

Е. Д. Карих

ОПТОЭЛЕКТРОНИКА

Электронный конспект лекций

*по одноименному курсу для студентов специальностей
“Радиофизика” и “Физическая электроника”*

**МИНСК
БГУ
2002**

ОТ АВТОРА

Настоящий электронный конспект лекций предназначен для студентов специальностей "Радиофизика" и "Физическая электроника", изучающих одноименный курс согласно типовому учебному плану указанных специальностей. В его основу положен материал учебного пособия "Оптоэлектроника", изданного автором в 2000 г. [1].

Основное внимание в конспекте уделено физическим явлениям и принципам, на которых основано действие оптоэлектронных элементов и систем. Материал разделен на лекции, содержащие законченное изложение отдельных тем или вопросов. Список литературы содержит только основные источники, информация из которых использована при изложении материала. Дополнительная литература легко может быть найдена по библиографии, содержащейся в указанных источниках.

Карих Евгений Дмитриевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники

Тел. 278-13-13

e-mail: karikh@bsu.by

© Карих Е.Д., 2002

СОДЕРЖАНИЕ

Лекция 1. Введение в оптоэлектронику	5
Предмет курса (5). Электрон и фотон как материальные носители информации (5). Терминология (7).	
Лекция 2. Световые волны и фотонные коллективы	14
Волновое представление светового поля (9). Плотность состояний поля (10). Разложение поля на осцилляторы (12). Вторичное квантование: переход к фотонному представлению (13). Когерентность волн и статистика фотонов (15).	
Лекция 3. Оптическое излучение	16
Тепловое излучение (16). Люминесценция (16). Спонтанное и вынужденное излучение (16). Положительная и отрицательная люминесценция (17). Оптическое усиление и суперлюминесценция (18). Лазерная генерация (19). Свойства лазерного излучения (21).	
Лекция 4. Излучательные процессы в твердых телах	22
Предпробойная электролюминесценция (22). Инжекционная люминесценция в полупроводниках (24). Излучение в гетероструктурах (26).	
Лекция 5. Источники излучения в когерентной оптоэлектронике	29
Суперлюминесцентные излучатели и оптические квантовые усилители (29). Инжекционные лазеры (29). РБО- и РОС-лазеры (31). Твердотельные микролазеры (34). Лазеры на активированных оптических волокнах (35).	
Лекция 6. Методы приема оптического излучения	36
Прямое фотодетектирование (36). Метод счета фотонов (36). Когерентный прием излучения (38). Классификация приемников оптического излучения (40). Шумы при фотодетектировании (40). Порог чувствительности и квантовый предел детектирования (41).	
Лекция 7. Принципы фотоэлектронного преобразования	43
Явление фотопроводимости: фоторезисторы (43). Фотогальванический эффект: фотодетектирование в структуре с $p-n$ -переходом (44). Оптоэлектронная пара (47).	
Лекция 8. Основные типы твердотельных фотодетекторов	49
$P-i-n$ -фотодиод (49). Гетерофотодиоды (50). Структура с барьером Шоттки (50). Лавинный фотодиод (51). Твердотельные детекторы изображений (53).	
Лекция 9. Транспортировка оптического излучения	55
Распространение света в оптическом волокне (55). Теорема Лиувилля	

(59).	
Лекция 10. Свойства оптических волокон	61
Оптические потери (61). Дисперсионные свойства волокна (62). Сенсорные свойства оптического волокна (64). Эффект Саньяка: волоконно-оптический гироскоп (65).	
Лекция 11. Распространение света в плоском оптическом волноводе	67
Плоский диэлектрический волновод (67). Дисперсионное уравнение (68). Модовая структура излучения (69). Сдвиг Гуса – Хэнхена (71). Оптическое туннелирование (72).	
Лекция 12. Принципы интегральной оптики	73
Возбуждение и вывод излучения из волноводов (73). Торцевое возбуждение (73). Возбуждение через поверхность: призмный и дифракционный элементы связи (73). Связь между волноводами (75). Преобразование световых пучков в интегральной оптике (77).	
Лекция 13. Взаимодействие света с модулирующей средой	79
Классификация операций управления (79). Эффект Франца – Келдыша (79). Электро- и магнитооптические эффекты (80). Явление фотоупругости (82). Акустооптический эффект: режимы дифракции Брегга и Рамана – Ната (83).	
Лекция 14. Элементы управления излучением	85
Модуляторы интенсивности света (85). Устройства сдвига частоты (88). Оптические дефлекторы (88). Оптические изоляторы (89). Оптические транспаранты (90).	
Лекция 15. Электрооптические эффекты в жидких кристаллах ...	92
Структура и свойства жидких кристаллов (92). Эффект динамического рассеяния (93). Твист-эффект (93). Эффект "гость – хозяин" (94). Другие электрооптические явления в жидких кристаллах (95).	
Лекция 16. Оптическая память и системы визуального отображения информации	97
Оптическая память (97). Принцип голографической записи информации (97). Психофизические характеристики зрения (100).	
Лекция 17. Оптическая обработка информации	102
Процессор на основе оптически управляемого транспаранта: операции над картинками (102). Элементы теории преобразования оптических сигналов (103). Когерентный оптический процессор: принцип распознавания образов (105).	
Литература	107

Лекция 1. ВВЕДЕНИЕ В ОПТОЭЛЕКТРОНИКУ

Предмет курса. *Оптоэлектроника – это научная дисциплина, изучающая физические принципы управления оптическими и электронными процессами в различных материальных средах с целью передачи, приема, обработки, хранения и отображения информации.*

Для оптоэлектроники характерен синтез идей многих естественно-научных дисциплин (физики твердого тела, полупроводниковой и квантовой электроники, оптики и др.). Тем не менее она представляет собой цельную науку, имеющую собственное направление исследований и использующую для решения указанных задач ряд фундаментальных физических явлений. Основное направление современной оптоэлектроники – управление информационными процессами в микро- и наноструктурах, т. е. стремление к интеграции источников, приемников и элементов управления излучением в едином кристалле или гибридной структуре.

Основополагающим принципом оптоэлектроники является использование в качестве материального носителя информации наряду с электроном электрически нейтрального фотона. Однако в отличие от обычной электроники и оптики в оптоэлектронике возможна смена носителя информации в процессе обработки сигнала. Определим *оптоэлектронное преобразование* как физический процесс, в результате которого информационный сигнал, переносимый ансамблем фотонов S_{ph}^i (электронов S_e^i), преобразуется в информационный сигнал, переносимый ансамблем электронов S_e^o (фотонов S_{ph}^o). Если первичный сигнал оптический, то происходит фотон-электронное преобразование, если же первичный сигнал электрический, то имеет место электрон-фотонное преобразование. Операцию оптоэлектронного преобразования можно выразить следующей формулой:

$$F_{oe}(S_{ph}^i) = S_e^o. \quad (1.1)$$

Обратное преобразование – это физический процесс, приводящий к смене носителей первичного и вторичного сигналов:

$$F_{eo}(S_e^i) = S_{ph}^o. \quad (1.2)$$

Эффективности прямого и обратного преобразований, как правило, различаются, формально это можно записать в виде неравенства

$$F_{eo} \neq F_{oe}. \quad (1.3)$$

Электрон и фотон как материальные носители информации. В качестве материальных объектов информационных процессов в оптоэлектронике выступают электроны, свободные или входящие в состав атомов, молекул или твердых тел, а также фотоны, взаимодействующие

с соответствующей средой. Взаимодействие между фотонами, атомами и электронами происходит путем поглощения одних и испускания других фотонов. Электрон-фотонное преобразование основано на испускании квантов света атомными системами при переходе их из возбужденных состояний в состояния с более низкой энергией. В основе фотон-электронного преобразования лежит явление фотоэффекта, при котором электрон переходит из связанного состояния в свободное (в вакуум при внешнем и в зону проводимости при внутреннем фотоэффекте).

Строгое рассмотрение этих процессов требует привлечения методов квантовой механики и квантовой электродинамики, так как и состояние светового поля и состояние среды квантуются. Однако во многих случаях используется так называемое полуклассическое приближение, при котором среда рассматривается как квантовая система, в то время как электромагнитное излучение представляется классически, т. е. в рамках волновой теории. Классическое описание светового поля полностью адекватно в том случае, когда в процессе преобразования не происходит смены материального носителя информации. К таким процессам относятся операции над световыми пучками, когда входной и выходной сигналы – оптические.

Движение электрона определяется векторами напряженностей действующих на него внешних электрического и магнитного полей. Фотон же, не обладая электрическим зарядом, движется в свободном пространстве с постоянной скоростью независимо от наличия таких полей. Электрон может находиться как в свободном, так и в связанном состояниях (входя в состав электронной оболочки атома). Состояние, аналогичное связанному состоянию электрона, у фотона не проявляется ни в каких известных физических явлениях.

Использование оптического излучения имеет преимущество перед электронными методами, поскольку позволяет существенно расширить возможности систем обработки и передачи информации.

Высокая частота оптических колебаний ($\sim 3 \cdot 10^{14}$ Гц при длине световой волны 1 мкм) обеспечивает возможность одновременной передачи информации по значительно большему числу каналов, чем в диапазоне радиоволн (в 10^3 – 10^4 раз). Малая длина волны позволяет достигать более высокой плотности записи информации, т. к. минимальная площадь элементарной ячейки в оптических системах памяти имеет величину порядка λ^2 .

Физическим ограничением, присущим электронным методам, является одномерность электрических сигналов. Качественно новые возможности дает использование двумерных некогерентных и трехмерных когерентных оптических сигналов. В частности, может быть осуществ-

влена двойная (временная и пространственная) модуляция потока, причем элементарная площадка, которая выделяется для независимой модуляции, приблизительно равна λ^2 . Это обеспечивает высокую информационную емкость оптических сигналов и возможность параллельной обработки больших массивов информации без поэлементного разложения во времени.

С этой точки зрения интересно сравнение возможностей оптоэлектронных и биологических систем. Человек содержит около 10^{12} нервных соединений, а емкость памяти человеческого мозга близка к 10^{13} бит. Передача информации по нервным волокнам происходит за счет биохимических реакций, поэтому ее скорость не превышает 10^2 м/с. В электронных схемах сигнал распространяется со скоростью около 10^8 м/с. В то же время человек способен конкурировать с мощными компьютерами, например при игре в шахматы. Дело в том, что сравнительно медленное распространение сигнала по нервному волокну компенсируется одновременной работой около $10^4 - 10^5$ волокон. Таким образом, оптоэлектронная система, обеспечивающая параллельную работу многих каналов и распространение сигналов со скоростью света, потенциально может производить обработку информации с быстротой, которая недоступна ни параллельным биологическим, ни последовательным электронным системам.

Использование не имеющих электрического заряда фотонов обеспечивает гальваническую развязку и высокую помехозащищенность оптических каналов передачи и обработки информации.

Наконец, следует отметить предоставляемую оптоэлектроникой возможность непосредственного оперирования со зрительно воспринимаемыми образами. Использование матричных фотодетекторов позволяет вводить информацию в виде оптического изображения для последующей обработки электронными методами. Оптически управляемые транспаранты и голографические системы позволяют производить операции непосредственно над оптическими картинками. Вывод информации также может быть осуществлен в виде изображения на экране дисплея или на другом носителе.

Терминология. К настоящему времени *оптоэлектроника* является устоявшимся названием для обозначения рассматриваемой нами дисциплины. Термин *когерентная оптоэлектроника* используется в том случае, когда носителем информации в оптоэлектронной системе является когерентное лазерное излучение. Термин *некогерентная оптоэлектроника* соответствует ситуации, когда когерентность световых волн в оптоэлектронных преобразованиях не используется. Следует отметить, что грань между этими двумя понятиями в определенной степени условна и

не всегда может быть проведена. Иногда в качестве синонима термина *оптоэлектроника* используется термин *фотоника*, чтобы по аналогии с *электроникой* подчеркнуть тот факт, что фотон, как материальный носитель информации, может выполнять те же функции, что и электрон [1].

В литературе можно встретить такие названия, как *оптическая электроника*, и несколько реже – *оптроника*. Первое из них достаточно близко к устоявшемуся названию изучаемого курса, второе скорее можно отнести к одному из его разделов, рассматривающему оптрону – определенный класс функциональных элементов оптоэлектроники.

В соответствии с рекомендациями Международной электротехнической комиссии (МЭК) *оптоэлектронный прибор* определен как прибор, чувствительный к электромагнитному излучению в видимой, инфракрасной либо ультрафиолетовой областях; или прибор, излучающий и преобразующий некогерентное или когерентное излучение в этих же спектральных областях; или прибор, использующий такое электромагнитное излучение для своей работы.

Лекция 10. СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Оптические потери. Материалами для оптических волокон служат различные вещества. В настоящее время чаще всего используется высококачественное кварцевое стекло (SiO_2), легированное окислами бора (В), титана (Тi), германия (Ge), фосфора (Р).

Оптические потери в волокне складываются из *внешних* (апертурные и френелевские потери) и *внутренних* (потери на границе сердцевины и оболочки, потери на поглощение и рассеяние в волокне).

Апертурные потери связаны с несовпадением ширины диаграммы направленности источника излучения и апертурного угла волокна.

Френелевские потери обусловлены отражением излучения от входного торца волокна. Для уменьшения этих потерь используются фокусирующие элементы (микролинзы и т. п.), а также *иммерсирование*.

Потери на границе сердцевины с оболочкой вызываются проникновением части энергии волноводных мод в оболочку, где излучение поглощается. Микродефекты границы, а также изгиб волокна, приводят к нарушению полного внутреннего отражения и преобразованию части мод сердцевины в моды оболочки или в пространственные моды.

Поглощение в сердцевине волокна связано с присутствием в кварце неконтролируемых примесей железа (Fe), меди (Cu), хрома (Cr), никеля (Ni), кобальта (Co), ванадия (V), магния (Mg), а также следов воды в виде гидроксильных групп OH^- . В результате улучшения очистки кварца потери, связанные с наличием металлов и воды, сведены к минимуму. Неустранимой причиной потерь остается поглощение в самом кварце, которое резко возрастает с увеличением длины волны излучения. При $\lambda \geq 2$ мкм кварцевое волокно практически непрозрачно.

По природе стекло является аморфной структурой. Поэтому в нем имеются инородные включения, микрополости и другие неоднородности с размерами порядка λ . Эти неоднородности приводят к локальным изменениям показателя преломления, на которых свет испытывает рассеяние, называемое *рассеянием Ми*. Однако и в тех волокнах, где эти неоднородности устранены, остается рассеяние обусловленное замороженными флуктуациями плотности, а следовательно, и показателя преломления самого кварцевого стекла. Эти неустранимые флуктуации обуславливают *собственное*, или *рэлеевское*, *рассеяние*. Рэлеевское рассеяние резко (пропорционально $1/\lambda^4$) возрастает с уменьшением λ поэтому оно является основной причиной потерь в кварцевых волокнах на длинах волн короче 1,5 – 1,6 мкм. Минимум потерь приходится на область 1,2 – 1,7 мкм. К настоящему времени получены волокна с коэффициентом затухания 0,16 дБ/км на длине волны 1,57 мкм.

Дисперсионные свойства волокна. Если на вход волокна подать короткий световой импульс, то на его выходе вместо одного импульса будет наблюдаться целая серия импульсов или один импульс, но уширенный относительно исходного. Эти явления обусловлены дисперсионными свойствами волокна. Существуют четыре основных вида дисперсии: межмодовая, материальная, внутримодовая и поляризационная.

Межмодовая дисперсия. Как известно, различные моды распространяются под разными углами к оси волокна. Поэтому на языке лучевой оптики уширение импульса можно объяснить неодинаковостью путей, проходимых различными модами, при заданной длине волокна l .

Для времени распространения по волокну осевого луча имеем:

$$t_1 = \frac{\bar{n}_1 l}{c}. \quad (10.1)$$

Из рис. 9.1 и формулы (9.2) следует, что для наиболее наклоненного луча время распространения равно:

$$t_2 = \frac{\bar{n}_1 l}{c \cdot \sin \theta_c} = \frac{\bar{n}_1^2 l}{\bar{n}_2 c}. \quad (10.2)$$

Таким образом, для разности времен прохождения двух лучей получаем:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} \cdot \frac{\Delta \bar{n} l}{c} \approx \frac{\Delta \bar{n} l}{c}, \quad \text{или} \quad \frac{\Delta t}{l} \approx \frac{\Delta \bar{n}}{c}, \quad (10.3)$$

где $\bar{n}_1/\bar{n}_2 \approx 1$, $\Delta \bar{n} = \bar{n}_1 - \bar{n}_2$. При $\Delta \bar{n} = 0,01$ и $l = 1$ км уширение импульса Δt составит приблизительно 33 нс.

При тех же \bar{n}_1 и \bar{n}_2 межмодовая дисперсия в градиентном волокне меньше, чем в ступенчатом. Это объясняется тем, что скорость распространения внеосевых лучей в градиентном волокне выше, чем в ступенчатом из-за меньшего показателя преломления в периферийных слоях сердцевины, где проходят траектории внеосевых лучей (рис. 9.2).

Материальная дисперсия. Поскольку передаваемое по волокну излучение имеет конечную ширину спектра $\Delta \lambda$, проявляется так называемая материальная дисперсия, обусловленная зависимостью показателя преломления волокна от длины волны распространяющегося излучения.

Время распространения осевого луча в сердцевине равно:

$$t = \frac{l}{v_g} = \frac{\bar{n}_{g1} l}{c}, \quad (10.4)$$

где n_{g1} – групповой показатель преломления, определяемый формулой

$$n_{g1} = \frac{c}{v_g} = \frac{c}{d\omega/d\beta} = c \frac{d\beta}{d\omega} = c \frac{d(\omega \bar{n}_1/c)}{d\omega} = \bar{n}_1 + \omega \frac{d\bar{n}_1}{d\omega}. \quad (10.5)$$

Здесь β – постоянная распространения волны, ω – частота, \bar{n}_1 – фазовый показатель преломления сердцевинки. Перейдем в (10.5) от производной по частоте к производной по длине волны:

$$\frac{d\bar{n}_1}{d\omega} = \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\omega} . \quad (10.6)$$

Учитывая связь между ω и λ , можно записать:

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}; \quad \frac{d\omega}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} . \quad (10.7)$$

Выполняя соответствующие подстановки из (10.6) и (10.7) в формулу (10.5), для группового показателя преломления получаем:

$$\bar{n}_{g1} = \bar{n}_1 - \lambda \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} . \quad (10.8)$$

Подставляя \bar{n}_{g1} из (10.8) в (10.4), для времени распространения света по волокну будем иметь:

$$t = \left(\bar{n}_1 - \lambda \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} \right) \frac{l}{c} . \quad (10.9)$$

Теперь легко определить уширение импульса $|\Delta t|$:

$$|\Delta t| = \left| \frac{dt}{d\lambda} \right| \cdot \Delta\lambda = \frac{l}{c} \cdot \left| \frac{d}{d\lambda} \left(\bar{n}_1 - \lambda \frac{d\bar{n}_1}{d\lambda} \right) \right| \cdot \Delta\lambda = \frac{l}{c} \cdot \lambda \cdot \left| \frac{d^2 \bar{n}_1}{d\lambda^2} \right| \cdot \Delta\lambda . \quad (10.10)$$

Для кварца точка нулевой дисперсии соответствует $\lambda = 1,27$ мкм. Введением легирующих добавок эту точку можно сдвигать в пределах 1,2 – 1,4 мкм. В частности, при введении в кварцевое стекло примеси GeO_2 эта точка сдвигается к длине волны 1,3 мкм.

Волноводная дисперсия. Этот вид дисперсии обусловлен тем, что часть энергии волноводной моды распространяется в оболочке. Доля излучения, проникающего в оболочку, зависит от λ . Это приводит к зависимости постоянной распространения и скорости распространения света в данной моде от λ . Поскольку световой импульс всегда имеет конечную ширину спектра, он испытывает уширение даже в том случае, когда переносится одной модой. Этот механизм уширения и называют волноводной дисперсией. Величина уширения равна:

$$\Delta t = \frac{dt}{d\omega} \cdot \Delta\omega = l \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \cdot \Delta\omega . \quad (10.11)$$

Волноводную и материальную дисперсии вместе называют *хроматической дисперсией*. Волноводная дисперсия намного меньше матери-

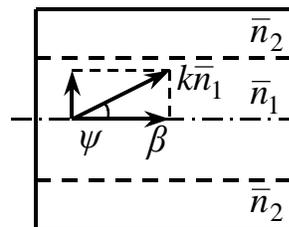
альной, которая, в свою очередь, значительно меньше межмодовой.

Поляризационная дисперсия. Под действием механических напряжений в волокне возникает эффект двойного лучепреломления, из-за чего световые волны, поляризованные в различных плоскостях, распространяются с разными скоростями. Этот эффект получил название поляризационной дисперсии. Другая причина поляризационной дисперсии – отклонение формы сердцевинки от цилиндрической. Типичная величина поляризационной дисперсии 10 пс/км.

В заключение отметим, что в многомодовом волокне имеют место все четыре вида дисперсии, причем наиболее существенна межмодовая дисперсия. В одномодовом волокне этот вид дисперсии отсутствует.

Сенсорные свойства оптического волокна. На основе оптических волокон созданы датчики для измерения самых различных физических величин: давления, температуры, расстояния, скорости, ускорения, показателя преломления, электрического и магнитного полей, концентрации газов, дозы радиационного облучения и т. д.

Рис. 10.1. К обоснованию сенсорных свойств оптического волокна



Выясним, на чем основываются сенсорные свойства волокна. Постоянная распространения световой волны в волокне равна

$$\beta = k\bar{n}_1 \cos \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_1 \cos \psi, \quad (10.12)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – постоянная распространения в вакууме. Стационарные состояния светового поля соответствуют образованию стоячей волны в поперечном сечении волокна. Для этого необходимо, чтобы суммарный набег фазы при полном обходе сердцевинки по диаметру был кратен 2π . При заданных λ и \bar{n}_1 это условие выполняется только при определенных углах ψ , которые соответствуют собственным модам волокна. Изменение фазы при прохождении волной отрезка длиной l равно

$$\Delta\varphi = \beta l = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_1 l \cos \psi, \quad (10.13)$$

В неявном виде $\Delta\varphi$ зависит также от показателя преломления оболочки \bar{n}_2 , влияющего на разрешенные значения угла ψ . Таким образом, воздействие интересующей нас физической величины (давления, темпера-

туры и т. д.) на параметры ψ , \bar{n}_1 , \bar{n}_2 или l , может быть измерено по изменению фазового угла $\Delta\varphi$ на выходе волокна. Возможны и другие способы измерения, основанные на влиянии измеряемой физической величины на амплитуду, частоту и поляризацию выходного излучения.

Эффект Саньяка: волоконно-оптический гироскоп. Как известно, действие механического гироскопа основано на удержании оси вращения тела в определенном направлении. Такой гироскоп содержит массивные вращающиеся части. Принцип действия волоконно-оптического гироскопа основан на эффекте Саньяка и позволяет измерять угловую скорость объектов с помощью системы статического типа.

Возникновение эффекта Саньяка поясняется рис. 10.2. Излучение от источника 1 с помощью расщепителя луча 2 направляется по круговому пути в двух противоположных направлениях. Если объект, на котором расположена данная система, находится в покое, пути, проходимые обоими волнами до сложения в расщепителе, будут одинаковы. В этом случае фазовый сдвиг между встречными волнами равен нулю. Если же объект вращается относительно оси O в инерциальном пространстве, то между движущимися навстречу друг другу световыми волнами возникает фазовый сдвиг. Это явление и называется *эффектом Саньяка*.

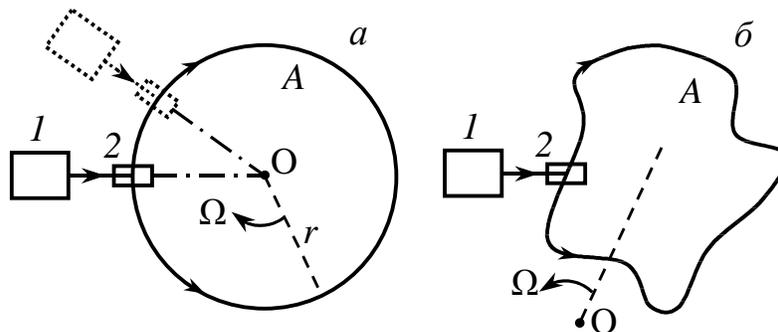


Рис. 10.2. Возникновение эффекта Саньяка в оптическом волокне с круговым контуром (а) и контуром произвольной формы (б)

Предположим, что показатель преломления на пути световых лучей равен единице. Тогда при радиусе траектории r время движения волны, распространяющейся по часовой стрелке, до очередного попадания в оптический расщепитель можно выразить следующим образом:

$$t_1 = \frac{1}{c}(2\pi r + \Omega r t_1) , \quad (10.14)$$

где Ω – угловая скорость вращения объекта, c – скорость света в вакууме. Время, необходимое для достижения расщепителя волной, движущейся в противоположном направлении, окажется равным

$$t_2 = \frac{1}{c}(2\pi r - \Omega r t_2). \quad (10.15)$$

Так как линейная скорость точек вращающегося объекта значительно меньше скорости света ($v = \Omega r \ll c$), для разности времен прихода двух волн в расщепитель на основании (10.14) и (10.15) будем иметь:

$$t_1 - t_2 = \frac{4\pi r^2}{c^2} \Omega = \frac{4A}{c^2} \Omega, \quad (10.16)$$

где A – площадь, окаймляемая оптическим путем. Тогда разность фаз между световыми волнами при попадании их в расщепитель будет равна

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{c(t_1 - t_2)}{\lambda} = \frac{8\pi A}{\lambda c} \Omega. \quad (10.17)$$

Видно, что сдвиг фаз пропорционален площади витка A и угловой скорости вращения объекта Ω .

Анализ эффекта на основе более строгого подхода в рамках общей теории относительности приводит к заключению, что величина сдвига фаз между двумя волнами в интерферометре Саньяка не зависит от формы пути и положения центра вращения тела (рис. 10.4 б), а также от показателя преломления среды, в которой распространяется излучение. Поэтому формула (10.17) имеет достаточно общий характер.

Итак, измеряя сдвиг фаз между двумя встречными волнами в интерферометре Саньяка, можно определить угловую скорость вращения объекта, на котором расположен интерферометр. Если получаемые значения Ω проинтегрировать по времени, мы получим угол поворота объекта в течение заданного промежутка времени.

Как видно из (10.17), для повышения чувствительности волоконно-оптического гироскопа необходимо увеличивать площадь, окаймляемую оптическим путем. Поэтому в качестве контура используют катушку из длинного одномодового волокна. Если число витков в катушке равно N , то вместо формулы (10.17) следует записать:

$$\Delta\varphi = \frac{8\pi NA}{\lambda c} \Omega, \quad (10.18)$$

где A – площадь, окаймляемая одним витком. При использовании достаточно длинного оптического волокна удается достичь чувствительности измерения угловой скорости менее сотых долей градуса в час.

Лекция 11. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В ПЛОСКОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

К концу 1960-х годов сформировалось новое научное направление, названное *интегральной оптикой*. Основная идея нового направления состояла в том, чтобы создать оптический аналог интегральной электроники, т. е. обеспечить выполнение всех информационных операций в оптических интегральных схемах.

Плоский диэлектрический волновод. Базовой структурой интегральной оптики является *плоский диэлектрический (оптический) волновод* (ПДВ). Он представляет собой тонкий прозрачный диэлектрический слой с показателем преломления \bar{n}_f на *подложке* с показателем \bar{n}_s . Поверх этого слоя, называемого *волноводным*, наносится *покровный слой* с показателем \bar{n}_c . Обычно указанные показатели преломления удовлетворяют следующим соотношениям: $\bar{n}_f > \bar{n}_s \geq \bar{n}_c$.

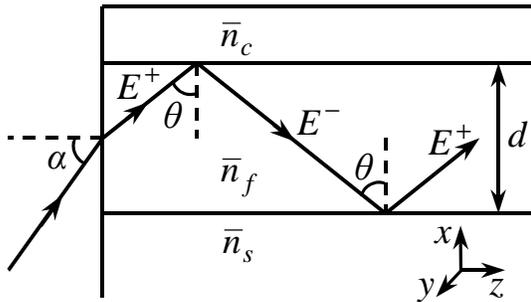


Рис. 11.1. Структура плоского оптического (диэлектрического) волновода и распространение света в модели зигзагообразных волн

Для анализа распространения света в тонких пленках необходимо привлечение уравнений Максвелла. Однако некоторые базовые представления могут быть сформулированы в рамках лучевой оптики.

Пусть на торцевую поверхность волноводного слоя падает луч под углом α к нормали (рис. 11.1). Часть излучения отразится от поверхности под тем же углом α , а преломленный луч войдет внутрь волноводной пленки. Угол падения света на границы волноводного слоя с подложкой и покровным слоем внутри структуры будет при этом равен:

$$\theta = \arccos \left(\frac{1}{\bar{n}_f} \sin \alpha \right). \quad (11.1)$$

Обозначим критические углы полного внутреннего отражения на границах волноводного слоя с покровным слоем и подложкой через θ_{cc} и θ_{sc} :

$$\theta_{cc} = \arcsin \frac{\bar{n}_c}{\bar{n}_f}, \quad \theta_{sc} = \arcsin \frac{\bar{n}_s}{\bar{n}_f}. \quad (11.2)$$

Так как разность $\bar{n}_f - \bar{n}_c$ больше, чем разность $\bar{n}_f - \bar{n}_s$, то и $\theta_{cc} < \theta_{sc}$.

Если $\theta < \theta_{cc}, \theta_{sc}$, свет не будет испытывать полного отражения ни на одной из границ и будет выходить из волноводного слоя в подложку и в покровный слой. Моды, соответствующие этому случаю, называют *пространственными* или *воздушными*. При $\theta_{cc} < \theta < \theta_{sc}$ свет будет выходить в подложку, но не будет выходить в покровный слой. Соответствующие моды называются *модами подложки*. Воздушные моды и моды подложки вместе называют *вытекающими* или *излучательными модами*. При $\theta > \theta_{cc}, \theta_{sc}$ излучение будет удерживаться в волноводном слое. Моды такого типа называют *направляемыми* или *волноводными*. Именно волноводные моды используются для передачи световой энергии в ПДВ.

Так как $\theta_{cc} < \theta_{sc}$, максимальный угол α , при котором еще возбуждаются волноводные моды, определится из равенства:

$$\theta_{sc} = \arccos \left(\frac{1}{\bar{n}_f} \sin \alpha_{\max} \right). \quad (11.3)$$

Подставляя сюда θ_{sc} из формулы (11.2), получаем:

$$\sin \alpha_{\max} = A = \sqrt{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_s^2}. \quad (11.4)$$

Величину A называют *числовой апертурой* волновода.

Плоский волновод не обеспечивает ограничения света в плоскости пленки. Такое ограничение обеспечивается в *полосковых волноводах*, ширина которых соизмерима с толщиной пленки. Полосковые волноводы позволяют формировать узкие световые пучки, распространяющиеся по прямолинейной или криволинейной траектории, а также производить преобразования пучков. Поэтому, наряду с ПДВ, полосковый волновод является базовой структурой интегральной оптики.

