

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

Сидоров А. И.

**ОСНОВЫ ФОТОНИКИ: ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И МЕТОДЫ
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ
В УСТРОЙСТВАХ ФОТОНИКИ**

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2014

А. И. Сидоров, «Основы фотоники: физические принципы и методы преобразования оптических сигналов в устройствах фотоники». Учебное пособие. СПб.: ФГБОУ ВПО «СПб НИУ ИТМО», 2014 г. – 148 стр.

В учебном пособии описаны основы физические основы, принципы и методы управления оптическими сигналами в устройствах фотоники. Рассмотрены конкретные примеры нелинейно-оптических устройств, волноводных оптических переключателей и датчиков физических величин. Учебное пособие предназначено для бакалавров, обучающихся по направлениям 200600 «Фотоника и оптоинформатика» и 200203 «Оптико-электронные приборы и системы» при изучении дисциплины «Основы фотоники».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптотехники в качестве учебного пособия для студентов и бакалавров высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки 200600 «Фотоника и оптоинформатика» и 200203 «Оптико-электронные приборы и системы».

Рецензенты: д. ф.-м. наук, профессор СПб ГПУ О.А. Подсвиров,

д. т. наук, профессор СПб ГЭТУ «ЛЭТИ» В.П. Афанасьев



В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.

© ФГБОУ ВПО «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», 2014.

© А.И. Сидоров, 2014.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	6
ГЛАВА 1. Основные принципы управления оптическими сигналами	8
1.1. Характеристики оптических сигналов	8
1.2. Оптические характеристики материалов	9
1.3. Классификация оптических материалов	11
1.4. Классификация оптических эффектов, используемых для управления оптическими сигналами	15
1.5. Поляризация среды под действием электромагнитной волны	16
1.6. Области применения устройств управления оптическими сигналами	20
1.7. Контрольные вопросы	21
ГЛАВА 2. Нелинейно-оптические эффекты	22
2.1. Генерация четных гармоник	22
2.2. Генерация нечетных гармоник	25
2.3. Генерация суммарной и разностной частоты	26
2.4. Параметрическое усиление и генерация	27
2.5. Вынужденное комбинационное рассеяние света	30
2.6. Нелинейное изменение показателя преломления среды	31
2.7. Обращение волнового фронта	34
2.8. Светоиндуцированные прозрачность и поглощение	42
2.9. Контрольные вопросы	45
ГЛАВА 3. Преобразование оптических сигналов в устройствах фотоники	46
3.1. Линейный электрооптический эффект	46
3.2. Квадратичный электрооптический эффект	50
3.3. Эффект Франца-Келдыша	51
3.4. Квантово-размерный эффект Штарка	53
3.5. Оптические эффекты в полупроводниках при инжекции электронов	55
3.6. Электрооптические эффекты в жидких кристаллах	57
3.7. Акустооптический эффект.	61
3.8. Магнитооптические эффекты	64
3.9. Интегральные электромеханические модуляторы оптических сигналов	66
3.10. Контрольные вопросы	68
ГЛАВА 4. Управление оптическими сигналами в устройствах интегральной оптики	69

4.1. Достоинства оптических методов обработки информации	70
4.2. Условия каналирования электромагнитных волн и формирования волноводных мод. Волноводная мода и константа распространения	71
4.3. Классификация оптических волноводов	76
4.4. Методы описания волноводных мод	79
4.5. Эффективный показатель преломления волновода	86
4.5. Пассивные компоненты волоконных и интегрально-оптических устройств	90
4.6. Активные компоненты волоконных и интегрально-оптических устройств	117
4.7. Контрольные вопросы	127
ГЛАВА 5. Волоконно-оптические системы связи.	128
5.1. Достоинства оптических методов передачи информации	128
5.2. WDM-технология передачи оптических сигналов	130
5.3. Структура и компоненты волоконных линий связи	131
5.4. Контрольные вопросы	136
ГЛАВА 6. Волноводные и волоконные датчики	137
6.1. Преобразование физических величин в оптические сигналы	137
6.2. Примеры волоконных датчиков	138
6.3. Контрольные вопросы	144
Заключение	145
Литература	146

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

- c – скорость света в вакууме
- n – показатель преломления
- n^* – комплексный показатель преломления
- k, α – коэффициенты поглощения
- R – коэффициент отражения
- T – коэффициент пропускания
- β – константа распространения
- λ – длина волны
- ω – круговая частота
- $\mathbf{k} (k)$ – волновой вектор (волновое число)
- ε – диэлектрическая проницаемость
- ε^* – комплексная диэлектрическая проницаемость
- χ – восприимчивость (поляризуемость)
- e – заряд электрона
- \mathbf{D} - вектор электрической индукции
- P – поляризация среды
- E – напряженность электрического поля
- H – напряженность магнитного поля
- E_g – энергетическая ширина запрещенной зоны
- ИК – инфракрасный
- УФ – ультрафиолетовый
- ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние
- ЧВС – четырехволновое смешение
- ВОСС – волоконно-оптическая система связи

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время лазерная техника широко используется в науке, промышленности, медицине, экологии и военном деле. Для большинства практических применений требуется лазерное излучение с заданными характеристиками: длиной волны, мощностью, длительностью импульса, диаграммой направленности и т.д. Поэтому важными задачами являются изучение физических принципов управления характеристиками оптических сигналов и создание устройств, позволяющих преобразовывать и модулировать излучение лазеров.

Оптические системы связи и обработки информации интенсивно развиваются на протяжении последних 20 лет. Это вызвано следующими преимуществами оптических устройств по сравнению с устройствами полупроводниковой электроники:

1. Высокое быстродействие. В полностью оптических устройствах управление сигналом может осуществляться за время менее 100 фс.

2. Высокая скорость передачи больших массивов информации. В настоящее время широко используются волоконные линии связи со скоростью передачи информации в одном канале 10-50 Гб/с. Ведутся разработки волоконно-оптических линий связи со скоростью передачи информации 500 Гб/с – 1 Тб/с.

3. Низкий уровень энергии управляющих сигналов. В современных оптических переключателях энергия управляющего сигнала может составлять 1-5 пДж.

4. Высокий уровень помехозащищенности и защищенности от несанкционированного доступа. Внешние электрические и магнитные поля и помехи не оказывают влияния на оптический сигнал, распространяющийся по волокну. Оптический сигнал в волокне недоступен для внешнего считывания без повреждения волокна.

Построение оптических линий связи и устройств обработки информации предполагает первичное преобразование электрического сигнала в оптический, передачу или обработку оптического сигнала и обратное преобразование оптического сигнала в электрический. Поэтому устройства управления оптическими сигналами являются важной составной частью волоконно-оптических линий связи и интегрально-оптических приборов.

Оптические свойства наноразмерных объектов существенно отличаются от свойств микро- и макроскопических материалов. В наноразмерных структурах возникают квантово-размерные эффекты, плазмонные резонансы, люминесценция и др. Управление размером и формой таких объектов позволяет существенно изменять их оптические свойства. В фотонике востребованы как отдельные наноструктуры, так и композитные материалы на их основе. Исследованием оптических свойств наноструктур и созданием устройств на их основе занимаются новые научно-технические направления – нанофотоника и наноплазмоника.

В настоящее время во всех областях человеческой деятельности все интенсивнее начинают использоваться волоконно-оптические датчики и сенсоры. Такие датчики позволяют измерять большинство физических величин, определять химический состав сред, и обладают рядом преимуществ по сравнению с электронными датчиками. Поэтому важными задачами являются изучение эффектов, возникающих в оптических волноводах и волокнах при внешнем воздействии и разработка новых типов волоконных датчиков и сенсоров, обладающих высокой чувствительностью и избирательностью.

Цель данного учебного пособия – дать необходимые представления о физических принципах, используемых для управления оптическими сигналами, основных методах и устройствах управления излучением, а также об особенностях применения различных методов управления излучением в лазерной технике, оптических линиях связи, приборах интегральной оптики и волоконно-оптических датчиках.

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ УПРАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМИ СИГНАЛАМИ

1.1. Характеристики оптических сигналов

Управление сигналом предполагает изменение одной или нескольких его характеристик. Поэтому, необходимо предварительно определить, какими параметрами характеризуются оптические сигналы.

Тип оптического сигнала определяется его спектральным, временным и пространственным параметрами. По временному параметру оптические сигналы подразделяются на непрерывные, импульсные и импульсно-периодические. В случае непрерывного сигнала его параметрами являются амплитуда, форма огибающей и частота модуляции. Импульсный и импульсно-периодический сигнал характеризуется длительностью, амплитудой и частотой повторения импульсов, а также их формой. По пространственному параметру оптические сигналы подразделяются на узконаправленные сигналы (например, в оптическом волноводе) и сигналы, несущие пространственно-распределенную информацию (например - изображения).

Так как оптический сигнал является электромагнитной волной, то для его описания могут быть использованы все основные ее параметры:

- длина волны
- спектральный состав сигнала
- интенсивность (либо энергия оптического сигнала)
- фаза волны
- поляризация волны
- модовый состав (для электромагнитной волны в волноводе или оптическом резонаторе)
 - степень когерентности
 - длительность импульса
 - временное положение импульса
 - пространственные характеристики оптического сигнала.

Все эти параметры могут быть использованы в качестве объекта управления в устройствах фотоники и интегральной оптики.

1.2. Оптические характеристики материалов

Для управления оптическими сигналами используется изменение оптических свойств среды, в которой распространяется этот сигнал. В данном разделе приведены основные параметры, характеризующие оптические свойства среды. Классификацию оптических материалов по их оптическим свойствам иллюстрирует рис. 1.2.1. Необходимо отметить, что оптические свойства в сильной степени зависят от спектрального интервала, в котором они рассматриваются. Так, материал может быть прозрачным в одном спектральном интервале, и поглощающим в другом спектральном интервале. Например, кварц прозрачен в УФ и видимой областях спектра и имеет высокое поглощение в среднем ИК диапазоне. Ниже перечислены основные оптические характеристики оптических материалов с кратким их описанием.



Рис. 1.2.1. Классификация оптических материалов

Поляризация среды – изменение электрического дипольного момента единицы объема среды под действием внешнего электрического поля. Поляризация \mathbf{P} связана с вектором электрической индукции \mathbf{D} и вектором напряженности электрического поля \mathbf{E} соотношением:

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}.$$

В общем случае поляризацию можно представить в виде:

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots,$$

где χ – *восприимчивость* (поляризуемость). $\chi^{(1)}$ является линейной восприимчивостью, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$, ... – нелинейные восприимчивости второго, третьего и т.д. порядков. Подробнее поляризация среды описана в п. 1.4.

Диэлектрическая проницаемость ϵ связывает векторы \mathbf{D} и \mathbf{E} соотношением:

$$\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}.$$

Диэлектрическую проницаемость можно представить через линейную восприимчивость среды:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi \chi^{(1)}.$$

В поглощающих или усиливающих средах диэлектрическая проницаемость является комплексной величиной:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' + i \varepsilon''.$$

Действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости связаны между собой соотношениями Крамерса-Кронига:

$$\varepsilon'(\omega_0) - 1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon''(\omega)}{\omega - \omega_0} d\omega,$$

$$\varepsilon''(\omega_0) = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\varepsilon'(\omega) - 1}{\omega - \omega_0} d\omega.$$

Показатель преломления n характеризует фазовую скорость света V в среде относительно скорости света в вакууме c :

$$n = c/V.$$

Коэффициент поглощения k является характеристикой уменьшения амплитуды поля электромагнитной волны проходящей через поглощающую среду. В оптике используется также коэффициент поглощения α , связанный с k соотношением:

$$\alpha = 4\pi k/\lambda \text{ [см}^{-1}\text{]}.$$

Для поглощающих сред вводится комплексный показатель преломления:

$$n^* = n - ik.$$

Показатель преломления и коэффициент поглощения связаны с диэлектрической проницаемостью выражением:

$$\varepsilon^* = n^2 - k^2 + 2ink.$$

Для описания нелинейно-оптических свойств среды используются также *нелинейный показатель преломления (Δn)* и *нелинейный коэффициент поглощения (Δk)*, зависящие от интенсивности излучения I . Оптические характеристики среды в этом случае описываются следующим образом:

$$n = n_0 + \Delta n(I), k = k_0 + \Delta k(I).$$

Здесь n_0 и k_0 - линейный показатель преломления и линейный коэффициент поглощения соответственно. Величины $\Delta n(I)$ и $\Delta k(I)$ могут быть как положительными, так и отрицательными.

Коэффициент усиления g вводится для усиливающих сред и может рассматриваться как отрицательный коэффициент поглощения.

Оптическая анизотропия характеризует зависимость диэлектрической проницаемости от направления распространения электромагнитной волны в среде и от поляризации электромагнитной волны. Анизотропия может быть естественной или искусственной, вызванной внешним воздействием (например, механическим напряжением или электрическим полем). В анизотропных средах диэлектрическая проницаемость становится тензором. Анизотропия показателя преломления приводит к появлению эффекта двулучепреломления. Анизотропия коэффициента поглощения проявляется в эффекте плеохроизма.

Светорассеяние в твердых телах может происходить на колебаниях молекул, флуктуациях плотности, на дефектах и других мелкомасштабных неоднородностях. В слаборассеивающих и тонких средах имеет место однократное рассеяние. В сильнорассеивающих и толстых средах – многократное. Светорассеяние характеризуется угловой диаграммой направленности рассеянного света.

1.3. Классификация оптических материалов

Оптические свойства материалов определяются, в основном, их электронными и структурными свойствами. Отсюда классификацию оптических материалов аналогично тому, как это делается в физике твердого тела.



Рис. 1.3.1. Основные типы материалов, используемых в оптике и фотонике.

Основные типы оптических материалов показаны на рис. 1.3.1. Рассмотрим кратко их основные особенности и области применения.

Стекла представляют собой частично упорядоченные материалы, внутренняя структура которых представляет собой трехмерную сетку, образованную стеклообразующими элементами (Si, P, B, Al, O и др.). Оптические, физические и химические свойства стекол в значительной степени определяются их составом, в частности, малыми добавками – модификаторами (Na, K, Li, Mg, Ca, ZnO, F, Cl и т.д.). Силикатные, оксифторидные, фторфосфатные стекла являются диэлектриками и прозрачны в спектральном интервале от 250-300 нм до 2500-3000 нм. Большинство халькогенидных стекол относятся к полупроводникам и имеют область прозрачности в ИК области спектра. Стекла широко используются в оптике и фотонике. При введении в стекла добавок можно легко получить люминесцентные стекла, стекла с усилением, окрашенные стекла. В стеклах можно выращивать нанокристаллы диэлектриков, полупроводников и металлов. В этом случае они становятся композитными материалами или стеклокерамиками. Стекла широко используются в оптике и фотонике. Из них изготавливают оптические элементы, фильтры, волноводы и волокна. Стекла с добавками ионов редкоземельных элементов используют в качестве активных сред для лазеров и усилителей.

В оптике и фотонике широко используются *органические материалы*. В первую очередь, это полимерные материалы, например, полиметилметакрилат, поликарбонат. Многие полимерные материалы прозрачны в видимой области спектра, однако имеют полосы поглощения в УФ и ИК диапазонах. Для полимеров характерно повышенное светорассеяние и относительно низкая температура плавления. При введении в полимеры добавок, например, органических красителей, можно получать люминесцентные и усиливающие среды. Из полимерных материалов, также как из стекол, изготавливают оптические элементы, фильтры, волноводы и волокна. В настоящее время, на основе некоторых видов полимеров созданы светодиоды и материалы, обладающие электрохромным эффектом.

К *диэлектрическим кристаллам* относятся твердые тела с шириной запрещенной зоны большей 5 эВ, не имеющие свободных носителей заряда (электронов и/или дырок) при комнатной температуре. Удельное электрическое

сопротивление диэлектриков лежит в пределах $10^8 \dots 10^{18}$ ом·см. Диэлектриками являются, например, кварц (SiO_2), MgF , NaCl , BaTiO_3 и др. Благодаря большой ширине запрещенной зоны многие диэлектрические кристаллы прозрачны в УФ, видимой и ИК областях спектра. Однако, легирование кристаллов или создание в них дефектов приводит к их окрашиванию и формированию новых оптических свойств. Многие кристаллы обладают анизотропией, электрооптическими и нелинейно-оптическими свойствами. Поэтому они широко используются в оптике, фотонике и лазерной технике не только для создания оптических элементов, но и для преобразования оптических сигналов.

У кристаллических полупроводников ширина запрещенной зоны может варьироваться в пределах 0.1...4 эВ. При комнатной температуре в них могут присутствовать свободные электроны и/или дырки. Деление на диэлектрики и полупроводники весьма условно, так как при криогенных температурах в полупроводниках нет свободных носителей заряда. В то же время, в диэлектриках свободные носители заряда могут возникнуть при облучении УФ излучением или нагреве. У собственных (беспримесных) полупроводников удельное электрическое сопротивление может варьироваться в пределах $0.1 \dots 10^5$ ом·см. Область прозрачности полупроводников зависит от ширины их запрещенной зоны. Узкозонные полупроводники (InSb , HgCdTe) прозрачны в среднем ИК диапазоне. Полупроводники со средней шириной запрещенной зоны (Si , Ge , GaAs) прозрачны в ближнем и среднем ИК диапазонах. Широкозонные полупроводники (ZnO , TiO_2 , GaP , CuCl) прозрачны в видимой области спектра и ближнем ИК диапазоне. Кристаллические полупроводники характеризуются высоким показателем преломления ($n = 2-4$). Некоторые кристаллические полупроводники обладают электрооптическими свойствами. Из полупроводников изготавливают фотоприемные устройства, светодиоды и лазеры, оптические элементы для ИК области спектра, нелинейно-оптические устройства, а также элементы и устройства интегральной оптики. В виде нанокристаллов их используют при создании оптических композитов и стеклокерамик.

У большинства металлов зона проводимости перекрывается с валентной зоной, а концентрация свободных электронов по порядку величины составляет 10^{22} см⁻³. Удельное электрическое сопротивление металлов лежит в пределах $10^{-5} \dots 10^{-6}$ ом·см. Свободные электроны в металлах ведут себя как плазма, в которой могут возникать колебания (плазмоны) под действием

электромагнитной волны. Для металлов характерно относительно невысокие коэффициенты поглощения и отражения в УФ диапазоне и очень высокое поглощение и отражение в видимом и ИК диапазонах. В оптике и фотонике, как правило, используют металлы с высокой концентрацией электронов (Ag, Au, Cu, Al). Из металлов и их пленок изготавливают зеркала, дифракционные решетки, плазмонные устройства интегральной оптики. Металлические нанокристаллы используют при создании оптических композитов.

Для *аморфных* материалов характерно отсутствие дальнего порядка. В то же время, многие из них проявляют полупроводниковые свойства. К аморфным материалам, которые используют в оптике и фотонике, относятся гидрогенизированный кремний α -Si:H, ряд халькогенидов (например, As_2S_3) и др. На основе аморфных материалов изготавливают фотоэлектрические преобразователи для солнечных элементов, оптические элементы ИК диапазона, оптические модуляторы и покрытия для дисков для записи оптической информации.

Жидкие кристаллы представляют собой жидкости, в которых в определенном интервале температур молекулы располагаются упорядоченно. Жидкие кристаллы прозрачны в видимой области спектра. Во многих из них возникают электрооптические эффекты. Это позволяет использовать жидкие кристаллы для управления оптическими сигналами и создания дисплеев для отображения информации.

Некоторые *газы* при высоком давлении проявляют ярко выраженные нелинейно-оптические свойства. Это позволяет использовать их в нелинейно-оптических устройствах. Однако, наиболее часто используют усиливающие свойства некоторых газов – в газовых лазерах ИК, видимого и УФ областей спектра. Широко известны такие газовые лазеры, как CO_2 -лазер ($\lambda = 9-11$ мкм), $HC1$ -лазер ($\lambda = 3.8$ мкм), He-Ne-лазер ($\lambda = 0.63, 1.15, 3.39$ мкм), Ar-лазер ($\lambda = 0.49$ мкм) и KrF-лазеры ($\lambda = 0.248$ мкм).

Ряд *жидкостей* также проявляет оптическую нелинейность, что позволяет использовать их в нелинейно-оптических устройствах. К таким жидкостям относятся, например, бензол, $SiCl_4$, $TiCl_4$. Однако чаще жидкости используют в качестве растворителя активного вещества. Примерами использования жидкостей являются активные среды лазеров на органических красителях и модуляторы добротности на основе органических красителей.

Оптические *компози́ты* представляют собой среды, состоящие из двух и более компонентов. Как правило, композит состоит из прозрачной матрицы, например, стекла или полимера, и наноразмерных включений активного материала, например, нанокристаллов диэлектриков, полупроводников или металлов. Благодаря размерным эффектам в нанокристаллах оптические композиты могут обладать уникальными свойствами, которые не могут быть реализованы в объемных кристаллах. На основе оптических композитов создают нелинейно-оптические устройства, лазерные среды, фоточувствительные среды и модуляторы оптических сигналов.

1.4. Классификация оптических эффектов, используемых для управления оптическими сигналами

В п.1.1 и 1.2 были перечислены характеристики оптических сигналов и оптические характеристики материалов. Очевидно, что для управления оптическими сигналами, проходящими через среду, необходимо изменять некоторые характеристики этой среды. В данном разделе приведено краткое описание основных оптических эффектов, используемых для управления оптическими сигналами. Подробнее некоторые из этих эффектов рассмотрены в главах 2 и 3.



Рис. 1.4.1. Оптические эффекты, используемые для преобразования оптических сигналов

Электрооптические эффекты основаны на изменении оптических характеристик среды под действием внешнего электрического поля. Эти эффекты возникают в диэлектрических кристаллах, полупроводниках, жидких кристаллах и жидкостях. Электрооптические эффекты позволяют осуществлять следующие виды модуляции оптических сигналов: амплитудную, фазовую, пространственную и поляризационную.

Акустооптические эффекты основаны на пространственной модуляции показателя преломления среды при прохождении через нее акустической

волны. Данные эффекты возникают в твердых телах и жидких средах и используются для пространственной и амплитудной модуляции оптических сигналов.

Магнитооптические эффекты основаны на изменении оптических характеристик среды под действием внешнего магнитного поля. Они наблюдаются в твердых телах и жидких средах и используются для амплитудной и поляризационной модуляции оптических сигналов.

Термооптические эффекты основаны на изменении показателя преломления или коэффициента поглощения при изменении температуры твердых тел и жидких сред. Они позволяют осуществлять фазовую и амплитудную модуляцию оптических сигналов.

Нелинейно-оптические эффекты основаны на изменении оптических характеристик среды под действием интенсивного оптического сигнала. При этом для изменения характеристик среды может быть использован внешний управляющий оптический сигнал, либо это изменение может происходить непосредственно при воздействии на среду управляемого оптического сигнала (самовоздействие излучения). Нелинейно-оптические эффекты в той или иной степени проявляются во всех видах сред, и могут быть использованы для спектральной, амплитудной, фазовой и пространственной модуляции оптических сигналов.

Усиление оптических сигналов основано на перекачке энергии из волны накачки в управляемый оптический сигнал и используется для амплитудной модуляции излучения. В том случае, если в усиливающей среде обеспечена положительная обратная связь, возникает *генерация* излучения. Усиление и генерация могут быть реализованы в твердых телах, жидкостях и газах.

1.5. Поляризация среды под действием электромагнитной волны

При прохождении электромагнитной волны через прозрачную среду происходит поляризация этой среды. Поляризация среды является очень важным физическим эффектом, определяющим многие процессы, возникающие при взаимодействии излучений со средами. Поляризация приводит к появлению у среды показателя преломления, отличного от единицы, поглощения и многих нелинейно-оптических эффектов. Можно дать следующее определение для поляризации среды: *поляризация среды это*

изменение электрического дипольного момента единицы объема среды под действием внешнего электрического поля. На рис. 1.5.1 и 1.5.2 показана классификация и виды поляризации среды.



Рис. 1.5.1. Типы поляризации среды

Электронная поляризация среды возникает в результате смещения электронных оболочек атомов под действием электромагнитной волны (рис. 1.5.2, а). Так как масса электронов мала, то данный тип поляризации является самым быстрым – отклик среды возникает за времена порядка 10^{-14} - 10^{-15} с.

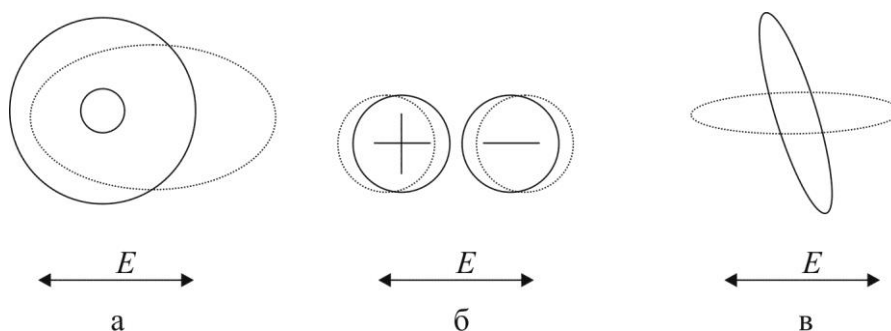


Рис. 1.5.2. а – электронная, б – ионная, в – ориентационная поляризации среды.

Такие времена характерны для колебаний электромагнитных волн оптического диапазона. Поэтому большинство оптических эффектов в средах возникает в результате электронной поляризации.

Ионная поляризация возникает в результате смещения положительных и отрицательных ионов среды в поле электромагнитной волны (рис. 1.5.2, б). Относительно большая масса ионов приводит к тому, что отклик среды при ионной поляризации происходит за время 10^{-10} - 10^{-11} с.

Ориентационная поляризация является результатом поворота молекул-диполей в поле электромагнитной волны (рис. 1.5.2, в). Такие процессы являются относительно медленными и могут происходить за времена порядка 10^{-8} - 10^{-3} с.

Как было сказано выше, электронная поляризация среды ответственна за возникновение многих линейных и нелинейных оптических эффектов. Рассмотрим некоторые из них. Пусть на прозрачную среду падает электромагнитная волна, электрическая компонента поля которой описывается выражением:

$$E = E_0 \cos(\omega t),$$

где ω – круговая частота электромагнитной волны. Линейная поляризация среды под действием электрического поля задается выражением:

$$P = \chi^{(1)} E,$$

где $\chi^{(1)}$ – линейная восприимчивость среды. Подставив первое выражение во второе мы получим следующее соотношение для поляризации:

$$P = \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t).$$

Из данного выражения следует первый важный вывод: *электромагнитная волна с частотой ω , проходящая через прозрачную среду, порождает волну поляризации среды с частотой ω* . Волна поляризации представляет собой волнообразное колебание элементарных диполей среды. Известно, что диполь, колеблющийся с частотой ω , излучает электромагнитную волну с такой же частотой. В плотной прозрачной среде на излучение каждого диполя влияет не только проходящая через среду электромагнитная волна, но и излучение всех остальных диполей среды. В свою очередь, каждый диполь среды оказывает влияние на излучение всех остальных диполей. Электромагнитное взаимодействие всех диполей среды приводит к тому, что их суммарное излучение оказывается направленным в ту же сторону, что и проходящая через среду исходная электромагнитная волна [1]. Отсюда следует второй важный вывод: *прохождение излучения через плотную прозрачную среду является результатом когерентного переизлучения электромагнитной волны взаимодействующими диполями среды*.

Рассмотрим движение электрона по круговой орбите атома при воздействии внешнего электромагнитного поля с частотой ω . Электрон обладает массой m , а его движение по орбите можно характеризовать резонансной круговой частотой ω_j (j – номер электрона в атоме). При воздействии электромагнитной волны возникают колебания электрона. Однако, реакция электрона, как и любого материального объекта, на внешнее воздействие происходит с некоторой задержкой. Поэтому переизлучение колеблющимся электроном

электромагнитной волны также происходит с задержкой относительно воздействующей волны. Описать данный процесс можно в приближении классической механики, используя уравнение колебаний осциллятора в присутствии внешней силы с учетом затухания колебаний и используя известное выражение для показателя преломления среды $n = c/V$ (V – фазовая скорость электромагнитной волны). Решив уравнение колебаний электронов под действием электромагнитной волны в гармоническом приближении, мы получим следующее выражение для показателя преломления среды [1]:

$$n = 1 + \frac{q^2}{2\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{N_j}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega},$$

где q и m – заряд и масса электрона соответственно, N_j – число электронов с резонансной частотой ω_j , γ_j – коэффициент затухания колебаний, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума. Отсюда можно сделать третий важный вывод: *изменение фазовой скорости электромагнитной волны при прохождении через плотную прозрачную среду связано с задержкой переизлучения электромагнитной волны колеблющимися электронами.* Необходимо учитывать, что это кажущееся изменение фазовой скорости, так как скорость света является фундаментальной величиной и она всегда постоянна. При прохождении электромагнитной волны в среде от диполя к диполю ее скорость равна скорости света в вакууме. Однако задержка переизлучения приводит к тому, что при выходе из среды фаза электромагнитной волны оказывается измененной, по сравнению с фазой электромагнитной волны, прошедшей такое же расстояние в вакууме.

В выражении для показателя преломления присутствует частота электромагнитной волны ω . Отсюда следует, что показатель преломления зависит от частоты излучения, т.е. обладает дисперсией. Увеличение частоты приводит к увеличению показателя преломления – эффект «нормальной» дисперсии. Однако при $\omega_j \approx \omega$ происходит резкое изменение показателя преломления – возникает «аномальная» дисперсия.

Приведенное выше описание сделано в гармоническом приближении и справедливо для электромагнитных волн малой амплитуды. При воздействии на среду интенсивного излучения возникает ангармонизм колебаний электронов, приводящий к появлению в выражении для поляризации среды слагаемых высших порядков:

$$\mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}^2 + \chi^{(3)}\mathbf{E}^3 + \dots$$

Ангармонизм колебаний электронов под действием электромагнитной волны приводит к появлению многих нелинейно-оптических эффектов. Некоторые из этих эффектов будут описаны в главе 2.

1.6. Области применения устройств управления оптическими сигналами

На рис. 1.6.1 показаны основные области применения устройств управления оптическими сигналами.



Рис. 1.6.1. Области применения устройств управления оптическими сигналами

Обработка информации оптическими методами имеет ряд преимуществ по сравнению с электронными устройствами обработки информации. Основным достоинством оптических методов является высокая скорость обработки информации, которая определяется высокой частотой сигналов оптического диапазона и малым временем срабатывания оптических переключателей. Так, уже созданы оптические коммутаторы и переключатели с временем срабатывания менее 50 фс, в то время как коммутация электронных переключателей происходит с характерными временами более десятков пикосекунд.

В *лазерной технике* устройства управления оптическими сигналами также находят широкое применение. К таким устройствам можно отнести модуляторы добротности резонаторов лазеров, преобразователи длины волны генерации, дефлекторы и сканирующие устройства, корректоры волнового фронта лазерного излучения на основе обращения волнового фронта и т.д.

Развитие *волоконно-оптических линий связи* определяется их большой информационной емкостью – количеством информационных потоков, которые

можно передать по одному волокну или волоконному кабелю. В волоконных линиях связи также востребованы устройства управления оптическими сигналами. К таким устройствам относятся модуляторы, преобразующие электрический сигнал в оптический, волоконные усилители оптических сигналов на трассе, демультиплексоры, разделяющие информационные потоки на выходе линии связи.

Волоконные и волноводные датчики и сенсоры находят широкое применение в промышленности, медицине, на транспорте, в военном деле. Принцип их действия основан на модуляции оптического сигнала в волокне внешними воздействиями (температурой, давлением, вибрациями, магнитным полем и др.). Поэтому чувствительные элементы волоконных датчиков также можно рассматривать как устройства преобразования оптических сигналов.

1.7. Контрольные вопросы

1. Какими параметрами характеризуется электромагнитная волна?
2. Какие из этих параметров могут быть использованы для управления оптическими сигналами?
3. Какими параметрами описываются линейные оптические свойства материалов?
4. Какими параметрами описываются нелинейно-оптические свойства материалов?
5. Что такое поляризация среды и как она влияет на показатель преломления?

ГЛАВА 2. НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

В данной главе описан ряд нелинейно-оптических эффектов, которые находят применение для управления оптическими сигналами. Нелинейно-оптическими эффектами называются эффекты, при которых под действием излучения происходит обратимое изменение одной или нескольких характеристик среды (показателя преломления, коэффициента поглощения, поляризации среды и т.д.) – возникает нелинейный отклик среды. При этом амплитуда этого отклика зависит от интенсивности излучения. Многие из нелинейно-оптических эффектов основаны на самовоздействии излучения в нелинейной среде. В некоторых случаях для изменения характеристик нелинейной среды может быть использован управляющий оптический сигнал. Необходимо отметить, что при высокой интенсивности излучения в нелинейной среде могут одновременно возникать два и более нелинейных эффекта. В этом случае нелинейный отклик среды будет представлять собой сумму нелинейных откликов. Причем, если нелинейные отклики имеют противоположные знаки, они могут скомпенсировать друг друга. В ряде случаев линейный (не зависящий от интенсивности излучения) оптический эффект приводит к появлению нелинейного оптического эффекта.

2.1. Генерация четных гармоник

Генерация четных гармоник (2ω , 4ω , 8ω , ...) происходит в средах с квадратичной нелинейностью, т.е. в средах, в которых величина $\chi^{(2)} \neq 0$ [2, 3]. К таким средам относятся кристаллы, в которых отсутствует центральная симметрия. В centrosymmetric кристаллах, жидкостях и газах квадратичная нелинейность отсутствует, т.к. $\chi^{(2)} = 0$ и они называются средами с кубической нелинейностью. Рассмотрим, каким образом в средах с квадратичной нелинейностью происходит преобразование первой гармоники (ω) во вторую гармонику (2ω).

Поляризация квадратичной среды описывается выражением:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2.$$

Если через квадратичную среду проходит электромагнитная волна с частотой ω , описываемая выражением $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$, то в среде возникает волна поляризации:

$$P = \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t - kz).$$

Используем известное из тригонометрии преобразование:

$$\cos^2 x = 1/2(1 + \cos 2x).$$

В результате мы получим следующее выражение для поляризации:

$$P = \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + 1/2 \chi^{(2)} E_0^2 + 1/2 \chi^{(2)} E_0^2 \cos(2\omega t - 2kz).$$

Из данного выражения следует, что в квадратичной среде возникают две волны поляризации, одна с частотой ω и вторая с частотой 2ω . Как было показано выше, колебание диполей с определенной частотой сопровождается излучением электромагнитной волны с этой частотой. Отсюда следует, что в квадратичной среде происходит преобразование некоторой доли излучения с частотой ω в излучение с частотой 2ω , т.е. генерация второй гармоники. Если за первым нелинейным кристаллом, в котором получена вторая гармоника, поставить второй нелинейный кристалл, то излучение второй гармоники будет аналогичным образом преобразовано в излучение четвертой гармоники и т.д.

Обращает на себя внимание второе слагаемое в выражении для поляризации квадратичной среды. В него входит амплитуда поля электромагнитной волны, но не входит частота. Это означает, что в квадратичных средах под действием электромагнитной волны возникает и «постоянная» поляризация. В случае импульсного воздействия излучения данное слагаемое описывает огибающую импульса. Этот эффект называется «оптическим выпрямлением» по аналогии с электрическим выпрямлением переменного тока, которое происходит, например, в полупроводниковых диодах.

Полное описание процессов, происходящих при генерации четных гармоник достаточно сложно [2, 3]. Здесь мы ограничимся лишь кратким описанием данного эффекта и условий получения эффективной генерации второй гармоники. Так как величина $\chi^{(2)}$ мала, то для эффективного преобразования первой гармоники во вторую необходимо использовать излучение высокой интенсивности. В кристаллах величина $\chi^{(2)}$ является тензором и различна по различным кристаллографическим направлениям. Поэтому, для получения эффективной генерации второй гармоники необходимо выбирать оптимальную ориентацию кристалла. В таблице 2.1.1

приведены величины $\chi_{ij}^{(2)}$ для некоторых кристаллов, используемых для генерации второй гармоники.

Таблица 2.1.1. Характеристики кристаллов, используемых для генерации второй гармоники

Кристалл	Кристаллическая система	$i j: \chi_{ij}^{(2)}, 10^{12}$ м/В	Длина волны, мкм
LiNbO_3	Тригональная	22: 3.1 31: 5.8 33: 40.7	1.0 – 1.5
BaTiO_3	Тетрагональная	15: 17.2 31: 18.0 33: 6.6	1.0 – 1.5
KH_2PO_4 (KDP)	Тетрагональная	36: 0.88 14: 0.49	0.6 – 1.2
SiO_2 (кварц)	Тригональная	11: 0.4 14: 0.09	0.5 – 1.5

Из таблицы видно, что величина $\chi_{ij}^{(2)}$ существенно отличается для разных кристаллографических направлений и лежит в пределах $(0.1-41) \cdot 10^{12}$ м/В для разных кристаллов.

При одновременном распространении по нелинейному кристаллу двух волн с частотами ω и 2ω происходит их интерференция. Поэтому для эффективного преобразования излучения первой гармоники в излучение второй гармоники необходимо выполнение условия волнового (фазового) синхронизма – равенства фазовых скоростей (V_1 и V_2) двух волн. Фазовые скорости определяются выражениями: $V_1 = \omega k_1$ и $V_2 = 2\omega k_2$. Волновой синхронизм выполняется при условии, когда волновая расстройка $\Delta k = k_1 - 2k_2$ равна нулю. В этом случае эффективность преобразования первой гармоники во вторую будет достигать 100%. Но в реальных средах существует дисперсия показателя преломления и $n(\omega) \neq n(2\omega)$, и, следовательно, $V_1 \neq V_2$ и $\Delta k \neq 0$. Выбор оптимальной длины кристалла позволяет в этом случае достичь эффективности преобразования 40-50%. При этом на выходе кристалла будут одновременно присутствовать и первая и вторая гармоники. Для выделения второй гармоники

за кристаллом устанавливают оптический фильтр, отсекающий первую гармонику.

Нелинейные кристаллы широко используют для преобразования длины волны лазерного излучения. Примером является YAG:Nd лазер, генерирующий на длине волны 1.06 мкм (ближний ИК диапазон). С помощью нелинейного кристалла его излучение можно преобразовать во вторую гармонику на длине волны 0.532 мкм (зеленая часть видимой области спектра) или в четвертую гармонику на длине волны 0.266 мкм (УФ диапазон). Для повышения эффективности преобразования нелинейный кристалл иногда устанавливают внутри резонатора лазера, так как там интенсивность излучения первой гармоники выше, чем вне резонатора.

2.2. Генерация нечетных гармоник

Для генерации нечетных гармоник (3ω , 9ω , ...) используют среды с кубической нелинейностью. К таким средам относятся centrosymmetric кристаллы, жидкости и газы, а выражение для поляризации среды в этом случае принимает вид:

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(3)}E^3.$$

Подставим в него выражение для амплитуды поля электромагнитной волны:

$$P = \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \chi^{(3)} E_0^3 \cos^3(\omega t - kz)$$

и используем известное из тригонометрии преобразование:

$$\cos^3 x = 1/4 (3\cos x + \cos 3x).$$

В результате мы приходим к выражению для поляризации среды следующего вида:

$$P = \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + 3/4 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kz) + 1/4 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t - 3kz).$$

Из данного выражения следует, что в средах с кубической нелинейностью электромагнитная волна порождает три волны поляризации: две волны с частотой ω и одну волну с частотой 3ω [2]. В результате этого происходит генерация третьей гармоники. Отметим, что в средах с кубической нелинейностью эффект оптического выпрямления (см. п. 2.1) отсутствует.

У большинства материалов величина $\chi^{(3)}$ очень мала и лежит в интервале $(0.5-10) \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{В}^2$ для видимой области спектра. Поэтому эффективность преобразования излучения в третью гармонику редко превышает 1%. Это ограничивает применение сред с кубической нелинейностью для генерации нечетных гармоник. Однако, как будет показано в п. 2.3, более эффективная генерация нечетных гармоник может быть получена в средах с квадратичной нелинейностью методом суммирования и вычитания частот.

2.3. Генерация суммарной и разностной частоты

Вернемся к среде с квадратичной нелинейностью

$$P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2$$

и рассмотрим случай, когда по такой среде распространяются две электромагнитные волны с частотами ω_1 и ω_2 . Подставив выражения для амплитуды поля электромагнитных волн в выражение для поляризации, мы приведем его к следующему виду:

$$P = \chi^{(1)} E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + \chi^{(1)} E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z) + \chi^{(2)} [E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z)]^2.$$

Воспользуемся известными тригонометрическими выражениями:

$$\cos^2 x = 1/2(1 + \cos 2x) \text{ и}$$

$$\cos x \cos y = \cos(x \pm y) \mp \sin x \sin y.$$

В результате преобразований выражение для поляризации среды можно представить в следующей сокращенной записи:

$$P = P_1(0) + P_2(\omega_1) + P_3(\omega_2) + P_4(2\omega_1) + P_5(2\omega_2) + P_6(\omega_1 + \omega_2) + P_7(\omega_1 - \omega_2).$$

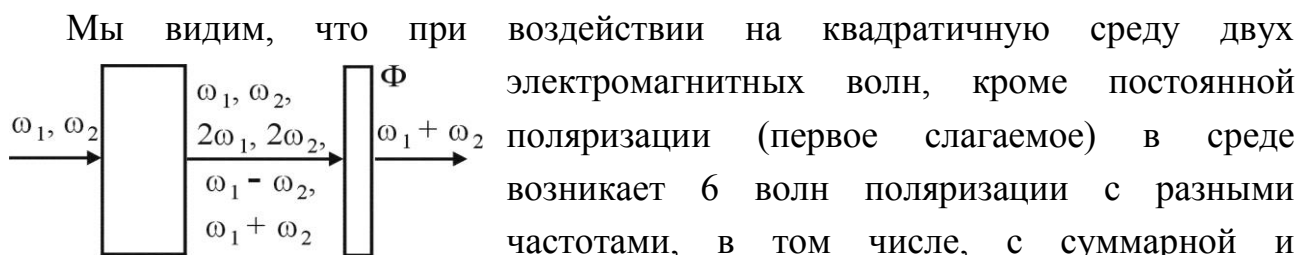


Рис. 2.3.1. Схема генерации суммарной и разностной частот. Φ – оптический фильтр.

например $\omega_1 + \omega_2$, за нелинейным кристаллом можно поставить оптический фильтр, отсекающий ненужные частоты.

Метод генерации суммарной и разностной частоты широко используется для получения когерентных оптических сигналов в широком спектральном интервале. Благодаря относительно большой величине $\chi^{(2)}$ метод позволяет, при выполнении условия фазового синхронизма, получить нечетные гармоники оптического сигнала с эффективностью преобразования порядка 10%. В качестве примера, на рис. 2.3.2 показаны схемы генерации 3 и 5 гармоник в квадратичной среде.

