первом случае приходим к тому, что групповая скорость направлена вдоль продолжения волнового вектора падающей волны – преломление почти отсутствует, показатель преломления близок к единице (см. рис.41,а). Во втором случае групповая скорость составляет с волновым вектором большой угол, так что лежит в той же полуплоскости относительно перпендикуляра к поверхности кристалла – отрицательное преломление, эффективный показатель преломления меньше нуля (см. рис.41,б).

Из приведенных примеров видно, что характер преломления света определяется формой изочастотной кривой, в зависимости от которой фотонный кристалл может выступать в роли коллиматора<sup>17</sup> либо в роли собирающей или рассеивающей линз.

<sup>17</sup> Коллиматор (от латинского collineo – направляю по прямой линии) – оптическое устройство для получения пучков параллельных лучей или частиц.

## ЛЕВЫЕ СРЕДЫ

Подчеркнем еще раз, что отрицательное преломление реализуется не только в фотонных кристаллах, но и в так называемых метаматериалах, исследование которых в настоящее время вызывает не меньший интерес. Об этих удивительных материалах здесь и пойдет речь.

### Электричество, магнетизм и оптика в одной упряжке

Во второй половине XIX века Джеймс Клерк Максвелл связал воедино три раздела физики: электричество, магнетизм и оптику, написав свои знаменитые уравнения. Одним из решений уравнений Максвелла являются волны переменных электрического и магнитного полей, которые должны распространяться в вакууме со скоростью света.

В школьной физике электрическое поле принято характеризовать вектором напряженности электрического поля  $\vec{E}$ . Аналогом напряженности электрического поля в магнетизме является вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H}$ , который связан с более привычным из курса школьной физики вектором магнитной индукции  $\vec{B}$  следующим соотношением:

$$B = \mu \mu_0 H.$$

Здесь  $\mu$  – магнитная проницаемость, характеризующая магнитные свойства среды. Подобно тому, как диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  характеризует электрические свойства среды, показывая, во сколько раз электрическое поле в среде  $E$  ослабевает по сравнению с полем в вакууме  $E_0$ , магнитная проницаемость определяет аналогичное соотношение для напряженностей магнитного поля:  $\mu = \frac{H_0}{H}$ . Коэффициент  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-6}$  Гн/м является магнитной постоянной, его также называют магнитной проницаемостью вакуума. Он связывает единицу измерения магнитной индукции (Тл) и единицу измерения напряженности магнитного поля (А/м).

При движении волны в одной «упряжке» с ней бегут электрическое поле и магнитное поле, как и положено, запряженные

в тройку. На строгом научном языке говорят, что волновой вектор  $\vec{k}$ , вектор электрического поля  $\vec{E}$  и вектор магнитного поля  $\vec{H}$  образуют тройку векторов. При этом расположение векторов неслучайно, и «запрягают» их по определенным правилам. В школе это правило называют «правилом буравчика». При вращении буравчика он начинает двигаться поступательно, и направление его движения зависит от направления резьбы. Как правило, используют буравчик с *правой нарезкой*. Это означает, что при вращении по часовой стрелке буравчик вкручивается в материал, а при вращении против часовой стрелки – выкручивается из него (рис.42,а). Хотя и редко, но встречаются буравчики и с *левой нарезкой* («левые винты»), которые ведут себя противоположным образом (рис.42,б).

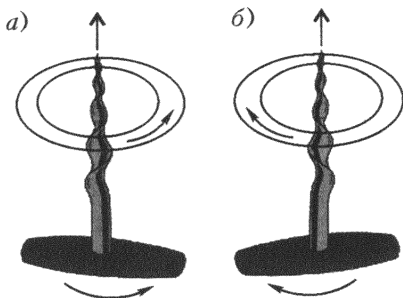


Рис. 42. Буравчики с правой (а) и левой (б) нарезками

Вернемся однако к нашим векторам (рис.43). Обычно векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  располагаются так, чтобы при вращении буравчика от вектора электрического поля  $\vec{E}$  к вектору магнитного поля  $\vec{H}$  направление его поступательного движения указывало бы направление волнового вектора  $\vec{k}$  (см. рис.43,а), оно совпадает также с направлением движения энергии в волне  $\vec{S}$  (вектор

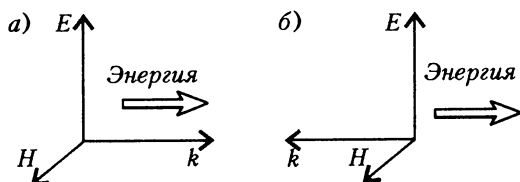


Рис. 43. Правая (а) и левая (б) тройки векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$

Умова – Пойнтинга). Слово «обычно» неслучайно стоит в начале предыдущего предложения. Дело в том, что возможна и такая ситуация, когда взаимное расположение векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  определяется правилом буравчика с левой нарезкой (см. рис.43,б), при этом направление распространения энергии  $\vec{S}$



остается прежним. Говорят, что в первом случае векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  образуют *правую тройку*, а во втором – *левую тройку* векторов. Второй случай как раз и соответствует той среде, в которой направление фазовой скорости и направление групповой скорости противоположны. По способу «упряжки» векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  такие среды были названы В.Г.Веселаго (1967 г.) *левыми средами*.

Таким образом, взаимное расположение фазовой и групповой скоростей определяется расположением векторов электрического и магнитного полей и, значит, зависит от электрических и магнитных свойств среды. При этом оказывается, что диэлектрическая проницаемость среды в случае переменных полей отличается от статической электрической проницаемости и в общем случае описывается функцией от частоты переменного поля  $\epsilon(\nu)$ . Так, на оптических частотах, когда электрическое поле изменяет свою величину квиндрильон раз в секунду ( $10^{15}$  Гц), величина диэлектрической проницаемости не превышает 10, а в металлах и вовсе становится... отрицательной (т.е. заряды в металле под действием электрического поля движутся в сторону, противоположную той, к которой мы привыкли при рассмотрении законов постоянного тока: положительные заряды теперь движутся против поля, отрицательные – по полю). Магнитная проницаемость  $\mu$  также зависит от частоты приложенного магнитного поля. В оптическом диапазоне практически все материалы имеют магнитную проницаемость, равную единице (т.е. на таких высоких частотах все среды можно считать немагнитными), но в некоторых магнитных материалах (ферриты) в области микроволнового излучения магнитная проницаемость может стать меньше нуля (т.е. материал намагничивается против поля).

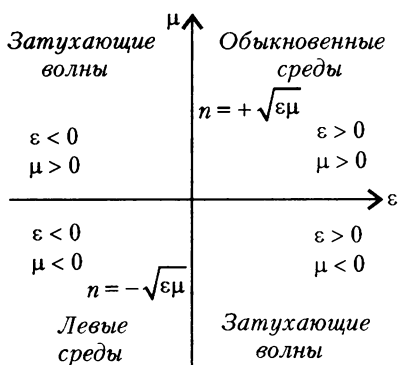


Рис. 44. Классификация материалов в зависимости от их диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостей

ми), но в некоторых магнитных материалах (ферриты) в области микроволнового излучения магнитная проницаемость может стать меньше нуля (т.е. материал намагничивается против поля).

На диаграмме (рис.44) показаны четыре случая, соответствующие четырем возможным комбинациям знаков диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Первый случай:  $\epsilon > 0$ ,  $\mu > 0$ . Этот случай соответствует обычным средам с положительным показателем

преломления ( $n = +\sqrt{\epsilon\mu}$ ), в которых энергия и фаза волны распространяются в одну сторону (как на рисунке 43,а).

Второй случай:  $\epsilon < 0$ ,  $\mu > 0$ . Он характерен для металлов, в которых электромагнитные волны с частотой меньше  $10^{16}$  Гц (ультрафиолетовый диапазон) не распространяются, полностью отражаясь от поверхности (именно этим объясняется металлический блеск).

Третий случай:  $\epsilon > 0$ ,  $\mu < 0$ . Он имеет место для некоторых магнитных материалов, таких как ферриты, в микроволновом диапазоне. В них также электромагнитные волны не распространяются.

Четвертый случай:  $\epsilon < 0$ ,  $\mu < 0$ . Этот случай соответствует левым средам ( $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ ), в которых распространение электромагнитных волн снова становится возможным, однако фаза и энергия волны распространяются в них в противоположные стороны (как на рисунке 43,б).

Доказательство этих четырех утверждений потребует анализа формул, вытекающих из уравнений Максвелла. Тем, кто хочет докопаться до первоисточников, приводим это доказательство, напечатанное более мелким шрифтом, остальные же могут пропустить его без ущерба для понимания последующего текста.

На языке математических формул описанные четыре случая выражаются в виде системы уравнений, которые ведут свое происхождение от уравнений Максвелла:

$$\begin{cases} [\vec{H} \times \vec{k}] = \frac{\omega}{c} \epsilon_0 \epsilon \vec{E}, \\ [\vec{k} \times \vec{E}] = \frac{\omega}{c} \mu_0 \mu \vec{H}. \end{cases}$$

Первое уравнение отражает тот факт, что переменное электрическое поле порождает вихревое магнитное поле, второе уравнение – что переменное магнитное поле порождает вихревое электрическое (явление электромагнитной индукции Фарадея).

В уравнениях используется векторное произведение векторов. Нам важно только взаимное расположение векторов, а оно определяется правилом буравчика: если вращать буравчик от первого множителя в произведении ко второму, то направление поступательного движения буравчика с правой нарезкой укажет направление вектора произведения. Из этих двух уравнений вытекает все необходимое для объяснения диаграммы на рисунке 44.

1) При  $\epsilon > 0$  и  $\mu > 0$ , как следует из обоих уравнений, векторы  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  образуют правую тройку (чтобы убедиться в этом, достаточно нарисовать взаимное расположение векторов  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{k}$  и установить, какому из двух рисунков 43, а или 43, б оно соответствует).

2) При  $\epsilon < 0$  и  $\mu > 0$  первое уравнение говорит нам, что  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$  образуют левую тройку векторов, а второе уравнение по-прежнему утверждает, что  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$  образуют правую тройку. Налицо явное противоречие, поэтому электромагнитные волны в таких средах распространяться не будут.

3) При  $\epsilon > 0$  и  $\mu < 0$  первое уравнение утверждает, что  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$  образуют правую тройку, а второе – что левую. Снова имеем противоречие и тот же результат – волны распространяться не будут.

4) При  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$  противоречие снимается. Оба уравнения дают нам левые тройки векторов  $\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}$ . В такой среде волна распространяться будет, но вектор фазовой скорости, направленный так же, как вектор  $\vec{k}$ , будет образовывать левую тройку с векторами электрического и магнитного полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . В то же время вектор групповой скорости, определяемый направлением вектора Умова–Пойнтинга, всегда образует правую тройку с векторами  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  независимо от знаков диэлектрической и магнитной проницаемостей. Это непосредственно следует из формулы  $\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}]$ , куда ни  $\epsilon$ , ни  $\mu$  не входят. Таким образом, направления групповой и фазовых скоростей в материалах с  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$  противоположны, т.е. эти материалы являются левыми средами, характеризующимися отрицательным показателем преломления.

Итак, мы знаем секрет левой среды – это материал с  $\epsilon < 0$  и  $\mu < 0$ . Вот здесь-то и заключается главная трудность. Естественные среды, встречающиеся в природе, могут обладать по отдельности отрицательными  $\epsilon$  или  $\mu$ , но никто не встречал материал, в котором диэлектрическая и магнитная проницаемости становились бы отрицательными *одновременно*. Более того, в оптическом диапазоне магнитная проницаемость не только не бывает меньше нуля, но и практически не отличается от единицы. Все это привело к тому, что идея левых материалов, выдвинутая еще в 60-е годы В.Г.Веселаго, долгие годы не вызывала интереса.

Помощь пришла с неожиданной стороны – метаматериалы понадобились для нужд... медицины.

### **Магнетизм наступает**

В медицинской диагностике все более широко используется метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР). Его применяют в томографии при исследовании внутренних органов. В этом методе задействованы магнитные поля двух типов:

– переменное магнитное поле высокочастотной электромагнитной волны, которое возбуждает ядерные спины;

– постоянное магнитное поле, которое задает условия резонанса.

Для лучшего управления высокочастотным излучением понадобились материалы, которые, с одной стороны, вели бы себя как немагнитные в постоянных полях (чтобы не вносить изменения в условия резонанса), а с другой стороны – как магнитные на высокой частоте излучения, чтобы фокусировать излучение в нужные участки тела пациента. По понятным причинам, естественные магнитные материалы на эту роль не подходили.

Английский ученый Дж.Б.Пендри с коллегами в 1999 году придумали следующее: они намотали металлический лист, защищенный с двух сторон изолирующими покрытиями, на цилиндр (рис.45). Получившиеся изделие у создателей вызвало кулинарные ассоциации и потому они назвали его «швейцарский рулетик». Такая структура обладала как индуктивностью, так и емкостью. Размеры структуры (диаметр цилиндра  $\sim 1$  см) были таковы, что резонанс происходил как раз на частотах ядерного магнитного резонанса  $\sim 20$  МГц. Пучок из таких рулетиков представлял для волны не набор из отдельных резонаторов, а метаматериал – эффективную однородную среду. Так происходило потому, что длина волны используемого излучения (около десятка метров) намного превосходила размеры структур, и волна путешествовала сквозь пучок «не замечая» каждый рулетик в отдельности, но ощущая их совокупное действие (подобно тому как световая волна не различает отдельные атомы, проходя сквозь среду). Метаматериал, полученный на основе швейцарских рулетиков, будучи немагнитным, обладал, тем не менее, в определенном диапазоне частот ярко выраженными магнитными свойствами. Разберемся, почему.

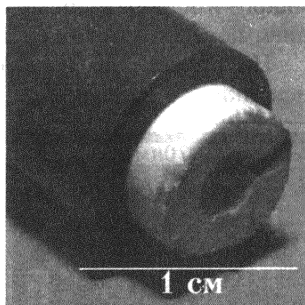


Рис. 45. «Швейцарский рулетик»

Пучок из таких рулетиков представлял для волны не набор из отдельных резонаторов, а метаматериал – эффективную однородную среду. Так происходило потому, что длина волны используемого излучения (около десятка метров) намного превосходила размеры структур, и волна путешествовала сквозь пучок «не замечая» каждый рулетик в отдельности, но ощущая их совокупное действие (подобно тому как световая волна не различает отдельные атомы, проходя сквозь среду). Метаматериал, полученный на основе швейцарских рулетиков, будучи немагнитным, обладал, тем не менее, в определенном диапазоне частот ярко выраженными магнитными свойствами. Разберемся, почему.

Когда рулетик подвергается воздействию электромагнитной волны, в нем возникают индукционные токи – это известное из школьного курса явление электромагнитной индукции. Если индуктивность и емкость таковы, что собственная частота электромагнитных колебаний рулетика близка к частоте волны, то в рулетике возникает резонанс: магнитное поле волны порождает значительные круговые токи, которые, в свою очередь, возбуж-

дают магнитное поле, колеблющееся с той же частотой, что и внешнее поле. Магнитные моменты отдельных рулетиков складываются, создавая в объеме материала намагниченность. Таким образом, искусственная среда, состоящая из немагнитных элементов, может вести себя как магнитная на частотах вблизи резонансной и характеризоваться определенной магнитной проницаемостью, отличной от единицы. Так была открыта дорога для наступления магнетизма в терагерцовый диапазон (приставка «тера» соответствует  $10^{12}$ ). Только роль атомов в этих материалах играют, конечно, не сделанные вручную рулетики, а микро- и наноразмерные структуры, изготовленные с применением новейших технологий.

На рисунке 46 показаны созданные в 2004 году группой немецких, американских и греческих ученых структуры из немагнитного металла (золота), проявляющие магнитные свойства на частоте 100 ТГц, т.е. на длине волны  $\lambda = 3$  мкм. Три микрона – это уже инфракрасное излучение. Не исключено, что к моменту выхода этой книги появятся сообщения о магнитных материалах оптического диапазона.

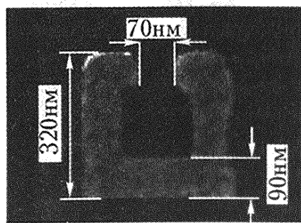


Рис. 46. Кольцевой магнитный резонатор для диапазона 100 ТГц

Интересно, что еще в середине 80-х годов прошлого века ученые из Института теоретической и прикладной электродинамики в Москве В.А.Чистяев и В.Н.Семенов для создания материала с высоким поглощением в определенной области частот использовали фольгированный пластик с елочных украшений, который нарезали и сворачивали в конструкции, напоминающие швейцарские рулетики. Но в то время никто не называл подобные конструкции метаматериалами, и потребовалось несколько десятилетий, чтобы идея сред из искусственных атомов получила свое развитие.

### От искусственного магнетизма к левым средам

Итак, главное препятствие на пути к созданию левых сред – отсутствие материалов, проявляющих магнетизм на высоких частотах, – с появлением искусственных магнитных материалов преодолено. Следующий шаг – получение отрицательной магнитной проницаемости  $\mu$ . Как это устроить?

Здесь нам поможет аналогия магнитных резонаторов с другой

колебательной системой: грузиком на пружине. Это очень популярная в среде физиков система, которую они называют осциллятором. Пусть на грузик действует периодическая сила с частотой  $\nu$ . Как написано в школьных учебниках, при приближении частоты вынуждающей силы к частоте собственных колебаний системы  $\nu_0$  амплитуда колебаний грузика резко увеличивается. Однако тонкости поведения колеблющегося грузика вблизи частоты  $\nu_0$  в школьных учебниках не рассматриваются, а именно в них кроется секрет левых сред. При малой частоте вынуждающей силы  $\nu \rightarrow 0$  отклонение грузика, в соответствии с законом Гука, можно считать пропорциональным действующей силе (рис.47,а): грузик следует за вынуждающей силой. По мере

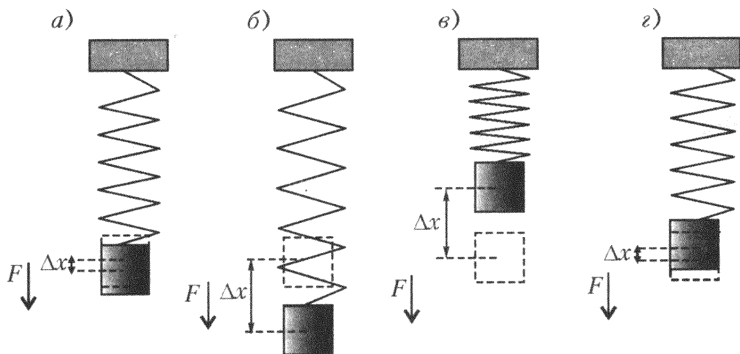
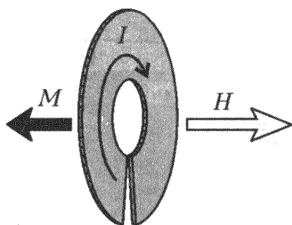


Рис. 47. Вынужденные колебания грузика на пружине при различной частоте внешней силы: а) частота вынуждающей силы стремится к нулю; б) частота внешней силы немного меньше частоты резонанса; в) частота внешней силы немного больше частоты резонанса; г) частота внешней силы во много раз больше резонансной частоты

увеличения частоты вынуждающей силы колебания грузика начинают запаздывать относительно колебаний силы. Это — проявление инертности, грузик как бы ленится выполнять указания внешней силы (в переводе с латинского «инертность» как раз и означает бездеятельность, лень). При этом, однако, амплитуда колебаний нарастает, так как мы приближаемся к резонансной частоте. При частоте, немного меньшей частоты резонанса, амплитуда грузика достигает больших величин, но и отставание значительное (рис.47,б). При частоте, равной собственной, амплитуда максимальна, а запаздывание составляет уже четверть периода: когда значение силы достигает максимума, отклонение равно нулю и только начинает нарастать. При частоте, немного большей частоты резонанса, запаздывание уже превышает чет-

верть периода, а это означает, что отклонение грузика и внешняя сила в некоторые промежутки времени имеют противоположные направления (рис.47,в) – «лень» перерастает в «непослушание». И, наконец, при частотах, много больших резонансных, сила и отклонение всегда противоположны друг другу, грузик уже не следует силе, а как непослушный ребенок «делает все наоборот» (рис.47,г). При этом амплитуда колебаний грузика мала.

Для нас наибольший интерес будет представлять ситуация, соответствующая частоте, немного большей резонансной (см. рис.47,в). Колебания грузика еще велики, но уже появились первые признаки «непослушания»: отклонения грузика противоположны направлению вынуждающей силы. Представим, что



*Рис. 48. Магнитный резонатор – элемент метаматериала. Здесь  $H$  – внешнее поле,  $M$  – магнитный момент резонатора,  $I$  – электрический ток, наводимый полем*

в роли вынуждающей силы выступает переменное магнитное поле, а в роли отклонения – магнитный момент резонатора, возникший под действием магнитного поля (рис.48). При частоте, немного большей резонансной, резонатор проявляет сильные магнитные свойства: внешнее магнитное поле вызывает большой магнитный момент, но направление этого магнитного момента противоположно направлению поля. Метаматериал, состоящий из таких резонаторов, будет «намагничиваться» противоположно полю, т.е. вести себя, как среда с отрицательным  $\mu$ .

Итак, мы теперь знаем, как создать материал с отрицательной магнитной проницаемостью. На пути к созданию метаматериала остается всего один шаг – сделать так, чтобы этот материал обладал еще и отрицательным  $\epsilon$ . Можно снова поступить по аналогии с механическими колебаниями маятника на пружине. Только на этот раз в роли вынуждающей силы будет выступать электрическое поле, а в роли отклонения грузика от положения равновесия – электрическая поляризация системы. Резонаторы, «специализирующиеся» на электрической составляющей поля электромагнитной волны, будут иметь вид не колечек, а палочек – миниатюрных антенн.