Дисперсионное уравнение. Пусть плоскость $x = 0$ соответствует границе волноводного слоя с подложкой, а $x = d$ – границе с покровным слоем. Считаем, что световая волна стартует от плоскости с координатой x к верхней границе слоя под углом θ к нормали (рис. 11.1). Для того, чтобы распределение поля по оси x было стационарным, необходимо, чтобы суммарный набег фазы x -компоненты волны по возвращению в ту же плоскость после отражения от обеих границ был кратен 2π :

$$2k\bar{n}_f d \cos \theta - 2\varphi_c - 2\varphi_s = 2m\pi \quad (11.5)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$, λ – длина волны в вакууме, c – скорость света, $2\varphi_c$ и $2\varphi_s$ – фазовые сдвиги при отражении от верхней и нижней границ пленки, $m = 0, 1, 2, \dots$ – *модовое число*. Выражение (11.5) называют *характеристическим уравнением* или *условием поперечного резонанса*.

Картина распространения света в пленке может быть представлена следующим образом. Две плоские волны E^+ и E^- , взаимопревращаю-

щиеся друг в друга при отражениях от верхней и нижней границ пленки, складываются, образуя зигзагообразную кривую (рис. 11.1):

$$E^+ = E_0 e^{ik\bar{n}_f(x \cos \theta + z \sin \theta)} e^{-i\omega t}, \quad (11.6)$$

$$E^- = E_0 e^{ik\bar{n}_f(-x \cos \theta + z \sin \theta)} e^{-i\omega t}. \quad (11.7)$$

Составляющая волнового вектора по оси z представляет собой постоянную распространения света вдоль волноводного слоя:

$$\beta = k\bar{n}_f \sin \theta. \quad (11.8)$$

Значения угла θ для волн пленки заключены в следующих пределах:

$$\theta_{sc} < \theta < \frac{\pi}{2}. \quad (11.9)$$

Из формул (11.2), (11.8) и (11.9) следует, что постоянная распространения для волн пленки, должна удовлетворять соотношениям:

$$k\bar{n}_s < \beta < k\bar{n}_f. \quad (11.10)$$

Величину

$$\bar{n}_e = \bar{n}_f \sin \theta \quad (11.11)$$

называют *эффективным показателем преломления волновода*. В соответствии с (11.8), (11.10) и (11.11), значения эффективного показателя преломления заключены в интервале:

$$\bar{n}_s < \bar{n}_e < \bar{n}_f. \quad (11.12)$$

Согласно формулам Френеля, фазовые сдвиги φ_c и φ_s зависят от угла θ , показателей преломления слоев и поляризации излучения. Волны, вектор напряженности электрического поля которых параллелен плоскостям структуры, называют ТЕ-волнами. Волны, у которых плоскостям структуры параллелен вектор напряженности магнитного поля, называют ТМ-волнами. Таким образом, условие (11.5) должно быть записано для волны каждой поляризации в отдельности:

$$\frac{\omega}{c} \bar{n}_f d \cdot \cos \theta - \varphi_c^p(\theta, \bar{n}_f, \bar{n}_c) - \varphi_s^p(\theta, \bar{n}_f, \bar{n}_s) = m\pi, \quad (11.13)$$

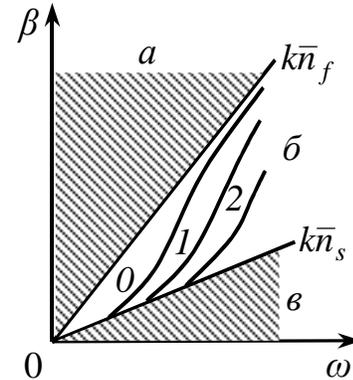
$$p = \text{ТЕ, ТМ}.$$

Трансцендентное уравнение (11.13) содержит одну неизвестную величину (угол θ) и представляет собой *дисперсионное уравнение*, позволяющее по найденному θ определять постоянную распространения β . Зависимость $\beta(\omega)$ называют $\omega - \beta$ -*диаграммой*.

Модовая структура излучения. Уравнение (11.13) имеет дискретный набор решений, соответствующий собственным модам ПДВ (рис. 11.2). Прямые $k\bar{n}_f$ и $k\bar{n}_s$ определяют границы возможных значений β

для волноводных мод, задаваемые соотношениями (11.10). К дискретному набору волноводных мод снизу примыкает континуум излучательных мод, для которых $\beta < k\bar{n}_s$. Сверху имеется область запрещенных значений $\beta > k\bar{n}_f$, которые не реализуются по математическим соображениям (формула (11.8)). Кривые внутри плоского угла соответствуют трем первым волноводным модам ($m = 0, 1, 2$).

Рис. 11.2. Качественный вид $\omega - \beta$ -диаграммы для плоского диэлектрического волновода: a – запрещенная область; b – волноводные моды; v – излучательные моды



Приведенной толщиной волновода называют величину

$$D = kd \sqrt{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_s^2} . \quad (11.14)$$

Параметром диэлектрической асимметрии называют отношение

$$\eta = \frac{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_c^2}{\bar{n}_f^2 - \bar{n}_s^2} . \quad (11.15)$$

Важной особенностью асимметричных ПДВ является существование так называемой критической толщины волновода:

$$D_c = \arctg \sqrt{\eta - 1} \quad (\text{TE-моды}) , \quad (11.16)$$

$$D_c = \frac{\bar{n}_f^2}{\bar{n}_c^2} \arctg \sqrt{\eta - 1} \quad (\text{TM-моды}) . \quad (11.17)$$

Направляемые моды существуют только в том случае, когда $D > D_c$. При $D < D_c$ могут существовать только вытекающие моды. Для симметричной структуры ($\bar{n}_c = \bar{n}_s$) критическая толщина равна нулю, т. е. основная мода с $m = 0$ может существовать при любой толщине волновода. С увеличением D число мод, которые способен передавать волновод, возрастает в соответствии с приближенной формулой:

$$N \approx \frac{2}{\pi} (D - D_c) . \quad (11.18)$$

Минимальная частота, при которой еще может существовать волноводная мода с модовым числом m , называется частотой отсечки.

Сдвиг Гуса – Хэнхена. В 1947 году Гус и Хэнхен экспериментально обнаружили, что луч, претерпевающий полное внутреннее отражение на границе двух диэлектриков, пространственно смещается вдоль линии пересечения этой границы с плоскостью падения света. Строгая теория явления строится на основе уравнений Максвелла, однако возникновение сдвига может быть объяснено и с позиций лучевой оптики.

Плоской волне соответствует нулевой телесный угол и она не может переносить какой-либо энергии. Поэтому под световым лучом будем понимать направление оси волнового пакета, образующего световой пучок. Пусть имеется пакет из двух плоских волн, падающих на границу раздела сред под углом, большим критического (рис. 11.3).

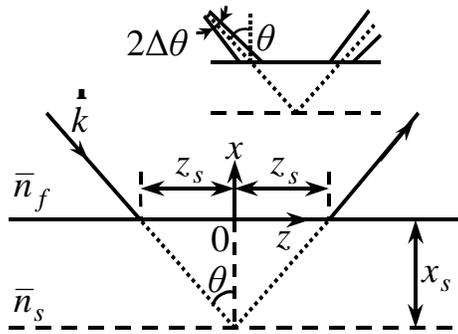


Рис. 11.3. К расчету сдвига Гуса – Хэнхена при полном внутреннем отражении светового луча от границы двух диэлектриков

Комплексная амплитуда поля на границе раздела ($x = 0$) запишется следующим образом:

$$E_c = E_0 e^{-i(\beta+\Delta\beta)z} + E_0 e^{-i(\beta-\Delta\beta)z} = 2E_0 \cos(\Delta\beta z) e^{-i\beta z}. \quad (11.19)$$

Здесь β и $\Delta\beta$ – постоянные распространения, равные:

$$\beta = k\bar{n}_f \sin \theta, \quad \Delta\beta = k\bar{n}_f \cos \theta \cdot \Delta\theta. \quad (11.20)$$

При углах $\theta > \theta_{sc}$ коэффициент отражения представляется в виде:

$$r = e^{i2\varphi_s}, \quad (11.21)$$

где φ_s – фазовый сдвиг, зависящий от параметров $\theta, \bar{n}_f, \bar{n}_s$, а следовательно, и от постоянной β . Для волн, образующих пакет:

$$\varphi_s(\beta \pm \Delta\beta) = \varphi_s(\beta) \pm \frac{\partial \varphi_s}{\partial \beta} \cdot \Delta\beta = \varphi_s(\beta) \pm \Delta\varphi_s. \quad (11.22)$$

Введем обозначение:

$$z_s = \frac{\partial \varphi_s}{\partial \beta}. \quad (11.23)$$

Тогда комплексную амплитуду поля после отражения будет равна:

$$E_{cr} = rE_c = E_0 e^{i2(\varphi_s+\Delta\varphi_s)} e^{-i(\beta+\Delta\beta)z} + E_0 e^{i2(\varphi_s-\Delta\varphi_s)} e^{-i(\beta-\Delta\beta)z} =$$

$$\begin{aligned}
&= E_0 e^{-i\Delta\beta(z-2z_s)} e^{-i(\beta z - 2\varphi_s)} + E_0 e^{i\Delta\beta(z-2z_s)} e^{-i(\beta z - 2\varphi_s)} = \\
&= 2E_0 \cos[\Delta\beta(z - 2z_s)] e^{-i(\beta z - 2\varphi_s)}. \tag{11.24}
\end{aligned}$$

Сравним полученное выражение с выражением для падающего пучка (11.19). Видно, что действительные амплитуды будут равны, если z в аргументе косинуса для отраженного пучка заменить на $(z + 2z_s)$. При полном внутреннем отражении такое равенство должно соблюдаться. Это означает, что отраженный пучок сдвинут относительно падающего на $2z_s$. Величина z_s получила название *сдвига Гуса – Хэнхена*.

Оптическое туннелирование. В рамках лучевой модели пространственный сдвиг луча может трактоваться как результат отражения света от некоторой виртуальной плоскости, лежащей в среде с меньшим показателем преломления (рис. 11.3). Явление проникновения света через границу раздела в оптически менее плотную среду при полном внутреннем отражении называется *оптическим туннелированием*. Глубина проникновения связана с величиной сдвига Гуса – Хэнхена:

$$x_s \cdot \operatorname{tg} \theta = z_s. \tag{11.25}$$

Таким образом, при распространении света в плоском оптическом волноводе часть энергии волноводных мод переносится вне центрального слоя. Поэтому с энергетической точки зрения волновод характеризуется эффективной толщиной d_e , равной

$$d_e = d + x_s + x_c. \tag{11.26}$$

Отношение доли энергии волноводной моды, удерживаемой в волноводном слое, к полной энергии моды называют *коэффициентом оптического ограничения*.

Заметим, что именно эффект оптического туннелирования вызывает необходимость использования оптически прозрачных сред при изготовлении неволноводных слоев, таких как оболочка оптического волокна, подложка и покровный слой плоского волновода. Это необходимо для того, чтобы исключить необратимые потери той части энергии волноводных мод, которая распространяется за пределами волноводного слоя. С другой стороны, явление оптического туннелирования широко используется в интегральной оптоэлектронике, в частности для ввода и вывода излучения, а также для связи между волноводами.

Лекция 12. ПРИНЦИПЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Возбуждение и вывод излучения из волноводов. Трудности ввода излучения в оптические волноводы обусловлены различием угловых и линейных апертур источников излучения и волноводов, волноводов и фотодетекторов, волноводных элементов, выполняющих разные функции. Проблема усложняется эффектами отражения, дискретностью возбуждаемых мод и т. д. К настоящему времени предложено множество схем ввода – вывода излучения в интегрально-оптических структурах. Соответствующие устройства называют *элементами связи*.

Основными параметрами любого элемента связи являются его *эффективность* и *модовая избирательность*. Общее определение эффективности связи выглядит следующим образом:

$$\eta_{cm} = \frac{P_m}{P}, \quad (12.1)$$

где P – мощность оптического пучка до сопряжения, P_m – мощность, введенная (или выведенная) в m -ю моду. Наряду с параметром η_{cm} используют логарифмическую величину вида

$$B_{cm} = 10 \lg \frac{P}{P_m}, \quad (12.2)$$

называемую *потерями связи*. В соответствии с этими определениями эффективность и потери связи могут быть определены для каждой моды в отдельности. Для многомодовых систем можно говорить об *интегральной эффективности* η_c и *интегральных потерях* B_c .

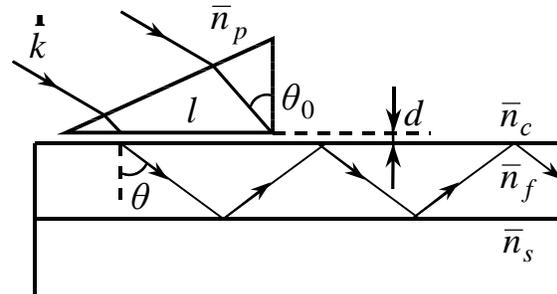
Торцевое возбуждение. Ввод излучения путем фокусировки светового пучка на торец волноводного слоя прост по своему принципу, однако требует субмикронной точности юстировки. Если источником излучения является инжекционный лазер, то может использоваться безлинзовая торцевая стыковка с волноводом. Возникающие при этом трудности связаны с сильным влиянием излучения, отраженного от торца волновода, на режим генерации лазера. Если же лазер приводится в оптический контакт с волноводом, то коэффициент отражения лазерной грани резко снижается. Это приводит к повышению порога и срыву генерации в лазере. Более подходящими для торцевого возбуждения волноводов являются лазеры с распределенной обратной связью (РОС) и лазеры с распределенными брегговскими отражателями (РБО). Наличие зеркал в таких лазерах необязательно и они могут играть роль активного волновода, интегрированного в интегрально-оптическую схему.

Возбуждение через поверхность: призмный и дифракционный элементы связи. Как следует из принципа обратимости хода оптических лучей, возбудить волноводные моды путем облучения волновода

через одну из его плоских поверхностей невозможно. Для возбуждения волноводов через поверхность требуются специальные приемы.

Идея метода, использующего эффект оптического туннелирования, состоит в следующем. Миниатюрная призма с высоким показателем преломления $\bar{n}_p > \bar{n}_f$ плотно прижимается к поверхности волновода.

Рис. 12.1. Туннельный ввод излучения в плоский волновод с помощью призматического элемента связи



При этом между основанием призмы и поверхностью волновода все же остается узкий зазор шириной d в десятые доли λ (рис. 12.1). Излучение направляется на призму таким образом, чтобы на ее нижней грани имело место полное внутреннее отражение. Вследствие оптического туннелирования часть энергии излучения через зазор d проникает в волноводный слой. В этих условиях для возбуждения волноводной моды необходимо выполнение следующего условия:

$$k\bar{n}_p \sin \theta_0 = k\bar{n}_f \sin \theta. \quad (12.3)$$

Так как $\bar{n}_p > \bar{n}_f$, данное условие может быть выполнено путем подбора такого угла падения θ_0 возбуждающего пучка, при котором угол луча θ внутри волноводного слоя будет равен углу распространения одной из волноводных мод. Индекс моды можно изменять, задавая новый угол падения излучения на призму таким, чтобы он соответствовал углу распространения той моды, которую необходимо возбудить.

По мере накопления энергии в моде при ее распространении под призмой увеличивается обратный выход излучения в призму. Поэтому существует некоторая оптимальная длина основания l , при которой происходит передача максимальной части энергии падающей волны в волновод. Правый край пучка должен попадать строго в угол призмы (рис. 12.1). Если он будет сдвинут правее, то часть энергии падающего пучка не попадет в волновод, если левее – то часть энергии волноводной моды вследствие оптического туннелирования возвратится в призму. Из этих же соображений следует, что призматический элемент связи может быть использован и для вывода излучения из волновода.

Несмотря на высокую эффективность рассмотренного метода, его практическая реализация противоречит основной идее интегральной оптики, согласно которой все оптические элементы должны быть не объ-

емными, а тонкопленочными. Концепции планарности удовлетворяет дифракционный способ ввода-вывода излучения в плоский волновод.

Дифракционный элемент связи представляет собой систему близко-расположенных штрихов (гофров) на поверхности волновода, образующих *фазовую дифракционную решетку* (рис. 12.2). Световая волна, падающая на решетку под углом θ_0 , за счет дифракции дает начало нескольким волнам в слое с постоянными распространения

$$\beta = k \left(\bar{n}_c \sin \theta_0 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \right); \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (12.4)$$

Изменяя θ_0 , можно добиться равенства угла дифракции волны первого порядка ($m = \pm 1$) углу распространения одной из волноводных мод:

$$k \left(\bar{n}_c \sin \theta_0 \pm \frac{\lambda}{\Lambda} \right) = k \bar{n}_f \sin \theta. \quad (12.5)$$

Плюс в этой формуле соответствует возбуждению волны, в направлении тангенциальной составляющей вектора \vec{k} , а знак минус – волны, распространяющейся в противоположном направлении. Длина гофрированного участка должна быть примерно такой же, как ширина падающего пучка, причем правые края пучка и решетки должны совпадать.

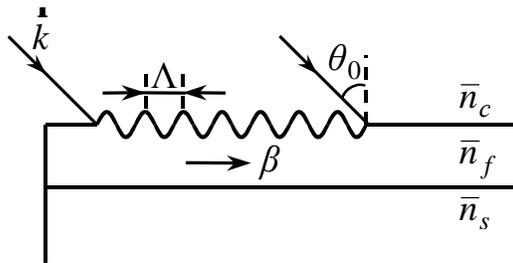


Рис. 12.2. Возбуждение плоского волновода с помощью дифракционного элемента связи

Такой же элемент связи можно использовать и для вывода излучения из волновода. Как и метод туннельного возбуждения, дифракционный метод может обеспечить почти стопроцентную эффективность ввода излучения в плоские волноводы (экспериментально достигнутая эффективность туннельного возбуждения составляет около 90 %).

Связь между волноводами. Не менее важное значение, чем способы возбуждения волноводов, имеет проблема передачи излучения из одного волновода в другой. Рассмотрим один из наиболее широко используемых методов, основанный на эффекте оптического туннелирования.

Предположим, что на одной подложке сформированы два одинаковых полосковых волновода, отделенных друг от друга расстоянием d , меньшим чем длина волны излучения (рис. 12.3). В этом случае поле одного волновода будет проникать в другой за счет туннелирования. Если оба волновода по отдельности одномодовые, то число мод в структуре

из двух связанных волноводов будет равно числу волноводов в системе, в данном случае двум. Как в любой связанной системе, постоянные распространения этих двух мод (обозначим их β_A и β_B) отличаются от постоянной распространения β в уединенном волноводе. При этом постоянная распространения для симметричной моды A больше, чем для антисимметричной моды B ($\beta_A > \beta_B$) (рис. 12.3 а).

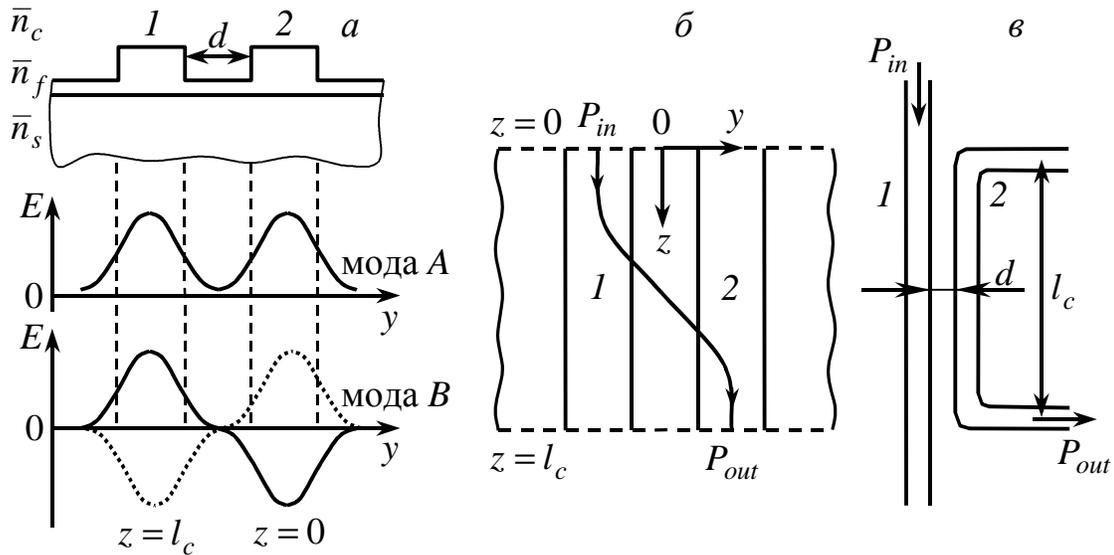


Рис.12.3. Модовая структура поля (а), схема передачи энергии (б) и конфигурация направленного ответвителя на основе двух связанных полосковых волноводов (в)

Если в плоскости $z = 0$ поля мод распределены так, как показано на рис. 12.3 а сплошными кривыми, то эти поля в волноводе 1 будут складываться, а в волноводе 2 вычитаться. Поэтому при $z = 0$ все излучение будет сконцентрировано в волноводе 1. По мере распространения света вдоль оси z между модами A и B возникает фазовый сдвиг, равный

$$\Delta\varphi = (\beta_A - \beta_B)l, \quad (12.6)$$

где l – расстояние, пройденное светом в волноводе. Когда сдвиг фаз станет равным π , в волноводе 1 поля двух мод окажутся в противофазе, а в волноводе 2 – в фазе (сплошная кривая для моды A и пунктирная для моды B). Обозначая соответствующее расстояние l_c , из (12.6) получаем:

$$l_c = \frac{\pi}{\beta_A - \beta_B}. \quad (12.7)$$

Таким образом, при $z = l_c$ поля мод будут вычитаться в волноводе 1 и складываться в волноводе 2. Это означает, что на расстоянии l_c излучение полностью перейдет из волновода 1 в волновод 2 (рис. 12.3 б). Для того чтобы не произошла обратная передача энергии из волновода 2 в

волновод 1 , полосы сближаются на близкое расстояние ($d < \lambda$) на участке l_c , а затем снова разводятся (рис. 12.3 в). Интегрально-оптический элемент такого типа называется *направленным ответвителем*.

Преобразование световых пучков в интегральной оптике. Функции управления оптическими потоками в интегральной оптике выполняются тонкопленочными волноводными элементами.

Направление распространения светового пучка в волноводе можно изменить на обратное, создав на некотором участке волновода гофрированную поверхность с периодом $\Lambda = \lambda/2$, где λ – длина волны излучения (рис. 12.4). В этом случае угол между дифрагировавшим и падающим лучом равен 180° , т. е. свет изменяет направление своего распространения на противоположное.

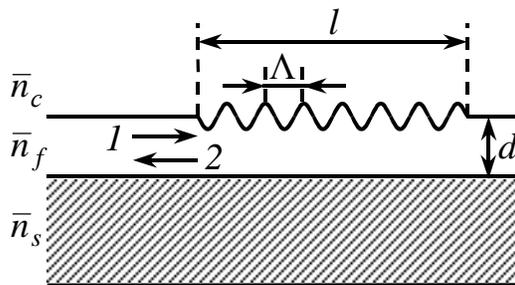


Рис. 12.4. Частотно-селективное зеркало на основе плоского волновода с гофрированной поверхностью

Таким образом, участок волновода с гофрированной поверхностью выполняет функции *частотно-селективного зеркала* для излучения с $\lambda = 2\Lambda$, а также с длинами волн в 2, 3... раза меньшими, что соответствует более высоким порядкам дифракции. С другой точки зрения гофрированный участок волновода можно рассматривать как *заградительный оптический фильтр* для излучения с теми же длинами волн.

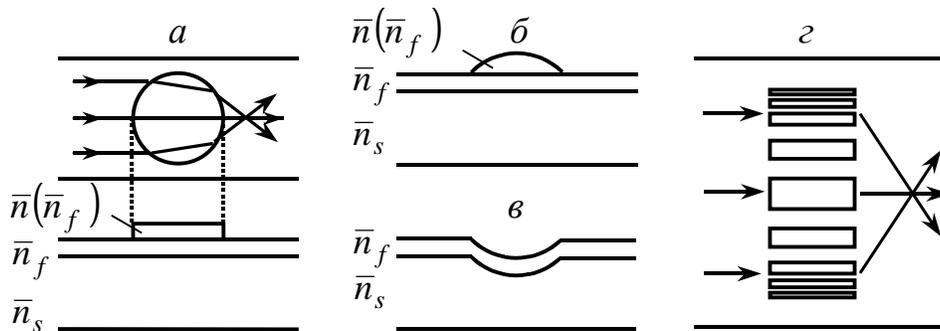


Рис. 12.5. Фокусирующие интегрально-оптические элементы: плоская линза со сферическим контуром (а); линза Люнеберга (б); геодезическая линза (в); планарная линза Френеля (г)

Подобно собирающей линзе ведет себя участок волновода с нанесенной на его поверхность сферической пленкой (рис. 12.5 а). Действие

линзы основано на зависимости эффективного показателя преломления плоского волновода от его толщины и показателей преломления слоев.

Плоской линзе со сферическим контуром свойственны оптические aberrации. Aberrации уменьшаются, если толщина пленки не постоянна, а уменьшается от центра к краям (*линза Люнеберга*, рис. 12.5 б). Собирающую линзу можно получить, создавая в волноводном слое сферическое углубление (рис. 12.5 в). Такой элемент называется *геодезической линзой*. Подобно фокусирующей линзе действует участок волновода с нанесенной на его поверхность дифракционной решеткой с шагом, уменьшающимся от осевой линии к краям (рис. 12.5 г). Фокусирующий элемент подобного типа называется *планарной линзой Френеля*.

Операции, выполняемые интегрально-оптическими линзами, не ограничиваются формированием сходящихся или расходящихся пучков. С их помощью могут быть реализованы также функции коллимирования (уменьшения поперечного сечения пучка), пространственного преобразования Фурье и другие операции.

Лекция 13. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С МОДУЛИРУЮЩЕЙ СРЕДОЙ

Классификация операций управления. Как известно, непрерывная световая волна не несет в себе никакой информации. Для введения информации в световой луч необходимо произвести изменения параметров волны в соответствии с передаваемым сигналом. Таким сигналом можно воздействовать на пять параметров волны: *амплитуду, фазу, частоту, поляризацию и направление распространения.*

Операция, посредством которой информация вводится в световую волну, называется *модуляцией*. В зависимости от характера модулирующего сигнала различают *аналоговую* и *цифровую* модуляцию. Различают также внешнюю и внутреннюю модуляцию излучения. *Внешней модуляцией* называют изменение параметров волны, уже покинувшей источник излучения; *внутренней модуляцией* – изменение параметров волны непосредственно в процессе ее генерации в источнике излучения.

Обратный процесс выделения информации, содержащейся в световой волне, называют *демодуляцией*.

Операцию изменения пространственного положения световой волны называют *переключением*, а соответствующий элемент – *переключателем* или *дефлектором*. *Сканирование* есть обобщение понятия переключения. При сканировании луч перемещается в несколько пространственных положений в соответствии с управляющим сигналом.

Особую группу модуляторов составляют *оптические транспаранты*, представляющие собой плоский элемент, параметры которого (прозрачность, показатель преломления, поляризационные свойства и т. д.) изменяются независимо на каждом участке поверхности. Пространственная модуляция может дополняться временной модуляцией пучка. Оптический транспарант, допускающий и ту и другую возможность, называется *пространственно-временным модулятором света* (ПВМС).

Для модуляции излучения используются различные физические явления: эффекты Штарка, Зеемана, электропоглощения, фотоупругости, электро-, магнито- и акустооптические эффекты и т. д.

Эффект Франца – Келдыша. Рассмотрим полупроводник, в котором распространяется излучение с энергией кванта $\hbar\omega$. В случае, когда эта энергия меньше ширины запрещенной зоны ($\hbar\omega < \hbar\omega_{\min} = \Delta E$), вещество прозрачно для падающего излучения. Если в полупроводнике создано электрическое поле E_m , энергетические зоны из горизонтальных становятся наклонными (рис. 13.1). Теперь электрон получает возможность туннелировать из валентной зоны в зону проводимости через треугольный потенциальный барьер. Высота барьера равна ΔE , а его ширину можно оценить из следующих соображений. Разность потенци-

альных энергий электрона в точках A и B равна $eE_m d_0 = \Delta E$, откуда

$$d_0 = \frac{\Delta E}{eE_m} . \quad (13.1)$$

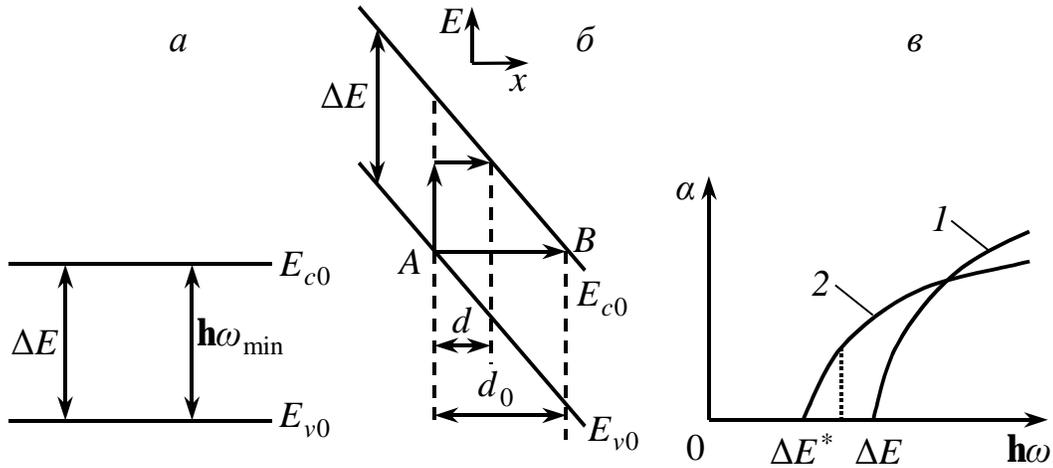


Рис. 13.1. Эффект Франца – Келдыша в полупроводнике:

a и b – зонные диаграммы полупроводника в отсутствие и при наличии внешнего электрического поля; c – зависимость коэффициента поглощения света от энергии фотона в отсутствие (1) и при наличии (2) поля

Как видно из рис. 13.1 b , участие фотона в туннелировании эквивалентно уменьшению ширины потенциального барьера до величины

$$d = \frac{\Delta E - \hbar\omega}{eE_m} . \quad (13.2)$$

Таким образом, участие фотона повышает вероятность перехода, причем энергия кванта, который при этом поглощается, может быть меньше ширины запрещенной зоны полупроводника. С другой стороны, это означает, что полупроводник поглощает излучение с энергией кванта $\hbar\omega < \Delta E$ (рис.13.1 c). Явление туннелирования электрона из валентной зоны в зону проводимости в присутствии сильного электрического поля, сопровождаемое поглощением фотона, называется *эффектом Франца – Келдыша* или *эффектом электропоглощения*.