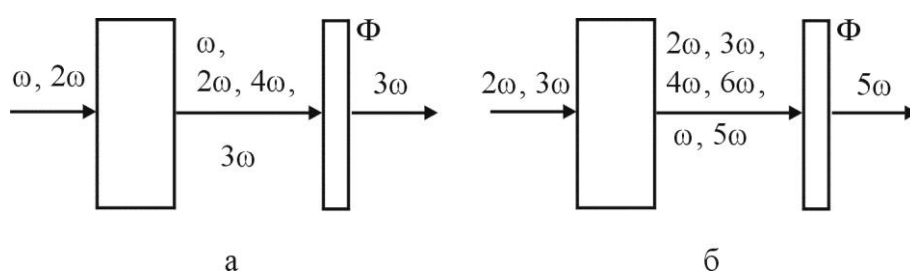


Рис. 2.3.2. Схема генерации 3 (а) и 5 (б) гармоник в квадратичной среде.

При генерации разности двух электромагнитных волн с частотами, мало отличающимися друг от друга, можно преобразовать излучение видимого или ближнего ИК диапазонов в излучение среднего и дальнего ИК диапазонов. Условием для этого является прозрачность нелинейного кристалла в спектральном интервале разности частот.

2.4. Параметрическое усиление и генерация

Основным недостатком методов преобразования частоты лазерного излучения, описанных выше, является дискретность этого преобразования. Метод параметрической генерации [2, 3] лишен этого недостатка и позволяет плавно перестраивать частоту излучения в широком спектральном интервале. В основе параметрической генерации лежит взаимодействие трех электромагнитных волн в квадратичной среде.

Пусть на квадратичную среду с поляризацией $P = \chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2$ падают три электромагнитные волны – волна накачки A_H и две сигнальные волны E_1 и E_2 :

$$A_H = A_0 \cos(\omega_H t - k_H z), E_1 = E_{10} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \text{ и } E_2 = E_{20} \cos(\omega_2 t - k_2 z).$$

Параметрические процессы происходят при выполнении условия $\omega_1 + \omega_2 = \omega_n$. Подставим выражения, описывающие волну накачки и сигнальные волны, в выражение для поляризации:

$$P = \chi^{(1)}(A_n + E_1 + E_2) + \chi^{(2)}(A_n + E_1 + E_2)^2.$$

Проведя преобразования, аналогичные описанным в п. 2.3, мы получим громоздкое выражение для волн поляризации, из которого нас будут интересовать только два слагаемых:

$$P(\omega_1) = 1/2 \chi^{(2)} E_{10} A_0 \cos[\omega_1 t - (k_n - k_2)z] \text{ и } P(\omega_2) = 1/2 \chi^{(2)} E_{20} A_0 \cos[\omega_2 t - (k_n - k_1)z].$$

Из приведенных выражений видно, что волна поляризации $P(\omega_1)$ зависит от амплитуд и волновых чисел волны накачки и волны с частотой ω_2 , а волна поляризации $P(\omega_2)$ зависит от амплитуд и волновых чисел волны накачки и волны с частотой ω_1 . То есть эти волны в нелинейной среде оказываются связанными. За счет взаимодействия волн на частотах ω_2 и ω_n возникает переизлучение на частоте ω_1 , а за счет взаимодействия волн на частотах ω_1 и ω_n возникает переизлучение на частоте ω_2 . Взаимодействие нелинейной волны поляризации $P(\omega_1)$ с электромагнитной волной с частотой ω_1 будет максимальным, если сдвиг фаз между ними будет сохраняться на достаточно большом расстоянии. Из приведенного выше выражения для $P(\omega_1)$ следует, что сдвиг фаз одинаков для любых z , если выполняется условие:

$$k_n - k_2 = k_1.$$

Аналогичное условие может быть получено для волн с частотой ω_2 :

$$k_n - k_1 = k_2.$$

Оба условия можно записать в виде:

$$k_1 + k_2 = k_n.$$

Данное выражение называется *условием синхронизма*. При его выполнении происходит перекачка энергии из волны накачки в волны с частотами ω_1 и ω_2 , в результате чего эти волны усиливаются. В общем случае необходимо говорить о выполнении данного условия для волновых векторов трех волн.

Рассмотрим основные эффекты, которые возникают в результате параметрического процесса.

Параметрическая люминесценция возникает в кристаллах с квадратичной нелинейностью под действием лазерных импульсов высокой интенсивности. При этом на выходе из кристалла появляется излучение в широком спектральном интервале в виде заполненного конуса, в котором длина волны излучения зависит от угла φ (рис. 2.4.1). Следует обратить внимание на то, что до сих пор в данном разделе мы говорили о трехволновом взаимодействии, а на рис. 2.4.1 изначально присутствует только одна волна – волна накачки. Возникает вопрос: откуда берутся все остальные волны? Эти волны всегда присутствуют в кристалле (и любой другой среде) в виде электромагнитного шума. Электромагнитный шум представляет собой электромагнитные волны очень низкой интенсивности со случайной частотой и фазой, распространяющиеся по всем направлениям. Эти волны возникают как в самой среде, в результате случайных флуктуаций электронов и ионов, так и приходят в среду извне. При воздействии на нелинейный кристалл волны накачки волны электромагнитного шума, для которых выполняется условие синхронизма в векторном виде, начинают усиливаться за счет перекачки энергии из волны накачки, и возникает параметрическая люминесценция.

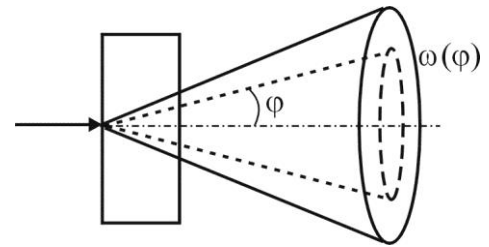


Рис. 2.4.1. Параметрическая люминесценция

Параметрические усиление и генерация. Пример параметрического усиления показан на рис. 2.4.2, а. На нелинейный кристалл падают две волны: интенсивная волна накачки с частотой ω_n и сигнальная волна низкой интенсивности с частотой ω_c . Угол между направлением распространения этих волн определяется частотами ω_c и ω_n . Третью волну нелинейный кристалл «выбирает» из электромагнитного шума таким образом, чтобы выполнялось условие синхронизма. При выполнении этого условия происходит перекачка энергии из волны накачки в сигнальную волну, и эта волна усиливается.

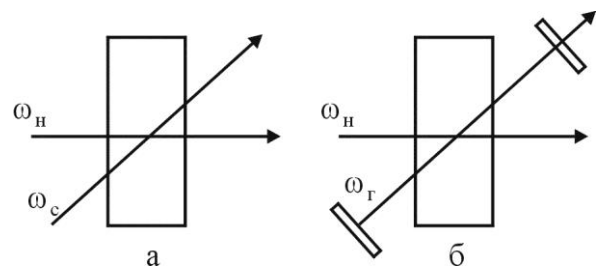


Рис. 2.4.2. Параметрические усиление (а) и генерация (б).

Параметрический генератор отличается от параметрического усилителя тем, что в нем присутствует резонатор, образованный двумя зеркалами и обеспечивающий положительную обратную связь (рис. 2.4.2, б). Ось резонатора составляет угол с направлением распространения волны накачки, обеспечивающий выполнение условия синхронизма. При воздействии волны накачки нелинейный кристалл «выбирает» из электромагнитного шума волну с частотой ω_r и третью волну, для которых выполняется условие синхронизма. Положительная обратная связь обеспечивает усиление волны с частотой ω_r , после чего возникает генерация на этой частоте. Поворачивая резонатор относительно направления распространения волны накачки можно плавно и непрерывно перестраивать длину волны генерации в широком спектральном интервале.

2.5. Вынужденное комбинационное рассеяние света

Вынужденное комбинационное рассеяние света является примером того как

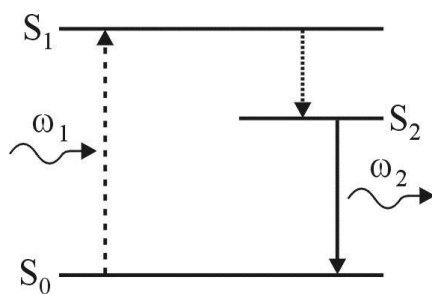


Рис. 2.5.1. Комбинационное рассеяние для стоксовой компоненты.

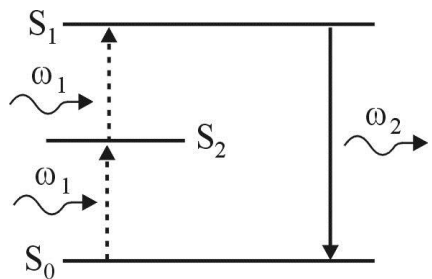


Рис. 2.5.2. Комбинационное рассеяние для антистоксовой компоненты.

при высокой интенсивности излучения линейный оптический эффект инициирует возникновение нелинейно-оптического эффекта. Собственно комбинационное рассеяние представляет собой двух- или многофотонный процесс, заключающийся в поглощении фотона или фотонов с одной энергией и излучении фотона с другой энергией. При низкой интенсивности падающего излучения направление испускания фотона носит случайный характер. На рис. 2.5.1 и рис. 2.5.2 показаны процессы комбинационного рассеяния в трехуровневой системе с излучением стоксовой компоненты ($\omega_1 > \omega_2$) и антистоксовой компоненты ($\omega_1 < \omega_2$). При высокой интенсивности падающего излучения появление стоксова излучения может привести к взаимодействию этих излучений в нелинейной среде. При этом в среде возникает еще одна волна – волна возбуждения среды. Это приводит к появлению в

волне поляризации нового слагаемого [2]:

$$P(\omega_2) = -NM_{ji}E(\omega_1)\rho_{ji}(\omega_2 - \omega_1).$$

Здесь N – плотность молекул или элементарных ячеек в среде, M_{ji} – компонента тензора, описывающего вероятность комбинационного перехода в единичном интервале энергии, ρ_{ji} – резонансный матричный элемент второго порядка, описывающий возбуждение среды. Из приведенного выражения видно, что данная волна поляризации среды зависит от частот ω_1 и ω_2 , а также от параметров возбуждения среды. Таким образом, вынужденное комбинационное рассеяние можно рассматривать как процесс параметрической генерации, в котором участвуют три волны: волна накачки, стоксова волна и волна возбуждения среды [1]. При этом, в случае выполнения условия фазового синхронизма, происходит перекачка энергии из волны накачки стоксову волну. Аналогичные процессы происходят при взаимодействии волны накачки, волны возбуждения среды и антистоксовой волны. В отличие от обычной параметрической генерации распределение волн с разными частотами в конусе на выходе из нелинейного кристалла не непрерывно, а дискретно (рис. 2.5.3). При высокой интенсивности излучения происходят параметрические процессы, связанные с взаимодействием стоксовой и антистоксовой волн. Это приводит к появлению стоксовых и антистоксовых компонент высших порядков (рис. 2.5.4). Вынужденное комбинационное рассеяние возникает в твердых телах, жидкостях и газах с кубической нелинейной восприимчивостью. Источниками комбинационного возбуждения могут быть электронные переходы, колебания молекул, оптические фононы, переходы с переворотом спина электрона и др.

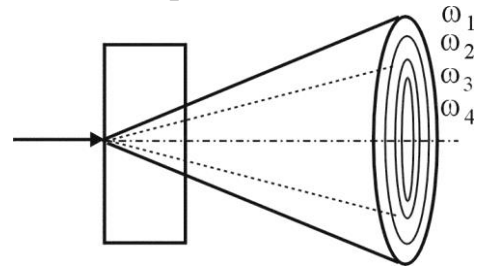


Рис. 2.5.3. Распределение волн с разными частотами при вынужденном комбинационном рассеянии.

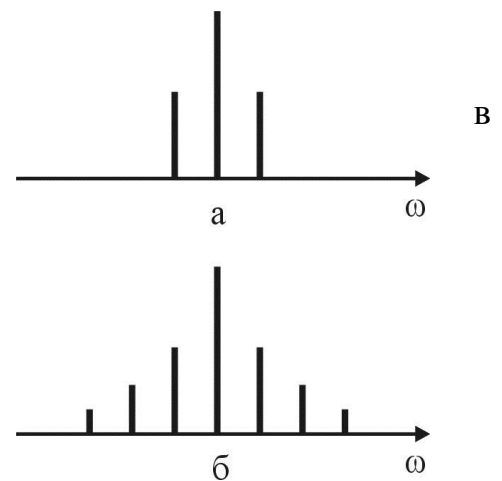


Рис. 2.5.4. Спектр вынужденного комбинационного рассеяния при низкой (а) и высокой (б) интенсивности излучения.

2.6. Нелинейное изменение показателя преломления среды

Рассмотрим среду с кубической нелинейностью: $P = \chi^{(1)}E + \chi^{(3)}E^3$

Подставим в это соотношение выражение для электромагнитной волны и проведем преобразования, аналогичные описанным в п. 2.2. В результате мы получим следующее выражение для волны поляризации:

$$P = \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + 3/4 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kz) + 1/4 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t - 3kz).$$

В дальнейшем нас не будет интересовать слагаемое, в которое входит 3ω , поэтому мы его отбросим. Второе слагаемое в данном выражении, как и первое, является функцией частоты ω . Однако оно характеризует нелинейную волну поляризации, т.к. в него входит кубичная нелинейная восприимчивость и E_0^3 . Используем известное материальное уравнение Максвелла, связывающее электрическую индукцию D с напряженностью электрического поля и поляризацией:

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi P.$$

Здесь ε – диэлектрическая проницаемость среды. Подставим в это соотношение первые два слагаемых из выражения для поляризации и приведем его к следующему виду:

$$\varepsilon E = (1 + 4\pi\chi^{(1)} + 3\pi\chi^{(3)}E_0^2 \cos(\omega t - kz)) E_0 \cos(\omega t - kz) = (1 + 4\pi\chi^{(1)} + 3\pi\chi^{(3)}E^2)E.$$

Следовательно:

$$\varepsilon = 1 + 4\pi\chi^{(1)} + 3\pi\chi^{(3)}E^2 = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 E^2.$$

Здесь ε_0 – линейная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_2 = 3\pi\chi^{(3)}$. Таким образом, в среде с кубичной нелинейностью под действием интенсивного излучения у диэлектрической проницаемости появляется нелинейная добавка, зависящая от интенсивности излучения. Отметим, что, несмотря на то, что среда кубична, нелинейная добавка квадратично зависит от амплитуды поля электромагнитной волны.

Величина $\varepsilon_2 E^2 \ll \varepsilon_0$. Это позволяет разложить выражение для ε в ряд Тейлора. Учитывая то, что $n^2 = \varepsilon$, мы получим следующее выражение для показателя преломления среды с кубичной нелинейностью:

$$n = n_0 + n_2 E^2,$$

где n_0 – линейный показатель преломления.

Появление положительной нелинейной добавки к показателю преломления в кубичных средах приводит к возникновению целого ряда нелинейно-оптических эффектов. В частности, в кубичных средах при высокой интенсивности излучения имеет место эффект самофокусировки излучения. При прохождении лазерного луча через толстую нелинейную среду, в ней формируется положительная динамическая линза, которая фокусирует широкий лазерный луч и сжимает его в тонкую нить или несколько нитей. В мощных лазерных системах данный эффект является вредным, т.к. при самофокусировке луча в объемном оптическом элементе, например призме, внутри сфокусированного луча значительно возрастает интенсивность излучения, и происходит оптический пробой, приводящий к порче оптического элемента. В то же время среды с нелинейным показателем преломления используются при обращении волнового фронта излучения методом четырехволнового смещения (см. п. 2.7).

Рассмотрим еще один оптический эффект, в котором воздействие излучения приводит к изменению показателя преломления. Данный эффект возникает в полупроводниках при облучении их фотонами с энергией большей ширины запрещенной зоны. При этом происходит фотогенерация свободных носителей заряда – электронов и дырок (см. п. 2.9). Показатель преломления полупроводника, содержащего свободные носители заряда, описывается выражением:

$$n = n_0 - \sum_i \frac{e^2 N_i}{n_0 \epsilon_0 m_i^* \omega^2} .$$

Здесь n_0 – показатель преломления полупроводника без свободных носителей заряда; N – концентрация свободных носителей заряда; индекс i соответствует типу свободных носителей заряда; e – заряд электрона; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; m^* - эффективная масса носителя заряда; ω – круговая частота излучения. Из приведенного выражения следует, что увеличение концентрации свободных носителей заряда приводит к уменьшению показателя преломления. Поэтому, при прохождении лазерного луча через полупроводник, фотогенерация свободных носителей заряда сопровождается уменьшением показателя преломления в области луча. Возникает отрицательная динамическая линза, что приводит к самодефокусировке излучения.

2.7. Обращение волнового фронта

Обращение волнового фронта (ОВФ) используется, в основном, для компенсации искажений пространственного распределения лазерного луча, прошедшего через турбулентную атмосферу или активную среду лазерного усилителя с флуктуациями показателя преломления. Введем несколько определений [4].

Волновой фронт – это поверхность (или семейство поверхностей), определяемая условием постоянства фазы колебаний ($\varphi(r) = \text{const}$). *Нормали* к этой поверхности совпадают с лучами, характеризующими локальное направление волн. *Прямая и обращенная волны* имеют одинаковые поверхности волнового фронта, но распространяются в противоположных направлениях. На рис. 2.7.1 показаны примеры волновых фронтов и нормалей к ним.

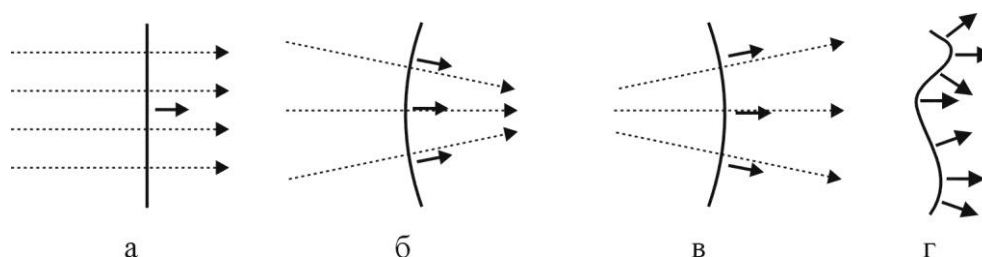


Рис. 2.7.1. Волновые фронты и нормали к ним для параллельного луча (а), сходящегося луча (б), расходящегося луча (в) и луча, прошедшего через турбулентную атмосферу (г).

При отражении излучения от обычного зеркала форма волнового фронта и направление нормалей сохраняются (рис. 2.7.2, а). При отражении излучения от ОВФ-зеркала волновой фронт инвертируется, и отраженный луч направлен в сторону падающего луча (рис. 2.7.2, б). Важной особенностью некоторых типов ОВФ-зеркал является то, что коэффициент их отражения может превышать 100 %. В частных случаях, когда профиль зеркала точно совпадает с формой волнового фронта, ОВФ можно получить и с помощью обычного зеркала. На рис. 2.7.2, в показан пример ОВФ излучения от точечного источника расположенного на оси и на расстоянии радиуса кривизны сферического зеркала. Очевидно, что подобные ОВФ-зеркала не представляют практического интереса.

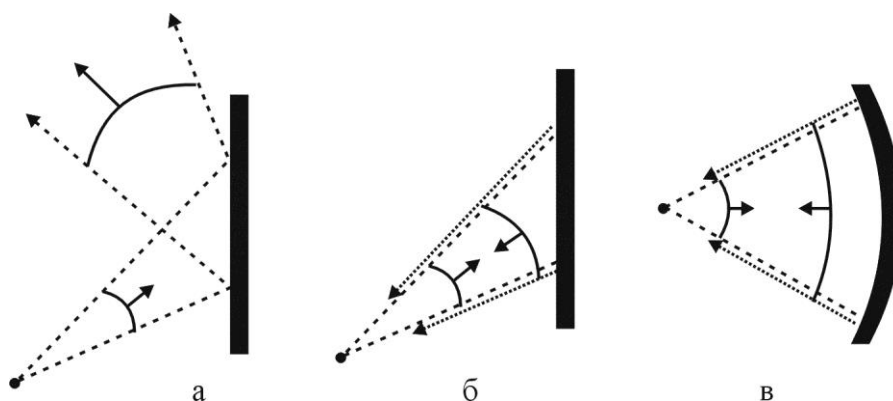


Рис. 2.7.2. Отражение излучения от обычного зеркала (а), ОВФ-зеркала (б); отражение излучения точечного источника от сферического зеркала (в).

Для компенсации искажений волнового фронта иногда используют адаптивные зеркала [5]. Адаптивное зеркало представляет собой сложную оптоэлектронную систему (рис. 2.7.3), включающую в себя анализатор волнового фронта падающего излучения (АВФ), систему управления (СУ), формирующую электрические сигналы и собственно зеркало, представляющее собой мозаику из отдельных сегментов, причем, каждый сегмент расположен на своем пьезоэлектрическом движителе и управляется отдельным электрическим сигналом. В зависимости от электрического сигнала каждый сегмент зеркала может выдвигаться вперед или погружаться в зеркало, тем самым компенсируя искажения волнового фронта падающей волны. Учитывая то, что такая система предполагает сложную обработку оптического сигнала, а быстродействие пьезоэлектрических движителей невелико, адаптивные зеркала используют, в основном, для компенсации искажений непрерывных оптических сигналов. Недостатком адаптивных зеркал является также дискретность коррекции, т.к. сегменты зеркала формируют ступенчатую огибающую волнового фронта. Для ОВФ коротких лазерных импульсов, например, нано- или пикосекундной длительности, используют нелинейно-оптические методы.

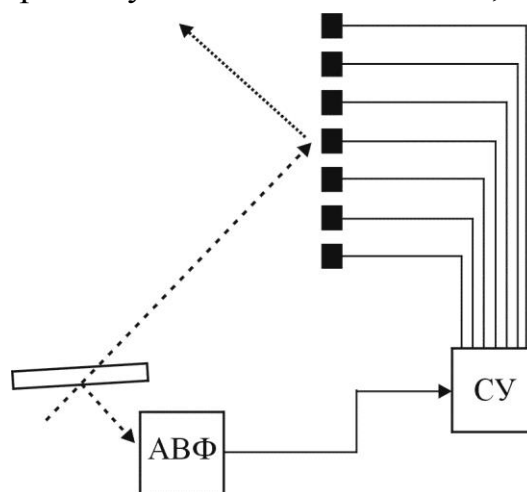


Рис. 2.7.3. Схема корректора волнового фронта с адаптивным зеркалом.

Для дальнейшего анализа необходимо дать математическое описание обращенной волны. Из определения, данного в начале

раздела следует, что фазы обращенной и прямой волн связаны соотношением $\varphi_{\text{обр}}(r) = -\varphi_{\text{пр}}(r)$. Учитывая данное соотношение, представим прямую и обращенную волны в виде:

$$E_{\text{пр}} = 1/2 [E(r)e^{-i\omega t} + E^*(r)e^{i\omega t}] \text{ и } E_{\text{обр}} = 1/2 [E^*(r)e^{-i\omega t} + E(r)e^{i\omega t}].$$

Сравнение данных выражений позволяет сделать вывод, что обращенная волна является комплексно сопряженной прямой волной:

$$E_{\text{обр}} = E_{\text{пр}}^*.$$

Рассмотрим два примера нелинейно-оптических методов ОВФ.

Четырехволновое смешение (динамическая голография).

В п. 2.6 было показано, что в среде с кубической нелинейностью при воздействии интенсивного излучения происходит модуляция диэлектрической проницаемости – появляется нелинейная добавка, пропорциональная квадрату амплитуды поля волны:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 E^2.$$

Этот эффект может быть использован для формирования в среде с кубической нелинейностью динамической голограммы, позволяющей получить обращение волнового фронта. Это связано с тем, что при формировании голограммы в результате интерференции в среде плоской опорной волны E_1 и сигнальной волны E_3 происходит пространственная модуляция диэлектрической проницаемости среды. Причем одна из компонент диэлектрической проницаемости приобретает вид [4]:

$$\delta\varepsilon \sim E_1 E_3^*.$$

Пусть голограмма освещается плоской волной E_2 , встречной по отношению к опорной волне E_1 . Это означает, что E_1 является комплексно сопряженной волной по отношению к E_2 :

$$E_2 = \text{const } E_1^*.$$

Тогда в восстановленном голограммой поле

$$E_4 \sim \delta\varepsilon E_1^*$$

будет компонента, отвечающая волне, обращенной к сигналу E_3 :

$$E_4 = \text{const } E_1 E_2 E_3^* \sim |E_1|^2 E_3^*.$$

Схематично данный процесс иллюстрирует рис. 2.7.4. Так как в этом процессе участвуют четыре волны, то часто он называется четырехволновым смешением (ЧВС).

ЧВС является параметрическим процессом, поэтому в нем возможна перекачка энергии из одной волны в другую. Как и в случае параметрического усиления (см. п. 2.4) эффективность ЧВС определяется выполнением условия фазового синхронизма или минимальной волновой расстройкой: $\Delta k = 0$. Рассмотрим, как влияет величина Δk на коэффициент отражения ОВФ-зеркала с ЧВС. При $\Delta k = 0$ коэффициент отражения R ОВФ-зеркала с ЧВС описывается следующим выражением [4]:

$$R = |E_4/E_3|^2 = \text{tg}^2(\eta L), \quad \eta \sim \chi^{(3)}(I_1 I_2)^{1/2}.$$

Здесь L – длина взаимодействия волн в среде, $I_{1,2}$ – интенсивности волны накачки и опорной волны соответственно. При $\Delta k \neq 0$ величина R определяется следующим выражением:

$$R = \sin^2 \mu L / [\cos^2 \mu L + (\Delta k / 2\eta)^2],$$

$$\mu = [\eta^2 + (\Delta k / 2)^2]^{1/2}.$$

Зависимости коэффициента отражения от ηL для $\Delta k \neq 0$ и $\Delta k = 0$ показаны на рис. 2.7.5. Из приведенных выражений и рисунка следуют важные выводы. При $\Delta k = 0$ для $\eta L \geq \pi/4$ коэффициент отражения становится больше 1 (или больше 100%), т.е. происходит усиление отраженной волны, по сравнению с падающим сигналом. Это усиление обусловлено перекачкой энергии из волн E_1 и E_2 в волну E_4 . При $\eta L = \pi/2$

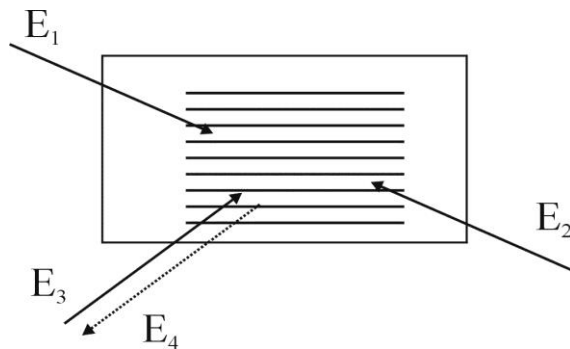


Рис. 2.7.4. Схема записи и восстановления при четырехволновом смешении.

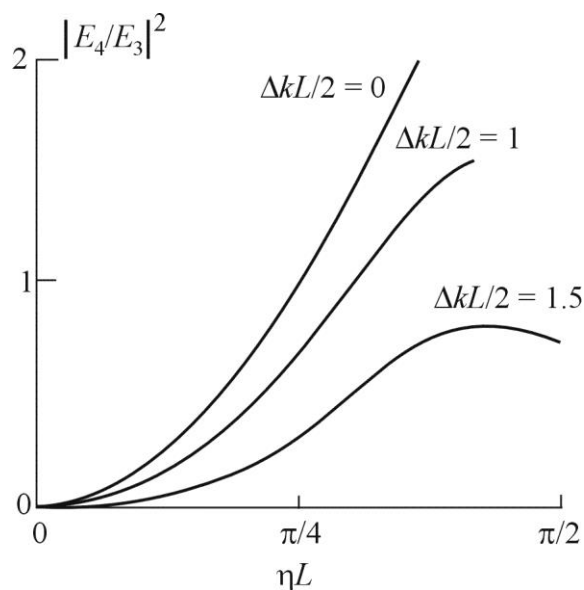


Рис. 2.7.5. Зависимость коэффициента отражения при ЧВС от величины ηL .

коэффициент отражения ОВФ-зеркала стремится к бесконечности. Это означает возможность возникновения параметрической генерации взаимно сопряженных волн E_3 и $E_4 = E_3^*$ даже при отсутствии входного сигнала. Затравкой в этом случае служит электромагнитный шум. Таким образом, ОВФ при ЧВС сопровождается усилением обращенной волны. Однако на практике редко используют большие коэффициенты усиления. Это связано с тем, что при увеличении коэффициента усиления ухудшается качество ОВФ, например, за счет возникновения в среде самофокусировки. Кроме того, при высоком коэффициенте усиления возрастает вероятность спонтанного возникновения параметрической генерации.

Достоинствами ЧВС являются возможность получения коэффициента отражения больше 100% и возможность ОВФ оптических сигналов низкой интенсивности. Недостатком является необходимость использования для ОВФ двух дополнительных волн – волны накачки и опорной волны. Этому недостатка лишено вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, описанное в следующем разделе.

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна

Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна представляет собой параметрическое взаимодействие в среде с кубичной нелинейностью трех волн – двух электромагнитных волн и одной акустической волны [4]. Возникновение в среде гиперзвуковой акустической волны при воздействии мощного лазерного импульса связано с электрострикционным эффектом. Причиной появления электрострикции является взаимодействие связанных электронов (в молекулах среды) с внешним электрическим полем, в нашем случае – с полем электромагнитной волны. Пусть на среду воздействует электромагнитная волна E_1 , описываемая выражением:

$$E_1 = \frac{1}{2} [E_1^*(r) e^{-i\omega_1 t} + E_1(r) e^{i\omega_1 t}].$$

Избыточное давление в среде, вызванное электрострикцией описывается соотношением [6]:

$$\Delta p = (8\pi\beta)^{-1} d\varepsilon/dp E^2,$$

где β – коэффициент изотермической сжимаемости, ε – диэлектрическая проницаемость. Изменение давления в среде в области воздействия лазерного

луча приводит появлению акустической волны с частотой Ω и к изменению диэлектрической проницаемости среды:

$$\Delta\varepsilon = d\varepsilon/dp\Delta p = (8\pi\beta)^{-1}(d\varepsilon/dp)^2 E^2.$$

Волна E_1 рассеивается на акустической волне. При этом рассеянные волны также взаимодействуют с акустической волной. Участие в параметрическом трехволновом взаимодействии в данном случае возможно для волны, рассеянной назад, так как при этом выполняется условие синхронизма, и при выполнении условия:

$$\omega_1 - \omega_2 = \Omega.$$

Взаимодействие трех волн приводит к появлению волны плотности среды:

$$\Delta\rho(r,t) = -iA E_1^*(r)E_2(r)e^{i\Omega t}$$

где A – амплитуда звуковой волны, и вызывает модуляцию диэлектрической проницаемости:

$$\delta\varepsilon = -iA E_1^2 d\varepsilon/d\rho.$$

В результате этого в выражении для поляризации среды появляется слагаемое вида:

$$P \sim \chi^{(3)} E_1 E_1^* E_2.$$

В данное выражение входит комплексно сопряженная волна E_1^* , следовательно, данная волна поляризации порождает волну с обращенным волновым фронтом, которая распространяется навстречу падающей волне. Схематично данный процесс показан на рис. 2.7.6. Так как при вынужденном рассеянии Мандельштама-Бриллюэна происходит перекачка энергии из падающей волны в обращенную волну, то коэффициент отражения такого ОВФ-зеркала всегда будет меньше 100 %.

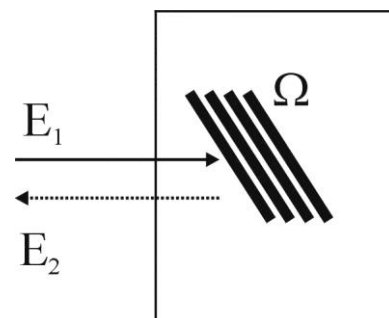


Рис. 2.7.6. вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна.

Рассмотрим примеры использования ОВФ. Для ряда практических применений требуются лазерные импульсы высокой интенсивности и, в то же время, имеющие высокое качество излучения и заданные характеристики

(короткая длительность, узкий спектр, заданный модовый состав, малая расходимость и т.д.). Для формирования таких импульсов, как правило, используют лазерные системы, состоящие из маломощного задающего генератора и системы мощных лазерных усилителей. В задающем генераторе формируют лазерный импульс высокого качества с заданными характеристиками, который затем усиливают в системе усилителей. Однако, в мощных лазерных усилителях происходит ухудшение пространственных характеристик лазерного излучения. Это связано с тем, что при накачке активной среды в ней возникает градиент показателя преломления («тепловая линза»), связанный с неравномерностью поглощения излучения накачки. Кроме того, при прохождении мощного излучения через активную среду усилителя в ней могут появляться эффекты самовоздействия излучения, также влияющие на показатель преломления. В результате этого в активной среде возникают фазовые искажения, приводящие к увеличению расходимости излучения и искажению его волнового фронта. Для компенсации таких искажений используют ОВФ-зеркала. Упрощенная схема лазерного усилителя с ОВФ-зеркалом показана на рис. 2.7.7. Излучение от задающего генератора, имеющее плоский волновой фронт, через полупрозрачное зеркало попадает в активную среду усилителя. В ней излучение усиливается, однако при прохождении области фазовых искажений происходит искажение его волнового фронта. ОВФ-зеркало формирует обращенную волну, которая имеет те же самые искажения волнового фронта, но с обратным знаком.

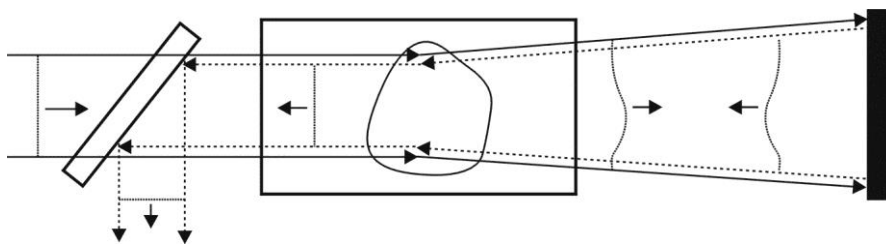


Рис. 2.7.7. Схема лазерного усилителя с ОВФ-зеркалом.

Эта волна также усиливается в активной среде усилителя, но при прохождении области фазовых искажений те искажения волнового фронта, которые при этом возникают, компенсируют уже имеющиеся искажения. Поэтому за областью фазовых искажений волна будет иметь плоский волновой фронт, аналогичный исходному.

В лазерных установках для термоядерного синтеза используют мощные лазерные установки для нагрева и одновременного сжатия мишеней. Мишени представляют собой небольшие шарики из замороженной тяжелой воды, которые падают в вакуумную камеру установки. Лазерное облучение приводит к мгновенному нагреву шарика до сверхвысоких температур. При этом внутри шарика возникает сверхвысокое давление. Эти два фактора инициируют термоядерную реакцию. Однако точно попасть мощным сфокусированным лазерным лучом в падающий шарик малого диаметра является непростой задачей. Для этого может быть использована оптоэлектронная система, регистрирующая пространственное положение шарика в данный момент времени и система сканирования, позволяющая быстро совместить лазерный луч с падающим шариком. Методы ОВФ позволяют решить данную проблему автоматически. На рис. 2.7.8 показана схема лазерной установки с ОВФ-

зеркалом, позволяющая осуществлять самонаведение и фокусировку лазерного луча на падающий шарик. Установка включает в себя лазер низкой интенсивности с широким лучом, который освещает падающий шарик. Отраженное от шарика расходящееся излучение проходит через усилитель и попадает на ОВФ-зеркало. При прохождении через усилитель это излучение также «запоминает» информацию о фазо-

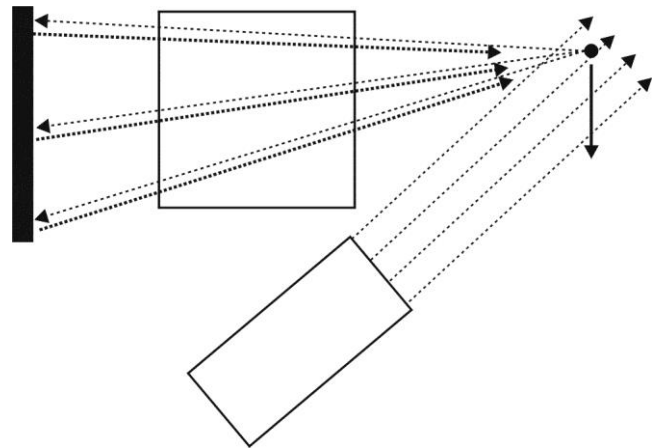


Рис. 2.7.8. Самонаводящаяся лазерная система с ОВФ-зеркалом.

вых искажениях в усилителе. ОВФ-зеркало формирует обращенную сходящуюся волну, которая точно направлена на падающий шарик. При прохождении через усилитель в волновом фронте данной волны происходит вычитание искажений, связанных с фазовыми искажениями усилителя. Так как скорость света значительно превышает скорость падения шарика, то за время двухкратного прохождения излучения через усилитель шарик можно считать неподвижным.

2.8. Светоиндуцированная прозрачность и поглощение

Нелинейно-оптические эффекты, сопровождающиеся изменением коэффициента поглощения, как правило, не связаны с нелинейной поляризацией среды, а инициируются электронными процессами в кристаллических твердых телах, например, в полупроводниках, или отдельных атомах или молекулах. При этом, линейный оптический эффект, поглощение излучения, может привести к появлению нелинейного оптического эффекта. В частности, при высокой интенсивности излучения может произойти насыщение поглощения. В результате этого в среде возникает светоиндуцированная прозрачность. Поэтому, сначала рассмотрим процессы поглощения излучения полупроводниками.

Процессы поглощения в полупроводнике вызваны поглощением фотона электроном или дыркой [7], в результате чего изменяется энергетическое состояние носителя заряда – происходит его переход на более высокий энергетический уровень. Процессы, происходящие при поглощении излучения полупроводником показаны на рис. 2.8.1. Рассмотрим эти процессы подробнее.

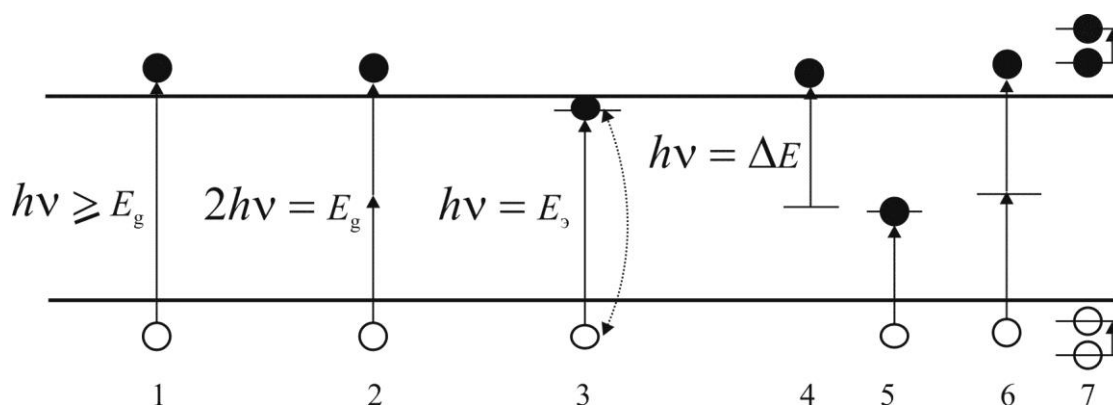


Рис. 2.8.1. Типы оптических переходов в полупроводнике. Пояснения в тексте.

Межзонное однофотонное поглощение возможно, когда энергия фотона ($h\nu$, h – постоянная Планка) равна или превышает ширину запрещенной зоны E_g (1 на рис. 2.8.1). Надеюсь, хоть теперь студенты на экзамене перестанут говорить, что h – это высота. При этом, в валентной зоне возникает дырка, а в зоне проводимости появляется свободный электрон. Межзонное поглощение приводит к появлению на спектре поглощения полупроводника фундаментальной полосы поглощения (рис. 2.8.2). При высокой интенсивности излучения и энергии фотонов $h\nu \approx E_g$ может произойти заполнение свободными электронами всех уровней дна зоны проводимости. В результате переходы электронов из валентной зоны на эти уровни становятся невозможными и

поглощение фотонов с $h\nu \approx E_g$ прекращается. Происходит *насыщение межзонного поглощения* (эффект Бурштейна-Мосса). Данный эффект является нелинейно-оптическим, так как зависит от интенсивности излучения.

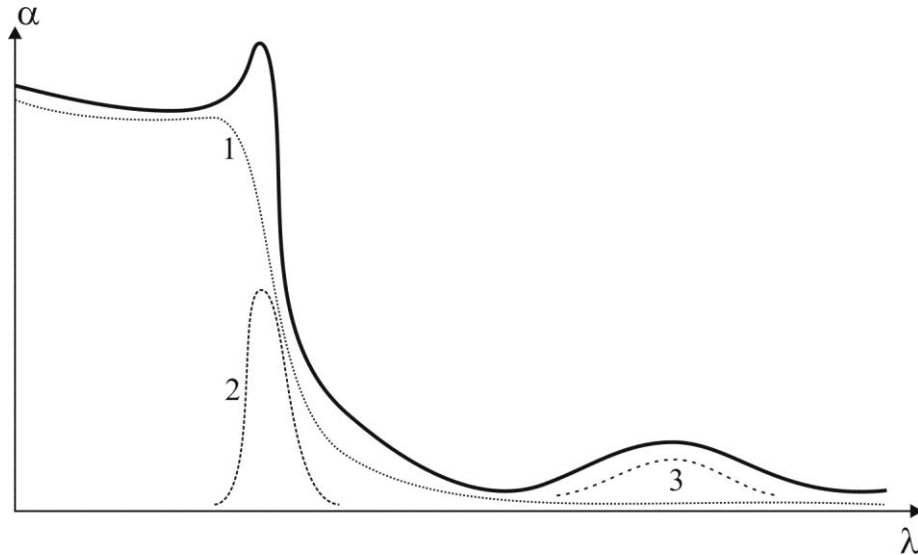


Рис. 2.8.2. Спектр поглощения полупроводника. 1 - фундаментальная полоса поглощения; 2 – экситонная полоса поглощения; 3 – примесная полоса поглощения.

Двухфотонное межзонное поглощение происходит в том случае, если электрон в валентной зоне поглотит два фотона с энергией $h\nu \geq 1/2E_g$ (2 на рис. 2.8.1). Время релаксации электрона (передачи неравновесной энергии кристаллической решетке) обычно не превышает 1 пс. Вероятность поглощения двух фотонов за такое короткое время очень мала, но возрастает с ростом интенсивности излучения. Поэтому двухфотонное поглощение является нелинейно-оптическим эффектом и происходит при высокой интенсивности излучения, причем, с ростом интенсивности двухфотонное поглощение увеличивается. При двухфотонном поглощении, как и в предыдущем случае, происходит генерация электронно-дырочной пары. Аналогичные процессы происходят и при многофотонном поглощении, однако вероятность таких процессов еще ниже.

