

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА  
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

**В. С. Павельев, А. Г. Саноян, В. В. Котляр**

## **Интегральная оптика**

Электронное учебное пособие

Работа выполнена по мероприятию блока 1 «Совершенствование образовательной деятельности» Программы развития СГАУ на 2009 – 2018 годы по проекту «Разработка магистерской программы «Технологии наноэлектроники и микросистемной техники» для направления подготовки 010900.68 «Прикладные математика и физика»  
Соглашение № 1/10 от 3.06. 2013 г.

САМАРА  
2013

УДК 621.372.8:621.383(075)  
ББК 32.86я7  
П 12

Авторы: Павельев Владимир Сергеевич,  
Саноян Ашот Геворкович,  
Котляр Виктор Викторович

Редакторская обработка В. С. Павельев  
Компьютерная верстка В. С. Павельев  
Доверстка В. С. Павельев

**Павельев В. С., Саноян А. Г., Котляр В. В.** Интегральная оптика [Электронный ресурс] : электрон. учеб. пособие / В. С. Павельев, А. Г. Саноян, В. В. Котляр; М-во образования и науки РФ, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т). – Электрон. и граф. дан. ( 1,0 Мбайт). - Самара, 2013. -1 эл. опт. диск (CD-ROM).

Рассмотрены теоретические основы технологий интегральной оптики.

Электронное учебное пособие предназначено для подготовки магистров направления 010900.68 «Прикладные математика и физика» радиотехнического факультета, изучающих дисциплину «Интегральная оптика» в 11 семестре.

Разработано на кафедре наноинженерии.

© Самарский государственный  
аэрокосмический университет, 2013

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- $n_i$  - показатель преломления материала оптического канала; равновесная концентрация электронов в собственном полупроводнике
- $n_s$  - показатель преломления материала подложки оптического канала
- $n_c$  - показатель преломления материала покровного слоя оптического канала
- $n_{n0}$  - равновесная концентрация электронов в полупроводнике донорного типа
- $n_{p0}$  - равновесная концентрация электронов в полупроводнике акцепторного типа
- $p_{p0}$  - равновесная концентрация дырок в полупроводнике акцепторного типа
- $p_{n0}$  - равновесная концентрация электронов в полупроводнике акцепторного типа
- $p_F$  - импульс электрона, обладающего энергией Ферми
- $h$  - толщина оптического канала (диаметр цилиндрического оптического волокна)
- $k$  - модуль волнового вектора монохроматической световой волны; постоянная Больцмана
- $N_c$  - эффективное число энергетических состояний в зоне проводимости
- $N_v$  - эффективное число энергетических состояний в валентной зоне
- $N_a$  - концентрация атомов акцепторной примеси в полупроводнике
- $N_d$  - концентрация атомов донорной примеси в полупроводнике
- $N(W)$  - полная функция распределения частиц по энергиям
- 
- $E$  - напряженность электрического поля
- $G_0$  - скорость генерации неравновесных (избыточных) носителей заряда
- $P_n$  - вероятность рекомбинации электрона в зоне проводимости
- $P_p$  - вероятность рекомбинации дырки в валентной зоне
- $R$  - коэффициент отражения световой волны; скорость рекомбинации носителей заряда
- $R_{TE}$  - коэффициент отражения световой волны для случая ТЕ - поляризации
- $R_{TM}$  - коэффициент отражения световой волны для случая ТМ - поляризации
- $S_n$  - площадь сечения взаимодействия электрона с дыркой (сечение захвата)
- $W_0$  - ширина запрещенной зоны полупроводника
- $W_c$  - энергетический уровень дна зоны проводимости
- $W_v$  - энергетический уровень потолка валентной зоны
- $W_F$  - энергия Ферми

- $m$  - порядок волноводной моды световой волны
- $L_p$  - длина пути (световой волны) оптического волновода
- $L_0$  - оптическая длина пути (световой волны) волновода
- $z_p$  - полупериод светового луча
- $t$  - время прохождения светового луча
- $c$  - скорость распространения света в вакууме
- $v$  - скорость распространения света в материале оптического канала
- $\varepsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость вещества
- $\alpha$  - лучевой инвариант оптического канала волновода
- $\beta$  - постоянная распространения волноводной моды световой волны;  
квантовый выход
- $\gamma$  - коэффициент рекомбинации избыточных носителей заряда
- $\lambda$  - длина волны монохроматического оптического излучения
- $\tau_n$  - время жизни избыточных электронов (в зоне проводимости)
- $\tau_p$  - время жизни избыточных дырок (в валентной зоне)
- $\mu$  - подвижность носителей заряда
- $\omega$  - круговая частота волны монохроматического оптического излучения
- $\varphi$  - фазовый угол монохроматического оптического излучения
  
- $\theta$  - угол падения световой волны по отношению к нормали к поверхности раздела сред
- $\theta_c$  - критический угол падения световой волны к поверхности раздела сред

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
<b>ЧАСТЬ 1. Физико-технические основы создания каналов связи на базе оптических систем</b>	
1. Основы теории оптических волноводов	8
1.1. Общая характеристика оптических волноводов	8
1.2. Элементы геометрической оптики волноводов	10
<b>ЧАСТЬ 2. Физико-технические основы источников когерентных световых пучков на основе использования полупроводниковых лазеров</b>	
2.1. Рекомбинационное некогерентное излучение в полупроводниковых структурах	27
2.2. Индуцированное когерентное излучение в полупроводниковых структурах	34
2.3. Условия усиления и генерации оптического излучения в полупроводниковых лазерах	36
<b>ЧАСТЬ 3. Фотонно-кристаллические структуры в устройствах интегральной оптики</b>	
3.1. Одномерные и двумерные фотонные кристаллы	39
3.2. Трехмерные фотонные кристаллы	53
<b>ЛИТЕРАТУРА</b>	59
Приложение № 1. Плоская монохроматическая волна	61
Приложение № 2. Волновой пакет	62
Словарь терминов	64

## **ВВЕДЕНИЕ**

Интерес к использованию оптических пучков для передачи и обработки информации (вместо традиционных электрических каналов связи, основанных на использовании металлических проводников и радиоволн, и электронных средств) возник параллельно с развитием лазерных технологий формирования когерентных источников излучения. С практической точки зрения этот интерес обусловлен возможностью:

- существенного повышения пропускной способности и помехоустойчивости информационных каналов связи, построенных на основе использования оптических волноводов (ОВ);
- реализации оптических интегральных схем (ОИС), в которых обработка информации производится на основе оптических подходов и принципов.

На первом этапе развития ОИС побудительной причиной интереса к оптическим лазерным каналам связи стала возможность получения исключительно широкой полосы пропускания при условии осуществления модуляции в полосе частот, составляющей всего несколько процентов от основной несущей частоты излучения лазера. К примеру, при основной частоте  $4.7 \cdot 10^{14}$  Гц (частота гелий-неонового лазера; при длине волны в свободном пространстве - 0.63 мкм) полоса пропускания составляет 4700 ГГц (1 % от основной частоты), что позволяет разместить на этой полосе одновременно около  $10^6$  телевизионных каналов. Предпочтительность оптических каналов связи также следует из наметившейся в настоящее время тенденции повсеместного перехода на цифровой формат процесса передачи информации. На этом этапе развития разработки ОИС преследовались относительно простые цели, а именно создание ряда пассивных элементов и устройств (оптически разъемы, аттенюаторы, фильтры, разветвители, коммутаторы каналов связи и т.д.), не связанных непосредственным образом с реализацией возможности преобразования и обработки сигналов.

На втором этапе развития ОИС, нашедшим существенное проявление в настоящее время, предполагается проведение интеграция известных электронных систем (фотодетекторы, оптопары, оптотранзисторы и т. д.) и оптических волноводных элементов (волноводы, лазеры и т. д.), реализуемая в рамках создания автономных полупроводниковых интегральных схем. Разработка подобных оптоэлектронных интегральных схем чрезвычайно важна для современных систем оптической обработки информации, в которых эффективное взаимодействие фотонов и электронов открывает новые функциональные возможности. Важно отметить, что отмеченная выше интеграция в направлении создания ОИС проводится на основе использования всего арсенала

технологических процессов (микротехнологий), широко используемых при создании современных полупроводниковых интегральных схем. Последнее обстоятельство позволяет надеяться, что степень интеграции элементов ОИС будет столь же высокой, как и в полупроводниковых СБИС. На этом этапе уже можно утверждать, что современное развитие ОИС происходит в направлении использования достаточно широкого представительства (в функциональном плане) оптических активных элементов.

Благодаря проникновению в соседние научно-технические направления методы ОИС используются также и в других областях. В возрастающее число последних входят *электрооптика, фотоника, оптическая электроника, оптроника, фотоэлектроника* и т. д. как и следовало ожидать, имеет место значительное перекрытие указанных направлений. Тем не менее, все представленные выше технические направления являют собой различные (и успешные) попытки использования оптических сигналов и процессов в крайне широком диапазоне практических приложений.

Из последнего обстоятельства следует, что к созданию перспективных ОИС будут привлечены специалисты различных научно-технических направлений, с различным начальным уровнем физико-математической подготовки и профилем основных профессиональных интересов. В этой связи, настоящее пособие призвано восполнить существующий в настоящее время образовательный пробел в этой области инженерно-физических знаний.

# 1. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ

## 1.1. Общая характеристика оптических волноводов

Оптические волноводы, известные также как «диэлектрические» волноводы, представляют собой структуры, которые используются для концентрации и направления (передачи) световых импульсов в устройствах интегральной и волоконной оптики.

В течение многих лет, распространенным средством передачи сигналов (в электрических системах, включая интегральные схемы) являлись металлические проводники, либо радиолинии (по воздушному каналу). Использование для подобных целей оптических волноводов имеет ряд преимуществ перед каждым из вышперечисленных способов передачи сигналов. Самыми важными из этих преимуществ, в практическом плане, являются:

- Высокая помехоустойчивость по отношению к возмущающим факторам электромагнитной природы;
- Отсутствие риска «короткого замыкания» или замыкания силовых и информационных сигналов на «землю»;
- Безопасность работы в условиях окружения горючих и взрывоопасных материалов и радиоактивных сред;
- Безопасность, связанная с радиоперехватом или использованием подслушивающих устройств;
- Малые энергетические потери при обеспечении каналов связи информационных сигналов;
- Чрезвычайно большая пропускная способность при реализации фактора мультиплексирования;
- Весьма благоприятные массо-габаритные и экономические (стоимость материалов, эксплуатационные факторы) показатели.

Крайне привлекательным представляется то важное с практической точки зрения обстоятельство, что волоконно-оптические устройства позволяют реализовать уверенную передачу сигналов на весьма значительных расстояниях (до десятков километров), обеспечивая при этом уровень пропускной способности порядка 10 Гбит/с. Позитивным моментом является и то, что энергетические потери в оптическом волокне сравнительно слабо зависят от частоты сигнала, в то время как в других, конкурирующих (альтернативных) средствах (исполненных на основе электрических принципах) передачи информационных сигналов, потери резко возрастают по мере увеличения частоты



модуляции сигналов (см. рис. 1.1. [1]). В то же время следует отметить, что затухание в оптическом волокне проявляется весьма незначительно даже на частотах вплоть до 10 ГГц.

Наиболее простые, в конструктивно-технологическом плане, оптические волокна относятся к классу многомодовых систем, в которых свет распространяется одновременно в виде ряда различных оптических мод (подробно понятие моды рассмотрено ниже). Так как каждая из этих мод имеет свою (отличную от других) групповую скорость распространения, то световой импульс, прошедший через такое волокно, расширяется. Преобразование этого уширения импульса во времени на частотную область приводит к полосе пропускания сигналов порядка 200 МГц при длине волокна порядка 1 км. Подобной модовой дисперсии можно избежать путем использования одномодового оптического волокна, у которого диаметр световедущей жилы очень мал (менее 10 мкм), что приводит к отсечке мод более высокого порядка для излучения видимой и ближней инфракрасной спектральных областей.

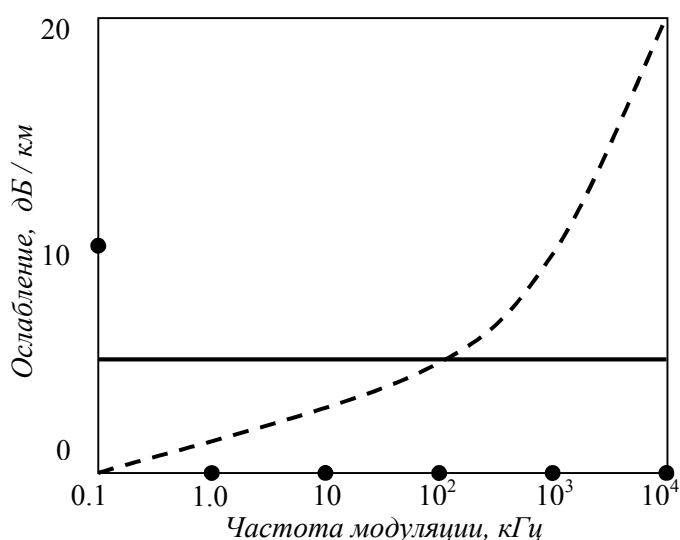


Рис. 1.1. Ослабление сигналов в волоконном световоде (-----) и в двухпроводном кабеле (- - -).

Для одномодовых волокон полоса пропускания ограничивается лишь дисперсионными свойствами материала световода или зависимостью показателя преломления от длины волны. В этом случае достигаются полосы пропускания более 5 ГГц при длине волновода порядка 1 км. Подобный эффект может быть достигнут и в многомодовом оптическом волокне, в котором показатель преломления световодной жилы изменяется от максимального значения на оси до минимального на границе световода.

В большинстве областей использования устройств интегральной оптики упомянутая выше большая частота пропускания (более 5 ГГц) волоконных световодов используется не столько для передачи одного единственного высокочастотного сигнала, а скорее для обеспечения мультиплексирования большого количества сигналов (с меньшей шириной полосы частот) на одной и той же несущей оптической волне. Возможность

мультиплексирования, предоставляемая волоконными световодами, в сочетании с тем обстоятельством, что их диаметр, как правило, в сотни раз меньше чем у коаксиальных электрических кабелей, означает, что количество информационных каналов на единицу площади поперечного сечения по порядку величины в  $10^4$  раз больше, чем при использовании электрических токов и радиоволн. Этот факт является весьма существенным при создании современных информационно-измерительных комплексов, в особенности бортового назначения.

При рассмотрении упомянутых выше преимуществ волоконной оптики отмечалось, что наиважнейшим из них является возможность расширения полосы пропускания до уровня порядка 5 - 10 ГГц. Однако, следует отметить, что недостаточно иметь возможность только передачи таких широкополосных сигналов, если нет возможности их генерации и последующей обработки. Электрические интегральные схемы вселяют мало оптимизма при создании устройств с рабочими частотами выше 5 ГГц, поскольку в элементах, соединенных друг с другом с помощью металлических проводников или других видов контакта, неизбежно возникает множество паразитных связей индуктивного или емкостного характера, которые существенно ограничивают частотные характеристики электронных устройств. Этот факт приводит к актуальности рассмотрения концепции оптических интегральных схем, в которых не только передача, но и обработка информации (сигналов) должна производиться исключительно на оптической основе. В обозримой перспективе, речь идет о создании оптических каналов связи, процессоров, запоминающих устройств и устройств вывода информации, то есть если рассматривать в целом - о разработке оптических компьютеров.

## **1.2. Элементы геометрической оптики волноводов**

### ***Конструктивное исполнение оптических волноводов***

Для интегральной оптики представляют интерес, как правило, планарные структуры, такие как планарные (плоские) пленки и полоски. Ниже рассматриваются главным образом планарные волноводы, хотя большинство рассматриваемых основных принципов и физических аспектов применимы ко всем остальным типам оптических волноводов, т.е. волноводов с любой конфигурацией поперечного сечения.

Схематическое отображение планарного волновода представлено на рисунке 1.2. Основным конструктивным элементом волновода, обеспечивающим его функциональное назначение, является волновой канал, выполненный на основе оптически прозрачного материала. Покровный слой и подложка выполняют вспомогательную роль, однако, к их оптическим характеристикам также предъявляются специальные требования. На практике, как правило, при выборе конструкционных материалов оптических волноводов руководствуются

условием  $n_i > n_s \geq n_c$ . Часто покровным материалом оптических волноводов (в частности волоконного типа) является воздух, в этом случае показатель преломления  $n_c$  принимается равным единице.

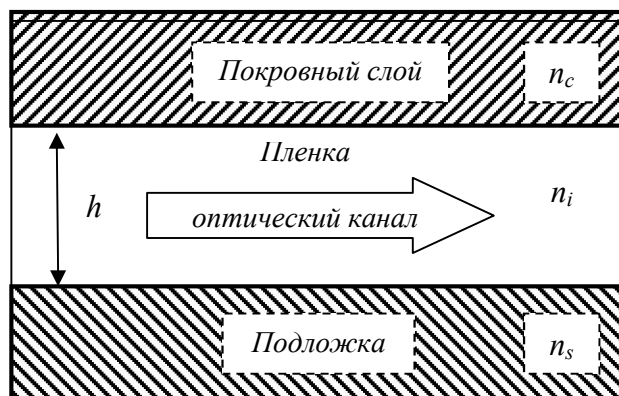


Рис.1.2. Поперечное сечение планарного волновода, состоящего из тонкой пленки толщиной  $h$  с показателем преломления  $n_i$ , заключенной между подложкой и покровным материалом с показателями преломления  $n_s$  и  $n_c$  соответственно.

В таблице 1.1. приведены показатели преломления ряда диэлектрических материалов, широко используемых в волоконной и интегральной оптике. Типичные значения разности между показателями преломления пленки и подложки находятся в пределах  $10^{-2} - 10^{-1}$ , а типичная толщина оптического канала составляет порядка 1 мкм. Из за эффекта полного внутреннего отражения (на поверхностях раздела: «пленка - подложка» и «пленка – покровный слой») область распространения света оказывается ограниченной, т.е. световое излучение не выходит за физические рамки световода (пленки или стекловолокна оптического канала).

Таблица 1.1.

Показатели преломления  $n_i$  некоторых диэлектрических материалов, используемых в интегральной и волоконной оптике [2, 3].

Наименование материала оптического канала	Длина волны	Показатель преломления $n_i$
	$\lambda$ , мкм	
Напыленное стекло (Corning 7059)	0.633	1.6231
LiTaO <sub>3</sub>	0.800	2.1544
LiNbO <sub>3</sub>	0.800	2.2819
InP	1.510	3.1743
GaAs	0.900	3.6018
Плавленый кварц (SiO <sub>2</sub> )	0.633	1.4584
<i>Оптическое стекло:</i>		
Крон (K1 – K20)	0.633	1.4982 – 1.5263

Баритовый крон	(БК4 – БК13)	0.633	1.5302 – 1.5594
Баритовый флинт	(БФ1 – БФ28)	0.633	1.5247 – 1.6641
Тяжелый флинт	(ТФ1 – ТФ10)	0.633	1.6475 – 1.8060
Крон флинт	(КФ1 – КФ8)	0.633	1.5153 – 1.5332
Флинт	(Ф1 – Ф13)	0.633	1.6128 – 1.6199

Далее, на протяжении всего раздела предполагается, что направляемый оптическим каналом свет является *когерентным* и *монохроматическим* и что волноводы состоят из *изотропных* и *однородных* диэлектрических сред, не имеющих энергетических потерь при прохождении светового луча (если об изменении этих условиях не будет оговорено дополнительно).

### ***Преломление и отражение света в рамках представлений геометрической оптики***

Распространение света в оптическом волноводе (как плоском, так и волоконном) представляется как последовательность зигзагообразных движений луча света, испытывающего полное внутреннее отражение на поверхностях раздела «пленка - подложка» и «пленка – покровный слой». Поскольку явления отражения и преломления света на этих поверхностях играют определяющую роль в волноводном процессе, остановимся вкратце на анализе соответствующих законов и практических следствий, вытекающих из них.

Рассмотрим границу, разделяющую две изотропные, однородные диэлектрические среды без энергетических потерь с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ . Падающая на границу раздела под углом  $\theta_1$  волна с амплитудой  $A$  (в общем случае комплексной величиной) на границе раздела частично отражается  $B$  и частично преломляется  $C$ , как это показано на рис. 1.3.

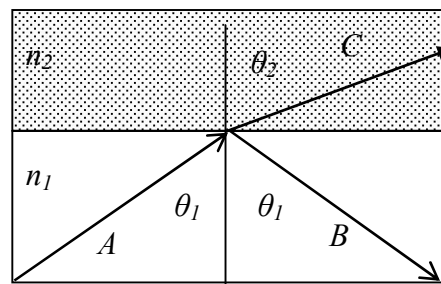


Рис.1.3. Направление нормалей к волновым поверхностям (фронтам) преломленного ( $C$ ) и отраженного ( $B$ ) света на плоской границе раздела двух сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  при угле падения исходного луча ( $A$ ) равном  $\theta_1$ .

Угол преломления луча света  $\theta_2$  можно определить на основании закона Снеллиуса [4]:

$$n_1 \cdot \sin \theta_1 = n_2 \cdot \sin \theta_2 \quad (1.1)$$

где:  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления пограничных диэлектрических сред;

$\theta_1$  и  $\theta_2$  - углы отклонения (от нормали) светового луча.