Первый метаматериал, составленный из таких колечек и палочек был изготовлен в 2000 году и обладал свойствами левой среды в гигагерцовом диапазоне (рис.49). Размер резонаторов был немного меньше сантиметра. «Атомы» такой среды, точнее

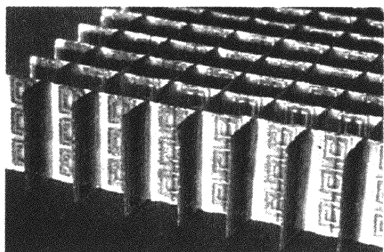


Рис. 49. Метаматериал, обладающий свойствами левой среды в гигагерцовом диапазоне

квазиатомы, можно было увидеть невооруженным глазом и даже пощупать руками, но и длина волны излучения, на которую материал был рассчитан, составляла 30 см. Здесь работал все тот же принцип масштабируемости, что и в фотонных кристаллах: увеличение

длины волны позволяет в такое же число раз увеличить размер частиц, составляющих среду. Отметим, однако, и различие с фотонными кристаллами. В фотонных кристаллах длина волны сравнима с размерами квазиатомов, именно благодаря этому наблюдается явление многолучевой интерференции при отражении от атомных слоев. В левых средах длина волны *больше* размеров «атомов» и сам метаматериал представляет для волны эффективно *однородную среду*, т.е. волна, не замечая отдельных резонаторов, распространяется по левой среде, как в однородной среде с определенными  $\epsilon$  и  $\mu$ .

Современные нанотехнологии позволяют получать структуры, размеры которых составляют нанометры, так что создание оптических левых сред уже не за горами.

### Новая оптика

Возможность получения материалов, в которых магнитная проницаемость может быть отлична от единицы, заставляет по-новому взглянуть на основные законы и представления оптики, рожденные в предположении  $\mu = 1$ .

Начнем с определения показателя преломления. Обычно применяемое в «немагнитном приближении» соотношение для показателя преломления среды  $n = \sqrt{\epsilon}$  теперь должно быть заменено на  $n = \sqrt{\mu\epsilon}$ , т.е. в нем учитываются не только диэлектрические, но и магнитные свойства среды. В том случае когда магнитная и диэлектрическая проницаемости меньше нуля, закон преломления, как мы уже говорили, сохранит свою форму, если принять  $n < 0$ , при этом выражение для показателя преломления примет вид  $n = -\sqrt{\mu\epsilon}$ .

Другим глубоко укоренившимся в оптике представлением является условие отсутствия отражения от границы двух сред. Считается, что свет проходит сквозь границу двух сред, не



испытывая отражения (т.е. не замечая границу), если показатели преломления двух сред равны. Между тем, в радиофизике и акустике принято говорить о *согласовании волновых сопротивлений*: волна не будет испытывать отражения на границе, если волновые (акустические) сопротивления двух сред равны. Откуда возникло такое расхождение, и что изменилось с появлением метаматериалов?

Волновое сопротивление в оптике и радиофизике записывается так:  $Z = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ , т.е., подобно показателю преломления, волновое сопротивление определяется через диэлектрическую и магнитную проницаемости. Если мы остаемся в немагнитном приближении традиционной оптики  $\mu = 1$ , то мы должны признать, что равенство показателей преломления двух сред ( $\sqrt{\epsilon_1} = \sqrt{\epsilon_2}$ ) автоматически влечет за собой равенство волновых сопротивлений ( $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_1}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_2}}$ ). Однако при наличии магнитных свойств на оптических частотах ( $\mu \neq 1$ ) равенство показателей преломления отнюдь не означает равенства волновых сопротивлений и отсутствия отражения от границы раздела двух сред.

С приходом метаматериалов и, в частности, левых сред меняются формулировки многих законов оптики: эффекта Доплера<sup>18</sup> (в левых средах при удалении источника излучения от приемника должно наблюдаться не «красное», а «синее» смещение), принципа Ферма<sup>19</sup> (путь, выбираемый лучом, более не соответствует минимальному времени) и других законов.

### Материалы-левши

Левые, или «леворукые» среды (left-handed materials) и впрямь оправдывают свое название: подобно лесковскому Левше они способны делать такие вещи, которые недоступны материалам-правшам.

Так, плоскопараллельная пластинка способна собирать лучи и формировать изображение объекта подобно линзе. Положим

---

<sup>18</sup> Христиан Доплер (1803–1853) – австрийский физик и астроном. Теоретически обосновал зависимость частоты колебаний, воспринимаемых наблюдателем, от скорости и направления движения источника волн и наблюдателя относительно друг друга (эффект Доплера).

<sup>19</sup> Принцип Ферма – основной принцип геометрической оптики. Простейшая форма принципа Ферма: луч света всегда распространяется в пространстве между двумя точками по тому пути, по которому время его прохождения наименьшее.

для определенности показатель преломления левой среды равным  $-1$ . Тогда лучи от предмета, расположенного перед пластинкой, соберутся после преломления на первой границе раздела снова: граница действует как своего рода зеркало, но изображение в нем получается действительным. Если дать лучам разойтись и выйти из пластинки, то они после повторного преломления соберутся, создавая изображение предмета (рис.50,а).

Такая плоская линза будет избавлена от недостатков, присущих обыкновенным сферическим линзам: искажений изображений в оптических системах, связанных с формой линзы (сферические aberrации, астигматизм и др.). Заметим, однако, что плоская линза позволяет получать изображения лишь тех предметов, которые находятся от нее на расстоянии, не большем толщины пластинки. Действительно, лучи от более

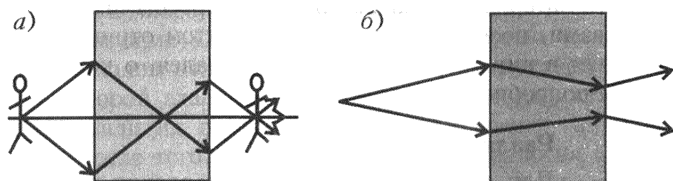


Рис. 50. Два случая преломления в плоскопараллельной собирающей линзе из материала с отрицательным показателем преломления

далекого источника, не успевая сойтись внутри пластинки, после прохождения второй границы начинают снова расходиться (рис.50,б).

Практические следствия создания метаматериалов еще предстоит осознать, но уже сейчас ясно, что они очень перспективны для изготовления миниатюрных плоских линз. Многого предстоит еще сделать в направлении улучшения характеристик метаматериалов: уменьшение поглощения, увеличение диапазона частот. Пока среды, состоящие из микрорезонаторов, проявляют свойства левой среды только в очень узкой области частот вблизи резонансной. Кроме того, эти материалы обладают сильным поглощением: большие токи, протекающие при резонансе, вызывают значительные тепловые потери. Сейчас большие надежды связывают с линиями передачи – цепочками, составленными из блоков, состоящих из конденсатора и катушки индуктивности (рис.51). Такие цепочки при малых размерах блока по сравнению с длиной волны ведут себя как однородные среды с определенными электрическими и магнитными проницаемостями, причем цепочка на основе элемента, изображенного рисунке

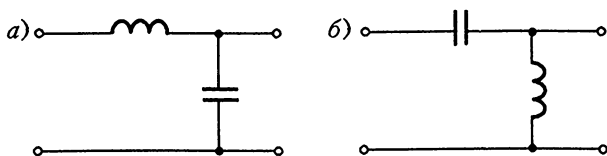


Рис. 51. Правая (а) и левая (б) линии передачи

51,а, ведет себя как правая среда ( $\epsilon, \mu > 0$ ), а цепочка, изображенная на рисунке 51,б, — как левая среда ( $\epsilon, \mu < 0$ ).

Также стоит упомянуть и о проводимых в настоящее время в МГУ им. М.В.Ломоносова исследованиях (доктор физ.-мат. наук О.А.Котельникова) левых сред с магнитооптической активностью. Эти материалы обладают очень интересными оптическими свойствами, поскольку наряду с эффектом отрицательного преломления в них возникает эффект Фарадея, о котором мы поговорим подробнее дальше.

### Различия

При сходстве способов изготовления и внешних проявлений фотонных кристаллов и левых сред все же не следует их путать. И вот почему.

1) Как фотонные кристаллы, так и левые среды составлены из миниатюрных резонаторов, однако в первом случае размеры резонаторов и расстояние между ними близки к величине длины волны используемого излучения, в то время как во втором случае размеры атомов меньше длины волны излучения.

2) Хотя большинство практически реализованных левых сред представляют собой периодические структуры, периодичность не является неизменным свойством левой среды, а связана лишь с технологическими особенностями изготовления структур: среда не изменит своих свойств и при хаотичном расположении микрорезонаторов. В то же время периодичность фотонных кристаллов является необходимым условием.

3) Несмотря на то что в фотонных кристаллах при некоторых углах падения тоже может наблюдаться аномальное преломление (в том числе и формально описываемое  $n < 0$ ), это преломление является результатом интерференции волн, отраженных от фотоннокристаллических слоев, в то время как аномальное преломление в левых средах есть следствие отрицательных диэлектрических и магнитных проницаемостей и наблюдается при любых углах падения и преломления.

---

## КАК ЛОКАЛИЗОВАТЬ ФОТОН

### Локализация вдоль линии

До сих пор о фотонных запрещенных зонах мы рассуждали лишь с точки зрения того, проникает свет внутрь фотонного кристалла и сквозь него или не проникает. Но возможна и такая ситуация, когда фотоны по какой-либо причине попадают внутрь фотонной среды и оказываются запертыми, или локализованными в ней. На основе фотонных кристаллов можно изобрести множество различных способов и видов локализации. Отличительной особенностью таких фотонных материалов является наличие в них структурных дефектов. Во второй главе мы уже говорили про дефекты, правда рассматривали их с точки зрения многолучевой интерференции. Но после того, как была обсуждена аналогия с физикой твердого тела, весьма полезно взглянуть на роль дефектов с этой точки зрения.

В твердотельной электронике обычно используют легированные полупроводниковые материалы, т.е. в полупроводник добавляют примесь атомов иной природы. Например, кремний легируется атомами индия, фосфора, галлия или мышьяка. Примесные атомы – дефекты идеального кристалла – создают дополнительные разрешенные уровни в запрещенной зоне проводника, что существенно влияет на его свойства. На этих уровнях могут находиться, т.е. быть пространственно локализованными, электроны или дырки и через них может (если их концентрация достаточно велика) происходить перенос заряда – протекать ток. Точно так же наличие структурных дефектов создает дополнительные уровни в фотонной запрещенной зоне фотонного кристалла. Это сильно влияет на прохождение света через материал.

Сначала рассмотрим организованные на базе двумерных фотонных кристаллов планарные волноводы, в которых удается создать линейный дефект и так ограничить свет, что он может распространяться лишь вдоль одной заданной траектории. Под линейным дефектом в данном случае следует понимать отсутствие одного или нескольких рядов стержней или отверстий (рис. 52). Если вдоль этого дефекта пустить свет с частотой,

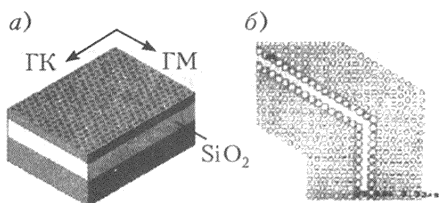


Рис. 52. а) Двумерный фотонный кристалл на подложке из кварца. б) Фотонный кристалл со структурным дефектом

попадающей в запрещенную зону фотонной структуры, то он будет ограничен дефектом и распространится строго вдоль него. Это позволяет манипулировать движением света, поворачивая его траекторию на большие углы, вплоть до  $90^\circ$ , на микронных масштабах. При

этом потери на рассеяние будут полностью исключены.

Таким образом, мы пришли к идее планарного волновода. Его выгодное отличие от обыкновенного коаксиального волновода как раз и состоит в возможности резко менять направление распространения света без больших потерь. Еще одно преимущество такого волновода заключается в том, что если дефектом служит свободная от вещества область, то свет в волноводе распространяется преимущественно по воздуху, и, следовательно, эффекты поглощения и дисперсии резко уменьшаются.

Вместе с тем, в практических целях использовать обыкновенную двумерную структуру сложно, поскольку распространяющийся по ней свет, будучи ограничен в горизонтальной плоскости, сможет беспрепятственно выходить вверх или вниз вдоль стержней. Конечно, переход к трехмерному фотонному кристаллу с полной запрещенной зоной решил бы эту проблему, но создавать такие кристаллы гораздо сложнее. Кроме того, их спектральный диапазон работы будет уже. Поэтому стараются работать все же с двумерными кристаллами, но ограничивают их сверху и снизу слоями из однородного прозрачного диэлектрика. Для работы в ближнем ИК диапазоне для этих целей подходит, например, кварц. Двумерный фотонный кристалл с ограничивающими нижним слоем кварца и верхней воздушной средой показан на рисунке 52,а. В таком кристалле на основании эффекта полного внутреннего отражения возникает ограничение света по вертикали, в то время как в горизонтальной плоскости свет ограничен благодаря фотонной структуре.

Разберем эту ситуацию подробнее. Здесь нам вновь пригодится дисперсионная диаграмма двумерного фотонного кристалла (рис.53). Нанесем на нее также так называемые световые линии для воздуха и кварца (пунктирные линии), т.е. прямые, выражающие уже хорошо нам знакомую формулу дисперсии света

в однородной среде

$$\omega = \frac{c}{n} k.$$

Поскольку у кварца показатель преломления больше, чем у воздуха, то световая линия кварца идет ниже световой линии воздуха. Эти линии на дисперсионных диаграммах нужны для обозначения области, в которой свет полностью ограничен в вертикальном направлении.

Чтобы волна распространялась по фотонно-

му кристаллу и не могла вытекать вниз или вверх, необходимо выполнение следующего. Частота света должна быть такой, чтобы ей соответствовали одна или несколько точек на дисперсионных кривых, находящиеся под световыми линиями. Причину такого условия понять несложно. Для реализации режима полного внутреннего отражения требуется, чтобы свет падал под большими углами, такими, чтобы составляющая волнового вектора, параллельная границе сред, была больше длины волнового вектора в ограничивающей среде. Ведь только в таком случае необходимое равенство параллельных составляющих волновых векторов в граничащих материалах невозможно ни при каких условиях. Когда световая волна описывается точкой дисперсионной кривой, находящейся над световой линией для воздуха, то горизонтальная составляющая волнового вектора света в кристалле меньше длины волновых векторов света в этих средах, полное внутреннее отражение отсутствует, и свет вытекает наружу. Если эта точка находится в области между световыми линиями для воздуха и кварца, то свет становится ограниченным на границе фотонный кристалл – воздух, но по-прежнему может уходить из кристалла на границе с кварцем. Только при попадании точки в область под обеими световыми линиями возникнет полное ограничение света в вертикальном направлении.

Итак, для эффективной работы планарного волновода свет по кристаллу необходимо пускать так, чтобы его свойства описывала точка, находящаяся на дисперсионной диаграмме ниже световых линий. Кроме того, свет должен быть ограничен

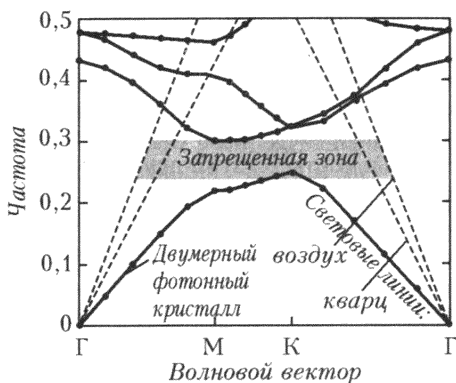


Рис. 53. Дисперсионная диаграмма для планарного волновода на базе фотонного кристалла

и в горизонтальной плоскости. Наличие структурного дефекта решает эту проблему, создавая в запрещенной зоне дополнительные уровни. Именно эти уровни и следует использовать. Допустим, структурный дефект создан вдоль направления ГХ, тогда в запрещенной зоне возникнет пара разрешенных уровней, которые соответствуют двум основным модам планарного волновода – ТЕ и ТМ. Подбирая характер дефекта, можно добиться достаточно широкого диапазона частот, в котором вдоль данного направления будет распространяться только одна мода, а другая мода покинет кристалл либо в горизонтальном, либо в вертикальном направлении. А это позволяет создать на базе фотонного кристалла эффективный одномодовый планарный волновод, поддерживающий фиксированную поляризацию света.

Но при этом возникает ряд трудностей. Например, встает вопрос, как без особых потерь запустить в такой волновод свет. Дело в том, что размер канала в несколько раз меньше диаметра обычного волоконного волновода, а разница в показателях преломления кварцевых волокон и фотонного кристалла велика. Как показывают последние исследования, несмотря на сложность ситуации, она вполне решаема. Один из способов обойти эту трудность, основанный на применении металлических перфорированных пленок, мы обсудим позже.

### **Фотонные волокна**

Используя линейный дефект в фотонных кристаллах, можно также создать эффективные оптические волокна. Но сначала надо сказать несколько слов про обыкновенные оптические волокна. Они впервые появились в 70-х годах прошлого века и сейчас являются неотъемлемой частью компьютерных сетей и линий связи. В нашей стране одним из лидеров в исследовании и разработке новых видов оптических волокон является центр волоконной оптики в Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН. Этот центр был создан крупнейшим советским физиком, Нобелевским лауреатом Александром Михайловичем Прохоровым (1916–2002) и нынешним его руководителем Е.М.Диановым.

Обычное оптическое волокно представляет собой стеклянную цилиндрическую сердцевину, покрытую оболочкой также из стекла, но с меньшим показателем преломления. Как правило, полный диаметр волокна составляет около 100 мкм. Такое строение волокна позволяет создать режим полного внутреннего отражения для света, попадающего в сердцевину волокна в конусе углов, не превышающих некоторый критический угол,

который зависит от показателей преломления стекол. Многое также зависит от диаметра сердцевины. Если он не превышает 10 мкм, то по волокну может распространяться только один тип колебаний и волокно называют одномодовым. При больших размерах волокно может поддерживать распространение сразу нескольких электромагнитных колебаний, причем не только поперечных, но и продольных. Для передачи оптической информации на большие расстояния удобнее использовать одномодовые волокна ввиду низкого уровня затухания – энергия волны уменьшается в них в 2 раза на расстояниях более 5 км. Основная проблема одномодовых волокон – малая площадь сечения, ограничивающая пропускную способность волокна. Конечно, можно увеличивать интенсивность излучения, но это приведет к разного рода нелинейным эффектам, а значит, к искажению передаваемой информации.

Решить возникающую проблему можно при помощи фотонных кристаллов. Причем эти замечательные системы дают по крайней мере два подхода к преодолению трудностей.

Первый подход изобрели на 10 лет раньше возникновения термина «фотонный кристалл». В 1978 году американским исследователем П.Юхом было предложено брэгговское волокно, состоящее из сердцевины и многослойной оболочки чередующихся concentрических слоев с двумя различными показателями преломления  $n_2$  и  $n_3$  (рис.54). Фактически Юх предложил использовать одномерный фотонный кристалл цилиндрической симметрии с линейным дефектом в центре. В таком кристалле есть радиальные фотонные запрещенные зоны, которые при определенных условиях допускают одномодовый режим даже для толстой сердцевины (ее диаметр может составлять 20 мкм и больше). Основным недостатком брэгговского волокна является сильная зависимость затухания света в нем от длины волны.

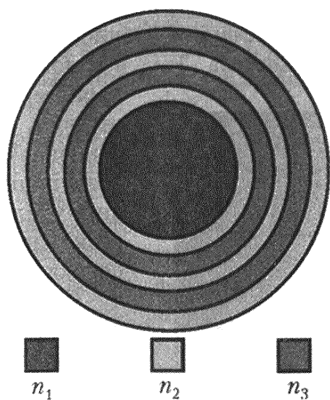


Рис. 54. Структура брэгговского волокна

Вторая идея состоит в формировании волокна на базе двумерного фотонного кристалла с линейным дефектом в центре. Его структура показана на рисунке 55. Периодическая двумерная



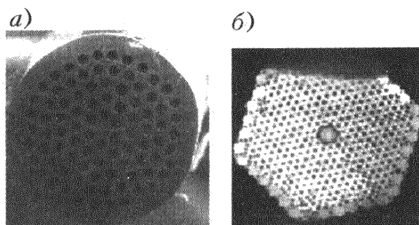


Рис. 55. Двумерные фотонные кристаллы – волокна с кварцевой (а) или воздушной (б) сердцевиной

структура такого кристалла формируется в оболочке симметрично расположенных вокруг кварцевой сердцевины полых капилляров в виде круглых или шестигранных плотноупакованных диэлектрических трубок. При определенных условиях в такой структуре есть запрещенные зоны, и свет на соот-

ветствующих частотах может распространяться лишь вдоль сердцевины-дефекта, причем допустимы только поперечные колебания. Здесь ситуация схожа с планарными волноводами, однако уже не надо заботиться об ограничении света по вертикали – ведь в цилиндрических волокнах излучение ограничено сразу со всех сторон. Так же создают и фотонные волокна с воздушной сердцевиной. Направляющие свойства последнего типа связаны с эффектом запрещенной зоны, поскольку полное внутреннее отражение здесь уже невозможно.

Оба вида фотоннокристаллических волокон имеют свои преимущества. Так, в волокнах с кварцевой сердцевиной исчезает характерная для обычных волокон частота отсечки, т.е. по нему может распространяться основная мода любой частоты. Волокна же с воздушной сердцевиной имеют гораздо меньший удельный вес, а поглощение света в них резко снижено из-за того, что основная часть потока излучения распространяется по воздуху. Существенным достоинством волокон обоих типов является возможность их резко изгибать на большие углы и при этом не терять идущее по ним излучение.

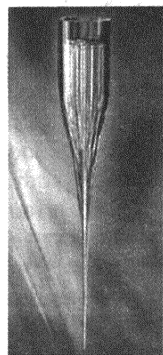


Рис. 56. Фотоннокристаллические волокна производят по технологической схеме «складывай и вытягивай»

Фотоннокристаллические волокна обычно производят по технологической схеме «складывай и вытягивай» (stack and draw), существенно отличающейся от процессов производства обычного оптического волокна (рис.56). По этой схеме заготовка сердечника обкладывается несколькими слоями пустотелых стеклянных трубок-заготовок с круглым или шестигранным сечением. Затем полученная заго-

товка нагревается и подвергается двух- или трехэтапному вытягиванию (как и обычное оптическое волокно) до приемлемых размеров оболочки (диаметром порядка 300 мкм). Длина полученного волокна может достигать 10–500 м. Такое волокно уже выпускают небольшими партиями как известные компании, так и небольшие фирмы.