Экситонное поглощение происходит с образованием возбужденной и связанной электронно-дырочной пары – экситона (3 на рис. 2.8.1). При этом электрон из валентной зоны переходит на экситонный уровень. Экситонное поглощение приводит к появлению на спектре поглощения полупроводника экситонной полосы поглощения (рис. 2.8.2). Так как количество экситонных уровней в полупроводнике ограничено, то при высокой интенсивности излучения происходит *насыщение экситонного поглощения* – экситонная

полоса на спектре уменьшается или исчезает. Данный эффект является нелинейно-оптическим и используется в пассивных модуляторах добротности лазерных резонаторов. В частности, для этих целей используют стеклокерамики, содержащие нанокристаллы PbS или PbSe.

Примесное поглощение возникает в том случае, когда полупроводник содержит примесные уровни в запрещенной зоне (4, 5, 6 на рис. 2.8.1). Глубокие примесные уровни являются ловушками для электронов. Если электрон на примесном уровне поглотит фотон с $h\nu \geq \Delta E$ (ΔE – энергетический зазор между примесным уровнем и дном зоны проводимости), то он перейдет в зону проводимости. Примесное поглощение приводит к появлению на спектре поглощения полупроводника примесной полосы поглощения (рис. 2.8.2). Аналогичным образом, электрон из валентной зоны при поглощении фотона может перейти на примесный уровень. При этом в валентной зоне возникает дырка. В результате этих процессов возникает не пара, а только один свободный носитель заряда. В то же время, в полупроводнике возможны каскадные переходы с участием двух фотонов (6 на рис. 2.8.1). Первый фотон переводит электрон из валентной зоны на примесный уровень, второй фотон – с примесного уровня в зону проводимости. В этом случае электронно-дырочная пара возникает. Для первых двух процессов примесного поглощения характерно *насыщение поглощения* при высокой интенсивности излучения. В первом случае этот нелинейно-оптический эффект возникает, когда все электроны с примесных уровней перейдут в зону проводимости, во втором случае – когда все примесные уровни будут заполнены электронами из валентной зоны.

Внутризонное поглощение (7 на рис. 2.8.1) возникает при поглощении фотона свободным электроном в зоне проводимости или дыркой в валентной зоне. При этом они остаются в своих зонах, но переходят на более высокий энергетический уровень. Сечение поглощения свободными носителями заряда очень мало и пропорционально λ^2 . Поэтому оно влияет на спектр поглощения полупроводника при высокой концентрации носителей заряда и, в основном, в среднем и дальнем ИК диапазоне. *Насыщение дырочного внутризонного поглощения* в *p*-Ge используют для модуляции добротности газовых лазеров среднего ИК диапазона, в частности, CO₂ лазеров ($\lambda = 10.6$ мкм).

Рассмотрим еще одну возможность управления излучением CO₂-лазеров с помощью фотогенерации свободных носителей заряда. Монокристаллический

германий имеет ширину запрещенной зоны 0.6 эВ, поэтому он прозрачен для излучения CO₂-лазера ($h\nu = 0.117$ эВ). Однако, если направить на пластину из германия интенсивный нано- или пикосекундный лазерный импульс с $h\nu \geq E_g$ (например, с $\lambda = 1.06$ мкм), то произойдет генерация большого количества электронно-дырочных пар. При этом возникнут два эффекта: во-первых, резко увеличится поглощение из-за поглощения свободными носителями заряда; во-вторых, при концентрации свободных электронов большей $1.1 \cdot 10^{19}$ см⁻³ коэффициент отражения германия увеличится до 100 %. Этот эффект связан с тем, что при указанной концентрации электронов плазменная длина волны [7] германия приходится на длину волны 10 мкм. После отключения управляющего оптического сигнала произойдет рекомбинация электронно-дырочных пар, и восстановятся исходные поглощение и отражение. Отметим, что данный эффект является линейным оптическим эффектом.

Эффекты насыщения поглощения и светоиндуцированной прозрачности наблюдаются и в отдельных атомах (или ионах) и в отдельных молекулах, например, молекулах красителей. В этом случае насыщается поглощение, связанное с электронными переходами между энергетическими уровнями атома или молекулы. Светоиндуцированная прозрачность в таких средах используется при создании пассивных модуляторов добротности лазеров. Примером такого материала является стеклокерамика, содержащая нанокристаллы алюмо-магниевого шпинели с ионами Co²⁺. Ионы кобальта имеют полосу поглощения в спектральном интервале 1.5-1.6 мкм. При помещении пластинки стеклокерамики с ионами кобальта в резонатор эрбиевого лазера ($\lambda = 1.54$ мкм) поглощение в ней приведет к уменьшению добротности резонатора. Однако при накачке активной среды и при появлении суперлюминесценции произойдет насыщение поглощения в полосу поглощения ионов кобальта, возникнет светоиндуцированная прозрачность и увеличение добротности резонатора, что приведет к лазерной генерации.

2.9. Контрольные вопросы

1. Что такое поляризация среды?
2. Какой тип нелинейной восприимчивости используется для генерации четных гармоник?

ГЛАВА 3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В УСТРОЙСТВАХ ФОТОНИКИ

В нелинейно-оптических преобразователях излучения в качестве управляющего сигнала используется оптический сигнал. В данной главе будут рассмотрены принципы и методы управления оптическими сигналами с использованием управляющих сигналов, имеющих не оптическую природу, например, электрическое или магнитное поле, акустическую волну и т.д.

3.1. Линейный электрооптический эффект

Наиболее часто для управления излучением в устройствах волоконной и интегральной оптики используется линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса) [7, 8]. Данный эффект наблюдается в анизотропных средах, в частности, в монокристаллах. Оптическая анизотропия в кристаллах подробно описана в [7, 8, 9]. Поэтому, в данном разделе мы сразу перейдем к линейному электрооптическому эффекту и его применениям.

Внешнее электрическое поле, приложенное к анизотропной среде, приводит к изменению оптических характеристик этой среды – создает наведенную анизотропию. В случае линейного электрооптического эффекта изменения показателей преломления пропорциональны приложенному электрическому полю. Для описания изменения оптических свойств кристалла под действием электрического поля вводится тензор электрооптических коэффициентов r_{ij} .

Влияние электрического поля на условия распространения волны удобно выражать в величинах $1/n_{(x,y,z)}^2$. В этом случае, в присутствии электрического поля эллипсоид показателя преломления будет иметь вид:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1.$$

Определив через $\Delta(1/n^2)_i$ - изменение коэффициентов $(1/n^2)_i$ ($i = 1, \dots, 6$) можно написать систему уравнений, описывающих влияние на среду электрического поля с компонентами E_x, E_y, E_z в виде:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j,$$

где предполагается, что $j = 1 = x, j = 2 = y, j = 3 = z$. Из данного выражения следует, что изменение показателя преломления пропорционально первой степени напряженности электрического поля. Отсюда, в соответствии с правилами перемножения матриц, можно определить изменение всех компонентов показателя преломления. Например:

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_6 = r_{61} E_1 + r_{62} E_2 + r_{63} E_3 .$$

Матрица с элементами r_{ij} называется тензором электрооптических коэффициентов. Элементы r_{ij} этого тензора позволяют определить, по каким кристаллографическим направлениям в конкретном кристалле имеет место электрооптический эффект и какова его величина. Например, в centrosymmetric кристаллах (кристаллах, обладающих инверсионной симметрией) все коэффициенты тензора электрооптических коэффициентов равны нулю. Следовательно, в таком кристалле линейный электрооптический эффект отсутствует. В кристалле KDP (KH_2PO_4) тензор электрооптических коэффициентов имеет вид:

$$r = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{vmatrix}$$

Причем, $r_{41} = r_{52}$. В таблице 3.1.1 приведены свойства некоторых электрооптических кристаллов, используемых для управления излучением.

Таблица 3.1.1. Свойства электрооптических кристаллов

Кристалл	$r_{ij}, 10^{-12}$ м/В	n_o, n_e ($\lambda=0.5$ мкм)	$n_o^3 r_{ij}, 10^{-12}$ м/В
KH_2PO_4	$r_{41}=r_{52}=8.6, r_{63}=10.6$	$n_o=1.51, n_e=1.47$	29 (r_{41}), 34 (r_{63})
BaTiO_2	$r_{13}=8, r_{33}=23, r_{42}=820$	$n_o=2.44, n_e=2.36$	334 (r_{33})
GaAs	$r_{41}=r_{52}=r_{63}=1.6$	$n_o=3.34$	59
CdTe	$r_{41}=r_{52}=r_{63}=6.8$	$n_o=2.6$	120

Рассмотрим, какие виды модуляции излучения могут быть получены с помощью линейного электрооптического эффекта [7, 8]. На рис. 3.1.1 показан

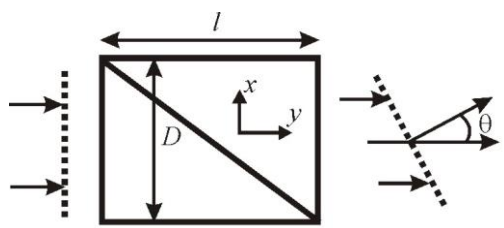


Рис. 3.1.1. Отклонение луча в электрооптическом дефлекторе с поперечным электрическим полем.

электрооптический дефлектор, управляемый поперечным электрическим полем (поле направлено перпендикулярно плоскости xy). Дефлектор состоит из двух совмещенных призм, изготовленных из электрооптического материала, например KDP. Ребра призм совпадают с главными осями эллипсоида показателя преломления x' и y' , а оси z оптического эллипсоида ориентированы навстречу друг другу. В этом случае, в присутствии поперечного электрического

поля, показатели преломления в верхней и нижней призме определяются, соответственно, выражениями:

$$n_1 = n_o - \frac{n_o^3}{2} \cdot r_{63} \cdot E_z,$$

$$n_2 = n_o + \frac{n_o^3}{2} \cdot r_{63} \cdot E_z.$$

Оптический луч, проходящий через такую систему, отклоняется на угол θ :

$$\theta = -l \frac{\Delta n}{D} = -l \frac{n_1 - n_2}{D} = \frac{l}{D} \cdot n_o^3 r_{63} E_z.$$

Таким образом, линейный электрооптический эффект позволяет осуществлять пространственную модуляцию излучения. Очевидно, что если за дефлектором расположить диафрагму (на рис. 3.1.1 диафрагма показана пунктиром), то с помощью такого дефлектора может быть реализована амплитудная модуляция излучения.

Рассмотрим электрооптический кристалл, в котором главные оси эллипсоида показателя преломления (x' , y') расположены под углом 45° к граням кристалла, а электрическое поле приложено вдоль направления распространения светового луча z (рис. 3.1.2). Пусть волна, падающая на кристалл, поляризована вдоль x . В этом случае, по мере распространения

луча в кристалле, будет происходить преобразование волны, поляризованной вдоль оси x , в волну, поляризованную вдоль оси y .

Компонента волны E_x уменьшается с расстоянием, а компонента E_y — увеличивается. При этом возникает фазовая задержка компоненты волны E_y относительно компоненты волны E_x . Величина фазовой задержки Γ определяется выражением:

$$\Gamma = \pi \cdot \frac{E_z l}{V_\pi}, \quad V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{63}},$$

где E_z — напряженность внешнего электрического поля вдоль оси z ; l — длина кристалла вдоль оси z ; V_π — полуволновое напряжение. Фазовая задержка $\Gamma = \pi$ соответствует повороту плоскости поляризации на 90° . Таким образом линейный электрооптический эффект позволяет осуществлять модуляцию поляризации и фазы излучения.

Модуляция поляризации и фазы может быть преобразована в амплитудную модуляцию. Для преобразования изменения поляризации в изменение амплитуды волны, необходимо за электрооптическим кристаллом поместить поляризатор (на рис. 3.1.2 показан пунктиром).

Поворот плоскости поляризации в присутствии электрического поля, в этом случае, приводит к изменению амплитуды волны, прошедшей через поляризатор. Для преобразования фазовой модуляции в амплитудную, как правило, используются интерферометры.

Таким образом, линейный электрооптический эффект позволяет осуществлять пространственную, поляризационную, фазовую и амплитудную модуляцию излучения. Он обладает высоким быстродействием, которое ограничивается, в основном, быстродействием электронных устройств, формирующих управляющий электрический сигнал. При размещении электрооптического кристалла в объемном СВЧ резонаторе, или при использовании полосковой схемы управления (сигнал модуляции в виде бегущей волны) может быть реализована частота модуляции излучения до 10

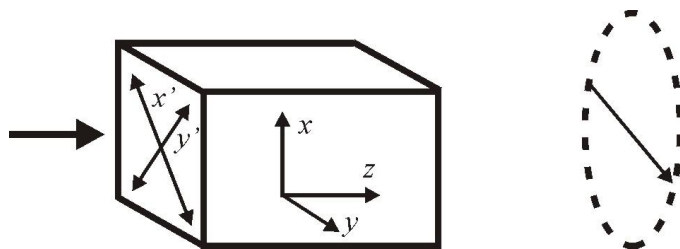


Рис. 3.1.2. Схема управления поляризацией луча в электрооптическом кристалле с продольным электрическим полем.

ГГц. Основным недостатком электрооптических кристаллов является высокое управляющее электрическое напряжение. В зависимости от типа кристалла и используемого эффекта, управляющее напряжение может составлять 1-15 кВ. В тоже время, при использовании линейного электрооптического эффекта в устройствах интегральной оптики, благодаря малой толщине планарных волноводов, управляющие напряжения могут быть уменьшены до единиц-десятков вольт. Электрооптические эффекты в кристаллах используют для создания модуляторов добротности лазерных резонаторов.

3.2. Квадратичный электрооптический эффект

В некоторых изотропных средах, например, в жидкостях в присутствии внешнего электрического поля возникает квадратичный электрооптический эффект (эффект Керра) [8]. Данный эффект заключается в том, что под действием электрического поля, исходно оптически изотропная среда становится анизотропной и двулучепреломляющей. При этом, под действием поля изменяется исходный показатель преломления среды. Закон Керра для показателя преломления среды имеет следующий вид:

$$n_1 - n_2 = \lambda B(\lambda, T) E^2,$$

где n_1 и n_2 - показатели преломления для линейно поляризованного света, распространяющегося соответственно, параллельно и перпендикулярно вектору электрического поля \mathbf{E} ; B – постоянная Керра, зависящая от материала, длины волны излучения и температуры. Эффект Керра возникает в средах, состоящих из полярных молекул, то есть молекул, имеющих отличный от нуля дипольный момент \mathbf{d} .

В присутствии внешнего электрического поля полярная молекула ориентируется так, чтобы ее энергия в поле была минимальной. Действие внешнего электрического поля \mathbf{E} на молекулу с дипольным моментом \mathbf{d} заключается в возникновении пары сил с моментом $\mathbf{M} = (\mathbf{d} \times \mathbf{E})$, поворачивающих диполь так, чтобы ориентировать его вдоль поля ($\mathbf{d} \parallel \mathbf{E}$). Типичное время ориентации молекул имеет величину порядка 1 нс. Возникновение в среде фиксированной ориентации молекул приводит к появлению анизотропии и двулучепреломления и сопровождается изменением показателя преломления. Данный эффект зависит от температуры, так как тепловое движение молекул стремится разориентировать молекулы.

В таблице 3.2.1 приведены электрооптические постоянные некоторых полярных жидкостей, нормированные на длину волны излучения: $B_k = V/\lambda$.

Так как результатом эффекта Керра является наведенное двулучепреломление, то данный эффект, как и линейный электрооптический эффект, может быть использован для пространственной, поляризационной, фазовой и амплитудной модуляции излучения. Однако, как правило, он используется лишь для амплитудной модуляции. В этом случае кювета с полярной жидкостью помещается в поперечное электрическое поле между скрещенными поляризаторами (ячейка Керра).

Таблица 3.2.1. Электрооптические постоянные полярных жидкостей.

Материал	$B_k \cdot 10^7$ см/В
CS ₂	3.6
CHCl ₃	3.2
C ₃ H ₆ O	16
C ₆ H ₅ NO ₂	400

Поворот плоскости поляризации под действием электрического поля приводит к модуляции коэффициента пропускания такого оптического устройства. Амплитудная характеристика ячейки Керра имеет вид:

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\pi L}{\lambda d^2} \cdot B_k U^2 \right),$$

где L – длина пути луча в жидкости; d – расстояние между электродами; U – модулирующее напряжение.

Основным недостатком квадратичного электрооптического эффекта является необходимость использования высокого управляющего напряжения – до 20 кВ. В настоящее время, квадратичный электрооптический эффект Керра используется редко. Однако, в сильном световом поле возникает оптический или электронный эффект Керра, обладающий быстродействием до 10^{-13} с. Данный эффект и его разновидности широко используются при создании быстродействующих оптических переключателей, однако, для его возникновения требуется высокая интенсивность излучения. Оптический эффект Керра относится к нелинейно-оптическим процессам.

3.3. Эффект Франца-Келдыша

В описанных выше электрооптических эффектах действие внешнего электрического поля проявляется в изменении показателя преломления среды. В то же время, оптический отклик среды на электрическое поле может

проявляться и в изменении коэффициента поглощения. Примером такого электрооптического эффекта является эффект Франца-Келдыша (электроабсорбционный эффект) в полупроводниках [10, 11].

Данный эффект обусловлен искривлением энергетических зон монокристаллического полупроводника в присутствии внешнего электрического поля. При отсутствии внешнего электрического поля, фотон с энергией $h\nu > E_g$ (E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника) может поглотиться электроном валентной зоны, что приведет к переходу этого электрона в зону проводимости и образованию электронно-дырочной пары. Такой процесс приводит к появлению фундаментальной полосы поглощения на спектре поглощения полупроводника. Искривление энергетических зон полупроводника в присутствии электрического поля приводит к тому, что возникает возможность межзонных переходов при поглощении фотонов с энергией $h\nu < E_g$ (рис. 3.3.1).

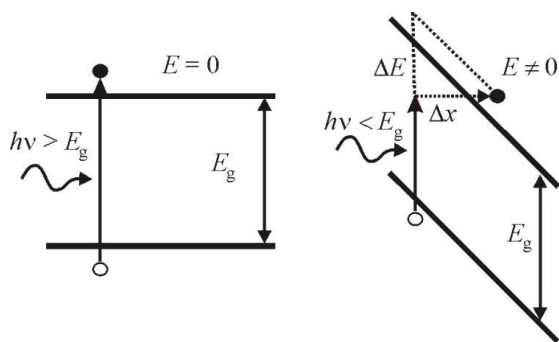


Рис. 3.3.1. Межзонные оптические переходы в полупроводнике в отсутствие ($E = 0$) и при наличии ($E \neq 0$) внешнего электрического поля.

Этот эффект связан с процессом туннелирования возбужденного электрона между состояниями валентной зоны и зоны проводимости через треугольный потенциальный барьер, возникающий при наклоне энергетических зон в присутствии электрического поля. Высота этого треугольного потенциального барьера ΔE (см. рис. 3.3.1) равна:

$$\Delta E = e \cdot E \cdot \Delta x = E_g + \hbar^2 k^2 / 2m - h\nu .$$

Здесь e – заряд электрона; E – напряженность приложенного электрического поля; k – модуль волнового вектора электрона; m – приведенная масса электронно-дырочной пары.

Для прямых межзонных переходов при энергии фотона $h\nu < E_g$ зависимость коэффициента поглощения K от напряженности электрического поля задается следующим приближенным выражением:

$$K \approx \frac{A\hbar e E}{8\sqrt{2m \cdot (E_g - \hbar\nu)}} \cdot \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m} \sqrt{(E_g - \hbar\nu)^3}}{3\hbar e E}\right).$$

На рис. 3.3.2 показан спектр поглощения полупроводника вблизи края фундаментальной полосы поглощения в отсутствие и при наличии электрического поля. Из рисунка видно, что для фиксированной энергии фотона $\hbar\nu_0$ ($\hbar\nu_0 < E_g$) увеличение электрического поля приводит к увеличению поглощения.

Таким образом, электрооптический эффект Франца-Келдыша приводит к амплитудной модуляции излучения. Данный эффект является практически безынерционным, что позволяет использовать его в быстродействующих оптических переключателях. Времена переключения оптического сигнала в таких устройствах определяются, в основном, быстродействием управляющей электроники и могут составлять 10^{-10} с. Для обеспечения сильной модуляции оптического сигнала напряженность электрического поля в полупроводнике должна достигать 10^5 В/см. Однако, в планарных волноводах, благодаря их малой толщине, управляющее напряжение может составлять всего 5-10 В. Основным недостатком оптических переключателей на основе эффекта Франца-Келдыша является узкая спектральная область их функционирования – вблизи края фундаментальной полосы поглощения полупроводникового материала.

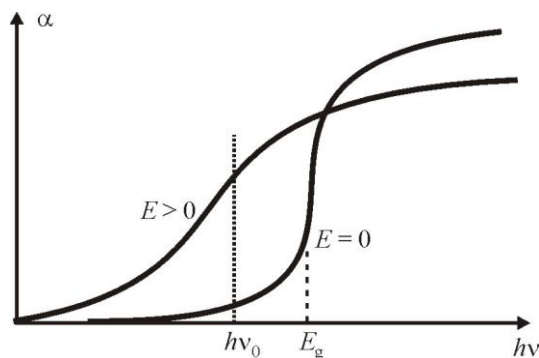


Рис. 3.3.2. Сдвиг фундаментальной полосы поглощения в результате эффекта Франца-Келдыша в полупроводнике.

3.4. Квантово-размерный эффект Штарка

В полупроводниковых наноструктурах наблюдается еще один электрооптический эффект, сопровождающийся увеличением коэффициента поглощения - квантово-размерный эффект Штарка [10]. Квантово-размерные эффекты возникают при размерах кристалла полупроводника не превышающих боровского радиуса экситона:

$$r = \frac{n^2 \hbar^2 \varepsilon}{m e^2},$$

где m – масса экситона; ε – диэлектрическая проницаемость; $n = 1, 2, 3 \dots$

Для большинства полупроводников величина боровского радиуса экситона лежит в интервале 1-10 нм. При таких размерах полупроводниковых кристаллов в них возникает дополнительное расщепление энергетических уровней, увеличение ширины запрещенной зоны, а также «голубой» спектральный сдвиг экситонных полос поглощения. Данные эффекты широко используются в оптических устройствах на основе полупроводниковых наноструктур с квантовыми ямами. Двумерная квантовая яма представляет собой слой монокристаллического полупроводника, с толщиной, не превышающей боровский радиус экситона, с двух сторон окруженный

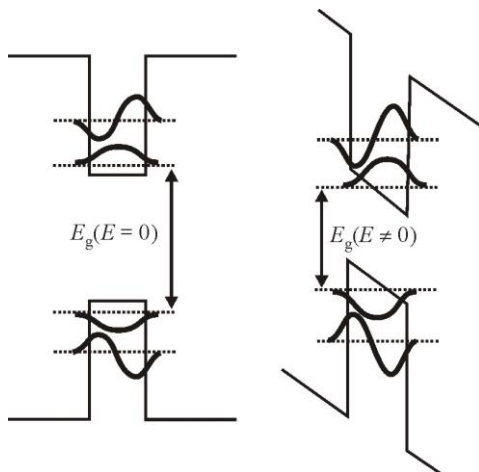


Рис. 3.4.1. Изменение эффективной ширины запрещенной зоны квантовой ямы под действием внешнего электрического поля. На рисунке также показаны волновые функции электронов (в зоне проводимости) и дырок (в валентной зоне) для двух значений энергии.

полупроводниковыми слоями с большей шириной запрещенной зоны. В энергетическом смысле такая структура является потенциальной ямой для электронов, находящихся в центральном слое. При малой толщине центрального слоя движение электронов в такой потенциальной яме становится квантованным в направлении перпендикулярном слою, а разрешенные энергетические уровни, соответствующие движению в этом направлении – дискретными.

Внешнее электрическое поле, приложенное перпендикулярно такому слою, приводит к смещению энергетических уровней в квантовой яме (рис. 3.4.1), что соответствует уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны (квантово-размерный эффект Штарка).

Зависимость эффективной ширины запрещенной зоны от напряженности

электрического поля задается выражением:

$$E_g(E) = E_g(0) - \frac{2^9}{3^5 \pi^6} \cdot \frac{e^2 L^4 m}{\hbar^2} \cdot E^2,$$

где $E_g(0)$ – ширина запрещенной зоны при отсутствии электрического поля ($E = 0$), L – ширина квантовой ямы, m – масса экситона. Уменьшение ширины запрещенной зоны проявляется в сдвиге полосы поглощения квантовой ямы и увеличении коэффициента поглощения для фотонов с энергией $h\nu_0 < E_g(0)$.

Таким образом, квантово-размерный эффект Штарка в полупроводниковых квантовых ямах позволяет осуществлять амплитудную модуляцию излучения. Данный эффект, как и эффект Франца-Келдыша, является безынерционным, поэтому он может использоваться в быстродействующих оптических переключателях с временами переключения до 10^{-10} с. Высокая крутизна края полосы поглощения квантовой ямы позволяет получить высокий коэффициент модуляции излучения при малых управляющих напряжениях. При изготовлении переключателя в виде планарного волновода, управляющее напряжение может составлять единицы вольт.

Достоинством электрооптического эффекта в квантовых ямах, по сравнению с эффектом Франца-Келдыша, является возможность варьирования рабочей спектральной области в широких пределах, путем изменения ширины квантовой ямы. Наиболее часто полупроводниковые структуры с квантовыми ямами изготавливаются на основе эпитаксиальных слоев GaAs и тройных соединений типа GaAl_xAs , GaIn_xAs , а также на основе ZnSe и тройных соединений ZnS_xSe . Изменение стехиометрии соединений позволяет изменять глубину квантовой ямы.

3.5. Оптические эффекты в полупроводниках при инжекции электронов

Для модуляции электромагнитной волны в оптическом волноводе может быть использована и зависимость оптических свойств материала волновода от концентрации свободных носителей заряда, например электронов зоны проводимости. Для этих целей, как правило, используются полупроводниковые материалы – Si, GaAs, InP и другие. Свободные носители заряда в полупроводнике способны поглощать излучение, а изменение их концентрации приводит к изменению показателя преломления полупроводника.

Коэффициент поглощения полупроводника $\alpha_c(\lambda)$, связанный с поглощением излучения свободными электронами описывается выражением:

$$\alpha_c(\lambda) = \sigma(\lambda) \cdot N,$$

где $\sigma(\lambda)$ – сечение поглощения излучения свободным электроном (является функцией длины волны); N – концентрация свободных электронов. Таким образом, при увеличении концентрации электронов происходит увеличение коэффициента поглощения полупроводника. Величина сечения поглощения излучения свободным электроном для ближнего ИК диапазона ($\lambda = 0.8-2$ мкм) очень мала. Поэтому эффекты, связанные с поглощением свободными электронами проявляются лишь при очень высоких концентрациях электронов – $N = 10^{18}-10^{19}$ см⁻³.

Зависимость показателя преломления полупроводника от концентрации свободных электронов задается соотношением:

$$n = n_0 - \frac{e^2 N}{n_0 \varepsilon m^* \omega^2},$$

где n_0 – показатель преломления полупроводника с нулевой концентрацией свободных электронов; e – заряд электрона; m^* – эффективная масса электрона; ε – диэлектрическая проницаемость вакуума; ω – круговая частота излучения. Из приведенного соотношения видно, что увеличение концентрации свободных электронов N приводит к уменьшению показателя преломления полупроводника.

Увеличить концентрацию свободных электронов в полупроводнике можно несколькими способами. Например – с помощью фотогенерации электронов при освещении полупроводника светом с энергией фотонов большей запрещенной зоны полупроводника. Второй способ – лавинное размножение электронов в полупроводнике в сильном электрическом поле. Данный эффект происходит при напряженности электрического поля большей 20 кВ/см и вызван процессами ударной ионизации – передачи энергии связанным электронам от свободных электронов, ускоренных электрическим полем. Наконец, концентрация электронов в ограниченной области полупроводника может быть увеличена путем инжекции электронов из области, где их концентрация высока. Рассмотрим последний эффект более подробно. Как правило, для осуществления инжекции электронов используются полупроводниковые структуры с $p-n$ переходом (рис. 3.5.1).

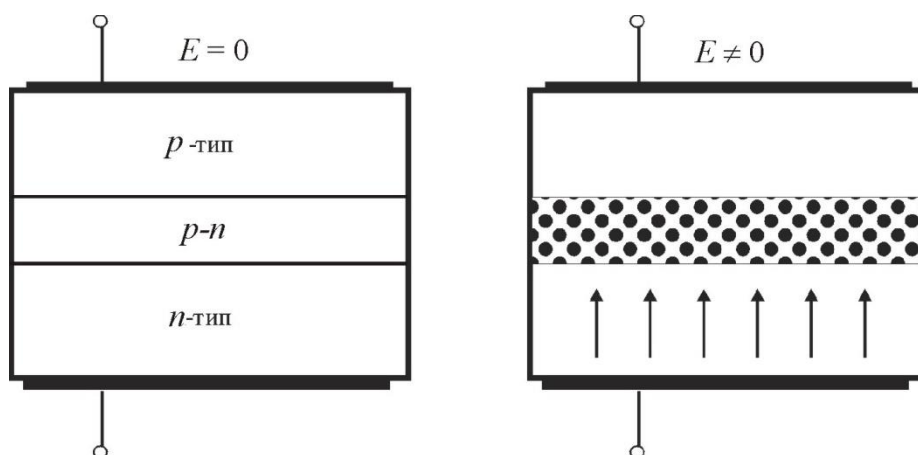


Рис. 3.5.1. Инжекция электронов в $p-n$ переход в присутствии электрического поля.

В отсутствие электрического поля ($E = 0$) область $p-n$ перехода обеднена свободными носителями заряда ($N = 10^{13}-10^{15} \text{ см}^{-3}$). При приложении поля в прямом направлении ($E \neq 0$) происходит диффузия электронов из области n -типа в область $p-n$ перехода. При этом концентрация электронов в $p-n$ переходе может увеличиваться до 10^{17} см^{-3} . Изменение показателя преломления при этом составляет $10^{-4}-10^{-5}$. Это малая величина, однако ее оказывается достаточно для осуществления фазовой модуляции излучения, а при размещении $p-n$ перехода в интерферометре – и для амплитудной модуляции. Достоинством модуляторов с инжекцией носителей заряда является малое управляющее напряжение (1-5 В) и относительно высокое быстродействие $10^{-9} - 10^{-7} \text{ с}$.

3.6. Электрооптические эффекты в жидких кристаллах

Ориентационные эффекты в жидких кристаллах в присутствии электрического поля, по своей физической природе близки к эффекту Керра (см. п. 3.2). Действие электрического поля, в данном случае, также заключается в повороте диполя – молекулы жидкого кристалла. Однако, специфические свойства жидких кристаллов могут приводить к совершенно иным результатам такого воздействия электрического поля и, соответственно, к иному оптическому отклику среды. Существует множество разновидностей жидких кристаллов и целый ряд электрооптических эффектов в них. В данном пособии, в качестве иллюстрации, рассмотрены только три электрооптических эффекта, позволяющие получить представление о физических процессах, происходящих под действием электрического поля и влиянии этих процессов на оптические свойства жидкого кристалла.

Жидкие кристаллы представляют собой жидкости, содержащие крупные молекулы, расположенные в определенном порядке. Как правило, это органические молекулы, однако, в последнее время установлено, что и некоторые неорганические молекулы способны образовывать жидкие кристаллы. Температурный интервал существования жидкокристаллической фазы лежит между температурами твердой фазы и изотропной жидкости. В этом интервале могут существовать одна или несколько мезофаз: *нематическая, холестерическая и смектическая*. Наибольшее практическое применение имеют жидкие кристаллы, находящиеся в нематической фазе. Такая фаза обычно образуется молекулами, имеющими форму вытянутой нити. Ниже приведено описание некоторых электрооптических эффектов в жидких кристаллах для нематической фазы.

Как правило, жидкокристаллическая ячейка представляет собой кювету с тонким (1-50 мкм) слоем жидкого кристалла. Световой луч направляется перпендикулярно слою жидкого кристалла. Ориентация молекул в кювете (в отсутствие внешних сил) задается специальной обработкой подложек и может быть следующей: 1) *планарной* - длинная ось молекулы параллельна подложке, 2) *гомеотропной* - ось перпендикулярна подложке и 3) *наклонной* - ось находится под углом $0 < \theta < 90^\circ$ к подложке. Очевидно, что заданная ориентация молекул приводит к возникновению двулучепреломления в жидком кристалле. Причем, в зависимости от типа ориентации меняются и оптические свойства кристалла. Под действием внешних сил, например, электрического поля, происходит изменение ориентации молекул. После прекращения воздействия восстанавливается исходная ориентация молекул жидкого кристалла.

Влияние электрического поля на молекулы жидкого кристалла определяется, в первую очередь, чрезвычайно большим дипольным моментом этих молекул. Под действием поля молекулы жидкого кристалла начинают ориентироваться вдоль силовых линий поля (аналогично эффекту Керра). В то же время, электрооптические эффекты в жидких кристаллах имеют ряд качественных отличий от эффекта Керра. Это связано с большим дипольным моментом молекул, что приводит к сильному межмолекулярному взаимодействию и между молекулами и подложкой, а также с большим размером молекул и высокой вязкостью жидкого кристалла.

На рис. 3.6.1 показаны три ориентационных эффекта в нематическом жидком кристалле в присутствии электрического поля. Поле приложено перпендикулярно жидкокристаллическому слою.

S-эффект наблюдается в планарно ориентированном жидком кристалле (рис. 5.6.1, а) с $\Delta\epsilon > 0$. ($\Delta\epsilon$ – диэлектрическая анизотропия жидкого кристалла). Для $\Delta\epsilon > 0$ молекулы стремятся ориентироваться параллельно силовым линиям электрического поля, а для $\Delta\epsilon < 0$ - ортогонально.

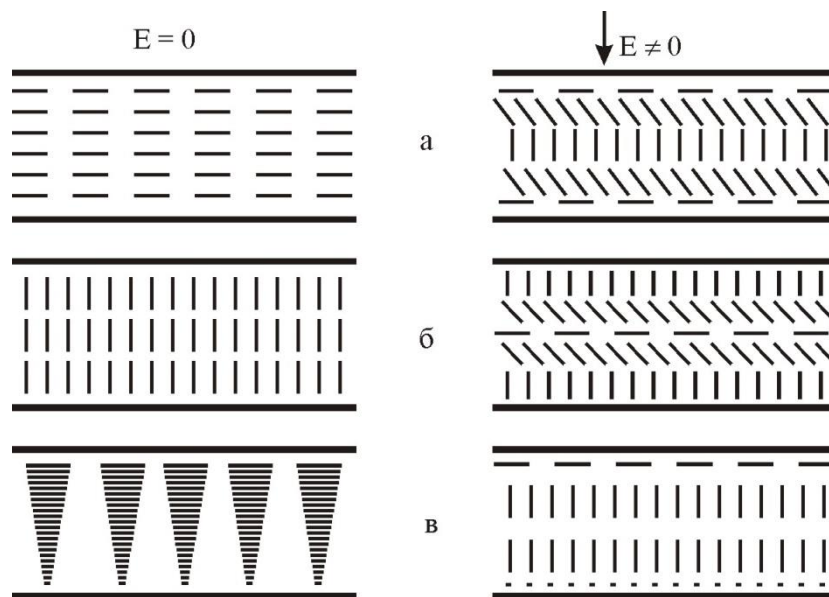


Рис. 3.6.1. Ориентационные эффекты в нематическом жидком кристалле.

а – *S*-эффект, б – *V*-эффект, в – твист-эффект.

При $E = 0$ молекулы ориентированы параллельно плоскости подложек, которые одновременно являются прозрачными электродами. В этом случае жидкий кристалл эквивалентен одноосному кристаллу с осью, совпадающей с длинной осью молекул. При помещении такой ячейки в скрещенные поляризаторы интенсивность света, прошедшая через ячейку, равна:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\pi l \Delta n}{\lambda},$$

где l – толщина слоя жидкого кристалла; Δn – разность показателя преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей. Обычно $\Delta n = 0.15-0.3$ и аргумент синуса в формуле больше π . Необходимо отметить, что величина Δn в жидком кристалле на четыре-пять порядков превышает величину Δn в твердотельных анизотропных кристаллах. Это позволяет использовать очень тонкие слои жидкого кристалла и малые управляющие напряжения. При подаче на ячейку

электрического поля, превышающего пороговое, начинается поворот молекул вдоль поля. При этом изменяется величина Δl и интенсивность света, прошедшего через скрещенные поляризаторы. Пороговое напряжение для S -эффекта составляет от долей до единицы вольт, а полуволновое напряжение, соответствующее изменению фазовой задержки на π , может быть менее 0.1 В.

V-эффект наблюдается в гомеотропно ориентированных слоях жидкого кристалла (рис. 3.6.1, б) с $\Delta\epsilon < 0$. В отсутствие напряжения оптическая ось параллельна направлению распространения света и двулучепреломление отсутствует. Под действием напряжения, превышающего пороговое значение (5-10 В) молекулы поворачиваются и двойное лучепреломление растет.

Твист-эффект (рис. 3.6.1, в), как и S -эффект, наблюдается в планарно ориентированных жидких кристаллах с $\Delta\epsilon > 0$. Однако при твист-эффекте используются повернутые на 90° исходные направления молекул на подложках. Такая закрутка молекул приводит к возникновению оптической активности среды – вращению плоскости поляризации проходящего света. При включении электрического поля степень закрутки молекул уменьшается, что приводит к уменьшению оптической активности. Пороговое напряжение твист-эффекта может составлять доли вольта.

Кроме описанных выше основных ориентационных эффектов, в жидких кристаллах часто используется *эффект динамического рассеяния света*. Данный эффект возникает в результате переноса заряда в объеме жидкого кристалла с $\Delta\epsilon < 0$. Протекание слабых токов в жидком кристалле, возникающих под действием электрического поля, приводит к возникновению турбулентных потоков, вызывающих сильное рассеяние проходящего света.

Таким образом, электрооптические эффекты в жидких кристаллах позволяют осуществлять поляризационную, фазовую и амплитудную модуляцию света. Наиболее часто для практических применений жидкие кристаллы используются для амплитудной модуляции. Достоинством ориентационных эффектов в жидких кристаллах является малое управляющее напряжение (0.1 – 50 В). Основной недостаток – большие времена электрооптического переключения. Время включения эффекта, как правило, составляет $10^{-4} - 10^{-3}$ с, а время выключения может достигать 0.1 с. Поэтому жидкие кристаллы в устройствах волоконной интегральной оптики используются лишь в тех случаях, когда не требуется получение высокого

быстродействия. В то же время электрооптические эффекты в жидких кристаллах широко применяются жидкокристаллических индикаторах и дисплеях для визуализации информации.

3.7. Акустооптический эффект

Звуковая волна представляет собой периодическое изменение плотности вещества, либо напряжения деформации, распространяющиеся со скоростью звука в веществе. Изменение плотности среды приводит к изменению показателя преломления Δn (*упругооптический эффект*) [8, 12]. Величина Δn , в первом приближении, пропорциональна изменению плотности среды. Модуляция показателя преломления среды эквивалентна возникновению в среде искусственной анизотропии. В этом случае, компоненты тензора показателя преломления n_i могут быть представлены в виде:

$$n_i \approx n_{0i} - 0.5 \cdot n_{0i}^3 \cdot \Delta \kappa_{ii},$$

где n_{0i} – невозмущенный показатель преломления; $\Delta \kappa_{ii}$ – коэффициенты, описывающие наведенную звуковой волной анизотропию среды:

$$\Delta \kappa_{ii} = A_0 p_{\text{эфф}} \cdot \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{x} - \Omega \cdot t).$$

Здесь A_0 – константа; $p_{\text{эфф}}$ – эффективная упругооптическая постоянная; \mathbf{K} и Ω – волновой вектор и круговая частота звуковой волны соответственно; \mathbf{x} – единичный вектор; t – время. Эффективная упругооптическая постоянная может быть определена из следующего выражения:

$$p_{\text{эфф}} = \sum_{\mu, \nu=1}^6 d_{\mu} p_{\mu\nu} \gamma_{\nu}$$

Здесь d_{μ} – компоненты вектора поляризации; $p_{\mu\nu}$ – компоненты тензора упругооптических коэффициентов, γ_{ν} – компоненты тензора деформаций. В простейшем случае исходно изотропной среды, звуковую волну в веществе можно представить в виде движущейся со скоростью звука фазовой дифракционной решетки. Пучок света, падающий на эту дифракционную решетку, может дифрагировать, то есть изменять свое пространственное распределение (рис. 3.7.1). Так как скорость звука много меньше скорости света, то в первом приближении можно рассматривать дифракцию света на неподвижной фазовой решетке.

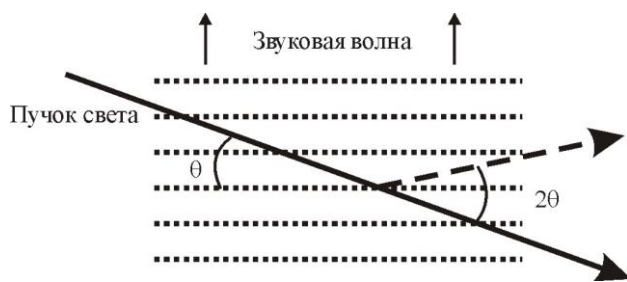


Рис. 3.7.1. Дифракция света на акустической волне.

Характер дифракции существенно зависит от толщины среды, в которой распространяется звуковая волна. Если толщина среды l мала ($l \leq \lambda$), то имеет место *дифракция Рамана–Ната*, при которой световой луч однократно взаимодействует с дифракционной решеткой.

В этом случае возникает значительное число дифракционных максимумов, симметрично расположенных относительно направления падающего света. При большой толщине среды ($l \gg \lambda$) световой пучок многократно взаимодействует с дифракционной решеткой. В этом случае имеет место *дифракция Брэгга*, при которой возникает только два дифракционных максимума - +1 и 0 (рис. 3.7.1). Нулевой максимум совпадает по направлению с падающей волной. Максимум +1 порядка отличается по направлению на угол 2θ . Такая дифракция происходит только при определенном угле θ падения света на звуковую волну, удовлетворяющем условию Вульфа-Брэгга. Как правило, в акустооптических модуляторах используется режим дифракции Брэгга. Поэтому далее описание акустооптического эффекта проводится для данного режима дифракции.