Отраженная волна имеет на границе раздела сред комплексную амплитуду  $B$ , линейно связанную с амплитудой  $A$  с помощью *коэффициента отражения*  $R$  :

$$B = R \cdot A. \quad (1.2)$$

Коэффициент отражения  $R$  является функцией от угла падения  $\theta_1$  и направления вектора поляризации световой волны. Схематическое отображение эффекта поляризации световой волны для двух частных случаев, а именно, «ТЕ – поляризации» (векторы электрического поля перпендикулярны плоскости падения луча света, в которой лежат нормали к волновой поверхности и границы раздела, см. рис 1.4.а) и «ТМ – поляризации» (векторы магнитного поля перпендикулярны плоскости падения луча света, в которой лежат нормали к волновой поверхности и границы раздела, см. рис 1.4.б), широко используемых в практике создания оптических волноводов, представлено на рис. 1.4.

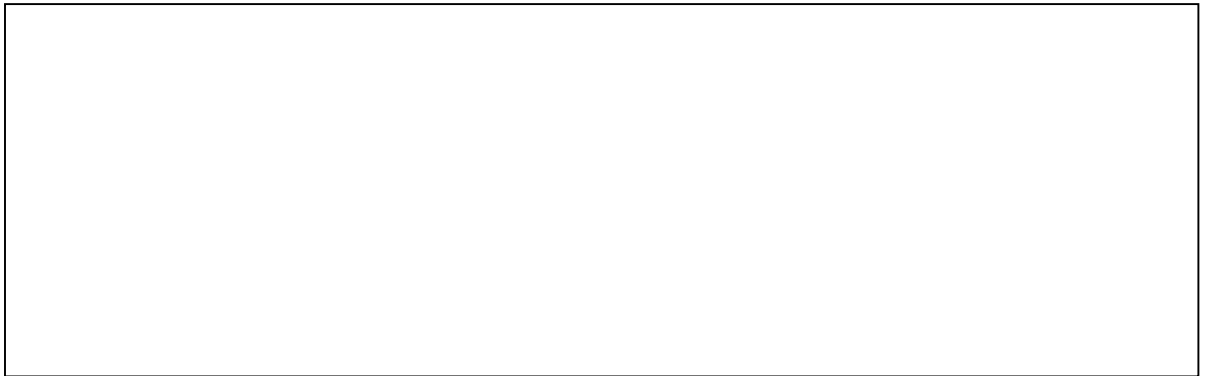


Рис 1.4. Схематическое отображение эффекта поляризации электромагнитной (световой) волны: а) ТЕ – поляризация; б) ТМ – поляризация.

Зависимость коэффициент отражения  $R$  от угла падения  $\theta_1$  и направления вектора поляризации световой волны определяется по формулам Френеля [2].

Для случая ТЕ – поляризации световой волны имеем:

$$R_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}. \quad (1.3.1)$$

Для случая ТМ – поляризации световой волны имеем:

$$R_{TM} = \frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + n_1 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}. \quad (1.3.2)$$

Весьма важным, с позиции практических интересов волноводной техники, является понятие о *критическом угле*  $\theta_c$ , определяемого с помощью выражения:

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1.4)$$

где:  $n_2$  (покровный слой или подложка)  $< n_1$  (оптический канал).

До тех пор пока выполняется условие  $\theta_1 < \theta_c$ , имеет место лишь частичное отражение светового луча от границы раздела сред (и имеет место эффект преломления светового луча), и коэффициент отражения  $R$  является вещественной величиной.

Как только угол падения светового луча становится больше критического ( $\theta_1 > \theta_c$ ), модуль коэффициент отражения  $|R| = 1$  и имеет место полное внутреннее отражение светового луча (эффект преломления отсутствует). В этом случае коэффициент отражения  $R$  является комплексной величиной, и отраженная световая волна оказывается сдвинутой по фазе относительно падающей световой волны. Зависимость коэффициент отражения  $R$  от упомянутого фазового сдвига  $\varphi$  определяется выражением:

$$R = \exp(2 \cdot j \cdot \varphi), \quad (1.5)$$

где значение фазового угла  $\varphi$  зависит от типа поляризации световой волны.

В частности, для рассмотренных выше случаев ТЕ – и ТМ – поляризации световой волны, для фазового сдвига  $\varphi$  соответственно имеем:

$$\operatorname{tg} \varphi_{TE} = \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1}, \quad (\text{ТЕ - поляризация}) \quad (1.6.1)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{TM} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \cdot \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1}. \quad (\text{ТМ - поляризация}) \quad (1.6.2)$$

Из выражения (1.6.1) следует, что фазовый сдвиг  $\varphi_{TE}$  возрастает от нуля при критическом угле падения световой волны ( $\theta_1 = \theta_c$ ) до значения  $\pi/2$  - при скользящем угле падения световой волны ( $\theta_1 = 90^\circ$ ). Тангенс угла наклона данной зависимости изменяется от бесконечно большого значения при  $\theta_1 = \theta_c$  до величины  $\left(1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}\right)^{-1/2}$  при  $\theta_1 = 90^\circ$ . Поведение зависимостей фазового сдвига  $\varphi_{TM}$  и тангенса угла  $\varphi_{TM}$  от угла падения световой волны  $\theta_1$  проявляются аналогичным образом.

Интересно рассмотреть, хотя бы на качественном уровне, «асимметричную» волноводную структуру, у которой оптический канал имеет показатель преломления  $n_i$ , а материалы подложки и покровного слоя (см. рис. 1.2) имеют соответственно показателями преломления  $n_s$  и  $n_c$ . В практике создания устройств интегральной оптики, как правило, выполняется соотношение  $n_i > n_s > n_c$ , и, следовательно, в этом случае, существует соответственно два критических угла:

- $\theta_s$  – угол полного отражения светового луча на границе раздела «оптический канал - подложка»;

- $\theta_c$  - угол полного отражения светового луча на границе раздела «оптический канал – покровный слой» (в практике создания асимметричных волноводов, как правило, выполняется условие:  $\theta_c < \theta_s$ ).

При увеличении угла падения  $\theta$  светового луча могут иметь место три различных варианта траектории распространения светового луча по волноводу, которые схематически представлены на рис. 1.5.

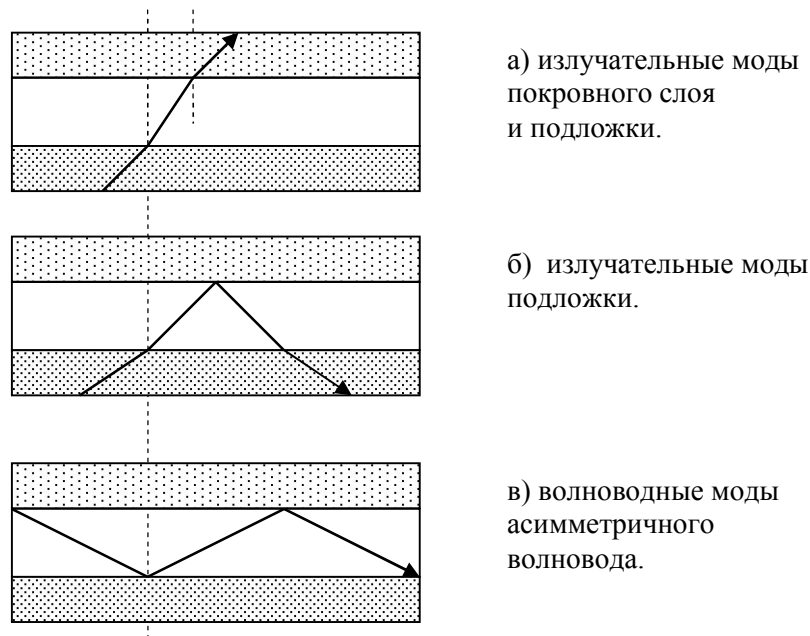


Рис.1.5. Распространение света в асимметричном волноводe

При малых углах падения, когда выполняются условия  $\theta < \theta_s$  и  $\theta < \theta_c$ , луч, падающий со стороны подложки, преломляется (в соответствии с законом Снеллиуса) и выходит из волновода через покровный слой (см. рис. 1.5.а). В этом случае по существу отсутствует волноводное распространение света в волноводe и существующая электромагнитная волна называется «излучательной модой» (понятие электромагнитной моды подробно рассмотрено в следующем разделе).

Если увеличить угол падения луча  $\theta$  таким образом, чтобы выполнялось условие  $\theta_c < \theta < \theta_s$ , то возникает ситуация, представленная на рис. 1.5.б. Свет, падающий со стороны подложки, преломляется на границе раздела «оптический канал – подложка», полностью отражается на границе раздела «оптический канал – покровный слой», преломляется обратно в подложку и, пройдя сквозь нее, покидает волноводную структуру.

Наконец, когда угол  $\theta$  становится достаточно большим, так что выполняются условия  $\theta_s < \theta$  и  $\theta_c < \theta$ , имеет место полное внутреннее отражение на обеих границах раздела. Следовательно, свет, попавший однажды в волновой канал, будет распространяться в нем по зигзагообразной траектории (см. рис. 1.5.в) практически на неограниченное расстояние (если не учитывать фактора энергетических потерь внутри самого оптического канала связи). Этот

случай, соответствующий «волноводной моде» и является предметом дальнейшего рассмотрения.

### ***Волноводные моды в рамках представлений геометрической оптики***

Понятие «волноводных мод» является ключевым в вопросах создания эффективных волноводных оптических систем, широко используемых в современных устройствах интегральной оптики и передачи информации.

Рассмотрим более подробно механизм процесса прохождения света через оптический канал волновода. На рис. 1.6. представлено продольное сечение плоского волновода в совокупности с направлением координат системы отсчета. Предполагается, что световая волна распространяется в волноводе в направлении оси  $z$ , а в направлении оси  $x$  ее распространение ограничено фактором наличия покровного слоя и подложки с оптическими параметрами, удовлетворяющими условию  $n_i > n_s \geq n_c$ .

Распространяющаяся по волноводу световая волна условно отображена с помощью пути луча ABCD. Пунктиром отмечены линии, соответствующие фазовым фронтам однородной плоской волны, движущейся от точки А к точке В и от С к D соответственно. После двух последовательных отражений в точках В и С волна должна повториться в фазе, чтобы образовалось *самосогласованное* распределение поля, соответствующее определенной *волноводной моде* оптического канала.

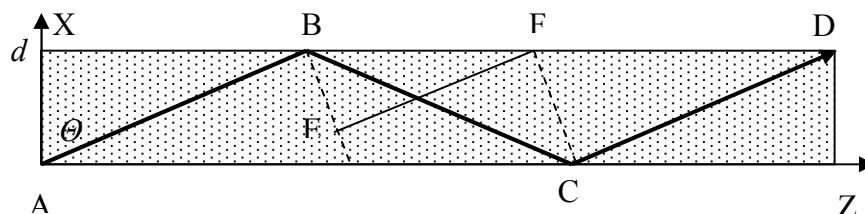


Рис. 1.6. Обоснование физического смысла понятия волноводной моды

Если это фазовое условие не удовлетворяется, то волны будут интерферировать, и в конечном итоге погасят друг друга. Поэтому фазовый фронт, содержащий точки В и F, должен измениться по фазе на такой угол при движении от точки E к точке F, чтобы преобразоваться в фазовый фронт F C, с учетом влияния фактора двух отражений в точках В и С. Таким образом, самосогласованное распределение поля возможно лишь в том случае, если разность фаз между этими двумя путями будет составлять  $\pm 2 m \pi$ , где  $m$  – целое число.

Обозначим посредством символов  $\varphi_B$  и  $\varphi_C$  фазовые сдвиги (см. выражения (1.6.1) и (1.6.2)), обусловленные полным внутренним отражением светового луча в точках В и С соответственно. С учетом принятых обозначений, фазовое условие для обеспечения режима



самосогласованного поля в оптическом канале имеет вид (также известное в литературе, как условие поперечного резонанса или дисперсионного уравнения):

$$k \cdot n \cdot (\overline{BC} - \overline{EF}) = 2m\pi + \varphi_B + \varphi_C, \quad (1.7)$$

где:  $k$  – модуль волнового вектора равный  $k = 2\pi / \lambda$  ( $\lambda$  - длина волны. См. приложение №1);

$n$  – показатель преломления материала оптического канала;

$\overline{BC}$  - расстояние между точками В и С;

$\overline{EF}$  - расстояние между точками Е и F.

Выражая расстояния  $\overline{BC}$  и  $\overline{EF}$  через параметры  $d$  и  $\theta$ , фазовое условие (1.7) для самосогласованного распределения поля в оптическом волноводе преобразуется к виду:

$$k \cdot n \cdot d \cdot \cos \theta = m\pi + \varphi_B + \varphi_C, \quad (1.8)$$

где:  $\theta$  - угол вхождения светового луча в оптический канал (см. рис. 1.6);

$d$  – толщина оптического канала;

$m$  – целое число (0,1,2...), которое определяет параметр *порядка* волноводной моды.

Ввиду исключительной важности выражения (1.8) для понимания физических принципов обеспечения самосогласованного распределения поля в оптическом волноводе, рассмотрим подробнее механизм образования фазовых сдвигов на этапах прохождения светового луча. Для этого сложим фазовые сдвиги, которые появляются, когда волна движется от нижней границы волновода ( $x = 0$ ) к верхней границе ( $x = d$ ) и затем, отразившись, движется обратно к исходной нижней границе. Для того, чтобы картина была самосогласованной, сумма всех фазовых сдвигов должна быть кратна  $2\pi$ . В качестве примера рассмотрим последовательность этапов прохождения световой волны по оптическому волноводу (см рис.1.6):

- После первого прохода оптического канала (участок «А – В») толщиной  $d$  фазовый сдвиг оказывается равным:  $k n d \cos \theta$ ;
- На границе раздела «оптический канал – покровный слой» (точка «В») благодаря полному внутреннему отражению имеет место фазовый сдвиг:  $- 2 \varphi_B$  (знак минус!);
- После второго прохода оптического канала (участок «В – С») имеет место дополнительный фазовый сдвиг равный:  $k n d \cos \theta$ ;
- На границе раздела «оптический канал – подложка» (точка «С») благодаря полному внутреннему отражению имеет место фазовый сдвиг:  $- 2 \varphi_C$  (знак минус!).

Суммируя все рассмотренные выше фазовые сдвиги, получаем условие самосогласованного распределения поля световой волны в виде:

$$2 \cdot k \cdot n \cdot d \cdot \cos \theta - 2 \cdot \varphi_B - 2 \cdot \varphi_C = 2 \cdot m\pi. \quad (1.8.a)$$

Из выражения (1.8) и рассмотренного выше примера следует, что угол  $\theta$  не может принимать произвольные значения для выполнения условия согласования. Только набор некоторых *дискретных* значений угла  $\theta$  (их может и не быть совсем) приводит к появлению самосогласованной картины поля, которая соответствует тому обстоятельству, что принято называть *волноводными модами* определенного порядка -  $m$ .

На рис. 1.7 представлен метод графического решения рассмотренного выше дисперсионного уравнения (1.8) для случая основной оптической моды ( $m = 0$ ), который позволяет получить дополнительную информацию (с позиции практических интересов) относительно характеристик волновода.

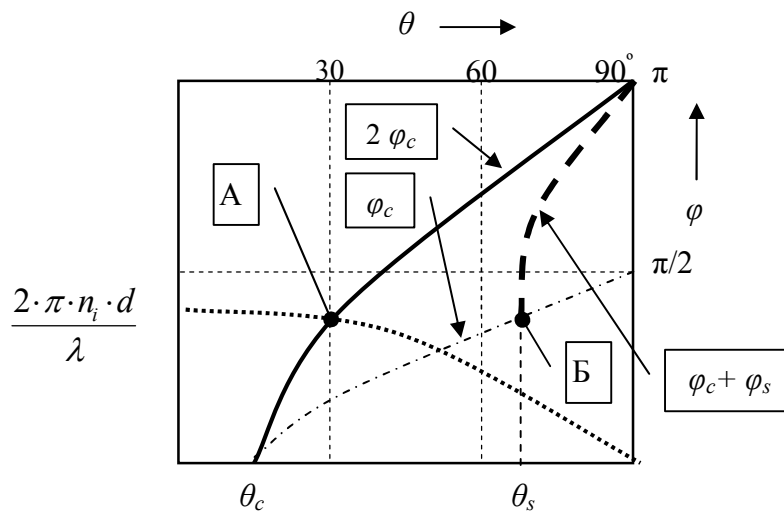


Рис. 1.7. Графическое решение дисперсионного уравнения

На рисунке 1.7 изображен ряд фазовых фрагментов приведенных в выражении (1.8), а именно:

- Зависимость фазового сдвига ( $k n d \cos \theta$ ) от угла падения светового луча  $\theta$  за проход поперек оптического канала (точно - пунктирная линия);
- Зависимость от угла падения светового луча  $\theta$  суммы фазовых сдвигов ( $\varphi_s$  (подложка) +  $\varphi_c$  (покровный слой)) при отражениях от границ оптического канала для случая симметричного ( $\varphi_s = \varphi_c$ ) волновода (сплошная линия);
- Зависимость от угла падения светового луча  $\theta$  суммы фазовых сдвигов ( $\varphi_s$  (подложка) +  $\varphi_c$  (покровный слой)) при отражениях от границ оптического канала для случая асимметричного ( $\varphi_s > \varphi_c$ ) волновода (пунктирная линия).

В случае симметричного волновода определяется точка пересечения сплошной и точечно - пунктирной линий (точка - А), которая определяет значение угла  $\theta$ , обеспечивающего устойчивое зигзагообразное распространения волны основной моды ( $m = 0$ ). Важно отметить, что с уменьшением параметра  $d / \lambda$  (увеличение длины волны) угол  $\theta$  становится меньше, но решение существует всегда, даже если толщина оптического канала  $d$  становится очень малой. Последнее означает, что для основной моды симметричного волновода отсутствует *точка*

отсечки (т.е. ограничение по длине волны). Следует отметить, что с увеличением толщины оптического канала  $d$ , создаются благоприятные условия для распространения волноводных мод более высокого порядка.

В случае асимметричного волновода представляет интерес точка пересечения пунктирной и точечно-пунктирной линий (точка - Б). Однако только часть кривой ( $\varphi_c + \varphi_s$ ), выделенная «жирным» начертанием, лежит выше критического угла  $\theta_s$  для границы «оптический канал – подложка». При достаточно малой толщине оптического канала отсутствует пересечение кривых выше границы отсечки. Последнее означает, что в асимметричном волноводе не всегда могут быть реализованы волноводные моды.

### ***Специальные параметры оптического волноводного тракта***

При анализе оптических волноводов используется ряд дополнительных (производных) параметров, к числу которых следует отнести:

- Лучевой инвариант оптического канала;
- Постоянная распространения светового луча;
- Лучевые параметры светового луча в волноводе;
- Время прохождения светового луча.

Использование дополнительных параметров позволяет, в ряде случаев, избежать громоздких аналитических выражений и повысить степень универсальности конечных результатов анализа. В то же время следует отметить тот факт, что номенклатура используемых в настоящее время параметров оптических волноводов довольно широка и в недостаточной степени регламентирована (т.е. стандартизована) на уровне международной инженерной практики (в частности, последнее касается даже выбора системы отсчета угловых координат, используемых при рассмотрении траектории прохождения луча света в оптическом канале).

### ***Лучевой инвариант оптического канала***

Периодический характер траектории волноводной моды (см. рис. 1.5.в и 1.6) является следствием проявления *трансляционной инвариантности* волновода и позволяет ввести в рассмотрение понятие *лучевого инварианта*  $\alpha$  оптического канала, который сохраняет свое постоянство вдоль пути распространения светового луча. Для ступенчатых волноводов (см. рис. 1.2) упомянутая инвариантность определяется в виде соблюдения условия (1.1) на всем протяжении движения луча по волноводу. Исходя из этих соображений, параметр «лучевой инвариант» принято определять в виде соотношения:

$$\alpha = n_i \cdot \sin \theta_i = n_s \cdot \sin \theta_s = n_c \cdot \sin \theta_c, \quad (1.9)$$

где индексы -  $i$ ,  $s$  и  $c$  относятся соответственно к оптическому каналу, подложке и покровному слою (см. рис.1.2).

С учетом результатов раздела 1.2.2 (относительно различных вариантов соотношения углов  $\theta_i$ ,  $\theta_s$  и  $\theta_c$ ) имеют место, важные для практических приложений, соотношения:

$$\text{Направляемые световые лучи: } n_s < \alpha \leq n_i; \quad (1.10.a)$$

$$n_c < \alpha \leq n_i.$$

(волноводные моды)

$$\text{Рефразирующие световые лучи: } 0 \leq \alpha \leq n_s (n_c) \quad (1.10.б)$$

(излучательные моды подложки и покровного слоя).

Для ступенчатых волноводов (см. рис. 1.2) соотношение (1.10) является тривиальным и не имеет никаких преимуществ относительно рассмотренных выше критериев реализации волноводных мод. Однако, в случае использования *градиентных профилей* (показатель преломления меняет свое значение в направлении нормали к оси оптического канала, имея, как правило, максимальное значение на оси (см. левый фрагмент на рис. 1.10)) использование лучевого инварианта существенно упрощает анализ лучевой траектории. В случае градиентных профилей соотношение (1.10) сохраняет свою правомерность, если в качестве  $n_i$  рассматривать максимальное значение показателя преломления оптического канала.

#### ***Постоянная распространения светового луча***

Учитывая зигзагообразный характер распространения света в оптическом канале, под параметром «*постоянная распространения*»  $\beta$  волноводной моды принято понимать волноводную характеристику, определяемую в виде:

$$\beta = \varpi / \nu_\phi = k \cdot n_i \cdot \sin \theta, \quad (1.11)$$

где:  $\nu_\phi$  - фазовая скорость распространения света в оптическом канале;

$k$  – модуль волнового вектора световой волны ( $k = 2 \cdot \pi / \lambda$ ).