Эффект Франца – Келдыша может быть использован для модуляции света по интенсивности. Однако в объемных кристаллах этот способ неэффективен из-за необходимости применения слишком высоких напряжений. В интегрально-оптическом варианте модуляция света может быть осуществлена во внутреннем электрическом поле p - n -перехода.

Электро- и магнитооптические эффекты. Модуляторы света, действие которых основано на изменении коэффициента поглощения, обладают большими начальными потерями. Более широкое распространение получили методы, основанные на управлении показателем преломления.

Эффект Поккельса. *Линейным электрооптическим эффектом*, или *эффектом Поккельса*, называется изменение показателя преломления вещества, пропорциональное первой степени напряженности приложенного электрического поля.

Известно большое количество кристаллов, обладающих электрооптическими свойствами. К ним относятся ниобат лития LiNbO_3 , титанат бария BaTiO_3 , дигидрофосфат калия KH_2PO_4 (KDP) и др. Электрооптическими свойствами обладают GaAs, кварц и другие вещества.

В упрощенной форме зависимость разности показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн от напряженности электрического поля E в эффекте Поккельса выглядит следующим образом:

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_p E, \quad (13.3)$$

где a_p – некоторая константа. Разность фаз обыкновенной и необыкновенной волн на выходе из кристалла длиной l оказывается равной

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\bar{n}_e - \bar{n}_o) l = \frac{2\pi}{\lambda} a_p l E. \quad (13.4)$$

Эффекту Поккельса свойственна малая инерционность, его постоянная времени $\sim 10^{-13}$ с. На практике быстроедействие электрооптического модулятора оказывается на несколько порядков ниже из-за влияния электрической емкости ячейки Поккельса.

Эффект Керра. *Эффект Керра*, или *квадратичный электрооптический эффект*, состоит в возникновении оптической анизотропии под воздействием электрического поля в изотропном веществе.

В электрическом поле среда приобретает свойства двулучепреломляющего кристалла с оптической осью, параллельной направлению поля. Если входящая в ячейку Керра световая волна поляризована под углом к наведенной оптической оси, ее можно разложить на обыкновенную и необыкновенную волны. Разность показателей преломления для этих волн пропорциональна квадрату напряженности поля:

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_K E^2. \quad (13.5)$$

После прохождения ячейки Керра Разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами становится равной:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\bar{n}_e - \bar{n}_o) l = \frac{2\pi}{\lambda} a_K l E^2 = 2\pi b_K l E^2, \quad (13.6)$$

a_K – коэффициент, не зависящий от E , $b_K = a_K / \lambda$ – постоянная Керра.

Эффект Керра наблюдается в кристаллических, аморфных, жидких и газообразных телах. Однако в качестве рабочих сред чаще всего используются кристаллы, например BaTiO_3 , KTaO_3 , а также жидкости (нитробензол, сероуглерод и др.).

Эффект Фарадея. *Магнитооптический эффект Фарадея* заключается во вращении плоскости поляризации излучения, распространяющегося в среде, помещенной во внешнее магнитное поле. Угол поворота плоскости поляризации света в пара- и диамагнитных веществах равен:

$$\Delta\theta = VHI \cos \gamma, \quad (13.7)$$

где V – постоянная Верде, H – напряженность магнитного поля, γ – угол между направлением поля и направлением распространения света.

Эффект Фарадея имеет большую величину в ферритах, представляющих собой сложные оксиды железа и других элементов. К таким веществам относятся железиттриевый $Y_3Fe_5O_{12}$ и алюмоиттриевый гранаты $Y_3Al_5O_{12}$ и другие материалы. Эффект Фарадея можно наблюдать также в кварце, стекле, бензине и других веществах.

Эффект Коттона – Мутона. Аналогом квадратичного электрооптического эффекта является *магнитооптический эффект Коттона – Мутона* или *эффект Фойгта*. Он состоит в наведении магнитным полем искусственной анизотропии в изотропном веществе, молекулы которого обладают магнитным моментом. Внешнее поле ориентирует магнитные моменты вдоль силовых линий, вследствие чего вещество приобретает свойство двойного лучепреломления. При попадании в такую среду световая волна разделяется на две – обыкновенную и необыкновенную. Разность показателей преломления для этих волн пропорциональна квадрату напряженности внешнего магнитного поля H :

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_{KM} H^2, \quad (13.8)$$

где a_{KM} – постоянная, характерная для данного вещества. Сдвиг фаз между двумя волнами на выходе из среды будет равен

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\bar{n}_e - \bar{n}_o) l = \frac{2\pi}{\lambda} a_{KM} l H^2. \quad (13.9)$$

Эффект Коттона – Мутона наблюдается в нитробензоле и других веществах. Его теория аналогична теории эффекта Керра (иногда эффект Коттона – Мутона даже называют магнитным эффектом Керра).

Явление фотоупругости. Установлено, что под действием механического напряжения в веществе происходит изменение показателя преломления, приводящее к наведенной оптической анизотропии. Деформируемое тело ведет себя подобно одноосному кристаллу, оптическая ось которого совпадает с направлением приложенной силы. Это явление, названное *эффектом фотоупругости*, связано с деформацией электронных оболочек атомов или ориентацией анизотропных молекул под действием внешней силы. Фотоупругие явления наблюдаются во всех состояниях вещества (твердом, жидком и газообразном).

Разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей прямо пропорциональна механическому напряжению σ :

$$\bar{n}_e - \bar{n}_o = a_s \sigma, \quad (13.10)$$

где a_s – коэффициент фотоупругости. Если геометрическая длина пути в среде равна l , то разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами на выходе из среды запишется в виде

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} (\bar{n}_e - \bar{n}_o) l = \frac{2\pi}{\lambda} a_s l \sigma. \quad (13.11)$$

Для наблюдения эффекта в качестве фотоупругой среды обычно используется плавленый кварц.

Акустооптический эффект: режимы дифракции Брегга и Рамана – Ната. Одной из форм проявления фотоупругости является *акустооптический эффект*. Под действием механических напряжений, вызываемых звуковой волной в веществе, в нем возникают полосы с различными показателями преломления, движущиеся со скоростью звука. В результате вещество приобретает свойства оптической фазовой решетки, период которой определяется длиной звуковой волны, а глубина модуляции показателя преломления – подводимой акустической мощностью. Если период решетки Λ сравним с длиной световой волны λ , свет будет испытывать дифракцию на звуковой волне. Это явление и названо акустооптическим эффектом.

Звуковую волну в возбуждают с помощью пьезоэлемента (например, пластинки LiNbO_3), прикрепленного к одной из сторон акустооптической ячейки, подавая на нее высокочастотное электрическое напряжение. На противоположной грани кристалла располагается поглотитель звуковых волн (например, сплав висмута с индием) (рис. 13.2). В этих условиях в ячейке устанавливается режим бегущей волны.

В зависимости от угла между волновыми векторами и отношения $l/\bar{n}\Lambda^2$, где l – длина взаимодействия световой и звуковой волн, \bar{n} – показатель преломления, возможны два режима дифракции. Если

$$l \ll \frac{\bar{n}\Lambda^2}{\lambda}, \quad (13.12)$$

то при нормальном падении света на ячейку имеет место *дифракция Рамана – Ната*. В этом случае на выходе кристалла наблюдается серия световых пучков, симметрично расходящихся под углами θ_m по отношению к направлению падающего пучка (рис. 13.2 а), причем

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{\bar{n}\Lambda}, \quad (13.13)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ – порядок дифракции.

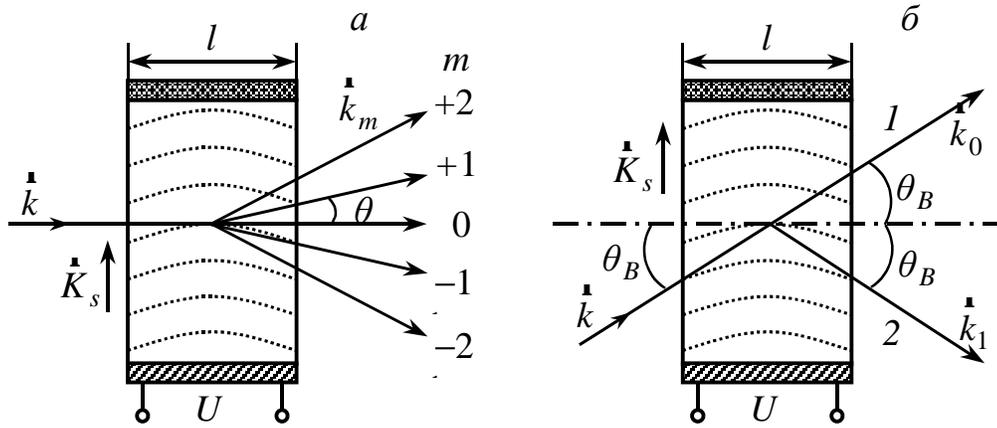


Рис. 13.2. Дифракция света на ультразвуковых волнах в режимах Рамана – Ната (а) и Брегга (б)

При выполнении обратного условия

$$l \gg \frac{\bar{n}\Lambda^2}{\lambda} \quad (13.14)$$

дифракционную картину на выходе из ячейки дает только то излучение, которое падает на нее под углом θ_B , удовлетворяющем условию:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\bar{n}\Lambda} . \quad (13.15)$$

Этот случай соответствует *дифракции Брегга*, а угол θ_B называется *углом Брегга* (13.2 б). В отличие от дифракции Рамана – Ната, в брегговском режиме свет до выхода из области взаимодействия испытывает многократную дифракцию, в результате чего все дифракционные максимумы, за исключением нулевого и первого, взаимно гасятся. При этом мощность излучения в дифрагировавшем пучке равна:

$$P_1 = P \sin^2 \left(\frac{\pi \bar{n} l}{\lambda} \Delta \bar{n} \right), \quad (13.16)$$

где $\Delta \bar{n}$ – амплитуда изменения показателя преломления в поле звуковой волны. Как видно из формулы (13.16), при $\bar{n} l \Delta \bar{n} / \lambda = 1/2$ может быть достигнута стопроцентная эффективность дифракции.

В качестве рабочих сред в акустооптических ячейках используются плавный кварц (SiO_2), тяжелое оптическое стекло (флинтглас) и другие вещества, обладающие большой величиной фотоупругого эффекта.

Лекция 14. ЭЛЕМЕНТЫ УПРАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Модуляторы интенсивности света. Рассмотрим принцип модуляции света на основе поперечного эффекта Поккельса (рис. 14.1).

Одноосный кристалл вырезается таким образом, чтобы его оптическая ось была перпендикулярна направлению распространения света. В направлении оси Oz прикладывается модулирующее электрическое поле. Поляризатор P ориентируется так, чтобы угол между его осью и оптической осью кристалла составлял $\theta = \pi/4$. За кристаллом устанавливается анализатор A , ось которого ортогональна оси поляризатора.

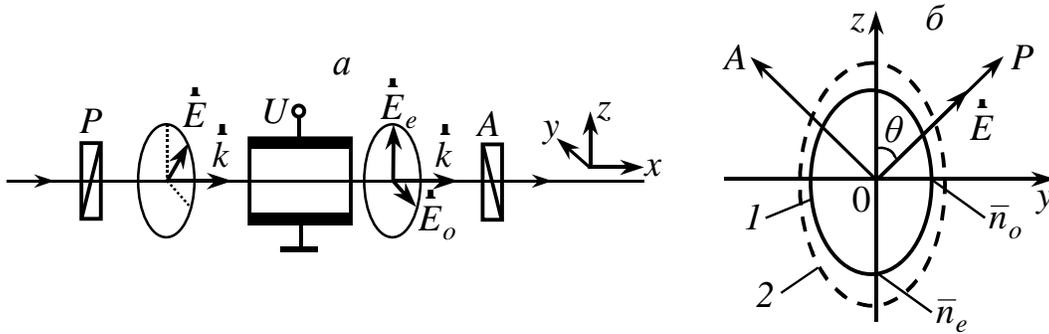


Рис. 14.1. Схема модулятора интенсивности на основе эффекта Поккельса (а) и векторная диаграмма для одноосного кристалла (б)

Поляризованный свет, падающий на кристалл, дает начало обыкновенной (E_y) и необыкновенной (E_z) волнам. Так как $\theta = \pi/4$, то

$$E_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - k\bar{n}_y x), \quad (14.1)$$

$$E_z = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t - k\bar{n}_z z), \quad (14.2)$$

где E_0 – амплитуда, \bar{n}_y и \bar{n}_z – показатели преломления, причем:

$$\bar{n}_y = \bar{n}_o - \Delta\bar{n}_o, \quad \Delta\bar{n}_o = \frac{1}{2} r_{13} \bar{n}_o^3 \frac{U}{d}, \quad (14.3)$$

$$\bar{n}_z = \bar{n}_e - \Delta\bar{n}_e, \quad \Delta\bar{n}_e = \frac{1}{2} r_{33} \bar{n}_e^3 \frac{U}{d}. \quad (14.4)$$

Здесь r_{13} и r_{33} – электрооптические постоянные кристалла, d – его толщина. Разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами после прохождения в кристалле расстояния l будет равна

$$\Delta\varphi = \varphi_e - \varphi_o = k(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l + \frac{k}{2} (r_{13} \bar{n}_o^3 - r_{33} \bar{n}_e^3) l \cdot \frac{U}{d}. \quad (14.5)$$

При сложения ортогональных колебаний с разностью фаз $\Delta\varphi$, на выходе из кристалла излучение приобретает эллиптическую поляризацию:

$$\frac{E_P^2}{E_0^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} + \frac{E_A^2}{E_0^2 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)} = 1. \quad (14.6)$$

Здесь E_P и E_A – проекции вектора электрического поля выходной волны на оси поляризатора и анализатора. При $\Delta\varphi = \pi/2$ эллипс вырождается в окружность. При дальнейшем увеличении напряжения поляризация снова становится эллиптической, а при $\Delta\varphi = \pi$ эллипс вырождается в отрезок прямой, т. е. поляризация становится линейной, но ортогональной к поляризации входного излучения (рис. 14.2).

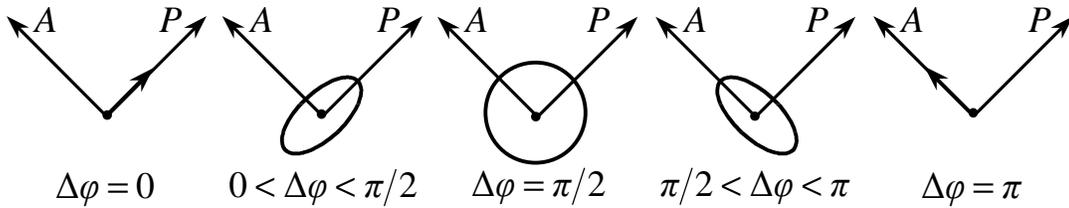


Рис. 14.2. Изменение поляризации светового потока при изменении электрического напряжения на ячейке Погкельса

Через анализатор пройдет лишь часть излучения, пропорциональная квадрату проекции напряженности поля на ось анализатора:

$$P = P_0 \sin^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = \frac{P_0}{2} [1 - \cos(\Delta\varphi)], \quad (14.7)$$

где P_0 – мощность излучения на входе. Обозначим U_π величину напряжения, при котором разность фаз $\Delta\varphi$ изменяется от значения

$$\Delta\varphi = \varphi_0 = k(\bar{n}_e - \bar{n}_o)l, \quad (U = 0) \quad (14.8)$$

до нового значения, отличающегося от прежнего на π

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \pi, \quad (U = U_\pi). \quad (14.9)$$

Тогда из формулы (14.5) для U_π получим:

$$U_\pi = \frac{\lambda d}{(r_{13}\bar{n}_o^3 - r_{33}\bar{n}_e^3)l}. \quad (14.10)$$

Параметр U_π называется *полувоновым напряжением*. Через этот параметр выражение (14.5) может быть переписано в следующем виде:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \pi \frac{U}{U_\pi}. \quad (14.11)$$

Пусть управляющее напряжение состоит из напряжения постоянно-го смещения U_0 и модулирующего напряжения $U_m \sin(\omega_m t)$:

$$U = U_0 + U_m \sin(\omega_m t). \quad (14.12)$$

Постоянное смещение U_0 (рабочую точку модулятора) можно выбрать таким образом, чтобы выполнялось условие:

$$\varphi_0 + \pi \frac{U_0}{U_\pi} = \frac{\pi}{2}. \quad (14.13)$$

Выражая отсюда φ_0 и подставляя его в формулу для $\Delta\varphi$, получаем:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} - \pi \frac{U_0}{U_\pi} + \frac{\pi}{U_\pi} [U_0 + U_m \sin(\omega_m t)] = \frac{\pi}{2} + \pi \frac{U_m}{U_\pi} \sin(\omega_m t). \quad (14.14)$$

Подставляя это выражение в формулу (14.7), для мощности излучения на выходе электрооптического модулятора Поккельса будем иметь:

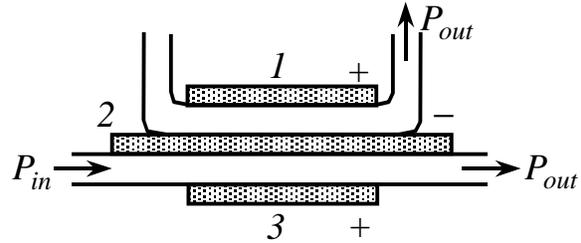
$$P = P_0 \left\{ 1 + \sin \left[\pi \frac{U_m}{U_\pi} \sin(\omega_m t) \right] \right\}. \quad (14.15)$$

При малых модулирующих напряжениях ($U_m/U_\pi \ll 1$) эта мощность изменяется прямо пропорционально модулирующему напряжению:

$$P \approx P_0 \left[1 + \pi \frac{U_m}{U_\pi} \sin(\omega_m t) \right]. \quad (14.16)$$

Электрооптический эффект используется для управления излучением и в интегрально-оптических структурах. Известный нам направленный ответвитель, может быть изготовлен из материала, обладающего электрооптическими свойствами и снабжен электродами (рис. 14.3). Прикладывая напряжение таким образом, чтобы изменения показателей преломления двух волноводов имели противоположные знаки, можно добиться заданного изменения постоянных β_A и β_B для симметричной и антисимметричной мод. Так как при этом будет изменяться длина взаимодействия l_c , доля мощности, передаваемая из одного волновода в другой, также изменится. Управляющее напряжение можно подобрать таким образом, чтобы при его приложении излучение оставалось в первом волноводе, а при его отсутствии передавалось во второй волновод. Интегрально-оптический элемент такого рода получил название СОБРА (от французского *Commutateur Optique Binaire Rapide* – быстродействующий бинарный оптический переключатель). Величина управляющего напряжения для элемента типа СОБРА, изготовленного на основе $\text{LiNb}_{1-x}\text{Ta}_x\text{O}_3$, составляет всего 1 – 2 В.

Рис. 14.3. Схема полоскового интегрально-оптического переключателя типа COBRA



Акустооптический эффект также позволяет модулировать свет по интенсивности. Если принимать дифракционный пучок какого-либо одного порядка и модулировать звуковую волну по амплитуде, то мощность излучения, дифрагирующего в заданный порядок, будет промодулирована с частотой модуляции амплитуды звуковой волны. При этом могут использоваться оба режима дифракции – Брегга и Рамана – Ната.

Устройства сдвига частоты. В акустооптической ячейке свет дифрагирует на движущейся со скоростью звука решетке. Поэтому частотный сдвиг возникает за счет эффекта Доплера. В режиме дифракции Рамана – Ната частота излучения в дифрагировавших пучках равна

$$\omega_d = \omega + m\Omega, \quad (14.17)$$

где ω – частота входного излучения, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ – номер максимума. В модуляторе Брегга дифрагировавший пучок имеет частоту, равную

$$\omega_d = \omega + \Omega, \quad (14.18)$$

если свет дифрагирует в направлении распространения звука, и частоту

$$\omega_d = \omega - \Omega \quad (14.19)$$

при дифракции в противоположном направлении. Таким образом, изменяя частоту акустических колебаний $\Omega(t)$, мы получаем модулированное по частоте оптическое излучение $\omega(t)$.

Оптические дефлекторы. Изменение частоты звуковой волны позволяет осуществлять пространственное сканирование светового пучка.

Направление пучка, соответствующего m -му дифракционному максимуму, определяется выражением:

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda}{n\Lambda} = m \frac{\lambda f}{nv}, \quad (14.20)$$

где v – скорость звука, f – частота акустических колебаний. При изменении частоты f выходные световые пучки будут сканировать по углу. Если используется первый порядок дифракции, то угол θ_1 невелик, и

$$\theta_1 \approx \frac{\lambda f}{nv}. \quad (14.21)$$

При изменении частоты в полосе Δf пучок сместится на угол, равный

$$\Delta\theta_1 = \frac{\lambda}{\bar{n}v} \Delta f . \quad (14.22)$$

Угловое разрешение дефлектора есть отношение угла сканирования $\Delta\theta_1$ к угловой ширине светового пучка $\delta\theta$ на выходе из ячейки:

$$N = \frac{\Delta\theta_1}{\delta\theta} . \quad (14.23)$$

Если диаметр пучка равен a , то его дифракционная расходимость:

$$\delta\theta \approx \frac{\lambda}{\bar{n}a} , \text{ откуда} \quad (14.24)$$

$$N \approx \frac{a}{v} \Delta f . \quad (14.25)$$

Отношение линейной апертуры светового пучка a к скорости распространения звука v представляет собой время, необходимое для установления новых параметров звукового колебания по всей апертуре светового пучка. Поэтому отношение $a/v = \tau$ определяет *быстродействие* акустооптического дефлектора. Таким образом, для параметра N имеем

$$N \approx \tau \Delta f . \quad (14.26)$$

Итак, при заданном быстродействии τ разрешение акустооптического дефлектора может быть увеличено только за счет увеличения Δf .

Для пространственного сканирования света чаще используется режим дифракции Брегга. Так как угол отклонения пучка в этом режиме равен удвоенному углу падения, с изменением частоты звуковой волны f необходимо изменять и угол падения света на ячейку θ_B с тем, чтобы условие дифракции Брегга по-прежнему выполнялось. В реальности это условие выполняется автоматически. Дело в том, что поперечный размер ячейки l конечен и поэтому звуковая волна имеет не плоский, а выпуклый волновой фронт. Такую волну можно представить в виде суперпозиции плоских волн, распространяющихся в пределах некоторого угла. В этих условиях при изменении частоты f дифракция света будет происходить на той плоской составляющей, для которой при данном мгновенном значении частоты будет выполняться условие Брегга.

С помощью одной ячейки можно осуществлять не только однокоординатное, но и двухкоординатное сканирование света. Разрешающая способность акустооптических дефлекторов достигает $10^3 - 10^4$.

Оптические изоляторы. Устройства, называемые *оптическими изоляторами*, предназначены для подавления излучения, обратно отраженного от различных оптических элементов.

Изолятор содержит магнитооптическое вещество, помещенное в

соленоид (элемент Фарадея), и поляризатор P (рис. 14.4). Параметры элемента и ток через соленоид подбираются такими, чтобы после прохождения элемента вектор поляризации излучения повернулся на угол $\pi/4$. После отражения от объекта O и повторного прохождения через элемент вектор поляризации повернется в ту же сторону еще на $\pi/4$. Результирующий угол поворота составит $\pi/2$ и отраженная волна не пройдет через поляризатор в направлении источника излучения.

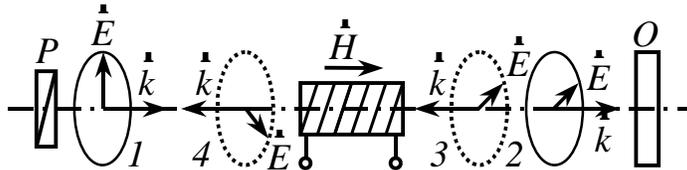


Рис. 14.4. Оптический изолятор на основе эффекта Фарадея

Оптические транспаранты. По способу модуляции светового пучка различают *электрически* и *оптически управляемые транспаранты*.

Электрически управляемые транспаранты. В них используется так называемая *x–y-адресация* (иначе *матричная* или *мультиплексная*).

На тонкий слой модулирующей среды с обеих сторон наносят прозрачные проводящие полосы, так чтобы на противоположных сторонах они были ориентированы взаимно перпендикулярно (рис. 14.5). Подавая электрический сигнал на определенные шины, производят модуляцию светового потока, проходящего через данный элементарный участок транспаранта. Адресация может быть поэлементной или построочной, но в любом случае параллельная обработка информации исключена.

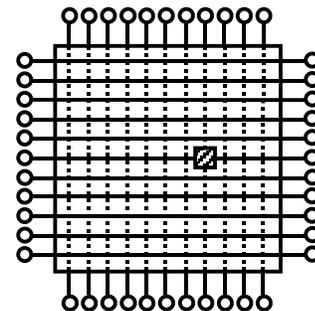


Рис. 14.5. Схема электрически управляемого транспаранта

Материалами для электрически управляемых транспарантов могут служить сегнетоэлектрическая керамика, жидкие кристаллы, ферриты, электрооптические кристаллы и другие вещества.

Оптически управляемые транспаранты. Оптически управляемый транспарант представляет собой пластинку электрооптического материала 1 с нанесенным на нее слоем фотопроводника 2 и двух прозрачных электродов 3 (рис. 14.6), к которым прикладывается напряжение U . Элемент помещают между поляризатором P и анализатором A . На элемент направляется считывающий пучок света P_{in} , для которого

фотопроводящий слой прозрачен. С помощью полупрозрачного зеркала 4 на фоточувствительный слой одновременно подается *управляющий световой пучок* P_c . Посредством него на слое 2 создается оптическое изображение, с которым должны производиться необходимые операции. При этом управляющее излучение должно иметь другую длину волны и хорошо поглощаться фотопроводником.

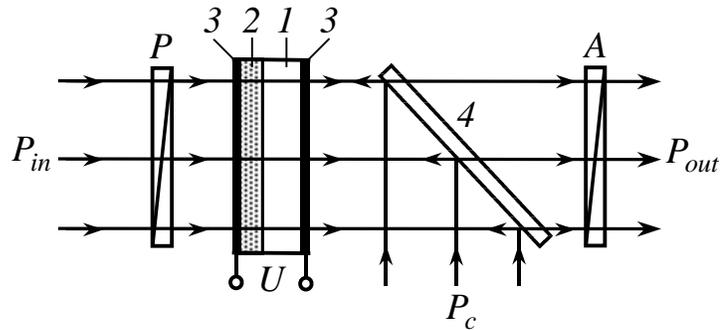


Рис. 14.6. Схема оптически управляемого транспаранта:
 1 – слой электрооптического материала; 2 – фотопроводник; 3 – прозрачные электроды; 4 – полупрозрачное зеркало

В отсутствие управляющего потока сопротивление фотопроводника 2 велико, поэтому все напряжение падает на слое 2. Под действием потока P_c сопротивление фотопроводника уменьшается и напряжение перераспределяется между слоем 2 и электрооптическим слоем 1. Вследствие эффекта Поккельса в слое 1 возникает двойное лучепреломление, образуется сдвиг фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами и происходит локальный поворот плоскости поляризации считывающего пучка. Угол поворота зависит от освещенности, создаваемой управляющим пучком в данной точке транспаранта, т. е. определяется оптическим изображением, содержащемся в управляющем пучке. Если поляризатор и анализатор скрещены, то в отсутствие пучка P_c пучок P_{in} на выход не пройдет. В местах же, освещенных пучком P_c , поток P_{in} изменяет свою поляризацию и часть мощности проходит на выход транспаранта, формируя выходное изображение в пучке P_{out} .

Лекция 15. ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Структура и свойства жидких кристаллов. *Жидкокристаллическим* состоянием вещества называется термодинамически устойчивое состояние, при котором вещество сохраняет анизотропию физических свойств, присущую твердым кристаллам, и текучесть, характерную для жидкостей. В подобном состоянии могут находиться некоторые производные бензола, стероидов и других органических соединений.

Жидкокристаллическое состояние вещества существует только в определенном температурном интервале. Нижняя граница этого интервала определяется температурой кристаллизации T_c . Сверху этот интервал ограничен температурой T_l , выше которой вещество превращается в однородную жидкость. Диапазон существования жидкокристаллической фазы для различных веществ составляет приблизительно от -15°C до плюс $+55^{\circ}\text{C}$. Жидкие кристаллы (ЖК) являются диэлектриками, их удельное сопротивление составляет $10^6 - 10^{11}$ Ом·см.

Характерной особенностью жидкокристаллических веществ является нитеобразная форма молекул. Длина молекул обычно составляет единицы нанометров, ширина – доли нанометра. Подобная форма способствует взаимной параллельной упаковке молекул в кристалле. В свою очередь, это приводит к анизотропии физических свойств кристалла, в частности его диэлектрической проницаемости.

Направление, в котором ориентируются молекулы жидкого кристалла при наложении электрического поля, зависит от знака разности

$$\varepsilon_a = \varepsilon_p - \varepsilon_n, \quad (15.1)$$

где ε_p и ε_n – диэлектрические проницаемости в направлениях, параллельном и перпендикулярном преимущественной ориентации молекул. Параметр ε_a называется *диэлектрической анизотропией вещества*. При $\varepsilon_a > 0$ оси молекул ориентируются вдоль прикладываемого к кристаллу электрического поля, а при $\varepsilon_a < 0$ – перпендикулярно полю.

Различают три основных вида жидких кристаллов: смектические, нематические и холестерические.

В *смектических* ЖК молекулы располагаются параллельно своим большим осям, а их центры масс лежат в одной плоскости. Кристалл образуется слоями одинаковой толщины (рис. 15.1 а).

В *нематических* ЖК оси молекул также ориентированы параллельно друг другу, однако центры масс молекул распределены в пространстве хаотично и не образуют четко выраженных слоев (рис. 15.1 б).

В холестерических ЖК молекулы располагаются слоями, как и в смектических, однако направление ориентации их осей монотонно изменяется от слоя к слою, поворачиваясь на некоторый угол (рис. 15.1 в).

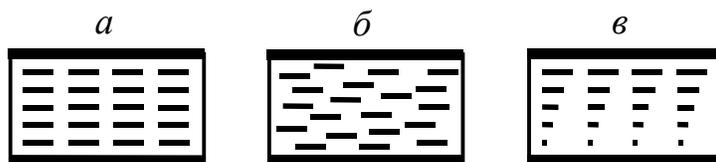


Рис. 15.1. Структура жидких кристаллов смектического (а), нематического (б) и холестерического (в) типов

Для жидких кристаллов характерно большое разнообразие электрооптических и других физических явлений, которые могут быть использованы для управления световыми потоками.

Эффект динамического рассеяния. Эффект динамического рассеяния света проявляется в помутнении прозрачного слоя жидкого кристалла при помещении его во внешнее электрическое поле.

Для наблюдения *эффекта динамического рассеяния* в нематический жидкий кристалл с отрицательной анизотропией вводится примесь, придающая кристаллу ионную проводимость. При наложении внешнего электрического поля молекулы ЖК с $\epsilon_a < 0$ ориентируются поперек поля. В этом состоянии вещество прозрачно для падающего излучения. При наложении поля ионы примеси начинают двигаться в направлении силовых линий и, соударяясь с молекулами кристалла, нарушают их упорядоченную ориентацию. С увеличением напряжения этот процесс протекает все более интенсивно. При некотором напряжении, называемом *напряжением электрогидродинамической неустойчивости*, движение молекул в кристалле приобретает турбулентный характер. Упорядоченность структуры ЖК при этом разрушается, кристалл мутнеет и начинает сильно рассеивать падающее на него излучение. В результате этого пропускание ячейки резко уменьшается.