Условие Вульфа-Брэгга определяется тем, что для возникновения дифракции, световые волны, отраженные от акустических волновых фронтов должны складываться в фазе. То есть оптическая разность хода при отражении должна быть кратна оптической длине волны. Отсюда можно вывести выражение, связывающее длины волн звука (Λ), света (λ) и угла падения света (θ), при выполнении которого возникает дифракция Брэгга:

$$2\Lambda \cdot \sin\theta = \lambda/n,$$

где n – показатель преломления вещества.

Рассмотрим влияние движения звуковой волны в среде на дифракцию света. При отражении света от движущихся волновых фронтов звуковой волны возникает доплеровский сдвиг частоты света $\Delta\omega$:

$$\Delta\omega = 2\omega V \cdot \sin\theta \cdot n/c .$$

Здесь ω – круговая частота световой волны; V - скорость звука; c – скорость света. Учитывая условие Вульфа-Брэгга, доплеровский сдвиг частоты можно представить в следующем виде:

$$\Delta\omega = 2\pi V/\Lambda = \Omega .$$

Здесь Ω – круговая частота звуковой волны.

Таким образом, влияние движения звуковой волны сводится к тому, что частота световой волны, протидифрагировавшей на звуковой волне, изменяется на частоту звуковой волны. Знак изменения частоты света зависит от взаимной ориентации волновых векторов света и звука.

Дифракционную эффективность при акустооптическом эффекте можно определить из выражения:

$$\frac{I}{I_0} = \sin^2 \left(\frac{\pi l}{\sqrt{2} \lambda} \cdot \sqrt{M I_a} \right),$$

где I_a – интенсивность звуковой волны; M – дифракционное качество материала. В таблице 5.7.1 приведены акустооптические параметры некоторых материалов, используемых в акустооптических модуляторах.

Таблица 3.7.1 Акустооптические параметры некоторых материалов.

Материал	Длина волны, мкм	Скорость звука, км/с	M
Плавленый SiO ₂	0.63	3.7	0.47
GaAs	1.15	5.1	104
YAG	1.15	7.2	0.33
H ₂ O	0.63	1.5	160
Te	10.6	2.2	4400

Таким образом, акустооптический эффект позволяет получить пространственную и частотную модуляцию излучения. Установив на пути светового пучка диафрагму, пространственную модуляцию можно преобразовать в амплитудную модуляцию. Акустические модуляторы иногда используют для модуляции добротности резонаторов лазеров. Быстродействие акустооптических модуляторов ограничивается скоростью звука в материале. Поэтому реально в оптических переключателях на основе акустооптического эффекта можно получить времена переключения порядка 10^{-8} - 10^{-6} с. Основным

недостатком акустооптических модуляторов является необходимость преобразования электрического управляющего сигнала в акустический сигнал. Это усложняет конструкцию модулятора и приводит к увеличению потребляемой устройством мощности управления.

3.8. Магнитооптические эффекты

Известен целый ряд магнитооптических эффектов, которые находят применение в устройствах фотоники: эффект Коттона-Мутона (магнитный линейный дихроизм); полярный, меридиональный и экваториальный эффекты Керра, эффект Фарадея и др [13]. Наиболее часто для управления излучением используется эффект Фарадея. Данный эффект заключается в том, что при наложении магнитного поля на вещество, орбиты электронов во внешней оболочке атомов вещества начинают прецессировать. В результате прецессии вместо одной резонансной частоты электрона появляются две собственные частоты, относящиеся к правым и левым круговым колебаниям. Это приводит к тому, что плоскость поляризации линейно поляризованного света, проходящего через вещество вдоль вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} поворачивается на угол ψ :

$$\psi = R \cdot L \cdot H,$$

где L – длина среды; H – напряженность магнитного поля; R – постоянная Верде, зависящая от природы вещества, температуры и длины волны излучения. Таким образом, эффект Фарадея проявляется в появлении магнитного кругового дихроизма.

При помещении среды между скрещенными поляризаторами интенсивность излучения, прошедшего через среду при магнитооптическом эффекте будет определяться выражением:

$$I(H) = I_0 \cdot \sin^2 \psi = I_0 \cdot \sin^2(R \cdot L \cdot H).$$

Следовательно, магнитооптический эффект Фарадея приводит к поляризационной модуляции излучения, которая может быть преобразована в амплитудную модуляцию. Из краткого описания данного эффекта, приведенного выше, становится ясно, что эффект Фарадея проявляется во всех веществах, включая твердые тела, жидкости и газы. В то же время, у большинства материалов величина постоянной Верде, определяющей эффективность магнитооптического эффекта, мала (см. табл. 3.8.1). Наиболее

сильно магнитооптический эффект проявляется в средах, содержащих ионы переходных и редкоземельных металлов, например – железиттриевый гранат ($Y_3Fe_5O_{12}$) и трибромид хрома ($CrBr_3$).

Таблица 3.8.1. Магнитооптические характеристики оптически прозрачных сред.

Материал	Постоянная Верде, $3 \cdot 10^{-4}$ рад/(Э·см)	Длина волны, мкм
ZnS	0.23	0.66
GaAs	0.3	1.06
InSb	12	15
$Y_3Fe_5O_{12}$	300	1- 2
$CrBr_3$	1600	0.5
Стекло (Ce^{3+} - P)	- 0.33	0.5

В магнитооптических модуляторах управляющее магнитное поле создается соленоидом, внутрь которого помещается среда. Так как для поворота плоскости поляризации излучения требуется высокая напряженность магнитного поля, такой соленоид, как правило, имеет большие габариты и большую индуктивность. Габариты соленоида ограничивают возможности применения магнитооптического эффекта в устройствах интегральной оптики. Индуктивность соленоида ограничивает быстродействие магнитооптических модуляторов. Обычно, быстродействие таких модуляторов составляет 10^{-6} – 10^{-3} с. Поэтому, магнитооптические модуляторы редко используются в системах оптической связи и устройствах интегральной оптики. Однако в волоконных линиях связи используются оптические изоляторы на основе эффекта Фарадея. Данные устройства пропускают оптический сигнал только в прямом направлении и не пропускают оптический сигнал в обратном направлении. Волокна из магнитооптических материалов находят применение в датчиках магнитных полей.

3.9. Интегральные электромеханические модуляторы оптических сигналов

Механические устройства давно и широко используются для управления оптическими сигналами. Это вращающиеся зеркала и призмы, поворотные зеркала с электромагнитным и электростатическим приводом, отклоняющие устройства с пьезоэлектрическим приводом и т.д. Однако, подобные устройства обычно имеют большие габариты. Это не позволяет использовать их в устройствах интегральной оптики. Бурное развитие полупроводниковых технологий, в частности методов фотолитографии и глубокого травления полупроводников, привело к возникновению нового типа оптических переключателей – *интегрально-оптических микромеханических устройств* [14].

Принцип действия таких устройств основан на механическом перемещении или повороте оптических микроэлементов под действием внешней силы F . На

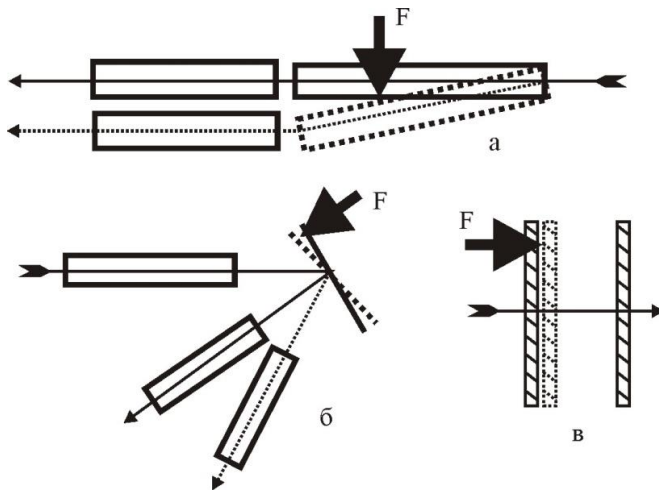


Рис. 3.9.1. Оптоэлектронные микромеханические переключатели. а – волноводный переключатель с отклоняемым волноводом, б – волноводный переключатель с поворотным микрозеркалом, в – микроинтерферометр Фабри-Перо с перемещаемым микрозеркалом.

рис. 3.9.1, в качестве примера, схематично показаны три типа таких устройств. В первом случае, перемещение входного волновода позволяет переключать оптический сигнал из верхнего волновода в нижний (рис. 3.9.1, а). Во втором случае – поворот микрозеркала также осуществляет переключение

оптического сигнала между двумя волноводами (рис. 3.9.1, б). В этих случаях происходит пространственная модуляция излучения, но результатом является амплитудная модуляция. Третий тип переключателя (рис. 5.9.1, в) представляет собой микроинтерферометр Фабри-

Перо, состоящий из двух полупрозрачных зеркал. Перемещение одного из зеркал приводит к спектральному сдвигу полосы пропускания интерферометра, в результате чего происходит амплитудная модуляция излучения. Возврат переключателя в исходное состояние производится либо приложением силы с

противоположным знаком, либо за счет упругих элементов. Размеры таких микромеханических переключателей обычно составляют 50-100 мкм. Перемещение управляющих элементов в них происходит на расстояния 0.1 – 5 мкм.

В качестве действующей силы F , в таких устройствах обычно используется сила кулоновского притяжения или отталкивания при приложении разности электрического потенциала U . Возникающее при этом усилие пропорционально напряженности электрического поля E и, следовательно, зависит от расстояния d между электродами:

$$F \sim E = U/d.$$

Для микронных зазоров между электродами, достаточно приложить разность потенциалов в несколько вольт для перемещения или поворота управляющего элемента. Быстродействие таких устройств определяется резонансными частотами механических колебаний перемещаемых элементов и

Таблица 3.9.1. Механические, теплофизические и оптические свойства монокристаллического кремния.

Модуль Юнга: (100)	130 – 170 ГПа
(110)	130-190 ГПа
(111)	170 ГПа
Плотность	2.33 г/см ³
Теплопроводность	156 Вт/м К
Теплоемкость	713 Дж/кг К
Показатель преломления ($\lambda = 1.55$ мкм)	3.48
Коэффициент поглощения ($\lambda = 1.55$ мкм)	< 0.01 см ⁻¹

обычно лежит в интервале 0.5-5 мс. Низкое быстродействие является недостатком микромеханических устройств. Достоинствами являются их малые габариты, малые мощности управления и хорошая технологическая сочетаемость с интегрально-оптическими схемами. Для изготовления интегральных микромеханических переключателей обычно используется поли- либо монокристаллический кремний. Это объясняется хорошо разработанной технологией изготовления интегральных устройств на основе кремния, а также прекрасными механическими и оптическими

свойствами кремния (см. таблицу 3.9.1).

3.10. Контрольные вопросы

1. Какие электрооптические эффекты возникают в твердых и жидких диэлектриках?
2. Как влияет внешнее электрическое поле на оптические свойства полупроводников?
3. Какие типы модуляции оптических сигналов могут быть получены с помощью электрооптических эффектов?
4. Какие типы модуляции оптических сигналов могут быть получены с помощью магнитооптического эффекта?
5. Каковы условия возникновения дифракции Рамана-Ната и дифракции Брэгга при акустооптическом эффекте?
6. Какие типы модуляции оптических сигналов могут быть получены с помощью акустооптического эффекта?
7. Каковы основные принципы управления оптическими сигналами в оптоэлектронных микромеханических устройствах?
8. Какие типы модуляции оптических сигналов могут быть получены с помощью оптоэлектронной микромеханики.

ГЛАВА 4. УПРАВЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИМИ СИГНАЛАМИ В УСТРОЙСТВАХ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Оптические волноводы представляют собой протяженные структуры, внутри которых могут распространяться электромагнитные волны в видимой и инфракрасной областях спектра. В простейшем случае, оптический волновод представляет собой диэлектрический стержень круглого (волокно) или прямоугольного сечения с поперечным размером, сравнимым с длиной волны. Несмотря на такую простоту, распространение электромагнитной волны в подобной структуре существенно отличается от распространения в свободном пространстве или в диэлектрическом стержне с поперечным размером, много большим длины волны. Описанием свойств оптических волноводов и созданием на их основе новых оптических устройств для передачи и обработки информации занимается специальное направление науки и техники – волоконная и интегральная оптика.

Интерес к оптическим волноводам возник в начале 60^х годов XX века после создания первых полупроводниковых лазеров. Оказалось, что излучение в области *p-n* перехода лазера распространяется подобно тому, как СВЧ-электромагнитная волна распространяется в СВЧ-волноводе. Это послужило толчком к развитию теории планарных оптических волноводов и интегральной оптики. Дальнейшее развитие интегральной оптики позволило создать оптические устройства для обработки информации, которые способны конкурировать с аналогичными устройствами интегральной электроники. В начале 70^х годов XX века появились предложения использовать оптические волноводы и волокна для передачи оптической информации на большие расстояния. Первые оптические волокна имели большие потери и сильно искажали оптический сигнал. Решению этих проблем было посвящено большое количество теоретических и экспериментальных исследований. В результате возникло новое научное направление – волоконная оптика. Это привело к созданию волоконно-оптических систем связи, способных передавать чрезвычайно большие объемы информации (до 1 Тбит/с) на сверхдальние расстояния.

4.1. Достоинства оптических методов обработки информации

Основным достоинством интегрально-оптических устройств является их высокое быстродействие. Уже созданы интегрально-оптические переключатели с временем переключения менее 100 фс. Такое быстродействие недостижимо для устройств обычной полупроводниковой электроники. Важным достоинством оптических переключателей и коммутаторов является чрезвычайно низкая мощность управления. Возможность передачи больших объемов информации и обработки этой информации с высокой скоростью и малыми энергозатратами на управление определяет бурное развитие интегральной и волоконной оптики в настоящее время.

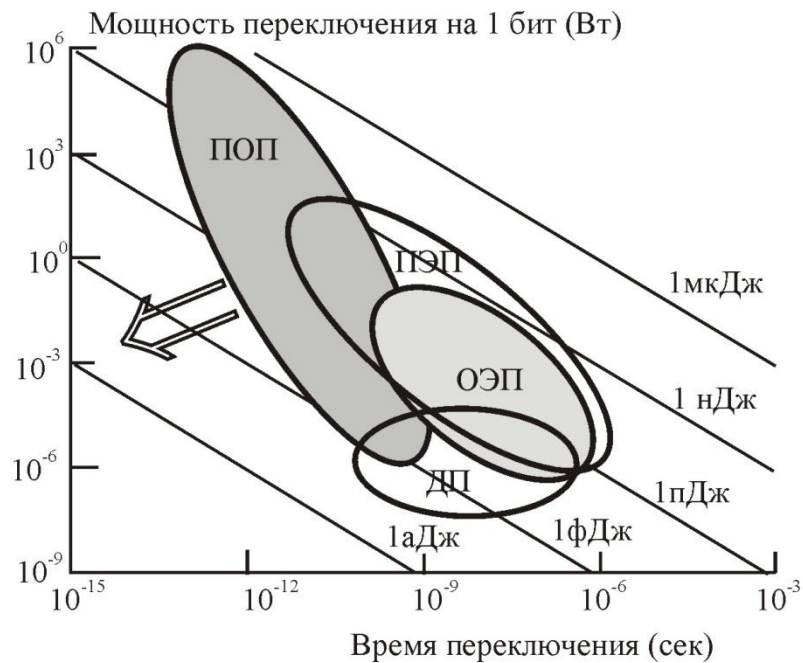


Рис. 4.1.1. Сравнительные характеристики полупроводниковых электронных переключателей (ПЭП), электронных переключателей на основе джозефсоновских переходов (ДП), оптоэлектронных переключателей (ОЭП) и полностью оптических переключателей (ПОП). Прямыми линиями показаны энергии переключения.

Достоинства оптических методов обработки информации иллюстрирует рис. 4.1.1. На нем показаны сравнительные характеристики электронных полупроводниковых переключателей (ПЭП), электронных переключателей на основе джозефсоновских переходов (ДП), оптоэлектронных переключателей (ОЭП) и полностью оптических переключателей (ПОП). Сопоставление производится по мощности (энергии) переключения и времени переключения (быстродействию). Из рисунка видно, что характеристики оптоэлектронных

переключателей сравнимы с характеристиками полупроводниковых электронных переключателей, однако, проигрывают джозефсоновским переключателям по уровню мощности управления. В то же время, быстродействие полностью оптических переключателей в 10^2 - 10^3 раз выше, чем быстродействие переключателей других типов и достигает десятков-сотен фемтосекунд. Благодаря высокому быстродействию полностью оптические переключатели являются наиболее перспективными устройствами для волоконно-оптических линий связи будущего, оптических компьютеров и систем обработки информации. Однако, быстродействие полностью оптических переключателей обеспечивается за счет относительно высокой мощности управления. Поэтому, в настоящее время, основная тенденция научных исследований и разработок (стрелка на рисунке)– уменьшение мощности управления таких устройств.

Прежде, чем перейти к описанию методов управления оптическими сигналами и устройств интегральной оптики, необходимо дать начальные сведения об особенностях распространения сигналов по оптическим волноводам.

4.2. Условия каналирования электромагнитных волн и формирования волноводных мод. Волноводная мода и константа распространения

Основным свойством оптического волновода является способность каналировать электромагнитную энергию оптического диапазона. В лучевом приближении это свойство волновода иллюстрирует рис. 4.2.1.

Волновод на рисунке представляет собой трехслойную структуру из материалов (1-3) с разными оптическими свойствами. В случае каналирования луч распространяется по центральному слою 2.

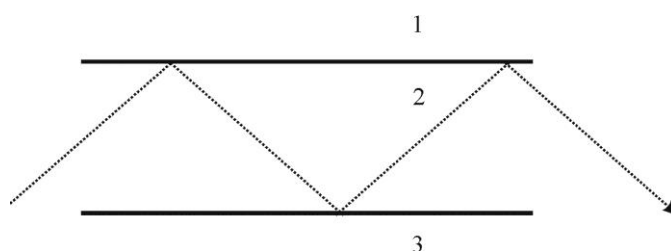


Рис. 4.2.1. Каналирование луча в оптическом волноводе.

Очевидно, что такое распространение луча возможно при условии его отражения от границ между средами. Поэтому, рассмотрим законы оптики, описывающие отражение и преломление света на границе между двумя средами с показателями преломления n_1 и n_2 (рис. 4.2.2).

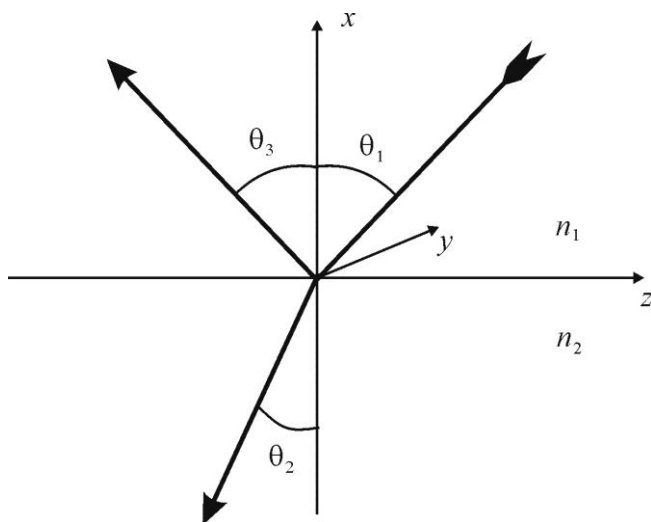


Рис. 4.2.2. Отражение и преломление света на границе двух сред.

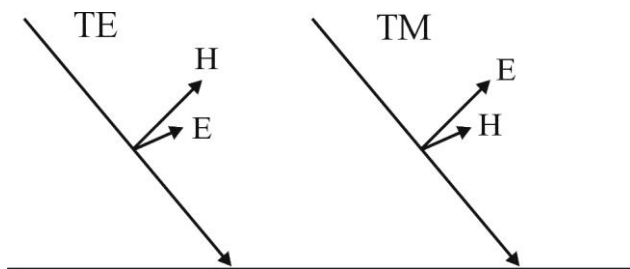


Рис. 4.2.3. TE- и TM-поляризации.

Из граничных условий можно вывести [9, 13, 15] следующие выражения, описывающих свойства лучей при отражении и преломлении:

1. $\theta_3 = \theta_1$ (Угол падения равен углу отражения)
2. $\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = n_2 / n_1$ (Закон Снеллиуса)

3. Законы Френеля

Многие эффекты при преломлении и отражении световой волны зависят от ориентации векторов **E** и **H** относительно плоскости падения. Поэтому вводятся понятия TE-поляризации (Transverse Electric) и TM-поляризации (Transverse Magnetic). В первом случае вектор **E** направлен перпендикулярно плоскости падения, во втором случае – вектор **H**. Данные типы поляризации показаны на рис. 4.2.3.

Рассмотрим подробнее законы Френеля для компонент электрического поля волны. Амплитуды электрического поля падающей (E_1), отраженной (E_3) и преломленной (E_2) волн связаны следующими соотношениями:

$$E_3 = E_1 \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}$$

для случая, когда вектор электрического поля (**E**) перпендикулярен плоскости падения излучения (TE-поляризация) и соотношениями:

$$E_3 = E_1 \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad E_2 = E_1 \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}$$

для случая, когда вектор электрического поля (**E**) параллелен плоскости падения излучения (TM-поляризация).

Коэффициенты отражения (R) и пропускания (T) могут быть определены по следующим формулам:

$$R = \left| \frac{E_3}{E_1} \right|^2, \quad T = \left| \frac{E_2}{E_1} \right|^2.$$

Рассмотрим важный для оптических волноводов случай, при котором излучение полностью отражается от границы двух сред ($R = 100\%$). Данная ситуация реализуется при угле падения большем критического угла θ_c . Критический угол падения определяется из выражения:

$$\sin \theta_c = n_1/n_2.$$

Из приведенного выражения следует, что эффект полного внутреннего отражения может возникать лишь при выполнении условия $n_2 > n_1$. Это условие также является необходимым для каналирования излучения в большинстве диэлектрических волноводов.

Зависимость коэффициента отражения на границе двух сред от угла падения показана на рис. 4.2.4, а для двух поляризаций излучения.

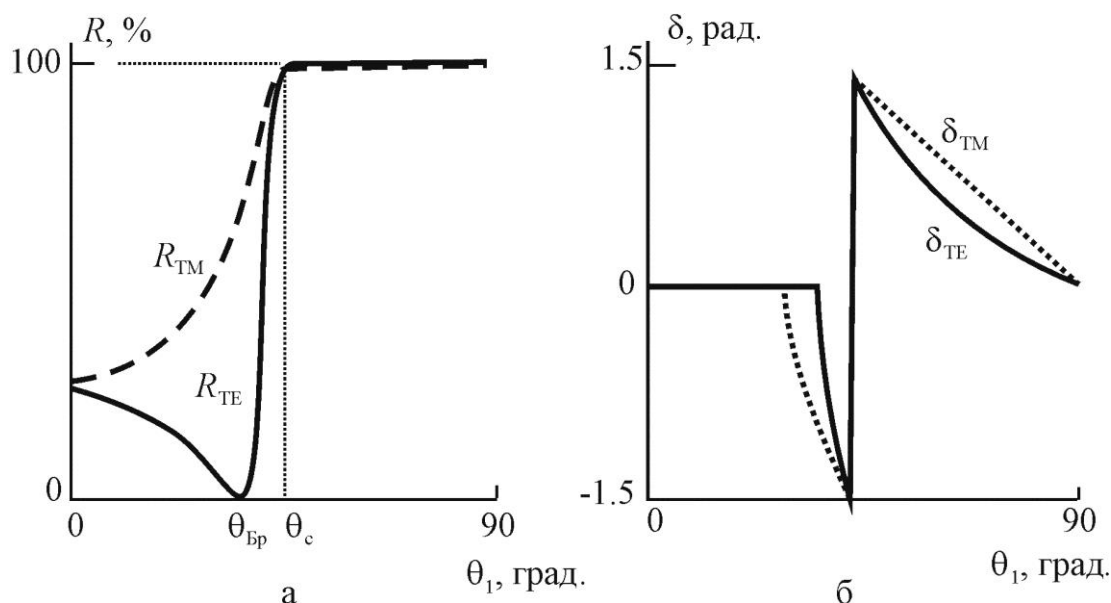


Рис. 4.2.4. а – зависимость коэффициента отражения от угла падения излучения. б – зависимость сдвига фазы отраженного излучения от угла падения излучения.

Рассмотрим некоторые важные эффекты, возникающие при полном внутреннем отражении:

1. При отражении от границы двух сред происходит сдвиг фазы отраженного излучения. Величина сдвига фазы задается выражением:

$$\delta = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}{\cos \theta_1},$$

для случая ТЕ-поляризации падающего излучения и выражением:

$$\delta = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - n_2^2 / n_1^2}}{n_2^2 / n_1^2 \cos \theta_1},$$

для случая ТМ-поляризации. Зависимости сдвига фазы отраженного излучения от угла падения показаны на рис. 4.2.4, б. Из рисунка видно, что вблизи критического угла падения происходит скачок фазы отраженного излучения, а в области полного внутреннего отражения, при увеличении угла падения, фаза отраженного излучения уменьшается.

2. Полное внутреннее отражение сопровождается смещением пучка вдоль оси z (сдвиг Гуса-Хеншена). Это происходит за счет проникновения излучения за границу двух сред в виде затухающей («эванесцентной») волны (рис. 4.2.5).

Сдвиг фазы при отражении излучения от границы сред и сдвиг Гуса-Хеншена оказывают существенное влияние на особенности распространения

оптических сигналов в диэлектрических волноводах.

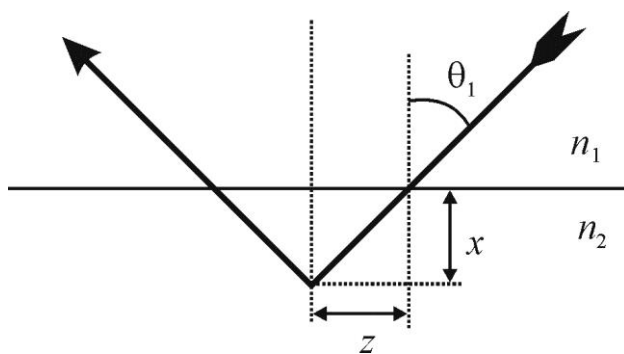


Рис. 4.2.5. Сдвиг Гуса-Хеншена при полном внутреннем отражении.

В полых диэлектрических волноводах излучение падает из среды с $n = 1$ в среду с более высоким коэффициентом отражения. В этом случае эффект полного внутреннего отражения отсутствует, и коэффициент отражения достигает 100 % лишь при $\theta_1 = 90^\circ$. Сдвиг фазы отраженного излучения не зависит от угла падения

и поляризации излучения и равен нулю.

При распространении электромагнитных волн в тонких пленках и слоях может возникать явление интерференции. В случае оптических волноводов интерференция оказывает решающее влияние на характер распространения волны. Поэтому, для понимания процессов, происходящих в оптических волноводах, необходимо рассмотреть основные закономерности интерференции двух электромагнитных волн.

Амплитуда плоской электромагнитной волны описывается выражением:

$$E(r, t) = E_0(r) \cdot \exp(-i\omega t) \cdot \exp[\delta(r, t)],$$

где r – координата; t – время; ω – круговая частота излучения; δ – фаза волны. При интерференции двух электромагнитных волн происходит сложение их амплитуд:

$$E = E_1 + E_2.$$

Интенсивность излучения пропорциональна квадрату амплитуды электромагнитной волны. Квадрат суммарной амплитуды двух электромагнитных волн можно записать в виде:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2,$$

Учитывая исходное выражение для амплитуды поля и пренебрегая быстро изменяющимся членом $\exp(-i\omega t)$ суммарную интенсивность можно представить в виде:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos(\delta_1 - \delta_2).$$

Таким образом, при интерференции двух электромагнитных волн суммарная интенсивность зависит от интенсивности каждой волны и разности их фаз. При $\delta_1 - \delta_2 = 0, 2\pi, 4\pi \dots$, суммарная интенсивность достигает максимума:

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2}.$$

При $\delta_1 - \delta_2 = \pi, 3\pi, 5\pi \dots$ интенсивность становится минимальной:

$$I = I_1 + I_2 - 2(I_1I_2)^{1/2}.$$

Для планарного (см. п. 4.3) волновода толщиной $2a$ с показателем преломления n_1 , выражение, описывающее интерференцию, можно записать в виде условия фазового резонанса:

$$4akn_1 \sin \varphi - \delta_{12} - \delta_{13} = 2N\pi, N = 0, 1, 2 \dots,$$

где k – волновое число, φ – угол между границей раздела и падающим на нее лучом, δ_{12} и δ_{13} – сдвиги фазы на границах раздела 1-2 и 1-3. Из данного выражения следует, что по волноводу могут распространяться лишь дискретные типы оптических сигналов, для которых выполняется условие фазового резонанса. Такие типы сигналов называются волноводными модами. Волноводные моды обозначаются как TE_N и TM_N в зависимости от типа поляризации, а нижний индекс соответствует величине N в условии фазового резонанса (например, TE_0 , TE_1 , ...). Каждая мода характеризуется своей константой распространения $\beta = \omega/V$ (V – фазовая скорость). Константа распространения β связана с углом φ следующим образом:

$$\beta = n_1 k \cdot \cos \varphi.$$

Пусть, для определенности, $n_2 \geq n_3$. Тогда константа распространения заключена в интервале:

$$n_1 k \geq \beta \geq n_2 k \geq n_3 k.$$

Некоторые свойства волноводных мод описаны в п. 4.3 и п. 4.4.

4.3. Классификация оптических волноводов

В настоящее время в интегральной и волоконной оптике используется большое разнообразие оптических волноводов с различными свойствами. Большинство из них можно классифицировать по двум параметрам:

1. Геометрия волновода в поперечном сечении,
2. Пространственный профиль показателя преломления (или диэлектрической проницаемости) волновода в поперечном сечении.

На рис. 4.3.1 представлены основные типы оптических волноводов, наиболее часто используемых в науке, технике, связи и информатике. Подробное описание свойств некоторых типов оптических волноводов,

представленных на рисунке, приведено в соответствующих разделах учебного пособия. Здесь дается лишь краткая их характеристика.

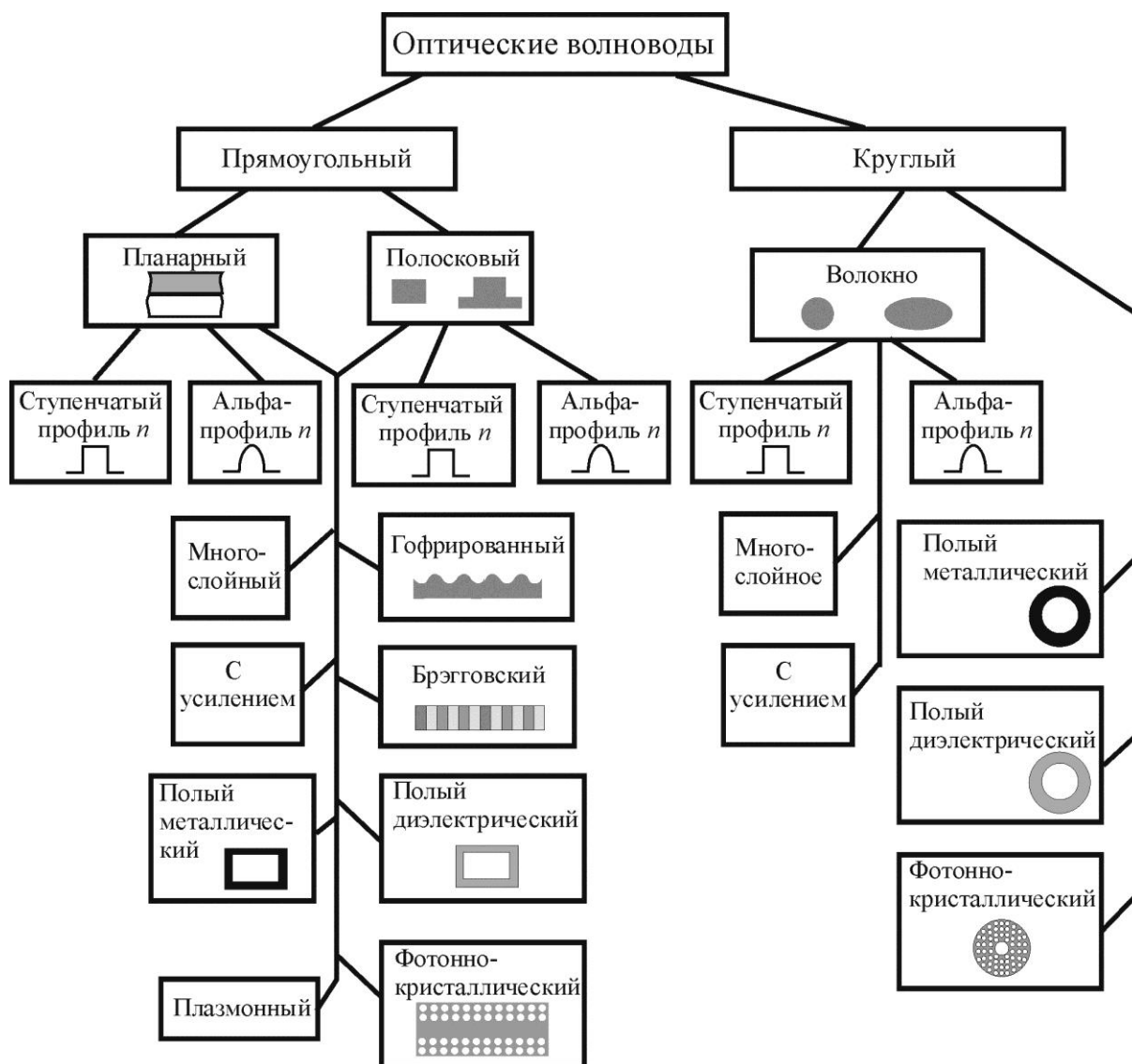


Рис. 4.3.1. Классификация оптических волноводов.

По своей геометрии оптические волноводы делятся на волноводы с прямоугольным сечением (планарные и полосковые) и волноводы с круглым сечением. Первая группа волноводов используется, в основном, в интегральной оптике – для передачи оптических сигналов, в оптических переключателях и полупроводниковых лазерах. Вторая, в виде оптических волокон, в волоконно-оптических линиях связи, волоконных лазерах и волоконно-оптических датчиках. Иногда применяются волноводы с более сложной геометрией: прямоугольные волноводы на пьедестале и волокна с эллиптическим поперечным сечением.

По профилю пространственного распределения показателя преломления в поперечном сечении планарные волноводы и волокна делятся на две группы: со ступенчатым профилем и с градиентным профилем показателя преломления. Во второй группе волноводов показатель преломления плавно изменяется от центра волновода к его границе по определенному закону. Наиболее часто используются волноводы с параболическим профилем изменения показателя преломления. В некоторых случаях используются волноводы с многослойным тонкопленочным покрытием.

Материал оптического волновода может обладать усилением. Волноводы с усиливающей средой используются в волноводных и волоконных лазерах и усилителях.

Волноводы описанных выше групп также называют регулярными волноводами, так как они имеют регулярную (неизменную) геометрию в продольном направлении. В то же время, широкое применение в интегральной оптике находят нерегулярные волноводы. Такие волноводы, как правило, имеют периодическую модуляцию показателя преломления в продольном направлении.

К этой группе волноводов относятся гофрированные и брэгговские волноводы. В гофрированных волноводах имеется периодическая модуляция показателя преломления в продольном направлении на границе волновода. В брэгговских волноводах вся среда волновода в продольном направлении имеет периодическую модуляцию показателя преломления. Волноводы данной группы используются в качестве волноводных фильтров и оптических переключателей, а также в волноводных лазерах для создания положительной обратной связи.

Общим для описанных выше волноводов является то, что показатель преломления материала волновода больше, чем показатель преломления окружающей среды. В то же время существуют полые диэлектрические волноводы в виде капилляра прямоугольного или круглого сечения, заполненного газом с $n = 1$. Такие волноводы используются в волноводных газовых лазерах.

Для транспортировки мощного лазерного излучения среднего инфракрасного диапазона иногда используются полые металлические волноводы прямоугольного или круглого сечения.

В последние годы интенсивно исследуются и уже находят практическое применение новые типы волноводов – фотоннокристаллические и плазмонные. Фотоннокристаллический волновод представляет собой волновод прямоугольного или круглого сечения, окруженный фотонным кристаллом. Среда, в которой распространяется электромагнитная волна, может представлять собой полость ($n = 1$), либо диэлектрик с $n > 1$. Фотоннокристаллические волноводы находят применение в интегральной оптике и волоконно-оптических системах связи. Плазмонный волновод представляет собой протяженную полосу металла с поперечным размером много меньшим длины волны излучения. Особенностью плазмонных волноводов является то, что оптический сигнал распространяется не внутри такого волновода, а по его поверхности, в виде поверхностной электромагнитной волны. Это свойство плазмонных волноводов связано с возбуждением в металле плазмонов - резонансных колебаний плазмы свободных электронов. Применение плазмонных волноводов в устройствах интегральной оптики позволяет значительно уменьшить габариты этих устройств.

4.4. Методы описания волноводных мод

Методы расчета параметров оптических волноводов можно разбить на две основные группы: методы геометрической оптики и методы электродинамики. Методы геометрической оптики отличаются простотой и наглядностью и, в ряде случаев, позволяют получить достаточно точное описание характеристик волновода. Методы электродинамики, основанные на решении уравнений Максвелла, являются более громоздкими. В то же время, они дают более полное описание свойств волновода. В частности, они позволяют получить распределение поля электромагнитной волны в волноводе с учетом ее поляризации и описать волноводы сложной структуры.

Методы геометрической оптики для расчета волноводов основаны на законах геометрической оптики. Законы геометрической оптики справедливы для приближения очень коротких длин волн: $\lambda \rightarrow 0$. В этом случае можно считать, что энергия излучения распространяется вдоль определенных кривых –

световых лучей (*лучевое приближение*). При этом оптические законы можно сформулировать на языке геометрии.

Основной характеристикой излучения в геометрической оптике является оптический путь $J(r)$. Основным уравнением геометрической оптики является уравнение эйконала, связывающее оптический путь и показатель преломления среды $n(r)$ («эйконал» в переводе с греческого - изображение):

$$\text{grad}^2 J(r) = n^2(r)$$

или:

$$\left(\frac{\partial J}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial J}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial J}{\partial z}\right)^2 = n^2(x, y, z)$$

Рассмотрим применение метода геометрической оптики для расчета характеристик планарного волновода [15]. Центральный слой волновода (рис. 6.4.1) имеет показатель преломления n_2 и толщину $2a$. Диэлектрические слои, окружающие волновод, имеют показатели преломления n_1 и n_3 . Луч распространяется под углом φ к оси z волновода. Для формирования направляемых лучей необходимо, чтобы показатель преломления центрального слоя был больше показателей преломления окружающих сред: $n_1 > n_2$, $n_1 > n_3$. Кроме того, необходимо выполнение условия полного внутреннего отражения: $\cos \varphi > n_2/n_1$, $\cos \varphi > n_3/n_1$.

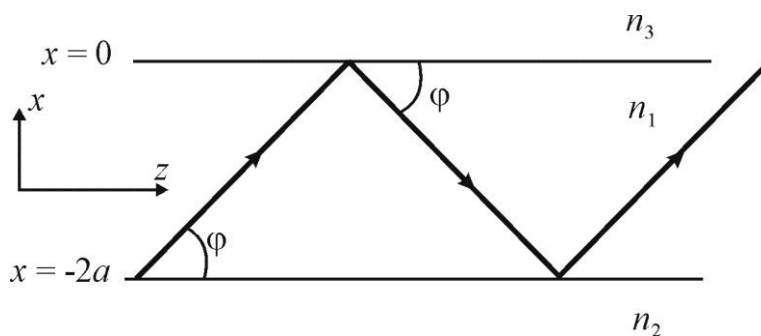


Рис. 4.4.1. Геометрия планарного диэлектрического волновода.

Изменение величин β и φ происходит не непрерывно, а дискретно из-за эффекта интерференции. Это связано с дополнительным условием формирования направляемых лучей – условием фазового резонанса. Согласно этому условию, полное изменение фазы за один зигзаг траектории луча должно

быть кратно 2π . Так как длина оптического пути за один такой цикл равна $4a \cdot \sin \varphi$, то, учитывая изменение фазы при отражении от границ δ_{12} и δ_{13} , получаем условие фазового резонанса в виде:

$$4akn_1 \sin \varphi - \delta_{12} - \delta_{13} = 2N\pi, N = 0, 1, 2 \dots$$

Выражения для сдвигов фазы δ_{12} и δ_{13} приведены в п. 4.2. Введем следующие обозначения:

$$p^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2, \quad q^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2 \quad \text{и} \quad r^2 = \beta^2 - n_3^2 k^2.$$

Тогда условие фазового резонанса для ТЕ-поляризации принимает вид:

$$4aq - 2\arctg(p/q) - 2\arctg(r/q) = 2N\pi.$$

Данное уравнение называется *характеристическим уравнением* для лучей в плоском трехслойном диэлектрическом волноводе и позволяет определить значения, которые может принимать константа распространения β при заданных длине волны, геометрических размерах волновода и показателях преломления n_1 , n_2 и n_3 . Целое число N в характеристическом уравнении соответствует номеру волноводной моды и определяет траекторию луча в волноводе, по которому распространяется данная волноводная мода. Характеристическое уравнение можно переписать в более удобной форме:

$$\operatorname{tg}(2aq - N\pi) = \frac{(p+r)q}{q^2 - pr}.$$

Методы, основанные на приближении геометрической оптики, позволяют вычислить характеристическое уравнение волновода, траектории лучей, соответствующие различным направляемым модам, а также ряд других параметров волновода. В тоже время, эти методы пригодны для волноводов, имеющих относительно простую структуру. Более широкими возможностями обладают методы электродинамики, рассмотренные ниже.

Электродинамические методы расчета оптических волноводов [15] основаны на решении уравнений Максвелла. Уравнения Максвелла описывают распространение электромагнитных волн в пространстве и в веществе. Электромагнитная волна характеризуется векторами электрического и магнитного полей – \mathbf{E} и \mathbf{H} . Тремя другими векторами – \mathbf{D} (вектор

электрического смещения), \mathbf{B} (вектор магнитной индукции) и \mathbf{j} (плотность тока) характеризуется влияние среды на распространение волны. Уравнения Максвелла задают связь между указанными векторами:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - 1/c \cdot \partial \mathbf{D} / \partial t = 4\pi/c \cdot \mathbf{j} ,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} + 1/c \cdot \partial \mathbf{B} / \partial t = 0 .$$

Данные векторные уравнения дополняются двумя скалярными соотношениями:

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0,$$

где ρ – плотность зарядов. Кроме того, приведенные выше уравнения дополняются тремя материальными уравнениями, которые учитывают влияние поля волны на вещество. Для неподвижной и изотропной среды они имеют вид:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E}, \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} .$$

Здесь σ – удельная проводимость среды; ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемость среды соответственно.