По своей физической сути, параметр «*постоянная распространения*»  $\beta$  является проекцией вектора ( $k \cdot n_i$ ) по продольной координате оптического канала ( $z$  – составляющей процесса распространения света по волноводу (см. рис. 1.6)).

С позиции параметра  $\beta$  соотношение (1.10) для волноводной моды приобретает следующий вид:

$$k \cdot n_s < \beta \leq k \cdot n_i; \quad (1.12)$$

$$k \cdot n_c < \beta \leq k \cdot n_i.$$

Максимально возможное значение постоянной распространения волноводной моды (определяемого в соответствии с критерием:  $\beta = k \cdot n_s (k \cdot n_c)$ ) называется *частотой отсечки*, или просто *отсечкой*.

Параметр  $\beta$  широко используется при анализе дисперсионных характеристик симметричных волноводов, реализуемом на основе  $(\omega-\beta)$  – диаграмм. На рис. 1.8 представлена типичная  $(\omega-\beta)$  – диаграмма (для случая, представленного на рис. 1.7), которая иллюстрирует взаимосвязь возможных типов оптических мод (из числа рассмотренных в разделе 1.2.3) с круговой частотой и постоянной распространения планарного симметричного волновода. На рисунке отображены первые три волноводные моды ( $m = 0, 1, 2$ ) симметричного планарного волновода.

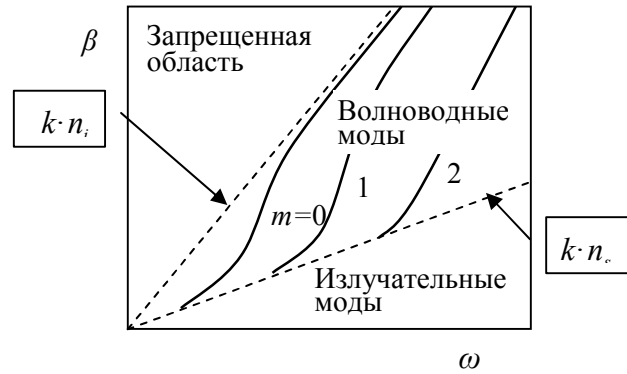


Рис.1.8. Типичный вид  $(\omega-\beta)$  – диаграммы для случая планарного симметричного волновода

В нижней части графика отражена область неблагоприятных режимов распространения светового луча. Характерной особенностью этой области является наличие излучательных (проходящих через покровный слой и подложку) оптических мод.

### **Лучевые параметры светового луча в волноводе**

Рассмотрим совокупность лучевых параметров на примере ступенчатого планарного волновода, представленного на рисунке 1.9. Под термином «ступенчатый» принято понимать то обстоятельство, что показатели преломления сред сохраняют свое постоянство в пределах рассматриваемых оптических сред.

Определим *длину пути*  $L_p$  оптического волновода как расстояние между последовательными точками отражения светового луча от границ оптического канала (точки  $A$  и  $B$ , рис.1.9).

$$L_p = \frac{d}{\cos \theta_i} = (d \cdot n_i) / (n_i^2 - \alpha^2)^{1/2} \quad (1.13)$$

где  $\alpha$  – лучевой инвариант ( $\alpha = n_i \cdot \sin \theta_i$ , см. выражение (1.9)).

В дальнейшем, при нахождении времени прохождения луча, используется дополнительный параметр – *оптическая длина пути*  $L_0$ , определяемая в виде:

$$L_0 = n_i \cdot L_p = (d \cdot n_i^2) / (n_i^2 - \alpha^2)^{1/2} \quad (1.14)$$

При рассмотрении процессов затухания (уменьшения интенсивности светового потока по мере прохождения оптического канала) часто используется параметр – *полупериод* траектории луча  $z_p$ , равный расстоянию между точками последовательных отражений, измеренному вдоль оптической оси волновода:

$$z_p = L_p \cdot \sin \theta_i = (d \cdot \alpha) / (n_i^2 - \alpha^2)^{1/2}. \quad (1.15)$$

С помощью полупериода траектории луча  $z_p$  можно определить количество отражений  $N$  приходящихся на единицу длины оптического канала волновода:

$$N = 1/z_p = \text{ctg} \theta_i / d. \quad (1.15)$$

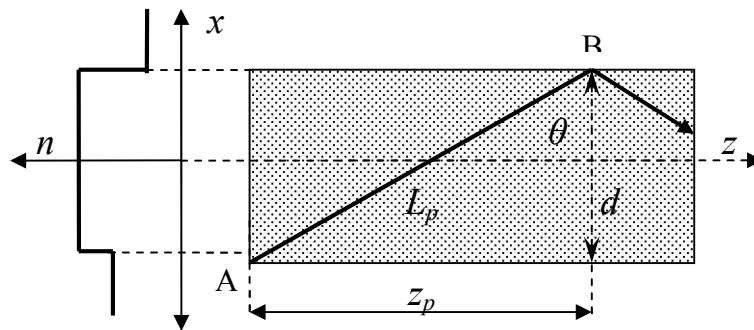


Рис.1.9. Схематическое отображение некоторых дополнительных параметров планарного волновода со ступенчатым профилем.

Из приведенных выше определений для дополнительных параметров оптического канала волновода следует, что в произвольной точке, расположенной на расстоянии  $z$  от начала волновода, длина пути  $L_p$ , оптическая длина пути  $L_0$  и количество отражений  $N$  определяются соответственно с помощью выражений:

$$L_p(z) = (z/z_p) \cdot L_p; \quad (1.16.a)$$

$$L_0(z) = (z/z_p) \cdot L_0; \quad (1.16.б)$$

$$N(z) = z/z_p. \quad (1.16.в)$$

Описание процесса прохождения лучей в волноводах со ступенчатым профилем (см. рис. 1.9) можно распространить и обобщить для случая оптических волноводов с градиентным профилем, схематическое отображение которых представлено на рис. 1.10. Траектория светового луча в волноводе с градиентным профилем описывается дифференциальным уравнением [4]:

$$d(n \cdot (d\vec{r}/dx)) / ds = \nabla n, \quad (1.17)$$

где:  $s$  – расстояние, отсчитываемое вдоль траектории светового луча;

$\vec{r}$  - радиус-вектор от фиксированной точки до рассматриваемой точки, расположенной на траектории луча.

Параметры траектории светового луча для случая градиентного профиля можно определить, используя графическое построение представленное на рисунке 1.10.

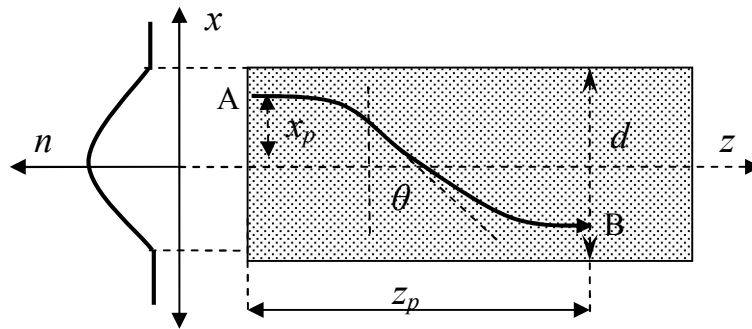


Рис.1.10. Схематическое отображение траектории светового луча в градиентном волноводе.

Представляет интерес отрезок траектории направляемого луча между следующими друг за другом точками поворота  $A$  и  $B$ , отстоящими на расстоянии, равном полупериоду  $z_p$ , измеренному вдоль оси волновода. Длина пути  $L_p$  и оптическая длина пути  $L_0$  определяются соответствующими интегралами по траектории светового луча:

$$L_p = \int_A^B ds ; \quad (1.18)$$

$$L_0 = \int_A^B n(x) ds, \quad (1.19)$$

где:  $s$  – расстояние, отсчитываемое вдоль траектории светового луча.

Или в координатном представлении  $x$  (принимая во внимание тот факт, что:  $(ds)^2 = (dx)^2 + (dz)^2$ ) для выражений (1.18) и (1.19) имеем для случая градиентного профиля:

$$L_p = \int_{-x_p}^{+x_p} \frac{n(x) dx}{[n^2(x) - \alpha^2]^{1/2}}, ; \quad (1.18)$$

$$L_0 = \int_{-x_p}^{+x_p} \frac{n^2(x) dx}{[n^2(x) - \alpha^2]^{1/2}}, \quad (1.19)$$

Соответственно для полупериода светового луча  $z_p$  имеем:

$$z_p = \alpha \cdot \int_{-x_p}^{+x_p} \frac{dx}{[n^2(x) - \alpha^2]^{1/2}}. \quad (1.20)$$

В случае симметричного профиля градиентного распределения показателя преломления  $n$  в оптическом канале вышеприведенные интегралы вычисляются для области  $0 \leq x \leq x_p$ , а результат интегрирования удваивается.

### **Время прохождения светового луча**

При прохождении светового луча по волноводу происходит уширение импульсного сигнала, что снижает характеристики разрешающей способности и помехоустойчивости (в случае зависимости фактора уширения сигналов от интенсивности внешних возмущающих

воздействий) канала оптической связи. Важной величиной, необходимой для количественной оценки фактора уширения световых импульсов, является *время прохождения луча*  $t$ . Время прохождения луча - это промежуток времени, в течение которого луч света распространяется на расстояние  $z$  вдоль волновода по зигзагообразной траектории движения, определяемый следующим образом для планарного волновода со ступенчатым профилем показателя преломления:

$$t = \frac{z}{z_p} \cdot \frac{L_p}{v} = \frac{z}{z_p} \cdot \frac{L_0}{c} = \frac{z}{c} \cdot \frac{n_i^2}{\alpha} = \frac{z}{c} \cdot \frac{n_i}{\sin \theta_i}, \quad (1.21)$$

где:  $c$  – скорость распространения света в вакууме;

$v = c / n_i$  - скорость распространения света в материале оптического канала с показателем преломления  $n_i$ .

Из выражения (1.21) следует, что чем больше угол  $\theta_i$ , тем меньше время прохождения луча.

Время прохождения луча в волноводах с градиентным профилем показателя преломления определяется интегралом вдоль искривленной траектории луча (см. рис. 1.10). Следует отметить, что локальная скорость света в материале оптического канала непрерывно изменяется по закону  $c / n(x)$ , где  $n(x)$  – профиль показателя преломления (например, см. рис. 1.10). В принятых обозначениях, время прохождения луча на расстояние  $z$  вдоль оси волновода определяется эквивалентными выражениями:

$$t = \frac{1}{c} \cdot \int n(x) ds = \frac{1}{c \cdot \alpha} \cdot \int n^2(x) dz, \quad (1.22)$$

где интегрирование выполняется вдоль кривой (зависимости):  $x = x(z)$ .

Из (1.19) следует, что время прохождения светового луча на расстояние, равное полупериоду траектории  $z_p$ , составляет  $L_0 / c$ . Таким образом, если  $z$  точно кратно полупериоду траектории, то время прохождения луча составит:

$$t = z \cdot L_0 / (c \cdot z_p). \quad (1.23)$$

В общем случае расстояние  $z$  не кратно полупериоду траектории  $z_p$ , однако, при выполнении условия (что, собственно, как правило, имеет место в практике создания волноводных систем передачи информации) выражение (1.23) может считаться достаточно точным приближением выражения (1.22).

В волноводах с градиентным профилем показателя преломления происходит автоматическое выравнивание времени прохождения для лучей разной направленности (угол  $\theta_{ин}$ ). Объяснение этого обстоятельства состоит в том, что функция  $n(x)$  убывает по мере удаления от оси волновода, а, следовательно, чем дальше от оси распространяется луч, тем



больше становится локальная скорость света, равная  $c / n(x)$ . В частности, в случае гиперболически-секансного профиля показателя преломления имеет место полное выравнивание времени прохождения лучей [4]. Для справки отметим, что градиентные оптические волноводы, используемые в технике связи, обычно являются слабо направляющими, т.е. перепад значений между  $n_{max}$  и  $n_{min}$  (показателей преломления в поперечном сечении), как правило, не превосходит 1 % от максимального значения в центре волновода -  $n_{max}$ .

Среди множества возможных траекторий светового луча при прохождении оптического канала существует одна пограничная траектория, которая разделяет траектории на два класса: направляемые и рефрагирующие (подробнее этот вопрос представлен выше). Этой траектории (для градиентного случая) можно поставить в соответствие (при координате  $x_p = d/2$ ) некоторый критический угол падения луча  $\theta_i(0)$  на границу раздела «пленка - подложка» и «пленка – покровный слой». Из условия близости значений  $n_{max}$  и  $n_{min}$  (расхождение порядка 1%) следует, что интервал углов направляемых траекторий достаточно мал, и любой направляемый луч распространяется практически параллельно оси оптического канала. Этот случай получил название *параксиального* приближения.

### ***Эффективная толщина оптического волновода***

Рассмотренные выше материалы относятся к идеализированному случаю распространения световой волны по волноводу. Считалось, что луч света представляет собой *плоскую монохроматическую волну* (ПМВ) [5], (см. приложение №1), при этом предполагалось, что ПМВ имеет постоянное (и безграничное) распределение амплитуд и фаз поля в поперечной, к направлению распространения, плоскости.

Реальные пучки света представляют собой совокупность квантов света, каждый из которых пространственно ограничен в поперечном направлении (в общем случае и в продольном направлении, для случая некогерентного излучения), т.е. локализованы в некоторой области пространства. С этой точки зрения каждый квант света может быть представлен в виде *волнового пакета* [6], образованного посредством суперпозиции бесконечно большого количества ПМВ (см. приложение №2). Последнее обстоятельство находит свое отражение в специфике процессов полного внутреннего отражения светового пучка на границах раздела оптических сред при прохождении через оптический канал волновода (напомним, что луч движется в волноводе по зигзагообразной траектории).

На рисунке 1.11 представлена траектория светового луча по обе стороны границы раздела волновода для случая рассмотрения суперпозиции совокупности ПМВ с близкими значениями углов падения  $\theta$  (аналог волнового пакета, случай более близкий к реальному отражению специфики кванта света).

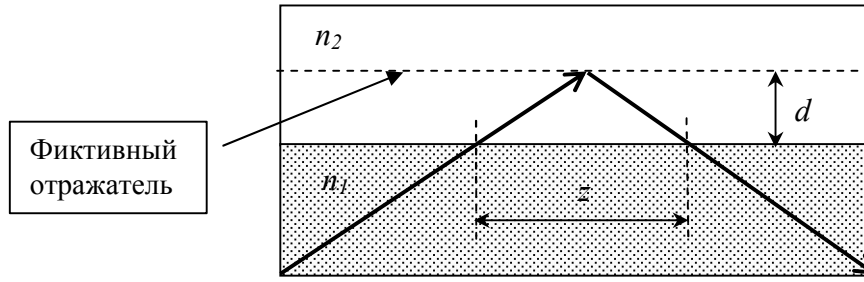


Рис.1.11. Фиктивный отражатель светового луча, отстоящий при полном внутреннем отражении на расстоянии  $z$  от поверхности раздела сред.

Проявление фиктивного отражателя обусловлено выполнением условия самосогласования фронта световой волны не для отдельной ПМВ, а для всей совокупности ПМВ, образующих квант света. Это явление получило название как *смещение Гооса-Генхена (Goos – Hänchen shift)*.

Величина смещения  $z$  для случаев ТЕ – и ТМ – поляризации световой волны определяется выражениями:

$$z_{TE} = \frac{2 \cdot n_2^2 \cdot \operatorname{tg} \theta}{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta - n_2^2 \cdot \cos^2 \theta} \cdot \frac{1}{\alpha_x}, \quad (1.24.a)$$

$$z_{TM} = 2 \cdot \operatorname{tg} \theta / \alpha_x, \quad (1.24.б)$$

где  $\alpha_x$  – постоянная величина, характеризующая поперечное затухание электромагнитного поля световой волны, определяемая выражением:

$$\alpha_x = \left( k_{\max}^2 \cdot \sin^2 \theta - k_{\min}^2 \right)^{1/2}, \quad (1.25)$$

где  $k_{\max}$  и  $k_{\min}$  крайние значения интервала модулей волновых векторов ПМВ, образующих световой квант.

Благодаря смещению Гооса-Генхена, падающий пучок света как бы отражается не от фактической границы раздела сред, а от фиктивной границы, отстоящей от фактической границы на расстоянии  $d$ . Значение параметра  $d$  определяется согласно выражениям:

$$d_{TE} = \frac{n_2^2}{n_1^2 \cdot \sin^2 \theta - n_2^2 \cdot \cos^2 \theta} \cdot \frac{1}{\alpha_x}, \quad (1.26.a)$$

$$d_{TM} = 1 / \alpha_x. \quad (1.26.б)$$

На границе полного внутреннего отражения постоянная поперечного затухания поля  $\alpha_x$  стремится к нулю, и поэтому сдвиг пучка неограниченно растет, свидетельствуя о том, что пучок проходит все дальше и дальше вдоль границы раздела, прежде чем возвратиться в оптический канал.

## 2. Физико-технические основы источников когерентных световых пучков на основе использования полупроводниковых лазеров

### 2.1. Рекомбинационное некогерентное излучение в полупроводниковых структурах

Для подавляющего большинства естественных и искусственных источников света характерно отсутствие когерентности процесса излучения, а именно, процесс появления единичных квантов света не синхронизован в пространственно-временном отношении.

В полупроводниковых структурах спонтанное некогерентное излучение кванта света обусловлено процессами рекомбинации электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны. Под процессом рекомбинации понимается исчезновение дырки в валентной зоне в результате захвата (перехода) электрона из зоны проводимости. Целесообразно, с точки зрения различия между излучательными и безизлучательными процессами, рассматривать отдельно непосредственные переходы (электронно-дырочные рекомбинации) типа «зона проводимости – валентная зона», и переходы с промежуточными (каскадно) прыжками на энергетические уровни примесной (акцепторного или донорного типа) природы.

При безизлучательном переходе электрона его избыточная энергия рекомбинации переходит в тепловую форму (возбуждение фононов), т.е. в итоге просто нагревает кристалл. При излучательных переходах энергия рекомбинации преобразуется в появление кванта света, частота колебаний которого определяется разностью энергий начального и конечного состояний электрона. Если процесс рекомбинации электрона происходит поэтапно (т.е. каскадно), то может иметь место излучение нескольких квантов света с различными частотами, в соответствии с энергиями перехода каждого звена каскада.

На рисунке 2.1 приведено схематическое отображение различных возможных, упомянутых выше, вариантов процесса рекомбинации электронов из зоны проводимости. Наибольший практический интерес представляют прямые излучательные переходы типа «зона проводимости – валентная зона» (см. вариант (а) рисунка 2.1).

Энергия фотона, порождаемого в результате процесса рекомбинации электрона, определяется формулой Планка:

$$w = h \cdot \nu = h \cdot c / \lambda, \quad (2.1)$$

где:  $w = w_s - w_d$ ;

$w_s$  – энергетический уровень в зоне проводимости, на котором находится изначально (до процесса рекомбинации) электрон;

$w_d$  – свободный энергетический уровень (дырка) в валентной зоне, на который переходит электрон в результате процесса рекомбинации.

Для определения длины волны излучаемого света (в вакууме), удобно использовать выражение (где энергия кванта света задается в «электрон-вольтах» - эВ):

$$\lambda[\text{мкм}] = 1.24 / w[\text{эВ}] \quad (2.2)$$

В практических приложениях, при использовании некогерентных полупроводниковых излучателей света, представляют исключительный интерес три фактора:

- скорость процесса рекомбинации неравновесных носителей заряда, определяющая в целом интенсивность выходного светового потока;
- время жизни избыточных (неравновесных) носителей зарядов, определяющее шумовые и частотные параметры информационных оптических сигналов;
- функция распределения рекомбинационного излучения по энергиям (частоте), определяющая спектральные характеристики излучения.

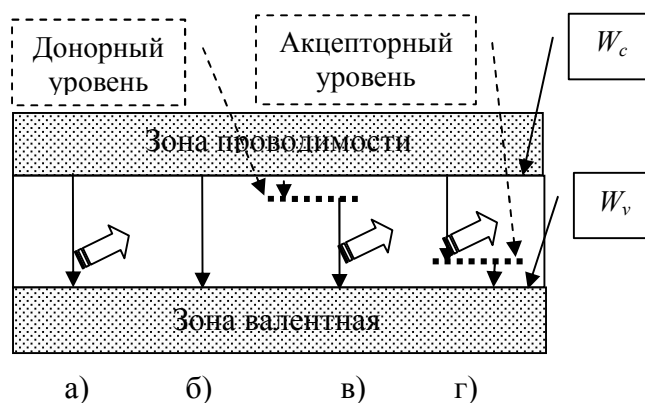


Рис. 2.1. схематическое отображение различных вариантов процесса рекомбинации электронов (1. - объемной стрелкой отображен испускаемый квант света; 2) – в варианте (б) вся энергия рекомбинации переходит в тепловую энергию кристалла (фонная рекомбинация))

### **Скорость процесса рекомбинации**

В условиях термодинамического равновесия (т.е. при отсутствии процессов инжекции неравновесных носителей заряда из соседних областей или их генерации с помощью внешних источников возмущения полевого характера), *скорость процесса рекомбинации* носителей заряда  $R_0$  должна быть пропорциональна (в первом приближении) произведению концентраций электронов  $n_0$ , находящихся в зоне проводимости, и дырок  $p_0$ , находящихся в валентной зоне, и равна *скорости генерации*  $G_0$  электронно-дырочных пар, в результате воздействия термического фактора [1]:

$$R_0 = \gamma \cdot n_0 \cdot p_0 = G_0, \quad (2.3)$$

где:  $\gamma$  - коэффициент рекомбинации, физический смысл которого представлен ниже при рассмотрении времени жизни неравновесных носителей заряда;  
 $n_0, p_0$  – соответственно концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне при термодинамическом равновесии.