Твист-эффект. Твист-эффект (от английского twist – закручивать) наблюдается в нематических жидких кристаллах с положительной диэлектрической анизотропией (рис. 15.2).

Рис. 15.2. Твист-эффект в жидком кристалле:
а – расположение молекул в отсутствие электрического поля; б – при его наличии

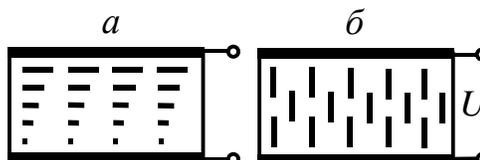


Схема наблюдения эффекта показана на рис. 15.3. Жидкий кристалл помещают между двумя прозрачными пластинами, каждая из которых предварительно подвергается шлифовке при поступательном движении.

В результате такой обработки пластины приобретают свойство ориентировать близлежащие молекулы ЖК в направлении движения, имевшего место при шлифовке. Пластины ориентируются друг относительно друга таким образом, чтобы направления шлифовки были взаимно перпендикулярны. Молекулы жидкого кристалла, помещенного между пластинами, изменяют свою ориентацию от слоя к слою по спирали с полным углом поворота у противоположной пластины на $\pi/2$. На каждую пластину наносится пленочный поляроид и прозрачные электроды.

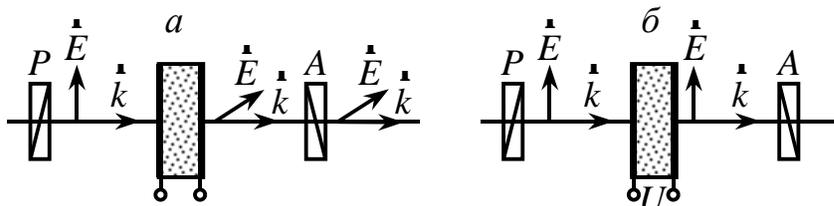


Рис. 15.3. Схема наблюдения твист-эффекта:

a – просветленное состояние жидкокристаллической ячейки ($U = 0$); *б* – затемненное состояние ($U \neq 0$)

Слой скрученного нематика вращает плоскость поляризации падающего света на угол $\pi/2$. Так как $\varepsilon_a > 0$, при наложении поля молекулы жидкого кристалла ориентируются вдоль его силовых линий, закрученное состояние ЖК исчезает и ячейка перестает поворачивать плоскость поляризации проходящего света. Если оси поляроидов скрещены, то в отсутствие поля свет будет проходить через ячейку, а при его наложении – нет. В отличие от эффекта динамического рассеяния, для возникновения твист-эффекта не требуется протекания тока через кристалл. Управляющее напряжение для твист-эффекта составляет единицы или доли вольта. Длительность переходного процесса между прозрачным и затемненным состояниями ячейки составляет 30 – 200 мс.

Эффект ²гость – хозяин². Для наблюдения эффекта в жидкий кристалл (*хозяин*) вводятся молекулы красителя (*гость*), которые так же как и молекулы ЖК, имеют вытянутую форму. Поэтому оба вида молекул выстраиваются параллельно поверхностям пластин (рис. 15.4 *a*).

Свет определенной длины волны поглощается молекулой красителя только в том случае, когда ее ось параллельна электрическому вектору световой волны (в этом случае энергия световых колебаний расходуется на движение электронов от одного конца молекулы к другому). Если диэлектрическая анизотропия кристалла положительна ($\varepsilon_a > 0$), то при подаче на ячейку напряжения, поле повернет молекулы жидкого кристалла, а вслед за ними и молекулы красителя, вдоль линий поля. В этом состоянии жидкокристаллическая ячейка перестает поглощать падающее на нее излучение, то есть становится прозрачной (рис. 15.4 *б, в*).

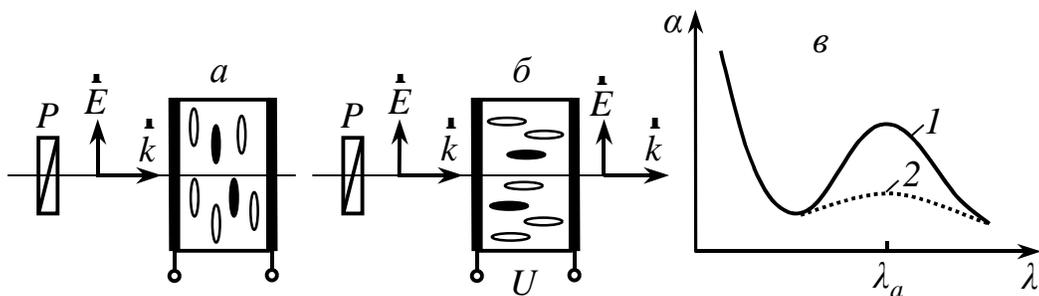


Рис. 15.4. Эффект "гость – хозяин" в жидком кристалле:

a – расположение молекул в отсутствие электрического напряжения на ячейке; *б* – то же при приложении напряжения к ячейке; *в* – спектральная зависимость коэффициента поглощения света в жидкокристаллической ячейке в отсутствие (1) и при наличии (2) напряжения

Краситель, спектр поглощения которого зависит от ориентации молекул по отношению к вектору напряженности падающей световой волны, называется *плеохроическим* (это свойство называют также *дихроизмом* красителя). Если к жидкому кристаллу подмешать плеохроический краситель, то путем изменения напряжения можно задавать ориентацию молекул красителя и изменять спектральный состав излучения, прошедшего через ячейку. Другими словами, можно управлять не только интенсивностью прошедшего излучения, но и его цветом.

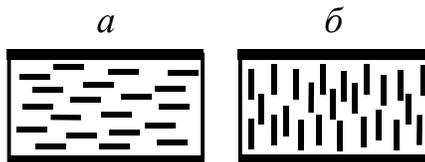
Управляющее напряжение на ячейке в составляет 2 – 10 В, длительность переходных процессов – около 30 – 500 мс.

Другие электрооптические явления в жидких кристаллах. Кроме рассмотренных выше, существуют и другие физические явления, которые могут быть использованы для построения систем отображения информации и управления световыми потоками в жидких кристаллах.

Эффект деформации вертикально ориентированной фазы. Известно, что на ориентацию молекул ЖК оказывает влияние состояние поверхностей пластин жидкокристаллической ячейки. Если эти поверхности обработать определенным поверхностно-активным веществом, то можно получить *гомогенную* (параллельную пластинам) или *гомеотропную* (перпендикулярную пластинам) ориентацию молекул (рис. 15.5).

Рис. 15.5. Упаковка молекул в жидком кристалле:

a – гомогенная; *б* - гомеотропная



На основе молекул с отрицательной диэлектрической анизотропией создают ячейку с гомеотропной упаковкой молекул. Ячейку помещают между скрещенными поляризатором и анализатором. Пройдя через поляризатор свет оказывается линейно поляризованным. Так как жидкий

кристалл обладает свойством двойного лучепреломления, после прохождения ЖК-ячейки свет становится эллиптически поляризованным. При подаче на ячейку напряжения происходит переориентация молекул в направлении, параллельном пластинам, и характер двойного лучепреломления изменяется. В соответствии с этим будет изменяться и доля света, проходящего через анализатор. Так как интенсивность проходящего через устройство света зависит от длины волны излучения, то путем изменения напряжения на ячейке можно управлять не только интенсивностью, но и цветом прошедшего излучения. Это может быть использовано для создания цветных дисплеев на основе жидких кристаллов.

Эффект избирательного отражения света. В холестерическом жидком кристалле в результате отражении света от плоскостей с одинаковой ориентацией молекул возникает интерференция, при которой усиливается свет с длиной волны, равной шагу пространственной спирали ЖК. По этой причине жидкий кристалл выглядит окрашенным. Управляя шагом спирали с помощью поля, можно изменять цвет окраски индикатора.

Достоинством жидкокристаллических индикаторов, предназначенных для систем визуального отображения информации, является низкое потребление энергии и совместимость с электронными интегральными схемами. К недостаткам ЖК-индикаторов следует отнести необходимость внешней подсветки при работе в темноте, узкий температурный диапазон существования жидкокристаллической фазы, большую инерционность и заметное ухудшение параметров с течением времени.

На основе рассмотренных нами явлений строятся цифровые, буквенно-цифровые, мнемонические, а также матричные жидкокристаллические индикаторы, в том числе экраны дисплеев. Темпы развития жидкокристаллических систем настолько велики, что они становятся (наряду с электролюминесцентными системами) основными конкурентами электронно-лучевых трубок.

Лекция 16. ОПТИЧЕСКАЯ ПАМЯТЬ И СИСТЕМЫ ВИЗУАЛЬНОГО ОТОБРАЖЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Оптическая память. Идеальная запоминающая среда для оптической памяти должна обладать следующими основными свойствами:

1. возможностью записи, считывания и стирания информации;
2. высоким пространственным разрешением;
3. высокой чувствительностью к записи;
4. отсутствием нарушений информации при считывании;
5. большим временем хранения;
6. большим отношением сигнал / шум;
7. линейной характеристикой записи;

Ни одна из известных к настоящему времени сред не обеспечивает в полной мере выполнение всех перечисленных условий. Любая из них лишь в той или иной степени приближается к идеальной среде по некоторым из своих характеристик.

По характеру процессов, протекающих при записи информации, можно выделить среды для *постоянной* (архивной) *памяти* и среды для *оперативной памяти*. В последнем случае запоминающая среда должна обладать *реверсивностью*, т. е. обеспечивать возможность повторной записи информации после стирающего воздействия.

Цифровую запись информации можно осуществлять путем прожигания или проплавления при помощи сфокусированного лазерного луча отверстий в тонких (~ 50 нм) пленках из платины (Pt), висмута (Bi), родия (Rh) и других веществ, нанесенных на прозрачную основу. Другой вариант – создание микроуглублений в поливинилхлоридной пластине, поверхность которой покрыта слоем теллура (Te) толщиной 20 – 40 мкм (теллур легкоплавок и хорошо поглощает ИК-излучение). В металлическом слое можно формировать не углубления, а микробугорки. В качестве основы в этом случае используется хорошо испаряемый диэлектрик, который покрывается тугоплавким металлом – титаном (Ti) или платиной (Pt). В результате испарения подслоя диэлектрика под воздействием лазерного луча в соответствующем месте образуется выпуклость, так как сама пленка не проплавляется.

Пленка с записанной на нее информацией покрывается достаточно толстым прозрачным защитным слоем, тогда загрязнения и микродефекты его поверхности оказываются не в фокусе лазерного луча и при считывании информации не искажают полезный сигнал. По этому принципу построены широко применяемые в настоящее время *оптические компакт-диски* (CD-ROM) для компьютеров.

Принцип голографической записи информации. Плотность записи информации в оптических запоминающих устройствах ограничи-

вается пределом, согласно которому диаметр сфокусированного пучка не может быть меньшим длины волны излучения. При записи двоичной информации каждый бит занимает на материальном носителе площадку величиной порядка λ^2 . При $\lambda \approx 1$ мкм предельно достижимая плотность записи составляет около 10^8 бит/см². При записи информации голографическим способом каждый элементарный участок носителя содержит "отпечаток" всего информационного массива. Поэтому плотность записи значительно выше и достигает $10^{11} - 10^{12}$ бит/см².

Голографическая память основывается на регистрации интерференционной картины, образующейся в результате взаимодействия световой волны, отраженной от объекта или прошедшей через него (*объектной волны*), и волны, приходящей непосредственно от источника света (*опорной волны*). Взаимодействующие волны должны быть когерентными. Если зафиксированную на материальном носителе интерференционную картину (*голограмму*) осветить тем же опорным источником, что и при записи, то в результате взаимодействия опорной волны с голограммой образуется волна, восстанавливающая изображение объекта в той области пространства, где при записи находился объект.

В отличие от обычного фотоснимка, в голограмме содержится информация не только о распределении амплитуды, но и о распределении фазы объектной волны. Фазовые соотношения между опорной и объектной волнами определяют рисунок интерференционной картины, а амплитуда волн определяет ее контраст. Поэтому с помощью голограммы восстанавливается полная копия объектной волны, а сама голограмма обладает чрезвычайно высокой информационной емкостью.

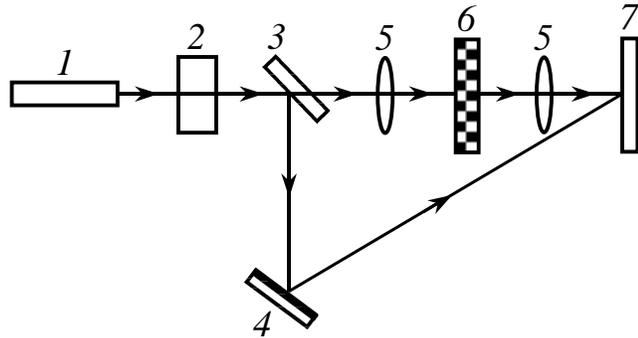
При записи голограммы свет от каждой точки объекта падает на всю поверхность голограммы. Поэтому каждый ее участок содержит информацию обо всем объекте и может быть использован для восстановления полного изображения объекта. Чем больше этот участок, тем с лучшим отношением сигнал/шум будет восстанавливаться изображение объекта. Поэтому для голографической записи характерна высокая надежность и помехозащищенность – на ее качество не оказывают существенного влияния различные дефекты голограммы (царапины, загрязнения и т. п.). Отношение мощности световой волны в восстановленном изображении к мощности восстанавливающей волны называется *дифракционной эффективностью*.

Схема установки для голографической записи информации выглядит следующим образом (рис. 16.1). С помощью полупрозрачной пластинки 3 излучение делится на две когерентные волны, одна из которых направляется на объект, а другая используется в качестве опорной. При помощи отклоняющих систем (дефлекторов или зеркал) и объектная и

опорная волны могут быть направлены под различными углами в различные участки регистрирующей среды. Если при записи всякий раз изменять угол падения опорной волны, то один и тот же участок среды будет содержать несколько независимых голограмм. При восстановлении изображения, направление восстанавливающей волны должно соответствовать направлению опорной в режиме записи голограммы. Заметим, что увеличение числа наложенных голограмм в одном носителе приводит к уменьшению дифракционной эффективности записи.

Рис. 16.1. Схема голографической записи информации:

1 – лазер; 2 – дефлектор; 3 – полупрозрачная пластинка; 4 – зеркало; 5 – объектив; 6 – объект; 7 – запоминающая среда



Голограмма может быть как *двухмерной* (когда толщина регистрирующей среды много меньше периода интерференционной картины), так и *трехмерной (объемной)*. При восстановлении изображения трехмерная голограмма ведет себя как объемная дифракционная решетка. В этом случае на интерференционных слоях происходит брегговская дифракция восстанавливающей волны и интенсивность выходящего из среды излучения будет отлична от нуля при выполнении условия Брегга:

$$2d \sin \theta_B = \lambda, \quad (16.1)$$

где d – расстояние между соседними слоями в голограмме, θ_B – угол между падающим светом и плоскостью слоев. Из формулы (16.1) видно, что трехмерная голограмма обладает спектральной селективностью. Это очень важное свойство, так как оно позволяет использовать для восстановления голограммы излучение со сплошным спектром, например солнечное. Выбор длины волны в этом случае производит сама голограмма в соответствии с равенством (16.1). Кроме того, данное свойство позволяет записывать в одной и той же среде множество голограмм с помощью опорных излучений с различной длиной волны. Выделение требуемой информации производится путем облучения голограммы светом определенной длины волны.

Если голограмма записывается в слое фотоэмульсии, то восстанавливаемая волна изменяется голограммой как по интенсивности, так и по фазе (при записи изменяется прозрачность, толщина и показатель преломления эмульсии). Если же голограмма записывается в прозрачном

материале (обладающем, например, фотохромными или магнитооптическими свойствами), то изменяется только фаза восстанавливающей волны. В связи с этим различают *фазовые* и *амплитудные* голограммы. Голографическая запись может использоваться как в устройствах постоянной, так и реверсивной памяти.

Психофизические характеристики зрения. Считается, что более 70% всей информации человек воспринимает с помощью зрения. В оптоэлектронных системах отображение информации основывается на преобразовании электрических сигналов в яркостное поле, параметры которого должны соответствовать свойствам человеческого зрения. В связи с этим рассмотрим основные параметры и характеристики зрения.

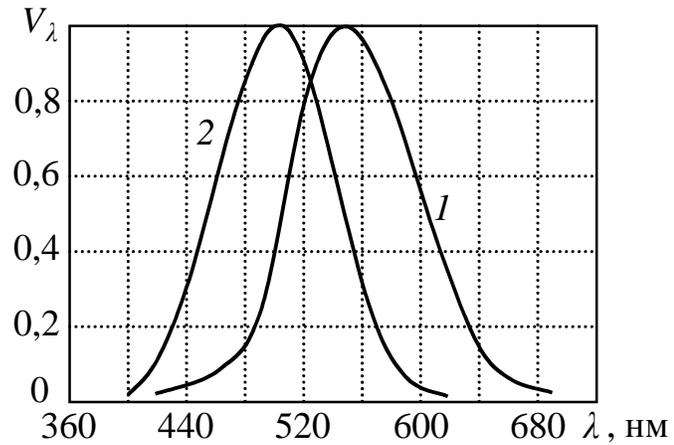
Глазное яблоко человека имеет диаметр около 24 мм. С помощью хрусталика на сетчатке глаза формируется изображение предметов. В сетчатке расположены светочувствительные элементы, преобразующие свет в нервные импульсы посредством фотохимических реакций.

Угловая разрешающая способность нормального глаза равна примерно одной угловой минуте. Зона максимального разрешения глаза составляет $16 - 20^{\circ}$ по горизонтали и $12 - 15^{\circ}$ по вертикали. Полный угол зрения по горизонтали составляет около 120° , по вертикали – 90° . С учетом этих свойств формат экранов для отображения информации должен выбираться таким, чтобы отношение его ширины и высоты составляло приблизительно от $4/3$ до $5/3$.

Быстродействие глаза характеризуется большой постоянной времени, так как обработка сигнала нервной системой осуществляется на основе химических процессов. Если частота мерцаний света превышает некоторую критическую величину, свет воспринимается как непрерывный (*закон Тальбота*). В зависимости от размеров и яркости объекта критическая частота составляет приблизительно от 50 до 60 Гц.

Глазом воспринимается довольно узкая часть спектра электромагнитных волн, причем чувствительность глаза различна к излучению разных длин волн. Это свойство зрения описывается *функцией видности человеческого глаза* V_{λ} , или *функцией относительной спектральной чувствительности*. Величина V_{λ} определяется как отношение мощностей монохроматических потоков излучения с длинами волн λ и λ_{\max} , вызывающих зрительные ощущения одинаковой силы. Глаз человека содержит два вида рецепторов – *колбочки* и *палочки*. При дневном цветочувствительном зрении работают только колбочки. На рис. 16.2 приведены графики функции V_{λ} для дневного и ночного зрения. Для дневного зрения максимум чувствительности соответствует длине волны $\lambda_{\max} = 555$ нм, для ночного – длине волны $\lambda_{\max} = 508$ нм.

Рис. 16.2. Графики функции видности человеческого глаза для дневного (1) и ночного (2) зрения



Способность глаза воспринимать цвет обусловлена тем, что сетчатка глаза имеет три разновидности рецепторов, отличающихся составом светочувствительного вещества. Многоцветность восприятия определяется комбинацией откликов этих трех рецепторов на излучение трех основных цветов: $\lambda_R = 700$ нм (красный), $\lambda_G = 564,1$ нм (зеленый) и $\lambda_B = 435,8$ нм (синий). Произвольный цветовой оттенок получается путем смешения этих цветов в определенной энергетической пропорции.

Для надежного считывания информации необходимо, чтобы яркость источника, содержащего информацию, превышала яркость фона на некоторую величину ΔB . Минимальное значение отношения $\Delta B/B$

$$k_{th} = \frac{\Delta B_{min}}{B}, \quad (16.2)$$

при котором источник еще различим глазом на данном фоне, называется *пороговым контрастом*. Для удобства работы необходимо, чтобы контраст изображения превосходил k_{th} не менее, чем в 10 раз.

Все виды индикаторов можно отнести к одной из двух групп: работа одних основана на преобразовании электрической энергии в световую (*активные индикаторы*), для функционирования других необходима внешняя подсветка (*пассивные индикаторы*).

Физические механизмы, лежащие в основе работы индикаторов различных типов, весьма разнообразны, так же как перечень рабочих веществ для индикаторов. В настоящее время в оптоэлектронных системах отображения информации используются вакуумные и газоразрядные индикаторы, индикаторы на основе жидких кристаллов, индикаторы на основе инжекционной и предпробойной люминесценции и др.

Лекция 17. ОПТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ИНФОРМАЦИИ

Процессор на основе оптически управляемого транспаранта.

Привлечение оптических методов позволяет радикально повысить скорость обработки информации. В основе такого качественного скачка лежит переход к электромагнитным колебаниям очень малой длины волны, что позволяет модулировать сигнал не только во времени, но и в пространстве, а также резко расширить полосу частот модуляции. Оптические методы позволяют оперировать с информацией как в цифровой, так и в аналоговой форме.

Уже рассмотренный нами оптически управляемый транспарант позволяет осуществлять целый набор информационных операций по параллельной обработке оптических изображений. Одна из возможных схем оптического процессора показана на рис. 17.1.

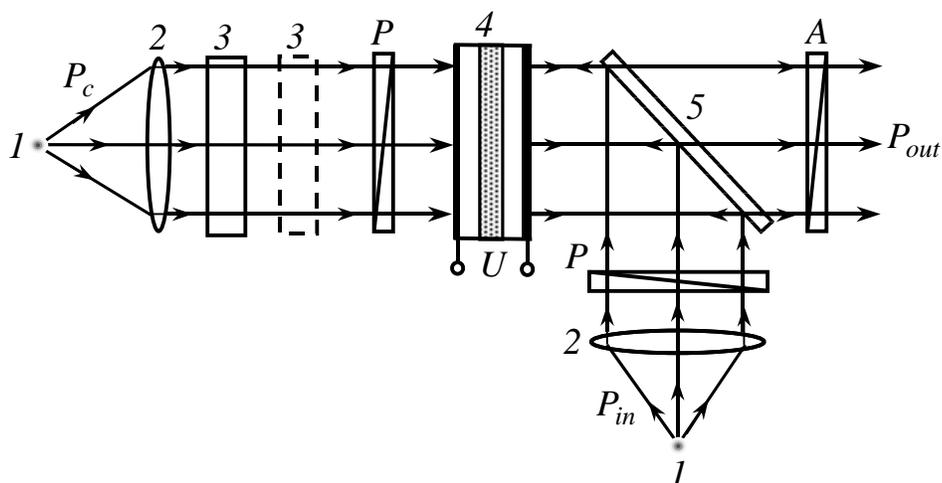


Рис. 17.1. Схема оптического процессора на основе оптически управляемого транспаранта:

1 – источники излучения; 2 – линзы; 3 – транспарант; 4 – оптически управляемый транспарант; 5 – полупрозрачная пластинка; P – поляризатор; A – анализатор

Основу процессора составляет оптически управляемый транспарант 4, работающий на отражение и обладающий эффектом памяти. В схему считывания процессора входят скрещенные поляризатор и анализатор, так что при отсутствии оптического управляющего сигнала P_c интенсивность света на выходе процессора также равна нулю. За счет изменения напряжения U транспарант 4 должен позволять преобразовывать положительное изображение в негативное.

Рассмотрим операции, которые позволяет осуществлять такого рода оптический процессор. На транспарант 4 можно записать один за другим два изображения, задаваемые последовательно транспарантом 3. При

наличии памяти у транспаранта 4, картина на нем будет представлять собой сумму двух исходных изображений. Сама операция подобного рода называется операцией сложения картин.

Операцию умножения картин можно осуществить, если вместо одного транспаранта 3 поместить одновременно два транспаранта. Результирующее изображение будет представлять собой произведение двух исходных оптических картин.

Если одно изображение на транспаранте 3 записать на транспарант 4 при напряжении U , а следующее – при напряжении, соответствующем преобразованию картины в негативную, то реализуется вычитание двух картин.

Пространственное дифференцирование изображений можно осуществить следующим образом. На управляемый транспарант 4 записывается исходное изображение, задаваемое на транспаранте 3. Затем из него вычитается несколько сдвинутое (или расфокусированное) изображение того же транспаранта. При этом проявятся места, соответствующие наибольшему градиенту интенсивности в исходном изображении.

Операции над изображениями можно производить и с помощью рассмотренного нами ранее оптически управляемого транспаранта, работающего на просвет (рис. 14.8).

С его помощью возможно, например, изменение спектрального состава света, содержащего исходную картину: картина в цвете P_c становится картиной в цвете P_{in} .

Некогерентный управляющий поток P_c может быть преобразован в когерентный поток на выходе транспаранта, если в качестве источника излучения, создающего поток P_{in} , используется лазер.

Достаточно просто осуществляется усиление изображения, так как мощность пучка P_{in} , а соответственно и пучка P_{out} , может значительно превышать мощность управляющего пучка P_c .

Изображение, создаваемое пучком P_c , может быть преобразовано в негативное, если ось анализатора повернуть на угол $\pi/2$.

Рассмотренные выше операции над картинами могут служить основой для более сложных операций над изображениями, сводящихся к комбинации определенных операций в заданной последовательности.

Элементы теории преобразования оптических сигналов. Известно, что при помещении транспаранта с записью какой-либо функции $f(x, y)$ в передней фокальной плоскости линзы и освещении его когерентным излучением, в задней фокальной плоскости линзы получается *пространственный спектр* этой функции (ее преобразование Фурье) (рис. 17.2 а). В отличие от одномерных временных образов радиосигна-

лов, пространственный Фурье-образ оптического изображения является двумерным.

Прямое преобразование Фурье функции двух переменных $f(x, y)$ (двухмерное преобразование Фурье) имеет вид

$$G(\omega_x, \omega_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i\omega_x x - i\omega_y y} dx dy, \quad (17.1)$$

где $G(\omega_x, \omega_y)$ – спектральная плотность, зависящая от двух пространственных частот ω_x и ω_y . Зная спектральную плотность $G(\omega_x, \omega_y)$, можно найти исходную функцию $f(x, y)$, применяя обратное преобразование Фурье:

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega_x, \omega_y) e^{i\omega_x x + i\omega_y y} d\omega_x d\omega_y. \quad (17.2)$$

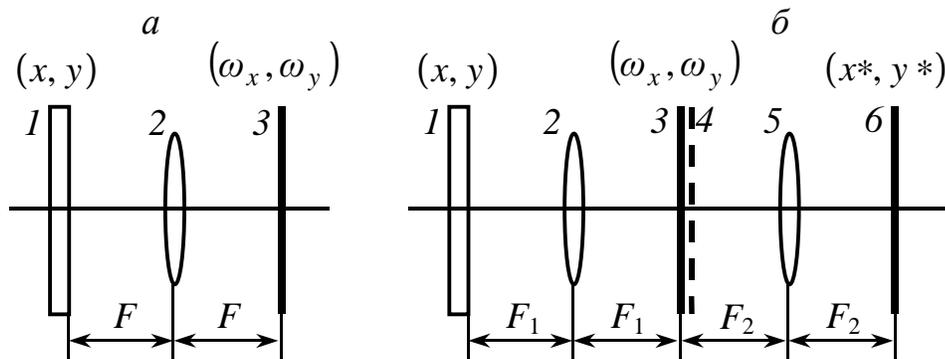


Рис. 17.2. Схема пространственного преобразования Фурье (а) и пространственной фильтрации сигнала (б) в когерентной оптической системе:

1 – транспарант; 2 – линза; 3 – задняя фокальная плоскость линзы 2; 4 – пространственный (частотный) фильтр; 5 – линза; 6 – задняя фокальная плоскость линзы 5

Предположим, что в задней фокальной плоскости линзы 2 установлен оптический пространственный фильтр с частотной характеристикой $A(\omega_x, \omega_y)$. Тогда спектр оптического сигнала на выходе этого фильтра $S(\omega_x, \omega_y)$ будет иметь следующий вид:

$$S(\omega_x, \omega_y) = G(\omega_x, \omega_y) A(\omega_x, \omega_y). \quad (17.3)$$

Предположим теперь, что задняя фокальная плоскость линзы 2 совмещена с передней фокальной плоскостью дополнительной линзы 5 (рис. 17.2 б). Тогда линза 5 будет выполнять обратное преобразование Фурье функции $S(\omega_x, \omega_y)$. Другими словами, в задней фокальной плоскости линзы 5 оптический сигнал из частотного представления снова

преобразуется к пространственному представлению. В этом случае на основании формулы (17.2) для пространственного распределения амплитуды светового потока на выходе оптической системы будем иметь

$$f * (x^*, y^*) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega_x, \omega_y) A(\omega_x, \omega_y) e^{i\omega_x x + i\omega_y y} d\omega_x d\omega_y. \quad (17.4)$$

Таким образом, воздействуя на пространственные частоты при помощи диафрагм или других элементов, размещенных в фокальной плоскости линзы 5, можно ослабить или полностью устранить те или иные гармоники этого пространственно-частотного спектра, т. е. целенаправленно преобразовать спектр пространственных частот оптического сигнала. В этом состоит сущность метода *оптической пространственной фильтрации* – одного из основных методов обработки оптических сигналов. Особенно широкие возможности открываются при использовании в качестве пространственных фильтров оптических голограмм.

Когерентный оптический процессор: принцип распознавания образов. Проиллюстрируем возможности оптической обработки информации с использованием когерентных световых пучков на примере процессора с пространственной фильтрацией сигнала (рис. 17.3).

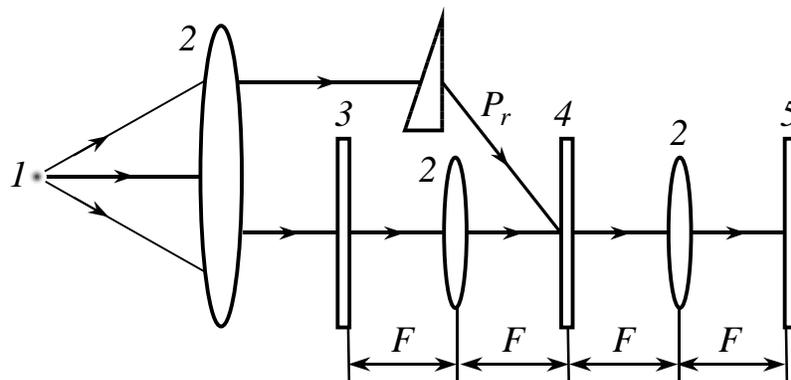


Рис. 17.3. Схема когерентной оптической системы распознавания образов:

1 – источник излучения; 2 – линзы; 3 – входная плоскость; 4 – частотная плоскость; 5 – выходная плоскость

На входную плоскость 3 направляется параллельный пучок когерентного излучения, коллимированного от точечного источника 1. Две собирающие сферические линзы располагаются на расстояниях F и $3F$ (F – фокусное расстояние линзы) от входной плоскости. Если во входную плоскость поместить оптический транспарант, содержащий какую-либо картину P_{in} , то в выходной плоскости 5 сформируется ее перевернутое изображение. Плоскость 4 называется *частотной плоскостью*, в ней формируется оптическое поле, распределение амплитуды и фазы которого соответствует пространственно-частотному спектру картины, на-

ходящейся во входной плоскости 3. Иначе говоря, первой из двух линз будет выполнено преобразование Фурье функции P_{in} . Поэтому любой транспарант, помещенный в плоскость 4, будет играть роль фильтра пространственных частот. Например, экран с прямоугольным отверстием является двухмерным фильтром нижних частот, непрозрачный прямоугольник – пространственным фильтром верхних частот. Применяя в данной схеме управляемый транспарант, в принципе можно осуществлять пространственную фильтрацию, изменяющуюся во времени.