При решении уравнений Максвелла для материального пространства, имеющего границы раздела, используются граничные условия. Эти граничные условия, в общем виде, перечислены ниже. Нижние индексы 1 и 2 соответствуют первой и второй среде. \mathbf{r}_{12} – единичный вектор нормали, направленный из первой среды во вторую.

1. Нормальная компонента вектора магнитной индукции непрерывна на поверхности раздела:

$$\mathbf{r}_{12} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0$$

2. При наличии на поверхности раздела слоя с поверхностной плотностью заряда ρ , нормальная компонента электрического смещения при переходе через эту поверхность испытывает скачок, равный $4\pi\rho$:

$$\mathbf{r}_{12} \cdot (\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) = 4\pi\rho$$

3. Тангенциальная компонента электрического вектора непрерывна на поверхности раздела:

$$\mathbf{r}_{12} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0$$

4. При наличии тока с поверхностной плотностью j тангенциальная компонента магнитного вектора испытывает скачок, равный $(4\pi\mathbf{j}/c)$:

$$\mathbf{r}_{12} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = 4\pi \mathbf{j} / c.$$

При отсутствии токов и зарядов соответствующие компоненты непрерывны.

При практическом расчете оптических волноводов уравнения Максвелла используются в виде двух волновых уравнений – одно для вектора \mathbf{E} , другое для вектора \mathbf{H} . Такие уравнения могут быть получены из исходных уравнений Максвелла методом подстановки. Векторные волновые уравнения имеют следующий вид:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{и} \quad \nabla^2 \mathbf{H} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0.$$

Для расчета оптических волноводов практический интерес представляет случай плоской гармонической волны при отсутствии в среде токов и зарядов. Для гармонической волны векторы \mathbf{E} , $\mathbf{H} \sim \exp(-i\omega t)$. Здесь ω – круговая частота колебаний; t – время. В этом случае волновые уравнения приводятся к виду:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 n^2 \mathbf{E} = 0 \quad \text{и} \quad \nabla^2 \mathbf{H} + k^2 n^2 \mathbf{H} = 0.$$

Здесь $k = \omega(\mu\varepsilon)^{1/2}$. Скалярные волновые уравнения имеют аналогичный вид, но относятся к соответствующим компонентам векторов. В большинстве практических задач можно пренебречь быстро меняющимся множителем $\exp(-i\omega t)$. Тогда решение скалярного волнового уравнения для гармонической волны, в общем случае, будет иметь вид:

$$E(x, y, z) = A(x, y) \cdot \exp(-i\beta z) \quad \text{и} \quad H(x, y, z) = B(x, y) \cdot \exp(-i\beta z).$$

Неизвестные постоянные $A(x, y)$ и $B(x, y)$ могут быть определены из конкретных граничных условий задачи.

Широкое распространение имеют оптические волноводы круглого сечения (оптические волокна). Поэтому, приведем общий вид скалярного волнового уравнения в цилиндрических координатах для E -компоненты поля волновода круглого сечения:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \left(\xi^2 - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2} \right) E = 0.$$

Рассмотрим пример расчета характеристик мод планарного волновода методом решения волнового уравнения для ТЕ-поляризации. Профиль показателя преломления – ступенчатый. При поиске решения примем во

внимание следующие факторы. Так как в положительном и отрицательном направлениях по оси y волновод неограничен, то распределение полей мод в этих направлениях однородно. Следовательно, все производные по y в волновых уравнениях обращаются в ноль. Кроме того, нам уже известно, что зависимость поля моды от координаты z задается множителем $\exp(-i\beta z)$. В этом случае задача сводится к одномерной, и скалярные волновые уравнения электрической компоненты поля волны $E = E_y$ для трех областей волновода можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial^2 E_3}{\partial x^2} - r^2 E_3 = 0, \quad x \geq 0;$$

$$\frac{\partial^2 E_1}{\partial x^2} + q^2 E_1 = 0, \quad -2a \leq x \leq 0;$$

$$\frac{\partial^2 E_2}{\partial x^2} - p^2 E_2 = 0, \quad -2a \geq x;$$

здесь r , p и q – обозначения, введенные на стр. 81.

Граничные условия для данной геометрии волновода заключаются в непрерывности касательных компонент векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} и их производных на границах раздела сред:

$$E_3(x=0) = E_1(x=0), \quad E_2(x=-2a) = E_1(x=-2a);$$

$$\frac{\partial E_3(x=0)}{\partial x} = \frac{\partial E_1(x=0)}{\partial x}, \quad \frac{\partial E_2(x=-2a)}{\partial x} = \frac{\partial E_1(x=-2a)}{\partial x}.$$

Для нахождения вида решений волновых уравнений воспользуемся уже известным нам свойством направляемых мод – их поле должно затухать вне центрального слоя волновода. Кроме того, известно, что функции, описывающие распределение поля волноводных мод могут быть как четными, так и нечетными. Учитывая свойства волноводных мод и условия непрерывности на границах раздела, можно сразу задать конкретный вид решений волновых уравнений для трех областей волновода:

$$E_y = \begin{cases} A \exp(-rx), & x \geq 0 \\ A \cos qx + B \sin qx, & 0 \geq x \geq -2a \\ (A \cos 2aq - B \sin 2aq) \cdot \exp p(x+2a), & -2a \geq x \end{cases} .$$

Неизвестные константы A и B могут быть найдены путем подстановки данных решений в выражения для граничных условий. Необходимо напомнить, что для получения полного выражения для электрической компоненты поля волны, полученные решения требуется умножить на $\exp(-i\omega t) \cdot \exp(-i\beta z)$. Аналогичным образом могут быть получены решения для H -компоненты волноводной моды. Условия непрерывности приводят к двум уравнениям:

$$-rA = qB, \quad x = 0,$$

$$q(A \sin 2aq + B \cos 2aq) = p(A \cos 2aq - B \sin 2aq), \quad x = -2a.$$

Исключая из этих уравнений отношение A/B получаем характеристическое уравнение для ТЕ-мод:

$$\operatorname{tg} 2aq = \frac{(p+r)q}{q^2 - pr}.$$

С точностью до $N\pi$ это уравнение совпадает с характеристическим уравнением, полученным методом геометрической оптики.

Рассмотрим подробнее вид решений для компоненты вектора E_y . Внутри волновода поле имеет осциллирующий характер, так как описывается тригонометрическими функциями. Вне волновода поле также присутствует, но затухает по экспоненте при увеличении x . Распределение амплитуды поля в поперечном сечении волновода для мод с индексами 0 и 1 показано на рис. 4.4.2. Пунктиром на рисунке обозначены границы волновода. Из рисунка видно, что поле моды с $N = 0$ имеет максимум на оси волновода. Вне волновода поле спадает экспоненциально. Поле моды с индексом $N = 1$ на оси волновода равно нулю, но имеет максимум и минимум вблизи границ волновода. Отрицательное значение поля означает, что вектор \mathbf{E} направлен в противоположную сторону. Вне волновода поле данной моды также спадает экспоненциально.

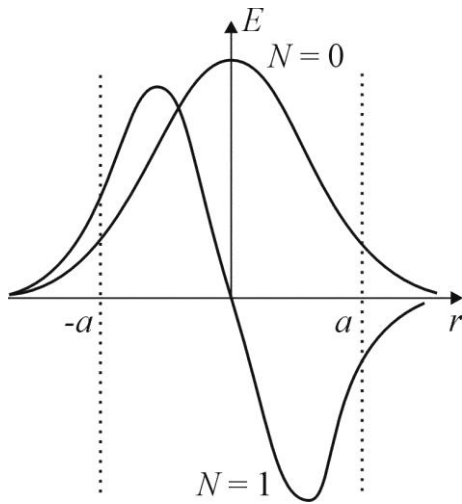


Рис. 4.4.2. Распределение амплитуды поля в поперечном сечении волновода для мод с индексами 0 и 1.

Наличие поля электромагнитной волны вне волновода при распространении волноводных мод имеет важное значение для волоконной и интегральной оптики. Так, наличие поглощения вне волновода приводит к потерям мощности оптического сигнала. Поэтому волноводы и волокна, в большинстве случаев, помещают в оболочки из непоглощающих материалов. Наличие поля вне волновода позволяет осуществлять электромагнитную связь между различными волноводными устройствами, например, переводить оптический сигнал из одного волновода в другой, а также создавать волноводные переключатели и коммутаторы оптических сигналов.

4.5. Эффективный показатель преломления волновода

Показатель преломления характеризует фазовую скорость V электромагнитной волны в материальной среде: $n = c/V$. На рис. 4.5.1 показано распространение по волноводу волноводных мод с индексами 0 и 1 в лучевом приближении.

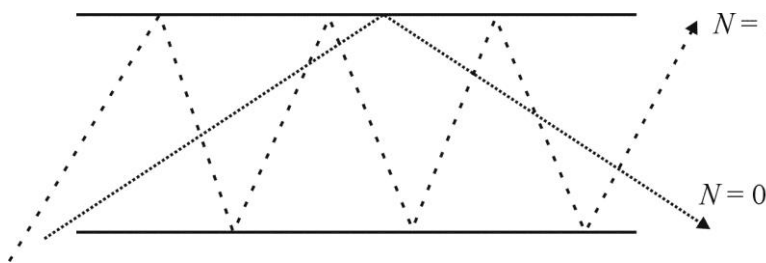


Рис. 4.5.1. Прохождение по волноводу мод с индексами 0 и 1.

Из рисунка видно, что один и тот же отрезок волновода моды проходят за различное время, так как мода с индексом 1 проходит больший путь, чем мода с индексом 0. Следовательно, моды с различными индексами имеют различную фазовую скорость. И, следовательно, для каждой моды можно ввести свой эффективный показатель преломления. Эффективный показатель преломления определяется выражением: $n_{эфф} = n_1 \sin\theta$ (n_1 – показатель преломления сердечника волновода). Учитывая то, что $\beta = n_1 k \cos\theta$, мы можем получить следующую связь между постоянной распространения и эффективным показателем преломления: $\beta = k n_{эфф}$. Рассмотрим некоторые свойства эффективного показателя преломления. Для этого заменим в характеристическом уравнении планарного волновода постоянную

распространения ее представлением через $n_{эфф}$. Мы получим следующее уравнение для эффективного показателя преломления:

$$2\pi h \sqrt{n_1^2 - n_{эфф}^2} - \arctg \left(\frac{n_1^2 \sqrt{n_{эфф}^2 - n_2^2}}{n_2^2 \sqrt{n_1^2 - n_{эфф}^2}} \right) - \arctg \left(\frac{n_1^2 \sqrt{n_{эфф}^2 - n_3^2}}{n_3^2 \sqrt{n_1^2 - n_{эфф}^2}} \right) = \pi(m - 1).$$

Здесь h – толщина волновода, m – целое число, $n_{2,3}$ – показатели преломления сред, окружающих волновод. Из данного выражения видно, что $n_{эфф}$ зависит не только от $n_{2,3}$, но и от толщины волновода. Это свойство эффективного показателя преломления широко используется при создании интегрально-оптических устройств. На рис. 4.5.2 показана зависимость $n_{эфф}$ от толщины волновода для случая симметричного волновода ($n_2 = n_3$) для нескольких типов мод. Из рисунка видно, что при одной толщине волновода у

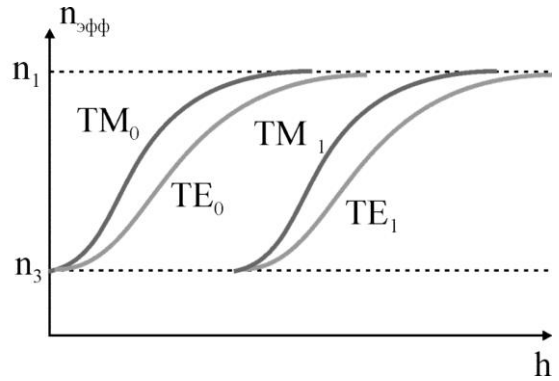


Рис. 4.5.2. Зависимость эффективного показателя преломления от толщины волновода.

каждого типа моды свой эффективный показатель преломления. Увеличение толщины волновода приводит к увеличению $n_{эфф}$ (рис. 4.5.3), а уменьшение толщины приводит к уменьшению $n_{эфф}$. При этом, $n_{эфф}$ может изменяться в пределах: $n_3 < n_{эфф} < n_1$.

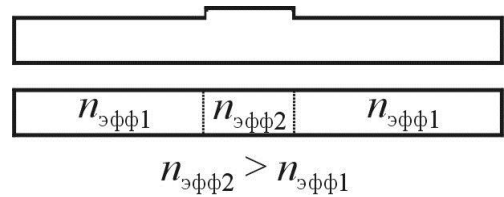


Рис. 4.5.3. Влияние увеличения толщины волновода на эффективный показатель преломления. Внизу показан волноводный аналог без утолщения.

Рассмотрим два примера использования свойств эффективного показателя преломления в интегральной оптике. На рис. 4.5.4 показана волноводная линза, представляющая собой утолщение круглой формы на волноводе. Такая линза позволяет фокусировать волноводные моды. На рис. 4.5.5 показаны гофрированный волновод и его аналог. Для волноводных мод такой волновод выполняет функцию фазовой дифракционной решетки или спектрального селектора.

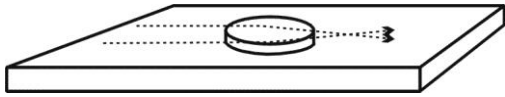


Рис. 4.5.4. Волноводная линза.

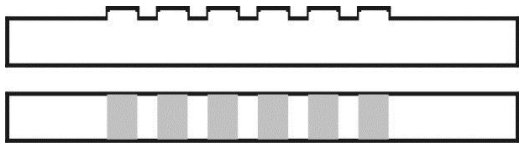


Рис. 4.5.5. Гофрированный волновод и его аналог.

В волоконных линиях связи наличие у различных мод различного эффективного показателя преломления приводит к искажению оптических сигналов из-за возникновения модовой дисперсии (межмодовой задержки). Это связано с тем, что из-за различия эффективного показателя преломления у разных мод различаются и их фазовые скорости. Если на вход волоконной линии связи поступает многомодовый оптический сигнал в виде импульса, то на каком-то расстоянии произойдет расплывание этого сигнала (рис. 4.5.6), а на большем расстоянии он распадется на несколько импульсов, каждый из которых соответствует одной моде. Для устранения этого эффекта могут быть использованы одномодовые волокна, однако при этом уменьшается информационная емкость волокна. В многомодовых волокнах модовая дисперсия может быть уменьшена при использовании волокон с параболическим профилем показателя преломления. Рассмотрим оптические свойства такого волокна подробнее.

Рис. 4.5.6. Искажение оптического сигнала в многомодовом волокне из-за модовой дисперсии.



Рис. 4.5.6. Искажение оптического сигнала в многомодовом волокне из-за модовой дисперсии.

Оптические свойства волокна с параболическим профилем показателя преломления

Оптические волноводы, имеющие градиент показателя преломления в поперечном сечении, широко используются в системах волоконной связи и интегральной оптики. В общем случае, профиль показателя преломления можно описать выражением [15]:

$$n^2(x) = \begin{cases} n_1^2(1 - 2\Delta \cdot f(x)), & x < a, \\ n_1^2(1 - 2\Delta) \equiv n_2^2, & x \geq a, \end{cases}$$

где n_1 – показатель преломления на оси волновода; n_2 – показатель преломления оболочки, $2a$ – ширина сердцевины, $\Delta = \text{const}$, $f(x)$ – функция, задающая градиент профиля показателя преломления. Наиболее часто используется экспоненциальный либо степенной профили показателя преломления. В случае степенного (или «альфа-профиля») функция $f(x)$ имеет следующий вид:

$$f(x) = (x/a)^\alpha.$$

В зависимости от показателя степени α могут быть реализованы различные профили показателя преломления: линейный ($\alpha = 1$), параболический ($\alpha = 2$) и другие (рис. 4.5.7 а). Случай $\alpha = \infty$ соответствует ступенчатому профилю показателя преломления.

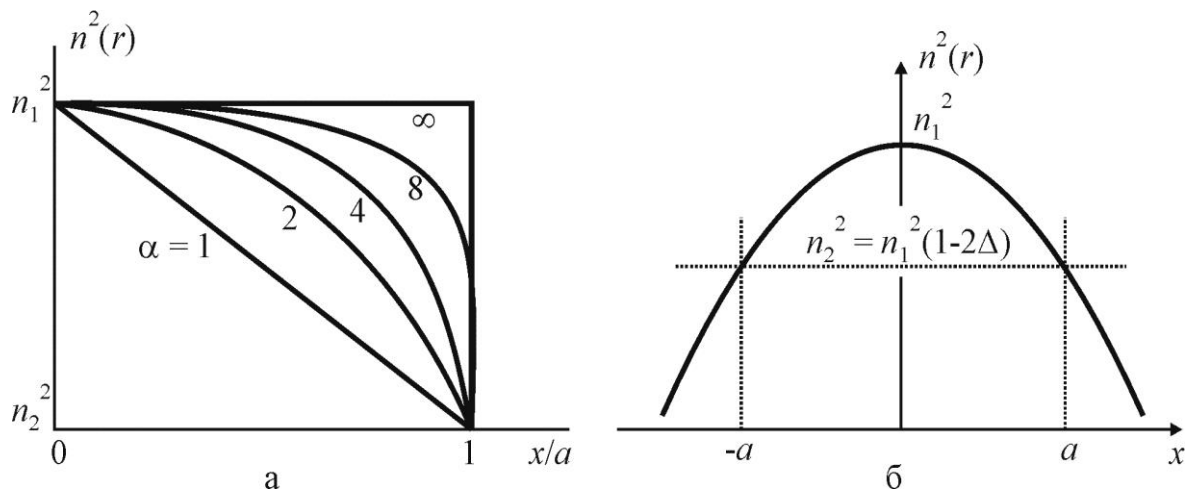


Рис. 4.5.7. а - распределения показателя преломления для альфа-профилей;

б – параболический профиль показателя преломления.

Рассмотрим некоторые свойства оптического волокна с параболическим профилем показателя преломления. На рис. 4.5.8 показаны траектории лучей в таком волокне для мод с $N = 0$ и $N = 1$. Моде с индексом $N = 0$ соответствует траектория, расположенная ближе к оси волновода. Из рисунка видно, что вблизи границы волновода происходит не скачкообразное, а плавное изменение траектории лучей. Кроме того, вдоль оси z происходит периодическая фокусировка лучей – то есть волновод имеет

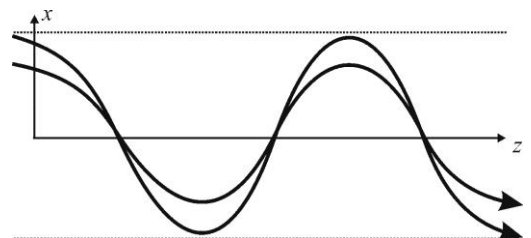


Рис. 4.5.8. Траектории лучей в волокне с параболическим профилем показателя преломления.

свойства линзоподобной среды. Тот факт, что полное внутреннее отражение происходит до достижения модой границы волновода играет положительную роль. Поверхность волновода всегда имеет микронеровности. Поэтому в волноводе со ступенчатым профилем показателя преломления при отражении от границы раздела происходит частичное рассеяние оптического сигнала и потеря его мощности. В волноводе с параболическим профилем показателя преломления этого не происходит.

На рис. 4.5.9 показана зависимость межмодовой задержки от показателя степени α [15]. Из рисунка видно, что зависимость имеет резкий минимум для α

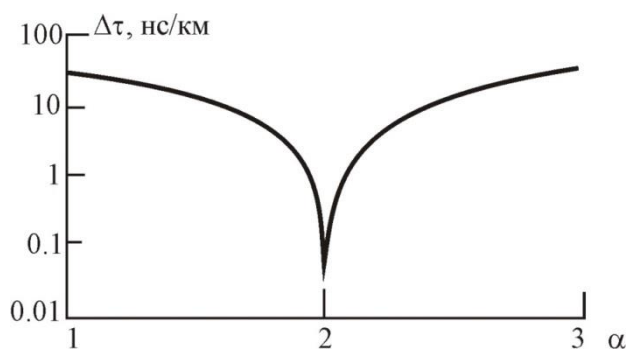


Рис. 4.5.9. Зависимость межмодовой задержки от показателя степени α для круглых волноводов со степенным профилем показателя преломления.

$= 2$, соответствующей параболическому профилю показателя преломления. При этом величина межмодовой задержки уменьшается почти в 1000 раз. Поэтому подобные волокна широко используют в волоконных линиях связи. Рассмотрим, с чем связано такое уменьшение межмодовой задержки. Из рис. 4.5.8 видно, что траектории лучей, соответствующих модам с $N = 0$ и $N = 1$ отличаются: лучи, соответствующие моде с $N = 0$, сосредоточены ближе к оси волновода. Следовательно, оптический сигнал, распространяющийся на

этой моде, проходит меньший путь, чем оптический сигнал на моде с $N = 1$. Однако, вблизи оси волновода его показатель преломления выше, чем на краях волновода. Поэтому, фазовая скорость моды с индексом $N = 0$ меньше, чем фазовая скорость моды с $N = 1$. Это различие в фазовых скоростях компенсирует различие в длине пути, который проходят сигналы на разных модах. В результате, один и тот же отрезок волокна такие сигналы проходят примерно за одно и то же время.

4.6. Пассивные компоненты волоконных и интегрально-оптических устройств

В интегрально-оптических устройствах, как и в электронных системах, требуется передавать, соединять и разделять сигналы, вводить их в различные

функциональные узлы, анализировать свойства этих сигналов и т.д. На рис. 4.6.1 перечислены основные компоненты интегрально-оптических устройств, которые позволяют преобразовывать оптические сигналы без использования внешних управляющих сигналов. Рассмотрим структуру и свойства некоторых из них.



Рис. 4.6.1. Пассивные компоненты интегрально-оптических устройств.

Устройства ввода-вывода оптических сигналов

Призмный метод ввода и вывода излучения показан на рис. 4.6.2. В данном методе используются призмы с показателем преломления большим, чем показатель преломления волновода [13]. Призму помещают на поверхность волновода, причем, между призмой и волноводом должен оставаться воздушный зазор толщиной меньше длины волны. Излучение падает на призму под углом, большим угла полного внутреннего отражения. За границей раздела при этом возникает затухающая волна, которая проникает в воздушный зазор и в волновод. При равенстве волновых векторов затухающей волны и одной из волноводных мод происходит перекачка энергии из падающего излучения в эту волноводную

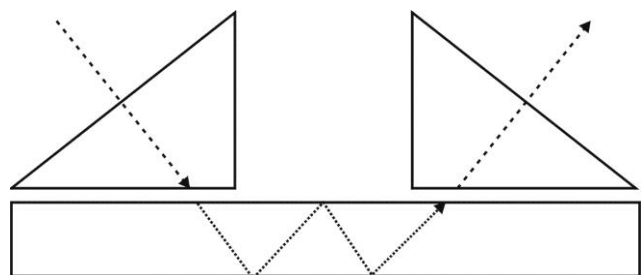


Рис. 4.6.2. Призмный метод ввода и вывода излучения.

моду. С помощью данного метода возможно преобразование в волноводную моду до 80 % падающего излучения. Аналогичным образом, мощность из волноводной моды с помощью призмы может быть выведена из волновода и преобразована в излучение свободного пространства.

Ввод и вывод с помощью дифракционной решетки. В данном методе на поверхности волновода изготавливают фазовую дифракционную решетку (рис. 4.6.3) [13]. В результате дифракции падающего излучения на дифракционной

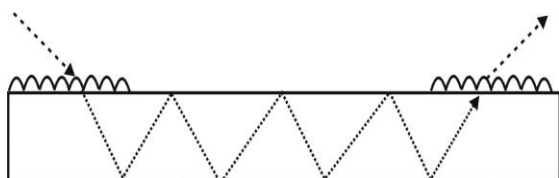


Рис. 4.6.3. Ввод и вывод излучения с помощью дифракционной решетки.

решетке волновой вектор излучения в одном из порядков дифракции может совпасть с волновым вектором волноводной моды. В этом случае будет происходить перекачка энергии из падающего излучения в волноводную моду. Для того, чтобы получить максимальную эффектив-

тивность преобразования необходимо оптимизировать период решетки. В этом случае эффективность преобразования может достигать 80 %. Таким же образом оптический сигнал может быть выведен из волновода в свободное пространство.

Ввод излучения через торец волокна показан на рис. 4.6.4. Несмотря на простоту данного метода, он обладает рядом особенностей [13]. Расходимость

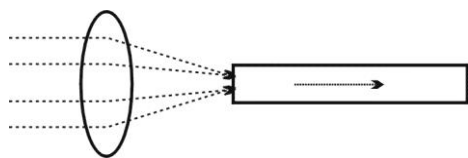


Рис. 4.6.4. Ввод излучения через торец волокна.

излучения, падающего на линзу, не позволяет сфокусировать его в пятно малого диаметра, равного или меньшего диаметра волокна.

Поэтому лишь часть падающего излучения может быть преобразована в волноводные моды. Часть лучей в сфокусированном пучке может иметь угол падения на стенку волокна меньше угла полного внутреннего отражения. Эти лучи не будут преобразованы в волноводные моды, а выйдут через стенку волокна. Эти два фактора приводят к тому, что эффективность преобразования излучения в волноводные моды данным методом составляет 20-60 %. Наконец, как видно из рис. 4.6.4, лучи в сфокусированном пучке идут под разными углами. Это приводит к тому, что в волокне формируется не одна, а несколько волноводных мод

Ввод с помощью связанных волноводов. Электромагнитная волна, распространяющаяся в волноводе в виде волноводной моды, имеет компоненты поля, выходящие за пределы сердцевины волновода. Эти компоненты поля существуют в виде затухающей электромагнитной волны, амплитуда которой экспоненциально уменьшается по мере удаления от границы сердцевины волновода. Однако, если рядом с волноводом, на малом расстоянии, расположен другой волновод, затухающая волна может проникать в этот волновод – возникнет электромагнитная связь между двумя волноводами [8]. В этом случае, при определенных условиях, мощность оптического сигнала может переходить из одного волновода в другой и наоборот. Система из двух и более оптических волноводов, между которыми существует электромагнитная связь, называется связанными волноводами. Связанные волноводы широко используются в интегральной оптике для перераспределения оптических сигналов, а также в оптических переключателях и коммутаторах. Поэтому рассмотрим подробнее некоторые свойства системы из двух связанных планарных волноводов, расположенных на расстоянии d друг от друга (рис. 4.6.5).

Для описания системы двух связанных волноводов могут быть использованы методы теории возмущений [15]. Второй волновод рассматривается как возмущающий фактор, приводящий к изменению показателя преломления первого волновода.

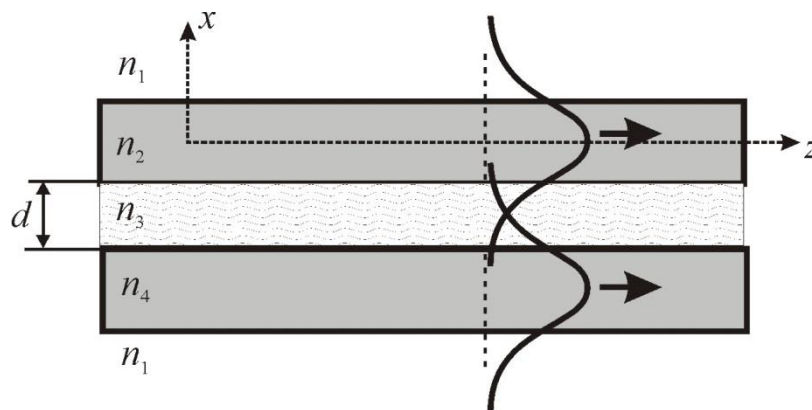


Рис. 4.6.5. Связанные волноводы.

Теория возмущений позволяет получить систему из двух уравнений, описывающих амплитуды поля $A(z)$ в двух связанных волноводах:

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial z} = k_{1,2} A_{2,1} \cdot \exp(\mp i(\beta_2 - \beta_1)z).$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к первому и второму волноводу соответственно; β – константа распространения; k – коэффициент связи между волноводами:

$$k_{1,2} = -i \frac{k_0}{2\beta_{1,2}} \cdot \iint \vec{R}_1 \cdot \vec{R}_2 \cdot \delta n^2 dx dy .$$

В этом выражении $R = R(x, y)$ – поперечные компоненты поля мод; δn – возмущающая добавка к показателю преломления первого волновода; k_0 – волновое число.

Практический интерес представляет случай, когда связь между волноводами максимальна. Такая связь возникает при выполнении условия фазового синхронизма – равенстве фазовых скоростей мод в двух волноводах. При этом: $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = 0$, $k_1 = k_2 = k$. В этом случае система уравнений, описывающая компоненты поля $A(z)$ связанных мод, принимает простой вид:

$$\begin{cases} \frac{\partial A_1}{\partial z} = k A_2 \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} = k A_1 . \end{cases}$$

Отсюда можно получить выражения для компонент поля мод связанных волноводов в условиях фазового синхронизма:

$$\begin{aligned} A_1 &= A_0 \cos(|k|z) \cdot \exp(-i\beta z) \\ A_2 &= -i A_0 \sin(|k|z) \cdot \exp(-i\beta z) \end{aligned}$$

Здесь A_0 – константа, определяемая из граничных условий; $\beta = \beta_1 = \beta_2$. В выражение для A_1 входит функция $\cos(kz)$, а в выражение для A_2 – $\sin(kz)$. Это означает, что амплитуды поля мод в одном и втором волноводе изменяются по периодическому закону вдоль направления распространения электромагнитных волн. Причем, при увеличении мощность волны в одном волноводе происходит уменьшение мощности волны во втором волноводе (рис. 4.6.6) – происходит периодическая перекачка мощности из одного волновода в другой. Полная перекачка мощности из первого волновода во второй происходит на расстоянии $z = L$. Параметр L называется длиной связи и, в условиях фазового синхронизма, определяется выражением $L = \pi k/2$.

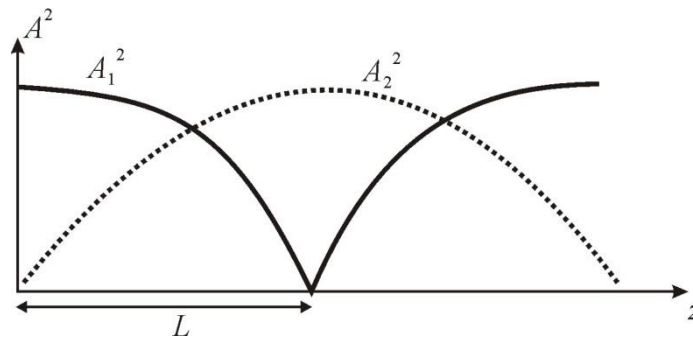


Рис. 4.6.6. Изменение мощности связанных волн в системе из двух связанных волноводов.

Для двух одинаковых ($n_2 = n_4$) планарных волноводов с TE -модами при $\Delta\beta = 0$ и условии $(n_2 - n_3)/n_2 \ll 1$, выражение для коэффициента связи принимает вид:

$$k \approx -i \frac{2\pi n_2}{\lambda \cdot \frac{n_2 - n_3}{n_2} \cdot \left(\frac{2\pi D n_2}{\lambda} + 2 \right)} \cdot \exp\left(-\frac{2\pi n_2}{\lambda} \cdot d \right),$$

где D – толщина волновода. Из данного выражения следует, что коэффициент связи экспоненциально зависит от расстояния между волноводами d , а также является функцией показателей преломления волноводов n_2 и среды между ними n_3 . Изменяя данные параметры можно изменять коэффициент связи и, тем самым, управлять процессом перекачки мощности из одного волновода в другой.

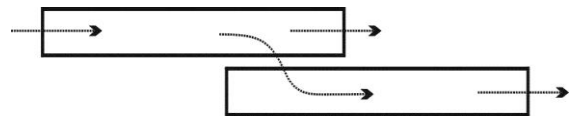


Рис. 4.6.7. Направленный ответвитель на основе связанных волноводов.

Связанные волноводы широко используются в волоконной и интегральной оптике. Область применения связанных волноводов – распределение оптических сигналов между волноводами, направленные ответвители, мультиплексоры, оптические переключатели и волноводные фильтры. Связанные волноводы используются также для оптической накачки волоконных лазеров. На рис. 4.6.7 показан направленный ответвитель на основе связанных волноводов.

Соединители и разветвители

Данный тип волноводных устройств предназначен для сведения оптических сигналов из нескольких волноводов в один (соединители, комбайнеры, мультиплексоры) или для разведения оптических сигналов из одного волновода в несколько (разветвители). На рис. 4.6.7 приведены примеры Y-соединителя и

Y-разветвителя. При их разработке необходимо учитывать, что при переходе моды из основного волновода в плечи разветвителя и наоборот происходит изменение угла падения лучей на границу раздела. При этом может произойти изменение типа моды, а также нарушение полного внутреннего отражения. Поэтому углы между плечами соединителей и разветвителей стараются сделать минимальными.

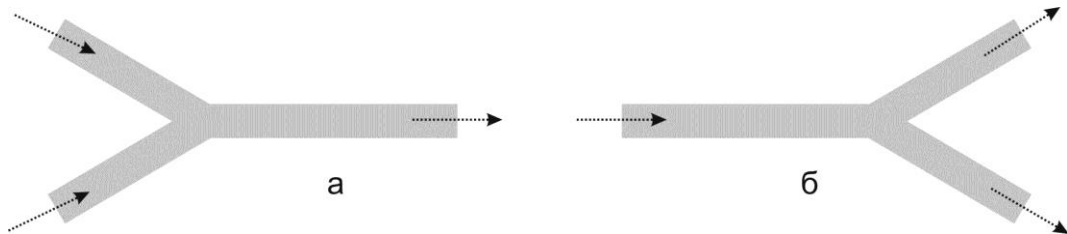


Рис. 4.6.7. Y-соединитель и Y-разветвитель.

Фильтры на основе брэгговских и гофрированных волноводов

В волоконной и интегральной оптике широко используются диэлектрические волноводы с периодической модуляцией показателя преломления вдоль направления распространения электромагнитной волны [13, 16]. Такой волновод представляет собой протяженную структуру круглого или прямоугольного сечения, у которой в продольном направлении чередуются участки с высоким и с низким показателями преломления. Если оптическая длина каждого такого участка кратна $\lambda/4$: $n_{1,2}L_{1,2} = (2m + 1)\lambda/4$ ($n_{1,2}$ – показатели преломления участков, $L_{1,2}$ – геометрическая длина участков, $m = 0, 1, \dots$), то волновод называется брэгговским (рис. 4.6.8, а), по аналогии с брэгговскими отражателями. Частным случаем брэгговского волновода является гофрированный волновод (рис. 4.6.8, б). В таком волноводе, по крайней мере, одна из границ волновода гофрирована. Гофрировка границы волновода приводит к возмущению его диэлектрической проницаемости, поэтому для описания такого волновода вводится эффективная диэлектрическая проницаемость ε^* :

$$\varepsilon^*(z) = \varepsilon(z) + \Delta\varepsilon(z),$$

где ε – диэлектрическая проницаемость невозмущенного волновода с гладкой границей; $\Delta\varepsilon = \Delta n^2$ – возмущение, вносимое периодической модуляцией показателя преломления Δn на границе волновода.

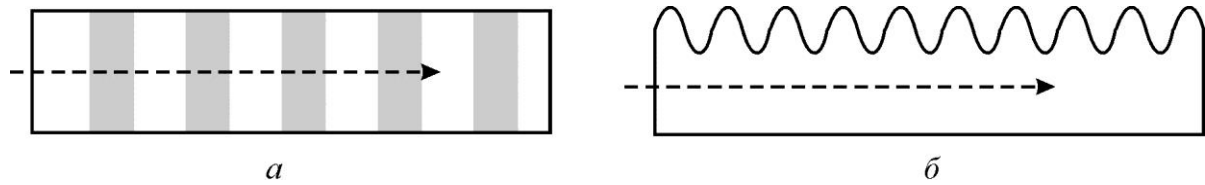


Рис. 4.6.8. а – брэгговский волновод; б – гофрированный волновод.

Так как Δn является периодической функцией: $\Delta n(z) = \Delta n(z + \Lambda)$, где Λ – период гофра, то и эффективная диэлектрическая проницаемость гофрированного волновода является периодической функцией.

Для описания свойств брэгговских и гофрированных волноводов используются метод связанных волн и метод теории возмущений. Основной особенностью периодических волноводов является возможность возникновения электромагнитной волны, распространяющейся в обратном направлении по отношению к падающей волне. Существование двух волн – прямой с амплитудой E_1 и отраженной с амплитудой E_2 – требует введения двух констант распространения β_1 и β_2 соответственно. Рассмотрим основные свойства периодических волноводов на примере гофрированного волновода. Как правило, в подобных волноводах геометрические параметры выбирают таким образом, чтобы $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = 0$. Для длины волны λ_0 этому условию соответствует период гофра равный:

$$\Lambda = m\lambda_0/2, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

При выполнении фазового условия ($\Delta\beta = 0$) решение уравнений связанных волн дает следующие выражения для прямой и для обратной волн:

$$E_1 = A \frac{|k|}{k} \frac{\text{sh}[k(z-L)]}{\text{ch}(kL)},$$

$$E_2 = B \frac{\text{ch}[k(z-L)]}{\text{ch}(kL)}.$$

Здесь A и B – константы; L – длина возмущенной (гофрированной) области волновода. Параметр k имеет вид

$$k = \frac{i\omega\epsilon_0 a_m}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n^2(x) \Psi^2(x, y, s) dx,$$

$$a_m = \begin{cases} -i/\pi m & (\text{нечетные } m), \\ 0 & (\text{четные } m), \\ 1/2 & (m=0). \end{cases}$$

Здесь ω – круговая частота электромагнитной волны; ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; $\Psi(x, y, s)$ – амплитуда волноводной моды с индексом s . На рис. 4.6.9, а показано распределение поля падающей и отраженной волн вдоль оси z внутри возмущенной области волновода при $\beta = 0$.

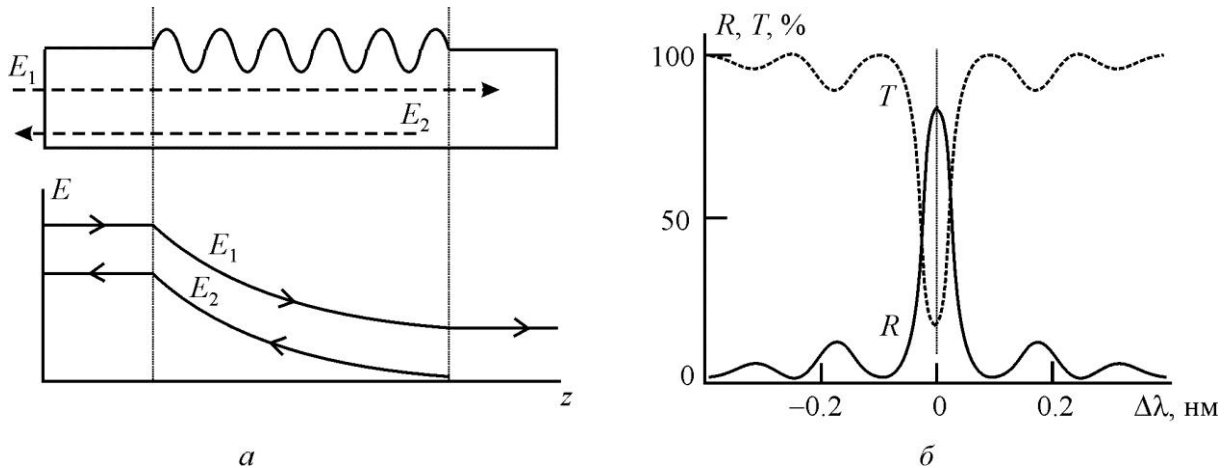


Рис. 4.6.9. а – распространение прямой и обратной моды в гофрированном волноводе;
б – спектры пропускания и отражения гофрированного волновода

Из рисунка видно, что в области возмущения амплитуда падающей волны экспоненциально затухает, а амплитуда отраженной волны экспоненциально возрастает в направлении ее распространения. Это иллюстрируют спектральные зависимости коэффициентов отражения и пропускания гофрированного волновода вблизи резонанса, показанные на рис. 4.6.9, б ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$). Таким образом, гофрированный волновод способен резонансно ослаблять излучение на фиксированной длине волны, т. е. он является резонансным узкополосным фильтром. Излучение, не прошедшее через волновод, отражается и распространяется в виде волноводной моды в обратном направлении. Аналогичными свойствами обладает брэгговский волновод.

Фильтры на основе гофрированного и брэгговского волноводов широко используются в волоконной и интегральной оптике. Рассмотрим применение фильтров на основе брэгговских волноводов в волоконно-оптических системах связи с WDM-технологией (WDM - wavelength distribution multiplexing – мультиплексирование с разделением по длине волны). Принцип WDM основан на том, что по одному оптическому волокну одновременно передается

несколько потоков сигналов на разных длинах волн [17]. Количество потоков сигналов (каналов связи) в одном волокне может достигать 160. Это позволяет существенно увеличить информационную емкость и быстродействие оптической системы связи. В приемной части системы связи сигналы селективируются по длинам волн и распределяются по адресатам. На рис. 4.6.10 схематично показан демультиплексор на основе брэгговских волноводных фильтров для спектральной селекции оптических сигналов в приемной части волоконно-оптической системы связи. Демультиплексор состоит из последовательно расположенных волноводных циркуляторов и набора брэгговских фильтров (БФ), каждый из которых настроен на одну рабочую длину волны. Оптические сигналы на этой длине волны отражаются от БФ и, с помощью циркулятора направляются потребителю.

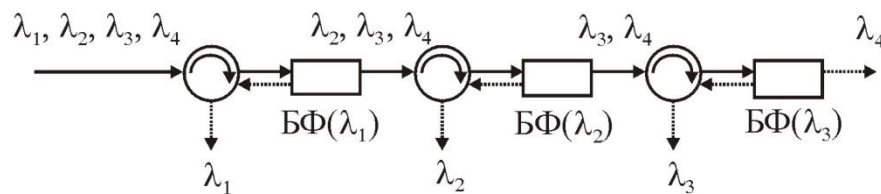


Рис. 4.6.10. Демультиплексор на основе брэгговских волноводных фильтров (БФ) для оптической системы связи с WDM-технологией.

Волноводные кольцевые резонаторы

Для спектральной селекции оптических сигналов в устройствах волоконной и интегральной оптики широко используются кольцевые резонаторы. Кольцевой резонатор представляет собой оптический волновод, свернутый в кольцо (рис. 4.6.11, а). Ввод оптического сигнала в кольцевой резонатор осуществляется с помощью полоскового волновода или волокна за счет электромагнитной связи (см. стр. 93). При этом в резонаторе формируется волноводная мода, которая циркулирует по кольцу. В том случае, если выполняется условие $n_{\text{эфф}}L/\lambda = m\pi$ ($n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления, L – длина пути, который проходит мода в резонаторе, m – целое число) происходит сложение фаз, возникает резонанс и происходит перекачка мощности из входного волновода в резонатор. При этом на спектральной зависимости мощности оптического сигнала на выходе входного волновода появляется минимум (рис. 4.6.11, б). Для вывода излучения из резонатора

используется второй волновод, имеющий электромагнитную связь с кольцевым резонатором (рис. 4.6.11, а).