### Оптический микрорезонатор внутри фотонного кристалла

Еще одним очень важным видом структурных дефектов является точечный дефект. Его можно сформировать, например, если в трехмерной системе плотно упакованных сфер убрать несколько сфер. При этом возникнет микрополость, окруженная со всех сторон трехмерным фотонным кристаллом. Если этот фотонный кристалл обладает запрещенными зонами в нужном диапазоне частот, то фотоны света соответствующих частот, оказавшись в микрополости, будут бесконечно отражаться от ее стенок и не смогут выйти из нее ни в одном направлении – получится оптический микрорезонатор.

Микрорезонаторы, и особенно те из них, которые ограничены идеально отражающими стенками, имеют очень интересные оптические свойства. Поэтому остановимся на них подробнее и прежде всего познакомимся с ключевым понятием квантовых систем – плотностью состояний.

Хорошо известно, что при переходе электрона между уровнями энергии  $E_n$  и  $E_m$  происходит поглощение или испускание фотона. Вероятность процесса спонтанного испускания фотона пропорциональна плотности фотонных состояний  $g(\omega)$  при частоте  $\omega = (E_n - E_m)/\hbar$ . Грубо говоря,  $g(\omega)\Delta\omega$  – это число фотонов, имеющих частоты в интервале от  $\omega$  до  $\omega + \Delta\omega$ , которые можно «поместить» в единицу объема ( $1 \text{ м}^3$ ). Для свободных фотонов плотность состояний зависит только от частоты (линия 1 на рисунке 57) и равна

$$g(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}.$$

Она определяет, в частности, интенсивность излучения тела, нагретого до температуры  $T$ : интенсивность  $I(\omega)$  есть произведение

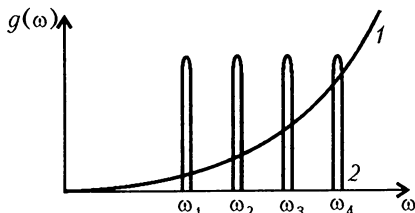


Рис. 57. Плотности состояний свободного фотона (1) и фотона, локализованного в трехмерном микрорезонаторе (2)

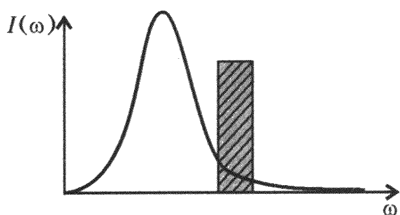


Рис. 58. Спектр интенсивности теплового излучения

энергии фотона  $\hbar\omega$ , числа возможных мест для него  $g(\omega)$  и соответствующей вероятности заполнения этих мест. Учитывая, что последняя задается функцией Планка, получим весьма низкую интенсивность источников видимого света, основанных на тепловом излучении (ламп накаливания и т.п.). Из рисунка 58 видно, что даже при использовании наиболее жаропрочных вольфрамовых нитей ( $T \approx 2000^\circ\text{C}$ ) основная часть теплового излучения приходится на инфракрасный диапазон, и только малая часть ( $\sim 5\%$ ) попадает в видимый диапазон (выделенный на рисунке). Лампы накаливания в основном греют окружающее пространство, а не светят.

Используя оптические микрорезонаторы, сделанные на основе фотонных кристаллов, можно повысить световую отдачу и эффективность тепловых источников. В простейших плоских оптических микрорезонаторах распространение фотона вдоль вертикальной оси ограничено металлическими зеркалами (рис. 59, а) или так называемыми брэгговскими<sup>20</sup> зеркалами (рис. 59, б).

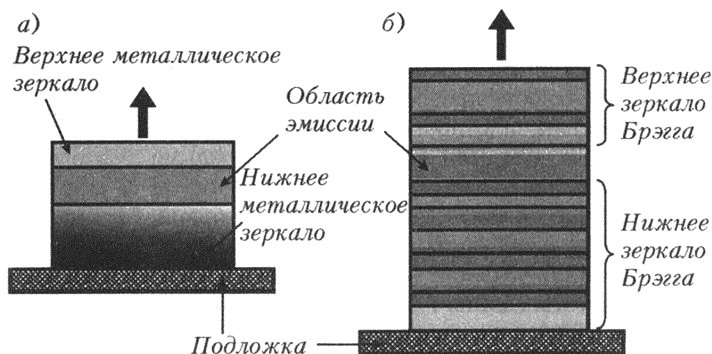


Рис. 59. Планарные микрорезонаторы: а) с зеркальными стенками; б) с зеркалами Брэгга

<sup>20</sup> Эти многослойные пленки правильнее было бы назвать зеркалами Рэлея, поскольку он был одним из первых, кто их подробно изучил. Однако исторически сложилось, что их, как правило, называют зеркалами Брэгга.

Последние представляют собой одномерные фотонные кристаллы с запрещенной фотонной зоной. За счет интерференции последовательно падающих и отраженных лучей удается полностью погасить прохождение света через зеркала. В качестве основного и вспомогательных слоев используют, например, полупроводники  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  с разным значением  $x$ ; технология нанесения и согласования их между собой в последнее время хорошо отработана. Здесь необходимо отметить большой вклад в разработку и исследование подобных структур нашего соотечественника, лауреата Нобелевской премии, академика Жореса Ивановича Алфёрова и его коллег из знаменитого Физико-технического института им А.Ф.Иоффе (Санкт-Петербург).

В случае если оптический микрорезонатор образован полостью в трехмерном фотонном кристалле, то, как мы уже упоминали, фотон может быть полностью локализован. Пусть трехмерный микрорезонатор имеет форму параллелепипеда с полностью отражающими стенками, тогда собственные частоты фотона в нем выражаются формулой

$$\omega_{p,s,t}^2 = \frac{\pi^2 c^2}{n^2} \left( \frac{p^2}{a_1^2} + \frac{s^2}{a_2^2} + \frac{t^2}{a_3^2} \right),$$

где  $n$  – показатель преломления вещества внутри оптического резонатора,  $p, s, t$  – любые целые числа,  $a_1, a_2, a_3$  – размеры параллелепипеда. Эта формула получается из условия того, что для существования волны в микрорезонаторе вдоль всех трех его измерений должно укладываться целое число длин полуволин. Для заинтересованного читателя приведем вывод этой формулы.

Одной из важных характеристик световой волны является ее волновой вектор  $\vec{k}$  ( $k = n\omega/c = 2\pi/\lambda = 2\pi n/\lambda_0$ , где  $n$  – показатель преломления вещества,  $c$  – скорость света в вакууме,  $\lambda$  и  $\lambda_0$  – длина волны света в веществе и в вакууме соответственно). Проекции волнового вектора на оси  $OX, OY, OZ$  обозначим  $k_x, k_y$  и  $k_z$  соответственно и запишем их в виде  $k_x = 2\pi/\lambda_x, k_y = 2\pi/\lambda_y, k_z = 2\pi/\lambda_z$ . Для того чтобы отраженная от стенок микрорезонатора волна была в фазе с падающей и, тем самым, усиливаясь, формировала стоячую волну, необходимо, чтобы на каждом измерении микрорезонатора укладывалось целое число полуволин, т.е.  $p\lambda_x/2 = a_1, s\lambda_y/2 = a_2, t\lambda_z/2 = a_3$ . Таким образом, например,  $k_x = \pi p/a_1$ . Аналогичные выражения получаются и для двух других проекций волнового вектора. С другой стороны, модуль волнового вектора равен  $k = \omega n/c = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}$ . Подставляя в это равенство полученные выражения для проекций волнового вектора, приходим к искомой формуле.

Уровни энергии фотона в микрорезонаторе определяются выражением  $E_{p,s,t} = \hbar\omega_{p,s,t}$ . Плотность фотонных состояний здесь – набор узких пиков, соответствующих точкам  $\omega_{p,s,t}$  (см. рис.57). Подбирая размеры микрорезонатора, показатель преломления вещества и величины  $p, s, t$ , можно сделать плотность  $g(\omega)$  большой по величине (или, наоборот, почти равной нулю) в нужной области спектра. Этот факт был впервые обнаружен в 1947 году Э.Парселлом и называется эффектом Парселла. Долгое время такая возможность управления спектром фотонов и вероятностью спонтанных переходов оставалась теоретическим предсказанием. В последние годы эффект Парселла был надежно экспериментально подтвержден.

### **Заставить светить, а не греть**

Как уже было отмечено, используя оптические микрорезонаторы, можно существенно повысить световую отдачу и эффективность тепловых источников. В чем суть идеи?

Если бы нам удалось так перераспределить плотность фотонных состояний  $g(\omega)$ , чтобы она была максимальной в видимой области спектра и значительно меньшей (в идеале обратилась бы в ноль) в ИК диапазоне, то световая отдача, т.е. отношение световой энергии излучения к полной, существенно возросла бы. Управление геометрическими и физическими параметрами фотонных кристаллов и микрорезонаторов позволяет это сделать.

Действительно, можно так подобрать период структуры и значения показателей преломления  $n_1$  и  $n_2$ , чтобы запрещенная зона находилась в ИК диапазоне, а в видимой области был бы пик плотности состояний фотонов. Такой фотонный кристалл станет идеальным материалом для теплового источника света. Особенно интересен в этом отношении металлический фотонный кристалл – периодическая структура из металла с высокой температурой плавления (например, вольфрама), погруженная в прозрачную диэлектрическую среду или воздух.

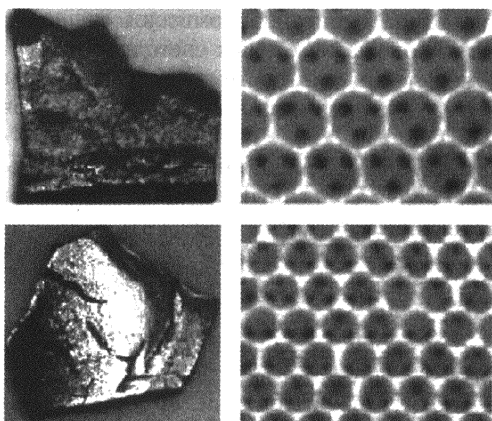
Подобная система была недавно предложена независимо группой итальянских и российских исследователей из исследовательского центра ФИАТ (руководимой профессором П.Перло) и американскими учеными из лаборатории «Сандиа». Согласно расчетам американских ученых, использование фотонного кристалла из вольфрама сможет повысить эффективность лампы накаливания с 5 до 60%. Интересный экспериментальный факт обнаружен исследователями из «Сандиа»: фотонный кристалл преобразует падающее ИК излучение в видимый свет, что очень полезно для повышения эффективности солнечных элементов.

Такие металл-диэлектрические фотонные кристаллы являются крепким орешком и для теории. У нас в стране в этом направлении активно работают профессора С.Г.Тиходеев и Н.А.Гиппиус из Института общей физики им. А.М.Прохорова РАН.

### Управление скоростью спонтанной эмиссии

При помощи фотонных кристаллов можно управлять не только частотой спонтанного излучения, и но скоростью его испускания. Контроль над этим процессом необходим для большого круга современных устройств, начиная с миниатюрных лазеров и светодиодов и заканчивая однофотонными квантовыми источниками и солнечными батареями.

Совсем недавно группа ученых из Голландии получила ряд интересных результатов по изменению темпа спонтанной эмиссии при помощи фотонных материалов. Ученые исследовали излучение квантовых точек, внедренных в трехмерный фотонный кристалл, образованный периодически расположенными сферическими полостями в матрице титана (рис.60). (Интересно, что именно титан придает белизну краскам, бумаге и даже зубной пасте.) О том, как можно получить такую фотонную структуру, мы поговорим позже, а здесь отметим лишь ее геометрические размеры. Расстояние между полостями варьировалось от образца к образцу в пределах от 240 до 650 нм, а в поперечнике вся система составляла около 2 мм при толщине



*Рис. 60. Образцы трехмерных фотонных кристаллов и изображения их структуры, полученные в сканирующем электронном микроскопе*

0,3 мм. Под квантовыми точками, помещенными в воздушные полости кристалла, подразумевались нанометровые частицы полупроводникового материала селенида кадмия. Размер частиц составлял всего 4,5 нм, и в отношении эмиссии света они обладали свойствами, очень схожими с атомами, поэтому их можно называть искусственными атомами.

В экспериментах квантовые точки приводились в возбужденное состояние короткими лазерными импульсами. Обычно свободный кадмиевый искусственный атом излучает через 12,4 нс после перехода в возбужденное состояние. Это время называют средним временем жизни для состояния с высокой энергией. Вместе с тем оказалось, что это время можно менять в зависимости от периода фотонного кристалла, в который погружены квантовые точки. Например, в фотонном материале с периодом решетки 420 нм среднее время жизни составило 9,6 нс, а в фотонном кристалле с периодом 500 нм время жизни гораздо больше – 19,3 нс. Объяснение открытого эффекта лежит в области квантовой механики и связано с тем, что в фотонном кристалле групповая скорость электромагнитных волн на определенных частотах и в определенных направлениях сильно меняется и может быть практически равной нулю. Если частота спонтанного излучения попадает в область фотонной запрещенной зоны, то свет вообще не излучается, происходит полное подавление эмиссии.

Чтобы ощутить всю значимость открытого явления, упомянем о возможных его приложениях в современной технике.

Ускорение темпа спонтанной эмиссии очень перспективно для создания высокоэффективных светодиодов, поскольку оно приводит к увеличению плотности потока излученных фотонов. Это позволит еще больше миниатюризировать источники когерентного излучения.

В то же время, замедление процесса эмиссии весьма выгодно для использования в солнечных батареях, в которых энергия солнечного света преобразуется в энергию возбуждения атомов батареи. Накопление энергии будет более эффективным, поскольку сильно снижается ее утечка в форме переизлученного света.

Оптимизация скорости эмиссии также важна для создания однофотонных источников, испускающих постоянный поток фотонов. Однофотонные источники, по всей видимости, станут неотъемлемой частью приборов обработки и передачи информации в оптических компьютерах. При этом информация будет содержаться в каждом фотоне.

## ВСЕМИ ЦВЕТАМИ РАДУГИ

Приступая к поиску решения той или иной технической проблемы, ученые и инженеры не всегда действуют совершенно самостоятельно или начинают работу с чистого листа. В инновационном процессе заимствования очень распространены. Эти заимствования могут принимать самые разные формы – вплоть до плагиата или промышленного шпионажа. Однако гораздо чаще современные инженеры предпочитают легальный путь: они опираются на достижения и открытия предшественников и привлекают к сотрудничеству коллег. Но есть еще одна форма заимствования, также абсолютно законная, хотя, выражаясь языком патентного права, она и не предполагает согласия со стороны владельца интеллектуальной собственности. Речь идет о древнейшей форме заимствования – заимствовании у природы. Причем далеко не всегда тут можно говорить о банальной имитации: порой природа подсказывает ученым новые направления исследования, принципиально новые идеи. Так что в истории развития науки изучение особенностей строения и функционирования живых организмов и растений играет исключительно важную роль не только само по себе, но еще и потому, что позволяет успешно решить множество технических задач, возникающих перед человечеством.

### Чем может помочь природа?

Возможно, читатель уже знает о том, что при разработке грязеотталкивающего и самоочищающегося покрытия образцом послужил лист лотоса, а обтекаемая форма кузова одного из наиболее совершенных спортивных автомобилей заимствована у пингвина. В области фотонных кристаллов также не обходится без помощи природы.

Недавно физики из Минска и Санкт-Петербурга (Н.В.Гапоненко и В.Н.Богомоллов) нашли интересные и глубокие аналогии в свойствах фотонных кристаллов и естественного минерала опала, который также состоит из плотно упакованных кварцевых сферических частиц, хотя и не обладает регулярной периодической структурой. Опалы издавна известны восхитительной игрой цветов, которая возникает (так же, как и в фотонном



кристалле) благодаря дифракции и интерференции света на структуре кварцевых сфер. Этот минерал настолько интересен, что о нем стоит поговорить отдельно.

## Опалы

Опал – от латинского «чарующий зрение» – это минерал, разновидность кварца. По химическому составу опал представляет собой кремнезем ( $\text{SiO}_2$ ), но, в отличие от него, опал почти всегда более или менее «молочный» и непрозрачный или окрашенный в различные тусклые тона окисью железа и другими примесями. Известны три вида опала: черный опал, огненный и белый. Настоящий черный опал очень редок: большая часть образцов этой разновидности имеет темно-серую или синюю окраску. Огненный (благородный) опал – это драгоценный камень с радужной игрой цветов, которая так привлекает людей, что в мире минералогии получила специальное название – иризация (от греческого *iris* – радуга). Иризация характерна не только для опала, но и для таких минералов, как кальцит, лабрадор. Однако именно от опала происходит термин «опалесценция», означающий особый тип рассеяния излучения.

Опалы требуют осторожного обращения, они чувствительны к нагреванию, боятся излишней сырости, хотя всегда содержат воду, которая со временем может испариться на воздухе, отчего камень поблекнет, а то и совсем потрескается и разрушится. На этом свойстве камня основано поверье, что опал приносит несчастье. Для того чтобы опал не терял игру цвета и прозрачность при обезвоживании, его рекомендуется зарывать в землю – это позволит камню терять влагу постепенно. Теряя часть своей воды, опал превращается в халцедон – разновидность кварца со скрытокристаллической волокнистой структурой. Некоторые виды халцедона также являются драгоценными камнями.

Опалом люди восхищались с древних времен. Так, римский писатель и ученый Плиний Старший (23 или 24–79 г.) писал: «Из всех драгоценных камней именно опал вызывает наибольшие трудности при описании. Для него свойственна острая игра света карбункула<sup>21</sup>, фиолетовый отблеск аметиста, аквамариновые тона изумруда – смешанные все вместе и сияющие с неопишуемой яркостью... В наше время существует такой камень, из-за которого сенатор Ноний был изгнан Антонием. Спасаясь

---

<sup>21</sup> Карбункул – старинное название густо-красных прозрачных минералов, например рубина.

бегством, он захватил с собой из всего имущества только одно кольцо, представлявшее особую ценность, стоимостью в 2 млн сестерциев <80 тысяч долларов>, с камнем, величиной с лесной орех».

Немецкий философ Альберт Великий (около 1193–1280 г.) в своих трактатах о минералах так описывает под названием *opphanus* опал, который был вставлен в императорскую корону Священной Римской империи: «*Opphanus* – камень, который украшает корону Римского императора, и никто никогда не видел ничего подобного: по этой причине он называется *Opphanus*. Камень имеет нежный винный оттенок, искрится, подобно чистому снегу, и переливается всеми оттенками рубина, превосходя его своим блеском. Этот камень полупрозрачен. Существует легенда, повествующая о том, что прежде он светился в ночное время; но в наши дни камень не вспыхивает в темноте, так как должен охранять королевскую честь». Альберт рассказывал также, что опал лечит глазные болезни и обладает магической силой, благодаря которой он оказывает невидимую помощь своему владельцу, из-за чего его называют *patronus furum*, или покровителем от воров.

Интересен и такой факт. В 1909 году в одном из опаловых рудников в Австралии был найден скелет небольшого (около 15 см длиной) пресмыкающегося, похожего на змею, полностью опализированный. Все детали скелета сохранились, они были замещены опалом с великолепной игрой цветов. Эта «опаловая змея» была немедленно куплена любителем редкостей за баснословные деньги.

Подчеркнем, что столь необычная красота и привлекательность опалов непосредственно связана с игрой цветов на их периодической структуре, т.е. является проявлением свойств фотонного кристалла, поэтому опал можно по праву назвать природным фотонным кристаллом. Правда при этом следует оговориться, что кристалл этот далек от идеального. В природных фотонных кристаллах обычно оказывается множество дефектов – лишние кварцевые сферы или пустоты, которые придают переливам цветов даже большую насыщенность, но в то же время делают их непригодными для применений в технологии. Поэтому для нужд современной оптики необходимо научиться создавать искусственные опалы, позаимствовав общую идею у природы. В последние годы с такой задачей ученые справились, но об этом поговорим подробнее в следующей главе, а пока попробуем отыскать фотонные кристаллы в живой природе.

## Несколько слов о жизни морских мышей

Оказывается фотонные кристаллы не только лежат без движения в земных породах, но также летают вокруг нас и даже плавают на морских глубинах.

Некоторые бабочки радужной окраской крыльев обязаны дифракции света на микроструктуре чешуек их крыльев. Например, бабочка *Morpho rhetenor* (Южная Америка) имеет синюю окраску крыльев, что в природе встречается крайне редко и может быть объяснено только тем, что ее огромные крылья (их размер около 12 см) покрыты одномерными фотонными кристаллами. Одно из остроумных доказательств этого – опыт с капелькой спирта, попавшей на крыло бабочки, в котором спирт меняет показатель преломления окружающей его среды, что, в свою очередь, приводит к перемене условий интерференции и, следовательно, к изменению окраски крыла с синей на зеленую. Окончательно фотонная природа цветных переливов бабочки подтверждена при помощи электронного микроскопа.

Одномерные фотонные пленки можно встретить и на раковинах некоторых видов моллюсков. Внутренняя поверхность их панциря покрыта многочисленными слоями арагонита – кристаллического карбоната кальция. Общее название такого покрытия – перламутр, он состоит из тончайших пластинок, которые и придают ему специфический радужный блеск.

Такое удивительное строение крыльев бабочек и раковин моллюсков вдохновили исследователей из Марселя и Амстердама на разработку новых видов тканей, окраска которых создается не только определенными пигментами, но и специально сконструированной микроструктурой.

Еще больший интерес представляют так называемые морские мыши, обитающие на глубине несколько километров в пучине южных морей. В конце прошлого века ученые обнаружили, что ворсинки их меха являются даже не одномерным, а полноценным двумерным фотонным кристаллом. Вот уж поистине был прав Аристотель, предупреждавший, что «не следует ребячески пренебрегать исследованием даже самых незначительных животных, ибо в каждом произведении природы найдется нечто, достойное удивления».

Морская мышь (*Aphrodite aculeata*) на самом деле является весьма симпатичным червем размером в несколько сантиметров. Замечательная особенность этого червя состоит в том, что его тело покрыто своего рода бахромой, состоящей из множества волосков, которые переливаются всеми цветами радуги (рис.61).