Введение в частотную плоскость голограммы среди прочих задач позволяет решить задачу распознавания образов.

Предположим, что на некоторой странице текста необходимо опознать и определить пространственные координаты какого-либо знака. Для получения согласованного с этим знаком фильтра, во входной плоскости 3 помещается оптический транспарант с изображением знака. В частотной плоскости 4 формируется световая волна, соответствующая его пространственному спектру. Если с помощью светоделителей (например, полупрозрачных пластинок) и зеркал на плоскость 4 направить опорную волну P_r , когерентную с волной, освещающей входную плоскость 3, то в частотной плоскости 4 сформируется интерференционная картина, представляющая собой голограмму Фурье-образа данного знака. Описанная схема получения пространственного фильтра известна как *схема Ван дер Люгта*. Эта голограмма, зафиксированная на некотором материальном носителе, представляет собой согласованный фильтр для пространственных частот данного знака.

Далее, фильтр-голограмму оставляют в плоскости 4, убирают опорную волну, а во входную плоскость 3 помещают страницу с текстом и освещают ее тем же источником света. При освещении голограммы восстанавливаемым изображением теперь будет изображение точечного источника света, так как роль опорного пучка в этом случае играет излучение, прошедшее через входную плоскость 3. Поэтому в выходной плоскости 5 в местах, где было изображение заданного знака, появляется изображение точечного источника света.

Описанным методом можно опознать сколь угодно сложные картины, а используя реверсивную среду для записи голограмм, можно вести обработку целого массива данных в реальном масштабе времени.

Лекция 2. СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ И ФОТОННЫЕ КОЛЛЕКТИВЫ

Волновое представление светового поля. Общей для оптических полей, создаваемых различными источниками излучения, является их электромагнитная природа, которая отражена в уравнениях Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (2.4)$$

Здесь \mathbf{E} и \mathbf{H} – напряженности электрической и магнитной составляющих, \mathbf{D} и \mathbf{B} – их индукции, \mathbf{j} – плотность тока, ρ – плотность пространственного заряда. Для среды с диэлектрической проницаемостью ε , магнитной проницаемостью μ и электропроводностью σ векторы \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} , \mathbf{B} и \mathbf{j} связаны так называемыми материальными уравнениями:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \mathbf{E}, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.7)$$

где ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.

Исключая последовательно векторы \mathbf{E} или \mathbf{H} из (2.1) и (2.2), в случае электронейтральной ($\rho = 0$) и непроводящей ($\sigma = 0$) среды получаем *волновые уравнения* светового поля:

$$\Delta \mathbf{E} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad \Delta \mathbf{H} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2}, \quad (2.8)$$

где $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ – скорость света в вакууме.

Введем в рассмотрение векторный \mathbf{A} и скалярный φ потенциалы поля, связанные с векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} следующими соотношениями:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu \mu_0} \nabla \times \mathbf{A}. \quad (2.9)$$

Как известно, потенциалы \mathbf{A} и φ определены неоднозначно. Их значения могут изменяться таким образом, что физически наблюдаемые поля \mathbf{E} и \mathbf{H} будут оставаться неизменными. В частности, \mathbf{A} и φ можно выбрать так, чтобы удовлетворялись следующие условия:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad \varphi = 0. \quad (2.10)$$

В этом случае соотношения (2.9) приобретают вид:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \frac{1}{\mu\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}. \quad (2.11)$$

Обозначая $c^2/\varepsilon = v^2$, где v – скорость света в среде и полагая $\mu \approx 1$, подставим выражения (2.11) в (2.8). В результате для векторного потенциала получим уже известное нам волновое уравнение

$$\Delta \mathbf{A} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2}. \quad (2.12)$$

Уравнению (2.12) удовлетворяет решение в виде однородной плоской монохроматической волны

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a}_k e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \mathbf{a}_k^* e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}, \quad (2.13)$$

$$\mathbf{a}_k = \mathbf{a}_{0k} e^{-i\omega t}, \quad \mathbf{a}_{0k} = \mathbf{A}_{0k} e^{-i\varphi_{0k}}, \quad |\mathbf{k}| = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.14)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точки; \mathbf{A}_{0k} , ω и φ_{0k} – амплитуда, частота и начальная фаза колебаний; λ – длина волны; \mathbf{k} – волновой вектор.

Выражения для напряженностей электрического и магнитного полей плоской монохроматической волны имеют вид:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t - \varphi_0), \quad (2.15)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \sin(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t - \varphi_0). \quad (2.16)$$

Мгновенное значение объемной плотности энергии поля равно

$$u = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} E^2 + \frac{\mu\mu_0}{2} H^2. \quad (2.17)$$

Плотность состояний поля. Рассмотрим световое поле в замкнутой полости объемом V , заполненной диэлектрической средой.

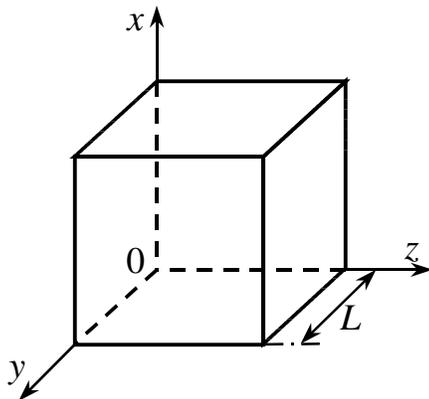


Рис. 2.1. К расчету плотности состояний светового поля: геометрия полости

Положим, что полость имеет форму куба со стороной L . Совместим ребра куба с осями декартовой системы координат (рис. 2.1). Грани куба будем считать идеально проводящими. Так как тангенциальная состав-

ляющая электрического поля на проводящих стенках куба равна нулю, на каждой из них будет выполняться граничное условие:

$$\dot{\mathbf{E}} \times \dot{\mathbf{n}}_i = 0, \quad (2.18)$$

где $\dot{\mathbf{n}}_i$ ($i = 1, 2, \dots, 6$) – вектор нормали к соответствующей грани куба.

Решение волнового уравнения (2.8), удовлетворяющее граничным условиям (2.18), имеет вид:

$$\dot{\mathbf{E}}_k = \dot{\mathbf{E}}_{k0}(x, y, z) \cdot \sin(\omega t + \varphi_{k0}), \quad (2.19)$$

где φ_{k0} – начальная фаза колебаний. Пространственная конфигурация поля в полости соответствует стоячим световым волнам вида:

$$\begin{aligned} E_{k0x} &= E_{k0x}^a \cdot \cos(k_x x) \cdot \sin(k_y y) \cdot \sin(k_z z), \\ E_{k0y} &= E_{k0y}^a \cdot \sin(k_x x) \cdot \cos(k_y y) \cdot \sin(k_z z), \\ E_{k0z} &= E_{k0z}^a \cdot \sin(k_x x) \cdot \sin(k_y y) \cdot \cos(k_z z), \end{aligned} \quad (2.20)$$

причем составляющие волнового вектора удовлетворяют соотношениям:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2, \quad (2.21)$$

$$k_x = m_x \frac{\pi}{L}, \quad k_y = m_y \frac{\pi}{L}, \quad k_z = m_z \frac{\pi}{L}, \quad (2.22)$$

где $m_x, m_y, m_z = 0, 1, 2, \dots$ – произвольные целые числа.

Из уравнения Максвелла (2.3) и материального уравнения (2.5) следует, что для электронейтральной среды, заполняющей полость,

$$\nabla \dot{\mathbf{E}}_k = 0. \quad (2.23)$$

Согласно выражению (2.19), это означает, что

$$\nabla \dot{\mathbf{E}}_{k0} = 0. \quad (2.24)$$

Выполняя дифференцирование в (2.24) с учетом выражений (2.20), нетрудно убедиться, что для стоячих световых волн в полости

$$\dot{\mathbf{E}}_k \dot{\mathbf{k}} = 0. \quad (2.25)$$

Это равенство говорит об ортогональности векторов $\dot{\mathbf{E}}$ и $\dot{\mathbf{k}}$. Если числа m_x, m_y и m_z заданы, то вектор $\dot{\mathbf{k}}$ определен и в перпендикулярной ему плоскости остаются только две степени свободы для выбора направления вектора $\dot{\mathbf{E}}$. Другими словами, при заданном $\dot{\mathbf{k}}$ световая волна может иметь два независимых состояния поляризации.

Как следует из выражений (2.20), числа m_x, m_y и m_z определяют количество узлов стоячей волны в полости по соответствующим координатным осям. Таким образом, пространство волновых векторов образует трехмерную решетку, координаты узлов которой задаются формулами (2.22). Объем элементарной ячейки этой решетки равен

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{8\pi^3}{L^3}. \quad (2.26)$$

Каждой такой ячейке соответствуют две стоячие волны (моды) со взаимно ортогональными поляризациями.

Рассчитаем число мод, приходящихся на частотный интервал от ω до $\omega + d\omega$. Волновое число k и частота ω связаны соотношением $\omega = vk$. Поэтому в k -пространстве данному интервалу частот соответствует шаровой слой радиусом $k = \omega/v$, толщиной $dk = d\omega/v$ и объемом $4\pi k^2 dk = 4\pi\omega^2 d\omega/v^3$. Обозначим плотность состояний поля в полости через $g(\omega)$. Разделив объем шарового слоя на объем элементарной ячейки, на ширину спектрального интервала $d\omega$, на объем полости V и умножив на 2, чтобы учесть две возможные поляризации, получим:

$$g(\omega) = \frac{\omega^2}{\pi^2 v^3}. \quad (2.27)$$

Полученный результат не зависит от формы и размеров полости. Поэтому при $L \rightarrow \infty$ и $v = c$ выражение (2.27) дает плотность мод светового поля в свободном пространстве (вакууме).

Разложение поля на осцилляторы. Итак, световое поле можно представить в виде набора дискретных волн (мод) с различными значениями вектора \mathbf{k} . Запишем энергию колебаний для k -той моды поля:

$$U_k(t) = \frac{1}{2} \int_V (\epsilon\epsilon_0 \mathbf{E}_k^2 + \mu\mu_0 \mathbf{H}_k^2) dV. \quad (2.28)$$

Поскольку электрическая и магнитная составляющие волны имеют одинаковую энергию, вместо формулы (2.39) можно записать:

$$U_k(t) = \int_V \epsilon\epsilon_0 \dot{\mathbf{E}}_k^2 dV. \quad (2.29)$$

Выразим напряженность электрического поля через векторный потенциал с помощью формул (2.11), (2.13) и (2.14):

$$\mathbf{E}_k = i\omega_k \left[\mathbf{a}_{0k} e^{-i(\omega_k t - \mathbf{k}\mathbf{r})} - \mathbf{a}_{0k}^* e^{i(\omega_k t - \mathbf{k}\mathbf{r})} \right]. \quad (2.30)$$

Так как мгновенное значение энергии поля недоступно для измерения, усредним $U_k(t)$ по периоду световых колебаний. Подставив выражение (2.30) в формулу (2.29) и выполнив усреднение по времени, получим:

$$U_k = 2V\epsilon\epsilon_0 \mathbf{a}_{0k} \mathbf{a}_{0k}^*. \quad (2.31)$$

Введем новые переменные $\dot{\mathbf{Q}}_k$ и $\dot{\mathbf{P}}_k$, определив их соотношениями

$$\dot{\mathbf{Q}}_k = \sqrt{\epsilon\epsilon_0 V} (\mathbf{a}_{0k} + \mathbf{a}_{0k}^*), \quad (2.32)$$

$$\dot{\mathbf{P}}_k = -i\omega_k \sqrt{\epsilon\epsilon_0 V} (\mathbf{a}_{0k} - \mathbf{a}_{0k}^*). \quad (2.33)$$

Тогда \dot{a}_{0k} и \dot{a}_{0k}^* выразятся через \dot{Q}_k и \dot{P}_k следующим образом:

$$\dot{a}_{0k} = \frac{1}{2\omega_k \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 V}} (\omega_k \dot{Q}_k + i\dot{P}_k), \quad (2.34)$$

$$\dot{a}_{0k}^* = \frac{1}{2\omega_k \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 V}} (\omega_k \dot{Q}_k - i\dot{P}_k). \quad (2.35)$$

Дивергенция векторного потенциала, согласно формуле (2.10), равна нулю. Используя выражение (2.13) для $\dot{A}_k(\mathbf{r}, t)$, легко убедиться, что

$$\dot{k} \dot{a}_{0k} = \dot{k} \dot{a}_{0k}^* = 0. \quad (2.36)$$

При этом из (2.32) и (2.33) сразу же следует, что

$$\dot{k} \dot{Q}_k = 0 \quad \text{и} \quad \dot{k} \dot{P}_k = 0. \quad (2.37)$$

Таким образом, векторы \dot{Q}_k и \dot{P}_k перпендикулярны направлению распространения волны, а следовательно, имеют по два независимых направления поляризации, которые мы будем обозначать индексом σ .

Подставляя \dot{a}_{0k} и \dot{a}_{0k}^* из выражений (2.34) и (2.35) в формулу (2.31) для средней энергии, находим:

$$U_{k\sigma} = \frac{1}{2} (P_{k\sigma}^2 + \omega_k^2 Q_{k\sigma}^2). \quad (2.38)$$

Выражение (2.38) представляет собой *гамильтониан классического гармонического осциллятора*. Для того чтобы получить полную энергию поля U , необходимо просуммировать значения $U_{k\sigma}$ по двум поляризациям σ и всем возможным значениям волнового вектора \dot{k} :

$$U = \sum_{\dot{k}} \sum_{\sigma=1}^2 U_{k\sigma} = \sum_{\dot{k}} \sum_{\sigma=1}^2 \frac{1}{2} (P_{k\sigma}^2 + \omega_k^2 Q_{k\sigma}^2). \quad (2.39)$$

Вторичное квантование: переход к фотонному представлению.

При исследовании поведения квантовомеханических объектов во времени используются два различных подхода. В первом исследуется изменение состояния данного микрообъекта во времени. Во втором изучается изменение числа микрообъектов в определенном квантовом состоянии. В отношении оптического излучения первый подход применить нельзя, т. к. при взаимодействии света с веществом фотоны рождаются или исчезают и следить за изменением состояния какого-либо отдельного фотона невозможно. Поэтому вторым подходом, который называется *методом вторичного квантования*. В этом методе переменные $P_{k\sigma}$ и $Q_{k\sigma}$ заменяются соответствующими квантовомеханическими операторами $\hat{P}_{k\sigma}$ и $\hat{Q}_{k\sigma}$, а гамильтониан светового поля приобретает следующий вид:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\sigma=1}^2 \hat{H}_{k\sigma} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\sigma=1}^2 \frac{1}{2} (\hat{P}_{k\sigma}^2 + \omega_k^2 \hat{Q}_{k\sigma}^2). \quad (2.40)$$

Операторы $\hat{P}_{k\sigma}$ и $\hat{Q}_{k\sigma}$ подчиняются коммутационному соотношению:

$$[\hat{Q}_{k\sigma}, \hat{P}_{k\sigma}] = \hat{Q}_{k\sigma} \hat{P}_{k\sigma} - \hat{P}_{k\sigma} \hat{Q}_{k\sigma} = i\mathbf{h}, \quad (2.41)$$

где \mathbf{h} – постоянная Планка. Заменяем $\hat{P}_{k\sigma}$ и $\hat{Q}_{k\sigma}$ на другие операторы:

$$\hat{a}_{k\sigma} = \frac{1}{\sqrt{2\mathbf{h}\omega_k}} (\omega_k \hat{Q}_{k\sigma} + i\hat{P}_{k\sigma}), \quad (2.42)$$

$$\hat{a}_{k\sigma}^+ = \frac{1}{\sqrt{2\mathbf{h}\omega_k}} (\omega_k \hat{Q}_{k\sigma} - i\hat{P}_{k\sigma}). \quad (2.43)$$

Можно показать, что коммутатор введенных операторов равен

$$[\hat{a}_{k\sigma}, \hat{a}_{k\sigma}^+] = \hat{a}_{k\sigma} \hat{a}_{k\sigma}^+ - \hat{a}_{k\sigma}^+ \hat{a}_{k\sigma} = 1, \quad (2.44)$$

а гамильтониан светового поля запишется следующим образом:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\sigma=1}^2 \mathbf{h}\omega_k \left(\hat{a}_{k\sigma}^+ \hat{a}_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.45)$$

Рассмотрим физический смысл операторов $\hat{a}_{k\sigma}^+$ и $\hat{a}_{k\sigma}$. Введем волновую функцию $\psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t)$, квадрат модуля которой дает вероятность того, что в момент времени t в $k\sigma$ -состоянии (моде с волновым вектором \mathbf{k} и поляризацией σ) будут обнаружены $n_{k\sigma}$ фотонов. Действия операторов $\hat{a}_{k\sigma}^+$ и $\hat{a}_{k\sigma}$ на функцию $\psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t)$ определяются формулами:

$$\hat{a}_{k\sigma}^+ \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) = \sqrt{n_{k\sigma} + 1} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma} + 1, t), \quad (2.46)$$

$$\hat{a}_{k\sigma} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) = \sqrt{n_{k\sigma}} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma} - 1, t). \quad (2.47)$$

Единица в подкоренном выражении формулы (2.46) отвечает за процесс спонтанного испускания фотона, а $n_{k\sigma}$ – за вынужденные переходы с испусканием (формула (2.46)) и поглощением (формула (2.47)) фотона соответственно. Поэтому величина $\hat{a}_{k\sigma}^+$ называется *оператором рождения*, а $\hat{a}_{k\sigma}$ – *оператором уничтожения* фотона.

Запишем уравнение для стационарных состояний поля k -й моды:

$$\hat{H}_{k\sigma} \psi_{k\sigma} = U_{k\sigma} \psi_{k\sigma}. \quad (2.48)$$

Поддействуем введенным оператором $\hat{H}_{k\sigma}$ на волновую функцию $\psi_{k\sigma}$:

$$\begin{aligned} \mathbf{h}\omega_k \left(\hat{a}_{k\sigma}^+ \hat{a}_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right) \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) &= \mathbf{h}\omega_k \left[\hat{a}_{k\sigma}^+ \sqrt{n_{k\sigma}} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma} - 1, t) + \frac{1}{2} \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t) \right] = \\ &= \mathbf{h}\omega_k \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right) \psi_{k\sigma}(n_{k\sigma}, t). \end{aligned} \quad (2.49)$$

Сравнивая полученный результат с уравнением (2.48), замечаем, что

$$U_{k\sigma} = \hbar\omega_k \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.50)$$

Отсюда для полной энергии светового поля получаем:

$$U = \sum_k \sum_{\sigma=1}^2 \hbar\omega_k \left(n_{k\sigma} + \frac{1}{2} \right). \quad (2.51)$$

Полная энергия поля представляет собой сумму энергий отдельных фотонов, “населяющих” все моды поля.

Когерентность волн и статистика фотонов. Очевидно, что квантовая структура поля тем менее заметна, чем большее число фотонов содержится в одной моде поля. Поэтому условием перехода от квантового представления к волновому может служить соотношение

$$n_{k\sigma} \gg 1, \quad (2.52)$$

которое называется *условием классичности*. Физически возможность накопления множества фотонов в одном и том же квантовом состоянии обусловлена бозонным характером статистики фотонов. Бозоны, в отличие от фермионов, могут занимать одно и то же квантовое состояние в неограниченном количестве, причем вероятность появления нового фотона в той же моде поля тем выше, чем сильнее эта мода уже заселена.

Когерентность световых волн – это согласованность протекания колебательных процессов, выражающаяся в закономерной связи между фазами, частотами, поляризациями и амплитудами этих волн.

Если все фотоны находятся в одном квантовом состоянии (моде), то мы имеем дело с плоской монохроматической световой волной с заданным волновым вектором и поляризацией. Близкие по свойствам поля дают одномодовые лазерами, работающие при значительном превышении порога генерации. Этот случай соответствует полной когерентности световых колебаний. В другом предельном случае равновесного теплового излучения фотоны почти равномерно распределены по различным модам поля. Излучение такого типа некогерентно. Таким образом, когерентность излучения принципиально связана с его неравновесностью. С другой стороны, когерентность излучения тем выше, чем сильнее выражены его волновые и слабее – корпускулярные свойства. Поэтому условие классичности светового поля (2.52) в известной степени определяет также и условие его когерентности.

Лекция 3. ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Тепловое излучение. *Тепловым* называют электромагнитное излучение тела, находящегося в состоянии термодинамического равновесия с окружающей средой. Такое излучение испускается всеми телами при любых температурах T отличных от нуля.

Для абсолютно черного тела спектральная плотность энергии равновесного излучения в единице объема дается *формулой Планка*

$$u(\omega) = g(\omega) \cdot f(\omega, T) \cdot \hbar\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}, \quad (3.1)$$

где k – постоянная Больцмана, $\hbar\omega$ – энергия фотона, $g(\omega)$ – плотность состояний поля, $f(\omega, T)$ – вероятность заполнения состояний фотонами, задаваемая функцией распределения Бозе – Эйнштейна

$$f(\omega, T) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1}. \quad (3.2)$$

Формула Планка справедлива при любых температурах и для любых частот, поэтому из нее следуют все законы теплового излучения.

Излучение абсолютно черного тела используется в оптоэлектронике для калибровки источников и приемников излучения.

Люминесценция. По определению Вавилова – Видемана, *люминесценция* – это излучение избыточное над тепловым излучением тела при данной температуре и продолжающееся после прекращения возбуждения в течение времени, превышающего период световых колебаний.

Для возбуждения люминесценции энергия должна подводиться к телу каким-либо нетепловым способом. По способу возбуждения выделяют несколько видов люминесценции. *Фотолюминесценция* – свечение вещества под действием оптического излучения (обычно видимого или ультрафиолетового). *Электролюминесценция* – свечение под действием электрического поля (связана с протеканием через вещество электрического тока). *Катодолюминесценция* – свечение вещества при бомбардировке его пучком быстрых электронов. *Радиолюминесценция* – свечение некоторых сред под действием продуктов радиоактивного распада (α -, β - и γ -лучей) и космического излучения. В современной оптоэлектронике чаще всего используется электролюминесценция твердых тел.

Спонтанное и вынужденное излучение. Рассмотрим замкнутую систему, состоящую из атомов одного сорта. В энергетическом спектре атомов выделим два уровня с энергиями E_i и E_j (рис. 3.1).

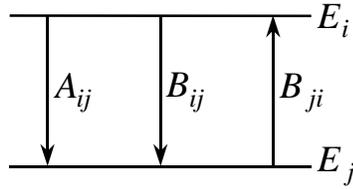


Рис. 3.1. Оптические переходы в двухуровневой системе

Между выделенными уровнями возможны оптические переходы трех типов: спонтанные переходы с излучением (A_{ij}), вынужденные переходы с излучением (B_{ij}) и с поглощением (B_{ji}) света. Энергия испускаемого (поглощаемого) при этом кванта равна $\omega_{ij} = (E_i - E_j)/\hbar$, а вероятности соответствующих переходов равны:

$$p_{ij}^{sp} = A_{ij}, \quad (3.3)$$

$$p_{ij}^{st} = B_{ij}u(\omega_{ij}), \quad (3.4)$$

$$p_{ji}^{st} = B_{ji}u(\omega_{ij}). \quad (3.5)$$

Здесь A_{ij} – коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов, B_{ij} и B_{ji} – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов с испусканием (B_{ij}) и поглощением (B_{ji}) кванта, $u(\omega_{ij})$ – плотность энергии излучения на частоте ω_{ij} в расчете на единицу объема. Коэффициенты A_{ij} , B_{ij} и B_{ji} связаны между собой соотношениями:

$$A_{ij} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 v^2 v_g} B_{ij}; \quad B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} B_{ji}, \quad (3.6)$$

где v и v_g – фазовая и групповая скорости света в веществе, g_i и g_j – кратности вырождения или статистические веса уровней i и j .

Положительная и отрицательная люминесценция. Так как люминесценция есть превышение спонтанного излучения над тепловым излучением системы, для мощности люминесценции имеем:

$$P_l(\omega_{ij}) = \left[A_{ij}n_i - g_i B_{ij}u(\omega_{ij}) \left(\frac{n_j}{g_j} - \frac{n_i}{g_i} \right) \right] \hbar\omega_{ij}, \quad (3.7)$$

где $u(\omega_{ij})$ – плотность теплового излучения, n_i и n_j – населенности верхнего и нижнего уровней. В состоянии термодинамического равновесия населенности уровней распределены по Больцману:

$$\frac{n_i}{g_i} = \frac{n_j}{g_j} e^{-\frac{\hbar\omega_{ij}}{kT}}, \quad (3.8)$$

Если в результате нарушения равновесия окажется, что

$$\frac{n_i}{g_i} > \frac{n_j}{g_j} e^{-\frac{\hbar\omega_{ij}}{kT}}, \quad (3.9)$$

то мощность люминесценции будет положительной. При выполнении обратного соотношения мощность люминесценции окажется отрицательной. Понятие об *отрицательной люминесценции* впервые было введено Б. И. Степановым в 1955 – 1956 годах.

Оптическое усиление и суперлюминесценция. Введем коэффициент поглощения в среде на частоте ω_{ij} в расчете на единицу длины $\alpha(\omega_{ij})$. Тогда выражение (3.7) можно переписать в виде:

$$P_l(\omega_{ij}) = P_{sp}(\omega_{ij}) - v_g \alpha(\omega_{ij}) u(\omega_{ij}). \quad (3.10)$$

Сравнивая формулы (3.7) и (3.10), для коэффициента $\alpha(\omega_{ij})$ получаем:

$$\alpha(\omega_{ij}) = \frac{\hbar\omega_{ij}}{v_g} g_i B_{ij} \left(\frac{n_j}{g_j} - \frac{n_i}{g_i} \right). \quad (3.11)$$

Согласно данному выражению и формуле Больцмана (3.8), коэффициент поглощения системы в состоянии равновесия равен

$$\alpha(\omega_{ij}) = \frac{\hbar\omega_{ij}}{v_g} g_i B_{ij} \frac{n_j}{g_j} \left(1 - e^{-\frac{\hbar\omega_{ij}}{kT}} \right) > 0, \quad (3.12)$$

т. е. в отсутствие возбуждения этот коэффициент положителен. Согласно формуле (3.11), он станет отрицательным, если окажется, что

$$\frac{n_i}{g_i} > \frac{n_j}{g_j}. \quad (3.13)$$

Если к соотношению (3.13) применить формулу Больцмана, то одновременно следует предположить, что температура системы отрицательна:

$$T < 0. \quad (3.14)$$

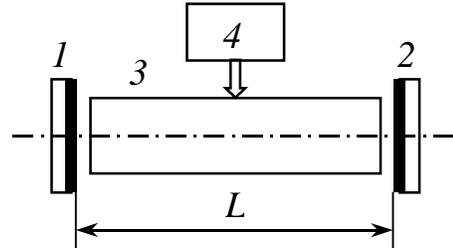
Состояние вещества, при котором выполняется условие (3.13) или (3.14), называется *состоянием с инверсной населенностью уровней*, или *состоянием с отрицательной температурой*. Такое состояние может возникнуть, если вещество подвергается достаточно мощному внешнему возбуждению нетепловой природы. Такого рода внешнее воздействие называется *накачкой*, а вещество с инверсной населенностью уровней – *активным веществом*.

Отрицательность коэффициента поглощения означает, что вещество в инверсном состоянии способно усиливать падающее на него излучение, т. е. может служить *оптическим квантовым усилителем*. Кроме того, в инверсной среде неизбежно возникает собственная люминесцен-

ция – результат спонтанных переходов, стремящихся вернуть систему в равновесное состояние. Испускаемые при этом кванты будут вызывать вынужденные переходы. Собственную люминесценцию, усиленную за счет вынужденного излучения, называют *усиленной люминесценцией*, или *суперлюминесценцией*.

Лазерная генерация. Для превращения оптического усилителя в *оптический квантовый генератор* или *лазер* необходимо обеспечить *положительную оптическую обратную связь* достаточной величины.

Рис. 3.2. Схема лазера:
1 и 2 – зеркала резонатора; 3 – активное вещество;
4 – система накачки



Такая положительная обратная связь создается путем помещения активного вещества в *открытый оптический резонатор*, образованный двумя параллельными зеркалами и не имеющий боковых поверхностей (рис. 3.2). По крайней мере одно из этих зеркал делается полупрозрачным для вывода генерируемого излучения из лазера.

Рассмотрим условия самовозбуждения лазера. Введем обозначение:

$$g = -\alpha(\omega_{ij}). \quad (3.15)$$

Параметр g называется *коэффициентом усиления* активной среды по интенсивности. Помимо усиления, распространяющийся в среде свет испытывает потери, обусловленные посторонними механизмами поглощения, рассеянием на неоднородностях и т. п. Эти потери, называемые *внутренними*, мы будем характеризовать коэффициентом α_i . Кроме того, существуют *внешние потери*, обусловленные выходом излучения из активного вещества через зеркала резонатора, дифракцией и другими причинами. Потери на выход излучения через зеркала называют *полезными потерями*, благодаря этому процессу можно использовать генерируемое лазером излучение.