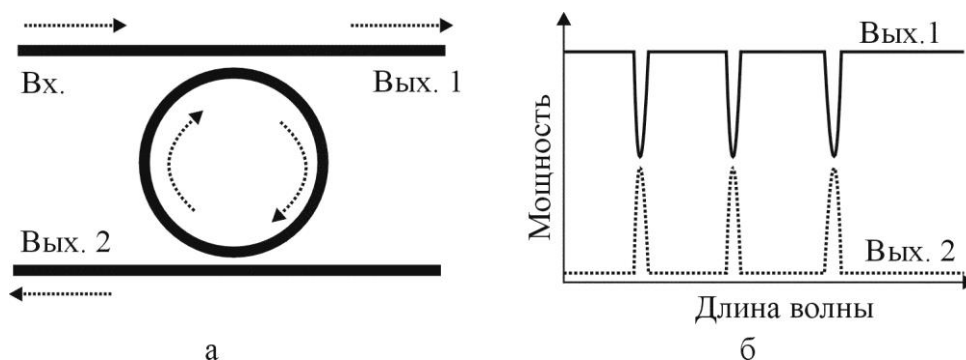


Рис. 4.6.11. а - кольцевой резонатор. б – спектральные характеристики кольцевого резонатора.

Резонаторы на модах шепчущей галереи

Среди микрорезонаторов особое место занимают резонаторы с модами шепчущей галереи. Моды шепчущей галереи во многом подобны обычным волноводным модам. Существенным их отличием является то, что они формируются в результате полного внутреннего отражения луча только от одной границы раздела сред, а не от двух или четырех, как в полосковом волноводе. На рис. 4.6.12 пунктиром показано распространение лучей, соответствующих модам шепчущей галереи, в резонаторах круглой и многоугольной формы. Распространение лучей аналогично распространению звуковых волн в круглой «Шепчущей Галерее» Собора Святого Павла в Лондоне. Отсюда и возникло название таких мод.

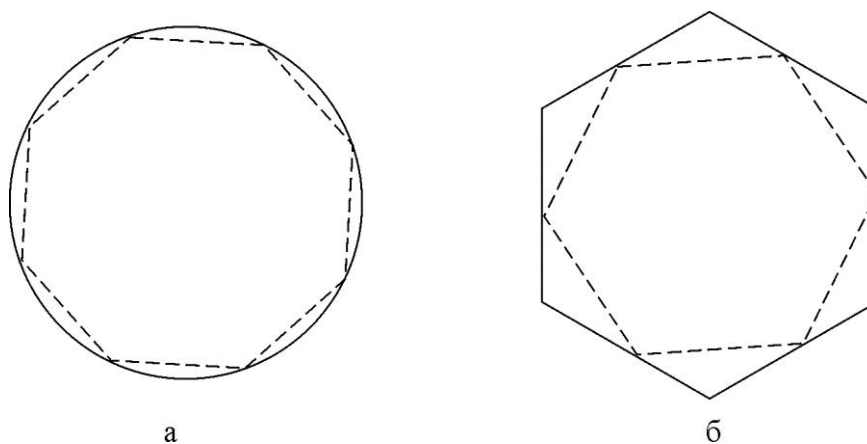


Рис. 4.6.12. Распространение лучей при возбуждении моды шепчущей галереи в резонаторе круглой формы (а) и имеющего форму многоугольника (б)

Резонаторы шепчущей галереи изготавливают в форме сферы, цилиндра, диска или многоугольника. На рис. 4.6.13, а показано распределение интенсивности моды с $N = 1$ в дисковом резонаторе, имеющем радиус r_0 . Из рисунка видно, что энергия электромагнитной волны сосредоточена вблизи границы раздела сред. Достоинством резонаторов с модами шепчущей галереи является их чрезвычайно высокая добротность Q ($Q = \omega/\Delta\omega$), превышающая на несколько порядков добротность других типов оптических резонаторов. Так, сферический микрорезонатор с модами шепчущей галереи теоретически может иметь добротность 10^{11} . Реально в сферических резонаторах достигнута добротность $5 \cdot 10^9$. Добротность цилиндрических и дисковых резонаторов может составлять $10^7 \dots 10^8$. Это позволяет создавать на основе резонаторов с модами шепчущей галереи фильтры с очень узкой спектральной полосой (рис. 4.6.13, б), а также микролазеры с узким спектром генерации.

Спектральное положение резонанса в резонаторах с модами шепчущей галереи сильно зависит от показателей преломления самого резонатора и окружающей среды. Благодаря этому, на основе таких резонаторов могут быть созданы чрезвычайно чувствительные волноводные датчики и сенсоры.

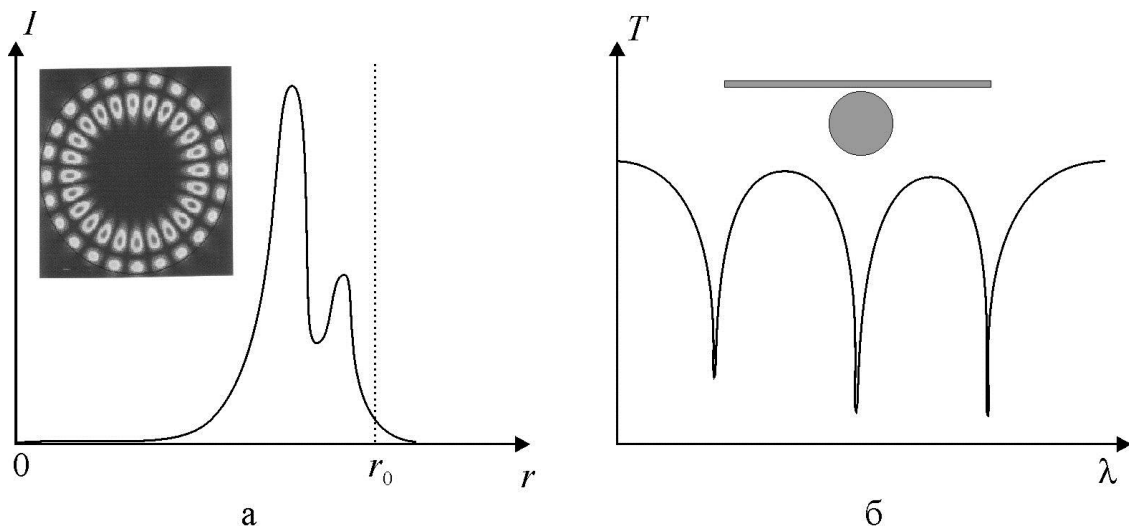


Рис.4.6.13. а – радиальное распределение интенсивности моды шепчущей галереи с $N = 1$ в дисковом резонаторе с радиусом r_0 ; На вставке – угловое распределение интенсивности; б – спектр пропускания волновода, имеющего электромагнитную связь с дисковым резонатором

В интегральной оптике используются, в основном, дисковые микрорезонаторы с модами шепчущей галереи, так как они легко могут быть изготовлены методами фотолитографии. Для ввода и вывода сигнала используют электромагнитную связь резонатора с волокном или полосковым волноводом (вставка в рис. 4.6.13, б).

Волноводный интерферометр Маха-Цендера

Принцип действия интерферометра Маха-Цендера основан на двухлучевой интерференции. На рис. 4.6.14, а показан классический (зеркальный) интерферометр Маха-Цендера. Входной пучок света, с помощью полупрозрачного зеркала разбивается на два пучка, каждый из которых распространяется в своем плече интерферометра. На выходе интерферометра пучки совмещаются на выходном полупрозрачном зеркале, где и происходит их интерференция. Изменение длины оптического пути в одном из плеч интерферометра приводит к изменению разности фаз интерферирующих пучков и к изменению условий интерференции. Волноводный аналог интерферометра Маха-Цендера показан на рис. 4.6.14, б. Интерферометр состоит из двух волноводных Y-разветвителей, соединенных отрезками волноводов.

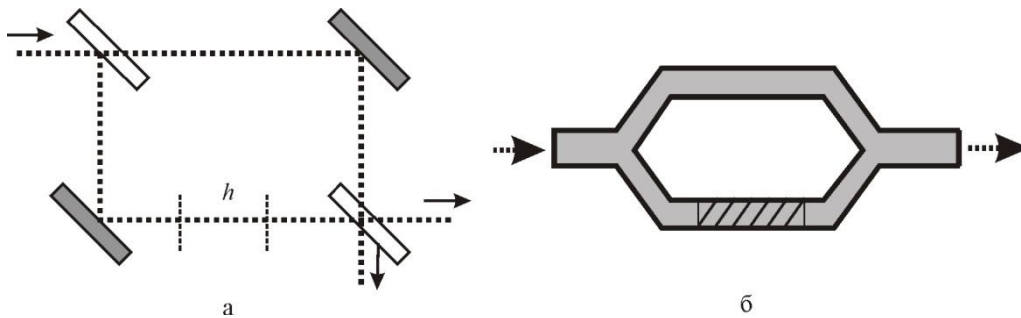


Рис. 4.6.14. Классический (а) и волноводный (б) интерферометры Маха-Цендера.

Интерферометр Маха-Цендера обладает резонансными свойствами, однако в интегральной оптике он чаще используется для активного управления оптическими сигналами. Для управления оптическим сигналом, в одно из плеч интерферометра помещается прозрачная среда толщиной h , показатель преломления которой зависит от внешнего воздействия. Изменение показателя преломления этой среды приводит к изменению разности фаз δ при сложении пучков на выходе интерферометра:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n h,$$

здесь Δn – изменение показателя преломления среды. При выполнении условия $\Delta n h = m\lambda$ ($m = 0, 1, 2, \dots$) происходит сложение сигналов и оптический сигнал на выходе максимален. При выполнении условия $\Delta n h = m\lambda$ ($m = 1/2, 3/2, 5/3, \dots$) происходит вычитание пучков и на выходе формируется минимум сигнала.

Оптические переключатели на основе волноводных интерферометров Маха-Цендера широко используются в интегральной оптике, в качестве амплитудных модуляторов оптического сигнала. Они входят в состав логических элементов, а также мультиплексоров, демультиплексоров и волоконных датчиков и сенсоров.

Фотоннокристаллические волноводы

Фотоннокристаллические волноводы являются относительно новым типом оптических волноводов. Их появление связано с созданием и исследованием новых оптических объектов – фотонных кристаллов. Фотонные кристаллы представляют собой периодические структуры из диэлектриков с отличающимся показателем преломления. Период этих структур – порядка длины волны. На рис. 4.6.15 показаны простейшие варианты одномерного, двумерного и трехмерного фотонных кристаллов. Одномерный (1D) фотонный кристалл (рис. 4.6.15, а) представляет собой чередующиеся диэлектрические слои с высоким и низким показателями преломления. Как правило, оптическая толщина этих слоев кратна $\lambda/4$. Отсюда очевидно, что брэгговский отражатель и брэгговский волновод являются в то же время одномерными фотонными кристаллами. Простейший двумерный (2D) фотонный кристалл (рис. 4.6.15, б) представляет собой диэлектрическую пластину с периодически расположенными отверстиями. Отверстия могут быть пустыми либо заполненными диэлектриком с иным показателем преломления. Трехмерный (3D) фотонный кристалл может быть сформирован из диэлектрических шаров (рис. 4.6.15, в). Подобный фотонный кристалл называется искусственным опалом, так как его структура и оптические свойства близки к структуре и свойствам природного полудрагоценного камня опала.

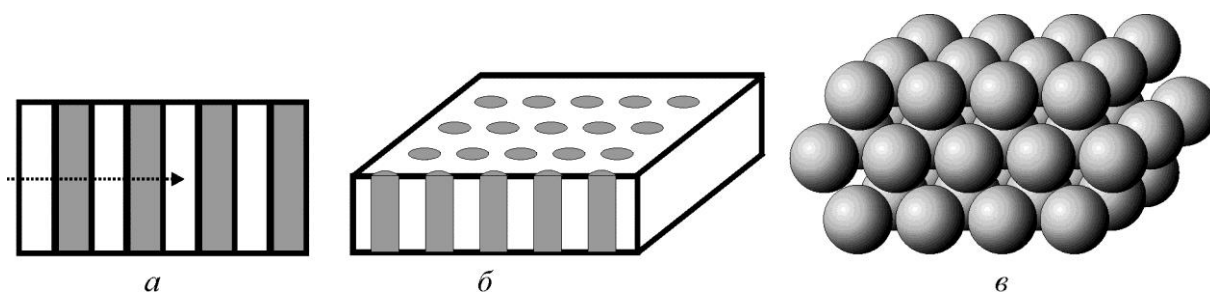


Рис. 4.6.15. Разновидности фотонных кристаллов. а – одномерный; б – двумерный; в – трехмерный.

Название фотонных кристаллов вызвано тем, что свойства фотонов в таких периодических структурах подобны свойствам электронов в периодическом электрическом поле атомов обычных кристаллов. Известно, что электрон

обладает волновыми свойствами. В кристалле возникает интерференция между «волной-электроном» и периодическим электрическим полем атомов. Это приводит к появлению разрешенных и запрещенных диапазонов длин волн или энергий электронов в кристалле. Так возникают валентная зона и зона проводимости – диапазоны энергий, разрешенных для электрона, и запрещенная зона – область энергий, которые электрон в кристалле принимать не может. В фотонном кристалле имеет место похожая ситуация. Фотон, который одновременно является электромагнитной волной, интерферирует с периодической структурой фотонного кристалла. В результате появляются диапазоны разрешенных и запрещенных энергий фотонов (или длин волн электромагнитной волны) в фотонном кристалле. Фотоны с запрещенными энергиями отражаются от фотонного кристалла; а фотоны с разрешенными энергиями в него проникают. Для таких фотонов он прозрачен.

На рис. 4.6.16 показаны спектры отражения 1D-фотонных кристаллов – совершенного (а) и с дефектом (б). Для сравнения в нижней части рисунков схематично представлены структуры энергетических зон обычного кристалла без дефектов и при наличии дефекта.

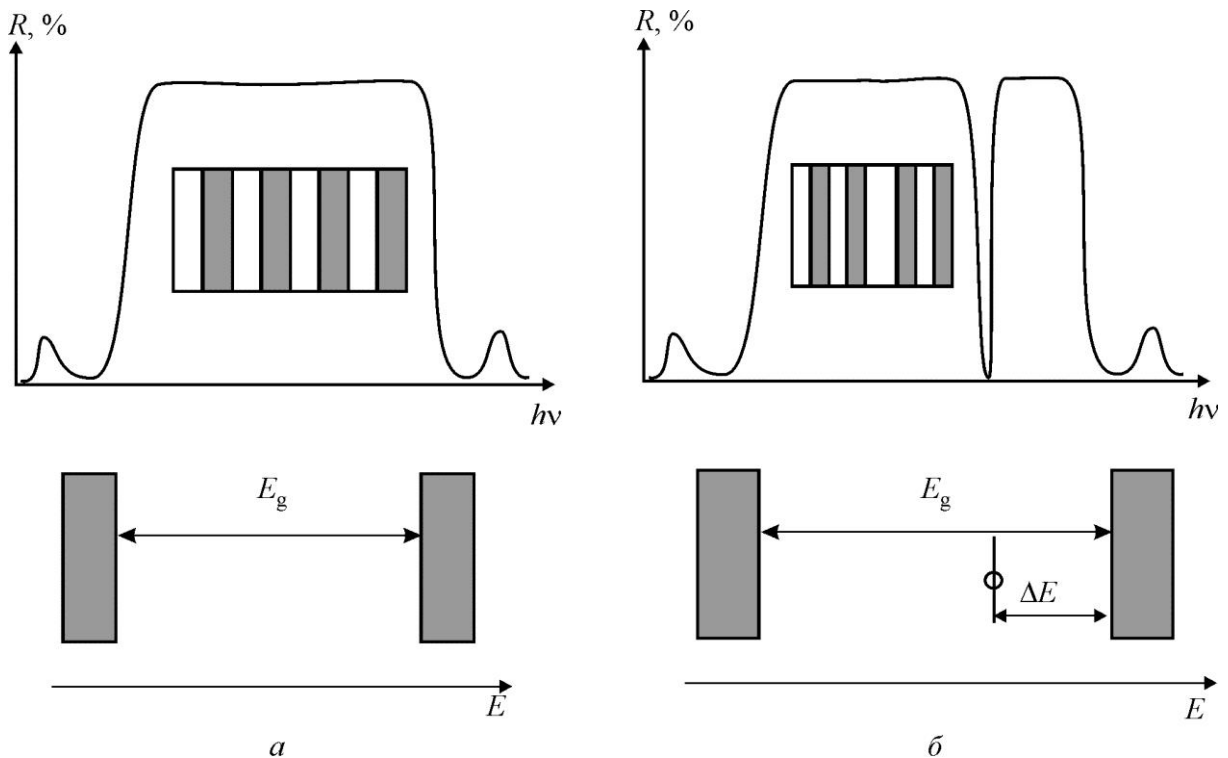


Рис. 4.6.16. Спектры отражения и энергетические зоны одномерных фотонных кристаллов. а – совершенный фотонный кристалл; б – фотонный кристалл с дефектом

Из рисунка видно, что в совершенном фотонном кристалле возникает широкая спектральная полоса отражения – «запрещенная зона» фотонного

кристалла. При наличии в фотонном кристалле дефекта, например слоя, толщина которого отличается от толщины других слоев, в полосе отражения фотонного кристалла возникает узкий минимум. Следовательно, фотоны с энергией, соответствующей этому минимуму, могут распространяться по фотонному кристаллу. Такой минимум отражения в фотонном кристалле подобен энергетическому уровню примеси или дефекта, расположенному в запрещенной зоне обычного кристалла.

На практике используют два типа фотоннокристаллических волноводов – прямоугольного и круглого поперечных сечений. Фотоннокристаллический волновод прямоугольного сечения с изгибом схематично показан на рис. 4.6.17. Такой волновод представляет собой планарную структуру, подобную приведенной на рис. 4.6.15, б, но с протяженным участком диэлектрика, в котором отсутствуют отверстия. Этот участок и является сердцевиной волновода, в которой распространяется электромагнитная мода. Области, окружающие сердцевину, обладают свойствами фотонного кристалла и имеют высокий коэффициент отражения для данной моды. Тем самым фотонный кристалл препятствует вытеканию волны из волновода и способствует ее каналированию.

Таким образом, в фотоннокристаллических волноводах свойствами фотонного кристалла обладает только среда, окружающая сердцевину волновода. В диэлектрических волноводах обычного типа каналирование обеспечивается эффектом полного внутреннего отражения от границы сердцевины волновода с окружающей средой. В фотоннокристаллических волноводах каналирование происходит в результате отражения от среды с фотоннокристаллическими свойствами. Это определяет особенности и достоинства фотоннокристаллических волноводов. Во-первых, в фотоннокристаллических волноводах возможен резкий поворот волны на 90° (см. рис. 4.6.17). В волноводах обычного типа это недопустимо, так как приводит к нарушению полного внутреннего отражения. Данное свойство позволяет уменьшить габариты интегрально-оптических устройств. Во-вторых, изменяя период фотонного кристалла и его геометрию, можно в широких пределах изменять спектральную характеристику пропускания волновода. В частности, создавая в фотонном кристалле дефекты – отверстия с диаметром, отличным от диаметра остальных отверстий, можно уменьшать коэффициент отражения для

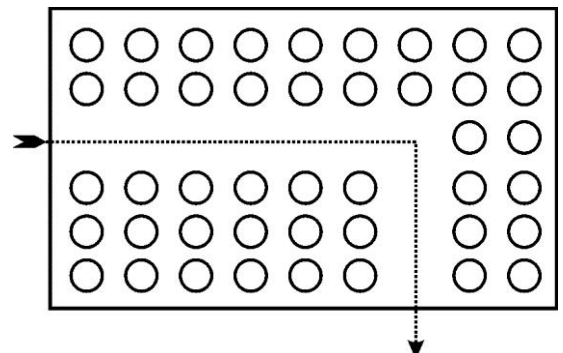


Рис. 4.6.17. Распространение луча в двумерном фотонном кристалле

отдельных спектральных линий (см. рис. 4.6.16, б). Моды волновода с такой длиной волны будут вытекать из волновода вблизи дефекта, а на спектре пропускания волновода появится минимум. Вытекание излучения вблизи дефекта можно также использовать для связи между двумя соседними волноводами.

Устройства на основе поверхностных электромагнитных волн

Широкое применение оптических методов в системах передачи и обработки информации привело к бурному развитию интегральной оптики. Основными достоинствами интегрально-оптических устройств являются возможность непосредственной обработки оптических сигналов, без преобразования их в электрические сигналы, малая мощность управления, а также их высокое быстродействие. Основным недостатком интегрально-оптических устройств является то, что их габариты существенно превышают габариты обычных микроэлектронных устройств. Это вызвано тем, что оптические волноводы, по которым распространяются оптические сигналы и которые являются компонентами оптических переключателей, должны иметь поперечные размеры, сравнимые с длиной волны оптического сигнала. Изогнутые волноводы и кольцевые волноводные резонаторы должны иметь радиусы кривизны, значительно превышающие длину волны сигнала. Фотоннокристаллические структуры, используемые в интегрально-оптических устройствах, также имеют габариты, существенно большие длины волны.

Одним из путей решения этой проблемы является использование в интегрально-оптических устройствах не объемных, а *поверхностных электромагнитных волн*, *поверхностных плазмонов*. Такие волны могут распространяться вдоль металлических поверхностей и тонких металлических пленок. Рассмотрим некоторые свойства поверхностных электромагнитных волн оптического диапазона.

Свойства поверхностных электромагнитных волн. Плазма свободных электронов в металле является колебательной системой. При воздействии электромагнитной волны в металле происходит локальная периодическая поляризация, связанная с перераспределением электронов. Такая поляризация называется плазмоном. Плазмон является частным случаем квазичастицы *поляритона*. Поляритон (в общем случае) представляет собой пространственно-локализованную область в среде, в которой поляризация отличается от поля-

ризации остальной среды. При частоте электромагнитной волны большей плазменной частоты металла ($\omega > \omega_p$) возникают объемные плазмоны, которые могут распространяться в объеме металла. Если частота электромагнитной волны меньше плазменной частоты ($\omega < \omega_p$) – возникают поверхностные плазмоны, распространяющиеся в очень тонком слое вблизи поверхности металла. При этом возникает поверхностная (двумерная) электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль поверхности металла. Подробное описание свойств объемных и поверхностных плазмонов приведено в [7, 19, 20]. Практическое применение в устройствах интегральной оптики находят поверхностные плазмоны.

Поверхностную электромагнитную волну вблизи металлического слоя можно возбудить с помощью стеклянной призмы, расположенной на малом расстоянии от поверхности металла (см. вставку в рис. 4.6.18, а).

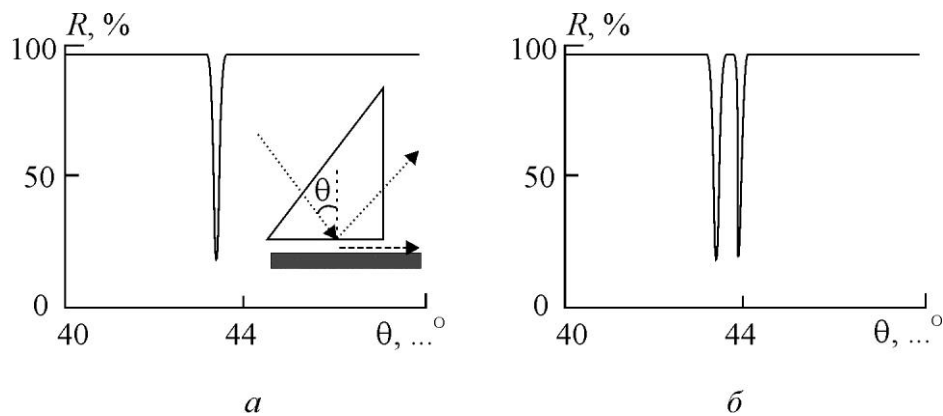


Рис. 4.6.18. Угловая зависимость коэффициента отражения при возбуждении одной (а) и двух (б) поверхностных электромагнитных волн в пленке металла. На вставке – оптическая схема эксперимента.

В том случае, когда угол падения θ превышает критический угол, в данной системе имеет место полное внутреннее отражение и коэффициент отражения близок к 100 %. Однако при наличии вблизи отражающей поверхности призмы слоя металла на угловой зависимости коэффициента отражения появляется узкий минимум – происходит нарушение полного внутреннего отражения (рис. 4.6.18, а). Этот минимум связан с преобразованием затухающей волны, существующей за границей призмы, в поверхностную волну (плазмон), распространяющуюся вдоль поверхности металла. При уменьшении зазора между призмой и металлом может возникнуть два минимума (рис. 4.6.18, б).

Данный случай соответствует возбуждению двух плазмонов с разными параметрами.

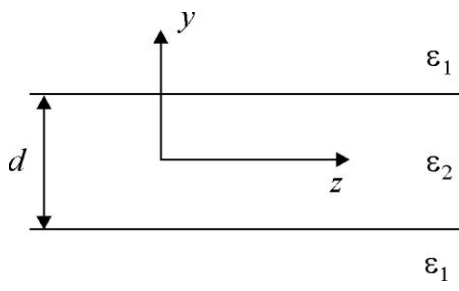


Рис. 4.6.19. Геометрия тонкой пленки металла.

Свойства плазмонов, как и свойства других типов электромагнитных волн, описываются уравнениями Максвелла. Рассмотрим тонкий слой металла толщиной d с диэлектрической проницаемостью ε_2 , окруженный непоглощающей средой с диэлектрической проницаемостью ε_1 (рис. 4.6.19). Ось x направлена перпендикулярно плоскости рисунка. Отметим, что диэлектрическая проницаемость металла является комплексной величиной и при $\omega < \omega_p$ $\text{Re}(\varepsilon_2) < 0$. Введем обозначение: $\sigma_y^2 + \sigma_z^2 = \varepsilon$. Граничные условия на границах раздела сред при $y = \pm 0.5d$ заключаются в непрерывности H - и E -компонент поля электромагнитной волны. Решение волнового уравнения для H_x компоненты поля волны имеет вид:

$$H_x(y, z) = \begin{cases} H_1 \exp(ik_0 \beta_z z) \exp[ik_0 \sigma_{y1}(y - 0.5d)], & y \geq 0.5d; \\ H_2 \exp(ik_0 \beta_z z) [\exp(ik_0 \sigma_{y2} y) \pm \exp(-ik_0 \sigma_{y2} y)], & |y| \leq 0.5d; \\ \pm H_1 \exp(ik_0 \beta_z z) \exp[-ik_0 \sigma_{y1}(y + 0.5d)], & y \leq -0.5d. \end{cases}$$

Здесь k_0 – волновое число; $H_{1,2}$ – постоянные; β_z – константа распространения волны вдоль оси z ; знаки « \pm » относятся к четным и к нечетным модам соответственно. E -Компоненты поля можно получить, используя выражения:

$$E_z = \mp \frac{Z \sqrt{\varepsilon - \beta_z^2}}{\varepsilon} H_x; \quad E_y = \frac{Z \beta_z}{\varepsilon} H_x,$$

где Z – импеданс свободного пространства. Из приведенных выражений следует, что по мере удаления от поверхности металла амплитуда поля экспоненциально убывает (рис. 4.6.20, а). Большая часть энергии, переносимой волной, сосредоточена в очень тонком слое вблизи поверхности металла, поэтому, приближенно, такую волну можно считать двумерной. На рис. 4.6.20, б, в показаны силовые линии электрического поля поверхностной волны и

распределение зарядов, соответственно, для четных и для нечетных мод. Для четных мод силовые линии на верхней и на нижней поверхностях слоя металла расположены симметрично. Поэтому такие моды называются *симметричными* и обозначаются символом «s». Для нечетных мод силовые линии расположены асимметрично. Поэтому такие моды называются *асимметричными* и обозначаются символом «a».

Используя граничные условия и выражения для амплитуды поля, можно получить характеристическое уравнение поверхностной волны, связывающее ее константу распространения с параметрами среды:

$$\left(\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_2 - \beta_z^2} - \varepsilon_2 \sqrt{\varepsilon_1 - \beta_z^2} \right) \exp\left(ik_0 \sqrt{\varepsilon_2 - \beta_z^2} \right) = \\ = \pm \left(\varepsilon_1 \sqrt{\varepsilon_2 - \beta_z^2} + \varepsilon_2 \sqrt{\varepsilon_1 - \beta_z^2} \right).$$

Скорость света зависит от диэлектрической проницаемости среды, а в случае поверхностных волн зависит от диэлектрических проницаемостей металла и среды, его окружающей. Длина волны плазмона λ_p связывается с длиной волны в свободном пространстве λ и параметрами указанных сред следующим дисперсионным соотношением:

$$\lambda_p = \lambda \sqrt{\frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}.$$

Из приведенного выражения видно, что длина волны поверхностного плазмона существенно меньше длины электромагнитной волны с такой же частотой, распространяющейся в свободном пространстве.

Так как металлы имеют высокий коэффициент поглощения, то плазмоны могут распространяться вдоль слоев металла лишь на небольшие расстояния – не превышающие десятков микрометров. Коэффициент затухания α

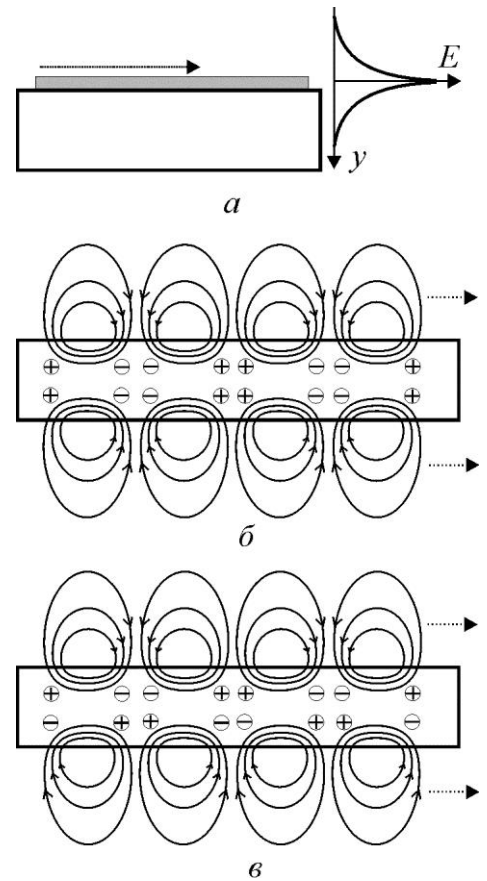


Рис. 4.6.20. Распределение амплитуды поля поверхностной электромагнитной волны (а) и силовых линий поля для симметричной (б) и асимметричной (в) мод.

симметричных и асимметричных мод по-разному зависит от толщины слоя металла (рис. 4.6.21). Так, затухание симметричных мод уменьшается при уменьшении толщины металлического слоя, а затухание асимметричных мод увеличивается. Таким образом, симметричные моды распространяются вдоль слоя металла на большие расстояния, чем асимметричные.

Таким образом, тонкие наноразмерные слои металла могут использоваться для передачи электромагнитных волн оптического диапазона аналогично

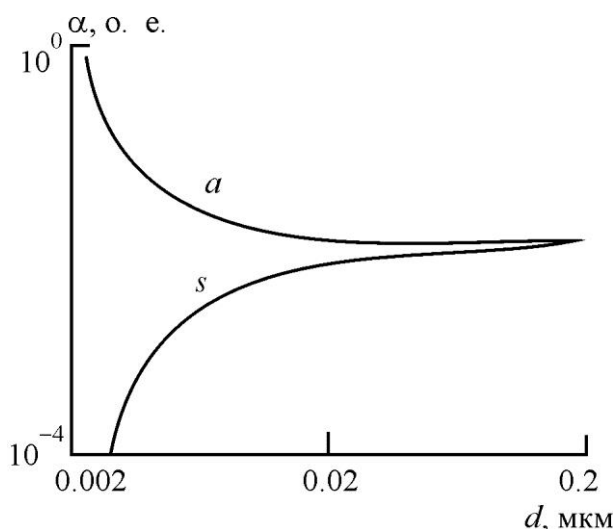


Рис. 4.6.21. Зависимость коэффициентов затухания симметричных и асимметричных мод от толщины волновода.

оптическим волноводам. Волновод в данном случае представляет собой тонкую полоску металла, как правило, из серебра или золота и называется *плазмонным волноводом*. Электромагнитная энергия распространяется по плазмонному волноводу в виде поверхностной электромагнитной волны.

Отметим основные отличия поверхностных электромагнитных волн по сравнению с обычными волноводными модами, распространяющимися по оптическим волноводам:

- Поверхностная электромагнитная волна приближенно может считаться двумерной;

- Поверхностные электромагнитные волны переносят энергию не внутри волновода, а снаружи, вблизи его поверхности;

- Длина поверхностной электромагнитной волны существенно меньше, чем длина обычной электромагнитной волны или волноводной моды с аналогичной частотой.

В остальном, для поверхностных электромагнитных волн характерны те же оптические эффекты, которые имеют место для электромагнитных волн, распространяющихся в свободном пространстве или в оптическом волноводе: отражение, преломление, дифракция, интерференция, фокусировка и др. Однако все эти эффекты наблюдаются не в трехмерном пространстве, а на плоскости. Ниже приведены примеры пассивных оптических устройств на поверхностных плазмонах.

Плазмонные волноводы. Простейший плазмонный волновод представляет собой полосу металла толщиной 10...50 нм на диэлектрической подложке (рис. 4.6.22, *а*). Ширина полосы может составлять десятки нанометров, но может достигать сотен микрометров. В последнем случае появляется возможность направлять плазмоны по разным направлениям. Иногда плазмонный волновод изготавливают в виде островковой пленки металла с зазором между островками порядка длины волны (рис. 4.6.22, *б*). В этом случае плазмон туннелирует между островками и длина его пробега увеличивается.

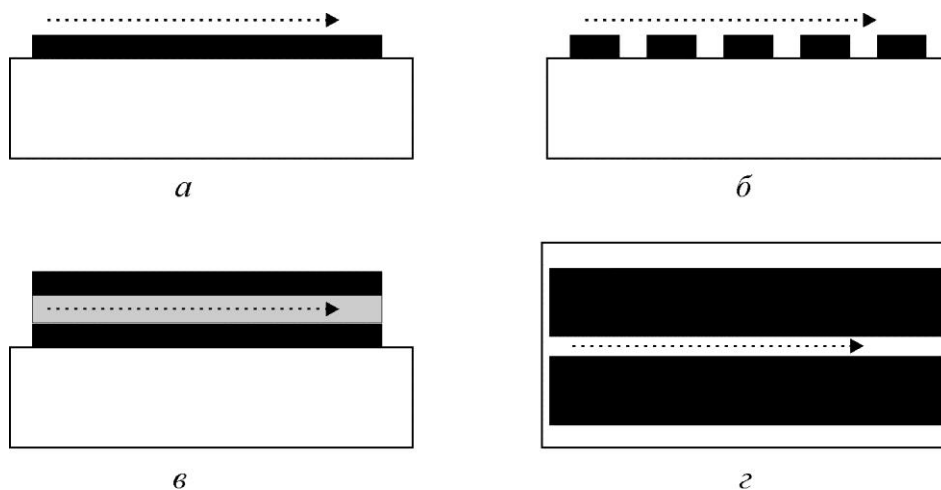


Рис. 4.6.22. Конструкции плазмонных волноводов. Пояснения в тексте.

На рис. 4.6.22, *в* показана конструкция трехслойного плазмонного волновода, состоящего из двух слоев металла, между которыми расположен слой диэлектрика толщиной 10...50 нм. В таком волноводе энергия плазмона сосредоточена в слое диэлектрика. Это позволяет управлять его параметрами, изменяя диэлектрическую проницаемость слоя. На рис. 4.6.22, *г* показан вариант данного волновода в виде двух тонких полос металла с зазором между ними (вид на подложку сверху). Ширина зазора составляет десятки нанометров. Из приведенных примеров можно сделать вывод, что технология изготовления плазмонных волноводов значительно проще технологии изготовления оптических волноводов обычного типа. Для формирования плазмонного волновода достаточно использовать метод вакуумного осаждения тонких пленок металла и диэлектрика.

Устройства для фокусировки плазмонов. Плазмоны, распространяющиеся вдоль поверхности широкой металлической пленки, можно сфокусировать с помощью довольно необычных аналогов сферического зеркала и линзы (рис.

4.6.23). Такие двумерные оптические элементы представляют собой набор отверстий в пленке металла. Отверстия расположены по радиусу окружности. Диаметр отверстий и расстояние между ними сравнимы с длиной волны плазмона. В зависимости от диаметра отверстий и расстояния между ними такая система может работать как сферическое зеркало (рис. 4.6.23, а) или как линза (рис. 4.6.23, б).

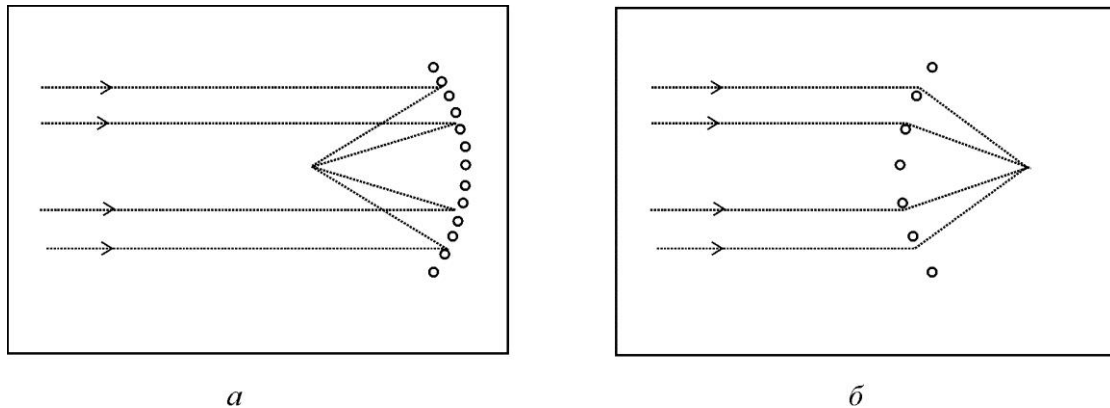


Рис. 4.6.23. Устройства для фокусировки поверхностных плазмонов.

Фокусировка основана на том, что волны, рассеянные на каждом из отверстий, интерферируют между собой. Периодичность отверстий и то, что они расположены на окружности приводят к тому, что сложение фаз интерферирующих волн происходит в одной точке, которая и является фокусом.

Плазмонные микро- и нанорезонаторы. На рис. 4.6.24, а показан кольцевой плазмонный резонатор, аналогичный резонатору на основе обычных оптических волноводов. Основным его отличием являются малые размеры. Если обычные волноводные кольцевые резонаторы имеют диаметр от десятков до сотен микрометров, то плазмонный резонатор может иметь поперечный размер 0.5...5 мкм. Ввод и вывод сигнала в резонатор осуществляются с помощью электромагнитной связи с расположенным рядом полосковым плазмонным волноводом.

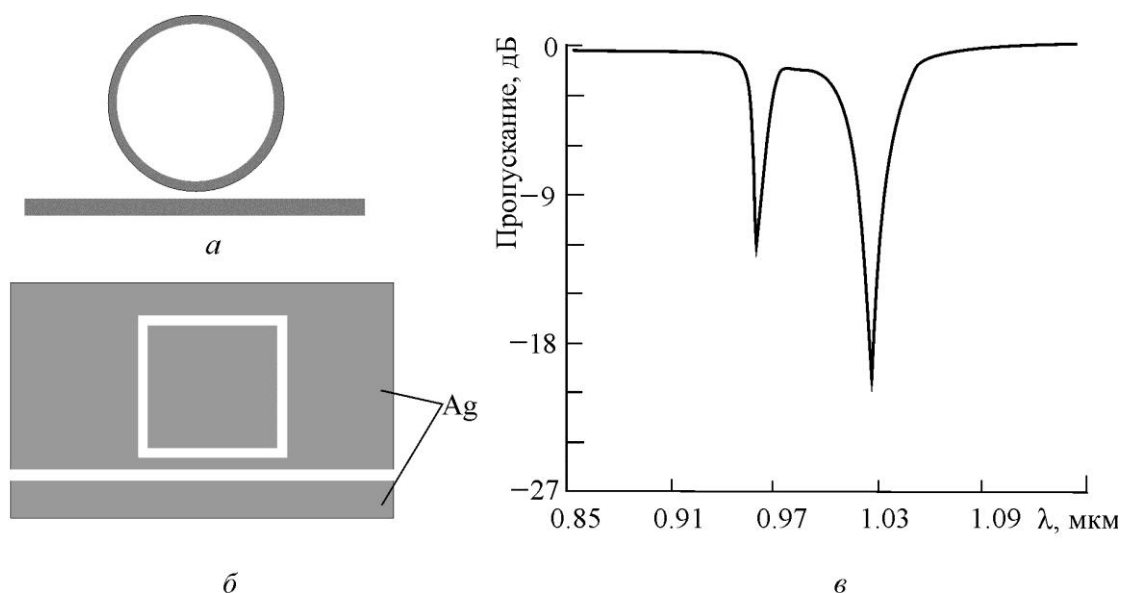


Рис. 4.6.24. а, б – плазмонные резонаторы, в– спектральная характеристика резонатора.

Особенности распространения плазмонов позволяют создавать конструкции резонаторов, недостижимые для резонаторов на основе обычных волноводов. Пример такой конструкции показан на рис. 4.6.24, б. Резонатор имеет прямоугольную форму! В данной конструкции использованы плазмонные волноводы в виде зазоров в широкой пленке серебра на диэлектрической подложке. Волна перетекает из полоскового волновода в прямоугольный резонатор и движется по его периметру в зазоре между пленками металла. На резонансных частотах происходит интенсивная перекачка энергии волны из полоскового волновода в резонатор. В результате этого пропускание полоскового волновода на указанных частотах уменьшается. На рис. 4.6.24, в показан спектр пропускания системы «волновод и прямоугольный резонатор» для резонатора, имеющего площадь 500 нм^2 . Резонансными свойствами обладают и другие плазмонные наноструктуры, например плазмонные фотонные кристаллы и наноантенны, описанные далее.