*Рис. 61. Морская мышь (а) и изображение поперечного сечения ее волоска в сканирующем электронном микроскопе (б)*

Здесь, так же, как и в опале, игра цвета определяется дифракцией света на сложной микроструктуре, а не дисперсией коэффициентов поглощения и отражения на тех или иных красителях. Если поместить волоски морской мыши под электронный микроскоп, становится отчетливо видно их ячеистое строение, напоминающее пчелиные соты. Эта структура отличается удивительной упорядоченностью, а линейные размеры ячеек соизмеримы с длинами волн в диапазоне видимого света. Поэтому можно с уверенностью утверждать, что в волосках морской мыши имеется двумерная фотонная среда, которая приводит к следующему: из потока света, падающего на волосок перпендикулярно, отражается только красная составляющая; иными словами, если смотреть на волосок под прямым углом, то он кажется ярко красным. Если же свет падает наклонно, то волосок отражает – в зависимости от угла – то желтый, то зеленый, то синий цвета, и глазу он предстает поочередно во всех цветах радуги.

Интересно, что морская мышь – не единственный носитель фотонных кристаллов в море. Одномерные фотонные структуры обнаружили и на теле мерцающей медузы (*Bolinopsis*). Она ухитряется так искусно управлять своими щупальцами, что получается мерцание красного или белого цвета.

Столь сложное строение волосков мышиного меха, конечно, не было создано природой случайно. Однако зоологи пока не могут установить его точное предназначение. До сих пор даже неясно, обладает ли морская мышь вообще цветным зрением. Если нет, то напрашивается предположение, что радужное свечение либо отпугивает врагов, либо приманивает добычу. Если морская мышь все же способна воспринимать цвета, то радужные блики, скорее всего, как-то связаны с привлечением партнера и продолжением рода. Впрочем, для нас гораздо важнее то обстоятельство, что двумерное фотонное строение ворсинок мышиного меха, формировавшееся в процессе эволюции на протяжении миллионов лет, начинает находить свое применение в волоконно-оптических кабелях нового поколения.

## ИЗГОТОВЛЕНИЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Хотя одномерные фотонные кристаллы начали создавать гораздо раньше появления термина «фотонный кристалл», двумерные и трехмерные фотонные кристаллы появились на свет лишь в конце 80-х годов прошлого века. Как уже говорилось, первый трехмерный фотонный кристалл был получен родоначальником этого направления

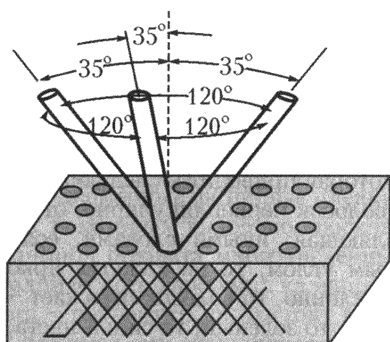


Рис. 62. Первый трехмерный фотонный кристалл – Яблоновит

Яблоновичем в 1991 году для работы в микроволновом диапазоне. В качестве заготовки он использовал брусок из диэлектрика, на поверхность которого был нанесен шаблон с периодически расположенными отверстиями. В процессе изготовления эти отверстия рассверливались по трем направлениям под углом  $35^\circ$  к вертикали и  $120^\circ$  друг к другу так, что в горизонтальном сечении в толще

образца возникала решетка с треугольной ячейкой (рис. 62). Первый трехмерный кристалл был назван Яблоновитом.

Производство фотонных кристаллов для видимого диапазона длин волн – очень сложная проблема, так как постоянная решетки такого кристалла должна быть сравнима с длиной волны света, а характерные геометрические детали элементарной ячейки должны быть и того меньше, т.е. лежать в субмикронной области. Эта область сейчас активно осваивается микроэлектроникой, основанной на планарной технологии, однако здесь речь идет о создании уже трехмерных периодических структур с субмикронным периодом.

### Одномерные фотонные кристаллы

В 1935 году компания «Карл Цейс» выпустила первую партию однослойных просветляющих покрытий, которые можно считать прообразами современных многослойных

пленок. Несколько позже для достижения большего эффекта начали изготавливать просветляющие покрытия и диэлектрические зеркала, состоящие из нескольких слоев.

Материалами для одномерных фотонных кристаллов обычно служат  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZnS}$ ,  $\text{MgF}_2$  и ряд других соединений. Способы нанесения покрытий подразделяют на химические и физические. К химическим способам относят осаждение вещества из раствора, электролиз, травление; к физическим – термическое испарение вещества в вакууме, катодное распыление и электронно-лучевое испарение вещества. Для получения просветляющих, светоделительных, фильтрующих и поляризующих покрытий обычно используют гидролиз спиртовых растворов. Хотя такой способ достаточно прост, многослойные покрытия с его помощью изготовить сложно.

Другой, более эффективный и распространенный метод создания многослойных пленок состоит в испарении веществ в вакууме. Он заключается в том, что вещества термически испаряются в высоком вакууме и конденсируются на поверхности подложек. В вакуумной камере создается давление не выше одной тысячной паскаля и поддерживается достаточно высокая температура. При вакуумном напылении можно получить все виды покрытий, и, кроме того, скорость нанесения покрытий таким способом достаточно высока.

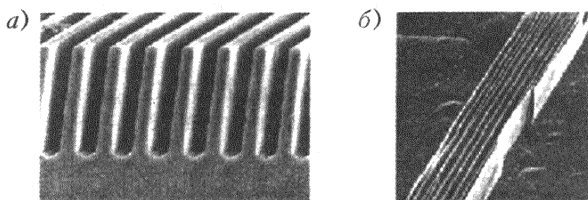
Наряду с вакуумным напылением многослойные покрытия наносят также катодным распылением веществ. Способ основан на явлении медленного разрушения (распыления) материала катода под действием ударяющихся об него атомов или молекул инертного газа, ионизированных электрическим разрядом между электродами при достаточно низких давлениях. Свободные атомы или молекулы вещества катода покидают его поверхность и осаждаются на противостоящих катоду поверхностях. Скорость процесса распыления зависит от вещества катода, давления и природы газа.

В последнее время начали появляться новые методики. Например, в конце прошлого столетия группами российских и белорусских ученых (доктора физ.-мат. наук О.А.Акципетров, Н.В.Гапоненко и С.В.Гапоненко) были получены одномерные фотонные кристаллы путем электрохимического травления слоев микропористого кремния. Меняя силу тока травления, можно достаточно гибко регулировать пористость кремния в области фронта травления. Это позволяет преобразовывать временной профиль тока травления в пространственное распределение по глубине плотности пористости. В зависимости от степени пори-

стости меняется эффективный показатель преломления среды и получается структура, периодическая в одном направлении.

Здесь мы встречаемся с так называемым методом гомогенизации. Он состоит в том, что оптические свойства среды (в частности, ее показатель преломления) можно менять в достаточно широких пределах путем внедрения в вещество нанометровых полостей, пузырьков. В методе гомогенизации очень существенно, чтобы размер неоднородностей был гораздо меньше длины волны излучения. Выполнение этого условия предотвращает нежелательное рассеяние света на неоднородностях. При этом свет распространяется по пористой среде, как по однородной, но обладающей несколько меньшим показателем преломления, называемым эффективным. Какой именно эффективный показатель преломления мы получим, зависит от объемной доли пор в веществе.

Такой метод имеет много преимуществ, среди которых основным является простота в реализации. Вместе с тем, он не позволяет создавать одномерные фотонные кристаллы с большим оптическим контрастом слоев, который часто очень важен в их технических приложениях. В связи с этим интересна еще одна техника формирования многослойных структур. Она заключается



*Рис. 63. Одномерные фотонные кристаллы с периодом 8 мкм (а) и 4 мкм (б), созданные по технологии травления*

ся в травлении канавок с вертикальными стенками в монокристаллических образцах кремния (рис.63). При этом используются методы оптической литографии, о которых стоит поговорить поподробнее.

### **Литография**

В производстве двух- и трехмерных фотонных кристаллов ведущие позиции занимает литография. С ее помощью реализуют один из двух основных путей создания многомерных фотонных структур, иногда сокращенно называемый «сверху – вниз». Такое название подчеркивает основную суть подхода – получить из целого и однородного образца структурированный материал.

Литография в настоящее время используется для решения широкого круга задач, связанных с формированием наноразмерных структур, причем не только оптических. Начиная с 60-х годов прошлого века именно так формируют интегральные микросхемы. При помощи литографического процесса удается создавать на подложке достаточно сложные системы. Из многочисленных разновидностей литографии для более подробного рассмотрения выберем оптическую литографию.

В оптической литографии используют фоторезистивные материалы, которые наносят на подложку будущей структуры наноматериала. Фоторезистивный слой покрывают литографическим шаблоном с созданной на нем необходимой структурой. Шаблон обычно делают из стекла или хрома. После этого получившуюся систему облучают либо видимым, либо более коротковолновым излучением. При этом благодаря литографическому шаблону оказываются освещенными только требуемые участки фоторезиста. Далее систему обрабатывают проявителем, и на фоторезисте образуется структура шаблона. При контактной печати пластина кремния, покрытая резистом, находится в непосредственном физическом контакте со стеклянным фотошаблоном.

Существует два типа фоторезистивных материалов – положительный и отрицательный фоторезисты. Для отрицательного фоторезиста характерно, что при освещении светом он становится менее растворимым в проявителе и образует на подложке отрицательное изображение шаблона, т.е. под пустотами фотомаски остаются более толстые участки фотослоя, в то время как области, закрытые ранее шаблоном, почти полностью растворяются. В положительном фоторезисте ситуация противоположна.

В результате литографического процесса на подложке образуется требуемый узор, полости которого либо оставляют пустыми, либо заполняют другим веществом. Затем можно нанести еще один слой фоторезиста и повторить процесс заново. В итоге получается двух- или трехмерная структура. Метод литографии требует дорогого оборудования, но в то же время он очень точный и гибкий и, кроме того, позволяет в принципе создавать произвольные структуры. Поэтому он весьма перспективен. Разрешающая способность оптической литографии, т.е. минимально возможный размер получаемых деталей, ограничена дифракцией света и в настоящее время находится на уровне 100 нм. Однако если разместить между подложкой и проекционной линзой микроскопические капли жидкости со строго определенными свойствами, можно добиться разрешения в 65 и даже



45 нм. Такая методика уже давно используется для наблюдения субмикронных объектов в оптическом микроскопе и называется иммерсионной микроскопией.

Для создания фотонных кристаллов, особенно двумерных, большие перспективы имеет электронно-лучевая литография, в которой вместо оптического луча используют потоки электронов. При этом дифракционные ограничения не столь существенны, и удается получить разрешение порядка десятков нанометров.

В последнее время все чаще используют еще одну разновидность литографии — интерференционную, или голографическую. В таком подходе специальный шаблон отсутствует, а требуемая структура формируется путем пространственной интерференции нескольких световых пучков фемтосекундного лазера, освещающих фоторезистивный слой.

К настоящему времени в производстве фотонных кристаллов литографическим способом достигнуты впечатляющие результаты. К таковым относятся упомянутые в четвертой главе металлические (вольфрамовые) фотонные кристаллы с очень широкой полной запрещенной зоной в диапазоне от 8 до 20 мкм. Период такого трехмерного фотонного кристалла равен 4,2 мкм, толщина элементов составляет 1,2 мкм.

Стоит упомянуть и про трехмерный кристалл, сформированный иным методом (метод Лина—Флеминга). На кремниевую подложку наносят слой кварца, в котором нарезают параллельные борозды и заполняют их поликремнием. Этот процесс повторяют многократно, но постоянно чередуют направление бороздок между двумя взаимно перпендикулярными ориентациями. Затем двуокись кремния (кварц) удаляют травлением. Остается трехмерный остов из поликремниевых полос, он изображен на рисунке 64,а. Другие геометрии, полученные в последнее время, показаны на рисунке 64,б.

Чтобы создать фотонный кристалл с запрещенной зоной, непосредственно примыкающей к видимому диапазону, необ-

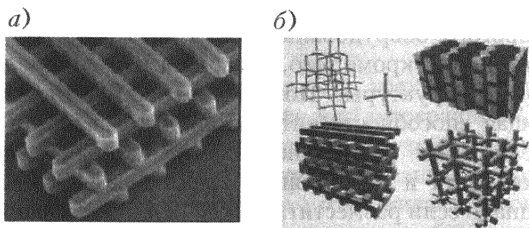


Рис. 64. Типичные структуры трехмерных фотонных кристаллов

ходимо переходить в нанометровую область, что, учитывая недавний прогресс в литографическом разрешении, вполне возможно.

### Самоорганизация

Наряду с методом создания фотонных кристаллов «сверху – вниз» (up – bottom), как нетрудно догадаться, существует и подход, называемый «снизу – вверх» (bottom – up). Он основан на спонтанной кристаллизации коллоидного раствора мелких частиц, и его часто называют самосборкой (self-assembling). Самосборка обеспечивает быстрый и сравнительно простой метод изготовления фотонных кристаллов. Такой метод применяют, главным образом, для создания трехмерных фотонных кристаллов.

Интересно подчеркнуть, что самосборка, или самоорганизация, очень современный термин, относящийся ко многим аспектам нашей жизни, в том числе и общественной. Тенденции таковы, что в настоящее время новые компании, партии, общественные объединения и даже новые институты возникают наиболее эффективно именно путем самоорганизации, «снизу – вверх». В этом смысле некоторая дезорганизация системы (анархия) может быть даже полезной, ибо действительно новые структуры рождаются из хаоса. Такой нетривиальный вывод следует из теории самоорганизации хаоса – крупного и яркого достижения науки последних десятилетий XX века.

Но вернемся к фотонике. При создании фотонного кристалла путем самосборки вначале делают специальный шаблон из близких по размерам коллоидных сфер (диаметром от 1 до 100 нм), упакованных в виде трехмерных каркасов (рис.65,а). Если используют кварцевые сферы, то получающийся материал является синтетическим аналогом уже описанного нами природного опала. Поэтому его часто так и называют – искусственный опал. Но часто для создания шаблонов из сфер используют также полимерные ла-

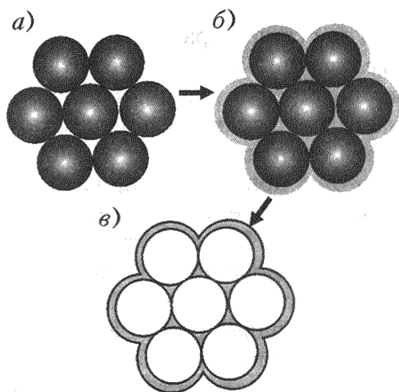


Рис. 65. Основные этапы получения искусственных опалов

тексные сферы или полупроводниковые нанокристаллы. На втором этапе пустоты в шаблонной структуре заполняют специальной жидкостью, которая впоследствии при различных физико-химических воздействиях превращается в твердый каркас (рис.65,б). Далее сферы удаляют, используя при этом, в зависимости от их природы, процессы растворения или термического разложения (рис.65,в). В результате получают структуры, называемые обратными репликами исходных коллоидных кристаллов, или инвертированными опалами.

Одной из основных проблем самоорганизации является сложность формирования таким способом бездефектных областей хоть сколько-нибудь макроскопических размеров (например,  $50 \times 50$  мкм). Для достижения наиболее качественного упорядочения сфер применяют несколько основных методов. Прежде всего используют метод естественного осаждения под действием сил тяготения. Он относительно прост и применяется уже достаточно давно. В процессе длительного отстаивания происходит разделение частиц по размерам, что позволяет получать хорошо упорядоченные образцы искусственных опалов, даже если используемые кварцевые сферы имеют значительный разброс по размерам. Однако естественное осаждение – очень медленный процесс, требующий нескольких недель или даже месяцев, особенно в том случае когда диаметр сфер не превышает 300 нм, а именно такие масштабы требуются для фотонных кристаллов видимого диапазона.

Для малых сфер (диаметр меньше 300 нм) возникают дополнительные сложности: поскольку в этом случае энергия теплового движения становится сопоставимой с потенциальной энергией, они могут не образовать осадка. Но не стоит думать, что при увеличении размера сфер ситуация упрощается. При осаждении крупных сфер (диаметром более 600 нм) скорость процесса настолько велика, что получить упорядоченные массивы становится затруднительно, а иногда и практически невозможно. Поэтому приходится прибегать к разного рода ухищрениям, например к центрифугированию, т.е. к вращению с большими скоростями. Как известно из механики, при центрифугировании создается дополнительная сила, увеличивающая эффективную силу тяжести и позволяющая значительно ускорить процесс формирования кристаллов. Но увеличение скорости часто приводит к снижению качества, так как при высокой скорости осаждения разделение частиц по размерам не успевает произойти.

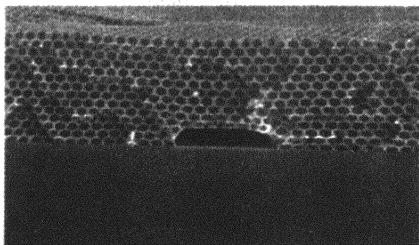
Для увеличения скорости осаждения малых сфер и уменьшения больших используют также электрические поля, которые

изменяют нужным образом эффективную силу тяжести. Кроме того, существует метод упорядочения частиц, связанный с капиллярными силами. Он основан на том, что на границе между вертикальной подложкой и раствором кристаллизация наноразмерных сфер происходит с высокой степенью порядка, что позволяет вырастить пленки со структурой трехмерного фотонного кристалла высокого качества.

Наряду с проблемой создания больших участков с хорошим упорядочением, недостатком метода самоорганизации является и малое разнообразие типов получаемых периодических структур. Действительно, вид образующейся кристаллической решетки в методе самосборки определяется формой частиц. Но для достижения наилучшего качества используют только сферические частицы, поэтому, как правило, получается один и тот же тип структуры. Однако в последние годы ученые из разных стран доказали, что указанные препятствия могут быть преодолены. Они вырастили крупные (размером порядка 1 см) и весьма совершенные фотонные кристаллы на поверхности кремния, отчетливо демонстрирующие наличие в них запрещенной зоны. Более того, сейчас научились формировать в них искусственные дефекты (рис.66).

Успешные эксперименты по формированию трехмерных фотонных кристаллов ведутся и в России. Например, в ЦНИТИ «Техномаш» недавно на-

учились создавать объемные фотонные кристаллы, демонстрирующие электрооптические и магнитооптические свойства (профессора М.И.Самойлович и С.В.Михайлин). Для этого полости между сферами заполняют специальными растворами, содержащими ионы железа, или жидкими кристаллами. Интересные работы в данном направлении ведутся и в Черноголовке (Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, доктор физ.-мат. наук А.Н.Грузинцев), а также в МГУ им. М.В.Ломоносова (факультет наук о материалах, академик Ю.Д.Третьяков).



*Рис. 66. Искусственный опал с линейным воздушным дефектом*

---

## УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ ФОТОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Среди многочисленных применений фотонных кристаллов наиболее многообещающе выглядят перспективы их использования в качестве базовых элементов оптических интегральных схем, которые позволят создать оптический компьютер. Скорость обработки информации в фотонных микросхемах будет на несколько порядков больше скорости работы современных электронных микрочипов.

Основной чертой работы любой микросхемы является возможность ее переключения. На этом этапе встает вопрос о том, каким образом можно менять оптические свойства фотонных кристаллов, например положение запрещенных зон.

Оптические свойства фотонного кристалла определяются тремя основными классами параметров: показателями преломления составляющих его элементов, их коэффициентами поглощения, а также геометрическими характеристиками структуры (период кристаллической решетки, общий размер материала). Значит, чтобы успешно манипулировать отражением и прохождением света через фотонный кристалл, необходимо научиться эффективно воздействовать на эти параметры. Но каким образом можно это сделать?

В настоящее время активно используют несколько подходов: приложение внешних электрических или магнитных полей, изменение температуры или давления, оптическое возбуждение.

Начнем с использования электрического поля. Впервые идея изменения фотонных зон путем приложения внешнего электрического поля была предложена в 1995 году. Она основана на применении эффектов Керра<sup>22</sup> и Поккельса<sup>23</sup>. Эти эффекты состоят в возникновении двойного лучепреломления в оптически изотропных веществах под воздействием электрического поля. В результате вещество в электрическом поле приобретает свойства

---

<sup>22</sup> Джон Керр (1824–1907) – шотландский физик. Работы в области оптики. Открыл электрооптический (эффект Керра) и магнитооптический эффекты.

<sup>23</sup> Фридрих Карл Поккельс (1865–1913) – немецкий физик. Работы в области электромагнетизма, оптики, кристаллофизики. Открыл линейный электрооптический эффект в кристаллах (эффект Поккельса).

одноосного кристалла, оптическая ось которого направлена вдоль поля. Эффект Поккельса линеен по полю, а эффект Керра – квадратичен. Но в широко используемых оптических материалах константы, т.е. количественные выражения, этих эффектов достаточно малы, и для достижения требуемой перестройки фотонных зон приходится прикладывать большие электрические поля, что, конечно, весьма непрактично. Поэтому здесь на первый план выступает подбор оптимальных веществ, которые наряду с низким поглощением в желаемом частотном диапазоне были бы чувствительны к внешним электрическим полям. Наиболее подходящими кандидатами являются жидкие кристаллы. Ими можно заполнять пустоты в обычных кварцевых трехмерных фотонных кристаллах.

Кроме того, определенные перспективы в этом направлении сулят другие очень интересные вещества – сегнетоэлектрики, т.е. кристаллические диэлектрики, обладающие в определенном интервале температур спонтанной (самопроизвольной) поляризацией, которая может сильно изменяться под влиянием внешних воздействий. Электрические свойства сегнетоэлектриков во многом подобны магнитным свойствам ферромагнетиков (отсюда название – ферроэлектрики, принятое в зарубежной литературе). К числу наиболее исследованных и используемых на практике сегнетоэлектриков относятся титанат бария, сегнетова соль (давшая название всей группе кристаллов), дигидрофосфат калия и др.

Не менее многообещающе выглядит возможность манипуляции свойствами фотонных материалов путем приложения внешних магнитных полей. Причем, интересно, что основной целью ведущихся в этой области исследований является не смещение фотонных зон, а контроль поляризации излучения. Этот аспект является особенно важным для обработки информации, поскольку содержит в себе дополнительную степень свободы. Поэтому мы посвятим его обсуждению отдельную главу.