Для случая собственных полупроводников (т.е. в отсутствии фактора легирования полупроводника примесями донорного или акцепторного типа) выражение (2.3) преобразуется к виду:

$$R_0 = \gamma \cdot n_i^2 = G_0, \quad (2.4)$$

где:  $n_i = n_0 = p_0$ .

В рамках допущения о независимости коэффициента рекомбинации от концентрации носителей зарядов, из выражения (2.4) имеем:

$$\gamma = G_0 / n_i^2. \quad (2.5)$$

В неравновесных условиях, когда полная (неравновесная) концентрация электронов в зоне проводимости равна

$$n = n_0 + \Delta n, \quad (2.6.a)$$

а полная (неравновесная) концентрация дырок в валентной зоне равна

$$p = p_0 + \Delta p, \quad (2.6.b)$$

тепловая генерация со скоростью  $G_0$  уже не в состоянии компенсировать процесс рекомбинации неравновесных носителей заряда. Ввиду последнего обстоятельства, ежесекундно в единице объема полупроводника дополнительно (возможно с испусканием кванта света) подвержены процессам рекомбинации следующее число пар носителей:

$$R = -\frac{dn}{dt} = -\frac{dp}{dt} = \gamma \cdot n \cdot p - G_0 = \gamma(n \cdot p - n_0 p_0). \quad (2.7.)$$

Знак минус в выражении перед производными указывает на то, что при рекомбинации концентрация неравновесных носителей заряда уменьшается.

Учитывая выражения (2.6.a) и (2.6.b), и полагая выполнение условия электронейтральности вещества ( $\Delta n = \Delta p$ ), выражение (2.7) можно привести к виду:

$$R = \frac{\Delta n}{\tau_n} = \frac{G_0}{n_i^2} \cdot (n_0 + p_0 + \Delta n) \cdot \Delta n. \quad (2.8.)$$

При низком уровне возбуждения (инъекции неосновных носителей заряда), т.е. при выполнении условия  $((n_0 + p_0) > \Delta n)$  имеем:

- для собственного полупроводника, у которого выполняется условие ( $n_0 = p_0 = n_i$ ):

$$R = \frac{2 \cdot G_0}{n_i} \cdot \Delta n = \frac{2 \cdot G_0}{(N_c \cdot N_v)} \cdot \Delta n \cdot \exp(W_0 / 2 \cdot k \cdot T), \quad (2.9.a)$$

где:  $W_0$  - ширина запрещенной зоны полупроводника;

$N_c, N_v$  - плотность квантовых состояний соответственно у дна зоны проводимости и у потолка валентной зоны.

- для сильно легированного полупроводника донорного типа ( $n_0 = n_{n0} > p_0 = p_{p0}$ ) при полностью ионизированной донорной примеси:

$$R = \frac{G_0}{n_i^2} \cdot n_{n0} \cdot \Delta n, \quad (2.9.б)$$

где:  $n_{n0}$  – концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника донорного типа;

$p_{p0}$  – концентрация дырок в валентной зоне полупроводника донорного типа.

- для сильно легированного полупроводника акцепторного типа ( $p_0 = p_{p0} > n_0 = n_{n0}$ ) при полностью ионизированной акцепторной примеси:

$$R = \frac{G_0}{n_i^2} \cdot p_{p0} \cdot \Delta n, \quad (2.9.в)$$

где:  $n_{n0}$  – концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника акцепторного типа;

$p_{p0}$  – концентрация дырок в валентной зоне полупроводника акцепторного типа.

Из выражений (4.9) следует, что при низких уровнях возбуждения скорость процесса рекомбинации  $R$  избыточных носителей заряда  $\Delta n$  является линейной функцией их концентрации. Такая рекомбинация получила название *линейной*.

При высоком уровне возбуждения (инжекции неосновных носителей заряда), т.е. при выполнении условия  $((n_0 + p_0) < \Delta n)$  имеем:

$$R = \frac{G_0}{n_i^2} \cdot (\Delta n)^2. \quad (2.10)$$

Скорость рекомбинации в этом случае является уже квадратичной функцией, и соответственно рекомбинация называется *квадратичной*.

### ***Время жизни неравновесных носителей зарядов***

Электроны, двигаясь в полупроводнике под воздействием внешнего электрического поля, испытывают столкновения с дырками, и в конечном итоге рекомбинируют с ними. Поэтому после прекращения внешнего воздействия, вызывающего генерацию избыточных неравновесных носителей заряда, концентрация последних достаточно быстро убывает со временем. Скорость, с которой протекает процесс рекомбинации, характеризуется *временем жизни*  $\tau$  неравновесных носителей заряда.

В общем случае время жизни  $\tau$  носителя заряда является обратной величиной вероятности столкновения  $P$  электрона с дыркой за единицу времени [2]:

$$\tau_n = 1 / P. \quad (2.11)$$

В свою очередь, вероятность столкновения  $P$  определяется выражением:

$$P = S_n \cdot p \cdot v_n, \quad (2.12)$$

где:  $S_n$  – площадь сечения захвата электрона зоны проводимости дыркой валентной зоны;

$p$  - концентрация дырок в валентной зоне полупроводника;

$v_n$  - средняя скорость движения электрона в зоне проводимости полупроводника.

На основании выражений (4.11) и (4.12) для времени жизни неравновесного электрона имеем:

$$\tau_n = \frac{1}{S_n \cdot p \cdot v_n}. \quad (2.13)$$

Аналогичным образом можно получить выражение для времени жизни дырок в донорном полупроводнике:

$$\tau_p = \frac{1}{S_p \cdot n \cdot v_p}, \quad (2.14)$$

где:  $S_p$  - площадь сечения захвата дырки валентной зоны электроном проводимости;

$n$  - концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника;

$v_p$  - средняя скорость движения дырки в валентной зоне полупроводника.

Произведение сечения захвата на среднюю скорость носителя заряда называется коэффициентом рекомбинации  $\gamma$  [3]:

$$\gamma_n = S_n \cdot v_n, \quad (2.15)$$

$$\gamma_p = S_p \cdot v_p. \quad (2.16)$$

Для определения численных значений параметра  $\gamma$  используется выражение для скорости движения носителя заряда:

$$v_n = \mu_n \cdot E ; v_p = \mu_p \cdot E, \quad (2.17)$$

где:  $\mu_n$  и  $\mu_p$  - соответственно подвижности электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне) в полупроводнике;

$E$  – напряженность электрического поля в полупроводнике.

С учетом выражений (2.17) выражения (2.13) и (2.14) преобразуются к виду:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_n \cdot p}. \quad (2.18)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_p \cdot n}. \quad (2.19)$$

Из выражения (2.8) можно определить время жизни избыточных носителей заряда как функцию параметров легирования полупроводников:

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_i^2}{G_0 \cdot (n_0 + p_0 + \Delta n)}. \quad (\text{собственный полупроводник}) \quad (2.20.a)$$

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_0 \cdot p_0}{G_0 \cdot (n_0 + p_0 + \Delta n)}. \quad (\text{примесный полупроводник}) \quad (2.20.b)$$

При низком уровне возбуждения (инжекции неосновных носителей заряда), т.е. при выполнении условия  $((n_0 + p_0) > \Delta n)$  имеем:

- для собственного полупроводника, у которого выполняется условие  $(n_0 = p_0 = n_i)$ :

$$\tau_i = \frac{n_i}{2 \cdot G_0} = \frac{(N_c \cdot N_v)^{1/2}}{2 \cdot G_0} \cdot \exp\left(-\frac{W_0}{2 \cdot k \cdot T}\right). \quad (2.21)$$

- для слаболегированного полупроводника:

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_i^2}{G_0 \cdot (n_0 + p_0)}. \quad (2.22)$$

- для сильно легированного полупроводника донорного типа  $(n_0 = n_{n0} > p_0 = p_{p0})$  при полностью ионизированной донорной примеси:

$$\tau_n = p_{p0}/G_0. \quad (2.23)$$

- для сильно легированного полупроводника акцепторного типа  $(p_0 = p_{p0} > n_0 = n_{n0})$  при полностью ионизированной акцепторной примеси:

$$\tau_p = n_{n0}/G_0. \quad (2.24)$$

При высоком уровне возбуждения, т.е. при выполнении условия  $((n_0 + p_0) < \Delta n)$  имеем:

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_i^2}{G_0} \cdot (\Delta n)^{-1}. \quad (2.25)$$

В последнем случае время жизни избыточных носителей заряда обратно пропорционально уровню инжекции неосновных носителей заряда.

### **Функция распределения рекомбинационного излучения по энергиям**

Для определения спектральных характеристик рекомбинационного излучения следует рассмотреть вероятности процесса рекомбинации электрона с энергетического уровня зоны проводимости ( $W_2$ ) на энергетический уровень ( $W_1$ ) дырки в валентной зоне. В общем случае, эта вероятность пропорциональна произведению соответствующих плотностей распределения по энергиям - электронов  $n(W_2)$  и дырок  $p(W_1)$ .

Функции плотностей распределения по энергиям для электронов и дырок можно представить в виде [1]:

$$n(W_2) = S_c(W_2) \cdot F(W_2), \quad (2.26.a)$$

$$p(W_1) = S_v(W_1) \cdot [1 - F(W_1)], \quad (2.26.b)$$

где:  $S_c(W_2)$ ,  $S_v(W_1)$  - функции плотности квантовых состояний соответственно в зоне проводимости и валентной зоне полупроводника;

$F(W_2)$ ,  $F(W_1)$  - вероятности заполнения квантовых состояний соответственно в зоне



проводимости и валентной зоне полупроводника (функция Ферми-Дирака).

Приведенные в выражениях (2.26.а) и (2.26.б) функции плотности квантовых состояний и вероятностей из заполнения имеют вид:

$$S_c(W_2) = 4\pi \cdot (2 \cdot m_e / h^2)^{3/2} \cdot (W_2 - W_c)^{1/2}, \quad (2.27.a)$$

$$S_v(W_1) = 4\pi \cdot (2 \cdot m_p / h^2)^{3/2} \cdot (W_v - W_1)^{1/2}, \quad (2.27.б)$$

$$F(W_2) = [\exp((W_2 - W_c)/k \cdot T) + 1]^{-1}, \quad (2.28.a)$$

$$F(W_1) = [\exp((W_v - W_1)/k \cdot T) + 1]^{-1}, \quad (2.28.б)$$

где:  $W_c$ ,  $W_v$  - энергетические уровни соответственно дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;

$m_e$ ,  $m_p$  - соответственно эффективная масса электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне.

Спектральная плотность мощности излучения (с учетом всевозможных переходов электронов из зоны проводимости на дырки валентной зоны) определяется путем интегрирования вкладов по энергиям перехода:

$$P(W_\phi) \approx \int_{W_2 - W_c}^{W_v - W_1} n(W_2) \cdot p(W_1) dW, \quad (2.29)$$

где  $W_\phi$  - энергия излучаемого кванта света.

Типичный вид спектральной характеристики некогерентного излучения (характерного для светодиодов) представлен на рис 2.2.

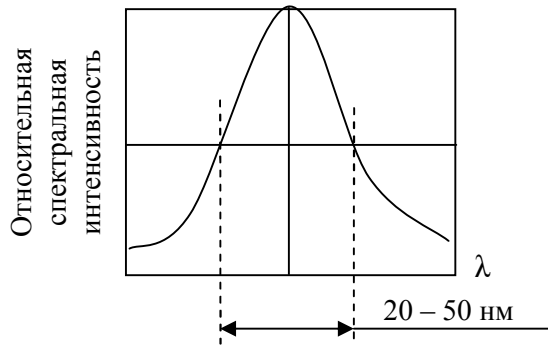


Рис. 4.2. Типичная спектральная характеристика светоизлучающего диода.

Наибольшая часть излучаемой энергии приходится на интервал энергий ( $W_0 + kT$ ) а полная полуширина линии излучения составляет порядка  $2 kT$ .

## 2.2. Индуцированное когерентное излучение в полупроводниковых структурах

### *Механизм создания индуцированного излучения в лазерах*

Выше рассмотрен случай инжекционной люминесценции, обусловленной процессами спонтанной излучательной рекомбинации неравновесных носителей заряда (т.е. электронных переходов происходящих между зоной проводимости и валентной зоной в полупроводнике). Спонтанный характер появления квантов света предполагает отсутствие эффектов корреляции между элементарными процессами испускания света, в результате чего, процесс излучения имеет ярко выраженный некогерентный характер.

Наличие электромагнитного излучения (с определенной длиной волны) в среде способствует появлению индуцированных переходов между электронными состояниями, т.е. процесс излучения может иметь когерентный характер. Вследствие этого обстоятельства, происходит уменьшение времени жизни возбужденного состояния электрона при наличии оптического излучения. При этом важно то, что испускаемые кванты света имеют одинаковую с индуцирующим излучением частоту и фазу колебательного процесса (в рамках известных представлений о волновом пакете (см. приложение № 2), коим принято традиционно отображать квант света).

Схематическое отображение процесса индуцированного лавинообразного излучения, реализуемого лазерами, представлено на рисунке 2.3.

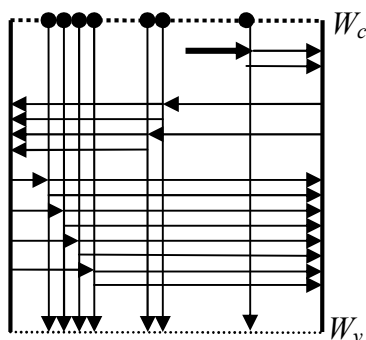


Рис. 2.3. Процесс индуцированного излучения в лазерах.

(точки – электроны; жирная стрелка - фотон внешнего поля возбуждения;  
вертикальные границы – зеркальные отражатели)

Используемые в оптических линиях связи полупроводниковые лазеры, выполненные на основе гетероструктур, по своему конструктивному исполнению подобны светодиодам с торцевым излучателем света. Характерной особенностью лазерных излучателей по сравнению с светодиодами является:

- более узкая спектральная полоса оптического спектра излучения;
- высокий уровень направленность светового пучка в пространстве;

- фазовая и частотная когерентность светового пучка оптического излучения;
- Возможность модуляции несущей частоты в достаточно широком диапазоне излучения.

### **Уравнение баланса индуцированного излучения**

Рассмотрим в полуклассическом приближении процесс индуцированного излучения на примере простейшей двухуровневой системы с энергетическими уровнями электрона -  $W_1$  и  $W_2$ , значения которых удовлетворяют условию:  $W_1 < W_2$ . Напомним, что населенность электронов на энергетических уровнях рассматриваемой двухуровневой системы определяется известным соотношением Больцмана [1]:

$$n_1/n_2 \exp[(W_2 - W_1)/kT], \quad (2.30)$$

где  $n_1$  и  $n_2$  – соответственно заселенность электронами энергетических уровней  $W_1$  и  $W_2$ .

Распределение энергии в спектре равновесного излучения определяется законом Планка для абсолютно черного тела [4]:

$$\rho_{\rightarrow 0}(\nu) = \frac{8\pi \cdot h \cdot \nu^3}{c^3 \cdot [\exp((h \cdot \nu)/(kT) - 1)]}, \quad (2.31)$$

где  $\rho_{\rightarrow 0}(\nu)$  - спектральная плотность электромагнитного излучения в единице объема абсолютно черного тела.

Вероятность перехода  $P_{1 \rightarrow 2}$  электрона (находящегося в нижнем энергетическом состоянии) в результате поглощения фотона с энергией равной  $(W_2 - W_1)$  в течение интервала времени  $dt$  может быть представлена в виде:

$$P_{1 \rightarrow 2} = B_{12} \cdot \rho(\nu_{2 \rightarrow 1}) \cdot dt, \quad (2.32)$$

где  $B_{12}$  - константа индуцированного перехода из энергетического состояния №1 в энергетическое состояние №2.

Аналогичным образом, вероятность индуцированного (обратного) перехода  $P_{2 \rightarrow 1}$  электрона составит:

$$P_{2 \rightarrow 1} = B_{21} \cdot \rho(\nu_{2 \rightarrow 1}) \cdot dt, \quad (2.33)$$

где  $B_{21}$  - константа индуцированного перехода из энергетического состояния №2 в энергетическое состояние №1.

В рамках используемой методологии анализа, вероятность спонтанного перехода  $P_{2 \rightarrow 1}^c$  из энергетического состояния №2 в состояние №1 составит:

$$P_{2 \rightarrow 1}^c = A_{21} \cdot dt, \quad (2.34)$$

где  $A_{21}$  - константа спонтанного перехода из энергетического состояния №2 в состояние №1.

В условиях термодинамического равновесия системы в целом ( $\rho(v_{2 \rightarrow 1}) = \rho_{\rightarrow 0}(v)$ ), скорость процессов перехода из состояния №1 в состояние №2 должна быть равна сумме скоростей всех типов процессов перехода из состояния №2 в состояние №1. Указанные скорости переходов, отнесенные к единице объема вещества, получаются путем умножения вероятности перехода на концентрации электронов, находящихся в соответствующих энергетических состояниях. Таким образом, в состоянии равновесия имеет место уравнение баланса для скоростей процессов (2.32) - (2.34):

$$B_{12} \cdot \rho(v_{2 \rightarrow 1}) \cdot n_1 = A_{21} \cdot n_2 + B_{21} \cdot \rho(v_{2 \rightarrow 1}) \cdot n_2. \quad (2.35)$$

С учетом (2.31) и фактора обратимости элементарных процессов (т.е. выполнения условия:  $B_{12} = B_{21}$ ) для уравнения баланса имеем:

$$A_{21} / B_{21} = A / B = 8\pi \cdot h \cdot v_{2 \rightarrow 1}^3 / c^3. \quad (2.36)$$

В научно-технических приложениях параметры  $A$  и  $B$  называются *коэффициентами Эйнштейна*.

### **2.3. Условия усиления и генерации оптического излучения в полупроводниковых лазерах** ***Инверсная населенность энергетических уровней и эффект усиления светового потока***

Рассмотрим прохождение светового пучка вдоль оси  $z$  полупроводника, в направлении которой предполагается получить эффект усиления или генерации светового пучка (это направление совпадает с направлением светового луча).

Спектральную плотность электромагнитной энергии в световом пучке можно представить в виде [5]:

$$\rho(v) = P_i \cdot \xi(v) / \tilde{n}, \quad (2.37)$$

где,  $P_i$  - плотность мощности светового пучка [Вт/м<sup>2</sup>];

$\xi(v)$  - спектральное распределение плотности мощности светового пучка,

удовлетворяющее условию нормировки:  $\int_0^{\infty} \xi(v) dv = 1$ .

Потери мощности светового потока в процессе прохождения через полупроводник равны энергии, поглощенной в единицу времени совокупностью атомов, находящихся в единице объема вещества:

$$-(dP_i / dz) = B \cdot \rho(v_{2 \rightarrow 1}) \cdot (n_1 - n_2) \cdot h \cdot v_{2 \rightarrow 1}. \quad (2.38)$$

С учетом выражения (2.38) можно ввести в рассмотрение *коэффициент поглощения* оптического излучения  $a_{12}$  материала на частоте перехода  $v_{2 \rightarrow 1}$ :

$$a_{12} = -\frac{1}{P_i} \cdot \frac{dP_i}{dz} = \frac{B \cdot \rho(v_{2 \rightarrow 1}) \cdot (n_1 - n_2) \cdot h \cdot v_{2 \rightarrow 1}}{\tilde{n}}. \quad (2.39)$$

Из выражения (4.39) следует, что если коэффициент поглощения  $a_{12}$  одинаков всюду в материале и не имеет место спонтанное излучение света на частоте  $\nu_{2 \rightarrow 1}$ , то мощность пучка света по мере его распространения в материале затухает согласно выражению (закон Ламберта-Бэра):

$$P_i(z) = P_i(0) \cdot \exp(-a_{12} \cdot z). \quad (2.40)$$

Наибольший интерес, когда речь идет о лазерной технике, представляет случай, когда реализуется ситуация  $n_2 \geq n_1$ , получивший название *инверсной населенности* зоны проводимости полупроводника (эта ситуация реализуется путем инжекции основных носителей заряда в полупроводниковых структурах диодного типа). При этом скорость индуцированного излучения может существенно превышать скорость поглощения света в материале (см. выражение (2.39) – коэффициент поглощения  $a_{12}$  меняет знак), и интенсивность светового пучка возрастает по мере его распространения в полупроводнике, т.е. реализуется эффект оптического усиления с *коэффициентом усиления*  $g_{12}$  [5]:

$$g_{12} = \frac{A \cdot (n_2 - n_1) \cdot \xi(\nu_{2 \rightarrow 1})}{8\pi \cdot \nu_{2 \rightarrow 1}^2}. \quad (2.41)$$

В случае усиления плотность мощности светового потока будет экспоненциально возрастать по мере его распространения (см. рис. 2.3.):

$$P_i(z) = P_i(0) \cdot \exp(g_{12} \cdot z). \quad (2.42)$$

Следует отметить, что состояние инверсной населенности является термодинамически неустойчивым (неравновесным). И этому состоянию можно поставить в соответствие некоторое значение *эффективной температуры*, которое превышает фактическую температуру полупроводникового материала. Под эффективной температурой следует понимать такое значение температуры, при которой в условиях термодинамического равновесия будет наблюдаться концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника равная инверсной населенности.