Плазмонные фотонные кристаллы. Для поверхностных электромагнитных волн могут быть сконструированы фотоннокристаллические структуры, аналогичные фотонным кристаллам для объемных электромагнитных волн. Однако, с учетом специфики плазмонов такие структуры являются, как правило, двумерными и состоят из металлических элементов. На рис. 4.6.25 показаны простейшие типы плазмонных фотонных кристаллов. Первый тип представляет собой очень тонкий слой металла с периодически расположенными отверстиями (рис. 4.6.25, а). Фотонный кристалл второго типа

изготовлен из периодически расположенных круглых островков металла (рис. 4.6.25, *а*). Третий тип представляет собой двумерную решетку из тонких металлических полосок (рис. 4.6.25, *в*). Фотоннокристаллические свойства таких структур возникают за счет интерференции плазмонов, распространяющихся вдоль поверхности и рассеивающихся на элементах структуры. Для возникновения интерференции необходимо, чтобы период структур был кратным четверти длины волны плазмона. Интерференция плазмонов приводит к появлению в плазмонном фотонном кристалле разрешенных и запрещенных энергетических зон, определяющих спектральные диапазоны электромагнитных волн, которые могут распространяться в плазмонном фотонном кристалле. Электромагнитные волны с иной длиной волны отражаются от фотонного кристалла.

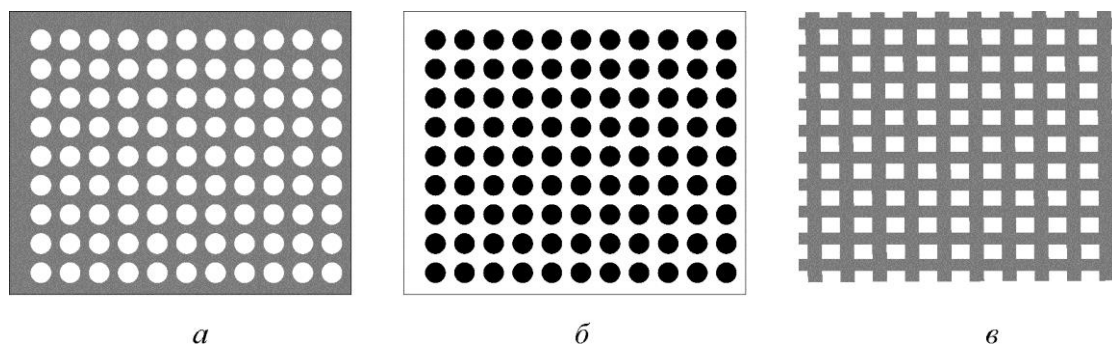
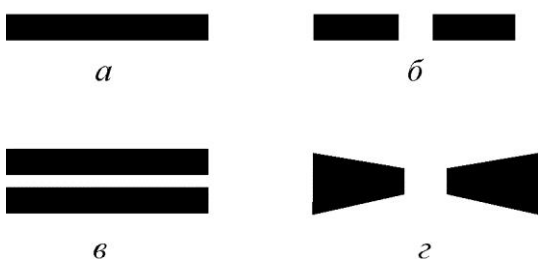


Рис. 4.6.25. Плазмонные фотонные кристаллы.

Как и обычные фотонные кристаллы, плазмонные фотонные кристаллы обладают резонансными свойствами, чувствительны к поляризации электромагнитной волны и к изменению диэлектрической проницаемости окружающей среды. Однако плазмонные фотонные кристаллы значительно проще изготавливать. Кроме того, они имеют существенно меньшие размеры. Высокая чувствительность оптических характеристик плазмонных фотонных кристаллов к изменению диэлектрической проницаемости окружающей среды делает их



перспективными для использования в качестве сенсоров химических и биологических веществ.

Наноантенны оптического диапазона. Антенны, используемые в ВЧ- и СВЧ-диапазонах радиочастот, представляют собой металлический стержень длина которого

Рис. 4.6.26. Наноантенны

кратна половине или четверти длины волны радиосигнала. Такая антенна представляет собой диполь, обладающий резонансными свойствами. Световой сигнал, как и радиосигнал, является электромагнитной волной. Поэтому у исследователей возникли вопросы: может ли наноразмерный металлический стержень выполнять функцию антенны оптического диапазона? И, если может, то каковы будут свойства такой наноантенны? Теоретические и экспериментальные исследования показали, что при возбуждении плазмона на тонкой наноразмерной металлической полоске она действительно превращается в антенну. Свойства такой антенны во многом аналогичны свойствам обычных антенн радиодиапазона. На рис. 4.6.26 показаны простейшие типы наноантенн оптического диапазона. Как правило, наноантенны изготавливают из пленки металла с высокой проводимостью – из серебра или золота. Длина полоски металла кратна половине или четверти длины волны плазмона. Ширина и толщина полоски обычно составляют 10...50 нм. Длина 50...200 нм. Ширина зазора между диполями наноантенны 10...20 нм. Рис. 4.6.27 иллюстрирует резонансные свойства двух типов наноантенн.

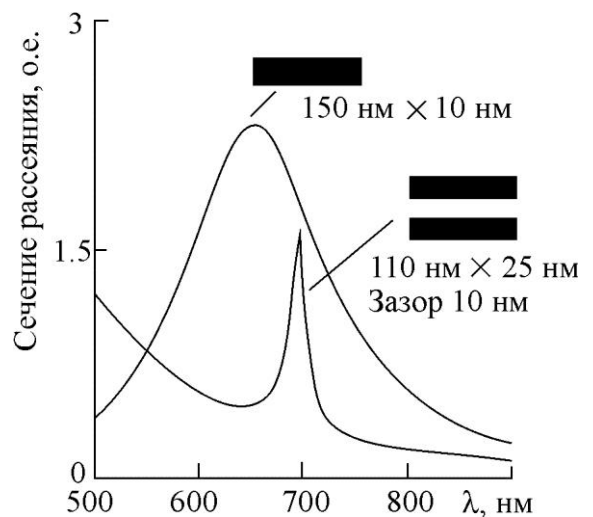


Рис. 4.6.27. Спектральные характеристики наноантенн.

Важными свойствами наноантенн являются их способность при резонансе концентрировать энергию электромагнитной волны и локально увеличивать амплитуду поля волны. На рис. 4.6.28 показано распределение напряженности электрического поля волны вдоль наноантенны для случая, когда длина волны соответствует резонансным условиям. Из рисунка видно, что в этом случае поле концентрируется в зазоре между диполями и его напряженность существенно возрастает. Зазор в данном случае является наноразмерным излучателем с высокой яркостью. Если в зазоре находится люминесцентная молекула, длина волны излучения которой совпадает с резонансом наноантенны, то яркость люминесценции молекулы существенно увеличивается за счет концентрации поля. Это позволяет создавать высокочувствительные химические и биосенсоры, позволяющие детектировать присутствие отдельных молекул.

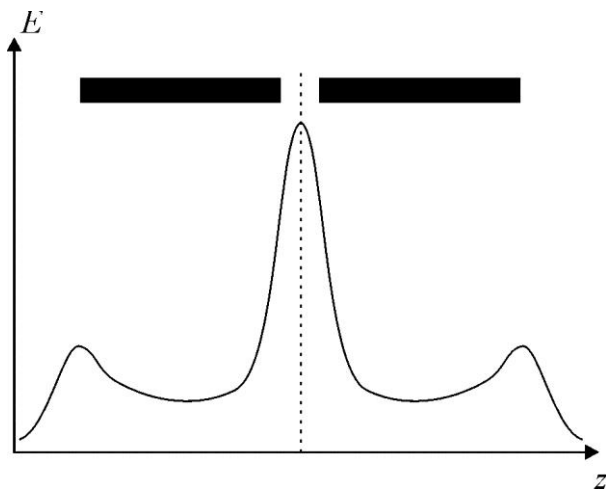


Рис. 4.6.28. Распределение амплитуды поля в наноантенне.

Эффективность возбуждения собственных колебаний наноантенны и характеристики ее излучения существенно зависят от длины волны возбуждающего излучения, его поляризации и угла падения, а также от диэлектрической проницаемости окружающей среды. Диаграмма направленности излучения наноантенны определяется ее формой. Наноантенны применяют для концентрации излучения на приемных площадках фотоприемников, для формирования диаграммы направленности

полупроводниковых лазеров, для ввода и вывода оптического сигнала в плазмонных интегрально-оптических устройствах.

Концентраторы плазмонов. Как было показано ранее, наноантенны оптического диапазона обладают свойством концентрации поля поверхностной электромагнитной волны. Однако в случае наноантенн такой эффект возникает только при выполнении резонансных условий. Плазмоника позволяет создавать и нерезонансные концентраторы поля. Простейшие плазмонные концентраторы показаны на рис. 4.6.29, а, б. Концентратор первого типа представляет собой сужающуюся полосу металла либо конический стержень.

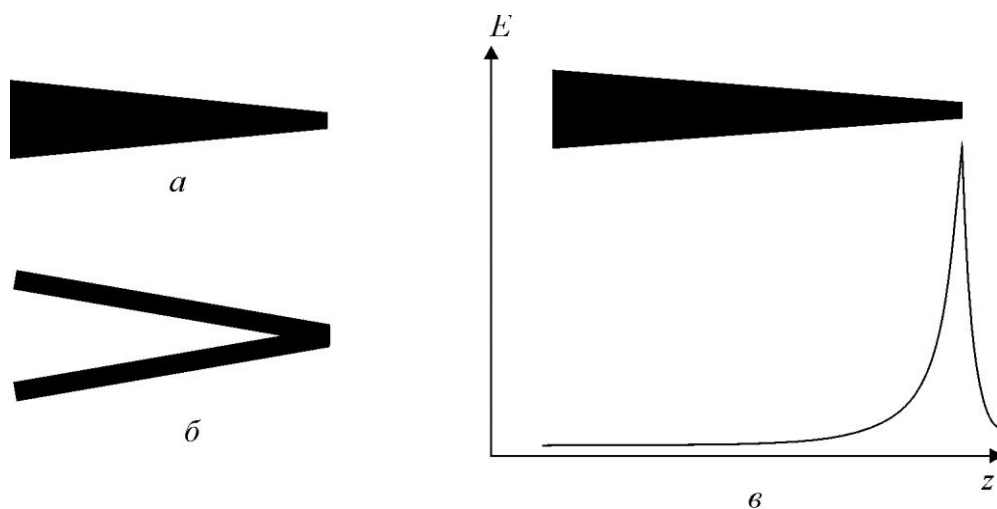


Рис. 4.6.29. а, б – концентраторы плазмонов; в – распределение поля в концентраторе.

Концентратор второго типа имеет V-образную форму и состоит из двух полосок металла. Плазмоны, распространяющиеся вдоль таких структур, концентрируются на острие. На рис. 4.6.29, в показано распределение напряженности электрической компоненты поля волны вдоль конического стержня круглого сечения, имеющего диаметр основания 50 нм и диаметр острия 2 нм. Напряженность поля на острие в этом случае возрастает в 100 раз. Так как интенсивность пропорциональна квадрату напряженности поля, то интенсивность сигнала на острие возрастает в 10^4 раз. Можно провести аналогию между этим эффектом и эффектом, известным в электростатике, когда напряженность постоянного электрического поля возрастает на острие металлической иглы.

4.7. Активные компоненты волоконных и интегрально-оптических устройств

Активные компоненты волоконных и интегрально-оптических устройств предназначены для преобразования оптических сигналов с использованием внешних управляющих сигналов. В качестве управляющих сигналов обычно используют либо электрические, либо оптические сигналы. В первом случае преобразование оптического сигнала происходит за счет электрооптических эффектов, во втором случае – за счет нелинейно-оптических эффектов. В последнем случае быстродействие устройства может быть повышено в сотни раз. На рис. 4.7.1 показана классификация активных компонентов интегрально-оптических устройств.

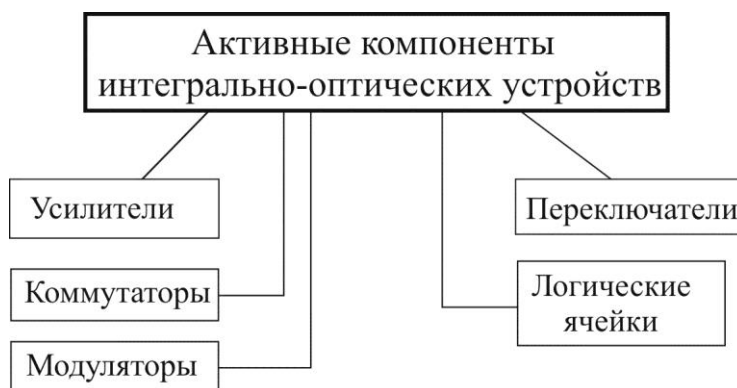


Рис. 4.7.1. Классификация активных компонентов интегрально-оптических устройств.

Переключатели и коммутаторы на основе электрооптических эффектов

Волноводный амплитудный модулятор на основе эффекта Франца-Келдыша [10]. Конструкция модулятора и его характеристики показаны на рис. 4.7.2. Модулятор представляет собой планарный волновод из полупроводникового материала (GaAs) 1 с двумя продольными электродами 2. Толщина волновода – 1 мкм. При подаче на электроды разности потенциалов 5 В напряженность электрического поля в волноводе достигает 50 кВ/см. Это приводит к уменьшению ширины запрещенной зона GaAs на величину $\Delta E = 25$ мэВ и увеличению коэффициента поглощения для $\lambda = 0.9$ мкм в 100 раз. Максимальная частота переключения такого модулятора может достигать десятков ГГц.

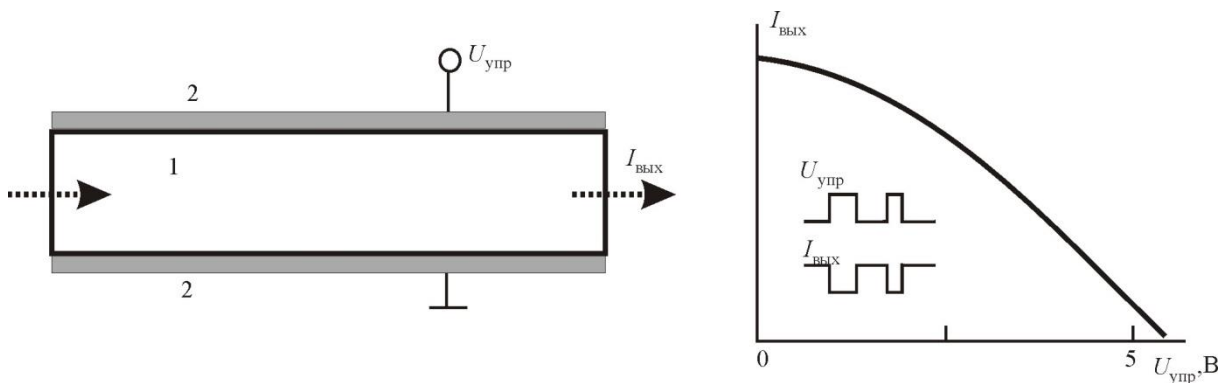


Рис. 4.7.2. Волноводный амплитудный модулятор на основе эффекта Франца-Келдыша и его амплитудная характеристика

Аналогичную конструкцию и принцип действия имеет *амплитудный модулятор на основе квантово-размерного эффекта Штарка*. Отличием является материал волновода – полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми ямами. В данном случае, выбор материалов, образующих гетероструктуру, и выбор геометрических размеров квантовых ям позволяет в широких пределах изменять спектральный интервал работы модулятора. В частности, такой модулятор может быть изготовлен для работы на длинах волн 1.3 или 1.5 мкм – типичных для волоконно-оптических линий связи.

На рис. 4.7.3 показан волноводный переключатель на основе *интерферометра Фабри-Перо с электрическим управлением* [10]. Планарный волновод изготовлен из полупроводника (InP) с электродами на верхней и нижней поверхностях. Вблизи верхнего электрода создана область, обедненная свободными электронами. На торцах волновода расположены тонкопленочные зеркала, образующие интерферометр Фабри-Перо. В основе интерферометра (эталона) Фабри-Перо лежит многолучевая интерференция. Интерферометр Фабри-Перо состоит из двух полупрозрачных зеркал, расположенных параллельно друг другу. Максимум пропускания интерферометра Фабри-Перо возникает в том случае, когда оптическая толщина среды между зеркалами nh (n – показатель преломления среды, h – геометрическая толщина среды) кратна $\pi/2$. При изменении показателя преломления происходит спектральный сдвиг полосы пропускания (рис. 4.7.4). Этот эффект часто используется в оптических переключателях для амплитудной модуляции излучения и спектральной селекции.

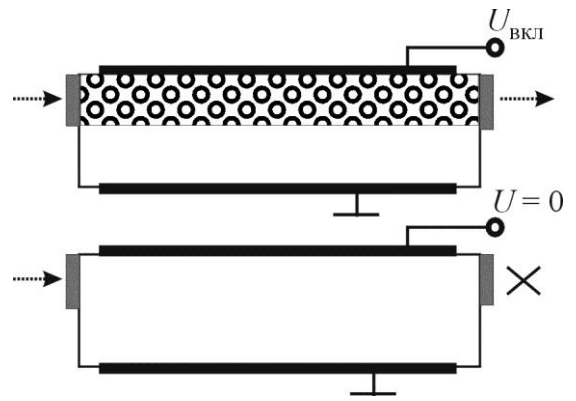


Рис. 4.7.3. Конструкция волноводного переключателя с интерферометром Фабри-Перо.

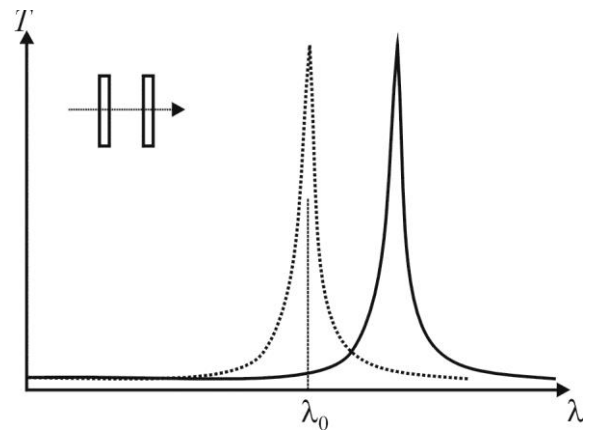


Рис. 4.7.4. Сдвиг полосы пропускания интерферометра при изменении показателя преломления.

Длина волновода на рис. 4.7.3 выбрана таким образом, что выполняется условие минимума пропускания для $\lambda = 1.55$ мкм при управляющем напряжении, равном нулю. При подаче управляющего напряжения на электроды происходит диффузия электронов в верхнюю часть волновода. Это приводит к изменению показателя преломления полупроводника и сдвигу максимума пропускания интерферометра на длину волны 1.55 мкм. Время включения и выключения такого оптического переключателя определяется скоростью диффузии электронов в полупроводнике и равно $10^{-9} - 10^{-8}$ с.

На рис. 4.7.5 а,б показана конструкция *модулятора на основе связанных волноводов*, изготовленных из электрооптического материала с эффектом

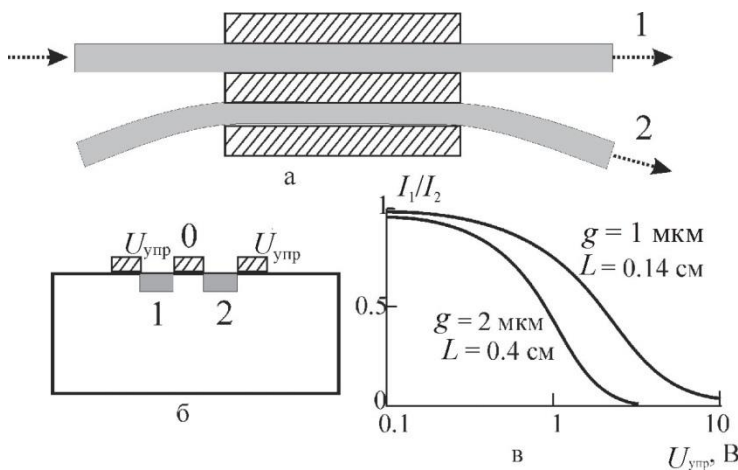


Рис. 4.7.5. Модулятор на основе связанных волноводов.

Поккельса (LiNbO_3). На длине связи L волноводы расположены параллельно друг другу. Зазор между ними равен g . Электроды расположены в области связи таким образом, чтобы управляющее электрическое поле в волноводе 1 имело знак, противоположный знаку поля в волноводе 2 (рис. 4.7.5, б). Предположим, что волноводы одинаковы и выполняется условие фазового согласо-

вания ($\beta_1 = \beta_2$, β – константы распространения волноводной моды). Расстояние L между волноводами и зазор g между ними выбраны таким образом, что $U_{\text{упр}} = 0$ энергия излучения из волновода 1 полностью перекачивается в волновод 2. При $U_{\text{упр}} \neq 0$ электрооптический эффект приводит к изменению показателя преломления материала волноводов и условие фазового согласования нарушается: $\beta_1 \neq \beta_2$. Это вызывает уменьшение коэффициента связи между волноводами и уменьшение оптического сигнала в волноводе 2 (рис. 4.7.5, в). Достоинством модулятора на связанных волноводах является высокое быстродействие и малая удельная мощность управления: 10-20 мкВт/МГц.

Описанная конструкция часто используется при создании *волноводных коммутаторов*, позволяющих переключать входной оптический сигнал на

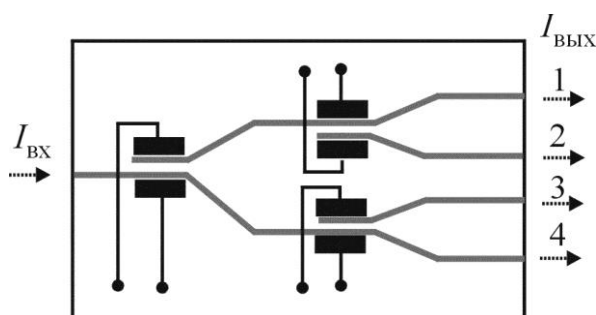


Рис. 4.7.6. Волноводный коммутатор 1×4 .

разные выходы. На рис. 4.7.6 показан пример коммутатора 1×4 , в котором использован материал с электрооптическим эффектом и связанные волноводы. Комбинируя пары электродов, на которые подано управляющее напряжение, и меняя величину этого напряжения можно направить входной оптический сигнал либо на один из четырех выходов, либо на несколько выходов

одновременно.

На рис. 4.7.7 показан еще один пример волноводного модулятора, в котором использован электрооптический эффект. Волновод представляет собой монокристаллическую пленку из LiNbTaO_3 на подложке из монокристаллического LiTaO_3 . На поверхности волновода сформирована система встречно-штыревых электродов.

При приложении к электродам управляющего напряжения (3-10 В) в волноводе, за счет электрооптического эффекта возникает модуляция показателя преломления с периодом, соответствующем периоду встречно-штыревых электродов. Индуцированная в волноводе решетка приводит к возникновению брэгговской дифракции и отклонению части излучения, распространяющегося по волноводу. В таком устройстве может быть получена модуляция излучения, близкая к 100 % при удельной мощности управления 0.3-0.6 мВт/МГц.

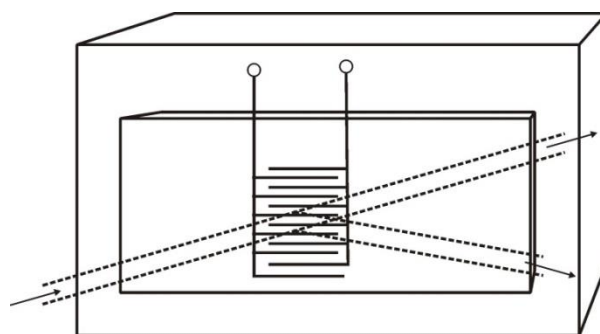


Рис. 4.7.7. Волноводный модулятор на основе электрооптического эффекта.

На рис. 4.7.8 показан волноводный переключатель на основе интерферометра Маха-Цендера, в котором одно из плеч изготовлено из электрооптического материала. Длина оптического пути в каждом из плеч интерферометра выбрана таким образом, что при отсутствии управляющего электрического сигнала сигналы на выход интерферометра приходят в фазе и складываются. При приложении управляющего напряжения происходит изменение показателя преломления в одном из плеч интерферометра, и сигнал из этого плеча приходит на выход в противо-фазе. В результате, сигналы на выходе интерферометра вычитаются.

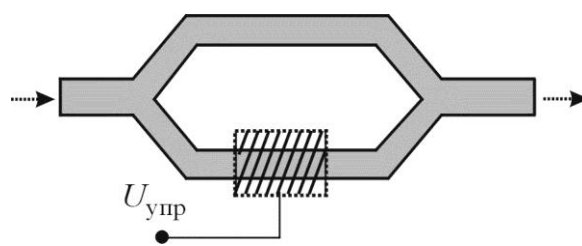


Рис. 4.7.8. Переключатель на основе интерферометра Маха-Цендера.

Переключатели на основе нелинейно-оптических эффектов

Использование нелинейно-оптических эффектов в волноводных модуляторах и переключателях позволяет значительно повысить быстро-

действие этих устройств. На рис. 4.7.9 показан волноводный переключатель на основе интерферометра Маха-Цендера с оптическим управлением в каждом из плеч интерферометра. Управляющие сигналы подаются по волноводам, имеющим электромагнитную связь с волноводами, образующими плечи интерферометра. Принцип его работы аналогичен описанному выше, однако изменение показателя преломления материала плеч интерферометра происходит в результате нелинейно-оптических эффектов.

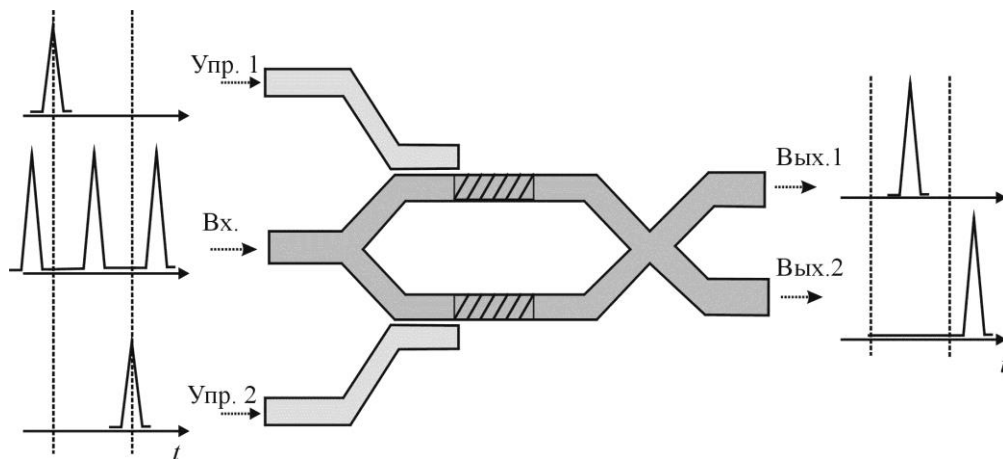


Рис. 4.7.9. Волноводный переключатель на основе интерферометра Маха-Цендера с оптическим управлением.

На рис. 4.7.10 показан волноводный переключатель на основе фотоннокристаллического полупроводникового волновода с оптическим управлением.

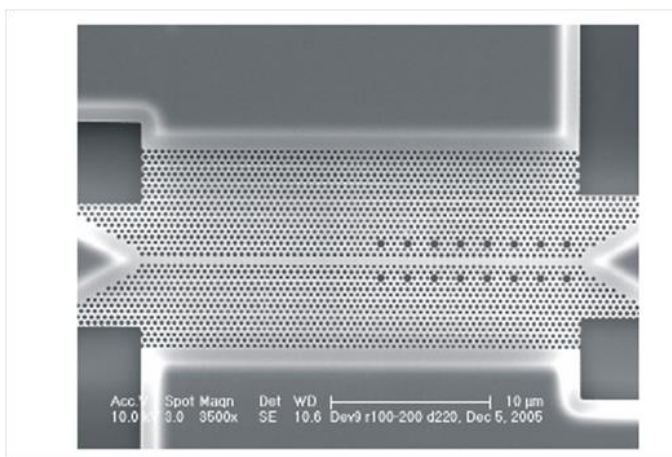


Рис. 4.7.10. Оптический переключатель на основе фотоннокристаллического волновода.

Волновод состоит сердечника, окруженного двумерным фотонным кристаллом. Фотонный кристалл имеет дефекты (крупные черные точки на рисунке), создающие узкий резонанс в запрещенной зоне фотонного кристалла. Дефекты выбраны таким образом, что длина волны резонанса не совпадает с длиной волны оптического сигнала, и сигнал проходит по волноводу без ослабления. При

подаче в сердечник управляющего оптического сигнала происходит изменение

показателя преломления сердечника и окружающего фотонного кристалла и спектральный сдвиг резонанса. При совмещении его длины волны с длиной волны оптического сигнала происходит ослабление оптического сигнала.

Нелинейно-оптические эффекты и оптическое управление могут быть использованы в полупроводниковом волноводе с интерферометром Фабри-Перо, который показан на рис. 4.7.3. В этом случае модуляция показателя преломления полупроводника может осуществляться управляющим оптическим сигналом.

Волноводные устройства на основе акустооптического эффекта

Рассмотрим применение акустооптического эффекта на примере *спектроанализатора аналоговых электрических сигналов*. Спектроанализатор состоит из широкого планарного волновода 2 из LiNbO_3 (рис. 4.7.11), на поверхности которого расположены встречно-штыревые преобразователи 4 электрического сигнала в поверхностную акустическую волну 5. Анализируемый переменный электрический сигнал $U(t)$ подается на встречно-штыревые электроды. Источником оптического излучения является полупроводниковый лазер 1, излучение которого 7 формируется планарными волноводными линзами 2. Взаимодействие оптического сигнала с акустической волной приводит к дифракции и отклонению оптического сигнала от первоначального направления. Регистрация оптического сигнала производится с помощью линейки фотоприемников 6.

Период колебаний акустической волны определяется частотой электрического сигнала $U(t)$. При изменении частоты сигнала изменяется период дифракционной решетки, индуцированной акустической волной в волноводе. В результате – изменяется угол отклонения оптического пучка. Описанный анализатор спектра электрических сигналов

позволяет получить разрешение по частоте $\delta f = 4$ МГц в полосе 500 МГц с динамическим диапазоном до 40 дБ. Очевидно, что данное устройство может быть использовано и для коммутации оптических сигналов.

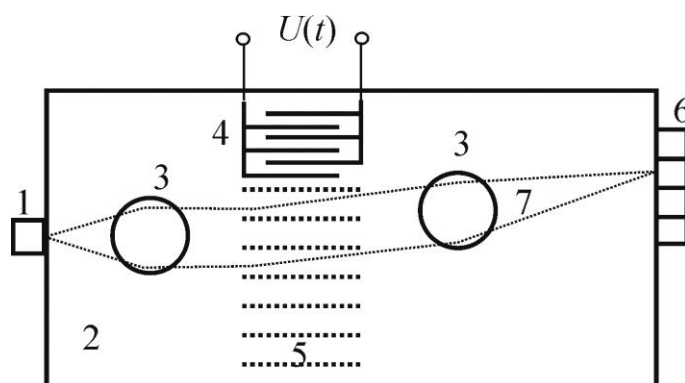


Рис. 4.7.11. Спектроанализатор электрических сигналов.

Микромеханические коммутаторы

Развитие полупроводниковых технологий, в частности, методов фотолитографии и глубокого травления позволило создавать сложные, трехмерные структуры в монокристаллах полупроводников. Это привело к

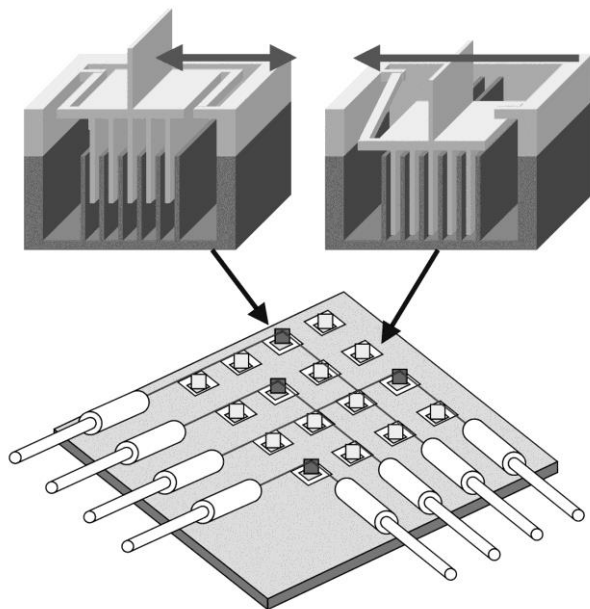


Рис. 4.7.12. Микромеханический коммутатор 4×4.

управляющего напряжения зеркало поддерживается в верхнем состоянии гибкими кремниевыми консолями. При подаче управляющего напряжения, под действием электростатических сил, верхняя гребенка электродов втягивается в нижнюю и зеркало опускается. В нижней части рисунка показано использование матрицы таких микропереключателей в волноводном оптическом коммутаторе 4×4.

Плазмонные устройства для управления оптическими сигналами

Интерферометр Маха–Цендера на основе плазмонных волноводов. На основе плазмонных волноводов могут быть изготовлены наноразмерные устройства для управления оптическими сигналами и обработки оптической информации. Примером такого устройства является интерферометр Маха–Цендера на основе плазмонных волноводов (рис. 4.7.13, а). Плазмонные волноводы интерферометра представляют собой полоски из серебра толщиной 20 нм. Интерферометр состоит из двух Y-разветвителей, распределяющих оптический сигнал в плечи интерферометра. К одному из плеч интерферометра

появлению нового типа оптических переключателей – интегральных микромеханических устройств. Благодаря идеальным механическим характеристикам монокристаллического кремния, такие устройства, в основном, изготавливаются на основе кремниевых технологий.

На рис. 4.7.12 показан микромеханический переключатель с перемещаемыми зеркалами. Переключатель состоит из зеркала, расположенного на кремниевой пластине и двух изолированных гребенок электродов, входящих одна в другую. При отсутствии

подведены металлические контакты для подачи управляющего электрического сигнала. Управление осуществляется пропусканием электрического тока через плечо интерферометра. При протекании тока происходит нагрев металла. При этом изменяется его диэлектрическая проницаемость и происходит сдвиг фазы сигнала в данном плече интерферометра. В результате происходит расфазировка сигналов на выходе интерферометра и амплитуда выходного сигнала уменьшается (рис. 4.7.13, б). Уменьшение выходного сигнала до минимума происходит при мощности управляющего сигнала 8 мВт. При дальнейшем увеличении электрического тока изменение диэлектрической проницаемости металла приводит к тому, что сигналы поступают на выход интерферометра в фазе. Это приводит к увеличению амплитуды выходного сигнала.

Так как управление интерферометром осуществляется за счет тепловых эффектов, быстродействие его невелико. Однако при использовании оптического управляющего сигнала, позволяющего увеличивать энергию свободных электронов металла, быстродействие такого устройства может достигнуть десятков фемтосекунд.

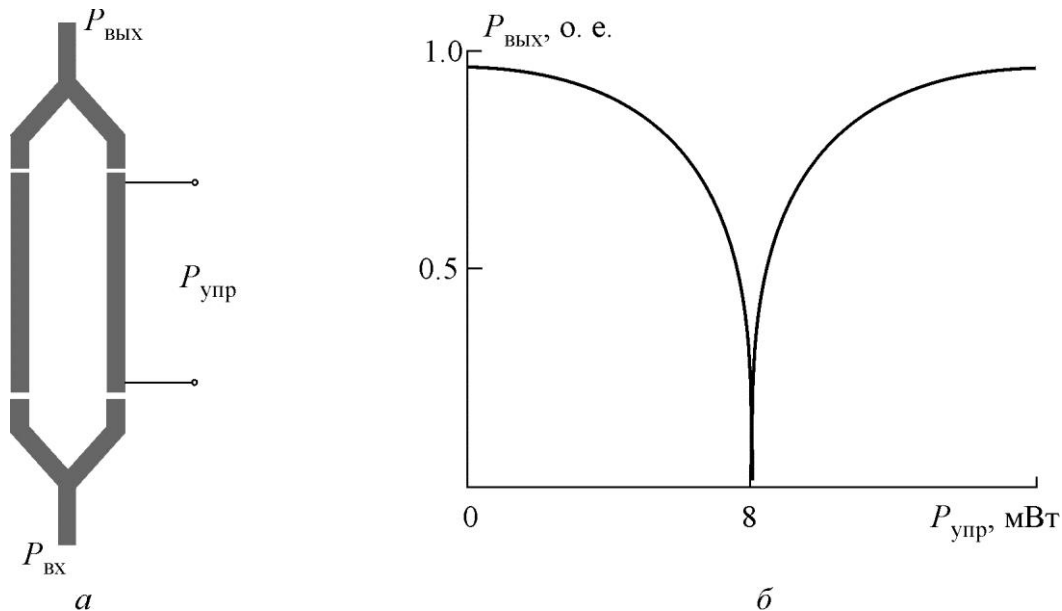


Рис. 4.7.13. Интерферометр Маха-Цендера на основе плазмонных волноводов (а);
Зависимость выходного оптического сигнала от мощности управляющего сигнала (б).

Плазмонные волноводы с электромагнитной связью. Оптические волноводы с электромагнитной связью (связанные волноводы) широко используются в интегральной оптике. На их основе изготавливают направленные ответвители

оптических сигналов, оптические переключатели и коммутаторы. Аналогичные устройства могут быть изготовлены и на основе связанных плазмонных волноводов. Причем, так как плазмон распространяется по внешней поверхности волновода, взаимное влияние двух волноводов, расположенных рядом, оказывается более сильным. Устройство оптического переключателя на основе связанных плазмонных волноводов показано на рис. 4.7.14, а. Переключатель состоит из двух одинаковых полосок металла, расположенных на расстоянии 20 нм друг от друга. Так как полоски одинаковы, то константы распространения моды в первом и во втором волноводах тоже одинаковы. Длина связи выбрана таким образом, что оптический сигнал из первого волновода, благодаря электромагнитной связи, полностью переходит во второй волновод.

При пропускании электрического тока через одну из полосок металла происходят ее нагрев и изменение диэлектрической проницаемости. В результате этого изменяется константа распространения моды по данному волноводу и уменьшается связь между волноводами. Это приводит к уменьшению выходного сигнала (рис. 4.7.14, б). Выходной сигнал достигает минимума при мощности управляющего сигнала 80 мВт.

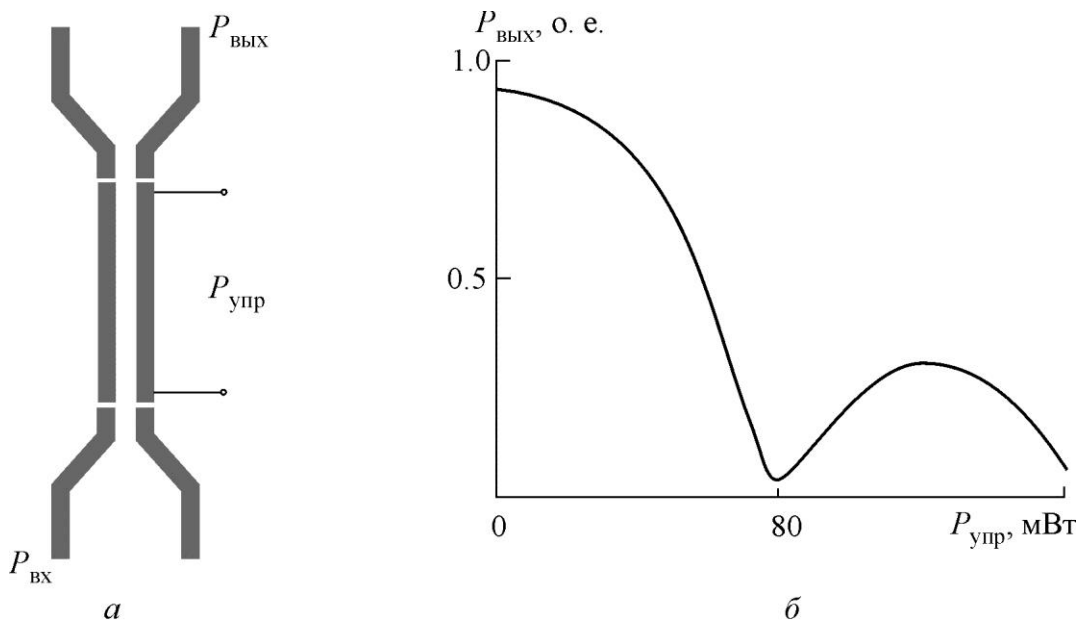


Рис. 4.7.14. Оптический переключатель на основе связанных плазмонных волноводов (а); Зависимость выходного оптического сигнала от мощности управляющего сигнала (б).

Таким образом, поверхностные электромагнитные волны – плазмоны, могут быть использованы не только для передачи, но и для преобразования

оптических сигналов в интегральной оптике. Достоинствами оптических устройств на основе плазмонных волноводов являются их технологичность и малые габариты. Это определяет бурное развитие плазмоники как научно-технического направления и инициирует дальнейшее исследование свойств поверхностных электромагнитных волн и разработку новых устройств на их основе.

4.8. Контрольные вопросы

1. Какие эффекты используют для управления оптическими сигналами в устройствах интегральной оптики?
2. Какие преобразования оптических сигналов можно осуществить с помощью интерферометра Маха-Цендера?
3. Какой тип модуляции можно получить в волноводе при использовании эффекта Франца-Келдыша?
4. В чем заключаются достоинства плазмонных волноводов и переключателей?
5. В чем заключаются достоинства и недостатки интегрально-оптических устройств на основе «классических» волноводов по сравнению с электронными интегральными устройствами?

ГЛАВА 5. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ.

Развитие информационных технологий в настоящее время предъявляет новые, высокие требования к скорости и объему передачи информации. Традиционные линии связи, использующие для передачи информации электрические сигналы, не справляются с растущими информационными потоками из-за частотных ограничений. Частоты оптических сигналов превышают 10^{14} Гц, что позволяет существенно увеличить объем информации, передаваемый по одному волокну. Кроме того, оптические сигналы, передаваемые по волокну, нечувствительны к внешним электрическим помехам и не создают помехи сами. Это позволяет уменьшить уровень искажений передаваемой по волокну информации. Поэтому волоконно-оптические системы связи (ВОСС) уже завоевали бóльшую часть информационного пространства и продолжают интенсивно развиваться.

Первые эксперименты по передаче оптического сигнала по стеклянному волокну были осуществлены в 60-х годах XX века. Из-за высоких потерь и поглощения в волокне расстояние, на которое удавалось передать сигнал, не превышало нескольких метров. В настоящее время разработаны технологии изготовления оптических волокон из высокочистого кварцевого стекла, что позволяет передавать сигнал без промежуточного усиления на расстояние 100...200 км. Созданы волокна, позволяющие компенсировать дисперсию кварцевых волокон, что дает возможность уменьшить искажения сигналов в ВОСС. Технология уплотнения информационных потоков позволяет увеличить информационную емкость одного волокна до 3.2 Тбит/с. Разработаны быстродействующие передающие и приемные системы, преобразующие электрические информационные потоки в оптические и обратно. Научный и технический прогресс в области оптических методов передачи информации привел к тому, что в настоящее время ВОСС используются для передачи информации на десятки тысяч километров и локально, например, внутри зданий. ВОСС используются для передачи информации от датчиков к бортовому компьютеру в самолетах и космических аппаратах.