Смещение фотонной запрещенной зоны за счет изменения температуры материала было впервые продемонстрировано в искусственных опалах, наполненных опять же жидкими кристаллами.

Интересные результаты были также получены при использовании специальных веществ, испытывающих фазовый переход в желаемом интервале частот. Подбирая специальные сегнетоэлектрики, удалось достичь очень существенной перестройки зон. Однако самый сильный эффект получен в искусственных опалах, наполненных двуокисью ванадия ( $\text{VO}_2$ ), которая при

нагревании до 70 °С испытывает фазовый переход полупроводник – металл.

До сих пор речь шла о воздействии именно на эффективные диэлектрические свойства материалов. Но не будем забывать и о геометрических параметрах, которые тоже можно менять, сжимая или растягивая фотонный кристалл. Когда фотонный кристалл испытывает действие внешних сил, то меняется его пространственный период. Кроме того, внешняя сила может привести и к изменению свойств симметрии кристалла, что также существенно повлияет на фотонную зонную структуру. Наиболее перспективно использование разного рода полимерных материалов, поскольку именно они особенно чувствительны к механическим силам, т.е. достаточно эластичны.

Большой интерес представляют недавние исследования научной группы Массачусетского технологического института под руководством профессора Дж.Иоаннопулоса, в которых механическое воздействие на кристалл осуществляли путем генерации в нем ударной волны. При этом был открыт новый эффект – преобразование частоты излучения. Важность этого явления связана с тем, что до сих пор не существует практических способов изменения частоты света на любую желаемую величину. А управлять частотой света было бы очень заманчиво – например, для того чтобы сузить солнечный спектр до диапазона наибольшей эффективности солнечных батарей. Кроме того, фундаментальный интерес здесь также неоспорим.

Дж.Иоаннопулос и его коллеги в результате компьютерного моделирования процесса распространения ударной волны по одномерному фотонному кристаллу обнаружили, что частота отраженного излучения изменяется на несколько десятков процентов, что очень существенно.

Чтобы понять суть явления, обратимся к мгновенной схеме фотонных зон для изучаемой структуры (рис.67). Правая часть схемы относится к недеформированному фотонному кристаллу, а левая часть соответствует областям кристалла, до которых уже дошла ударная волна, приведшая к уменьшению его пространственного периода, а следовательно, и к смещению фотонных зон. Пунктирной линией показан фронт ударной волны в данный момент времени. Предположим, что ударная волна вызвала такую деформацию, что первая фотонная запрещенная зона расширилась, сместилась по частоте вверх и стала на одном уровне со второй фотонной запрещенной зоной в недеформированной части кристалла. Пустим на структуру свет, частота которого чуть меньше частоты нижней границы второй запре-

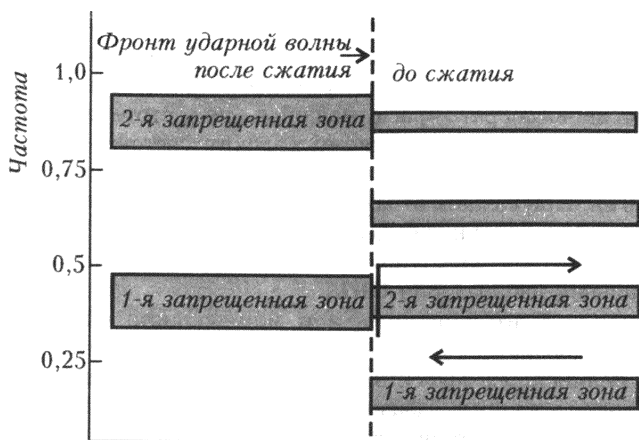


Рис. 67. Запрещенные зоны в одномерном фотонном кристалле, по которому распространяется ударная волна

щенной зоны несжатого кристалла. Для наглядности примем, что это красный свет. Свет такой частоты будет распространяться по правой части фотонного кристалла практически без отражений, но, дойдя до фронта ударной волны, полностью отразится, поскольку в левой части кристалла его частота запрещена (она попадает в первую запрещенную зону). Отражение произойдет как от движущегося препятствия, поэтому возникнет эффект Доплера, из-за которого частота света немного увеличится. Но теперь свету также запрещено вернуться обратно, ведь его новая частота попадает во вторую запрещенную зону несжатой области. Свет оказывается запертым в узком слое (толщина слоя порядка периода кристаллической решетки фотонного кристалла). Происходит отражение, и свет опять наталкивается на фронт волны. Вновь частота несколько увеличивается и так далее.

В итоге после многократных отражений частота света увеличится так, что будет немного больше частоты верхней границы второй запрещенной зоны в несжатой области структуры. Как только это произойдет, излучение выйдет из фотонного кристалла, и наблюдатель увидит, как свет отражается от фотонного кристалла, но частота этого света выше. Например, может получиться, что в то время как на кристалл падает красный свет, отражается от него излучение зеленого цвета. Время преобразования частоты зависит от скорости ударной волны и оценивается авторами идеи на уровне десятых долей наносекунды.



Аналогичный трюк можно проделать не с ударными, а с обычными звуковыми волнами, что уже гораздо ближе к практическим применениям. Например, такое устройство в принципе способно вновь собрать «расплывшийся» по частоте за многокилометровый путь по оптическому волокну световой импульс. Пока трудно сказать, насколько практичной окажется новая технология. При каждом отражении неизбежны небольшие потери, способные свести на нет весь эффект. Исследователи планируют сначала проверить теорию экспериментом в Ливерморской национальной лаборатории США.

Наконец, стоит упомянуть и о методе чисто оптического воздействия на фотонные свойства материала, которое возможно за счет нелинейных эффектов. Для этого вновь подходит двуокись ванадия, в которой фазовый переход можно вызвать путем ее нагревания за счет энергии лазерного импульса. Недавно американскими учеными из Массачусеттского университета было продемонстрировано смещение фотонной запрещенной зоны при воздействии на искусственный опал, заполненный углеродными нанотрубками, сверхкороткими (продолжительность порядка пикосекунд) импульсами лазерного излучения. Здесь основную роль сыграли нелинейные оптические эффекты, связанные с возбуждением свободных носителей заряда.

## МАГНИТНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Если мы хотим обрабатывать информацию и передавать ее с помощью фотонов, то надо научиться эффективно управлять ими. Хотя электрического заряда у фотонов нет, но наличие поляризации, т.е. ориентации их электромагнитного поля, дает определенную надежду на успех.

### Спин и поляризация фотонов

Напомним, что можно говорить о естественном, т.е. неполяризованном, свете, а можно также выделить три основные состояния поляризации: плоская, круговая и эллиптическая поляризации.

Известно, что свет излучается не непрерывно, а отдельными импульсами – цугами. В каждом цуге векторы электрического и магнитного полей колеблются определенным образом, поэтому можно сказать, что каждый цуг всегда поляризован. Однако за единицу времени успевает пройти астрономическое число таких цугов, и результирующая поляризация света определяется тем, насколько состояния поляризации каждого цуга согласованы между собой. В общем случае поляризованный свет обладает эллиптической поляризацией, т.е. траектория проекции конца вектора напряженности электрического поля волны на плоскость, перпендикулярную направлению ее распространения, является эллипсом. Наибольший практический интерес представляют два крайних случая эллиптической поляризации: линейная поляризация, когда эллипс вырождается в отрезок, и круговая (циркулярная) поляризация, при которой эллипс превращается в окружность (рис.68).

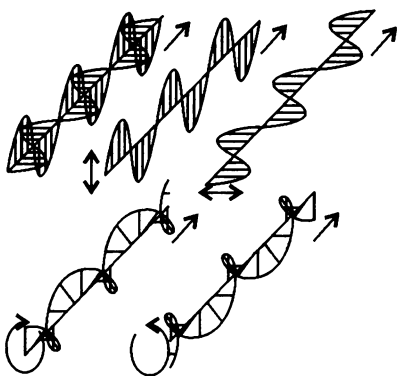


Рис. 68. Виды поляризации света: верхний ряд – разновидности линейной поляризации, нижний ряд – правая и левая круговые поляризации

С квантовомеханической точки зрения понятие поляризации света связано с наличием у фотона спина. Фотоны, как частицы с нулевой массой покоя, могут находиться в двух состояниях со значениями момента импульса  $\pm\hbar$  ( $\hbar$  – постоянная Планка<sup>24</sup>), направленного вдоль импульса фотона; такие фотоны обладают круговой поляризацией: левой (квантовое число  $m = +1$ ) или правой ( $m = -1$ ). Эллиптически поляризованные фотоны находятся в состоянии, которое складывается из состояний с  $m = \pm 1$ ; при линейной поляризации суперпозиция этих состояний такова, что средняя проекция магнитного момента на направление импульса равна нулю.

### Эффект Фарадея и другие магнитооптические эффекты

У свободного фотона состояния  $m = +1$  и  $m = -1$  имеют одинаковые энергии (частоты). В квантовой механике такую ситуацию называют вырождением. Снять вырождение можно при помощи внешнего магнитного поля, направленного вдоль волнового вектора (предполагается, что фотон распространяется в среде с показателем преломления  $n$ ): в магнитном поле компоненты с  $m = \pm 1$  будут распространяться с разными фазовыми скоростями:

$$v_{\phi\pm} = \frac{c}{n}(1 \pm Q).$$

Здесь  $c$  – скорость света, а  $Q$  – специальный магнитооптический параметр. Параметр  $Q$  в немагнитных средах пропорционален магнитному полю и в не очень больших полях (магнитная индукция порядка 200–300 мТл) имеет типичное значение  $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$ . В ферромагнитных материалах этот параметр отличен от нуля даже в отсутствие поля и достигает величин  $10^{-3} - 10^{-1}$ . Он определяется внутренним магнитным полем, которое создается атомами и ионами кристаллической решетки магнетика.

Но с фазовой скоростью непосредственно связан показатель преломления волны:

$$n = \frac{c}{v_{\phi}}.$$

---

<sup>24</sup> Макс Планк (1858–1947) – немецкий физик, один из основоположников квантовой теории. Ввел квант действия (постоянная Планка) и, исходя из идеи квантования энергии, вывел закон распределения энергии в спектре абсолютно черного тела (Нобелевская премия 1918 г.).

В результате получается, что в магнитной среде волны, поляризованные по часовой стрелке и против нее, преломляются по-разному – возникает явление циркулярного двойного лучепреломления, или гиротропия среды. Явление гиротропии связано с эффектом Зеемана<sup>25</sup>, т.е. с расщеплением линий поглощения света в магнитном поле. В магнитном поле под действием силы Лоренца<sup>26</sup> резонансные частоты вращения электронов по левому и правому кругу смещаются в различные стороны относительно первоначального значения собственной частоты. Это, в свою очередь, и приводит к различию показателей преломления для волн, поляризованных по правому и левому кругу. Экспериментально при этом наблюдается эффект Фарадея<sup>27</sup> – один из наиболее действенных механизмов управления поляризацией света. Он уже широко используется в лазерной технике, информатике и других областях.

Магнитооптический эффект Фарадея проявляется в том, что плоско поляризованный свет, распространяясь вдоль направления намагниченности, испытывает поворот плоскости поляризации на некоторый угол; называемый углом Фарадея. Чтобы объяснить это явление, представим плоско поляризованную волну как сумму левой и правой циркулярно поляризованных волн. Если обе волны имеют одинаковые фазовые скорости, то, распространяясь вместе, они складываются и дают волну, которая плоско поляризована вдоль фиксированного направления. Но если их фазовые скорости различаются, то при распространении одна волна будет обгонять другую и плоскость поляризации суммарной волны будет постепенно поворачиваться – наблюдается эффект Фарадея (рис.69). Угол поворота плоскости

---

<sup>25</sup> Питер Зееман (1865–1943) – нидерландский физик. Наиболее известны его труды по оптике, магнитооптике и атомной спектроскопии. Открыл эффект расщепления уровней энергии и спектральных линий атома и других атомных систем в магнитном поле (эффект Зеемана, Нобелевская премия 1902 г.).

<sup>26</sup> Хендрик Антон Лоренц (1853–1928) – нидерландский физик-теоретик, создатель классической электронной теории. Предсказал эффект Зеемана и (после его открытия) разработал его теорию (Нобелевская премия 1902 г.).

<sup>27</sup> Майкл Фарадей (1791–1867) – английский физик и химик. Один из отцов-основателей электромагнетизма. Предложил понятие поля и сформулировал концепцию поля. Обнаружил явление вращения плоскости поляризации света в магнитном поле (эффект Фарадея). Открыл диамагнетизм и парамагнетизм. Ввел понятие диэлектрической проницаемости. Установил количественные законы электролиза.

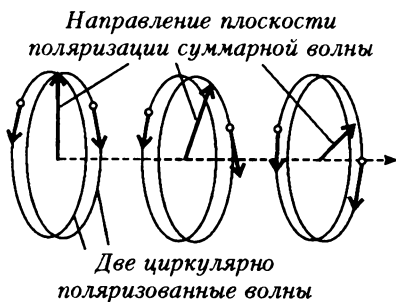


Рис. 69. Схематическая иллюстрация эффекта Фарадея

поляризации излучения на выходе из ферромагнетика пропорционален магнитооптическому параметру  $Q$  и длине пути волны по намагниченной среде.

Эффект Фарадея широко используют для наблюдения магнитной структуры в прозрачных пленках, в которых намагниченность перпендикулярна или почти перпендикулярна поверхности пленки. Как правило, магнитный образец в отсутствие

внешнего магнитного поля разбивается на однородно намагниченные области – домены. Намагниченности в соседних доменах направлены противоположно друг другу. В этом случае плоскость поляризации света (вектор  $\vec{P}$  на рисунке 70), прошедшего

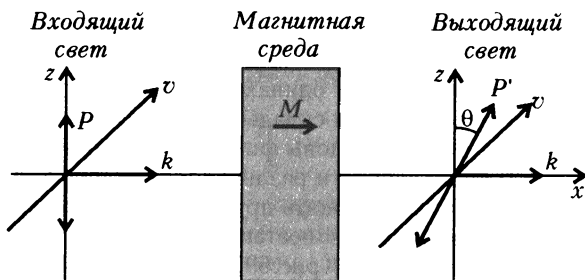


Рис. 70. Эффект Фарадея

через домены разной намагниченности, поворачивается на один и тот же угол, но в противоположных направлениях. Это позволяет визуализировать домены или границы между ними с помощью анализатора, причем в зависимости от взаимного положения анализатора и поляризатора можно получить картины с двумя типами контраста – контраст доменов и контраст доменных границ (рис.71).

В геометрии контраста доменных границ поляризатор и анализатор устанавливают под прямым углом друг к другу. Если бы среда не была гиротропной, то через такую систему свет бы не прошел. Благодаря эффекту Фарадея плоскость поляризации приобретает проекцию на плоскость анализатора, и излучение

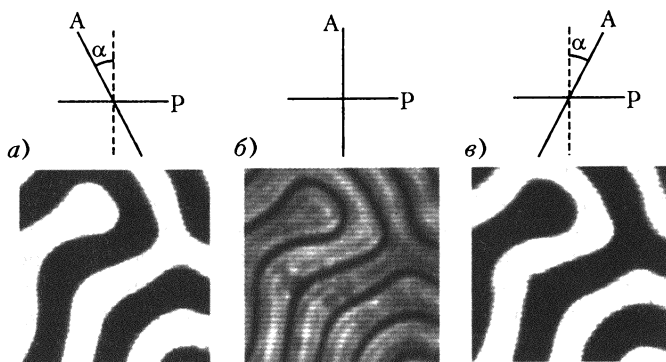


Рис. 71. Вид доменов в поляризационном микроскопе (размер изображенных областей  $\sim 20$  мкм) при различных положениях поляризатора (P) и анализатора (A): а), в) – контраст доменов; б) контраст доменных границ

частично проходит через него. При этом соседние домены находятся в симметричной ситуации и имеют одинаковые яркости.

Для получения контраста доменов анализатор поворачивают от прежнего положения на угол, равный углу Фарадея. Это приводит к тому, что излучение, прошедшее через домены, намагниченные в одном направлении, проходит полностью, а излучение, прошедшее через их соседей, сильно ослабевает. В результате возникает контрастная картина чередующихся темных и светлых областей.

Если на основе магнитной среды сделать планарный волновод, то эффект Фарадея будет выражаться в преобразовании друг в друга двух основных мод – ТЕ и ТМ. Если на входе в магнитный волновод будет, например, ТЕ-мода, то через некоторое расстояние она частично или полностью преобразуется в ТМ-моду, а та, в свою очередь, постепенно перейдет в ТЕ-моду и так далее. Степень конверсии мод зависит от различия их фазовых скоростей при отсутствии намагниченности. Если обе моды имеют одинаковые скорости, то в магнитном волноводе они будут переходить друг в друга полностью.

При распространении плоско поляризованного излучения в направлении, перпендикулярном намагниченности среды, возникает эффект Фогта<sup>28</sup>. Он состоит в том, что на выходе из среды

<sup>28</sup> Вольдемар Фогт (1850–1919) – немецкий физик. Работы в области термодинамики, кристаллофизики и магнитооптики. Открыл эффект линейного двойного лучепреломления электромагнитной волны при ее распространении в твердом теле (эффект Фогта).

получается эллиптически поляризованная электромагнитная волна, причем большая ось эллипса совпадает с направлением поляризации падающей волны. Причина возникновения эффекта Фогта заключается в том, что в такой геометрии возникает линейное двойное лучепреломление – две плоско поляризованные волны (плоскость поляризации одной параллельна намагниченности среды, а другой – перпендикулярна ей) имеют разные фазовые скорости и показатели преломления. Эффект Фогта зависит от намагниченности квадратичным образом, т.е. является эффектом второго порядка. В большинстве случаев константа этого эффекта на несколько порядков меньше константы эффекта Фарадея.

Еще один важный магнитооптический эффект – эффект Керра – состоит в изменении характеристик световой волны при отражении от магнитной среды. При этом, в зависимости от геометрии падения света, при отражении будет меняться либо его поляризация, либо интенсивность, либо и то и другое.

### **Разновидности магнитных фотонных кристаллов**

Идея использовать для управления света в фотонном кристалле магнитные вещества впервые была предложена в конце 90-х годов минувшего столетия японскими учеными (во главе с профессором М.Иноуе). Они рассмотрели эффект Фарадея в одномерных фотонных кристаллах, представляющих собой многослойные пленки из хаотично чередующихся слоев висмут-замещенного иттриевого феррита-граната (это одно из распространенных в оптике магнитных веществ) и кварца. Для определенных частот излучения при оптимально подобранных параметрах структуры ими было обнаружено усиление эффекта Фарадея более чем в 300 раз по сравнению с аналогичной однородной средой.

На примере одномерного случая можно выделить несколько разновидностей магнитных фотонных кристаллов. Прежде всего, это стандартные системы, состоящие из чередующихся четвертьволновых магнитных (например, церий-замещенный иттриевый феррит-гранат) и немагнитных (например, гадолиний-галлиевый гранат) слоев. Такие фотонные кристаллы обладают запрещенной зоной с центром на проектировочной длине волны, где под проектировочной длиной волны подразумевают длину волны света вне кристалла, при которой в каждом из его слоев укладывается одна четвертая длины волны. На рисунке 72,а показан спектр пропускания одномерного фотонно-

го кристалла из 30 пар магнитного и немагнитного слоев, настроенного на ближний ИК диапазон (проектировочная длина волны 1,55 мкм). Такой кристалл можно задать структурной формулой  $(NM)^{30}$ , в которой  $N$  и  $M$  обозначают немагнитный и магнитный слои, а число 30 показывает количество  $NM$  пар. Усиление эффекта Фарадея следует ожидать на границе запрещенной зоны, т.е. в районе длин волн 1,47 мкм и 1,64 мкм. Но почему именно там?

Разобраться поможет дисперсионная диаграмма для данного кристалла, изображенная на рисунке 72,б). Из нее видно, что именно на этих длинах волн – им на рисунке соответствуют

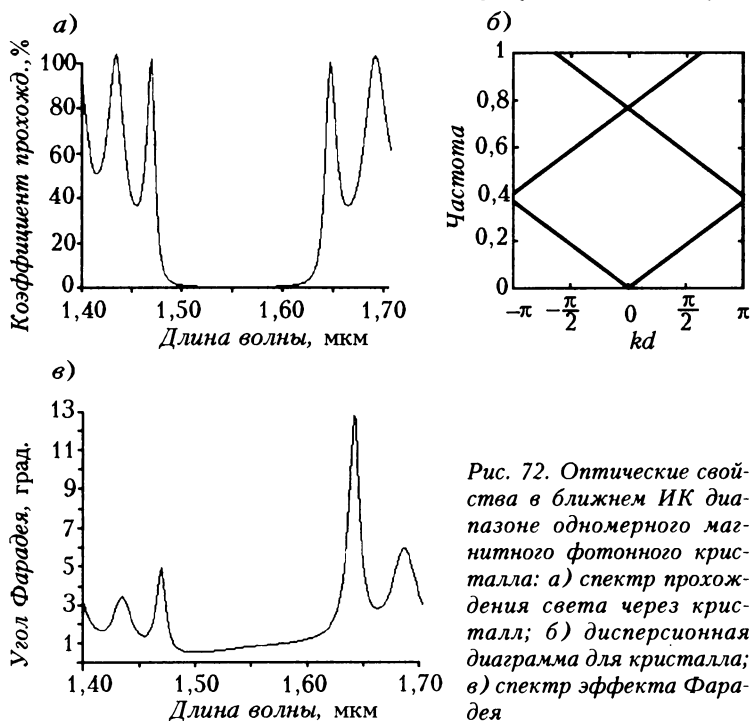


Рис. 72. Оптические свойства в ближнем ИК диапазоне одномерного магнитного фотонного кристалла: а) спектр прохождения света через кристалл; б) дисперсионная диаграмма для кристалла; в) спектр эффекта Фарадея

нормированные частоты 0,398 и 0,364 – фотонные зоны имеют экстремумы, и, следовательно, групповая скорость излучения, численно равная тангенсу угла наклона касательной к графику дисперсионной кривой, равна нулю. Это приводит к резкому возрастанию эффективного времени взаимодействия волны с намагниченностью материала, а значит, и к увеличению эффекта Фарадея (рис.72,в). Для рассматриваемого фотонного кристал-



ла угол фарадеевского вращения на коротковолновой границе запрещенной зоны увеличивается примерно в два раза по сравнению с однородной магнитной средой, толщина которой равна суммарной толщине всех магнитных слоев, составляющих кристалл. В то же время, усиление эффекта Фарадея в области длинноволновой границы запрещенной зоны более существенно – в данном случае эффект увеличивается примерно в 5 раз.