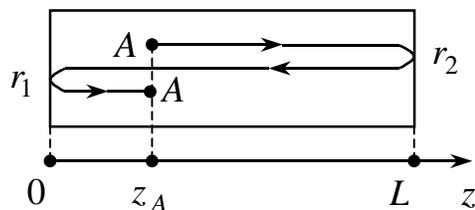


Рис. 3.3. К выводу условий самовозбуждения лазера

Представим напряженность электрического поля световой волны в точке A с координатой z_A (рис. 3.3) в виде:

$$E_A = E_0 e^{-i(\omega t - kz_A + \varphi_0)}. \quad (3.16)$$

После полного (двойного) обхода резонатора световой волной и возвращения ее в ту же точку A напряженность поля окажется равной

$$\begin{aligned} E &= E_0 r_1 e^{-i\delta\varphi_1} r_2 e^{-i\delta\varphi_2} e^{\frac{1}{2}(g - \alpha_i)2L} e^{-i[\omega t - k(z_A + 2L) + \varphi_0]} = \\ &= r_1 r_2 e^{-i(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) + (g - \alpha_i)L} E_A. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Здесь r_1 и r_2 – модули коэффициентов отражения зеркал резонатора по амплитуде, $\delta\varphi_1$ и $\delta\varphi_2$ – фазовые сдвиги при отражении от зеркал, L – длина резонатора, полностью заполненного активным веществом. Коэффициенты отражения зеркал по интенсивности R_1 и R_2 выражаются через r_1 и r_2 :

$$R_1 = r_1^2; \quad R_2 = r_2^2. \quad (3.18)$$

Если квантовая система работает как генератор, то напряженность поля в точке A должна оставаться неизменной ($E = E_A$). Таким образом, условием стационарной генерации является выполнение равенства

$$\sqrt{R_1 R_2} \cdot e^{-i(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) + (g - \alpha_i)L} = 1. \quad (3.19)$$

Используя формулу Эйлера для комплексных чисел и приравнявая по отдельности действительные и мнимые части в формуле (3.19), получим:

$$\sin(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) = 0, \quad (3.20)$$

$$\sqrt{R_1 R_2} \cdot e^{(g - \alpha_i)L} \cdot \cos(\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + 2kL) = 1. \quad (3.21)$$

Так как $k = 2\pi/\lambda$, для выполнения условия (3.20) необходимо, чтобы длина волны излучения удовлетворяла следующему соотношению:

$$\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2 + \frac{4\pi}{\lambda_q} L = 2\pi q \quad \text{или} \quad L = q \frac{\lambda_q}{2} \left(1 - \frac{\delta\varphi_1 + \delta\varphi_2}{2\pi q} \right), \quad (3.22)$$

где q – целое число. Так как для всех лазеров $L \gg \lambda$ значение q очень велико (порядка 10^3 для полупроводниковых и 10^6 для газовых лазеров). Поэтому при $q \gg 1$ вместо формул (3.22) можно записать:

$$L = q \frac{\lambda_q}{2}. \quad (3.23)$$

При выполнении условия (3.20) косинус в выражении (3.21) равен единице, откуда сразу же следует, что

$$g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}. \quad (3.24)$$

Соотношения (3.23) и (3.24) носят названия *фазового (интерферен-*

ционного) и амплитудного (энергетического) условий генерации. По сути, формула (3.23) есть условие образования стоячих волн в резонаторе. Собственные типы колебаний открытого резонатора, соответствующие установлению в нем стоячих световых волн, называют *модами* резонатора. Согласно (3.24), усиление в активном веществе должно в точности компенсировать внутренние потери и потери на выход излучения через зеркала резонатора. Минимальная мощность накачки, при котором выполняется данное условие, называется *порогом генерации*.

Свойства лазерного излучения. Время когерентности излучения τ_c связано с шириной спектра генерации лазера $\Delta\nu$ соотношением:

$$\tau_c \Delta\nu \geq \frac{1}{4\pi} . \quad (3.25)$$

Параметр

$$l_c = c\tau_c , \quad (3.26)$$

где c – скорость света в вакууме, называется *длиной когерентности*.

Тепловое излучение и люминесценция вызываются спонтанными переходами, испускаемые при этом кванты не согласованы по фазе. Поэтому люминесценция и тепловое излучение некогерентны. Лазерное излучение формируется за счет вынужденных переходов, при которых все испускаемые фотоны идентичны друг другу. Поэтому лазерное излучение обладает высокой временной когерентностью. Наименьшие значения $\Delta\nu$ характерны для газовых лазеров. При $\Delta\nu = 1$ КГц длина когерентности лазерного излучения составляет более 30 км. Для сравнения – длина когерентности излучения люминесцентной лампы на парах натрия имеет значение порядка 3 мм. Для тепловых источников ширина спектра еще больше, а временная когерентность излучения еще ниже.

С пространственной когерентностью излучения связана его направленность. Высокую направленность лазерного пучка качественно можно объяснить тем, что усиление при многократных проходах через активную среду испытывают лишь те волны, которые не отклоняются сколько-нибудь значительно от оси резонатора. Наименьшая расходимость характерна для газовых лазеров, в которых используются относительно длинные резонаторы. Полупроводниковые лазеры дают излучение с большой расходимостью из-за малой (менее 1 мм) длины резонатора.

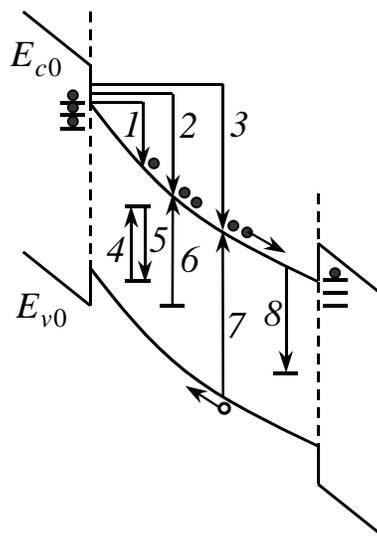
Лекция 4. ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Наибольший интерес для оптоэлектроники представляют твердотельные источники излучения, допускающие эффективную интеграцию с другими оптоэлектронными элементами (оптическими волноводами, фотодетекторами, элементами управления и т. д.).

Различают два вида электролюминесценции твердых тел: инжекционную и предпробойную.

Предпробойная электролюминесценция. Это явление наблюдается в *кристаллофосфорах* – полупроводниках с широкой запрещенной зоной, в которые вводятся примеси (*активаторы*), играющие роль центров излучения. В качестве основного материала обычно используются сульфид (ZnS) и селенид цинка (ZnSe). В качестве активатора используются медь (Cu), марганец (Mn), серебро (Ag), золото (Au), ртуть (Hg), тербий (Tb), эрбий (Er), тулий (Tm) и др. Кроме активаторов, в ZnS вводятся *соактиваторы*, которые сами не вызывают свечения, но влияют на действие активатора. Это алюминий (Al), хлор (Cl) и др. Существуют примеси, наличие которых в ZnS нежелательно, т. к. они формируют центры, через которые носители заряда рекомбинируют безызлучательно – это железо (Fe), кобальт (Co), никель (Ni) и др.

Рис. 4.1. Зонная диаграмма и переходы электронов в изолированном зерне или пленке люминофора, находящихся между двумя диэлектрическими слоями.



Рассмотрим процессы, происходящие в тонкой пленке люминофора. На рис. 4.1 показана зонная диаграмма структуры, состоящей из слоя полупроводника между двумя диэлектриками, помещенной во внешнее электрическое поле. Полярность приложенного напряжения отрицательна на левой стороне пленки. Электроны с поверхностных уровней на левой границе пленки попадают в полупроводник, где ускоряются полем. Накопив энергию, электрон отдает ее другому электрону, вызывая внутривалентный переход (процессы 1 и 4), ионизируя центр свечения (переходы 2 и 6) или атом основного вещества (переходы 3 и 7). Образо-

вавшиеся свободные электроны скапливаются у правой границы пленки, а дырки – у левой. После изменения полярности напряжения носители возвращаются в объем пленки, при этом электроны захватываются центрами свечения (переход 8) или рекомбинируют с дырками в валентной зоне (переход обратный 7), вызывая свечение пленки. Одновременно у правой границы пленки происходят описанные выше процессы ионизации. Когда поле вновь изменит полярность, рекомбинация будет происходить у правой границы пленки, а ионизация – у левой. Таким образом, за один период напряжения формируются два всплеска интенсивности излучения, называемые *волнами яркости*, т. е. при частоте возбуждающего напряжения f свет будет пульсировать с частотой $2f$.

Спектр излучения определяется составом люминофора, типом активатора и соактиватора. В ZnS удастся получить излучение в диапазоне от 450 нм (синее свечение) до 600 нм (оранжевое свечение). Изменение содержания меди позволяет варьировать цвет от синего до зеленого. Введение марганца позволяет получать желтое и желто-оранжевое свечение. При легировании ZnS тулием получают голубое свечение, тербием – зеленое, эрбием – красное, празеодимом – белое.

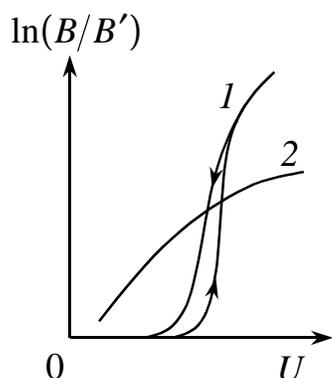


Рис. 4.2. Вольт-яркостные характеристики пленочных (1) и порошковых (2) электролюминесцентных излучателей

Вольт-яркостные характеристики пленочных люминофоров имеют большую крутизну и ярко выраженное пороговое напряжение зажигания (рис. 4.2). В люминофорах на основе ZnS:Mn наблюдается гистерезис в области максимальной крутизны характеристики. Наличие петли означает, что подобная структура способна к запоминанию информации.

В электрическом отношении подобная структура представляет собой конденсатор. Поэтому излучатели, работающие на переменном напряжении, называют *электролюминесцентными конденсаторами*. Типичное напряжение питания 50 – 300 В, рабочая частота 400 – 800 Гц.

Области применения электролюминесцентных излучателей – знакосинтезирующие индикаторы, световые шкалы, экраны, табло, многоцветные мнемосхемы, усилители и преобразователи изображения и т. д.

Инжекционная люминесценция в полупроводниках. Инжекционная люминесценция – это свечение тонкого слоя полупроводника вблизи p - n -перехода, включенного в прямом направлении. В ее основе лежат инжекция неосновных носителей заряда через p - n -переход и последующая их рекомбинация с основными носителями заряда.

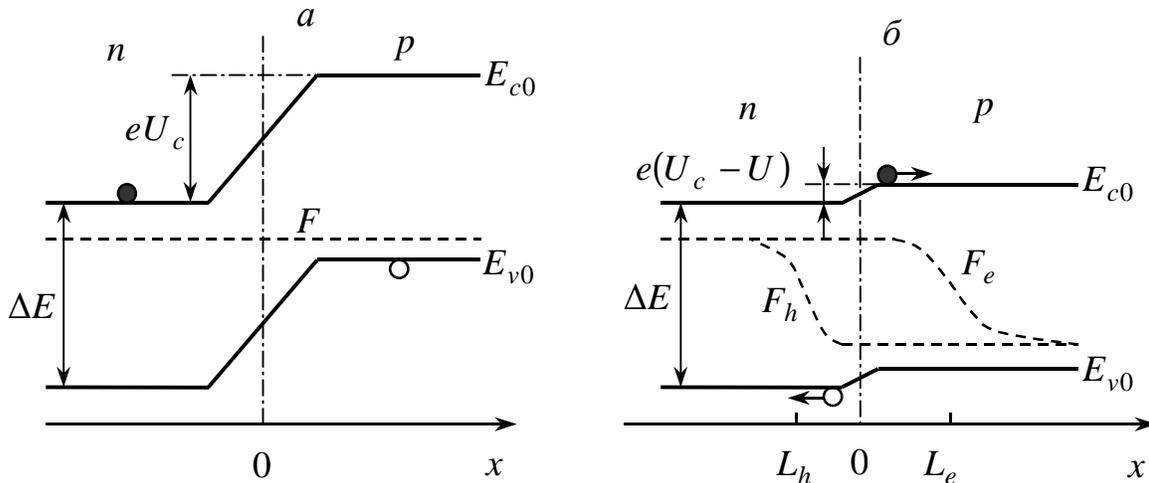


Рис. 4.3. Зонные диаграммы p - n -перехода в состоянии термодинамического равновесия (а) и при прямом смещении (б)

В равновесных условиях электроны и дырки не могут рекомбинировать друг с другом, так как они пространственно разделены энергетическим барьером высотой eU_c , где e – заряд электрона, U_c – контактная разность потенциалов. При включении p - n -перехода в прямом направлении полярность напряжения обратна полярности U_c . При этом высота барьера снижается до величины $e(U_c - U)$ (рис. 4.3). Если $e(U_c - U) \leq kT$, то энергии теплового движения оказывается достаточно для проникновения электронов в p -область структуры, а дырок в n -область. Итак, в основе инжекции лежит тепловая диффузия электронов и дырок при снижении потенциального барьера на p - n -переходе.

Область полупроводника, где происходит основная часть актов рекомбинации, называется *активной областью*. Ее границы определяются диффузионными длинами носителей заряда L_e и L_h , а ширина обычно составляет единицы микрометров.

Эффективность излучательной рекомбинации зависит от вида дисперсионных кривых $E(\vec{p})$, характеризующих зависимость энергии E от квазиимпульса \vec{p} в зоне проводимости и валентной зоне данного полупроводника. Если абсолютный минимум $E_{c0} = E_c(\vec{p}_{e0})$ зоны проводимости и абсолютный максимум валентной зоны $E_{v0} = E_v(\vec{p}_{h0})$ находят-

ся в одной и той же точке зоны Бриллюэна, т. е. $\vec{p}_{e0} = \vec{p}_{h0}$, полупроводник называется *прямозонным*, в противном случае $\vec{p}_{e0} \neq \vec{p}_{h0}$ – *непрямозонным* (рис. 4.4). К прямозонным относятся такие материалы, как GaAs, AlGaAs, InGaAsP и др., к непрямозонным – Si, Ge, GaP и др.

Правила отбора при оптических переходах выражают законы сохранения энергии и импульса частиц в процессе рекомбинации. Квазиимпульс носителей заряда в полупроводнике ограничен значением $\pi\hbar/a$, где a – постоянная кристаллической решетки. Импульс же фотона равен $2\pi\hbar/\lambda$, где λ – длина волны излучения. Для AlGaAs-излучателей $a \approx 0,56$ нм, $\lambda \approx 0,85$ мкм. Видно, что импульс фотона пренебрежимо мал по сравнению с импульсами электрона и дырки. Поэтому при переходе электрона из зоны проводимости в валентную зону с испусканием фотона импульс электрона не должен изменяться. Такой переход называется *прямым* (рис. 4.4 а). Так как носители заряда накапливаются в абсолютных экстремумах зон, вероятность рекомбинации оказывается значительной только в прямозонных полупроводниках, где экстремумы зон соответствуют одному и тому же значению квазиимпульса.

В непрямозонном полупроводнике переход электрона из минимума зоны проводимости в максимум валентной зоны (рис. 4.4 б, процесс 1) запрещен правилом отбора по импульсу. Поэтому, кроме электрона, дырки и фотона, в процессе рекомбинации должна участвовать четвертая частица, способная компенсировать изменение импульса при переходе. Роль такой частицы может играть *фонон* – квант тепловых колебаний кристаллической решетки полупроводника. Однако процесс, в кото-

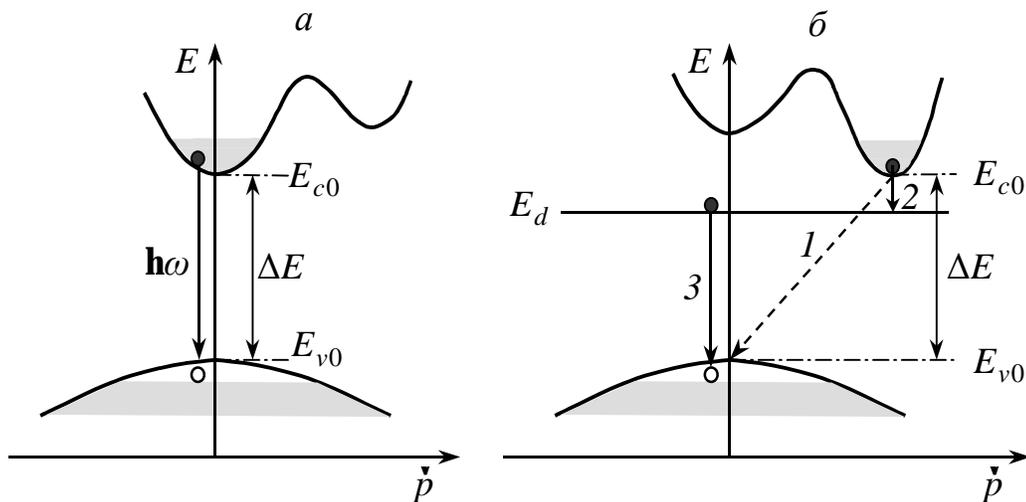


Рис. 4.4. Дисперсионные кривые $E(\vec{p})$ и механизмы излучательных переходов в прямозонных (а) и непрямозонных (б) полупроводниках

ром участвуют четыре или более частиц, менее вероятен, чем рекомбинация электрона и дырки без участия фонона. Поэтому эффективность междозонной излучательной рекомбинации в непрямозонных полупроводниках на несколько порядков ниже, чем в прямозонных.

Вероятность оптических переходов можно повысить, вводя в полупроводник примеси, играющие роль центров излучения. Причина повышения эффективности излучения заключается в следующем. При захвате электрона из зоны проводимости на уровень примеси неопределенность его пространственного положения Δx резко уменьшается, так как электрон локализуется вблизи примесного атома. В соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar$, в той же степени возрастает неопределенность импульса электрона Δp_x . В результате, значения импульса электрона могут захватывать точку, где находится вершина валентной зоны. Таким образом, появляется возможность прямого перехода электрона с уровня примеси E_d в валентную зону, при котором правило отбора по импульсу легко выполняется.

Излучение в гетероструктурах. Мы рассмотрели инжекционную люминесценцию в структурах с *гомопереходом*, т. е. с *p-n*-переходом в однородном полупроводнике. Дополнительные возможности открывают структуры, в которых формируется контакт между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны. Переход между двумя различными полупроводниками в одном и том же кристалле называется *гетеропереходом*, а структура с одним или более гетеропереходами – *гетероструктурой*. Если полупроводники имеют одинаковый тип проводимости, гетеропереход называется *изотипным*, если разный – *анизотипным*. Тип проводимости вещества с большей шириной запрещенной зоны обозначают прописными буквами *N* или *P*, с меньшей – строчными *n* или *p*. Гетеропереход называется *резким*, если его ширина равна нескольким межатомным расстояниям, и *плавным*, если его ширина больше диффузионной длины неосновных носителей заряда.

Для получения качественных гетеропереходов необходимы вещества с минимальной разницей в постоянных кристаллической решетки, так как даже небольшие различия в них приводят к образованию дефектов и к ухудшению характеристик гетероперехода. На рубеже 1960 – 1970-х годов Ж. И. Алферов с сотрудниками получили близкие к идеальным гетероструктуры в системе GaAs–AlGaAs.

Рассмотрим свойства анизотипного *N-p*-гетероперехода (рис. 4.5). При построении энергетической диаграммы исходными являются разрывы зон ΔE_c и ΔE_v и постоянство уровня Ферми по всей структуре. Как видно из диаграммы, потенциальные барьеры для электронов и

дырок на N - p -гетеропереходе различны, в то время как на обычном p - n -переходе они одинаковы (рис. 4.3). Это означает, что в гетероструктуре должна наблюдаться односторонняя инжекция электронов из широкозонного N -слоя в узкозонный p -слой.

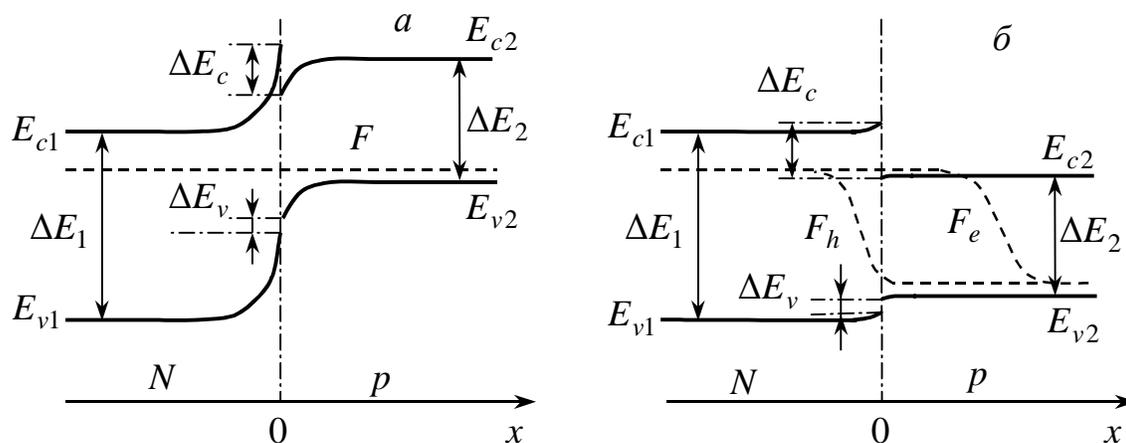


Рис. 4.5. Энергетическая диаграмма резкого N - p -гетероперехода в состоянии термодинамического равновесия (а) и при прямом смещении (б)

Рассмотрим еще одно явление, названное Ж. И. Алферовым *суперинжекцией*. При прямом смещении дно зоны проводимости в узкозонном слое может оказаться ниже, чем в широкозонном. Положение же квазиуровня Ферми для электронов по отношению ко дну зоны проводимости вблизи перехода в узкозонном слое окажется выше, чем в широкозонном (рис. 4.5). Это означает, что концентрация электронов здесь больше, чем в эмиттере. Данный эффект и получил название суперинжекции. Суперинжекция способствует получению инверсии населенностей в инжекционных лазерах. Благодаря ей достигается *динамическое вырождение* носителей в активной области лазера при их инжекции из невырожденного (слаболегированного) эмиттера.

Толщину области, где происходит рекомбинация, можно ограничить, если на некотором расстоянии от инжектирующего перехода поместить изотипный гетеропереход и тем самым создать потенциальный барьер, препятствующий диффузионному растеканию носителей. Предотвращение утечки носителей из активной области с помощью потенциальных барьеров называется *электронным ограничением*. Для удержания носителей высота барьера ΔE_c должна быть больше kT .

Если изотипный гетеропереход расположен вблизи обычного p - n -перехода, то мы имеем дело с *односторонней гетероструктурой* (ОГС). *Двухсторонняя гетероструктура* (ДГС) получается при замене p - n -гомоперехода на N - p -гетеропереход (рис. 4.6). В ДГС узкозонный ак-

тивный слой с обеих сторон заключен между широкозонными эмиттерами. Разрыв в зоне проводимости на p - P -гетеропереходе создает потенциальный барьер для электронов, а разрыв валентной зоны на N - p -гетеропереходе вместе с частью контактной разности потенциалов создает аналогичный барьер для дырок. Таким образом, в ДГС имеет место ограничение не только неосновных, но и основных носителей заряда.

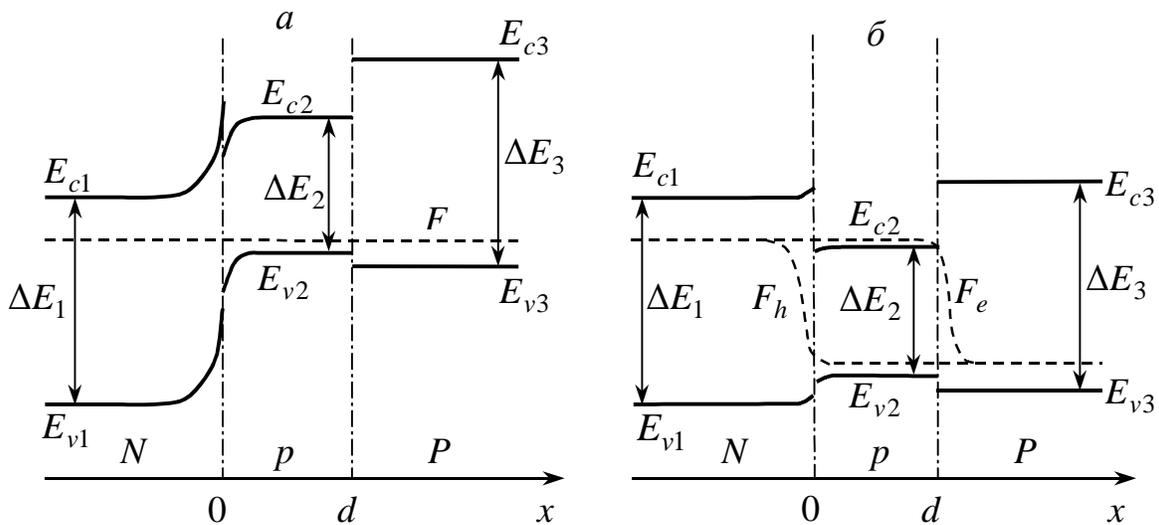


Рис. 4.6 . Энергетическая диаграмма двусторонней N - p - P -гетероструктуры в состоянии термодинамического равновесия (а) и при прямом смещении (б)

Так как показатель преломления узкозонного материала выше, чем широкозонного, часть лучей внутри активного слоя испытывает полное внутреннее отражение на гетерограницах. Это явление называют *эффектом оптического ограничения*. Кроме того, оба эмиттера ДГС прозрачны для излучения испускаемого в активном слое.

Первые источники излучения на основе инжекционной люминесценции (светодиоды) появились в 1960-х годах. Достоинствами светодиодов являются простота модуляции, высокое быстродействие, малые питающие напряжения, надежность, миниатюрность. По назначению различают светодиоды для оптических систем передачи информации, индикаторные светодиоды, светодиоды высокой мощности и др.

Длина волны излучения светодиода определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и легирующими примесями. Разработаны светодиоды, излучающие в диапазоне от инфракрасной до фиолетовой областей спектра. Ватт-амперная характеристика светодиода близка к линейной в широком диапазоне уровней инжекции, за исключением областей очень малых и очень больших токов.

Лекция 5. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В КОГЕРЕНТНОЙ ОПТОЭЛЕКТРОНИКЕ

Суперлюминесцентные излучатели и оптические квантовые усилители. Если среда находится в состоянии инверсной населенности, то вещество усиливает собственное спонтанное излучение. Этот процесс мы назвали суперлюминесценцией. Полупроводниковые суперлюминесцентные диоды (СЛД) по своим свойствам занимают промежуточное положение между светодиодами и инжекционными лазерами. В отличие от лазеров эти источники работают в допороговом режиме, когда коэффициент усиления среды g больше коэффициента внутренних потерь α_i , но меньше коэффициента полных потерь $\alpha_i + (1/2L)\ln(1/R_1R_2)$.

Известно, что информационные операции над оптическими потоками удобнее производить при умеренной мощности излучения. Если необходимо получить мощный сигнал, прибегают к его усилению. Для этого используют *оптические квантовые усилители (ОКУ)*, действие которых основано на использовании вынужденного излучения (рис. 5.1).

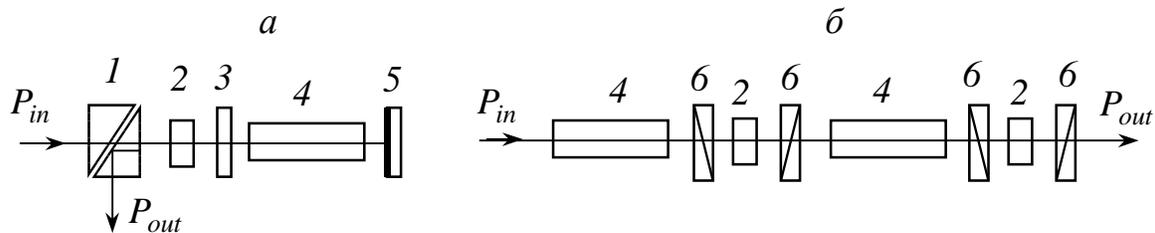


Рис. 5.1. Схемы оптических квантовых усилителей:

a – отражательного; $б$ – двухкаскадного бегущей волны; 1 – призма Глана; 2 – ячейка Фарадея; 3 – частично отражающее зеркало; 4 – активное вещество; 5 – зеркало; б – поляризатор.

В системах передачи информации по оптическому волокну используются полупроводниковые квантовые усилители, схожие по структуре с инжекционными лазерами. Возникновение генерации в них предотвращается путем нанесения просветляющих покрытий на торцевые грани кристалла. Ширина полосы усилителя бегущей волны практически совпадает со спектральной полосой усиления его активного вещества.

Инжекционные лазеры. Резонатор в инжекционном лазере (ИЛ) формируется путем скалывания кристалла по плоскостям спайности перпендикулярно p – n -переходу. Образующиеся зеркальные грани характеризуются френелевским коэффициентом отражения равным

$$R = \left(\frac{\bar{n} - \bar{n}_0}{\bar{n} + \bar{n}_0} \right)^2, \quad (5.1)$$

где \bar{n} и \bar{n}_0 – показатели преломления полупроводника и окружающей

среды. При $\bar{n} = 3,5$ и $\bar{n}_0 = 1$ величина $R \approx 31\%$. Длина резонатора ИЛ очень мала (~ 300 мкм). Полезные потери при этом весьма велики. Тем не менее амплитудное условие генерации выполняется, так как коэффициент усиления в полупроводниках достигает $10^5 - 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Важнейшими достоинствами ИЛ являются: возможность прямой широкополосной модуляции излучения путем модуляции тока накачки; высокий КПД; малые размеры, позволяющие интегрировать лазеры в монокристаллические интегральные схемы, низковольтное питание и др.

Вид ватт-амперной характеристики лазера показан на рис. 5.2. Минимальный ток, при котором выполняется амплитудное условие генерации, называется *пороговым током* I_{th} .

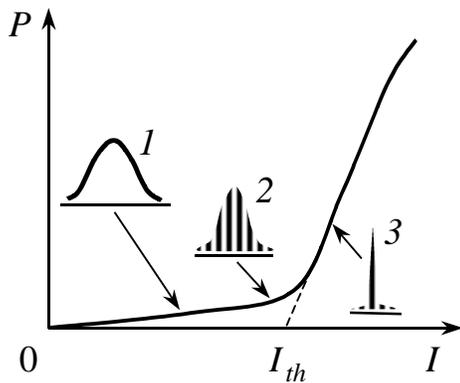


Рис. 5.2. Зависимости мощности излучения от тока накачки:

1, 2, 3 – характер спектров в режимах спонтанного излучения (1), суперлюминесценции (2) и лазерной генерации (3)

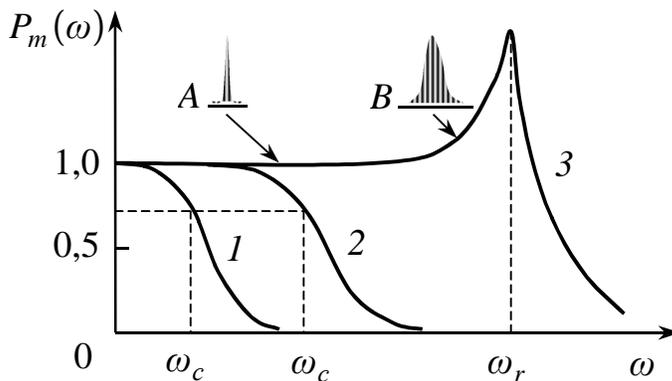


Рис. 5.3. Амплитудно-частотные характеристики светодиода (1), суперлюминесцентного излучателя (2) и инжекционного лазера (3)

Амплитудно-частотная характеристика лазера имеет резонансный характер (рис. 5.3). Эффективность модуляции падает на частотах $\omega > \omega_r$, где ω_r – резонансная частота, зависящая от тока накачки. Если в квазистационарном режиме ($\omega \ll \omega_r$) в спектре лазера присутствует только одна продольная мода (рис. 5.3, точка A), то при модуляции с высокими частотами ($\omega \leq \omega_r$) излучение становится многомодовым (точка B). Расширение спектра при ВЧ-модуляции ухудшает условия передачи световых сигналов по оптическому волокну. Сохранение одномодового спектра в режиме модуляции обеспечивают РБО- и РОС-лазеры, которые называют *динамически одномодовыми лазерами*.