### ***Эффект генерации светового потока в полупроводниковом лазере***

Создание инверсной населенности и эффекта оптического усиления является необходимым, но недостаточным условием для обеспечения генерации когерентного светового потока во внешнюю относительно полупроводникового материала среду. Когерентность светового потока предполагает обеспечение фазовой стабилизации отдельных актов процессов рекомбинации, т.е. испускания фотонов. Именно эта фазовая стабилизация (положительная обратная связь) обеспечивает превращение оптического усилителя в генератор когерентного светового потока.

На практике условие фазовой стабилизации обеспечивается с помощью использования системы двух зеркал, как это представлено на рис 2.3. Подобная система зеркал образует оптический резонатор, имеющий определенные характеристические резонансные частоты. В результате устанавливается квазиравновесная плотность оптической мощности на резонансной частоте, т.е. равенство скоростей процессов генерации и поглощения (потерь) фотонов. Следует отметить, что в понятие потерь в данном случае включена и та часть оптической мощности, которая проходит сквозь полупрозрачное зеркало и образует выходной лазерный пучок. Таким образом, генерация лазером оптического излучения может иметь место, если усиление превысит уровень суммарных потерь (поглощение + выходной сигнал).

Некоторая часть генерируемой лазером световой мощности может быть потеряна также путем рассеивания света в активной среде. Эту часть потерь можно учесть с помощью коэффициента рассеяния  $a_p$ , аналогичному рассмотренному выше коэффициенту поглощения. С учетом этого фактора потерь выражение (2.42) принимает вид:

$$P_i(z) = P_i(0) \cdot \exp[(g_{12} - \dot{a}_\delta) \cdot z] \quad (2.43)$$

С учетом (2.43), увеличение плотности мощности светового потока за  $N$  проходов луча (от первого зеркала до второго – см. рис 2.3) через активную среду длиной  $l$  составит:

$$P_i(N \cdot l) / P_i(0) = \exp[N \cdot (g_{12} - \dot{a}_\delta) \cdot l] \quad (2.44)$$

Обозначим коэффициенты отражения зеркал посредством  $R_1$  и  $R_2$  (они принимаются разными, поскольку одно зеркало является полупрозрачным с целью вывода светового пучка). В этом случае условие самовозбуждения лазерного излучения может быть представлено в виде:

$$R_1 \cdot R_2 \cdot P_i(N \cdot l) \geq P_i(0). \quad (2.45)$$

Или с учетом выражения (2.44) имеем:

$$R_1 \cdot R_2 \cdot P_i(N \cdot l) \cdot \exp[N \cdot (g_{12} - \dot{a}_\delta) \cdot l] \geq 1. \quad (2.46)$$

Из выражения (2.46) можно получить пороговое значение коэффициента усиления  $g_{12}$  с которого начинается устойчивая работа лазерного излучателя:

$$g_{12} \geq a_\delta + \frac{1}{N \cdot l} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2}\right). \quad (2.47)$$

Следует отметить, что коэффициент усиления  $g_{12}$  пропорционален спектральной плотности мощности излучения  $\xi(\nu)$ , и обратно пропорционален ширине спектральной линии излучения. Длина волны излучения лежит в пределах ширины спектральной линии, значение которой определяется такими эффектами, как: естественное уширение (следствие принципа неопределенности: см. приложение №2), эффект Доплера и столкновительное уширение.

## ЧАСТЬ 3. ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В УСТРОЙСТВАХ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

### 3.1. Одномерные и двумерные фотонные кристаллы

Фотонными кристаллами (ФК) [1,2,3] называют структуры с наноразрешением и периодической модуляцией показателя преломления, обладающие фотонной запрещенной зоной. Запрещенные зоны определяют области частот электромагнитного излучения, которые не могут существовать в данной структуре. Для оптических ФК на длине волны 1,3 мкм размер запрещенной зоны составляет десятки нанометров. Соответственно при падении электромагнитного излучения на ФК, частота которого лежит в запрещенной зоне, происходит полное отражение. Данное свойство определяет перспективы использования фотонно-кристаллических структур в качестве волноводов, антиотражающих покрытий, частотных фильтров, метаматериалов, фотонно-кристаллических линз, работающих на заданной световой частоте.

#### *Фотонные запрещенные зоны*

Основываясь на общей теории распространения света в ФК [4], рассмотрим решения уравнений Максвелла для диэлектрической среды без свободных зарядов и токов, моделирующей фотонный кристалл. Система уравнений Максвелла в этом случае имеет вид (в системе СГСЕ):

$$\begin{cases} \nabla \mathbf{D} = 0, \\ \nabla \mathbf{B} = 0, \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \end{cases} \quad (3.1)$$

где  $\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}$ ,  $\sqrt{(\varepsilon_0 \mu_0)^{-1}} = c$

Из (3.1) получаем следующее соотношение:

$$\varepsilon^{-1}(r)(\nabla \times \mathbf{H}) = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (3.2)$$

Применяя операцию “rot” к выражению (3.2), с учётом (3.1) получаем:

$$\nabla \times (\varepsilon^{-1}(r)(\nabla \times \mathbf{H})) = -\frac{\mu}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}. \quad (3.3)$$

Отсюда для монохроматических волн имеем:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}(r, t) = -w^2 \mathbf{H}(r, t). \quad (3.4)$$

С учетом (3.4), вместо (3.3) при  $\mu=1$  можно записать:

$$\nabla \times (\varepsilon^{-1}(r)(\nabla \times \mathbf{H})) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}. \quad (3.5)$$

Так как величина  $\varepsilon(r)$  в рассматриваемом случае вещественна, то уравнение (3.5) является задачей на нахождение собственных значений величины  $\omega^2/c^2$  эрмитова оператора  $L = \nabla \times (\varepsilon^{-1}(r)\nabla \times)$  в уравнении

$$L\mathbf{H} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \mathbf{H}. \quad (3.6)$$

Рассмотрим одномерный ФК с периодом структуры  $d=a+b$ , где  $a$  и  $b$  - размеры участков, имеющих диэлектрические проницаемости  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  соответственно. Известно [1-3], что собственные функции уравнения (3.6) в периодической среде имеют блоховский вид:

$$\phi = e^{ikx} u(x), \quad (3.7)$$

где  $x$  - координата,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число. Собственные функции оператора  $L$  определяются, исходя из их вида (3.7) и граничных условий, определённых функцией

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon_1, & nd \leq x < a + nd, \\ \varepsilon_2, & a + nd \leq x < (n+1)d, \end{cases} \quad (3.8)$$

где  $n$  - целое число. Собственные функции в областях с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  будут иметь, соответственно, вид

$$\begin{aligned} \phi_1(x) &= Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x}, \\ \phi_2(x) &= Ce^{ik_2x} + De^{-ik_2x}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где  $A, B, C, D$  - неизвестные коэффициенты.

Так как на границах зон с различной диэлектрической проницаемостью должны быть непрерывны как собственные функции, так и их производные, то можно составить систему уравнений:

$$\begin{cases} A + B = e^{-iQd} (Ce^{ik_2d} + De^{-ik_2d}), \\ k_2(A - B) = k_2e^{-iQd} (Ce^{ik_2d} - De^{-ik_2d}), \\ Ae^{ik_1a} + Be^{-ik_1a} = Ae^{ik_2a} + Be^{-ik_2a}, \\ k_1(Ae^{ik_1a} - Be^{-ik_1a}) = k_2(Ae^{ik_2a} - Be^{-ik_2a}). \end{cases} \quad (3.10)$$

В матричной форме эта система уравнений относительно  $A, B, C$  и  $D$  может быть записана в виде:

$$M(k_1, k_2, Q)V = 0, \quad (3.11)$$



$$\text{где } M(k_1, k_2, Q) = \begin{pmatrix} 1 & 1 & -e^{id(k_2-Q)} & -e^{-id(k_2+Q)} \\ k_1 & -k_1 & -k_2 e^{id(k_2-Q)} & k_2 e^{-id(k_2+Q)} \\ e^{ik_1 a} & e^{-ik_1 a} & -e^{ik_2 a} & -e^{-ik_2 a} \\ k_1 e^{ik_1 a} & -k_1 e^{-ik_1 a} & -k_2 e^{ik_2 a} & k_2 e^{-ik_2 a} \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

$$V = \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix}.$$

Эта система уравнений имеет ненулевое решение, если  $\det M=0$ . Раскрывая определитель, можно получить в неявном виде закон дисперсии  $\omega(Q)$ :

$$\cos(k_1 a) \cos(k_2 b) - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}} \sin(k_1 a) \sin(k_2 b) = \cos(Qd), \quad (3.13)$$

где  $k_i = \sqrt{\varepsilon_i} \frac{\omega}{c}$ ,  $i=1,2$ ,  $Q$  – волновое число Блоха. Так как  $|\cos(Qd)| \leq 1$ , в спектре возникают запрещённые зоны, то есть такие значения  $k_i$ , для которых

$$\left| \cos(k_1 a) \cos(k_2 b) - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}} \sin(k_1 a) \sin(k_2 b) \right| > 1. \quad (3.14)$$

В этих зонах распространение излучения в кристалле оказывается невозможным. Или наоборот, если задан одномерный фотонный кристалл  $(a, b, \varepsilon_1, \varepsilon_2)$ , то из неравенства (3.14) находим  $\omega = 2\pi\nu$  – циклическую частоту света, который не может проходить через такой фотонный кристалл. Рассмотрев простейшую одномерную теорию, теперь можно рассмотреть некоторые модельные примеры. Рассмотрим дифракцию плоской волны на фотонных кристаллах в двухмерном случае. Во всех примерах в этом разделе рассматривается волна единичной интенсивности ( $E_0 = 1 \text{ В/м}$ ). Моделирование проводилось при помощи программы FullWAVE 6.0 и реализованного в ней FDTD метода [1].

### ***Дифракция плоской волны на фотонном кристалле без дефектов***

Рассмотрим падение плоской электромагнитной волны с ТЕ поляризацией на фотонный кристалл (ФК). Параметры ФК взяты из работы [5] для получения сопоставимых результатов:  $n_1=3,25$  коэффициент преломления среды,  $n_2=1$  коэффициент преломления отверстий,  $r = 0,25$  мкм радиус отверстий,  $T_z = 0,6$  мкм и  $T_x = 1$  мкм расстояние между центрами отверстий по оптическим осям  $z$  и  $x$ , соответственно. Коэффициент заполнения по оси  $z$ :  $A_z = 0,83$ , по оси  $x$ :  $A_x = 0,5$ , тоже взяты из статьи [5]. На рис. 3.1 показана запрещенная фотонная зона для данного кристалла для ТЕ поляризации. Длина электромагнитной волны  $\lambda = 1,55$  мкм. Из рис. 3.1 видно, что данная длина волны лежит в фотонной запрещенной зоне, коэффициент отражения  $R \approx$

0,89. Из рис. 3.2 видно, что свет с данной длиной волны не проходит в кристалл дальше первых 3-х слоев отверстий. Теперь рассмотрим тот же фотонный кристалл, но изменим длину волны на  $\lambda = 2,2$  мкм. На рис. 3.3 видно, что на этой длине волны ФК пропускает электромагнитное излучение, коэффициент отражения получился небольшим  $R \approx 0,2$ .

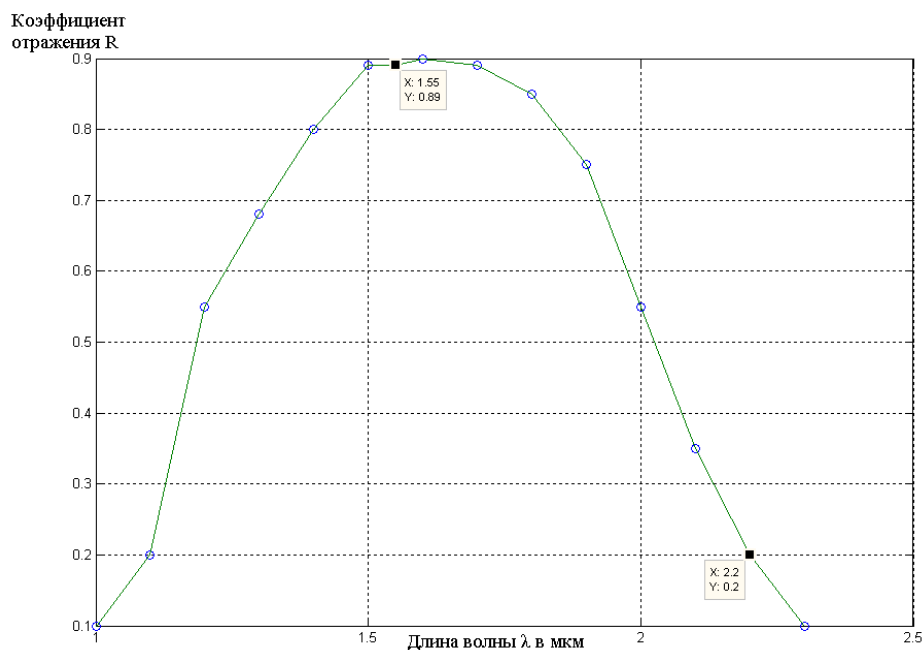


Рис. 3.1 Фотонная запрещенная зона

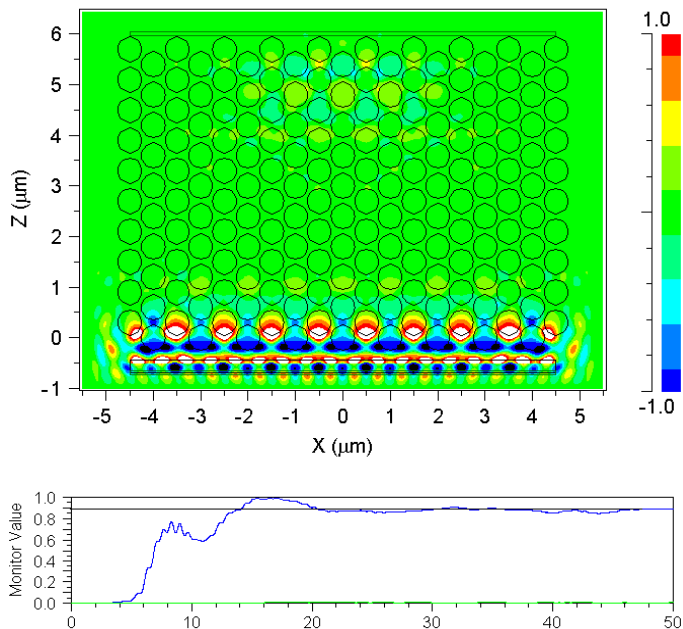


Рис.3.2 Распространение света в фотонном кристалле в запрещенной зоне. Свет распространяется снизу вверх

То есть запрещенная зона на рис.3.1 не является точной функцией-прямоугольником (rect) и коэффициент отражения света не достигает максимального значения 1 в связи с тем, что при моделировании рассматриваются конечные размеры ФК по координатам  $x$  и  $z$ .

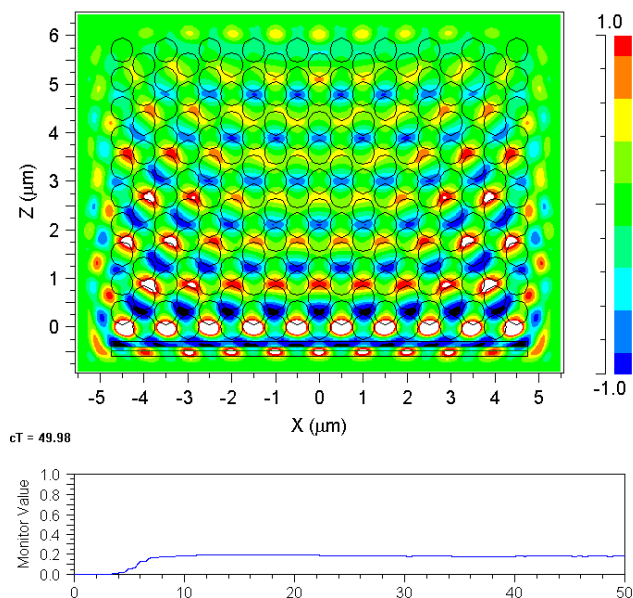


Рис.3.3. Распространение света в фотонном кристалле за пределами запрещенной зоны. Свет распространяется снизу вверх

### ***Распространение света в фотонно-кристаллическом волноводе***

Рассмотрим тот же фотонный кристалл, что и в предыдущем пункте, удалив из него три центральных ряда отверстий. Длину волны выберем, исходя из рис. 3.1 таким образом, чтобы коэффициент пропускания был минимален. Это условия выполняется при  $\lambda = 1,55$  мкм. На рис. 3.4 показано распространение света в фотонно-кристаллическом волноводе [1]. Из рис. 3.4 видно, что свет распространяется только по тому пути, который мы создали в фотонном кристалле, удалив из него три соседних ряда отверстий. Теперь уменьшим источник излучения до размеров волновода, чтобы оценить потери мощности при прохождении света через такой волновод (рис. 3.5). Потери энергии

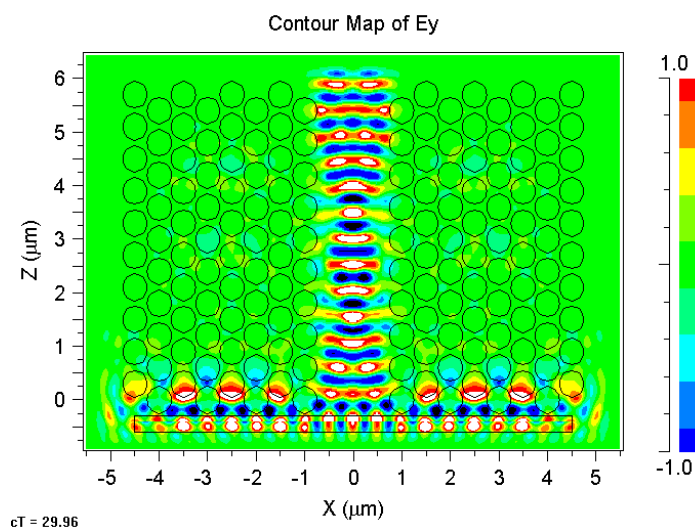


Рис. 3.4. Распространение света в фотонно-кристаллическом волноводе

на расстоянии 5 мкм (это длина волновода) составили приблизительно 0,51%. То есть, если сфокусировать свет на вход фотонно-кристаллического волновода шириной около 1 мкм, то он почти весь пройдет через него до выхода.

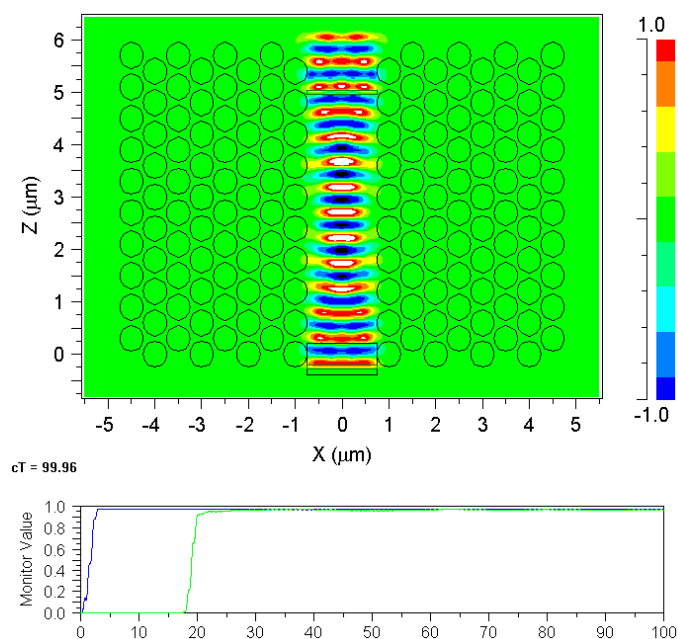


Рис. 3.5 Распространение света в фотонно-кристаллическом волноводе при освещении узким источником. Свет распространяется снизу вверх

### ***Фотонно-кристаллические коллиматоры***

В последнее время появились методы оптимизации [1] структуры фотонно-кристаллических световодов с целью уменьшения расходимости излучения при выходе из световода. Для обычных световых волокон эту задачу решают с помощью структурирования выходного торца волокна.

На рис. 3.6а показан схематично двумерный фотонно-кристаллический волновод [1], оболочка которого состоит из периодически расположенных (период 228 нм) диэлектрических наностержней ( $\epsilon=3.38$ , кремний) диаметром 114 нм. Для создания волновода один ряд наностержней устраняется. Размер такого «дефекта» в периодической структуре наностержней имеет величину 342 нм в полтора периода. Длина волны света – 633 нм. На рис. 3.6б показана мгновенная картина дифракции света на данной структуре, рассчитанная в [1] методом FDTD с помощью программы FullWAVE. Видно, что свет почти не заходит в оболочку и распространяется внутри волноводящей части с показателем преломления 1. При выходе из волновода световая волна сильно расходится, распространяясь в угле 140 градусов.