Асимметрия в спектре фарадеевского вращения – универсальное явление. Она возникает для любых магнитных фотонных кристаллов и связана с особенностями распределения поля электромагнитной волны по фотонному кристаллу. Поскольку групповая скорость излучения, попадающего на края запрещенной зоны, крайне мала, в кристалле формируется стоячая волна, пучности и узлы которой никуда не смещаются. Вблизи экстремума нижней фотонной зоны (длинноволновая граница запрещенной зоны) электромагнитное поле такой волны в основном сосредоточено в магнитных слоях, в то время как в районе экстремума верхней фотонной зоны энергия поля волны по большей части сконцентрирована в немагнитных слоях. Это и приводит к различию в итоговом значении угла Фарадея.

Важной особенностью резонансов на граничных частотах является то, что максимумы прохождения и фарадеевского вращения практически совпадают. Это позволяет использовать фотонные кристаллы в качестве миниатюрных элементов, вращающих плоскость поляризации на большие углы.

Как утверждает ведущий специалист по магнитооптике доктор В.А.Котов, оптимальный подбор магнитных материалов, их геометрических размеров и расположения позволит создать новое поколение оптических устройств, управляемых магнитными полями. При этом нужно иметь в виду не только инфракрасный, но и видимый диапазон. Недавние эксперименты, проведенные шведской научной группой под руководством профессора А.М.Гришина, вселяют в этом отношении оптимизм.

При проектировании элементов на базе одномерных магнитных фотонных кристаллов немаловажную роль играет компьютерное моделирование. В этом направлении работают не только маститые специалисты, но и молодые ученые и студенты, ведь именно молодое поколение наиболее адаптировано к современным методам численного эксперимента. Здесь стоит отметить интересные результаты, полученные старшекурсниками МГУ им. М.В.Ломоносова (студент А.Н.Калиш и др.).

В одномерных магнитных фотонных кристаллах, так же, как и в обычных, можно создать структурные дефекты – несколько

раз инвертировать порядок следования слоев. Как уже говорилось, наличие дефектов приводит к появлению в фотонной запрещенной зоне узких резонансных уровней, на частотах которых прохождение света близко к 100-процентному. Вместе с тем, групповая скорость излучения на этих резонансах оказывается очень малой, и эффект Фарадея при этом резко возрастает. В результате удастся получить пик пропускания нужной ширины и большой угол Фарадея. К примеру, на длинах волн ближнего инфракрасного диапазона с помощью таких фотонных материалов удастся получить угол поворота поляризации света на  $45^\circ$  на расстоянии всего 1,5 мкм, в то время как для той же однородной среды указанный угол поворота достигается на расстоянии, в 150 раз большем. Поэтому магнитные фотонные кристаллы с дефектами чередования слоев очень важны для практических применений.

Очередность магнитных и немагнитных слоев в таких кристаллах можно записать в виде формулы  $(MN)^a(NM)^b(MN)^a$ . Параметры  $a$  и  $b$  показывают количество повторений пары  $MN$  магнитного и немагнитного слоев до очередного сбоя порядка чередования. Для достижения большого фарадеевского вращения и высокого прохождения числа  $a$  и  $b$  подбирают оптимальным образом. Характерные спектры коэффициента прохождения и угла Фарадея для фотонного кристалла с параметрами  $a = 16$  и  $b = 30$  приведены на рисунке 73.

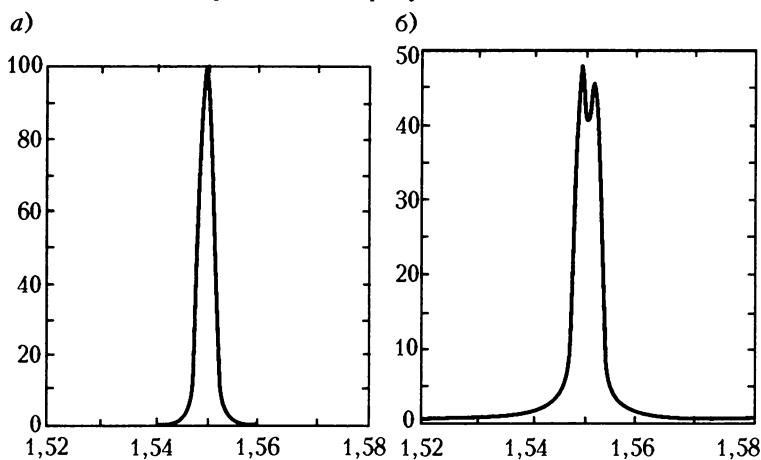


Рис. 73. Спектры коэффициента прохождения и эффекта Фарадея для фотонного кристалла, состоящего из магнитных и немагнитных слоев

Однако впервые усиление эффекта Фарадея в фотонных кристаллах было экспериментально продемонстрировано японскими учеными на структуре другого типа, которая является магнитным микрорезонатором – внутрь немагнитного резонатора помещают слой магнитного материала. Хотя изготовить такую систему проще, чем предыдущие разновидности магнитных фотонных кристаллов, она демонстрирует все же менее впечатляющие результаты.

В последние несколько лет начали исследовать и многомерные магнитные фотонные кристаллы. Работа с такими системами существенно расширяет круг наблюдаемых эффектов, а также приводит к новым интересным применениям. Экспериментальные и теоретические исследования двумерных и трехмерных магнитных фотонных кристаллов активно ведут в МГУ им. М.В.Ломоносова в Москве (А.Б.Грановский с коллегами), в Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе в Санкт-Петербурге (А.В.Барышев с коллегами), в Донецке (профессор И.Л.Любчанский), в Минске (Н.В.Гапоненко), в Японии (М.Иноуэ) и в других странах.

В большинстве случаев экспериментальной реализации эти структуры представляют собой коллоидные растворы упорядоченных частиц сферической или цилиндрической формы. Например, созданы двумерные коллоидные фотонные кристаллы, состоящие из стеклянных волокон, покрытых никелем. Резкое увеличение эффекта Фарадея было зафиксировано в трехмерных коллоидных кристаллах из кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены магнитной жидкостью насыщенного раствора нитрата диспрозия в глицерине.

---

## ПЕРФОРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ

Как уже упоминалось в шестой главе, двумерные фотонные кристаллы очень перспективны для создания оптических волноводов. На их основе можно создать как планарные волноводы, так и оптические волокна. Однако на этом возможности двумерной системы отверстий не заканчиваются, поэтому вновь обратимся к ней.

### Удивительная фольга

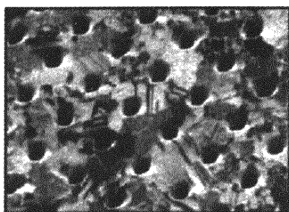
В середине XX века немецкий физик Ханс Бете<sup>29</sup> подробно исследовал задачу о прохождении света через проделанное в непрозрачном экране, например в металлическом листе, отверстие диаметром меньше длины волны света. Он установил, что сквозь такое субволновое отверстие проникнет лишь малая часть света, пропорциональная четвертой степени отношения диаметра отверстия к длине волны. Так, через дырочку диаметром 100 нм пройдет менее одной двухтысячной от падающей энергии.

Несмотря на такие предсказания теории, на практике оказывается, что свет определенной длины волны все же может проникнуть сквозь отверстие в металле. Только для этого необходимо создать не одно, а несколько десятков или сотен отверстий и расположить их при этом строго периодически, т.е. организовать своего рода двумерный фотонный кристалл, в котором прозрачный материал заменен на металл, например на серебро или золото, а толщина кристалла не превышает нескольких сотен нанометров. На первый взгляд, такой метаматериал не даст ничего особенно нового по сравнению с уединенным отверстием. Однако опыт показывает обратное.

Впервые это обнаружил лаборант научно-исследовательского института в Принстоне Эббисен в конце 80-х годов прошлого

---

<sup>29</sup> Ханс Бете (1906 – 2005) – немецкий физик-теоретик. Основные работы относятся к квантовой механике и ее приложениям к теории атома, теории металлов, взаимодействию частиц с электромагнитным полем, теории элементарных частиц и теории атомного ядра. Открыл циклы термоядерных реакций, являющихся источником энергии звезд (Нобелевская премия 1967 г.).



*Рис. 74. Изображение перфорированной золотой пленки, которая использовалась Эббисеном в его экспериментах*

века. В своих экспериментах он использовал золотую фольгу толщиной 200 нм, в которой были проделаны периодически расположенные сквозные отверстия диаметром 150 нм (рис.74). Отверстия образовывали двумерную квадратную решетку, а расстояние между ближайшими отверстиями составляло 900 нм. Оказалось, что, вопреки теории Бете, через такую фольгу проходит более четырех процентов света длиной волны 1370 нм. Если посчитать, какую часть

от всей площади поверхности пленки занимают сами отверстия, то результат будет выглядеть еще более впечатляющим. Действительно, суммарная площадь отверстий составляет примерно 2 процента от площади пластинки, а через них проходит 4 процента света. Получается, что на длине волны 1370 нм излучение концентрируется около отверстий и проходит металл насквозь. Конечно, остальные 96% света отражаются или поглощаются, но, тем не менее, 96% – это совсем не 100%, и необходимо понять, на чем основан описанный эффект.

Первоначально Эббисен предположил, что произошла какая-то экспериментальная ошибка, на некоторое время даже забыл об обнаруженном явлении и использовал образец по назначению, а именно для проверки квантовой теории электромагнитных взаимодействий, для чего и была создана перфорированная фольга. Но позже он все же решил разобраться в эффекте увеличения пропускания света и проверил структуру отверстий в электронном микроскопе. Оказалось, что структура была сделана практически идеально, и никаких побочных эффектов появиться не могло. Только после этого в лаборатории всерьез заинтересовались столь необычным явлением и провели эксперименты, направленные на его изучение. При этом изготовили целый ряд образцов из различных материалов с различными геометрическими параметрами, и удалось выявить ряд важных закономерностей.

Прежде всего, выяснилось, что эффект увеличения пропускания наблюдается только для металлов, а для других материалов он отсутствует. Например, германиевые пленки ничего похожего не демонстрируют. Кроме того, было установлено, что положение максимума пропускания зависит от расстояния между отверстиями, а его ширина – от отношения толщины пленки к

диаметру отверстия. Но понимания проблемы эти выводы не прибавили, и результаты так и остались неопубликованными.

Первая публикация появилась лишь в 1998 году, когда Эббисен в соавторстве с теоретиком Вольфом написали статью, в которой выдвинули предположение, что при этом на обеих поверхностях пленки формируются так называемые поверхностные плазмон-поляритоны.

### **Поверхностные волны. Поляритоны. Плазмоны**

В последние несколько лет в физической оптике бурно развивается направление, посвященное поверхностным электромагнитным волнам, которые могут распространяться вдоль границы двух сред. Поверхностные волны существенно отличаются по своим свойствам от обычных электромагнитных волн, распространяющихся в объеме. Так, для них характерна высокая степень локализации в области границы раздела двух сред, а также гораздо большие значения интенсивности. Поверхностные волны оказывают большое влияние на многие оптические явления, такие как генерация второй оптической гармоники, фотохимические реакции, поглощение и рассеяние света на поверхности, поэтому они очень важны и для практических применений в нелинейной оптике, спектроскопии, интегральной оптике.

Часто вместо термина «поверхностная волна», используют другой термин – «поверхностный поляритон». Здесь необходимо заметить, что поляритоном в общем случае называют возбуждение смешанной природы, вызванное взаимодействием электромагнитной волны с кристаллической решеткой. Например, говорят о фонон-поляритонах, представляющих собой колебания электромагнитного поля и вызванные им механические колебания кристалла (фононы). В случае когда электромагнитная волна возбуждается на поверхности проводника, возникает ее взаимодействие с электронами проводимости, которые передвигаются по кристаллу, сталкиваясь между собой на фоне положительно заряженных ионов. Такая электрон-ионная система обладает многими свойствами плазмы, представляющей собой четвертое состояние материи. Поэтому совместные возбуждения электромагнитного поля и плазмы называют плазмонами. В данном случае, когда речь идет о возбуждении колебаний на поверхности проводника, плазмоны называют поверхностными плазмон-поляритонами.

В отличие от объемных электромагнитных волн, являющихся чисто поперечными, поверхностные плазмон-поляритоны имеют

проекцию электрического поля на направление распространения, т.е. являются частично продольными. В то же время, магнитное поле в такой волне остается перпендикулярным к направлению распространения, поэтому можно сказать, что они соответствуют ТМ-типу, т.е. являются поперечными магнитными волнами.

Поверхностные поляритоны могут распространяться только вдоль границ раздела сред с диэлектрическими проницаемостями разных знаков (рис.75). Именно такая ситуация возникает

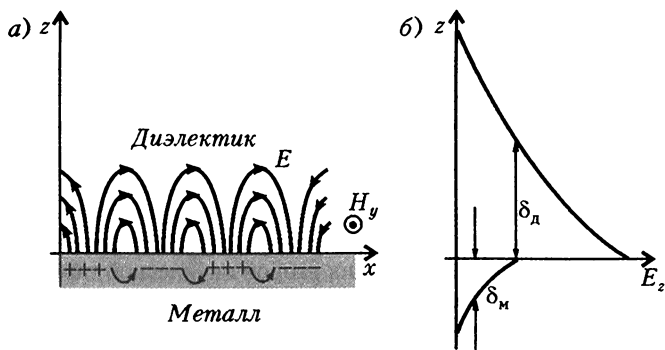


Рис. 75. Плазмон-поляритоны на поверхности металла. а) Картина линий электрического поля в плазмон-поляритонной волне. б) Зависимость модуля амплитуды нормальной составляющей напряженности электрического поля от расстояния до поверхности металла

при контакте металла и диэлектрика. Металлы в видимом и инфракрасном диапазонах частот имеют отрицательную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_1$  — это связано с тем, что основной вклад в их оптические свойства вносит газ свободных электронов. Волновой вектор плазмон-поляритонной волны  $\vec{k}_p$  имеет длину

$$k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}$$

Когда поверхностная волна бежит вдоль границы раздела металл — диэлектрик, ее энергия в основном сосредоточена в диэлектрике, но в то же время, благодаря продольной составляющей электрического поля, она частично переходит из диэлектрика в металл и обратно. В металл электромагнитное поле проникает не более чем на несколько десятых микрона, в то время как в диэлектрике глубина проникновения на один — два порядка больше. Если в металле есть потери, а его поверхность

имеет шероховатости, то плазмон-поляритонная волна постепенно затухает и рассеивается. Если основной вклад в потери вносит именно поглощение в металле, то поверхностная волна длиной несколько микрон может до затухания пройти расстояние порядка 1–3 см.

Но возникает важный вопрос: каким образом эти волны могут возникнуть? Оказывается, для возбуждения плазмон-поляритонной волны нужны специальные условия, поскольку необходимо согласовать ее волновой вектор с волновым вектором падающего света. Сейчас наиболее распространены два подхода – призмный и решеточный. В первом методе согласование удается достичь при помощи призмы, расположенной либо непосредственно на поверхности металла, либо над его поверхностью на расстоянии, сравнимом с длиной волны.

В решеточном методе на поверхность проводника наносят систему периодических бороздок или отверстий, создавая тем самым дифракционную решетку, рассеивающую излучение под разными углами. Чтобы возбудить плазмон-поляритонную волну, угол падения света и период решетки подбирают так, что основная доля дифрагированного излучения направлена вдоль поверхности. Условие возникновения поверхностной волны следует из закона сохранения импульса и записывается в виде уравнения

$$\vec{k}_{\parallel} + l\vec{G} = \vec{k}_p, \quad l = 1, 2, \dots$$

Здесь  $\vec{k}_{\parallel}$  – это составляющая вдоль поверхности волнового вектора излучения  $\vec{k}_0$ , падающего под углом  $\theta$ ,  $k_{\parallel} = k_0 \sin \theta$ ,  $\vec{G}$  – волновой вектор дифракционной решетки, компоненты которого обратно пропорциональны периоду решетки, а  $\vec{k}_p$  – волновой вектор плазмон-поляритона (рис.76).

Из уравнения следует, что разность волновых векторов  $\vec{k}_p$  и  $\vec{k}_{\parallel}$  должна быть кратна вектору решетки  $\vec{G}$ , но, поскольку волновой вектор плазмон-поляритона однозначно задан диэлектрическими константами соприкасающихся материалов, это условие будет выполнено лишь при некоторых длинах волн и углах падения. Поэтому явление генерации плазмон-поляритонов носит резонансный характер.

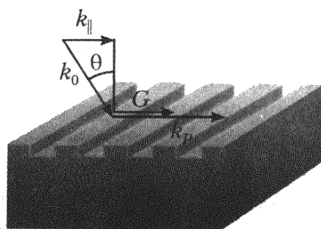


Рис. 76. Волновые векторы падающего света  $\vec{k}_0$  и плазмона  $\vec{k}_p$



## **А все-таки она светится**

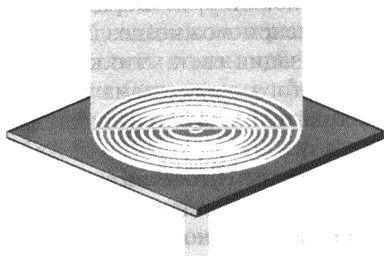
Но вернемся к фольге Эббисена и постараемся понять, как поверхностные волны связаны с эффектом увеличения прохождения света через пленку. В конце 90-х годов прошлого века было предложено следующее объяснение эффекта. Свет с длиной волны, на которой возникает необычно высокое прохождение, попадая на перфорированную поверхность металла, возбуждает в нем плазмон-поляритоны. Это оказывается возможным именно благодаря дифракционной решетке, образованной системой отверстий. Большая часть энергии излучения аккумулируется в очень тонком слое вдоль верхней поверхности пластины, из-за чего его интенсивность сильно возрастает. В результате возникает достаточно сложное распределение поля, благодаря чему часть энергии просачивается сквозь металл, к другой его поверхности. При этом некоторая доля излучения проходит вниз в форме поверхностных волн вдоль стенок отверстий, а другая часть проникает непосредственно внутрь металла и, несмотря на существенное затухание, все же способствует возбуждению плазмон-поляритонов на нижней поверхности. Они при распространении по этой поверхности рассеиваются на отверстиях, и вновь энергия преобразуется в свет. Таким образом, в эффекте увеличения прохождения света поверхностные волны играют роль промежуточного агента, переносящего энергию света от одной поверхности пленки к другой через толщу непрозрачного материала.

Явление высокого пропускания очень перспективно для различных применений в оптических элементах. Например, перфорированные пленки могут позволить решить проблему организации эффективного преобразования оптического сигнала в электрический, которая в наши дни встает наиболее остро. Каждый раз, когда мы звоним за границу, посылаем электронные письма или скачиваем программы через интернет, мы получаем информацию, передаваемую при помощи света, бегущего по тонким нитям оптических волокон. Но в конце концов эта информация достигает нашего компьютера и с неизбежностью преобразуется в импульсы электрического тока, но при этом существенная доля энергии теряется. Дело в том, что масштабы светового пучка и элементов современной электроники сильно отличаются, и, чтобы их уравнивать, необходимо широкий световой пучок на выходе из волокна разбить на несколько каналов, направить на различные фотодиоды, усилить получившиеся электрические сигналы и только после этого подвести их к

транзисторам микропроцессора. Все это сильно усложняет продвижение современной электроники к наноразмерным чипам.

Возникает необходимость создать более эффективную схему преобразования света в ток, минуя промежуточные элементы. И здесь могут пригодиться перфорированные пластины. Правда, совсем необязательно проделывать в них множество отверстий.

Можно обойтись всего лишь одним, но вокруг него сделать систему концентрических бороздок – ведь для возбуждения плазмонов наиболее важно, чтобы поверхность имела периодический рельеф (рис.77). Точно такой же рельеф необходимо создать и на второй поверхности. Как показывают недавние эксперименты Эббисена, описанная пластина позволяет уменьшить диаметр светового ци-



*Рис. 77. Преобразование диаметра пучка света при помощи системы концентрических бороздок в металлической пленке*

линдра в несколько раз и получить на выходе очень тонкий пучок света, диаметром порядка диаметра отверстия.

В проведенных экспериментах использовали серебряную пластинку с отверстием диаметром 270 нм. Каждая из пяти круговых бороздок имела ширину 240 нм и глубину 50 нм. Расстояние между бороздками составляло 600 нм. Резонансное увеличение интенсивности проходящего света наблюдалось на длине волны 650 нм, при этом основная часть энергии выходила в нулевом дифракционном максимуме, т.е. в направлении падающего света, а остальные максимумы дифракции были сильно подавлены. По всей видимости, рельеф концентрических колец здесь играет двоякую роль. С одной стороны, он необходим для возникновения плазмон-поляритонов, а с другой стороны, дает возможность существенно сузить пучок прошедшего света.

Расширить круг возможных применений перфорированных пленок позволяет использование магнитных материалов. Вместо серебра или золота можно использовать, например, ферромагнетики – железо или кобальт, которые обладают большими значениями константы Фарадея. Так, железная пленка толщиной всего 200 нм может повернуть плоскость поляризации света более чем на 10 градусов. Правда при этом поглощение оказывается гораздо больше: через слой толщиной 200 нм проходит лишь

десятитысячная доля энергии. Именно поэтому такие материалы в магнитооптических устройствах не используют. Но совсем иная ситуация возникает, когда в железной или никелевой пленке создают систему отверстий. За счет возбуждения плазмонов в них, подобно немагнитным пленкам, можно достичь существенного увеличения пропускания и одновременно получить большой угол Фарадея. На базе перфорированных магнитных пленок можно создать сверхтонкие вращатели плоскости поляризации света, что крайне важно для современной оптики. Кроме того, меняя намагниченность пленки, удастся управлять не только плоскостью поляризации, но и прохождением света через нее.