РБО- и РОС-лазеры. При интегрировании ИЛ в пассивный оптический волновод возникают трудности, связанные с ухудшением обратной связи от грани, приводимой в оптический контакт с волноводом. Согласно формуле (5.1), коэффициент отражения грани резко уменьшается из-за близости показателей преломления лазера и пассивного волновода, что приводит к увеличению потерь в резонаторе лазера.

Кардинальное решение проблемы состоит в переходе к лазерам с *распределенными брегговскими отражателями* (РБО) и лазерам с *распределенной обратной связью* (РОС).

РБО-лазер состоит из активной области, в которую инжектируются электроны, и двух отрезков пассивного волновода, верхние поверхности которых гофрированы с периодом Λ (рис. 5.4 и 5.5). Будем считать, что отражение на торцах структуры отсутствует. Условия распространения света в структуре определяются оптической толщиной волновода $\bar{n}d$, где \bar{n} – показатель преломления, а d – ее геометрическая толщина. Поэтому вариация d эквивалентна вариации показателя преломления \bar{n} .

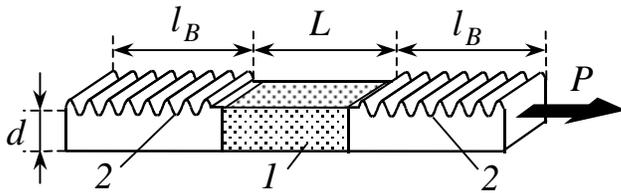


Рис. 5.4. Схема РБО-лазера:
1 – активная область; 2 – распределенные брегговские отражатели

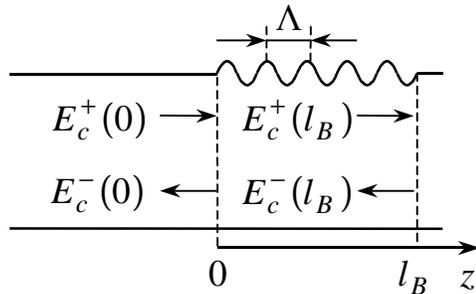


Рис. 5.5. К расчету коэффициента отражения брегговской решетки

Зададим показатель преломления на гофрированном участке в виде:

$$\bar{n}^2(z) = \bar{n}^2 + \delta\bar{n}^2(z), \quad (5.2)$$

$$\delta\bar{n}(z) = \Delta\bar{n} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right). \quad (5.3)$$

Световое поле в волноводе представим как суперпозицию двух связанных волн, бегущих навстречу друг другу. Дифференциальные уравнения для комплексных амплитуд этих волн имеют следующий вид:

$$-\frac{dE_c^+}{dz} - \left[\frac{\alpha_0}{2} + i(k - k_B) \right] E_c^+ = i\chi E_c^-, \quad (5.4)$$

$$\frac{dE_c^-}{dz} - \left[\frac{\alpha_0}{2} + i(k - k_B) \right] E_c^- = i\chi E_c^+. \quad (5.5)$$

Здесь α_0 – коэффициент оптических потерь в волноводе; $k = 2\pi\bar{n}/\lambda$; $k_B = 2\pi/\lambda_B$; $\lambda_B = 2\Lambda/m$ – брегговская длина волны для отражения m -го порядка на гофре; $\chi = \pi\Delta\bar{n}/\lambda$ – коэффициент связи между встречными волнами; λ – длина волны излучения в вакууме.

Связь между встречными волнами находится из решения уравнений (5.4), (5.5) и граничного условия

$$E_c^-(l_B) = 0, \quad (5.6)$$

где l_B – длина гофрированного участка. Определим комплексный коэффициент отражения волны от гофрированного участка как отношение:

$$r = \frac{E_c^-(0)}{E_c^+(0)} = |r|e^{i\Delta\varphi}, \quad (5.7)$$

где $\Delta\varphi$ – изменение фазы волны при отражении. На основании системы (5.4), (5.5), условия (5.6) и формулы (5.7) можно показать, что

$$r = -\frac{i\chi \cdot th(\gamma l_B)}{\gamma + \xi \cdot th(\gamma l_B)}, \quad \text{где} \quad (5.8)$$

$$\gamma = \sqrt{\chi^2 + \xi^2}, \quad \xi = \frac{\alpha_0}{2} + i(k - k_B). \quad (5.9)$$

Зависимости величин $R = |r|^2$ и $\Delta\varphi$ от длины волны показаны на рис. 5.6. Видно, что коэффициент отражения максимален на брегговской длине волны, где сдвиг фазы равен $\pi/2$.

Предположим, что оба брегговских отражателя имеют идентичные параметры. Тогда условие генерации запишется следующим образом:

$$C^4 R^2 e^{-i(2\Delta\varphi + 2kL) + (\Gamma g - \alpha_i)L} = 1. \quad (5.10)$$

Здесь C – коэффициент связи полей на границе с активной областью; L – длина активной области; Γ – коэффициент оптического ограничения; g и α_i – коэффициенты усиления и потерь в активной области. Разделяя действительную и мнимую части (5.10), получаем амплитудное и фазовое условия генерации для РБО-лазера:

$$g = \frac{1}{\Gamma} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{C^4 R^2} \right), \quad (5.11)$$

$$\Delta\varphi = -kL + q\pi. \quad (5.12)$$

Для удобства воспользуемся следующими обозначениями:

$$x = (k - k_B)l_B, \quad a = \frac{L}{l_B}, \quad b = k_B L. \quad (5.13)$$

С учетом этих обозначений фазовое условие (5.12) запишется в виде:

$$\Delta\varphi = -ax - b + q\pi. \quad (5.14)$$

Изобразим зависимости $R(x)$ и $\Delta\varphi(x)$ на одном графике (рис. 5.7 а). По точкам пересечения кривой $\Delta\varphi(x)$ и семейства прямых, задаваемых правой частью уравнения (5.14) при разных q , находим длины волн, соответствующие модам резонатора с РБО:

$$\lambda_q = 2\bar{n} \left(\frac{x_q}{\pi l_B} + \frac{m}{\Lambda} \right)^{-1}. \quad (5.15)$$

Затем определяем значения $R(x)$ в точках $x = x_q$ и по амплитудному условию генерации (5.11) рассчитываем пороговые коэффициенты усиления g_q для мод. Лазер будет генерировать на той моде, для которой величина порогового усиления g_q окажется наименьшей (рис. 5.7 б).

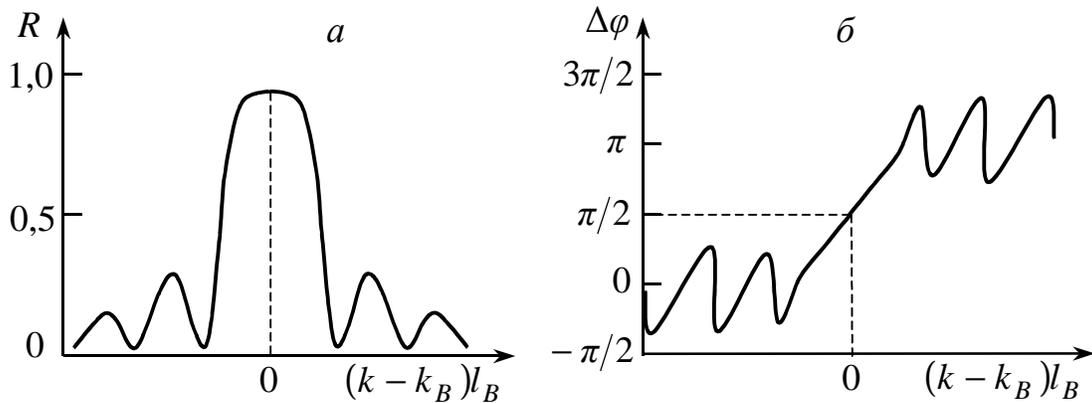


Рис. 5.6. Зависимости коэффициента отражения (а) и сдвига фазы на брегговской решетке (б) от длины волны

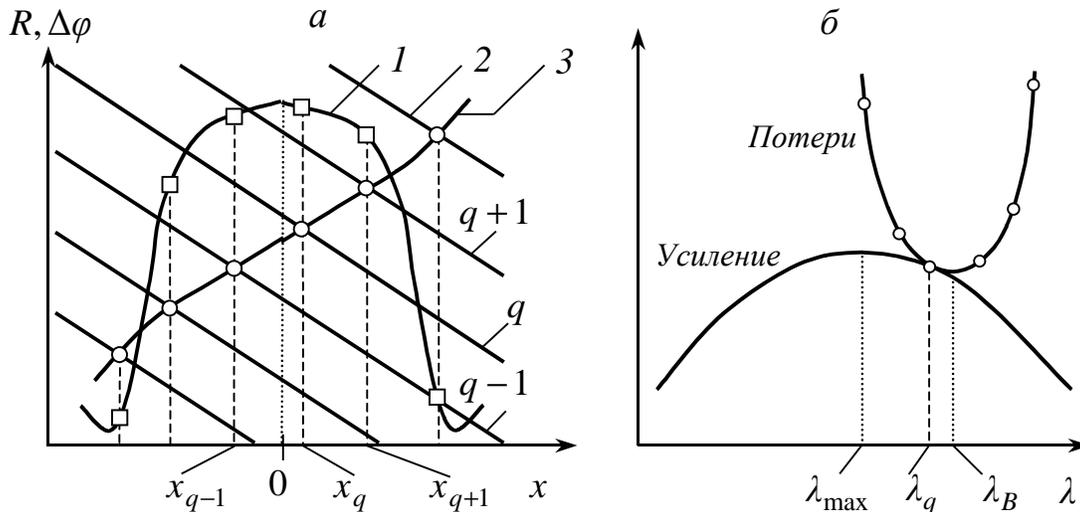


Рис. 5.7. К определению собственных мод резонатора с распределенными брегговскими отражателями (а) и длины волны генерации лазера с РБО (б):

1 – коэффициент отражения брегговской решетки R ; 2 – сдвиг фазы при отражении от решетки $\Delta\varphi$; 3 – функция $(-ax - b + q\pi)$

Таким образом, РБО-лазер генерирует на одной моде вблизи брегговской длины волны $\lambda_B = 2\Lambda/m$. Генерация может быть настроена на брегговскую длину волны подбором L или другими способами, влияющими на сдвиг фаз при отражении от гофрированного участка.

В отличие от лазера с РБО, в РОС-лазере решетка формируется в активном волноводе. В РОС-лазере моды с одним и тем же усилением расположены симметрично по обе стороны от λ_B . При этом генерация на брегговской длине волны запрещена, но имеются условия для одновременной генерации двух мод слева и справа от λ_B , что может приводить к нестабильности излучения. Для внесения асимметрии в спектр мод применяются различные способы, в частности создание гофра с пространственным сдвигом фаз $\pi/2$ в центре решетки.

Отметим, что лазеры с РБО и РОС обеспечивают возможность вывода излучения как в плоскости волновода, так и через его поверхность.

Твердотельные микролазеры. Основным способом возбуждения твердотельных сред является оптическая накачка. Генерацию получают на внутрицентровых переходах в ионах примесей (активаторов), вводимых в прозрачную кристаллическую или стеклянную матрицу. Особенностью этих ионов является наличие частично незаполненных внутренних электронных оболочек. На переходах между энергетическими уровнями этих оболочек и получают лазерную генерацию.

В системах накачки твердотельных лазеров обычно используют лампы сверхвысокого давления и иодные лампы накаливания. Светодиодные системы накачки позволяют повысить КПД лазера за счет сужения спектра возбуждающего излучения и уменьшить размеры активного элемента до нескольких миллиметров. Накачка твердотельных лазеров осуществляется также с помощью полупроводниковых инжекционных лазеров на основе AlGaAs, InGaAsP и др.

При переходе к микролазерам необходимо существенно повысить коэффициент усиления активного вещества. Для этого нужно увеличить концентрацию активных центров в матрице. Однако высокая концентрация активатора приводит к сокращению времени жизни частиц на верхнем лазерном уровне, что затрудняет получение инверсии. Перспективным оказался переход от нестехиометрических лазеров, в которых ионы вводятся в матрицу в виде примеси, к стехиометрическим, где активные ионы входят в состав элементарных ячеек основного вещества. Высокий коэффициент усиления позволяет уменьшить длину активного элемента до сотен микрометров, поперечные размеры до десятков микрометров, а пороговую мощность накачки до 1 мВт и менее, что позволяет создавать тонкопленочные лазеры для интегральной оптоэлектроники.

Преимуществом твердотельных микролазеров является их высокая

температурная стабильность и радиационная стойкость. КПД твердотельных лазеров невысок (единицы процентов) из-за двойного преобразования энергии при накачке.

Лазеры на активированных оптических волокнах. Появление первого волоконного лазера относят к 1973 году. Отличительными особенностями волоконных лазеров являются стабильная модовая структура излучения, совместимость с другими волоконно-оптическими элементами, теоретически неограниченная длина активной среды.

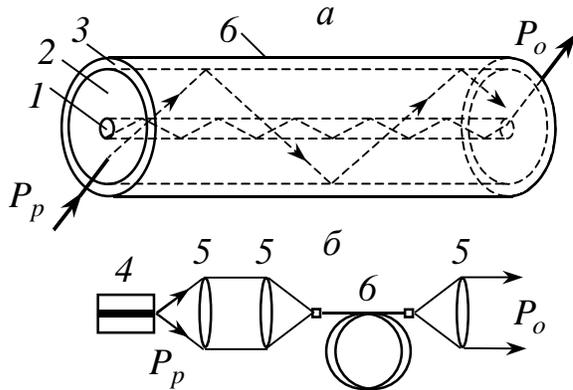


Рис. 5.8. Лазер на оптическом волокне с накачкой через оболочку:

a – схема накачки; *б* – схема лазера; 1 – сердцевина; 2 – внутренняя стеклянная оболочка; 3 – внешняя полимерная оболочка; 4 – инжекционный лазер; 5 – линзы; 6 – оптическое волокно; P_p и P_o – излучение накачки и выходное лазерное излучение

В первых лазерах использовались кристаллические волокна, однако из-за трудностей выращивания кристаллов они не получили широкого распространения. Основные усилия были сосредоточены на стеклянных волокнах, изготавливаемых стандартными для волоконной оптики методами. Такие волокна накачиваются с торца одномодовыми инжекционными лазерами. Однако торцевая накачка не позволяет эффективно возбуждать волокно по всей длине, что ограничивает мощность лазера. В конце 1980-х годов разработаны волоконные лазеры с накачкой из оболочки (рис. 5.8). Излучение накачки поглощается при многократных пересечениях сердцевины светом, отраженным от границы раздела внутренней и внешней оболочек, что обеспечивает накачку по всей длине волокна. Зеркала резонатора формируются путем полировки торцов волокна. Диаметр сердцевины составляет около 8 мкм, диаметр внутренней оболочки – около 300 мкм. В 1997 году сотрудники фирмы Polaroid Corp. получили на одномодовом волокне легированном эрбием излучение на длине волны 1,1 мкм с мощностью 35 Вт и дифференциальной эффективностью 65%.

Лекция 6. МЕТОДЫ ПРИЕМА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

По принципу регистрации и первичной обработки информации, содержащейся в оптическом сигнале, различают два метода приема оптического излучения: метод прямого фотодетектирования и метод фото-смещения (когерентный прием излучения).

Прямое фотодетектирование. Метод *прямого фотодетектирования* состоит в измерении фототока или в подсчете числа импульсов на выходе фотодетектора, вызываемых попаданием на него регистрируемого потока фотонов. В соответствии с этим различают два режима прямого фотодетектирования: *токовый режим* и *режим счета фотонов*.

Запишем напряженность электрического поля световой волны на чувствительной площадке фотодетектора:

$$E = E_0 e^{-i(\omega t + \varphi_0)}, \quad (6.1)$$

где E_0 , ω и φ_0 – амплитуда, частота и начальная фаза поля. Тогда средняя мощность, поступающая на фотодетектор, будет равна:

$$P = vA \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2} EE^*. \quad (6.2)$$

Здесь v – скорость света в среде, ε – диэлектрическая проницаемость среды, ε_0 – электрическая постоянная, A – площадь фотодетектора. Величина фототока связана с падающей световой мощностью:

$$I = \frac{\eta e}{h\omega} P. \quad (6.3)$$

Здесь e – заряд электрона, η – *квантовый выход фотодетектора*, определяемый как отношение числа свободных носителей заряда (или пар носителей), созданных светом в фоточувствительном слое фотодетектора, к числу квантов излучения, поступивших на фотодетектор за то же время. Учитывая (6.1) и (6.2), получаем:

$$I = \frac{vA\varepsilon\varepsilon_0\eta e}{2h\omega} E_0^2. \quad (6.4)$$

Итак, при прямом фотодетектировании полезный сигнал на выходе фотодетектора пропорционален квадрату амплитуды световой волны и не несет никакой информации о ее частоте и начальной фазе.

Метод счета фотонов. В *методе счета фотонов* регистрируются импульсы напряжения, соответствующие поглощению фотодетектором отдельных квантов излучения.

Пусть в качестве фотодетектора используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Типичный ФЭУ представляет собой вакуумную колбу, в которой находятся фотокатод, фокусирующий электрод, система умножительных электродов (динодов) и анод (рис. 6.1 а).

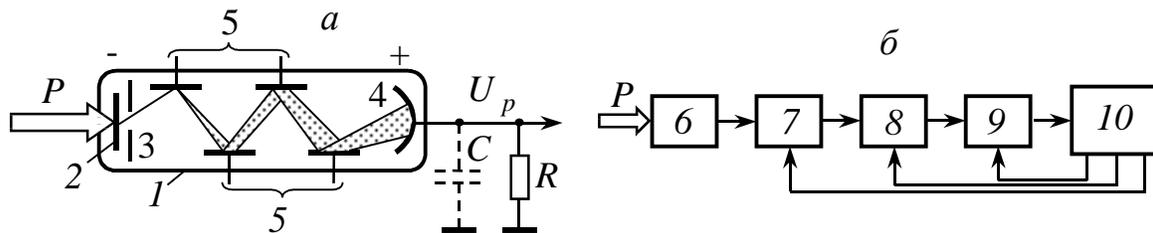


Рис. 6.1. Принцип построения счетчика фотонов:

a – формирование одноэлектронных импульсов в ФЭУ; *б* – схема счетчика фотонов; 1 – вакуумная колба; 2 – фотокатод; 3 – фокусирующая система; 4 – анод; 5 – динодная система; 6 – фотодетектор; 7 – усилитель; 8 – амплитудный дискриминатор; 9 – счетчик импульсов; 10 – компьютер

Электрон, освобожденный светом из фотокатода, ускоряется электрическим полем и выбивает из первого динода один или несколько вторичных электронов. Процесс повторяется на последующих динодах и на анод поступает лавина электронов. Число электронов в лавине определяется *коэффициентом внутреннего усиления ФЭУ* (типичные значения $10^5 - 10^8$). Электроны заряжают распределенную выходную емкость умножителя C ($\sim 4 - 20$ пФ). Если емкость успевает разрядиться через нагрузку R до прихода следующей лавины, на нагрузке формируются импульсы напряжения, соответствующие поглощению отдельных квантов излучения. Такие импульсы называют *одноэлектронными*. Поскольку лавинное умножение имеет случайную природу, коэффициент усиления и амплитуда импульсов также испытывают некоторый разброс (рис. 6.2, кривая 1).

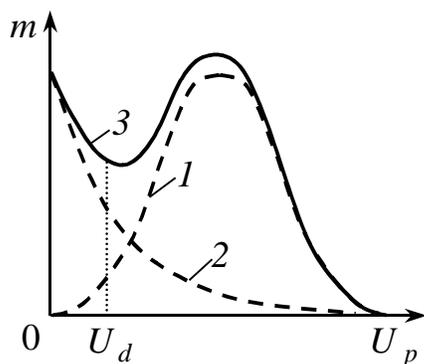


Рис. 6.2. Амплитудное распределение импульсов на выходе ФЭУ в режиме счета фотонов:

1 – сигнальные импульсы; 2 – темновые импульсы; 3 – суммарное распределение; U_d – порог амплитудного дискриминатора

Импульсы напряжения на выходе ФЭУ возникают также в результате тепловой эмиссии электронов из фотокатода и динодов ФЭУ, автоэлектронной эмиссии, выбивания электронов ионами, космическими частицами и т. д. Амплитудное распределение шумовых импульсов отличается от распределения сигнальных импульсов (кривая 2). Амплитудный дискриминатор преобразует выходные импульсы, амплитуда которых превышает заданный порог, в сигналы логического уровня, которые затем поступают на счетчик импульсов (рис. 6.1). Устанавливая оп-

ределенный порог срабатывания дискриминатора, можно подавить часть шумовых импульсов, возникающих вне фотокатода.

Если частота следования импульсов $m > 1/RC$, то возможно их перекрытие во времени. При $m < 1/RC$ перекрытия нет и вероятность регистрации m импульсов в единицу времени подчиняется закону Пуассона:

$$p(m, \bar{m}) = \frac{\bar{m}^m}{m!} e^{-\bar{m}}, \quad (6.5)$$

где среднее число регистрируемых импульсов равно

$$\bar{m} = \frac{\eta}{\hbar\omega} P. \quad (6.6)$$

Пусть для надежной регистрации сигнала в смеси сигнал + шум должно содержаться не менее m_0 сигнальных импульсов. Тогда

$$p(m \geq m_0, \bar{m}_0) = \sum_{m=m_0}^{\infty} \frac{\bar{m}_0^m}{m!} e^{-\bar{m}_0}. \quad (6.7)$$

Рассматривая (6.7) как уравнение относительно \bar{m}_0 , по заданным p и m_0 можно определить \bar{m}_0 , соответствующее минимальному потоку P_0 , который может быть зарегистрирован данным методом. Подставляя это значение \bar{m}_0 в (6.6), для порогового потока P_0 получаем:

$$P_0 = \frac{\hbar\omega}{\eta} \bar{m}_0. \quad (6.8)$$

Так как вероятность наложения одного импульса на другой увеличивается с увеличением мощности принимаемого излучения, метод счета фотонов пригоден для приема только слабых световых потоков.

Когерентный прием излучения. В этом методе исследуемое оптическое излучение смешивается на фотодетекторе с излучением от опорного источника (лазера) (рис. 6.3). Пусть напряженности электрических полей принимаемой и опорной световых волн равны:

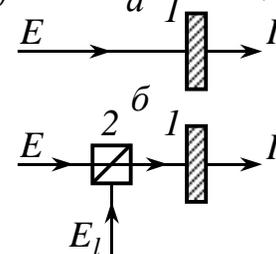
$$E = E_0 e^{-i(\omega t + \varphi_0)}, \quad E_l = E_{l0} e^{-i(\omega_l t + \varphi_{l0})}. \quad (6.9)$$

Если поляризации и волновые фронты полей совпадают, то

$$I = \frac{\eta e}{\hbar\omega} \cdot \nu A \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2} (E + E_l)(E^* + E_l^*). \quad (6.10)$$

Рис. 6.3. Схемы приема излучения в методах прямого фотодетектирования (а) и фотосмешения (б):

1 – фотодетектор; 2 – светоделительный элемент (оптический смеситель)



Раскрывая скобки и подставляя E и E_l в явном виде, получаем:

$$I = \frac{vA\varepsilon\varepsilon_0\eta e}{2\hbar\omega} \{E_0^2 + E_{l0}^2 + 2E_0E_{l0} \cos[(\omega - \omega_l)t + \varphi_0 - \varphi_{l0}]\}. \quad (6.11)$$

Используя соотношение (6.2), можно записать:

$$E_0^2 = \frac{2}{vA\varepsilon\varepsilon_0} P, \quad E_{l0}^2 = \frac{2}{vA\varepsilon\varepsilon_0} P_l. \quad (6.12)$$

$$I = \frac{\eta e}{\hbar\omega} \{P + P_l + 2\sqrt{PP_l} \cos[(\omega - \omega_l)t + \varphi_0 - \varphi_{l0}]\}. \quad (6.13)$$

Таким образом, выходной ток фотодетектора содержит постоянные составляющие, обусловленные прямым фотодетектированием исследуемого и опорного полей, а также составляющую на разностной частоте $(\omega - \omega_l)$. Так как амплитуда фототока на разностной частоте зависит от мощности опорного излучения, существует возможность "усиления" слабого полезного сигнала за счет мощного опорного излучения. Кроме того, в фототоке сохраняется информация о частоте и фазе принимаемой световой волны. Третьей особенностью является перенос информации о частоте и фазе принимаемого излучения из оптической области (ω) в область радиочастот $(\omega - \omega_l)$. Это позволяет производить спектральный анализ полей с недоступным для обычной оптики разрешением вплоть до долей герца на уровне оптической несущей $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Гц.

Режим фотосмещения, при котором $\omega_l \neq \omega$, называется *оптическим гетеродинамированием*, а при $\omega_l = \omega$ – *оптическим гомодинамированием*. Термин *когерентный прием излучения* означает, что информацию о частоте и фазе можно извлекать только при взаимной когерентности исследуемого и опорного полей. Поэтому практическая реализация когерентного приема стала возможной только с появлением лазеров.

Предположим теперь, что угол между фронтами взаимодействующих волн равен θ (рис. 6.4). Для того чтобы составляющие фототока от элементарных участков фотоповрежности dz не погасили друг друга, необходимо чтобы рассогласование фаз двух волн в точках 0 и $z = a$ (a – размер площадки по оси z) не превышало 2π , т. е.

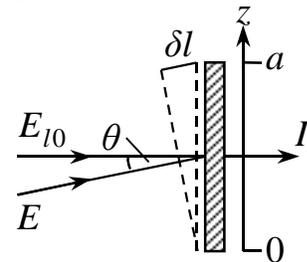


Рис. 6.4. К оценке предельно допустимого угла рассогласования для плоских волн при фотосмещении

$$\delta l = a \sin \theta \approx a\theta < \lambda. \quad (6.14)$$

Отсюда следует, что предельно допустимый угол рассогласования между волновыми фронтами составляет:

$$\theta < \frac{\lambda}{a}. \quad (6.15)$$

Если положить $\lambda = 0,63$ мкм (He–Ne-лазер) и $a = 200$ мкм (фотодиод ЛФД-2), то угол рассогласования должен быть менее 11 угловых минут.

Классификация приемников оптического излучения. По виду энергии, в которую преобразуется оптическое излучение, фотодетекторы делятся на *тепловые*, *фотонные* и *фотохимические*.

В тепловых приемниках оптическая энергия сначала преобразуется в тепловую, а затем происходит температурное изменение параметров приемника. К ним относятся: *термоэлементы*; *болометры*; *пироэлектрические*; *оптико-акустические* и другие приемники.

Действие фотонных приемников основано на непосредственном изменении их электрических свойств под действием света. Фотонные приемники подразделяются на: *фотоэлектронные*, в основе работы которых лежит явление *внешнего фотоэффекта*, и *фотоэлектрические*, использующие явление *внутреннего фотоэффекта* в полупроводниках.

К фотоэлектронным приемникам относятся *фотоэлементы*, *фотоэлектронные умножители*, *электронно-оптические преобразователи*, *передающие телевизионные трубки* различных типов. Ввиду наличия вакуумируемого объема, больших размеров и высоковольтного питания они представляют меньший интерес для оптоэлектроники, чем монолитные твердотельные фотодетекторы.

Внутренний фотоэффект в проявляется в двух формах: *эффекта фотопроводимости* (изменение сопротивления фотодетектора под действием света) и *фотогальванического эффекта* (возникновение фото-ЭДС в структурах с внутренними потенциальными барьерами).

В фотохимических приемниках (*фотопластинка*, *глаз человека*) энергия излучения вызывает химические процессы, по результатам которых судят об интенсивности падающего светового потока.

Шумы при фотодетектировании. К фундаментальным (неустраняемым) видам шумов относятся тепловой и дробовый шумы.

Тепловой шум. Этот шум, называемый также *джонсоновским шумом* или *шумом Найквиста*, обусловлен хаотическим тепловым движением носителей заряда, в результате чего на концах любого омического сопротивления возникает напряжение, среднееквадратичное значение которого определяется *формулой Найквиста*:

$$U_n^T = \sqrt{4kT\Delta f R_i}. \quad (6.16)$$

Здесь Δf – ширина полосы регистрируемых частот, R_i – внутреннее сопротивление фотодетектора. Спектр теплового шума равномерный (белый) до частот порядка 100 ГГц.

Дробовый шум (или *шум Шоттки*). Он обусловлен тем, что электрический ток представляет собой поток дискретных заряженных частиц, создающий на нагрузке с сопротивлением R шумовое напряжение, среднеквадратичное значение которого дается формулой:

$$U_n^I = R\sqrt{2eI\Delta f} \quad , \quad (6.17)$$

где I – среднее значение тока. Спектр этого шума также равномерный.

Фотонный шум. Так как свет можно представить в виде потока дискретных частиц (фотонов), неизбежно имеют место флуктуации числа фотонов, поступающих на фотодетектор в единицу времени. Шум, обусловленный этими флуктуациями, называется *фотонным*.

Порог чувствительности и квантовый предел детектирования. *Порогом чувствительности фотодетектора* называется значение падающей на детектор оптической мощности, при котором сигнал равен среднеквадратичному значению шума в заданной полосе частот.

Найдем порог чувствительности фотодетектора при когерентном приеме излучения и прямом фотодетектировании.

При оптическом гетеродинировании в соответствии с (6.13) средняя мощность полезного сигнала на нагрузке фотодетектора R равна:

$$P_s = \langle I_s^2(t) \rangle R = 2 \left(\frac{\eta e}{\hbar \omega} \right)^2 P P_l R \quad . \quad (6.18)$$

Мощности теплового и дробового шумов на нагрузке равны:

$$P_n^T = 4kT\Delta f \quad \text{и} \quad P_n^I = 2eI_c R \Delta f \quad . \quad (6.19)$$

Здесь I_c – постоянная составляющая тока, включающая фототоки прямого детектирования сигнального P , опорного P_l и фонового P_0 излучений, а также темновой ток фотодетектора I_0 :

$$I_c = \frac{\eta e}{\hbar \omega} (P + P_l + P_0) + I_0 \quad . \quad (6.20)$$

Таким образом, для отношения сигнал/шум получаем:

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{P_s}{P_n^I + P_n^T} = \frac{2 \left(\frac{\eta e}{\hbar \omega} \right)^2 P P_l R}{2e \left[\frac{\eta e}{\hbar \omega} (P + P_l + P_0) + I_0 \right] R \Delta f + 4kT\Delta f} \quad . \quad (6.21)$$

Мощность опорного излучения как правило выбирается достаточно большой, чтобы выполнялись соотношения:

$$P_l \gg P, P_0; \quad \frac{\eta e}{\hbar \omega} P_l \gg I_0; \quad 2 \frac{\eta e^2}{\hbar \omega} P_l R \gg 4kT \quad . \quad (6.22)$$

В этих условиях преобладает дробовый шум, обусловленный прямым

фотодетектированием опорного излучения и вместо (6.21) будем иметь:

$$\frac{P_s}{P_n} = \frac{\eta P}{\hbar\omega\Delta f} . \quad (6.23)$$

Полагая, что $P_s = P_n$, для порога чувствительности получаем:

$$P_{th} = \frac{\hbar\omega}{\eta} \Delta f . \quad (6.24)$$

Предположим теперь, что частоты опорного и принимаемого излучений, а также их начальные фазы, совпадают (оптическое гомодинирование). Тогда средняя мощность сигнала на нагрузке будет равна:

$$P_s = 4 \left(\frac{\eta e}{\hbar\omega} \right)^2 P P_l R . \quad (6.25)$$

Если выполняются те же условия (6.22), то порог чувствительности:

$$P_{th} = \frac{\hbar\omega}{2\eta} \Delta f . \quad (6.26).$$

Видно, что в режиме ограничения дробовым шумом гомодинный приемник имеет вдвое меньший порог, чем гетеродинный.