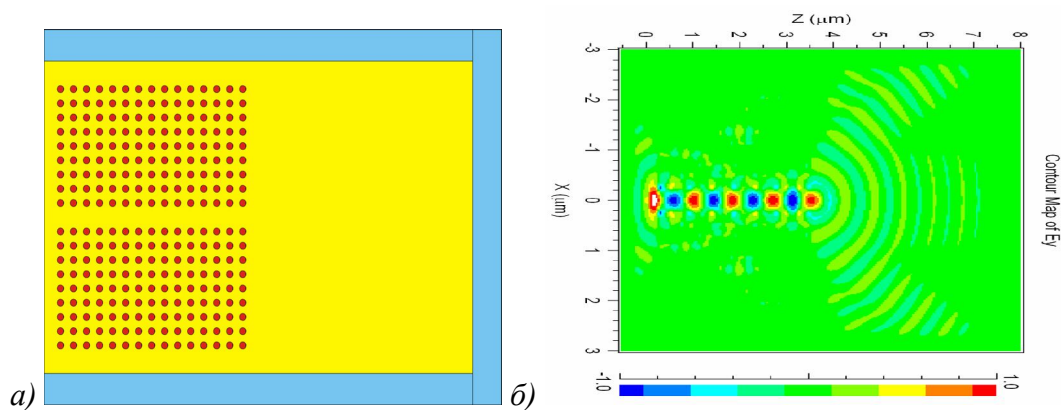


Рис. 3.6. Фотонно-кристаллический волновод (а) и картина дифракции света внутри волновода и при выходе из него (б). Свет распространяется слева направо

Заметим, что ширина волновода (342 нм) немного больше половины длины света (633 нм). Некоторая модернизация структуры волновода вблизи его выхода позволяет существенно уменьшить расходимость излучения. Так на рис. 3.7а показан ФК-волновод, у которого убраны два стержня в последнем ряду вблизи волноводящей части. Это привело [1] к тому, что излучение после волновода расходится в угле всего 30 градусов (рис. 3.7б). Заметим, что из скалярной теории дифракции полный угол расходимости можно оценить как  $2\lambda/\pi r = 2,35$  или 130 градусов,  $r$  – радиус волноводящей части.

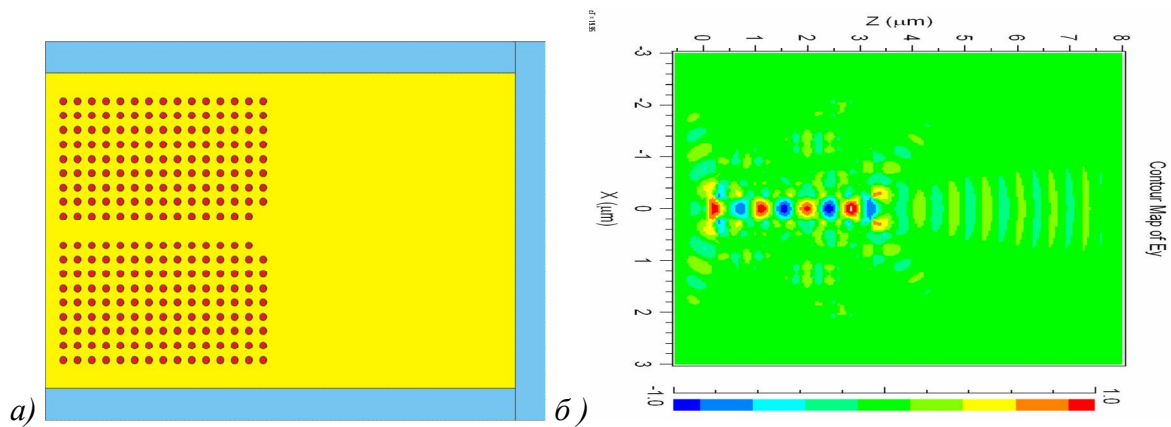


Рис. 3.7. Фотонно-кристаллический волновод с коллиматором (а) и картина дифракции света внутри волновода и при выходе из него (б). Свет распространяется слева направо

### *Двумерная фотонно-кристаллическая градиентной линза Микаэляна*

Современные технологии позволяют создавать оптические микро- и нано-объекты с размерами, сопоставимыми с длиной волны света [1]. Поэтому встает вопрос о компьютерном моделировании дифракции света на таких объектах. Для решения этой задачи нужно непосредственно решать систему уравнений Максвелла. Одним из самых распространенных методов для численного решения этих уравнений является метод “конечных разностей во временной области”. В англоязычной литературе он закрепил за собой название “finite-difference time-domain method” (FDTD) [1]. Данный метод хорошо себя зарекомендовал, благодаря своей универсальности при решении задач дифракции [1]. Он и используется в данном разделе. Фотонные кристаллы, которые мы кратко рассмотрели в предыдущем разделе, это структуры, с периодически меняющимся показателем преломления (этот период должен быть меньше длины волны), которые позволяют манипулировать светом в нанометровом масштабе. В последнее время они привлекают к себе все большее внимание, благодаря ряду своих интересных свойств. Одним из фундаментальных свойств этих материалов является то, что они не пропускают свет в определенном диапазоне длин волн. Эта спектральная область называется “фотонной запрещенной зоной”. В настоящее время наибольший интерес представляют фотонные кристаллы, запрещенная зона которых лежит в видимом или ближнем инфракрасном диапазонах [1]. Благодаря развитию технологии производства фотонных кристаллов становится возможным создание фотонно-кристаллических линз. ФК-линза - это фотонный кристалл, радиус дырок в котором меняется по определенному закону, обеспечивающему фокусировку света. При этом период решетки кристалла остается постоянным. Такие линзы, например, решают проблему фокусировки света на вход фотонно-

кристаллического волновода, являясь более компактной альтернативой микролинзам и сужающимся волноводам. Известно, что градиентная среда с радиальной зависимостью показателя преломления в виде гиперболического секанса используется для самофокусировки лазерного излучения. Градиентная линза с таким показателем преломления, собирает все параллельные оси лучи в фокус на поверхности, носит название линзы Микаэляна. Для цилиндрической градиентной линзы найдена аналогичная фотонно-кристаллическая линза, которая может быть изготовлена по технологии фото- или электронной-литографии [1]. На основе реализованного на языке программирования C++ FDTD-метода проведено сравнительное моделирование прохождения плоской волны через обе микро-линзы [1].

### ***Модовое решение для градиентной секансной среды***

В 1951 году А.Л. Микаэлян показал, что в градиентной среде с цилиндрической симметрией и с зависимостью показателя преломления от радиальной координаты в виде функции гиперболического секанса все лучи, исходящие из одной осевой точки на некотором расстоянии опять соберутся в осевом фокусе. Это явление, называется самофокусировкой света в градиентной среде. Можно показать, что в двумерной градиентной среде, показатель преломления которой зависит от поперечной координаты в виде функции гиперболического секанса, будет распространяться световое поле, которое сохраняет свою структуру, проявляя модовые (солитонные) свойства, и комплексная амплитуда которого пропорциональна той же функции гиперболического секанса. Действительно, пусть распределение показателя преломления в 2D модельной градиентной среде зависит только от поперечной координаты в виде функции гиперболического секанса:

$$n(y) = n_0 ch^{-1} \left( \frac{kn_0 y}{\sqrt{2}} \right), \quad (3.15)$$

где  $n_0$  - максимальный показатель преломления в среде на оптической оси,  $k$  – волновое число света в вакууме. В случае ТЕ-поляризации единственная отличная от нуля проекция вектора напряженности электрического поля монохроматической электромагнитной волны  $E_x(y,z)$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{k^2 n_0^2}{ch^2 \left( \frac{kn_0 y}{\sqrt{2}} \right)} \right] E_x(y, z) = 0, \quad (3.16)$$

где  $z$  - направление вдоль оптической оси. Тогда модовое решение уравнения (3.16) в виде «солитона» будет иметь вид:

$$E_x(y, z) = E_0 ch^{-1} \left( \frac{kn_0 y}{\sqrt{2}} \right) \exp \left( \frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} \right), \quad (3.17)$$

где  $E_0$  - постоянная. Слово «солитон» взято в кавычки, так как в нашем случае нет нелинейности, и решение (3.17) только похоже на солитонное решение, а является модой данной градиентной среды. Интересно, что решение (3.17) имеет место и в параксиальном случае. Если вместо градиентной среды (3.15) выбрать несколько иную зависимость показателя преломления от поперечной координаты:

$$n_1(y) = n_0 \sqrt{1 + ch^{-2} \left( \frac{kn_0 y}{\sqrt{2}} \right)}, \quad (3.18)$$

где  $n_1(0) = \sqrt{2}n_0$  - максимальный показатель преломления среды и  $n_1(\infty) = n_0$  - минимальный показатель преломления, то решение параксиального уравнения

$$\left[ 2ik \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{k^2 n_0^2}{ch^2 \left( kn_0 y / \sqrt{2} \right)} \right] E_{1x}(y, z) = 0, \quad (3.19)$$

будет иметь вид, аналогичный комплексной амплитуде (3.17):

$$E_{1x}(y, z) = E_0 ch^{-1} \left( \frac{kn_0 y}{\sqrt{2}} \right) \exp \left( \frac{ikn_0^2 z}{4} \right). \quad (3.20)$$

Заметим, что решения (3.17) и (3.20) обладают конечной энергией:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} |E_x(y, z)|^2 dy = |E_0|^2 \int_{-\infty}^{\infty} ch^{-2} \left( kn_0 y / \sqrt{2} \right) dy = 2|E_0|^2. \quad (3.21)$$

Модовые решения, аналогичные (3.17) и (3.20), можно найти для 3D градиентного волновода с показателем преломления:

$$n(x, y) = n_0 ch^{-1} \left( bx + y \sqrt{(kn_0)^2 / 2 - b^2} \right), \quad (3.22)$$

где  $b$  - произвольный параметр. Способ получения такого  $ch^{-1}$  - решения можно найти в работах Алименкова И.В., в которых найдены 3D-солитонные решения для нелинейного уравнения Шредингера с керровской нелинейностью третьего порядка, когда показатель преломления нелинейной среды описывается выражением:

$$n^2(x, y, z) = n_0^2 + \alpha I(x, y, z), \quad (3.23)$$

где  $\alpha$  - постоянная,  $I(x, y, z) = |E(x, y, z)|^2$  - интенсивность одной из компонент вектора напряженности электрического поля световой волны. На аналогию между солитонным  $ch^{-1}$ -решением для нелинейной среды (3.23) и для линейной градиентной среды с показателем преломления (5.15) или (5.18) впервые указал A.W. Snyder.



### Фотонно-кристаллическая градиентная линза

Двумерная фотонно-кристаллическая градиентная линза (ФКГЛ) состоит из фотонного кристалла, радиус дырочек в котором меняется по определенному закону. Подобно обычной линзе ФКГЛ позволяет сфокусировать параллельный световой пучок в точку. Однако ФКГЛ может быть более компактна или может быть более простой в изготовлении. На рис. 3.8 схематически изображена ФКГЛ, рассмотренная в [1].

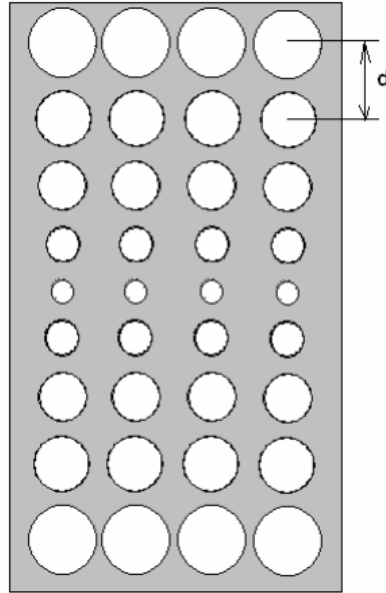


Рис. 3.8. Фотонно-кристаллическая градиентная линза

Цилиндрическая секонсная ГЛ – это градиентная линза, показатель преломления которой меняется от центра к краю линзы по закону:

$$n(y) = \frac{n_0}{ch\left(\frac{\pi|y|}{2L}\right)}, \quad (3.24)$$

где  $L$  – ширина линзы вдоль оси  $z$ ,  $n_0$  – показатель преломления в ее центре.

Подберем эквивалентную ФКГЛ из материала с показателем преломления  $n$  и толщиной вдоль оптической оси  $a$  так, чтобы ей можно было бы заменить ГЛ. Для этого потребуем, чтобы в дискретных точках этой линзы оптическая длина пути равнялась оптической длине пути в ГЛ. Оптическая длина пути в ГЛ будет равна:

$$\Delta_1 = \frac{Ln_0}{ch\left(\frac{\pi|y|}{2L}\right)}. \quad (3.25)$$

Оптическая длина пути в ФКГЛ равна:

$$\Delta_2 = N[2r(y) + (d - 2r(y))n], \quad (3.26)$$

где  $N$  – количество дырок в ряду,  $d$  – постоянная кристалла или расстояние между центрами дырок,  $r(y)$  – радиус дырок, меняющийся от ряда к ряду. Приравнивая оптические длины (3.25) и (3.26), получим следующую зависимость для радиуса

$$r(y) = \frac{d}{2(n-1)} \left( n - n_0 \frac{1}{ch\left(\frac{\pi|y|}{2L}\right)} \frac{L}{a} \right). \quad (3.27)$$

Пусть в каждом столбике линзы  $M$  дырок. Тогда полученная зависимость должна выполняться в точках  $y = \pm dm$ ,  $m$  меняется от 0 до  $M/2$ . При этом на радиус дырочки также должны быть наложены определенные условия. Во-первых, радиус должен быть неотрицательным. Из формулы (3.27) видно, что минимальное значение радиуса достигается в точке  $y = 0$ . Наложив на него условие неотрицательности, получим следующую связь для параметров ГЛ и соответствующей ей ФКГЛ:

$$na \geq n_0 L. \quad (3.28)$$

Во-вторых, диаметр дырочки, очевидно, должен быть меньше постоянной кристалла. Максимальное значение радиуса достигается в точке  $y = b/2$ , где  $b$  – апертура линзы. Указанное условие налагает следующее ограничение на апертуру линзы:

$$ch \frac{\pi b}{4L} < n_0 \frac{L}{a}. \quad (3.29)$$

В-третьих, на период решетки, как уже было сказано выше, должно налагаться условие  $d < \lambda$ . Кроме того, при численном моделировании фотонно-кристаллической линзы шаг сетки должен выбираться настолько маленьким, чтобы радиус менялся от ряда к ряду. Дело в том, что может получиться так, что изменение радиуса от ряда к ряду может оказаться меньшим, чем шаг дискретизации. В этом случае радиус не изменится и желаемый эффект достигнут не будет.

Моделирование дифракции света на 2D микро-линзах проводилось с помощью разностного решения уравнений Максвелла FDTD-методом. ГЛ обладает свойством фокусировки света в точку на поверхности. В численном эксперименте [1] использовалась ГЛ с параметрами: длина волны  $\lambda = 1,5 \text{ мкм}$ ,  $L = 3 \text{ мкм}$ ,  $n_0 = 1,5$ ,  $b = 4 \text{ мкм}$ . Распределение квадрата модуля комплексной амплитуды электрического поля при прохождении света через такую линзу показано на рис. 3.9, и сечение интенсивности - на рис. 3.10.

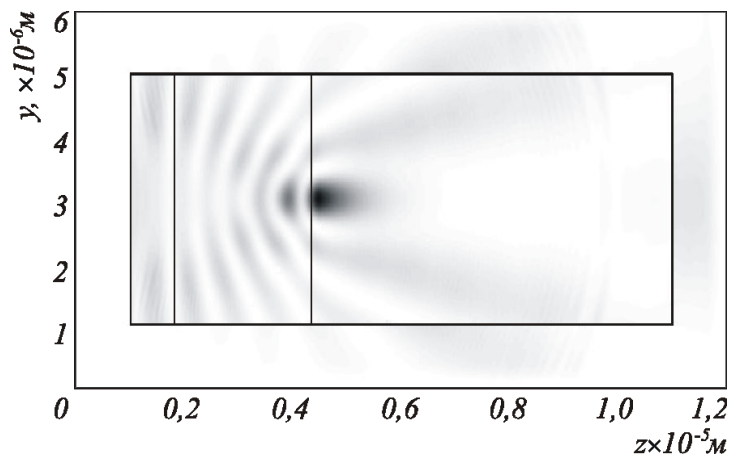


Рис. 3.9. Распределение квадрата модуля электрического поля  $|E_x|^2$  (негатив) ГЛ, расположение линзы указано серым прямоугольником

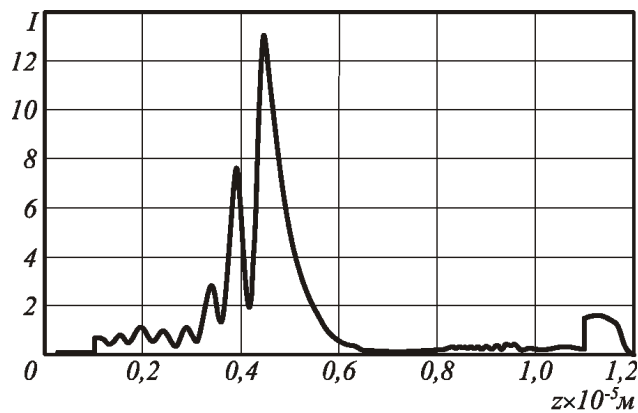


Рис. 3.10. Распределение квадрата модуля электрического поля  $|E_x|^2$  в сечении по главной оси ГЛ

На графике видно, что фокус такой линзы точно совпадает с ее передней поверхностью. Теперь промоделируем [1] прохождение света через ФКГЛ с параметрами  $a = L = 3$  мкм,  $n = n_0 = 1,5$ ,  $d = 0,25$  мкм. На рис. 3.11 показана зависимость радиуса дырочек (рис.3.8) в ФЛМ от номера ряда этих дырочек.

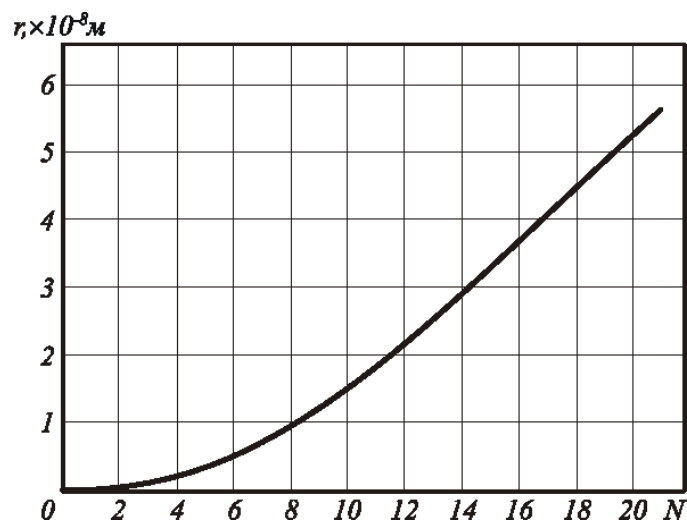


Рис. 3.11. Зависимость радиуса дырок от номера ряда

Однако, даже при большой дискретизации  $\lambda/h=100$ , получается достаточно неточное приближение для радиуса. Это показано на рис. 3.12. Период наноструктуры отверстий – 250 нм, минимальный диаметр отверстий – 10 нм, максимальный – 40 нм. На рисунках 3.13 и 3.14 показаны распределения квадрата модуля комплексной амплитуды света при прохождении через линзу.

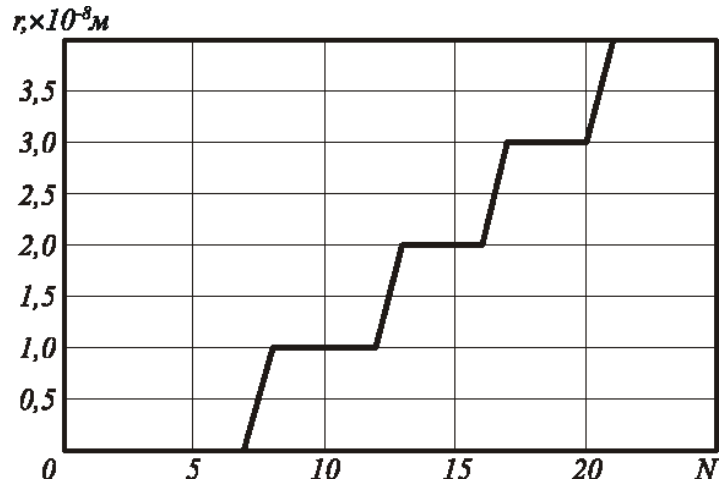


Рис. 3.12. Зависимость радиуса дырок от номера ряда, при дискретизации 100 отсчетов на длину волны

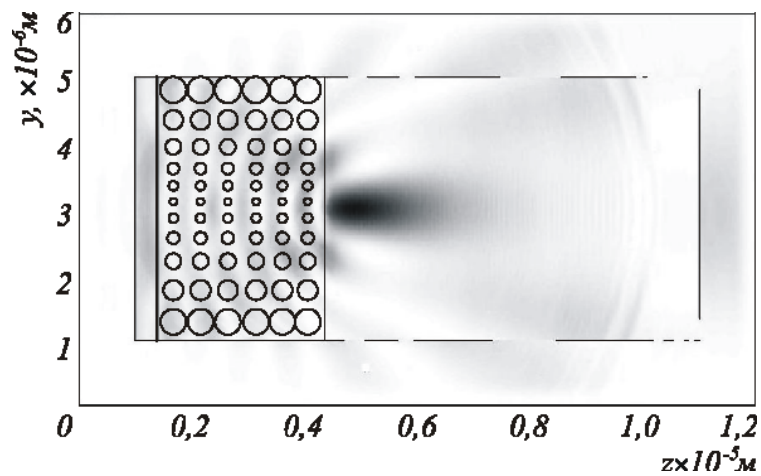


Рис. 3.13. Распределение квадрата модуля электрического поля  $|E_x|^2$  (негатив) в ФКГЛ

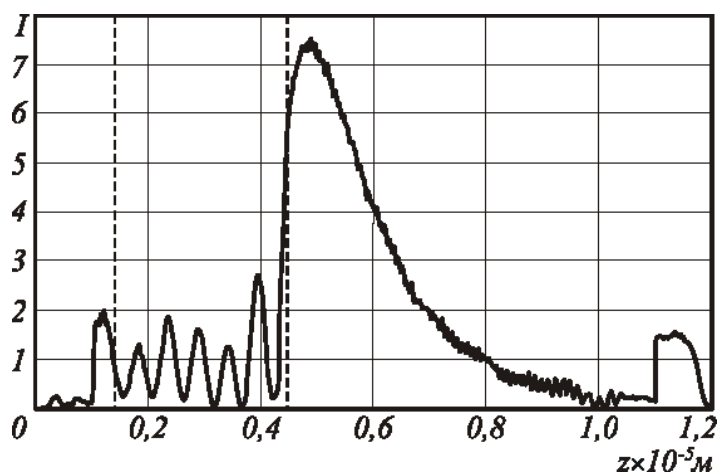


Рис. 3.14. Распределение квадрата модуля электрического поля  $|E_x|^2$  вдоль главной оптической оси ФКГЛ

Видно, что фокус этой линзы находится на расстоянии  $f = 3.3 \mu\text{м}$  от начала линзы, т.е. достаточно точно соответствует ГЛ с  $L = 3$  (мкм). Интенсивность в фокусе  $I_f = 7.5$ , что меньше, чем в ГЛ (эффективность ФКГЛ составляет 70% от эффективности ГЛ), и длина фокуса ФКГЛ по оси  $z$  в 2 раза больше, чем у ГЛ [1].