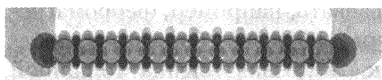
Отметим, что описанные идеи были выдвинуты авторами книги совсем недавно, и работы в данном направлении только начинаются. Многие теоретические выводы еще ждут детального экспериментального исследования.

### Плазмоника

Хотя роль плазмонов в эффекте высокого пропускания перфорированных металлов до сих пор не выяснена полностью, их существенное значение для многих новых оптических устройств неоспоримо. Недавно даже возникло новое направление нанофотоники – плазмоника. Чтобы по достоинству оценить важность плазмонов в оптике, достаточно рассмотреть несколько характерных примеров их применения.

Прежде всего, вновь вернемся к проблеме эффективного сочленения оптического волокна и электронной микросхемы. Наряду с пластиной Эббисена возможно и другое решение, предложенное учеными Калифорнийского технологического института в Пасадене. Оно состоит в том, что обычный волновод был заменен цепочкой наноразмерных металлических сфер на диэлектрической подложке. При освещении первой в цепочке сферы светом специально подобранной длины волны на ее поверхности возбуждается поверхностная волна, которая индуцирует электромагнитные колебания на поверхности второй сферы и так далее. Таким образом сигнал передается от начала

цепочки до конца, а затем переизлучается последней сферой в световую волну. Хотя идея создания такого волновода (рис.78) появилась совсем недавно, уже удалось на практике достичь субвол-



*Рис. 78. Волновод из цепочки металлических наносфер*

новых размеров – волноводная цепь наносфер в поперечнике составила всего 30 нм.

Другое весьма интересное приложение поверхностных волн связано с медициной. При этом используют нанооболочки. Каждая нанооболочка состоит из кварцевой сферы, покрытой тонким слоем золота. Меняя условия формирования нанооболочек, можно подобрать толщину золотого покрытия и размер частиц так, чтобы они, благодаря возбуждению поверхностных плазмонов, поглощали свет требуемой длины волны и из-за этого нагревались. Такие нанооболочки могут быть весьма эффективными при борьбе со злокачественными опухолями. Метод основан на введении наночастиц в область опухоли и облучении их инфракрасным светом нужной длины волны. Нанооболочки, настроенные на используемые при облучении длины волн, сильно поглощают падающую энергию. Происходит нагрев нанооболочки вместе с опухолевой клеткой, а нагрев любой биологической клетки выше 60 градусов в течение 10 секунд приводит к полному уничтожению клетки.

## НЕЛИНЕЙНАЯ СТОРОНА ФОТОННОГО МИРА

Нелинейные оптические эффекты, проявляющиеся в фотонных кристаллах, настолько разнообразны и интересны, что про них можно даже написать отдельную книгу. Поэтому здесь мы не будем стремиться к полноте описания, а лишь обратим внимание читателя на несколько интересных моментов.

Как правило, фотонные кристаллы называют нелинейными, если их оптические свойства зависят от интенсивности взаимодействующего с ними электромагнитного излучения. Одно из существенных преимуществ метода нелинейной перестройки свойств фотонного кристалла заключается в очень высоких скоростях перестройки, которые при этом можно достичь. Ни магнитное, ни электрическое, ни какое-либо еще воздействие не дадут лучшего результата. Причина этого состоит в сверхбыстром отклике некоторых диэлектриков на оптическое воздействие. Еще одним из преимуществ нелинейных фотонных материалов является возможность полностью оптического управления кристаллом, что очень важно для создания оптических компьютеров – ведь не даром же их называли именно оптическими. Действительно, один, наиболее интенсивный луч света будет осуществлять управление кристаллом, а при этом другой, менее интенсивный луч будет распространяться по модифицированной таким образом структуре в нужном направлении и нести с собой биты информации.

Однако в мире нет ничего идеального, любые преимущества обязательно влекут за собой недостатки, и выбор между тем или иным решением проблемы обычно основан на оценке того, насколько велико превосходство всех преимуществ над всеми недостатками. Так происходит и в случае нелинейного подхода. Он имеет один очень серьезный недостаток. Дело в том, что для возникновения нелинейных эффектов, как правило, необходимы очень большие интенсивности света. А это экономически невыгодно и может повлечь к перегреву и даже разрушению структуры. Но есть пути уменьшения роли этого негативного фактора. Первая возможность – подбор оптимальных материалов. Здесь все ясно – нужно постараться найти или создать вещество, в котором нелинейные эффекты достаточно велики и

поэтому проявляются уже при относительно небольших интенсивностях. Вторая возможность – подбор оптимальной структуры, усиливающий нелинейное взаимодействие. И на этом пути вновь выручает идея фотонных кристаллов, которые привносят новые интересные явления.

В нашей стране нелинейные свойства фотонных кристаллов активно исследуются в МГУ им. М.В.Ломоносова сразу несколькими научными группами под руководством профессоров А.П.Сухорукова, А.М.Желтикова и О.А.Акципетрова.

### Усиление нелинейных эффектов

Обычно оптические затворы и логические элементы основаны на явлении интерференции. При этом сигнал разбивают на две части, создавая при этом так называемый интерферометр Маха–Цандера (рис.79). Для того чтобы произошла операция переключения, на один из двух волноводных каналов воздействуют так, чтобы изменить относительную фазу двух частей сигнала. Тогда на выходе из устройства они либо будут в фазе и усилят друг друга, либо, наоборот, окажутся в противофазе и произойдет гашение сигнала. Используя фотонные кристаллы, можно существенно улучшить характеристики описанного переключателя.

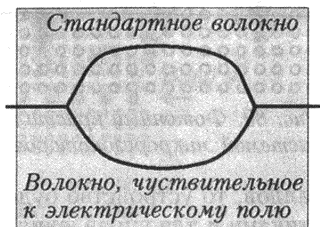


Рис. 79. Схема интерферометра Маха–Цандера

Рассмотрим случай, когда групповая скорость излучения в волноводах переключателя много меньше скорости света в вакууме. Воздействуя на один из волноводных каналов оптическим сигналом, можно, благодаря нелинейному эффекту Керра, немного изменить показатель преломления среды на  $\Delta n$ . При этом  $\Delta n$  пропорционально интенсивности света. Изменение показателя преломления на  $\Delta n$  приведет к смещению фотонных зон на

$$\Delta\omega = -\frac{\xi\omega_0\Delta n}{n},$$

где  $\xi$  – коэффициент пропорциональности (порядка единицы), а  $\omega_0$  – первоначальная частота излучения. Однако в эксперименте частота излучения не меняется, а меняется его волновой вектор. Поэтому перепишем формулу в виде

$$\Delta k = -\frac{\xi\omega_0\Delta n}{nv_{\text{гр}}}.$$

Сдвиг фаз между двумя волнами на расстоянии  $L$  будет равен

$$\Delta\varphi = \Delta k L.$$

Таким образом, для уменьшения длины переключателя необходимо большое изменение волнового числа, а значит, нужно работать с минимальными значениями групповой скорости.

Проведя дополнительный анализ, можно показать, что уменьшение групповой скорости приведет и к экономии энергии, расходуемой на управление устройством. Причем, если выигрыш в размерах пропорционален первой степени отношения скорости света к групповой скорости, то экономия энергии

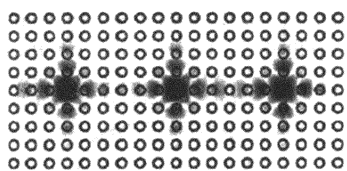


Рис. 80. Фотонный кристалл с системой микрорезонаторов

зависит от второй степени этого отношения. Но в фотонных кристаллах как раз и можно сильно уменьшить групповую скорость и сделать ее почти нулевой, как это уже обсуждалось в четвертой главе. Поэтому если волноводы оптического ключа сделаны на основе фотонных кристаллов, то устройство будет обладать выдающимися характеристиками и для управления им больше не понадобятся гигантские мощности. Сильно замедлить свет можно, например, в уже знакомой нам системе последовательных микрорезонаторов (рис.80).

## Оптическая бистабильность

Характерной чертой многих нелинейных систем является оптическая бистабильность: зависимость энергии на выходе от энергии на входе

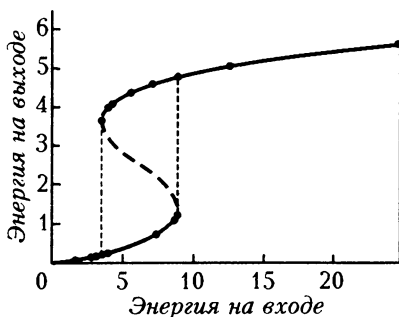


Рис. 81. Явление оптической бистабильности нелинейной системы

демонстрирует петлю гистерезиса (рис.81). Нелинейная система, следовательно, обладает памятью – ее следующее состояние зависит от предыдущего. В интегральной электронике бистабильность широко применяется в элементах памяти, триггерах, логических элементах и т.п.

В фотонных кристаллах это явление проявляется

сильнее. Рассмотрим два канала, связанных между собой микрорезонатором (рис.82). Предположим, что вещество внутри микрорезонатора обладает значительным нелинейным эффектом Керра, так что положение резонансного пика излучения, захва-

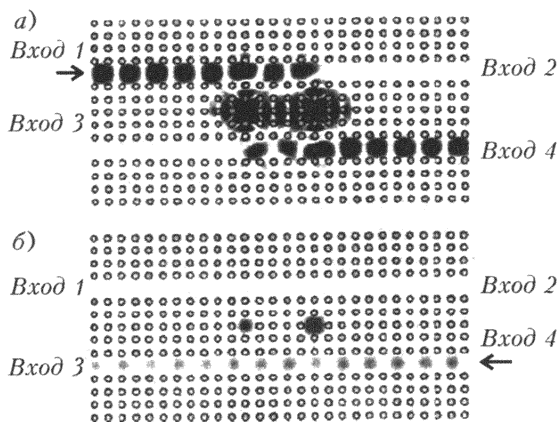


Рис. 82. Принцип действия оптического изолятора на основе нелинейного фотонного кристалла с микрорезонаторами

тываемого этой полостью, зависит от его энергии. На основе эффекта бистабильности можно спроектировать оптический изолятор – прибор, обеспечивающий пропускание света в одном направлении почти без потерь, а в противоположном направлении – с большим затуханием. Принцип его работы заключается в следующем.

Допустим, на вход 1 подан интенсивный сигнал, так что работает верхняя ветвь гистерезиса. Пусть при этой энергии частота микрорезонатора становится равной частоте сигнала, и он эффективно захватывается и переходит на вход 4 (см. рис.82,а). Если в системе появятся отраженные сигналы, то они поступят на вход 4, но будут иметь, конечно же, малую интенсивность, настолько малую, что резонансная частота микрорезонатора сместится относительно резонанса для мощного сигнала, и свет не будет им захвачен, а проследует в сторону входа 3, не мешая работе канала 1–4 (см. рис.82,б).

Привлекательна идея использования бистабильности для усиления оптических сигналов. Предположим, что на вход 1 подадут пучки света различной интенсивности со спектром центральной частоты  $\omega_0$ , согласованной с микрорезонаторными полостями. Связь между выходным и входным сигналами бу-



дет иметь вид сглаженной части нижней кривой гистерезиса. Будем теперь одновременно с этим подавать на вход 4 такие же сигналы, но гораздо меньшей интенсивности. Они приведут к перескоку системы на верхнюю ветвь петли гистерезиса, а значит, и к усилению сигнала в несколько раз – при помощи вспомогательного слабого сигнала управляем интенсивностью основного, увеличивая ее. Получаем оптический транзистор.

### **Магнетизм и нелинейные фотонные кристаллы**

Говоря о нелинейных фотонных кристаллах, необходимо упомянуть и про недавние исследования ученых под руководством профессора О.А.Акципетрова (МГУ им. М.В.Ломоносова), экспериментально обнаруживших явления генерации второй и даже третьей оптических гармоник в магнитных фотонных кристаллах.

Возникновение волн на удвоенной или утроенной частотах связано со следующим. Оптический отклик среды определяется электрической поляризацией, наведенной в среде при ее облучении электромагнитным излучением. Как правило, считают, что поляризация пропорциональна электрическому полю волны, но в ряде веществ она зависит не только от первой степени электрического поля, но также и от старших его степеней. Электрическое поле изменяется по гармоническому закону, т.е. зависит от времени как функция синуса или косинуса. При возведении гармонической функции в степень появляются слагаемые, имеющие кратные частоты. Например, при возведении гармонической функции частоты  $\omega$  в квадрат приходим к гармонике удвоенной частоты  $2\omega$ :  $\cos^2 \omega t = (1 + \cos 2\omega t)/2$ . Поэтому поляризация среды, а значит, и отраженный от вещества свет содержат составляющие, колеблющиеся на кратных частотах. Правда интенсивность излучения на удвоенной и последующих частотах гораздо меньше интенсивности падающего света.

Набор гармоник, которые могут появиться при падении света на вещество, определяется типом симметрии его кристаллической решетки. Например, законы симметрии запрещают генерацию излучения на удвоенной частоте в кристаллах, обладающих центром инверсии. А именно такой тип решетки наиболее распространен. Тем не менее, вторая гармоника может возникнуть даже в таких телах, только не в объеме, а на поверхности. Дело в том, что там симметрия кристаллической решетки нарушается, и все ограничения снимаются. Кроме того, волны удвоенной частоты можно наблюдать в некоторых кристаллах в магнитном

поле – наличие намагниченности также снижает симметрию структуры.

Для наблюдения эффекта генерации гармоник необходимо использовать большие мощности излучения, поскольку коэффициенты нелинейной части поляризации среды очень малы. Наряду с этим, важно искать пути увеличения нелинейных эффектов, и здесь фотонные кристаллы вновь оказываются весьма перспективными. Усиление кратных гармоник в них будет происходить по двум основным причинам. Во-первых, на резонансных частотах, при которых групповая скорость излучения мала, возникнет сильная локализация света внутри определенных слоев, где интенсивность света окажется существенно больше, чем в схожей однородной среде. Во-вторых, возникшее излучение на кратных частотах может резонансно усиливаться за счет структуры фотонного кристалла.

В лаборатории О.А.Акципетрова эффект возникновения в фотонных кристаллах мощного излучения на удвоенной частоте был обнаружен экспериментально. При этом изучали магнитный фотонный кристалл, образованный слоем иттриевого феррита граната, помещенного в микрорезонатор из четвертьволновых слоев немагнитных материалов. Анализ поляризации излучения на выходе из кристалла показал, что на второй гармонике также наблюдается существенное усиление эффекта Фарадея. В проведенных экспериментах его величина составила 8 градусов, что в 6 раз больше величины эффекта Фарадея на основной гармонике и почти в 300 раз превышает эффект в однородной иттриевой пленке той же толщины.

## ОТ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ К ОПТИЧЕСКИМ КОМПЬЮТЕРАМ

В предыдущих главах мы уже рассказывали о различных применениях фотонных кристаллов для управления потоками оптического излучения. Все они связаны с двумя основными свойствами фотонных кристаллов: наличием фотонных запрещенных зон и необычными дисперсионными свойствами, допускающими области частот, для которых дисперсия либо близка к нулю, либо вообще отрицательна. Эти выдающиеся свойства в совокупности с возможностью управления ими породили небезосновательные идеи о создании оптических компьютеров, в которых фотонные структуры будут играть первоочередную роль, формируя целый фотонный микрополис. В компьютерах нового поколения станет возможным использовать несколько иной алгоритм записи и обработки информации и вместо обычных битов в виде «0» и «1» оперировать с так называемыми *Q*-битами (квантовыми битами), являющимися суперпозицией стандартных битов.

### Интеграция в оптике

Идея перехода от электрической к оптической передаче и обработке информации выглядит очень привлекательно, поскольку она позволяет существенно улучшить такие важные параметры вычислительных устройств, как скорость обработки данных и плотность их записи. В настоящее время информационные и коммуникационные технологии демонстрируют сверхвысокий темп роста, подчиняющийся закону Мура: упомянутые выше характеристики компьютеров удваиваются каждые полтора года. Аналитики уже сделали прогноз, что такой уровень роста сохранится и в ближайшие десять лет.

В самом конце прошлого века и начале нынешнего закон Мура выполнялся за счет прогресса в интегральной технологии микроэлектроники, позволяющего поддерживать при этом стоимость микросхем примерно на одном уровне. Для того чтобы фотоника прочно вошла в современные информационные технологии, необходимо, чтобы темп развития в этом направлении был примерно тем же. И единственный путь для этого – интеграция оптических элементов. Вот почему развитие интегральной оптики

сейчас вызывает повышенное внимание. В интегральной оптике все оптические компоненты должны располагаться на одной подложке максимально плотным образом и представлять собой оптическую микросхему, а еще лучше – наносхему.

Итак, интеграция – это, наряду с самоорганизацией, еще одно ключевое слово современного развития. На пути оптической интеграции фотонные кристаллы должны сыграть решающую роль. Однако для того чтобы сделать эффективный фотонный чип, необходимо решить несколько основных задач: создать устройство, излучающее и передающее свет в определенных точках и направлениях; добиться того, чтобы это излучение имело используемую в телекоммуникационных системах длину волны; наконец, организовать возможность его массового производства.

Некоторые успехи на этом поприще уже есть. Одними из лидеров здесь являются представители Массачусетского технологического института. Они пошли именно по пути интегральной оптики и создали фотонный чип, имеющий семь слоев, каждый из которых сложен из двух подслоев, представляющих собой двумерные фотонные кристаллы. Первый подслой образован упорядоченными кремниевыми стержнями в воздухе, а второй представляет собой инверсию первого – перфорированный слой кремния с воздушными отверстиями. Слои смещены относительно друг друга и образуют ступенчатую систему. Диаметр отверстий и стержней около 500 нм, что позволяет работать в ближнем ИК диапазоне на самых подходящих для коммуникационных технологий длинах волн от 1,3 до 1,5 мкм. Ряд участков фотонных кристаллов заполнены специальным веществом, чтобы создать структурные дефекты и микрорезонаторы. Кроме того, в полученную таким образом трехмерную фотонную структуру удалось внедрить светодиод – еще один шаг к столь желанной интеграции.

По прогнозам специалистов из Массачусетса, высококачественные фотонные микросхемы, которые станет возможным сочленить с оптическими волокнами, сделанными, кстати, тоже на базе фотонных кристаллов, будут созданы через несколько лет. А примерно через десять лет появится первый полностью оптический чип.

### **Оптическая изоляция**

Подведем некоторые итоги и обсудим еще несколько возможных применений фотонных кристаллов.

Начнем с того, что созданные фотонные чипы нужно будет эффективно соединять. Для этого потребуются оптические волноводы, причем как планарные, так и волоконные. Двумерные

фотонные кристаллы здесь сыграют основную роль. Причем весьма интересно выглядит перспектива использования магнитных кристаллов, что даст дополнительную степень свободы в управлении поляризацией света при его передаче между элементами схемы, а также позволит плавно регулировать спектральный диапазон пропускания этих волноводов.

Достаточно важна и проблема максимального снижения потерь энергии света на стыках волновод – микрочип. В современных оптических системах ее отчасти решают путем согласования показателей преломления контактирующих поверхностей и контролируя поляризацию излучения. Примерно так же поступают и в нанофотонике. Однако отражения в обратном направлении все же присутствуют и могут привести к разбалансировке системы. Если в качестве источников излучения использовать лазерные диоды, то отраженный сигнал, попадая в резонатор лазера, будет усиливаться, приводя к паразитному сигналу. Это особенно нежелательно, когда источник излучения генерирует широкополосный сигнал. Наиболее кардинальный способ подавления обратного потока основан на использовании оптических изоляторов, являющихся еще одним важным элементом оптических коммуникаций. С оптическим изолятором мы уже сталкивались в предыдущей главе при обсуждении возможных применений нелинейных свойств фотонных кристаллов. Однако, как правило, основной принцип действия оптических изоляторов основан на эффекте Фарадея.

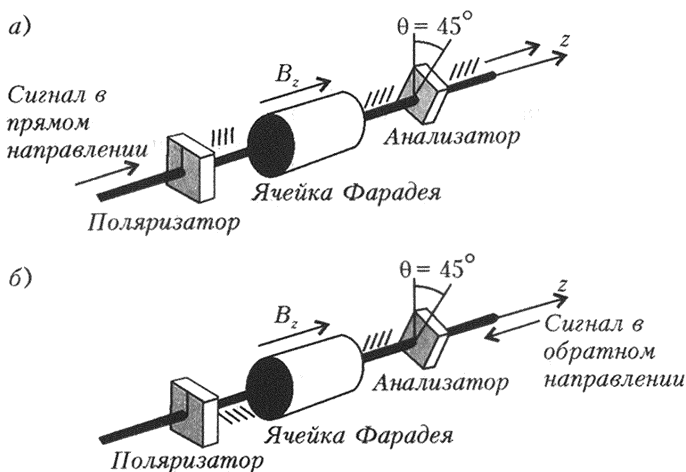


Рис. 83. Принцип действия оптического изолятора на базе ячейки Фарадея

Обычно магнитооптический изолятор состоит из трех элементов (рис.83): поляризатора (входного поляризатора), ячейки Фарадея и анализатора (выходного поляризатора). Параметры ячейки Фарадея выбираются так, чтобы ось поляризации света, проходящего через нее, разворачивалась на  $45^\circ$ . Под таким же углом устанавливаются оси поляризаторов. Входной полезный сигнал, проходя через поляризатор, оставляет свою вертикальную составляющую без изменения (см. рис.83,а). Далее вертикально поляризованный свет проходит через ячейку Фарадея, разворачивает плоскость поляризации на  $45^\circ$  и беспрепятственно проходит через анализатор. При распространении света в обратном направлении он также поляризуется в плоскости анализатора, затем, проходя через ячейку Фарадея, становится горизонтально поляризованным. Таким образом, оси поляризации света и поляризатора составляют угол  $90^\circ$ , поэтому поляризатор не пропускает обратное излучение (см. рис.83,б).

В интегральной оптике простую ячейку Фарадея, в силу ее размеров и геометрии, применить вряд ли удастся. Однако на помощь придут одномерные магнитные фотонные кристаллы, позволяющие получить требуемую величину угла Фарадея ( $45^\circ$ ) при толщине порядка микрона. Кроме того, поляризатор и анализатор в этом случае можно будет создавать в процессе изготовления самих кристаллов, нанося специальные дополнительные слои на обе его поверхности. Это не только существенно уменьшит общие размеры элемента, но и сократит стоимость производства.