5.1. Достоинства оптических методов передачи информации

Информационная емкость любого канала связи определяется его частотной полосой пропускания. Приближенно можно считать, что 1 бит/с передаваемой информации соответствует 1 Гц полосы пропускания канала связи. Для радиочастотных сигналов верхняя частотная граница не превышает 200 ГГц.

Частоты оптических сигналов, используемые в ВОСС, лежат в интервале 180...230 ТГц ($\lambda = 1.3...1.6$ мкм – телекоммуникационные длины волн). Отсюда видно, что информационная емкость (эквивалентная битовая скорость) для оптических методов передачи информации в 1000 раз превышает информационную емкость радиочастотных методов.

Рассмотрим более подробно, чем определяется информационная емкость волоконно-оптического кабеля. Информационная емкость одного оптического волокна на телекоммуникационных длинах волн составляет 40 Гбит/с для одного битового потока информации. При использовании технологии уплотнения потоков информации (WDM-технология, см. п. 5.2) по одному волокну одновременно можно пропустить от 80 до 320 таких потоков. Для 80 потоков эквивалентная емкость волокна будет составлять 3.2 Тбит/с. В волоконно-оптическом кабеле, состоящем из 24 оптических волокон, 4 волокна используются как резервные. По остальным 20 волокнам можно организовать 10 двунаправленных каналов связи. Следовательно, информационная емкость волоконно-оптического кабеля составляет 32 Тбит/с. К сожалению, современная электронная техника, обеспечивающая преобразование электрических сигналов в оптические и обратно, не обладает быстродействием, необходимым для обработки таких потоков информации. Поэтому в реальных ВОСС используется только 1/500 от полной информационной емкости. Для повышения эффективности использования ВОСС в настоящее время ведутся интенсивные разработки новых оптоэлектронных устройств с высоким быстродействием.

Важными достоинствами ВОСС являются отсутствие чувствительности к электромагнитным помехам, малое затухание передаваемых сигналов и малый вес волокна и волоконно-оптического кабеля. Преимущества ВОСС по сравнению с радиочастотными системами передачи информации иллюстрирует табл. 5.1.1. Из таблицы следует, что по большинству параметров ВОСС превосходит радиочастотные системы. Это определяет широкое применение ВОСС в информационных технологиях. К недостаткам ВОСС можно отнести лишь относительно высокую стоимость волоконно-оптических кабелей из высококачественного кварцевого стекла. Однако этот недостаток вполне окупается остальными преимуществами и достоинствами ВОСС.

Таблица 5.1.1. Сравнительные характеристики радиочастотных и оптических линий связи

Параметр	Витая пара	Коаксиальный кабель	Волокно
Информационная емкость	100 Мбит/с	100 Мбит/с	0.8...3.2 Тбит/с
Коэффициент ошибок	10^{-10}	10^{-10}	10^{-12}
Потери, дБ/км	3	2	менее 0.2
Дистанция регенерации,	1	5	100...200
Перекрестные помехи	высокие	малые	отсутствуют
Чувствительность к мам	высокая	средняя	малая
Вес и размер	большие	большие	малые
Стоимость	малая	средняя	средняя

5.2. WDM-технология передачи оптических сигналов

Для увеличения информационной емкости ВОСС в настоящее время широко применяется WDM-технология передачи оптических сигналов [17]. Принцип WDM (Wavelength Distribution Multiplexing – мультиплексирование с разделением по длинам волн) заключается в том, что каждый информационный поток распространяется по волокну на своей оптической длине волны. Принцип WDM иллюстрирует рис. 5.2.1 на примере передачи двух потоков информации по одному волокну. Каждому потоку информации соответствует своя несущая длина волны: λ_1 и λ_2 . С помощью мультиплексора (комбайнера) 1 потоки информации вводятся в одно волокно 2 и передаются по нему на выход ВОСС. На выходе ВОСС потоки информации разделяются по длинам волн с помощью

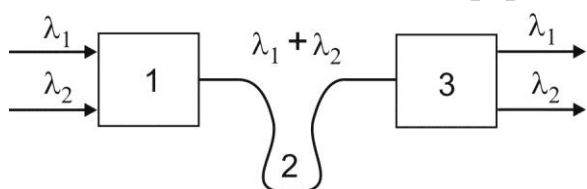


Рис. 5.2.1. WDM-технология передачи оптических сигналов.

демультиплексора 3 и направляются к потребителям. Количество потоков информации, которое можно передать по одному волокну, в основном определяется шириной спектральной полосы усиления промежуточных усилителей ВОСС и спектральной полосой пропускания фильтров демультиплексора. При использовании волоконных усилителей на

основе эрбиевого стекла со спектральной шириной полосы усиления 30 нм и демультиплексора на основе брэгговских волоконных узкополосных фильтров по одному волокну можно передать до 320 информационных потоков.

Это обеспечивает информационную емкость одного волокна на уровне 3.2 Тбит/с. На рис. 5.2.2 схематично показано спектральное положение несущих длин волн ($\lambda_1 \dots \lambda_N$) относительно полосы усиления (У) промежуточного усилителя, а также полоса пропускания (Ф) одного из фильтров демультиплексора.

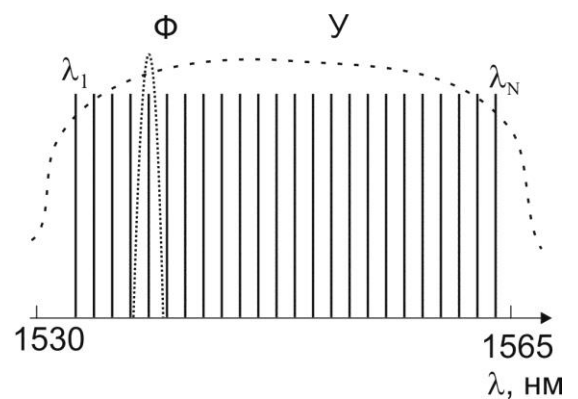


Рис. 5.2.2. Спектральное положение несущих длин волн ($\lambda_1 \dots \lambda_N$) относительно полосы усиления (У) промежуточного усилителя.

Таким образом, высокая несущая частота ВОСС в сочетании с WDM-технологией передачи сигналов обеспечивают большую информационную емкость и скорость передачи информации. В настоящее время ведутся разработки широкополосных полупроводниковых усилителей, а также усилителей на основе эффектов Рамана и Бриллюэна, что позволит в будущем увеличить количество потоков информации, передаваемых по одному волокну. Разрабатываются новые узкополосные фильтры для демультиплексоров, дающие возможность уплотнить потоки информации. Формируются новые концепции технологий передачи оптических сигналов. Одной из таких концепций является OTDM-технология (Optical Time Distribution Demultiplexing – мультиплексирование с разделением оптических сигналов во времени). Принцип OTDM-технологии основан на использовании пачек ультракоротких (менее 1 пс) оптических сигналов, каждая из которых несет свой поток информации.

5.3. Структура и компоненты волоконных линий связи

Волоконная линия связи является сложным оптоэлектронным устройством и является примером практической реализации разработок фотоники, оптоинформатики, оптического материаловедения и электроники. Структура ВОСС во многом похожа на структуру радиочастотных линий связи. Основным отличием является то, что на входе ВОСС электрический сигнал преобразуется в оптический, а на выходе ВОСС осуществляется обратная процедура. На рис.

5.3.1 показана упрощенная структура ВОСС для случая трех информационных каналов [17].

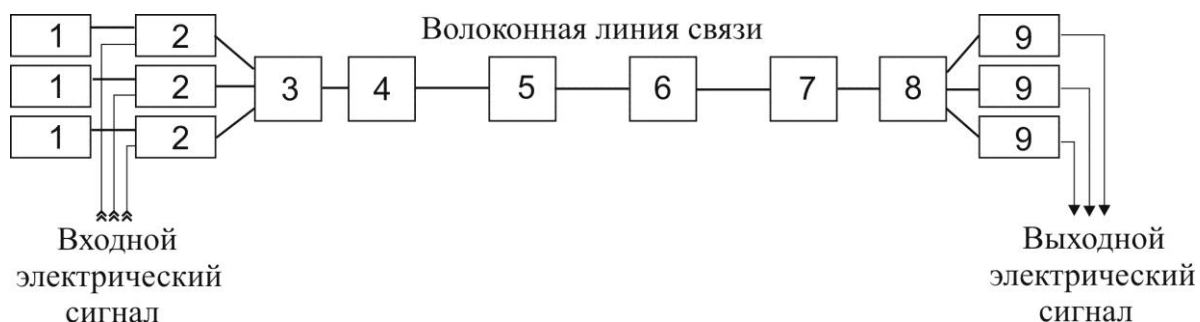


Рис. 5.3.1. Блок-схема волоконно-оптической системы связи. Пояснения в тексте.

Входная часть ВОСС содержит источники оптического излучения 1 телекоммуникационного диапазона длин волн. В настоящее время наиболее часто в ВОСС используется спектральный интервал 1530...1560 нм. В качестве источников излучения применяются непрерывные одномодовые полупроводниковые лазеры, каждый из которых настроен на свою длину волны. Излучение полупроводниковых лазеров поступает на амплитудные модуляторы света 2, управляемые входными электрическими сигналами. Для модуляции света часто используется электроабсорбционный эффект в полупроводниках (эффект Франца-Келдыша), так как данный эффект обладает высоким быстродействием и может быть реализован в полупроводниковых волноводах. Оптические сигналы с выходов модуляторов света с помощью мультиплексора 3 вводятся в оптическое волокно. На входе волоконной линии связи часто устанавливают предварительный оптический усилитель 4, увеличивающий амплитуду оптических сигналов. Непосредственно в волоконной линии связи устанавливают промежуточные оптические усилители 5 и оптоэлектронные регенераторы сигналов 6, которые позволяют компенсировать потери амплитуды сигнала в волокне и устранить искажения сигнала. На выходе волоконной линии связи расположен окончательный оптический усилитель 7. С помощью демультиплексора 8 информационные каналы разделяются по длинам волн и поступают на фото-приемные устройства 9, где происходит преобразование оптического сигнала в электрический.

Оптическое волокно. Волокна для волоконных линий связи обычно изготавливают из кварцевого стекла. Волокна подразделяются на одномодовые и многомодовые. Конструкция волокна в общем виде показана на рис. 5.3.2.

Волокно состоит из сердечника (кварцевое стекло с повышенным показателем преломления), внутренней оболочки (кварцевое стекло с пониженным показателем преломления) и внешней защитной оболочки из полимера. Диаметр сердечника для одномодовых волокон составляет 9...10 мкм, для многомодовых волокон – 50...60 мкм. Диаметр внутренней оболочки волокна равен 100...125 мкм. Для спектрального смещения хроматической дисперсии волокна внутреннюю оболочку часто изготавливают из 2...3 слоев стекла со специально подобранными показателями преломления. В одномодовых волокнах отсутствует межмодовая дисперсия. Поэтому они наиболее часто используются в ВОСС. В многомодовых волокнах для уменьшения межмодовой дисперсии сердечник изготавливают с параболическим профилем показателя преломления.

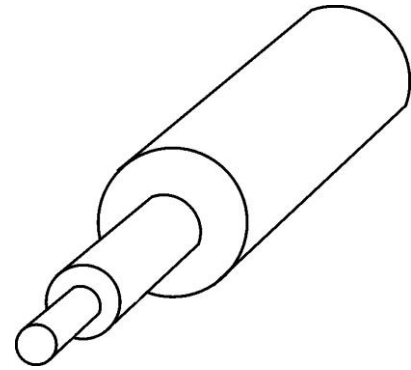


Рис. 5.3.2. Конструкция оптического волокна.

В ВОСС как правило используют не отдельные волокна, а волоконно-оптические кабели. Количество волокон в кабеле варьируется от 4 до 288. При большом количестве волокон в кабеле волокна группируются в субмодули, состоящие из 6 или 12 волокон. В центре кабеля размещается центральный силовой элемент, обеспечивающий механическую прочность кабеля.

Мультиплексоры и демультиплексоры. Мультиплексоры (комбайнеры, соединители) волоконных линиях связи с WDM используются для ввода нескольких потоков информации на разных длинах волн в одно волокно (рис. 5.3.3, а).

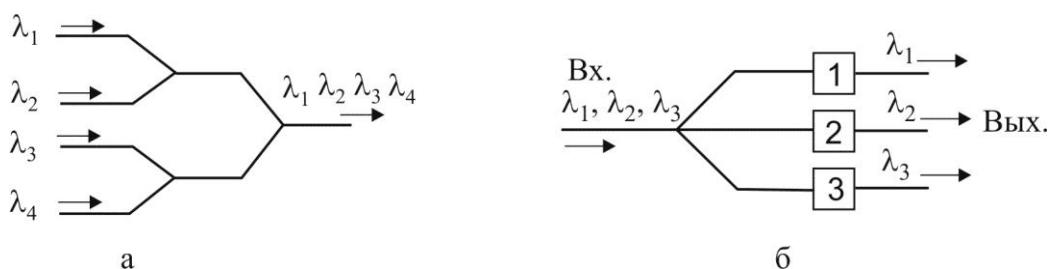


Рис. 5.3.3. Структурные схемы мультиплексора (а) и демультиплексора (б).

Мультиплексоры могут состоять из Y-соединителей или иметь звездообразную структуру. Для ввода в одно волокно большого количества потоков информации используют несколько мультиплексоров, соединенных последовательно.

Демультимплексоры (рис. 5.3.3, б) предназначены для разделения потоков информации, передаваемых по одному волокну. В волоконных линиях связи демультимплексоры располагаются на входах регенерационных секций и на выходе линии связи. На рис. 4.6.10 (п. 4.6) показана схема демультимплексора в общем виде, иллюстрирующая принцип его работы. Демультимплексор состоит из разветвителя и набора узкополосных спектральных фильтров 1, 2, 3, каждый из которых пропускает лишь одну длину волны, соответствующую одному определенному потоку информации. Основным требованием к демультимплексору является узкая спектральная полоса пропускания, обеспечивающая выделение одной несущей длины волны и подавление соседних несущих длин волн

Волоконные усилители. В ВОСС, использующих WDM-технологии передачи сигналов, как правило, применяются волоконные усилители, в которых волокно изготовлено из стекла, легированного ионами эрбия (Er^{3+}) – EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) [17]. Спектральная полоса усиления эрбия в стекле приходится на спектральный интервал 1525...1565 нм. Для усиления в ВОСС из этого интервала используется только 30...35 нм (1530...1560 нм). У EDFA рабочая полоса усиления меньше, чем у полупроводниковых усилителей.

Для оптической накачки волокна используют лазерные диоды с длинами волны генерации 980 нм или 1480 нм. В зависимости от направления сигнала накачки по волокну волоконные усилители делятся на сонаправленные (в которых направление распространения сигнала накачки совпадает с направлением распространения усиливаемого сигнала), противонаправленные и двунаправленные. В последнем случае сигналы накачки вводятся в оба конца усиливающего волокна и распространяются навстречу друг другу. Усилители с сонаправленной накачкой имеют меньший коэффициент собственных шумов, по сравнению с другими типами усилителей. В подобном усилителе мощность оптического сигнала на выходе составляет 16 дБм. На рис. 5.3.4 показана блок-схема двунаправленного волоконного усилителя для волоконно-оптической линии связи. Оптическая накачка волокна производится с двух сторон с

помощью двух полупроводниковых лазеров 1, 6 с длиной волны генерации 1480 нм. Излучение накачки вводится в активное волокно 4 через волоконные разветвители 2, 5. Оптические изоляторы 3, 7 на основе эффекта Фарадея исключают попадание отраженных сигналов и излучения накачки в основной тракт волоконно-оптической линии связи. Для этих же целей, на выходе усилителя устанавливается фильтр 8, отсекающий излучение накачки.

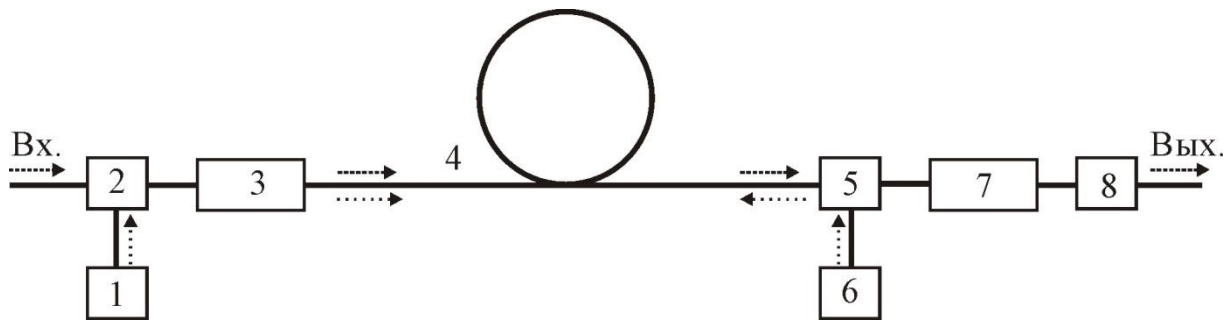


Рис. 5.3.4. Блок-схема волоконного усилителя оптических сигналов

Достоинствами волоконных усилителей для волоконно-оптических линий связи является их простота и возможность одновременного усиления оптических сигналов всех каналов системы WDM, находящихся в спектральной полосе усилителя и хорошее оптическое согласование с волокном линии связи.

Регенератор сигналов. Регенератор предназначен для полного восстановления амплитуды, формы и временного положения оптических импульсов, распространяющихся по волоконной линии связи. Регенератор представляет собой оптоэлектронное устройство, в котором оптический импульс преобразуется в электрический, производится его синхронизация, восстановление амплитуды и формы и, затем, преобразование электрического импульса в оптический. Эти процедуры могут производиться для каждого информационного потока лишь по отдельности. Очевидно, что при WDM-технологии передачи сигналов для каждого потока информации должен быть отдельный регенератор. Блок-схема регенерационной секции для трех потоков информации показана на рис. 5.3.5. На входе регенерационной секции расположен демультиплексор 1, разделяющий потоки информации по длинам волн и распределяющий их по регенераторам 2 (на рисунке показан один регенератор из трех). На выходе секции расположен мультиплексор 3, собирающий восстановленные потоки информации и направляющий их в одно

волокно. Достоинствами оптических регенераторов являются полное восстановление амплитуды и формы оптических сигналов и устранение шумов и паразитных сигналов. К недостаткам можно отнести их сложность и необходимость использования N регенераторов при передаче N потоков информации по одному волокну.

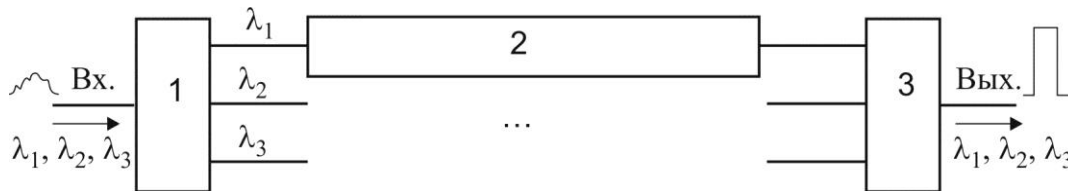


Рис. 5.3.5. Регенератор оптических сигналов.

5.4. Контрольные вопросы

1. В чем заключаются преимущества оптических методов передачи информации по сравнению с другими методами?
2. В чем заключается принцип WDM-технологии передачи сигналов?
3. Чем отличаются одномодовые волокна от многомодовых волокон?
4. Каковы достоинства и недостатки усилителей оптических сигналов?
5. Каковы достоинства и недостатки регенераторов оптических сигналов?
6. Для каких целей в ВОСС используют демультиплексоры?

ГЛАВА 6. ВОЛНОВОДНЫЕ И ВОЛОКОННЫЕ ДАТЧИКИ

6.1. Преобразование физических величин в оптические сигналы

Возможность управления оптическими сигналами в волноводах с помощью внешнего воздействия используется не только в оптических переключателях, но и в волноводных датчиках, сенсорах и волноводных измерительных устройствах [21, 22]. Развитие данного направления волноводной и волоконной оптики вызвано тем, что волоконно-оптические датчики, во многих случаях, обладают рядом преимуществ по сравнению с электронными датчиками и могут быть использованы в тех случаях, когда применение электронных датчиков невозможно. Ниже перечислены некоторые достоинства волоконно-оптических датчиков и измерителей, подтверждающее вышесказанное.

Достоинства волоконно-оптических датчиков:

1. Отсутствие собственных электрических и магнитных помех.
2. Помехозащищенность от внешних электрических и магнитных полей.
3. Возможность работы в агрессивных средах и при повышенной радиации.
4. Возможность работы в установках высокого напряжения.
5. Возможность работы при высокой (низкой) температуре.
6. Возможность проведения измерений на больших площадях (расстояниях).
7. Возможность измерения в труднодоступных местах.

Оптическое волокно в датчиках и устройствах измерения может быть использовано в двух целях. Во-первых, для доставки оптического сигнала к электронному датчику, расположенному у объекта измерения и от него – к приемно-измерительному устройству. Во-вторых, непосредственно в качестве датчика измеряемой физической величины. В данной главе рассмотрена только вторая область применения оптических волокон и волноводов - в которой используется изменение условий распространения электромагнитной волны в волноводе при внешнем воздействии. В таблице 6.1.1 приведены физические параметры, которые могут быть измерены с помощью волоконно-оптических датчиков и эффекты в оптических волокнах, которые для этого используются. Как видно из таблицы, в волоконно-оптических датчиках используются те же оптические эффекты, что и в волноводных оптических переключателях.

Таблица 6.1.1. Физические параметры, измеряемые с помощью волоконных датчиков и используемые для этого оптические эффекты.

Измеряемый параметр	Оптический эффект
Напряженность электрического поля	Электрооптические эффекты Поккельса и Керра, электроабсорбция, пьезоэлектрический эффект
Сила электрического тока	Электрооптические эффекты Поккельса и Керра, электроабсорбция, пьезоэлектрический эффект, эффект Фарадея, термооптический эффект
Напряженность магнитного поля	Эффект Фарадея
Сила, давление, скорость, ускорение, перемещение.	Пьезооптический эффект, эффекты Доплера и Саньяка, изменение длины взаимодействия
Температура	Термооптический эффект, термолюминесценция
Химический состав	Изменение показателя преломления, нарушение полного внутреннего отражения
Радиация	Индукцированное излучение и поглощение

6.2. Примеры волоконных датчиков

Рассмотрим возможности измерения некоторых физических параметров с помощью волоконно-оптических датчиков.

Волоконные датчики температуры

На рис. 6.2.1 показана схема волоконно-оптического датчика для измерения температуры. Датчик состоит из интерферометра Маха-Цендера, образованного двумя оптическими волокнами 3, 4 и двумя Y-разветвителями 2. Излучение подается в интерферометр из лазера 1 и регистрируется на выходе интерферометра фотоприемником 6. Волокно 4, обладающее термооптическими свойствами, помещается в область измерения температуры 5. Изменение температуры в этой области приводит к изменению показателя преломления волокна 4 и к рассогласованию фаз в плечах интерферометра. В

результате этого амплитуда оптического сигнала на выходе интерферометра изменяется.

Чувствительность такого датчика температуры определяется температурным коэффициентом показателя преломления (dn/dT) волокна и его длиной. Точность измерения температуры может достигать 0.01 К.

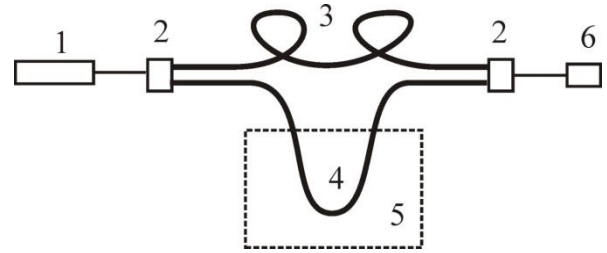


Рис. 6.2.1. Волоконно-оптический датчик для измерения температуры на основе интерферометра Маха-Цендера.

На рис. 6.2.2 показан волоконный датчик температуры, в котором использован иной принцип измерения. Датчик состоит из отрезка волокна, один конец которого помещен в область измерения температуры, а другой подключен к фотоприемному устройству. Для измерения температуры используется собственное излучение, которое возникает в нагретой части волокна. Излучаемая поверхностью тела тепловая мощность P определяется выражением:

$$P = \varepsilon c (T_1^4 - T_2^4) S,$$

здесь ε – степень черноты поверхности тела; c – коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела; T_1 и T_2 – соответственно температура нагретой поверхности и температура окружающего пространства.



Рис. 6.2.2. Волоконно-оптический датчик для измерения температуры на основе генерации излучения в волокне.

Длина волны $\lambda_{\text{макс}}$ в спектре излучения абсолютно черного тела, соответствующая наибольшей спектральной плотности излучения, согласно закону смещения Вина, определяется выражением:

$$\lambda_{\text{макс}} = C_B / T_1, \quad (C_B = 2.896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}).$$

Таким образом, для измерения температуры с помощью такого датчика можно использовать либо регистрацию изменения полной мощности излучения нагретого конца волокна, либо измерять сдвиг длины волны, соответствующей максимуму мощности. Рассмотренный тип волоконных датчиков температуры позволяет проводить измерения от криогенных температур (100 К) до очень

высоких температур (700-800 °С). В последнем случае используется волокно из кварцевого стекла со специальными добавками.

Оптическая схема датчика, показанная на рис. 6.2.2, может быть использована и для регистрации ионизирующих излучений (ультрафиолетовое, рентген, элементарные частицы). В этом случае часть волокна, расположенная в области измерения, должна содержать примесь, люминесцирующую под действием ионизирующего излучения. Возникающее при этом излучение

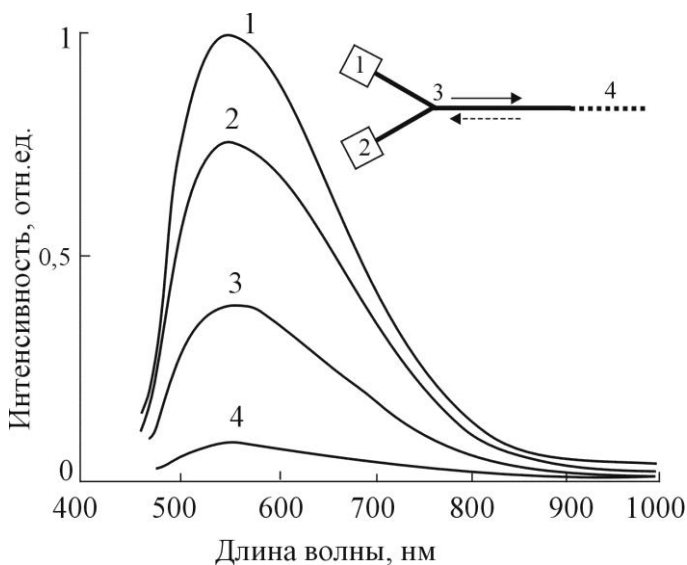


Рис. 6.2.3. Спектры люминесценции волокна с молекулярными кластерами серебра при: 1 – $T = 20^{\circ}\text{C}$, 2 – 50, 3 – 100, 4 – 200. На вставке – конструкция датчика температуры.

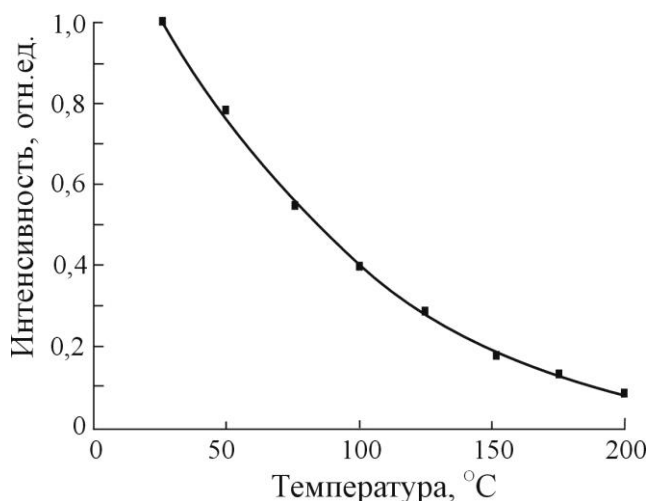


Рис. 6.2.4. Температурная зависимость интенсивности люминесценции.

передаются по волокну, и регистрируется фотоприемником.

Люминесцентные волоконные датчики температуры. Известно, что у большинства люминофоров при повышении температуры интенсивность люминесценции уменьшается. Это происходит из-за безызлучательного тушения возбуждения за счет столкновительных процессов. Температурная зависимость интенсивности люминесценции может быть использована при создании люминесцентных волоконных датчиков температуры. На вставке в рис. 6.2.3 показана оптическая схема такого датчика. Датчик включает в себя источник излучения, возбуждающего люминесценцию 1 (светодиод или полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 405 нм), возбуждающее излучение вводится через Y-разветвитель в кварцевое волокно 3. На конце этого волокна расположен отрезок волокна из фото-термо-рефрактивного стекла 4, содержащего нейтральные моле-

кулярные кластеры серебра (Ag_2 , Ag_3, Ag_4), которые обладают люминесцентными свойствами. Данное волокно является термочувствительным элементом датчика. Часть излучения люминесценции преобразуется в волноводные моды и по кварцевому волокну через Y-разветвитель поступает на фотоприемник 2, который регистрирует мощность излучения люминесценции.

На рис. 6.2.3 показаны спектры люминесценции волокна молекулярными кластерами серебра в интервале температур от 20 до 200 °С. На рис. 6.2.4 показана температурная зависимость интенсивности люминесценции в максимуме. Из рисунков видно, что увеличение температуры приводит к уменьшению интенсивности люминесценции в 15 раз. Это делает люминесцентные волокна перспективными для использования в волоконных датчиках температуры.

Волоконные датчики электрического тока.

Термочувствительное волокно может быть использовано для измерения электрического тока. Конструкция чувствительного элемента такого амперметра показана на рис. 6.2.5.

Датчик состоит из интерферометра Маха-Цендера, в одно из плеч которого включено волокно с высоким температурным коэффициентом показателя преломления. Поверхность волокна покрыта металлической пленкой, через которую протекает измеряемый электрический ток. Ток нагревает пленку и волокно, что приводит к изменению показателя преломления волокна. В результате изменяется согласование фаз в плечах интерферометра и происходит амплитудная модуляция выходного оптического сигнала. С помощью подобного датчика можно измерять токи от $5 \cdot 10^{-6}$ А при длине волокна ~ 1 м.



Рис.6.2.5. Чувствительный элемент волоконно-оптического датчика для измерения силы тока на основе термооптического эффекта.

Для измерения силы тока может быть использован магнитооптический эффект (эффект Фарадея). Конструкция такого датчика показана на рис. 6.2.6. Волокно 1 из магнитооптического стекла, намотанное на катушку, окружает проводник с током 2. Излучение подается в волокно от лазерного диода 5 и

регистрируется с выхода датчика фотоприемником 6. На входе и выходе волокна расположены скрещенные поляризаторы 3, 4.

Магнитное поле электрического тока, протекающего через проводник,

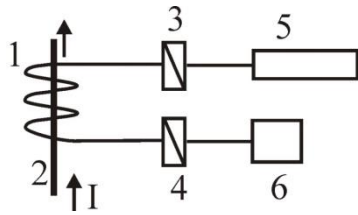


Рис. 6.2.6. Волоконно-датчик для измерения тока на основе эффекта Фарадея.

приводит к повороту плоскости поляризации волноводной моды в волокне. В результате этого происходит изменение мощности излучения, прошедшего через выходной поляризатор датчика. Датчик на основе эффекта Фарадея позволяет

измерять очень большие токи – до десятков килоампер. Рабочая полоса частот датчика может достигать 5 МГц. Достоинством датчика является высокая степень электрической изоляции регистрирующей части датчика от проводника с током. Это позволяет использовать датчик для измерения токов в установках высокого напряжения.

Очевидно, что волоконный датчик аналогичной конструкции может быть использован и для измерения напряженности магнитного поля. В данном случае, катушка с волокном из магнитооптического стекла помещается в измеряемое магнитное поле. Изменение напряженности магнитного поля будет приводить к изменению поворота плоскости поляризации волноводной моды и изменению оптического сигнала на выходе датчика. Расчет показывает, что для датчика, содержащего катушку с 40 витками волокна из магнитооптического стекла, магнитное поле в 0.3 Тл приводит к повороту поляризации выходного излучения на 1.5 град.

Датчики механических величин

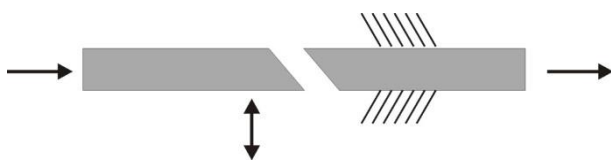


Рис. 6.2.7. Чувствительный элемент волоконно-оптического датчика перемещений.

Волоконно-оптические датчики находят широкое применение для измерения механических величин. На рис. 6.2.7 показан пример волоконно-оптического датчика малых перемещений на основе нарушения торцевой оптической связи между двумя волокнами. Чувствительный элемент датчика состоит из двух волокон, торцы которых срезаны под углом и имеют малый зазор. Правое волокно неподвижно зафиксировано, левое волокно

датчика состоит из двух волокон, торцы которых срезаны под углом и имеют малый зазор. Правое волокно неподвижно зафиксировано, левое волокно

может перемещаться в вертикальном направлении. При его перемещении происходит изменение величины зазора между торцами волокон и изменение связи между ними. По мере увеличения зазора мощность излучения, прошедшего в правое волокно, уменьшается – происходит амплитудная модуляция излучения. Подобный датчик позволяет регистрировать малые перемещения с точностью 50 нм.

На рис. 6.2.8 показан волоконно-оптический датчик давления. Датчик состоит из волокна, уложенного в виде спирали на подложке и мембраны, расположенной на малом расстоянии от волокна. Принцип действия датчика основан на изменении оптической связи между

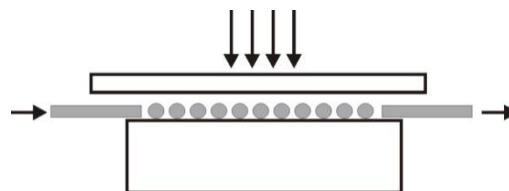


Рис. 6.2.8. Волоконно-оптический датчик давления.

волокном и мембраной при перемещении мембраны под действием внешнего давления. При увеличении давления мембрана приближается к волокну. При этом увеличивается мощность излучения, туннелирующего из волокна в мембрану, и уменьшается мощность прошедшего через волокно излучения. Изменение мощности прошедшего излучения регистрируется фотоприемным устройством.

Датчики показателя преломления жидкости

Волоконные датчики показателя преломления жидкостей востребованы в химической, нефтеперерабатывающей промышленности, в медицине и экологии. На рис. 6.2.9 показан пример простейшего волоконного датчика показателя преломления жидкости. Он состоит из источника излучения 1, многомодового волокна без оболочки 2 и фотоприемника 4.

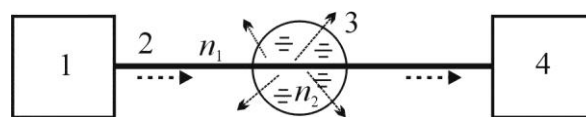


Рис. 6.2.9. Простейший волоконный датчик показателя преломления жидкости.

Пусть показатель преломления волокна равен n_1 , а показатель преломления жидкости равен n_2 . При отсутствии на волокне жидкости весь оптический сигнал с входа волокна попадает в фотоприемник. Если на волокно поместить каплю жидкости с $n_2 < n_1$, то для волноводных мод высшего порядка произойдет нарушение полного внутреннего отражения, и эти моды покинут волокно, а сигнал фотоприемника уменьшится. При увеличении показателя преломления жидкости волокно будут покидать и моды низших

порядков, что приведет к дальнейшему уменьшению сигнала фотоприемника. При $n_2 = n_1$ граница «волокно-жидкость» в оптическом смысле исчезнет. При этом все моды покинут волокно, а сигнал фотоприемника станет равен нулю.

На практике используют более сложные волоконные датчики показателя преломления, имеющие более высокую чувствительность. Примером является датчик с чувствительным элементом на основе волоконной брэгговской решетки. Брэгговская решетка обладает резонансными свойствами (см. п. 4.6), причем, длина волны резонанса определяется выражением:

$$\lambda = 2n_{\text{эфф}}n_A\Lambda,$$

где $n_{\text{эфф}}$ – эффективный показатель преломления волокна, n_A – показатель преломления окружающей среды, Λ – период решетки. Оптическая схема датчика аналогична показанной на рис. 6.2.9, однако вместо фотоприемника в данном случае используют волоконный спектрометр, позволяющий определить спектральный сдвиг резонанса решетки при изменении показателя преломления жидкости.

Контрольные вопросы

1. Каковы преимущества волоконно-оптических датчиков по сравнению с датчиками других типов.
2. Какие физические величины могут быть измерены с помощью волоконно-оптических датчиков. Какие оптические эффекты при этом используются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, преобразование оптических сигналов широко используется в устройствах фотоники. В большинстве случаев, это преобразование основано на модуляции поляризации и диэлектрической проницаемости среды при воздействии управляющего сигнала или самовоздействии. В лазерной технике применение нелинейно-оптических эффектов позволяет осуществлять преобразование длины волны излучения, управлять длительностью лазерного импульса и производить коррекцию волнового фронта.

Волноводные оптические устройства могут быть использованы для обработки оптических и электрических сигналов, а также для измерения неоптических физических величин – электрического тока, магнитного поля, температуры, перемещений, давления и т.д. При обработке электрических сигналов оптическими методами, в ряде случаев, удастся получить выигрыш – за счет упрощения конструкции устройства, увеличения быстродействия и уменьшения мощности управления. Благодаря высокому быстродействию полностью оптические переключатели являются наиболее перспективными устройствами для волоконно-оптических линий связи будущего, оптических компьютеров и систем обработки информации. Однако, быстродействие полностью оптических переключателей обеспечивается за счет относительно высокой мощности управления. Поэтому, в настоящее время, основная тенденция научных исследований и разработок – уменьшение мощности управления таких устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. Т.3, 4. М.: Мир, 1977. - 496 с.
2. *Шен И. Р.* Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989. – 558 с.
3. *Дмитриев В.Е., Тарасов Л.В.* Прикладная нелинейная оптика. М.: Радио и связь, 1982. - 352 с.
4. *Зельдович Б. Я., Пилипецкий А. Ф., Шкунов В. В.* Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. - 240 с.
5. *Воронцов М. А., Шмальгаузен В. М.* Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985, - 336 с.
6. *Делоне Н. Б.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989, - 280 с.
7. *Сидоров А. И.* Основы физики и оптики твердых тел. Уч. пособ. СПб.: Изд. ФГБОУ ВПО «СПб НИУ ИТМО», 2012, - 120 с.
8. *Ярив А.* Введение в оптическую электронику. М.: Высшая школа, 1983. - 398 с.
9. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. - 719 с.
10. *Розеншер Э., Винтер Б.* Оптоэлектроника. М.: Техносфера, 2004. - 592 с.
11. *Ермаков О.* Прикладная оптоэлектроника. М.: Техносфера, 2004. - 416 с.
12. *Балакиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985,- 280 с.
13. *Панов М. Ф., Соломонов А. В., Филатов Ю. В.* Физические основы интегральной оптики. М.: Академия, 2010. -432 с.
14. *Hoffman M., Voges E.* Bulk silicon micromachining for MEMS in optical communication systems // *Micromach. Microeng.* 2002. V. 12. P. 349.
15. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. - 512 с.
16. *Сидоров А. И., Никоноров Н.В* Материалы и технологии интегральной оптики. Уч. пособ. СПб: Изд. СПб ГУ ИТМО, 2009, 107 с.
17. *Фриман Р.* Волоконно-оптические системы связи. М.:Техносфера, 2004.- 496 с.
18. *Ораевский А. Н.* Волны шепчущей галереи // *Квант. эл.* 2002. Т. 32, № 5. С. 377.
19. *Климов В. В.* Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009, 480 с.
20. *Сидоров А. И.* Нанофотоника и плазмоника. Уч. пособ. СПб: ГЭТУ, 2009. - 80 с.
21. *Бусурин В. И., Носов Ю. Р.* Волоконно-оптические датчики: физические основы, вопросы расчета и применения. М.: Энергоатомиздат, 1990.- 256 с.
22. *Волоконно-оптические датчики.* Под ред. Э. Удда. М.: Техносфера. 2008. – 520 с.

В 2009 году Университет стал победителем многоэтапного конкурса, в результате которого определены 12 ведущих университетов России, к которым присвоена категория «Национальный исследовательский университет». Министерством образования и науки Российской Федерации была утверждена Программа развития государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики» на 2009–2018 годы.



КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ

1994 г. Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при Государственном оптическом институте (ГОИ) им. С.И.Вавилова – кафедра оптического материаловедения. Образование кафедры явилось логичным развитием тесных связей, которые в течение многих лет существовали между ГОИ и ИТМО. В частности, для преподавания в ИТМО широко привлекались ведущие сотрудники ГОИ, а ИТМО был постоянным источником, из которого ГОИ черпал новые молодые кадры. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптотехника», специальность «Оптические технологии и материалы».

1999 г. Реорганизация кафедры. На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информационная оптотехника, физическая оптика и спектроскопия. Кафедра переименована в кафедру оптического материаловедения и оптики (ОМиО).

2002 г. Кафедра ОМиО вошла в состав нового факультета СПбГУ ИТМО - фотоники и оптоинформатики.

2003 г. При кафедре создана учебно-исследовательская лаборатория материалов и технологий фотоники.

2004 г. Кафедра явилась одним из инициаторов и организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра начала подготовку бакалавров и магистров по направлению - 200600 «Фотоника и оптоинформатика».

2005 г. Кафедра ОМиО переименована в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).

2006 г. Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению в области фотоники и оптоинформатики. Кафедра ведет совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning, Samsung, PPG Inc.

2007 г. Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра ОТиМ - участник выполнения инновационной образовательной программы в СПбГУ ИТМО «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», реализуемой в рамках Приоритетных Национальных Проектов «Образование».

Александр Иванович Сидоров

ОСНОВЫ ФОТОНИКИ: ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ И МЕТОДЫ

ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

В УСТРОЙСТВАХ ФОТОНИКИ

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Компьютерная верстка

Заведующая РИО

Редакционно-издательский отдел ФГБОУ ВПО «СПб НИУ ИТМО»

Лицензия ИД № 00408 от 0.511.09. Отпечатано на ризографе. Тираж 100 экз. Заказ №

Подписано в печать