### 3.2. Трехмерные фотонные кристаллы

Под трехмерным фотонным кристаллом понимается трехмерно-периодически структурированный диэлектрик, который создает в пространстве кристалла периодически неоднородное распределение диэлектрической проницаемости [1]. Такая модуляция диэлектрической проницаемости приводит к возникновению зонной структуры энергетических уровней фотонов. Можно проследить аналогию между фотонными кристаллами и обычными кристаллами. В обычном кристалле ионы (ядра) атомов расположены в трехмерной решетке. Такое расположение создает трехмерно-периодическое распределение электрического потенциала. В поле такого потенциала энергетические уровни электронов распределены по зонам, иными словами, энергия электрона может принимать только определенные значения, соответствующие определенному энергетическому уровню, аналогично тому, как это происходит в поле потенциальной ямы. Потенциал в кристалле бесконечен и периодичен в пространстве, а в потенциальной яме пространственно ограничен, но и то и другое приводит к возникновению уровней энергии. В фотонном кристалле аналогом трехмерно-периодической модуляции потенциала служит модуляция диэлектрической проницаемости или показателя преломления. Такая модуляция приводит к возникновению дискретизации уровней энергии для электромагнитных волн, т.е. возникновению зонной структуры для фотонов. Для электрона в потенциальной яме оптический аналог не настолько близок - это оптический волновод, в котором ограничение в пространстве распространения волны по двум координатам приводит к

дискретному спектру волновых векторов, а не энергий. Для дискретного спектра энергий фотонов необходимо трехмерная локализация или трехмерная периодическая модуляция показателя преломления. В таблице на рис. 3.11 продемонстрированы основные аналогичные понятия для фотонных и обычных, «электронных».

Кристалл	Фотонный кристалл
Электроны	Фотоны
решетка атомов	решетка диэлектрика
периодически распределенный потенциал	периодически модулированная диэлектрическая проницаемость

Зонная структура энергетических уровней Запрещенные зоны
---

Рис. 3.11. Сравнение обычного (электронного) кристалла с фотонным кристаллом

Возникновение фотонных запрещенных зон можно наглядно представить себе следующим образом. Трехмерно-периодическое распределение диэлектрика приводит к тому, что электромагнитная волна, распространяющаяся в определенном направлении, испытывает отражение на структуре как на брэгговской решетке или многослойном диэлектрическом зеркале. Такое «зеркало» отражает свет только в определенном диапазоне длин волн, называемом стоп-зоной, положение которой в частотном спектре зависит от периода решетки. Если для всех направлений существует область перекрытия частот стоп-зон, то такая область образует фотонную запрещенную зону. Свет с длиной волны, принадлежащей этой области, не может распространяться ни в каком направлении. Таким образом, атом внутри фотонного кристалла не может испускать свет на этой длине волны. Отсюда становится понятен пороговый характер возникновения запрещенной зоны по величине контраста диэлектрической проницаемости решетки. Дело в том, что различным направлениям в кристалле соответствует различная периодичность. Таким образом, середины стоп-зон могут быть значительно смещены друг относительно друга для разных направлений – например, для квадратной решетки периодичности вдоль диагонали и стороны куба относятся как 1 к  $\sqrt{2}$ . Чтобы обеспечить перекрытие стоп-зон необходимо сделать их размер достаточно большим, что достигается созданием решеток диэлектрик-воздух из материалов с высоким показателем преломления. С другой стороны, перекрытие стоп-зон легче обеспечить при более изотропной периодичности, т.е. при форме зоны Бриллюэна, близкой к сферической. Впервые идея управления спонтанным

излучением атомов (подавления спонтанного излучения атомов), находящихся в среде с трехмерно-периодической модуляцией показателя преломления, была высказана в работах Быкова В.П. в 1972г. Затем эта возможность была заново осознана в 1987г. Э. Яблоновичем и С. Джоном и был предложен термин «фотонный кристалл». В отличие от обычного кристалла, где волна плотности вероятности электрона скалярная, поле электромагнитной волны носит векторный характер. Это потребовало разработки нового математического аппарата для расчета зонной структуры и привело к ряду отличительных свойств, в частности, пороговому характеру возникновения запрещенной зоны по глубине модуляции показателя преломления. Значительные технологические трудности в изготовлении решеток фотонных кристаллов для оптического диапазона длин волн привели к тому, что только в 2000г. был впервые синтезирован фотонный кристалл, предположительно обладающий запрещенной зоной в ближней инфракрасной области спектра.

Первым трехмерным фотонным кристаллом, в котором была теоретически обнаружена запрещенная зона, был кристалл с симметрией решетки алмаза, в узлах которого помещались диэлектрические шары [7]. Запрещенная зона находилась между 2-ой и 3-ей зонами. Порог существования запрещенной зоны по показателю преломления для первой решетки алмаза составил 2,1, для ГЦК решетки – 2,8. Требование высокого показателя преломления структуры ограничивает выбор материала решетки и существенно осложняет задачу изготовления фотонного кристалла. В таблице на рис.3.12 приведены значения показателя преломления для некоторых материалов.

Материал	Граница спектра пропускания, нм	Показатель преломления
Кремний	1100	3,45
Германий	1780	4
GaAs	870	3,6
AlAs	580	3,16
InP	920	3,55
ZnSe	460	2,5
ZnS	350	2,3
ZnTe	550	2,72

Рис. 3.12. Показатели преломления некоторых полупроводников и диэлектриков

Синтез трехмерных фотонных кристаллов представляет собой сложную технологическую задачу, из-за субмикронных размеров периода кристалла и трехмерной структуры, а также ограниченностью выбора материала. На сегодняшний день известно множество способов

решения данной задачи, каждый из которых, в тоже время, обладает существенными недостатками для успешной реализации концепции фотонных кристаллов на практике.

Один из способов – многократное повторение хорошо отработанных методов традиционной (двухмерной) литографии. С помощью электронной литографии, например, сначала формируются двумерные периодические структуры путем селективного травления с использованием шаблонов, затем новые слои последовательно наносятся поверх существующих. Реализованы структуры, состоящие из нескольких периодов с использованием соединений  $A_3B_5$  и Si. Недостатком таких структур является высокая трудоемкость и сложность изготовления большого числа слоев (периодов). Получаемые таким образом структуры типа «поленицы» имеют симметрию алмаза и обладают полной запрещенной зоной.

Другим методом является использование двухфотонной стереолитографии. При помощи этого метода в объеме фоторезиста последовательной, «поточечной», записью сфокусированным излучением фемтосекундного лазера могут формироваться произвольные трехмерные структуры с разрешением около 100нм. Поглощение света фоторезистом на определенной длине волны приводит к реакции полимеризации. Двухфотонный характер поглощения излучения позволяет добиться того, что этот процесс локализован трехмерно только областью перетяжки пучка, а не распределен вдоль оси пучка, что обеспечивает формирование трехмерных структур. К недостаткам этого подхода следует отнести слишком медленный процесс записи, а также ограниченное разрешение, что создает трудности для использования этого метода при получении фотонных кристаллов для ближней инфракрасной и видимой области спектра.

Одним из первых методов для формирования трехмерных фотонных кристаллов стали применять метод синтеза искусственных опалов. Для формирования искусственных коллоидных кристаллов используют монодисперсный золь диэлектрических частиц латекса или оксида кремния. В первом случае взвесь частиц осаждается в растворе, помещенном в оптическую кювету, образуя плотноупакованную гранецентрированную кубическую структуру, и в таком виде исследуется. Во втором случае золь оксида кремния также осаждается в растворе, однако затем проводится термообработка, в результате которой частицы оксида кремния спекаются, образуя твердую структуру, пригодную для дальнейших физико-химических обработок и механической полировки.

Такие структуры получили название искусственных опалов. Несколько групп исследователей независимо предложили рассматривать искусственные опалы как прототипы трехмерных фотонных кристаллов для оптической области электромагнитного спектра. Седиментация и спекание глобул оксида кремния приводят к образованию поликристаллов с периодом, варьируемым в широких пределах (100-1500нм), с монокристаллическими доменами, размер



которых в лучших образцах обычно не превышает нескольких сотен микрон. Упаковка глобул соответствует ГЦК решетке. Однако для получения запрещенной зоны необходимо инвертировать решетку опала, т.е. поры опала заполнить материалом с достаточно высоким показателем преломления ( $n > 2,8$ ) и удалиться исходную матрицу.

Трехмерно-периодическая структура может быть получена сверлением материала в трех направлениях. В частности, так может быть получена структура, известная как «яблоновит» (yablonovite), предложенная Е.Яблоновичем и имеющая симметрию, аналогичную симметрии решетки алмаза. Также, аналогично этим структурам, структура «яблоновит» имеет большой размер фундаментальной запрещенной зоны и наиболее низкий порог ее возникновения по контрасту показателя преломления (2,0-2,1). Впервые данная структура была реализована для сантиметрового диапазона длин волн при сверлении эбонита. В плоскости был расположен ряд дырок, через каждую дырку было симметрично просверлено три отверстия под углом 35 градусов к нормали, причем все получившиеся отверстия образовывали три группы, внутри каждой из групп оси отверстий были параллельны друг другу.

Для оптического диапазона длин волн структура яблоновита реализуется при помощи сверления материала сфокусированным ионным пучком (FIB). Сверление ионным пучком осуществлялось в двух направлениях, а в третьем поры формировались при помощи электрохимического травления.

Наиболее новым и перспективным в настоящее время является метод интерференционной литографии, состоящий в экспонировании фоторезиста трехмерной интерференционной картиной [1]. В результате, при такой записи решетки можно обеспечить идеальную периодичность структуры. Данный метод отличает также высокая скорость изготовления – весь объем решетки экспонируется одновременно, низкая стоимость – для реализации не требуется систем точного позиционирования и возможность получения больших образцов. К недостаткам метода следует отнести умеренное разрешение, которое ограничено длиной волны излучения, используемого для экспонирования фотоматериала, а также отсутствием гибкости при выборе формы узла решетки.

В итоговой таблице на рис.3.13 приведено сравнение ряда методов синтеза фотонно-кристаллических структур.

Методы	Достоинства	Недостатки
Электронная литография	Свобода в выборе «атома», типа решетки, материала, высокое разрешение	Стоимость, скорость Нарушение дальнего порядка, малые размеры решетки
Двухфотонная стереолитография	Свобода выбора типа решетки	Малая скорость, ограниченность большими периодами
Осаждение опалов	Свобода в выборе периода, низкая стоимость	Ограниченность типа узла решетки («атома»), дефекты структуры
Сверление ионным пучком	Высокое разрешение, большой размер запрещенной зоны	Высокая стоимость, ограничения на материал
Интерференционная литография	Высокая степень периодичности, большой размер решетки, низкая стоимость	Среднее разрешение, ограниченность вида узла решетки

Рис.3.13. Сравнение методов синтеза трехмерных фотонных кристаллов

## Литература

(основные литературные источники помечены символом - \*)

### По разделу №1

1. Хансперджер, Р., Интегральная оптика (теория и технология).[Текст]/ Р. Хансперджер пер. с англ. под ред. Сычугова В.А., изд. второе. - М.: Мир, 1997. - 397 с.
2. Тамир, Т. Волноводная оптоэлектроника.[Текст] / Т. Тамир, пер. с англ. под ред. Аникина В.И. - М.: Мир, 1991. - 575 с.
3. Кикоин, И.К. Таблица физических величин.[Текст] / И.К. Кикоин - М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
4. \* Снайдер, А. Теория оптических волноводов.[Текст] / А. Снайдер, Дж. Лав, пер. с англ. под ред. Дианова Е.М., Шевченко В.В. - М.: Радио и связь, 1987. - 656 с.
5. \* Ландсберг, Г.С., Оптика.[Текст]/Г.С. Ландсберг, 6-е изд. стер.- М.: Наука, 2003. - 842 с.
6. Унгер Х.-Г., Планарные и волоконные оптические волноводы.[Текст] / пер. с англ. под ред. Шевченко В.В., - М.: Мир, 1980. - 654 с.

### По разделу №2

1. \*Ансельм, А. И., Введение в теорию полупроводников.[Текст] / А. И. Ансельм - СПб.: «Лань», 2008. – 624 с.
2. \*Лебедев, А. И., Физика полупроводниковых приборов.[Текст] /А. И. Лебедев - М.: Физматлит, 2008 – 488 с.
3. Гуревич, А. Г., Физика твердого тела.[Текст] / А. Г. Гуревич - СПб.: Невский Диалект, 2004 – 320 с.
4. \*Фейнман, Р., Фейнмановские лекции по физике, Вып. 3: Излучение. Волны. Кванты. [Текст]/ Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс, пер. сангл. / под ред. Я. А. Смородинского. Изд. 5-е – М.: ЛКИ, 2008. – 240 с.
5. Гауэр, Дж., Оптические системы связи. [Текст]/Дж. Гауэр, пер. с англ. под ред.А. И. Ларкина., - М.:Радио и связь, 1989. - 504 с.

### По разделу №3

1. Сойфер, В.А., Дифракционная нанофотоника.[Текст]/ А.В. Гаврилов, Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, П.Н. Дьяченко, А.А. Ковалев, В.В. Котляр, А.Г. Налимов, Д.В. Нестеренко, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина, Я.О. Шуюпова. – М.: Физматлит, 2011. – 680 с.

2. Joannopoulos, J.D., Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. [Текст]/J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn. - Princeton Univ. Press, 2008. – 304 p.
3. Prasad, P.N., Nanophotonics.[Текст]/ P.N. Prasad - Wiley, 2004. – 432 p.
4. A.Yariv, P. Yeh, Optical wave in crystals: propagation and control of laser radiation/ Wiley-Interscience, 2002.-589 p.
5. Fukaya, Y. Two-dimensional photonic crystal waveguide with  $60^{\circ}$  bends in a thin slab structure.[Текст]/ Y.Fukaya, D.Ohsaki and T.Baba// J. Jap. Soc. Appl. Phys.- 2000.-V.39. N5A, p.2619-2623.
6. Frei W.R. Geometry projection method for optimizing photonic nanostructures.[Текст]/ W.R.Frei, D.A. Tortorelli, H.T. Johnson// Opt. Lett. – 2007.-V. 32. N.1, p.77-79.
7. Ho K.M. Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures.[Текст]/ K.M. Ho. // Phys. Rev. Lett.- 1990-V. 65, 3152.

## ПРИЛОЖЕНИЕ № 1 Плоская монохроматическая волна

Плоская монохроматическая волна (ПМВ) для одномерного случая, т.е. при ее распространении в направлении оси  $x$ , может быть представлена в виде:

$$U(x, t) = U_0 \cdot \cos [\varpi (t \pm x/g) + \delta] \quad (\text{П-1.1})$$

где:  $g$  - фазовая скорость ПМВ, определяемая из условия  $(t - x/g) = \text{const}$ ;

$\delta$  - начальная фаза волны при значении  $t = 0$ .

Если направление распространения ПМВ составляет с осями координат углы  $\alpha, \beta$  и  $\gamma$ , то выражение (П1.1) приобретает вид:

$$U(x, t) = U_0 \cdot \cos \left[ \varpi \left( t \pm \frac{x \cdot \cos \alpha + y \cdot \cos \beta + z \cdot \cos \gamma}{g} \right) + \delta \right]. \quad (\text{П-1.2})$$

Введем в рассмотрение понятие о *волновом векторе*  $\vec{k}$ , модуль которого равен  $|\vec{k}| = 2 \cdot \pi / \lambda$ , а проекции по координатным осям, соответственно равны:

$$k_x = \left( 2 \cdot \pi / \lambda \right) \cos \alpha ; k_y = \left( 2 \cdot \pi / \lambda \right) \cos \beta ; k_z = \left( 2 \cdot \pi / \lambda \right) \cos \gamma . \quad (\text{П-1.3})$$

Используя понятие скалярного произведения волнового вектора  $\vec{k}$  и радиуса вектора  $\vec{r}$  (проекции которого равны:  $x, y$  и  $z$ ), выражение (П-1.2) приобретает лаконичный вид:

$$U(x, t) = U_0 \cdot \cos [(\varpi \cdot t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}) + \delta] \quad (\text{П-1.4})$$

Как правило, для облегчения математических операций ПМВ представляют в комплексном виде, используя для этого формулу Эйлера:

$$e^{i\varphi} = \cos \varphi + i \cdot \sin \varphi . \quad (\text{П-1.5})$$

В этом случае выражение для ПМВ можно представить в комплексном виде:

$$U(x, t) = U_0 \cdot \text{Re} \cdot e^{i \cdot [(\varpi \cdot t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}) + \delta]} . \quad (\text{П-1.6})$$

где: фрагмент (Re) свидетельствует о том, что в выражении (П-1.6) следует учитывать только действительную часть.

На практике, как правило, фрагмент (Re) не обозначается, но по умолчанию подразумевается, что он присутствует:

$$U(x, t) = U_0 \cdot e^{i \cdot [(\varpi \cdot t \pm \vec{k} \cdot \vec{r}) + \delta]} . \quad (\text{П-1.7})$$

Введя в рассмотрение комплексную амплитуду ПМВ ( $U_0^* = U_0 \cdot e^{i \cdot [\delta]}$ ), выражение для ПМВ приобретает более лаконичный вид:

$$U(x, t) = U_0^* \cdot e^{i \cdot [(\varpi \cdot t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})]} . \quad (\text{П-1.8})$$

## ПРИЛОЖЕНИЕ № 2 Волновой пакет

ПМВ представляет собой бегущую волну, которая имеет *бесконечную протяженность* в пространстве. В то же время следует отметить, что квант света воспринимается нами как объект, локализованный в ограниченной области пространства. Из этих соображений следует, что отдельный квант света не может быть представлен в виде единственной ПМВ. Ниже будет показано, что создание пространственно-локализованных объектов (в частности, таких как квант света) возможно путем суперпозиции бесконечного количества ПМВ. Такие пространственно-локализованные объекты, образованные путем суперпозиции ПМВ, получили название *волнового пакета*.

Создадим прообраз волнового пакета путем суперпозиции бесконечного количества ПМВ, у которых волновой вектор  $k$  пробегает непрерывный ряд значений в интервале  $(k_0 - \Delta k) \div (k_0 + \Delta k)$ :

$$U(x, t) = \int_{k_0 - \Delta k}^{k_0 + \Delta k} U_0 \cdot \cos(\varpi \cdot t - k \cdot x) dk, \quad (\text{П-2.1})$$

где  $U_0$  - постоянная величина.

После интегрирования выражения (П-2.1) и элементарных математических преобразований имеем аналитическое выражение для волнового пакета в виде:

$$U(x, t) = 2 \cdot U_0 \cdot (\Delta k) \cdot \left( \frac{\sin(\Delta k \cdot x)}{(\Delta k \cdot x)} \right) \cdot \cos(\varpi \cdot t - k_0 \cdot x). \quad (\text{П-2.2})$$

Напомним, что фрагмент выражения (П-2.2):

$$\left( \frac{\sin(\Delta k \cdot x)}{(\Delta k \cdot x)} \right) = \begin{cases} 1 & \text{при условии: } (\Delta k \cdot x) \rightarrow 0; \\ 0 & \text{при условии: } (\Delta k \cdot x) = \pm n \cdot \pi. \end{cases} \quad (\text{П-2.3})$$

На рисунке П-2.1 представлены волновые пакеты для двух случаев:  $(\Delta k/k) = 0.1$  и  $(\Delta k/k) = 0.5$ . Протяженность центрального фрагмента рисунка  $2\Delta x$  (при  $x = 0$ ) условно принимается равной ширине волнового пакета (области локализации объекта).

С учетом выражения (П-2.3) (нижнее условие) для определения пространственной протяженности волнового пакета  $\Delta x$  имеем:

$$(\Delta k \cdot \Delta x) = \pi. \quad (\text{П-2.4})$$

Из выражения (П-2.4) следует, что при выполнении условия:

- $\Delta k \rightarrow \infty$ , протяженность волнового пакета  $\Delta x \rightarrow 0$  т.е. в данном случае имеет место реализация абсолютно локализованного в пространстве объекта (например, идеализированного кванта света);

- $\Delta k \rightarrow 0$ , протяженность волнового пакета  $\Delta x \rightarrow \infty$ , т.е. в данном случае имеет место реализация одной единственной бесконечно протяженной ПМВ с волновым вектором равным  $k_0$ ;
- $\Delta k = \text{const}$ , протяженность волнового пакета  $\Delta x$  становится равной определенной конечной величине, т.е. в данном случае имеет место реализация цуга волн, отображающего реальный квант света.