### **Еще раз о волноводах**

При передаче информации по волноводам возникает еще одна трудность – проблема уменьшения влияния двух каналов связи друг на друга при их пересечении. В электрических интегральных схемах она преодолевается за счет создания многослойных структур и связи слоев перемычками.

Если просто пересечь два оптических волновода, то уровень помех достигнет 40%. Кроме того, возникнут потери и на отражение света от центра пересечения волноводов. Для устранения этих нежелательных явлений в волноводах на базе двумерных фотонных кристаллов делают следующее. Прежде всего, добиваются их зеркальной симметрии относительно своих осей и режима одномодовости. Резонансную полость в центре пересечения двух каналов создают такой формы, чтобы зеркальная симметрия не нарушалась. Наконец, волноводы подбирают так, что их резонансные моды различаются по четности: синус-

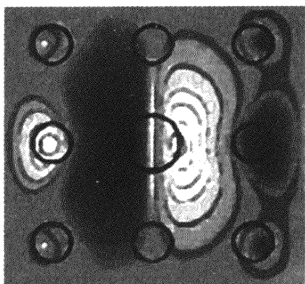


Рис. 84. Распределение поля излучения в микрорезонаторе из девяти полостей

и косинус-волны. В одной из работ резонансную полость организовали девятью стрержнями, из которых центральный в полтора раза толще других (рис.84).

Весьма перспективно использовать фотонный кристалл в качестве фильтра, выделяющего из оптического сигнала заданную оптическую несущую. Недавно была предложена следующая схема (рис.85,а). Создают два параллельных волновода, связь между которыми осуществляется оптическим микрорезонатором. По верхнему каналу распространяется волна, состоящая из нескольких несущих.

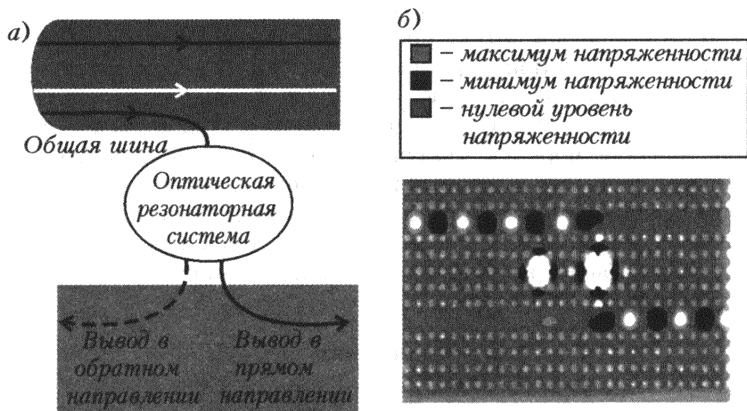


Рис. 85. Распределение излучения по частоте между волноведущими каналами, организованное при помощи оптической резонаторной системы из фотонного кристалла: а) принципиальная схема; б) реализация на базе структуры двумерного фотонного кристалла

Одна из несущих входит в резонанс с микрополостью, возбуждает в ней одну или несколько мод, переходит во второй волновод и распространяется по нему в одном из двух направлений. Оказывается, что только микрорезонаторы, сформированные фотонными кристаллами, позволяют получить одну резонансную моду и добиться почти стопроцентной передачи энергии в нижний канал. Но здесь вновь встает проблема нежелательных отражений. Возникшее в микрополости излучение будет частично возвращаться в исходный волновод. Для устранения этого

можно создать двухмодовый микрорезонатор, моды которого взаимно гасят отраженные компоненты. На рисунке 85,6 показана реализация описанной схемы. Микрорезонатор в ней образован двумя точечными дефектами в двумерной фотонном кристалле. Наличие именно двух дефектов существенно для создания двух мод одинаковой частоты, но зеркально симметричных относительно плоскости, перпендикулярной к плоскости волноводов. При выбранных параметрах удалось достичь 99-процентного перехода энергии заданной частоты во второй канал.

### **Полупроводниковые лазеры**

До сих пор речь шла о передаче света внутри оптических чипов. Вместе с тем, стоит поговорить и про его излучение. И здесь уместно рассказать о новой разработке ученых из компании «Bell Labs». Им удалось спроектировать лазер нового поколения, используя в качестве полупроводника для изготовления многокаскадного полупроводникового лазера двумерные фотонные кристаллы.

Стандартный многокаскадный полупроводниковый лазер состоит из нескольких чередующихся слоев полупроводника с немного отличающимися проводимостями. Толщина слоя не превышает десяти нанометров. При приложении электрического напряжения к противоположным граням такого многослойника возникает ток через него, и индуцируется оптическое излучение. Основным недостаток полупроводниковых лазеров заключается в том, что генерируемый свет излучается в очень большом диапазоне углов. Говорят, что полупроводниковые лазеры обладают широкой диаграммой направленности.

Если на слои полупроводников методом электронно-лучевой литографии нанести периодическую структуру отверстий и создать двумерный фотонный кристалл, то удастся направить поток излучения от боков к поверхности пленки и заставить лазер излучать в вертикальном направлении (рис.86). Отметим, что такой лазер обладает уникальными свойствами. Например, его излучение может быть направлено не только по вертикали, но и в любом заранее выбранном направлении. Кроме того, для использования нового лазера не нужны дополнительные устройства фокусировки, что позволит встраивать такой лазер в оптическую микросхему. Наряду с регулировкой диаграммы направленности указанным методом можно и улучшить спектральные характеристики лазера и повысить его мощность. Также можно заполнить отверстия прозрачным веществом, например жидким кристаллом, и управлять излучением лазера.



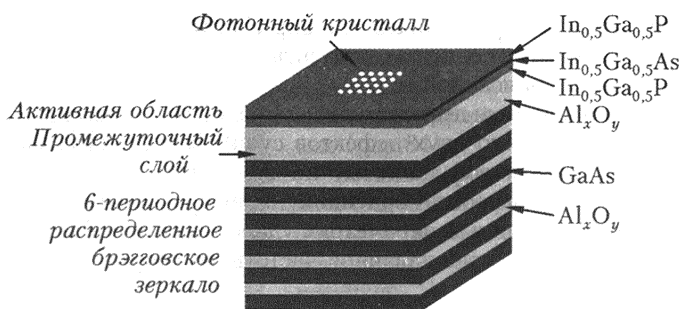


Рис. 86. Применение фотонных кристаллов в полупроводниковых лазерах

Другим подходом к созданию источников излучения в оптических микросхемах является заполнение фотонных микрорезонаторов полупроводниковым веществом, например GaAs. Последние достижения в этом направлении также свидетельствуют о перспективности такого пути.

### Суперпризма

Еще одним необходимым элементом оптической микросхемы является демультиплексор – устройство распределения света различной длины волны по разным волноведущим каналам. Оно может быть реализовано за счет эффекта суперпризмы, характерного для фотонных кристаллов. Этот эффект заключается в существенной зависимости показателя преломления фотонного кристалла от длины волны и направления падающего на него света. Иначе эффект суперпризмы можно еще назвать гигантской дисперсией, которая связана со сложной формой фотонных уровней на дисперсионных диаграммах.

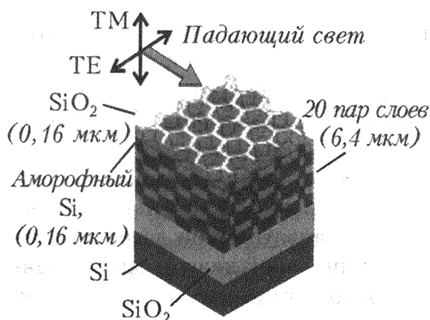


Рис. 87. Трехмерный фотонный кристалл с ячеистой структурой

Для иллюстрации этого явления обратимся к результатам эксперимента, проделанного с трехмерным фотонным кристаллом, полученным из двухмерной ячеистой структуры путем ее трансляции и вращения относительно третьей оси (рис.87). Кристалл освещали излучением

ем, имеющим две основные спектральные компоненты: 0,99 мкм и 1,00 мкм. Если такое излучение падает на поверхность однородной среды, то обе волны распространяются по среде практически в одном направлении, поскольку величины соответствующих им показателей преломления очень близки. К примеру, для кремния отличие возникает лишь в четвертом знаке после запятой. В то же время, если данная двухкомпонентная волна попадает на фотонный кристалл, то обе составляющие расходятся по разным направлениям, угол между которыми порядка  $50^\circ$  (рис.88). При этом можно заметить, что обе волны демонстрируют отрицательное преломление – преломленные волны находят-

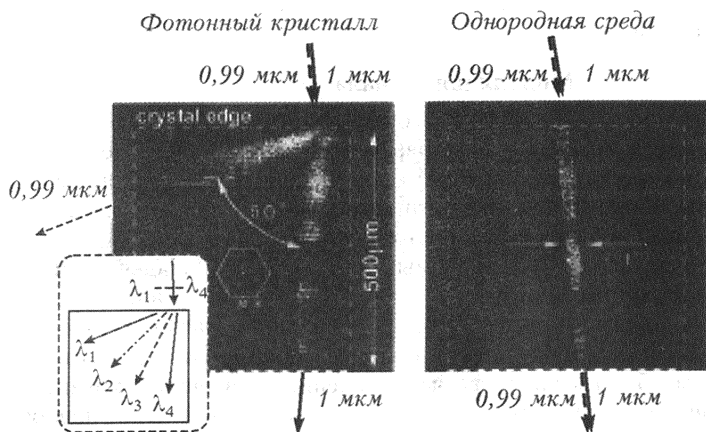


Рис. 88. Эффект гигантской дисперсии в фотонном кристалле по сравнению с дисперсией в однородной среде

ся по ту же сторону относительно нормали к среде, что и падающая волна.

На основании эффекта суперпризмы можно сконструировать планарный демультиплексор, в котором волны с разными длинами будут направляться по разным параллельным каналам. Очень важной деталью здесь вновь является возможность формирования такой системы на одной подложке, что резко увеличит степень интеграции. Однако при конструировании демультиплексора будет необходимо учесть ряд аспектов. Во-первых, угол преломления сильно зависит от угла падения волны – ведь фотонная дисперсионная кривая является далеко немонотонной функцией волнового вектора. Вместе с тем, в волноводе возможны различные моды с разными направлениями распространения. Поэтому, чтобы избежать нежелательного перемешивания

различных длин волн между каналами распределения, при сочленении демультиплексора с волноводом очень важно правильно подобрать рабочую точку на дисперсионной диаграмме. Во-вторых, для правильного демультиплексирования крайне желательно выбрать участок фотонного уровня с линейной дисперсией, чтобы волны, отличающиеся по длине на заданное число нанометров, попадали в результате в разные каналы.

Суперпризму можно сделать перестраиваемой, т.е. добиться возможности регулировать угол преломления для разных длин волн путем внешнего воздействия на нее. Так, недавно были предложены магнитные суперпризмы. Наряду с ними, определенными перспективами обладает и так называемая нелинейная суперпризма.

### Модуляция сигнала

Поскольку в оптических компьютерах биты информации передаются световыми волнами, то для их реализации нужно научиться управлять интенсивностью и поляризацией света. Как мы уже отмечали ранее, использование магнитных материалов открывает для этого большие возможности, в основе которых лежит уже знакомый нам эффект Фарадея. Действительно, магнитооптический модулятор можно организовать так. Расположить магнитный слой с большим магнитооптическим параметром между двумя поляризаторами, скрещенными под углом  $45^\circ$ , и менять его намагниченность внешним магнитным полем в таких пределах, что максимальный угол поворота плоскости поляризации также составит  $45^\circ$  (рис.89). Тогда при максимальной намагниченности вдоль оси  $OX$  поляризация

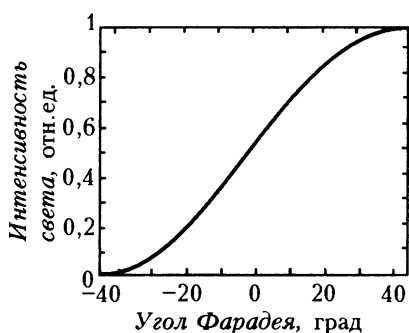


Рис. 89. Зависимость интенсивности прошедшего через модулятор света от угла Фарадея

света на выходе из слоя окажется параллельной направлению пропускания анализатора, и почти вся световая энергия пройдет через модулятор. В то же время, при максимальной намагниченности слоя против оси  $OX$  плоскость поляризации света повернется в противоположную сторону и будет перпендикулярна оси анализатора – свет полностью поглотится. При промежуточных

значениях намагниченности угол Фарадея будет меньше  $45^\circ$ , и только часть излучения выйдет наружу. Зависимость интенсивности  $I$  прошедшего через модулятор света от угла Фарадея  $\theta$ , а следовательно, и от намагниченности среды (угол Фарадея пропорционален последней) определяется законом Малюса<sup>30</sup>  $I = I_0 \cos^2(45^\circ - \theta)$ , где  $I_0$  – интенсивность падающего света.

### Оптическая микросхема

Если теперь собрать описанные элементы вместе на одну подложку, то получим долгожданный оптический микрочип (рис.90). В такой его реализации присутствуют в основном двумерные структуры. Однако это лишь первый этап, можно сказать, оптическая микросхема первого поколения. Идя

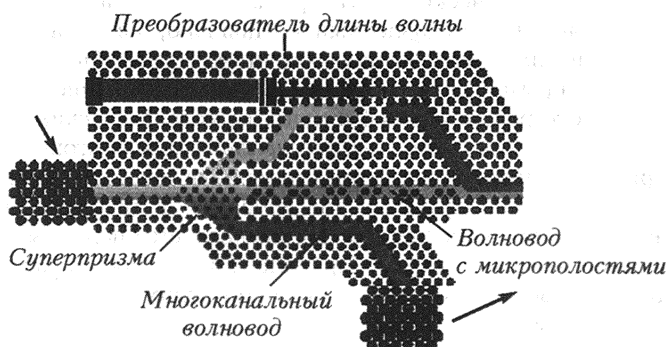


Рис. 90. Оптическая микросхема будущего

по намеченному пути дальше, неминуемо придем к внедрению в нашу систем и трехмерных фотонных кристаллов.

Для управления света в таких микросхемах все же придется использовать подводящие провода – ведь только так можно создавать электрические и магнитные поля. Несмотря на это, характеристики новых процессоров будут существенно улучшены по сравнению с настоящими. Но это не конец, а только начало фотоники. Ведь не за горами и следующий этап – переход к полностью оптическому управлению микросхемой. Тут основную роль сыграют нелинейные среды.

<sup>30</sup> Этьен Малюс (1775–1812) – французский физик и инженер. Вел исследования в области оптики. Открыл поляризацию света при отражении и преломлении света и закон изменения интенсивности поляризованного света (закон Малюса).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

---

«Fortis imagination generates casum (сильное воображение порождает событие)», – говорили древние.

Новые оптические среды, о которых рассказывалось в книге, являются искусственными материалами, созданными фантастической силой воображения ученых и инженеров, работающих в области оптики и электромагнетизма. Даже в тех случаях (редких!), когда природа сама позаботилась создать естественные фотонно-кристаллические структуры в живых организмах, непосвященный, неподготовленный специально, не овладевший нужными идеями глаз прошел бы мимо этих объектов, не обнаружив скрытой в них красоты. А когда воображение ученых сочетается с хорошей теорией и мощным математическим аппаратом, его сила и дар предвидения усиливаются многократно.

При популярном изложении материала вместо сложного математического аппарата обычно используют другие методы, главным образом аналогии. «Подобное познается подобным», – было известно еще Платону. «Правильно в философии рассматривать сходство даже в вещах, далеко отстоящих друг от друга», – говорил Аристотель.

Наиболее широко мы использовали аналогию между квантовым поведением электрона в кристалле и фотона в фотонном кристалле. Такая аналогия является несомненно вполне адекватной и глубокой, однако весь круг явлений, рассмотренных в книге, относится к классической физике. Это означает, что все эти явления, все обсуждаемые по ходу дела приборы и схемы экспериментов могут быть без всяких ограничений рассчитаны на основе уравнений классического электромагнетизма, т.е. уравнений Максвелла. Квантовая механика (и квантовая электродинамика) здесь не нужна, ее использование было бы превышением точности.

Мы старательно избегали использования уравнений Максвелла в этой книге, испытывая часто гнетущее чувство по поводу того, как нам их не хватает. Потому что они являются наилучшим в природе инструментом для раскрытия красоты и глубины всей этой области науки. Когда они у вас под рукой, ощущение такое, как будто вам посчастливилось заполучить вдохновенного гида в экскурсии по Эрмитажу.

Хорошо сказал об уравнениях Максвелла Ричард Фейнман – знаменитый современный американский физик: «В истории человечества (если смотреть на нее, скажем, через десять тысяч лет) самым значительным событием XIX столетия, несомненно, будет открытие Максвеллом законов электродинамики. На фоне этого важного научного открытия гражданская война в Америке в том же десятилетии будет выглядеть мелким провинциальным происшествием».

Конечно, решение уравнений Максвелла и выявление из них физически ясной картины – не простое дело для таких сложных и даже изошренных систем, какими являются фотонные кристаллы и другие метаматериалы. Тем более непросто довести все это до популярного уровня, но здесь мы снова можем прислушаться к голосу Ричарда Фейнмана, к его идее о «грядущей эре раскрепощения разума», когда, набравшись опыта решения многих частных задач, человек будет «чувствовать» решение сложнейших уравнений по их внешнему виду, не проводя вычислений. Собственно, этот путь всегда был в круге интересов теоретической физики, и на нем есть значительные успехи.

Но это уже совсем другая история!

# СОДЕРЖАНИЕ

---

Предисловие	3
Введение	5
Глава 1	
ПЕРВОЕ ЗНАКОМСТВО	8
Три типа фотонных кристаллов (8). От мыльных пузырей Ньютона к микрорезонаторам Быкова (9). Выход в дополнительные измерения (12). Аналогия с физикой твердого тела. Квазиатомы ибритва Оккама (14). Метаматериалы – левые среды (16).	
Глава 2	
КОНСТРУКТИВНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ	17
Многократные отражения и преломления (17). Запрещенные и разрешенные зоны (21). Дефекты фотонных кристаллов и разрешенные уровни в запрещенной зоне (25). Интерференция в многомерных структурах (27).	
Глава 3	
ЗАПРЕЩЕННЫЕ ЗОНЫ И ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ	29
Экскурс в физику твердого тела (29). Оптические микрорезонаторы и эффект туннелирования (32). Возникновение разрешенных и запрещенных зон в фотонном кристалле (34). Зоны Бриллюэна (35). Дисперсионные диаграммы (40). Аналогия с колесом (47).	
Глава 4	
НЕОБЫЧНОЕ ПРЕЛОМЛЕНИЕ	51
Фазовая и групповая скорости (51). Однажды на лекции (53). Преломление и отражение света в фотонном кристалле (57).	
Глава 5	
ЛЕВЫЕ СРЕДЫ	62
Электричество, магнетизм и оптика в одной упряжке (62). Магнетизм наступает (66). От искусственного магнетизма к левым средам (68). Новая оптика (71). Материалы-левши (72). Различия (74).	
Глава 6	
КАК ЛОКАЛИЗОВАТЬ ФОТОН	75
Локализация вдоль линии (75). Фотонные волокна (78). Оп-	

тический микрорезонатор внутри фотонного кристалла (81). Заставить светить, а не греть (84). Управление скоростью спонтанной эмиссии (85).

## Глава 7

### ВСЕМИ ЦВЕТАМИ РАДУГИ 87

Чем может помочь природа? (87) Опалы (88). Несколько слов о жизни морских мышей (90).

## Глава 8

### ИЗГОТОВЛЕНИЕ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ 92

Одномерные фотонные кристаллы (92). Литография (94). Самоорганизация (97).

## Глава 9

### УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ ФОТОННЫХ МАТЕРИАЛОВ 100

## Глава 10

### МАГНИТНЫЕ ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ 105

Спин и поляризация фотонов (105). Эффект Фарадея и другие магнитооптические эффекты (106). Разновидности магнитных фотонных кристаллов (110).

## Глава 11

### ПЕРФОРИРОВАННЫЕ ПЛЕНКИ 115

Удивительная фольга (115). Поверхностные волны. Поляритоны. Плазмоны (117). А все-таки она светится (120). Плазмоника (122).

## Глава 12

### НЕЛИНЕЙНАЯ СТОРОНА ФОТОННОГО МИРА 124

Усиление нелинейных эффектов (125). Оптическая бистабильность (126). Магнетизм и нелинейные фотонные кристаллы (128).

## Глава 13

### ОТ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОЛЯТОРОВ К ОПТИЧЕСКИМ КОМПЬЮТЕРАМ 130

Интеграция в оптике (130). Оптическая изоляция (131). Еще раз о волноводах (133). Полупроводниковые лазеры (135). Суперпризма (136). Модуляция сигнала (138). Оптическая микросхема (139).

### Заключение 140



*Владимир Игоревич Белотелов,  
Анатолий Константинович Звездин*

## **Фотонные кристаллы и другие метаматериалы**

Библиотечка «Квант». Выпуск 94

Приложение к журналу «Квант» №2/2006

Редактор *В.А.Тихомирова*

Обложка *А.Е.Пацхверия*

Макет и компьютерная верстка *Е.В.Морозова*

Компьютерная группа *Е.А.Митченко, Л.В.Калиничева*

ИБ № 79

Формат 84×108 1/32. Бум. офсетная. Гарнитура кудряшевская.

Печать офсетная. Объем 4,5 печ.л. Тираж 3800 экз.

Заказ № **849**.

119296 Москва, Ленинский пр., 64-А, «Квант»

Тел.: (495)930-56-48, e-mail: [admin@kvant.info](mailto:admin@kvant.info)

Отпечатано в ОАО Ордена Трудового Красного Знамени  
«Чеховский полиграфический комбинат»

142300 г.Чехов Московской области

Тел./факс: (501)443-92-17,(272)6-25-36,

e-mail:[marketing@chpk.ru](mailto:marketing@chpk.ru)

Индекс 70465



# Библиотечка КВАНТ



Фотонные  
кристаллы

и другие метаматериалы

ВЫПУСК

94