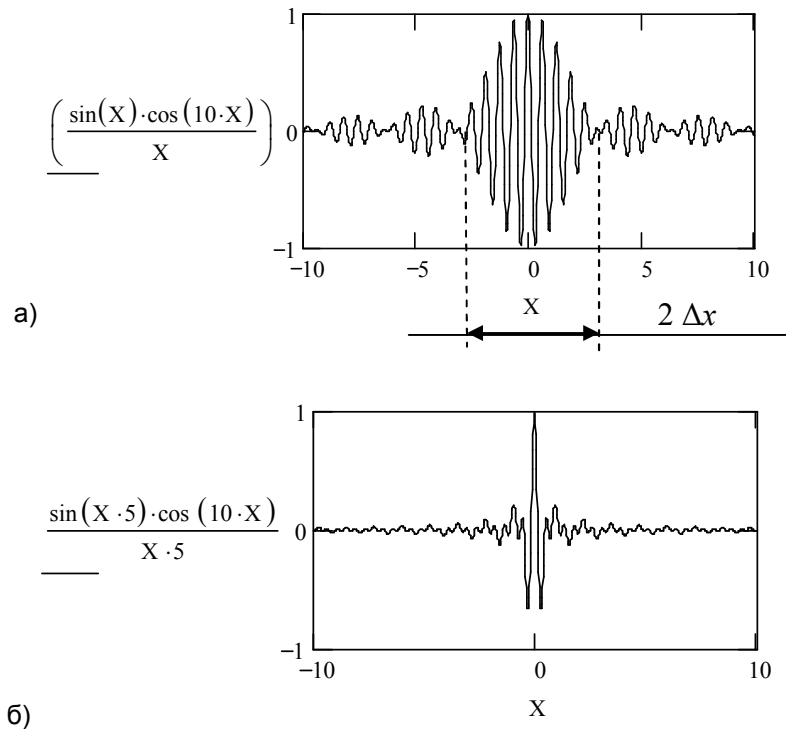


Рис. П-2.1. Зависимость пространственной протяженности волнового пакета  $2\Delta x$  от относительной величины интервала вариаций  $\Delta k$  : а) -  $(\Delta k / k) = 0.1$ ; б) -  $(\Delta k / k) = 0.5$

Таким образом, можно считать, что методология формирования волновых пакетов является эффективным способом создания пространственно-локализованных структур из бесконечно протяженных объектов, имеющих волновую природу, вне зависимости от физической специфики рассматриваемых волновых процессов. В силу, оговоренной выше универсальности подобного подхода он нашел весьма широкое распространение не только в оптике, но и в электронике (спектральный анализ электрических сигналов) и в квантовой механике (вероятностные волны Де-Бройля).

## СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ

Перекрестные ссылки представленных терминов обозначаются с помощью подчеркивания шрифта.

- Аберрация** (*aberration*) - отклонение светового луча или его волнового фронта от теоретической траектории, предсказанной параксиальной теорией.
- Абсолютно черное тело** (*blackbody*) – тело (в радиометрии), которое поглощает всю падающую на него мощность излучения на всех длинах световых волн.
- Аксиальная (продольная) мода** (*axial mode, longitudinal mode*) —оптическая мода в лазере, соответствующая одной генерируемой дискретной длине волны.
- Акусто-оптический модулятор света** (*acousto-optic light modulator*) – ультразвуковой модулятор интенсивности света.
- Амплитуда** (*amplitude*) волны – максимальное значение отклонения периодического сигнала (в оптике – напряженности электрического поля).
- Амплитудный коэффициент отражения и пропускания** (*amplitude reflectance and transmittance*) – отношение амплитуды отраженного (прошедшего) света к амплитуде падающего света (редко используется при диффузном отражении или пропускании).
- Антиотражающее покрытие** (*antireflection coating*) – тонкопленочное покрытие с низким показателем преломления, наносимое с целью уменьшения мощности излучения, отраженной от поверхности (обычно имеет толщину в четверть длины волны).
- Апертурная диафрагма** (*aperture stop or limiting aperture*) – отверстие, как правило, круглое, которое ограничивает полную мощность излучения, входящую в рассматриваемую оптическую систему.
- Баланса уравнение** (*rate equations*) – система уравнений, описывающих динамику изменения энергетических параметров во времени у лазера (обычно пренебрегается структурой мод)
- Бел** (*bel*) – единица измерения логарифмического уровня мощности или амплитуды периодических и квазипериодических сигналов.
- Белый шум** (*white noise*) – сигнал, имеющий равномерную плотность распределения гармоник в частотном диапазоне от нуля до бесконечности.
- Боковой луч** (*marginal ray*) – в линзовой оптике - луч, проходящий через апертурную диафрагму оптической системы.
- Болометр** (*bolometr*) – в радиометрии – тепловой приемник (датчик) мощности оптического излучения, электрическое сопротивление которого зависит от температуры.
- Брюстера закон** (*Brewsters law*) – утверждение, что сумма угла Брюстера и соответствующего угла отражения равна  $\pi/2$ .
- Брюстера окно** (*Brewster window*) – в лазере – окно, расположенное под углом Брюстера, с целью минимизации потерь на отражение или поляризации выходного луча.
- Брюстера угол** (*Brewsters angle*) – угол падения луча на диэлектрик, при котором световой поток теоретически имеет нулевое отражение.
- Видимый спектр** (*visible spectrum*) – интервал длин волн, воспринимаемый человеческим глазом, границами которого принято считать 400 нм и 700 нм.
- Внутримодовая дисперсия** (*intramodal distortion*) – в оптической связи – искажение сигнала внутри одной моды, в частности, дисперсия одномодового волокна.
- Волна** (*wave*) световая – периодическое возмущение электромагнитного поля в пространстве.
- Волна затухающая** (*evanescent wave*) – волна, амплитуда которой уменьшается экспоненциально в рассматриваемом направлении.
- Волновое число** (*wavenumber*) – параметр волны, равный отношению  $2\pi$  на длину волны.



- (В оптической спектроскопии - отношению единицы на длину волны).
- Волновой вектор** (*wave vector*) – волновое число, умноженное на единичный вектор в направлении распространения волны.
- Волновой пакет** (*wave packet*) – волновой объект, ограниченный в пространстве (или во времени) с размером области локализации приблизительно равной длине когерентности.
- Волновой фронт** (*wavefront*) – геометрическая поверхность, характеризуемая одинаковым значением фазы аналитического представления волнового объекта.
- Волокно со ступенчатым профилем** (*step – index fiber*) – оптическое волокно, показатель преломления сердцевины которого постоянен во всех направлениях.
- Волоконный лазер или усилитель** (*fiber laser or amplifier*) – лазер или оптический усилитель, активной средой которого является непосредственно оптическое волокно, в отличие от традиционного полупроводникового или твердотельного лазера.
- Время когерентности** (*coherence time*) – отношение длины когерентности к скорости света в рассматриваемой среде
- Время срабатывания** (*response time*) - интервал времени, который требуется для того чтобы выходной сигнал детектора уменьшился в  $e$  раз.
- Вторичный максимум** (*secondary maximum*) – максимум интенсивности (обычно слабый) в дифракционных процессах, который не является главным максимумом.
- Высокочастотный фильтр** (*high – pass filter*) – пространственный фильтр, устраняющий низкие частоты при обработке оптических полей.
- Гармоник генерация** (*harmonic generation*) – использование нелинейной среды для генерации частот, кратных основной частоте падающего света.
- Гауссов пучок** (*Gaussian beam*) – пучок света, амплитудное распределение которого в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, может быть представлено с помощью функции распределения Гаусса.
- Геометрическая оптика** (*geometrical optics*) – лучевая оптика, в которой игнорируется волновая природа света.
- Главный максимум** (*principal maximum*) – центральный максимум интенсивности света при рассмотрении дифракционных процессов.
- Глубина скин-слоя** (*skin depth*) – глубина проникновения электромагнитной волны в электропроводящие среды, при которой интенсивность уменьшается в  $e$  раз.
- Градиентное волокно** (*graded – index fiber*) – или градиентный волновод – оптическое волокно, у которого показатель преломления сердцевины оптического канала описывается нормализованной функцией профиля.
- Граница отсечки** (*cutoff*) – наивысшая пространственная частота электромагнитного поля, которая может быть зарегистрирована в волноводном устройстве.
- Гребенчатый волновод** (*ridge waveguide*) – планарный волновод, образованный путем нанесения полосок диэлектрика на подложку или поверхность плоского волновода.
- Групповая задержка** (*group delay*) – время, необходимое для прохождения светового импульса (волнового пакета) определенного участка оптического волновода.
- Групповая скорость** (*group velocity*) – скорость распространения по волноводу единичного импульса света (волнового пакета).
- Гооса-Генхена сдвиг** (*Goos – Hanchtn shift*) – сдвиг фаз; между падающей и отраженной волной, который имеет место при полном внутреннем отражении.
- Гюйгенса принцип** (*Huygens principle*) – состоит в том, что каждая точка волнового фронта считается центром излучения элементарной сферической волны.
- Дисперсия** (*dispersion*) – зависимость любых оптических параметров волноводной среды от длины волны.
- Дифракционная решетка** (*diffraction grating*) – набор параллельных линий или штриховых элементов, нанесенных на подложку.
- Диффузионный отражатель** (*diffuse reflector*) – поверхность, которая рассеивает падающий свет во всех направлениях (обычно внутри полусферы).

**Длина волны отсечки** (*cutoff wavelengh*) – в волноводе – длина волны, отделяющая область длин волн, при которых существует мода распространения определенного типа.

**Длина когерентности** (*coherence length*) – расстояние, на котором пучок света можно считать когерентным с точки зрения процессов интерференции.

**Дробовый шум** (*shot noise*) – шумовая составляющая сигналов в оптическом приемнике, обусловленная дискретным характером воздействия квантов света (квантовый шум).

**Жидкий кристалл** (*liquid crystal*) – жидкое состояние вещества (как правило, органического), молекулы которого частично упорядочены.

**Запрещенная зона** (*forbidden zone*) – интервал на энергетической зонной диаграмме кристаллических тел (полупроводники, металлы), в пределах которого функция плотности квантовых состояний (для электронов) имеет нулевое значение.

**Запрещенный переход** (*forbidden transition*) – относительно маловероятный (с позиции квантовой механики) переход электрона с одного энергетического уровня на другой.

**Излучательная мода** (*radiation mode*) – мода оптического волновода, не полностью сосредоточенная в сердцевине волновода и частично излучаемая во внешнюю среду.

**Инверсная населенность** (*population inversion*) – состояние вещества, при котором имеется большое количество электронов (атомов, ионов или молекул), находящихся в возбужденном (неравновесном) состоянии.

**Интегральная оптика** (*integrated optics*) – устройства передачи и обработки информации, функционирующие на основе оптических принципов.

**Интенсивность** (*intensity*) излучения – квадрат абсолютной величины напряженности электрического поля световой волны.

**Интерференция** (*interference*) – пространственное перераспределение энергии светового излучения при наложении двух или более когерентных световых пучков.

**Квантовый выход** (*quantum efficiency*) – количество частиц (электроны, атомы, молекулы и т.д.), изменивших свое начальное состояние (возбуждение, выход, ионизация и т.д.), в результате воздействия на них единичного кванта света.

**Когерентность** (*coherence*) – фазовая синхронизация процесса испускания единичных квантов света приводящая к возникновению эффекта интерференции.

**Коэффициент поглощения** (*absorption coefficient*) – натуральный логарифм доли мощности, поглощенной единицей длины (толщины) материала.

**Коэффициент пропускания** (*transmittance*) – отношение мощности излучения, прошедшей через единицу длины (толщины) материала к мощности, падающей на поверхность.

**Критический угол** (*critical angle*) – наибольший угол падения (по отношению к нормали к поверхности), при котором наблюдается полное внутреннее отражение.

**Лазер** (*laser*) – устройство предназначенное для создания интенсивных когерентных непрерывных или импульсных пучков света, состоящее из оптически активной среды, системы накачки энергии и оптического резонатора.

**Линейчатый спектр** (*line spectrum*) – спектр оптических частот, состоящий из набора дискретных спектральных линий.

**Локальная числовая апертура** (*local numerical aperture*) – в градиентном волокне – числовая апертура в произвольной точке сердцевины градиентного волокна.

**Межмодовая дисперсия** (*intermodal distortion*) – дисперсия, связанная с различием групповых скоростей различных оптических мод.

**Метастабильное состояние** (*metastable state*) – в квантовой механике – относительно долгоживущее энергетическое состояние микрообъекта.

**Мода** (*mode*) – определенное, удовлетворяющее условию самосогласования, распределение электрического поля в оптическом волноводе или резонаторе, обладающее свойством усиливающей интерференции.

**Мода подложки** (*substrate mode*) – излучательная мода, распространяющаяся в подложке планарного волновода, а не в сердцевине оптического канала.

**Модовая линза** (*mode – index lens*) – линза в планарном волноводе, изготовленная путем

- изменения толщины волновода для получения необходимого распределения эффективного показателя преломления.
- Модовый шум** (*mode – partition noise or modal noise*) – шумовая составляющая сигнала в волноводе или лазере, обусловленная фактором обмена энергией между модами.
- Моды утечки** (*leaky ray or mode*) – моды, частично излучаемые во внешнюю среду из-за кривизны поверхности раздела сердцевины и оболочки.
- Монолитное устройство (*monolithic device*) – в интегральной оптике – твердотельное опто-электронное устройство, изготовленное всецело в пределах одной подложки.
- Найквиста частота** (*Nyquist frequency*) – частота отсчетов (выборки) ниже которой невозможно записать (воспроизвести) сигнал или изображение без искажений.
- Накачка** (*pump*) – процесс подведения из внешнего источника энергии для возбуждения активного вещества лазера, с целью создания эффекта инверсной населенности.
- Направляемые моды** (*bound mode*) – в оптической связи – моды, распространяющиеся в сердцевине оптического волновода.
- Нелинейная оптика** (*nonlinear optics*) – эффект генерации волн, отличных от падающей волны, ввиду проявления фактора нелинейности у показателя преломления среды.
- Область когерентности** (*coherence area*) – пространственная область, в пределах которой световой пучок можно считать когерентным в части эффектов интерференции.
- Оболочечные моды** (*cladding mode*) – излучательные моды оптического волновода, направляемые оболочкой а не сердцевинной волновода.
- Одномодовый волновод** (*monomode waveguide or single – mode waveguide*) – оптический волновод, размеры или нормированная разность показателей преломления которого настолько малы, что в нем распространяется только одна мода наименьшего порядка.
- Оптический путь** (*optical path*) – расстояние вдоль траектории, измеренное в единицах длины волны.
- Оптический резонатор** (*optical resonator*) – камера (полость) с отражающими стенками, реализующими многократное отражение светового пучка с целью получения эффекта усиливающей интерференции на определенных частотах.
- Отражательная способность** (*reflektance*) – отношение мощности излучения, отраженной поверхностью, к падающей мощности.
- Параксиальное приближение** (*paraxial approximation*) – приближение, при котором лучи света практически параллельны оси волновода и можно использовать приближение малых углов.
- Поверхностная акустическая волна, ПАВ** (*surface acoustic wave, SAW*) – волна, распространяющаяся в планарном волноводе для модуляции светового луча.
- Показатель преломления** (*index of refraction*) – отношение скорости света в вакууме к скорости света в рассматриваемой среде.
- Поперечная мода** (*transverse mode*) – для лазера или оптического волновода – мода характеризующаяся поперечным распределением электромагнитного поля.
- Пороговая инверсия населенности** (*threshold population inversion*) – инверсия населенности (в лазере), при которой усиление мощности равно потерям.
- Постоянная распространения** (*propagation constant*) – в оптическом волноводе – величина  $2\pi$ , деленная на длину волны моды волновода.
- Пространственная когерентность** (*spatial coherence*) – свойство световых пучков создавать интерференцию при делении волнового фронта.
- Профиль показателя преломления** (*index profile*) – зависимость показателя преломления оптического волокна от координаты нормальной к его оси.
- Равновесное распределение мод** (*equilibrium mode distribution*) – распределение мощности по модам волокна, которое не изменяется вдоль волокна.
- Радиус пучка** (*beam radius*) – расстояние (о Гауссовом пучке) между положением максимума амплитуды и местом, где амплитуда уменьшается в  $e$  раз.
- Разъемный соединитель, оптический разъем, коннектор** (*connector*) – фиксатор, жестко

- соединенный на конце оптического волокна, позволяющий создавать разъемные соединения с другими элементами оптического канала связи.
- Решетчатый элемент связи (ввода) (*grating coupler*)** – в интегральной оптике – дифракционная решетка, нанесенная на планарный волновод для обеспечения ввода светового пучка.
- Светоизлучающий диод, светодиод (*light – emitting diode*)** – обратно смещенный полупроводниковый диод излучающий некогерентный свет.
- Сердцевина волокна (*core*)** – центральная область оптического волокна, каналирующая и направляющая световой поток.
- Скользящий луч (*skew ray*)** – луч света, не параллельный оптической оси волновода и не пересекающий ее.
- Согласование мод (*mode matching*)** – обеспечение условий, при которых распределение поля в лазерном пучке совпадает с распределением оптического поля резонатора.
- Спектральная чувствительность (*spectral sensitivity of the eye*)** – чувствительность приемного устройства как функция длины волны.
- Степенной параметр профиля (*profile parameter*)** – показатель степени в нормализованной функции профиля.
- Степень когерентности (*degree of coherence*)** – отношение  $(I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$  интерференционных полос, создаваемых двумя пучками света.
- Сферическая волна (*spherical wave*)** – волна, которая сходится в определенную точку или из нее расходится в безграничное пространство.
- Съемник оболочечных мод (*cladding mode stripper*)** – устройство (или материал), используемое для удаления оболочечных мод из оптического волновода.
- Тепловой (темновой) шум (*thermal (dark) noise*)** оптического приемника – шум, в результате хаотического (теплового) движения электронов в твердом теле.
- Точечный источник (*point source*)** – источник, размеры которого настолько малы (идеализация), что он не может быть разрешен оптической системой.
- Угол отражения (*angle of reflection*)** светового луча - угол между световым лучом, отраженным от поверхности, и нормалью к этой поверхности.
- Угол падения (*angle of incidence*)** светового луча - угол между световым лучом, падающим на поверхность, и нормалью к этой поверхности.
- Угол преломления (*angle of refraction*)** светового луча - угол между световым лучом, преломленным поверхностью, и нормалью к этой поверхности.
- Ультразвуковой модулятор света (*ultrasonic light modulator*)** – устройство, в котором используется дифракция на ультразвуковой волне для модуляции мощности пучка света.
- Условия ввода с ограничениями (*restricted launch conditions*)** – создание таких условий ввода светового пучка в сердцевину многомодового световода, при которых возбуждается только определенная часть мод.
- Устойчивости диаграмма (*stability diagram*)** – двумерная диаграмма области устойчивости электромагнитных колебаний в оптическом резонаторе.
- Фазовая пластинка (*phase plate*)** – пластинка. Которая имеет области переменной толщины для изменения фазы волнового фронта.
- Фазовая скорость (*phase velocity*)** монохроматической волны – скорость распространения волнового фронта волны.
- Фазовый объект (*phase object*)** – прозрачный объект, имеющий показатель преломления, отличный от показателя преломления окружающей среды.
- Ферма принцип (*Fermat's principle*)** – принцип, согласно которому оптический путь между двумя точками является экстремальным.
- Фильтр мод (*mode filter or mode stripper*)** – устройство или вещество, которое удаляет моды оболочки или моды распространения высокого порядка.
- Фотоэлектрический эффект (*photoelectric effect*)** – *внешний* – испускание фотоэлектронов в вакуум при освещении светом; *внутренний* – появление электронов в зоне

- проводимости (электропроводность).
- Фотоэлектрон** (*photoelectron*) – электрон, вырванный из тела или переведенный в зону проводимости в результате фотоэлектрического эффекта.
- Частотная характеристика** (*frequency response*) – зависимость отношения амплитуды выходного сигнала оптического приемника к амплитуде входного сигнала.
- Четвертьволновый слой** (*quarter – wave layer*) – тонкая напыленная пленка, оптическая толщина которой равна одной четверти длины волны, которая используется в качестве делителя светового потока или в качестве антиотражающего покрытия.
- Числовая апертура** (*numerical aperture*) – для линзы – синус половинного угла между боковым лучом и оптической осью; для многомодового волновода – синус половинного угла конуса лучей, направляемых волноводом; для одномодового волновода – аналогично многомодовому, за исключением того, что половинный угол определяется по уровню, при котором интенсивность света составляет  $1/e^2$  часть от максимального значения.
- Ширина запрещенной зоны** (*band gap*) – энергетический интервал между зоной проводимости и валентной зоной в полупроводниках.
- Ширина полосы** (*bandwidth*) – интервал частот модуляции сигнала, за пределами которого чувствительность приемника (или проводимость оптического волновода) уменьшается до некоторого, наперед заданного, предела.
- Шум** (*noise*) – любое случайное возмущение (например: ток, напряжение и т.д.), искажающее искомый сигнал.
- Эквивалентная мощность шума** (*noise equivalent power (NEP)*) – для оптического приемника – входная мощность излучения, создающая выходной сигнал, равный среднему шуму.
- Энергетическая освещенность** (*irradiance*) – мощность излучения, падающая на единицу поверхности ( $\text{Вт/см}^2$ ).
- Энергетическая яркость** (*radiance*) света – мощность излучения, испускаемая или рассеиваемая единичной поверхностью в единичный телесный угол.
- Эффективный показатель преломления** (*effective index of refraction*) – скорость света в вакууме, деленная на фазовую скорость моды в оптическом волноводе.