Сравним полученные результаты с порогом чувствительности при прямом фотодетектировании. Для этого положим $P_l = 0$, а числитель формулы (6.21) заменим на правую часть выражения (6.27), определяющую полезный сигнал при прямом фотодетектировании:

$$P_s = \left(\frac{\eta e}{\hbar\omega} \right)^2 P^2 R . \quad (6.27)$$

Если пренебречь фоновым излучением, темновым током и тепловыми шумами, то для порога чувствительности получим:

$$P_{th} = \frac{2\hbar\omega}{\eta} \Delta f . \quad (6.28)$$

Формулы (6.24) и (6.26) выражают собой *квантовый предел детектирования*. Таким образом, квантовый предел для прямого фотодетектирования всего лишь в два раза хуже, чем для оптического гетеродинирования и в четыре раза хуже, чем для оптического гомодинирования. Однако следует учесть, что для достижения квантового предела при прямом фотодетектировании необходимо обеспечить тщательное экранирование фонового излучения, иметь фотодетектор с исчезающе малым темновым током и работать в условиях глубокого охлаждения приемника. В противоположность этому достижение квантового предела при фотосмещении сравнительно просто обеспечивается путем увеличения мощности опорного лазерного излучения.

Лекция 7. ПРИНЦИПЫ ФОТОЭЛЕКТРОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Явление фотопроводимости: фоторезисторы. *Внутренний фотоэффект* – это изменение электрического сопротивления полупроводника за счет генерации дополнительных свободных носителей заряда под действием падающего на него излучения. Фотодетекторы, действие которых основано на данном явлении, называют *фоторезисторами* (ФР).

Структура фоторезистора очень проста: это могут быть монокристаллическая пластинка или пленка полупроводника на диэлектрике, снабженные металлическими контактами. Фоторезистор подключается к источнику питания последовательно с нагрузочным сопротивлением, падение напряжения на котором и регистрируется как полезный сигнал.

Рассмотрим процессы в однородной пластинке полупроводника длиной l , на контакты которой подается напряжение U . Мощность падающего на пластинку излучения обозначим P . Будем считать, что светом создаются свободные носители одного знака, например электроны. Число электронов G , создаваемых светом в единицу времени, равно

$$G = \frac{\eta}{h\omega} P. \quad (7.1)$$

За то же время при рекомбинации исчезнет следующее число носителей:

$$R = \frac{\Delta N}{\tau}, \quad (7.2)$$

где ΔN – число избыточных электронов, τ – их время жизни. В стационарном режиме $G = \Delta N$. В общем случае уравнение баланса для электронов запишется следующим образом:

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{\eta}{h\omega} P(t) - \frac{\Delta N}{\tau}. \quad (7.3)$$

Предположим, что свет промодулирован с частотой ω и глубиной m :

$$P(t) = P [1 + m \cos(\omega t)]. \quad (7.4)$$

В этом случае решение дифференциального уравнения (7.3) имеет вид:

$$\Delta N = \frac{\eta\tau P}{h\omega} \cdot \left[1 + \frac{m \cos(\omega t + \varphi_0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right]. \quad (7.5)$$

Обозначим t_p время пролета электронов через пластинку от одного контакта к другому. Тогда величина фототока определится выражением:

$$I = \frac{\Delta N e}{t_p} = \frac{\eta e}{h\omega} P \cdot \frac{\tau}{t_p} \cdot \left[1 + m \frac{\cos(\omega t + \varphi_0)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \right]. \quad (7.6)$$

Отношение времени жизни электронов τ к времени пролета t_p

$$M = \frac{\tau}{t_p} \quad (7.7)$$

называется *коэффициентом усиления фоторезистора*. Величина M равна отношению числа свободных электронов, прошедших через поперечное сечение пластинки, к числу электронов, созданных светом за то же время. Действительно, в стационарном режиме (т. е. при $m = 0$) число прошедших через пластинку электронов равно $I/e = \Delta N/t_p$, а возбужденных светом $G = R = \Delta N/\tau$, откуда $(I/e)/G = \tau/t_p$.

Время пролета $t_p = l/v$, где v – скорость дрейфа электронов в электрическом поле. Если напряженность поля E не слишком велика, то

$$v = \mu_e E, \quad (7.8)$$

где μ_e – подвижность электронов, $E = U/l$. Тогда для M будем иметь:

$$M = \frac{\tau}{t_p} = \frac{\mu_e \tau U}{l^2}. \quad (7.9)$$

При высоких напряженностях поля скорость дрейфа достигает максимального значения $v = v_{\max}$ и перестает зависеть от E . В этом случае

$$M = M_{\max} = \frac{v_{\max} \tau}{l}. \quad (7.10)$$

Коэффициент усиления в фоторезисторах достигает примерно 10^5 .

Как следует из формулы (7.6), ширина полосы частот, в которой фоторезистор способен принимать модулированное излучение, определяется соотношениями $0 \leq \omega \leq \omega_c$, где $\omega_c = 1/\tau$ – *граничная частота фоторезистора*. Мы видим, что фоторезисторы с большим временем жизни носителей обладают высоким коэффициентом усиления, но в то же время имеют худшие частотные свойства (малую граничную частоту). Нетрудно заметить, что произведение $M\omega_c = 1/t_p$, т. е. зависит от времени пролета носителей через пластинку t_p и не зависит от τ .

К основным недостаткам фоторезисторов следует отнести большую инерционность, сильную зависимость параметров от температуры и узкий диапазон линейности световой характеристики.

Фотогальванический эффект: фотодетектирование в структуре с p - n -переходом. Фотогальванический эффект состоит в возникновении фотоЭДС при генерации неравновесных носителей заряда светом в области p - n -перехода или выпрямляющего контакта металл – полупроводник. Фотодетектор на основе структуры с одним p - n -переходом называется *фотодиодом*.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в фотодиоде при облучении его светом (рис. 7.1).

В состоянии равновесия уровень Ферми имеет одно и то же значение по всей структуре. В области пространственного заряда p – n -перехода имеется внутреннее электрическое поле.

При освещении структуры светом с энергией кванта $\hbar\omega \geq \Delta E$ в области внутреннего поля и вне ее возникают пары свободных носителей заряда. Пары, возникающие в области d , сразу же разделяются полем, а носители, появившиеся на расстояниях порядка диффузионной длины по обе стороны от p – n -перехода, – после их диффузионного перемещения в область поля. При этом неосновные носители проходят через p – n -переход, а основные остаются в той же области структуры, где они были созданы светом. Таким образом, освещение структуры приводит к накоплению электронов в n -области, а дырок – в p -области. Образующаяся разность потенциалов U_{ph} (фотоЭДС) смещает p – n -переход в прямом направлении и снижает высоту потенциального барьера для электронов и дырок (рис. 7.1 б). В результате баланса двух указанных процессов в полупроводнике устанавливается стационарное состояние, а величина фотоЭДС U_{ph} соответствует мощности падающего светового потока.

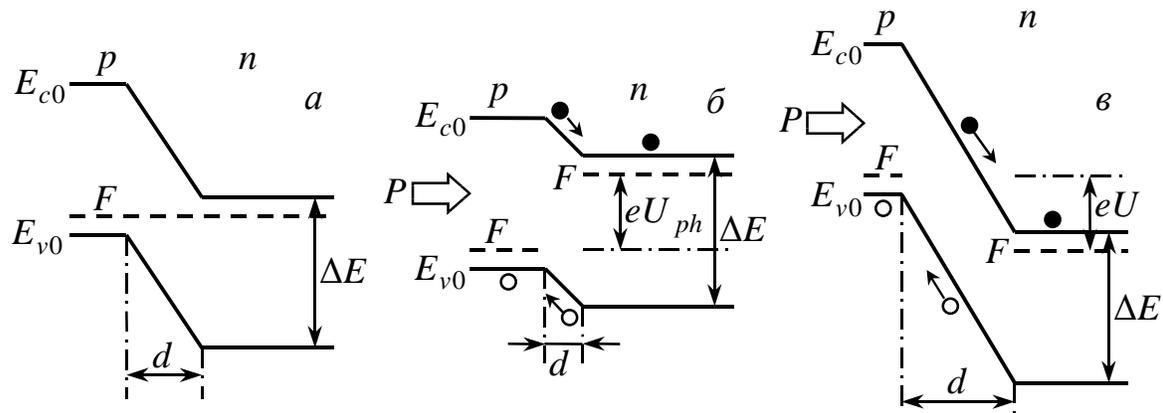


Рис. 7.1. Зонные диаграммы фотодиода в состоянии равновесия (а), фотогальваническом (б) и фотодиодном (в) режимах

Запишем уравнение вольт-амперной характеристики фотодиода:

$$I = I_0 \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{ph}. \quad (7.11)$$

Здесь I_0 – обратный ток p – n -перехода, а I_{ph} – фототок, равный:

$$I_{ph} = \frac{\eta e}{\hbar\omega} P. \quad (7.12)$$

Если внешняя цепь имеет нулевое сопротивление ($U = 0$), то величина тока в цепи будет равна величине фототока, задаваемой формулой (7.12). Этот режим называют режимом *короткого замыкания*.

Если цепь фотодиода разомкнута ($I = 0$), то мы имеем дело с режимом *холостого хода*. В этом случае регистрируется фотоЭДС, для которой из уравнения (7.11) получаем:

$$U_{ph} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{\eta e}{\hbar \omega I_0} P + 1 \right). \quad (7.13)$$

Таким образом, величина фототока зависит от мощности P линейно, а величина фотоЭДС нелинейно (логарифмически) (рис. 7.3).

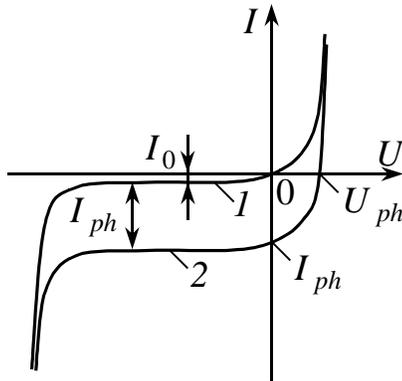


Рис. 7.2. Вольт-амперная характеристика фотодиода:
1 – в отсутствие освещения; 2 – при облучении структуры световым потоком мощностью P

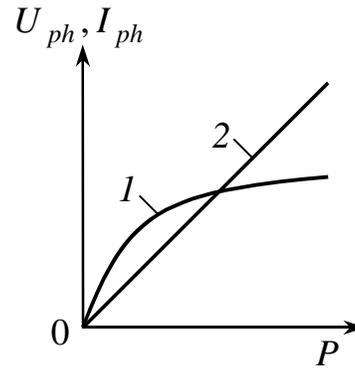


Рис. 7.3. Зависимости фотоЭДС в режиме холостого хода (1) и фототока в режиме короткого замыкания (2) от мощности излучения P

Режим фотодетектирования без подачи на структуру внешнего напряжения называется *фотогальваническим*.

Предположим теперь, что на p - n -переход подано напряжение в запирающем направлении (рис. 7.1 в). Этот режим фотодетектирования называется *фотодиодным*. Уравнение вольт-амперная характеристика в этом случае будет выглядеть следующим образом:

$$I = I_0 \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_{ph}. \quad (7.14)$$

Обычно $U \gg kT/e$, при этом из формулы (7.14) получаем:

$$I = -(I_0 + I_{ph}), \quad (7.15)$$

где I_0 имеет смысл темнового тока. В случае $I_0 \ll I_{ph}$ имеем $I \approx -I_{ph}$, причем фототок I_{ph} выражается той же формулой (7.12).

Если распределение примесей в структуре однородно, то носители из p - и n -областей попадают в область перехода только за счет диффузии. Если же концентрация примесей зависит от координаты, то возникает тянущее электрическое поле, пропорциональное градиенту концентрации примеси:

$$E = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{N_a(x)} \cdot \frac{dN_a(x)}{dx}. \quad (7.16)$$

В последнем случае на процесс диффузии накладывается дрейф носителей в электрическом поле, ускоряющий движение носителей к p - n -переходу. Фотодетекторы с тянущим внутренним электрическим полем называются *дрейфовыми*.

Инерционность фотодиода зависит от времени диффузии носителей от места рождения до p - n -перехода, времени разделения их в переходе и от RC -постоянной структуры. При скорости дрейфа носителей в поле $v = 10^4$ м/с и толщине слоя пространственного заряда 1 мкм время пролета носителей через p - n -переход равно $t_p = 0,1$ нс, в то время как характерное время диффузии t_d составляет около 100 нс. Последовательное сопротивление R фотодиода складывается из сопротивления объема полупроводника и омических контактов. Значение C определяется барьерной емкостью перехода. При этом постоянная времени эквивалентной RC -цепочки обычно не превышает 1 нс. Таким образом, основным фактором, ограничивающим быстродействие фотодиода, является время диффузии. В дрейфовых структурах быстродействие может быть повышено примерно на порядок за счет увеличения скорости движения носителей в тянущем поле. Быстродействие фотодиода зависит и от способа его включения. Если в фотогальваническом режиме граничная частота составляет 1 – 2 МГц, то в фотодиодном она возрастает до 200 МГц.

Оптоэлектронная пара. Оптоэлектронный элемент, содержащий источник и приемник излучения, оптически и конструктивно связанные друг с другом, называется *оптоэлектронной парой* или *оптроном*.

В большинстве оптронов в качестве источника излучения используется светодиод. Обычно это светодиоды на основе GaAs, AlGaAs, GaP или GaAsP. Иногда в качестве излучателей используются инжекционные лазеры на основе AlGaAs или InGaAsP. Название оптрона соответствует типу используемого фотодетектора (*резисторный, диодный, транзисторный, тиристорный*). В диодных, транзисторных и тиристорных оптронах основным материалом для приемника излучения служит кремний (Si). В резисторных оптронах широко используются приемники на основе CdS и CdSe, хорошо согласующиеся по спектру с излучателями на

основе GaAsP и GaP. Оптической передающей средой оптрона служит воздух, стекло и другие вещества.

Структурная схема оптрона показана на рис. 7.4. Входной электрический сигнал I_1 преобразуется источником излучения 1 в световой поток P_1 , который передается по оптическому каналу 2 на фотодетектор 3. Здесь происходит обратное преобразование светового потока в электрический сигнал I_2 . Среда оптического канала может быть управляемой (обладая, например, электрооптическими свойствами). Поэтому в общем случае световой поток P_1 может быть преобразован в световой поток P_2 с помощью специального элемента управления 4.

Элементарный оптрон является четырехполюсником, поэтому его свойства определяются тремя основными характеристиками – *входной*, *передаточной* и *выходной*. Входной является вольт-амперная характеристика излучателя, а выходной – вольт-амперная характеристика фотоприемника при заданном токе на входе оптрона. Передаточной характеристикой называется зависимость тока на выходе оптрона от тока на его входе $I_2(I_1)$. Быстродействие оптрона определяется временем переключения, а также граничной частотой, которая для различных оптронов варьируется от единиц килогерц до десятков мегагерц. Сопротивление изоляции между входом и выходом оптрона достигает 10^{12} Ом. На переменном токе определенную роль играет проходная емкость оптрона, типичное значение которой равно 1 пФ.

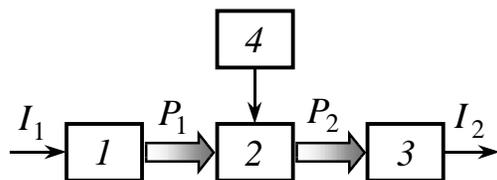


Рис. 7.4. Схема оптрона:

1 – источник излучения; 2 – оптический канал; 3 – приемник излучения; 4 – управляющий элемент

Так как в оптроне излучатель и фотодетектор электрически не соединены друг с другом, оптрон может служить элементом гальванической развязки в электронных цепях. Оптический канал оптрона нечувствителен к внешним электромагнитным полям, что обеспечивает высокую помехозащищенность передаваемого сигнала. Совокупность нескольких оптопар, согласующих и управляющих электронных схем, объединенных в единую твердотельную систему, образует *оптоэлектронную микросхему*. Такие микросхемы способны выполнять разнообразные цифровые и аналоговые преобразования сигналов.

Лекция 8. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

***P-i-n*-фотодиод.** Более высоким быстродействием, чем обычные фотодиоды, обладают фотодетекторы на основе *p-i-n*-структур. В них между слоями с высокой концентрацией акцепторов (p^+) и доноров (n^+) формируется слой с собственным типом проводимости (*i*-слой). При приложении к структуре обратного напряжения практически все внутреннее поле *p-n*-перехода оказывается сосредоточенным в *i*-слое.

Предположим, что *p-i-n*-структура освещается со стороны *p*-области (рис. 8.1). Если толщина *p*-слоя $d_p \ll 1/\alpha$, где α – коэффициент поглощения света в полупроводнике, то излучение пройдет этот слой практически без потерь. Толщина же *i*-слоя выбирается из условия $d_i \gg 1/\alpha$. В этом случае почти все генерируемые светом носители заряда будут создаваться в *i*-слое структуры, где сосредоточено внутреннее поле перехода (до *n*-слоя излучение попросту не дойдет).

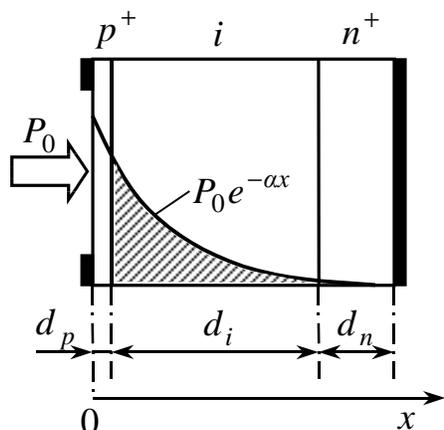


Рис. 8.1. Схема *p-i-n*-фотодиода

Так как диффузия из p^+ - и n^+ -областей практически отсутствует, быстродействие определяется временем пролета носителей через *i*-слой, где имеется внутреннее электрическое поле. Если скорость дрейфа в поле $v_{\max} \approx 5 \cdot 10^4$ м/с, а $d_i \approx 50$ мкм, то время пролета носителей через *i*-слой составит около 1 нс, что значительно меньше времени диффузии (около 100 нс), определяющего быстродействие обычного фотодиода. Большая толщина обедненного слоя в *p-i-n*-структуре уменьшает барьерную емкость, что также способствует повышению быстродействия. *P-i-n*-структуры способны детектировать оптическое излучение, модулированное до частот порядка 1 – 10 ГГц и выше.

P-i-n-фотодиоды изготавливаются из кремния (Si), германия (Ge), арсенида галлия (GaAs), а также из тройных (InGaAs) и четверных (InGaAsP) соединений.

Гетерофотодиоды. При высоком коэффициенте поглощения носители заряда генерируются вблизи входной поверхности фотодиода, где велика плотность поверхностных состояний. В этом случае часть возбужденных носителей рекомбинирует через поверхностные уровни, что приводит к снижению квантового выхода фотодетектора. Подобное явление устраняется в *гетерофотодиодах*.

Зонная диаграмма гетерофотодиода показана на рис. 8.2. Полупроводник с запрещенной зоной ΔE_1 прозрачен для излучения с энергией кванта $\hbar\omega < \Delta E_1$. Этот слой образует так называемое окно, через которое излучение проникает вглубь структуры, где поглощается более узкозонным полупроводником, для которого $\hbar\omega > \Delta E_2$. Таким образом, генерация носителей происходит в объеме структуры и влияние поверхности устраняется. Толщина поглощающего n -слоя выбирается из условия $d_n > 1/\alpha$, где α – коэффициент поглощения света. Подбор веществ с близкими значениями ΔE_1 и ΔE_2 позволяет создавать приемники излучения с высокой спектральной селективностью.

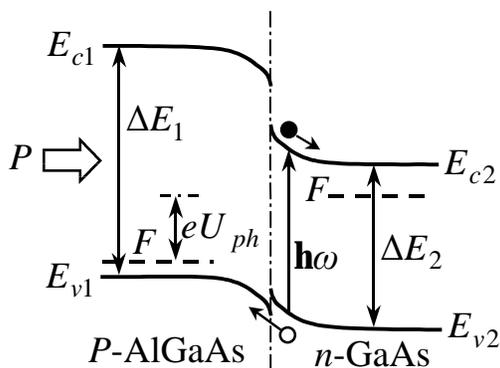


Рис. 8.2. Зонная диаграмма гетерофотодиода с широкозонным P -AlGaAs окном и узкозонной n -GaAs-базой

К настоящему времени созданы гетерофотодиоды на AlGaAs-GaAs, InGaAsP-InP, AlGaAsSb-GaSb, GaAs-PbS и других полупроводниках.

Структура с барьером Шоттки. Барьер Шоттки, образующийся на контакте металла с полупроводником, может быть получен и на тех полупроводниках, где не удастся создать качественные p - n -переходы.

Если на электронный полупроводник нанести слой металла с большей, чем у полупроводника, работой выхода, то часть электронов из полупроводника перейдет в металл. Ионизированная донорная примесь образует в полупроводнике слой положительного пространственного заряда. В металле вблизи той же поверхности формируется отрицательный объемный заряд избыточных электронов. Поскольку в металле содержится большое количество свободных электронов, толщина слоя отрицательного объемного заряда будет небольшой. В полупроводнике же количество электронов в зоне проводимости намного меньше, поэтому область положительного объемного заряда будет значительно шире. Это

означает, что внутреннее электрическое поле перехода будет практически полностью сосредоточено в полупроводнике (рис. 8.3). Контактная разность потенциалов U_c на барьере Шоттки определяется разностью работ выхода электрона из металла A_m и из полупроводника A_s :

$$U_c = \frac{A_m - A_s}{e} . \quad (8.1)$$

Особенностью структур с барьером Шоттки является расширенная в длинноволновую сторону область спектральной чувствительности. На спектральной характеристике фотодиода с барьером Шоттки выделяются две области (рис. 8.4). Первая – область фотоотклика, обусловленного генерацией свободных носителей заряда при междузонных переходах в полупроводнике (переход 1). Вторая – область фотоотклика, связанная с миграцией горячих электронов из металла в полупроводник. Высота потенциального барьера на границе металла с полупроводником меньше ширины запрещенной зоны полупроводника ΔE , поэтому этот барьер могут преодолеть носители, возбужденные в металле светом с энергией кванта $\hbar\omega < \Delta E$ (переход 2).

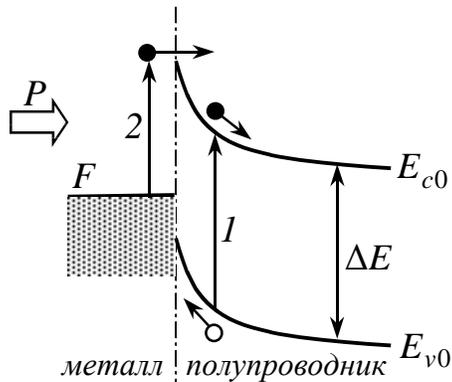


Рис. 8.3. Зонная диаграмма структуры с барьером Шоттки

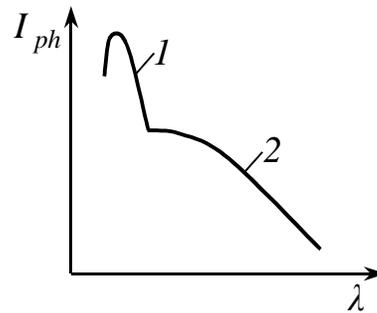


Рис. 8.4. Спектральная зависимость фотоотклика структуры с барьером Шоттки:

1 – поглощение в полупроводнике; 2 – поглощение в металле

Таким образом, длинноволновый край фотоэффекта в структуре с барьером Шоттки определяется высотой барьера со стороны металла, а коротковолновый – собственным поглощением в полупроводнике.

Граничная частота фотодиодов Шоттки достигает 10 ГГц и более.

В качестве полупроводников для создания фотодиодов с барьером Шоттки используются кремний (Si), германий (Ge), арсенид галлия (GaAs), тройные соединения (AlGaAs, InGaAs, GaAsP) и др. Для получения невыпрямляющих контактов используются золото (Au), серебро (Ag), платина (Pt), алюминий (Al), медь (Cu) и другие металлы.

Лавинный фотодиод. Если к фотодиодной структуре приложить достаточно высокое обратное напряжение, то ускоренные во внутреннем

поле потенциального барьера электроны и дырки будут ионизировать атомы решетки полупроводника. Вторичные электроны и дырки также ускоряются полем, вызывают новые акты ионизации – и процесс размножения носителей приобретает лавинообразный характер. Процесс ударной ионизации характеризуется *коэффициентом лавинного умножения*, определяемым как отношение

$$M = \frac{I}{I_0}, \quad (8.2)$$

где I – ток через p – n -переход в режиме лавинного умножения, а I_0 – ток при малых обратных напряжениях, когда умножения носителей еще нет. Фотодиод, работающий в этом режиме, называется *лавинным фотодиодом* (ЛФД). Величина M задается эмпирической формулой Миллера:

$$M = \left[1 - \left(\frac{U}{U_b} \right)^a \right]^{-1}, \quad (8.3)$$

где U – напряжение на p – n -переходе, U_b – напряжение лавинного пробоя. Типичные значения показателя степени a в формуле (8.3) для разных веществ обычно лежат в пределах от 2 до 6. Максимальная величина коэффициента умножения M у германиевых ЛФД достигает $10^2 - 10^3$, у кремниевых – $10^4 - 10^6$.

При среднем коэффициенте лавинного умножения M каждый носитель может создать вторичные носители заряда в количестве как большем, так и меньшем M . Случайный характер процесса приводит к возникновению дополнительного шума, называемого *шумом лавинного умножения*. Если величина полезного сигнала при умножении увеличивается в M раз, то среднеквадратичное значение напряжения шума возрастает в $M \cdot \sqrt{F(M)}$ раз, где $F(M)$ – *коэффициент шума лавинного умножения*. Величина $F(M)$ определяется формулой Макинтайра:

$$F(M) = M \left[1 - (1 - k) \left(\frac{M - 1}{M} \right)^2 \right], \quad (8.4)$$

где k – отношение коэффициентов ионизации электронов и дырок. Видно, что коэффициент шума тем меньше, чем меньше k . С увеличением M величина $F(M)$ также возрастает. Иногда для коэффициента шума $F(M)$ используют аппроксимацию вида:

$$F(M) = M^x, \quad (8.5)$$

где x – *показатель избыточного шума* (значение x составляет $\sim 0,2 - 0,4$ для Si-ЛФД и $\sim 0,8 - 1,0$ для Ge-ЛФД).

Быстродействие ЛФД характеризуется граничной частотой порядка единиц гигагерц.

Следует отметить, что в режиме лавинного умножения могут работать не только структуры с $p-n$ -переходом, но и $p-i-n$ -фотодиоды, а также фотодиоды с барьером Шоттки. К настоящему времени разработаны лавинные фотодиоды на кремнии (Si), германии (Ge), арсениде галлия (GaAs), тройных (InGaAs, AlGaSb, HgCdTe) и четверных (InGaAsP, AlGaAsSb) соединениях.

Твердотельные детекторы изображений. При решении многих задач оптоэлектроники требуется не только зарегистрировать оптическое излучение или измерить его мощность, но и произвести анализ оптического изображения.

Многоэлементные приемники излучения можно разделить на *приемники с полной электрической развязкой* чувствительных элементов и *приемники с внутренними электрическими связями*. Приемники первого типа (к их числу относится, например, *фотодиодная матрица*) позволяют считывать информацию с любого чувствительного элемента в произвольном порядке. Это является существенным преимуществом перед приемниками второго типа, к которым относятся, например, фотодетекторы на основе *приборов с зарядовой связью* (ПЗС). Считывание информации в приемниках второго типа может быть осуществлено только путем последовательного опроса чувствительных элементов матрицы.

ПЗС-приемник. Рассмотрим структуру типа металл – диэлектрик – полупроводник (МДП) (рис. 8.5 а).

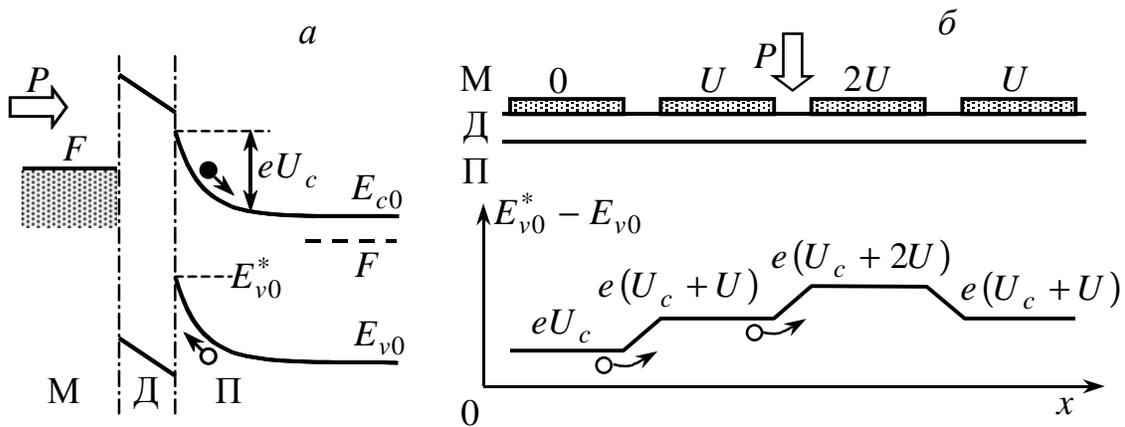


Рис. 8.5. Зонная диаграмма МДП-структуры (а) и фрагмент строки матричного ПЗС-приемника (б)

Предположим, что полупроводник имеет электронный тип проводимости, а работа выхода из него меньше, чем из металла. В этом случае часть электронов уйдет из полупроводника в металл и между ними уста-

новится контактная разность потенциалов U_c . Если к такой структуре приложить обратное напряжение U , то глубина потенциальной ямы для дырок, равная при нулевом смещении $E_{v0}^* - E_{v0} = eU_c$, увеличится и станет равной $E_{v0}^* - E_{v0} = e(U_c + U)$. При освещении структуры в полупроводнике возникают избыточные электроны и дырки, причем электроны отводятся полем вглубь полупроводника, а дырки скапливаются в указанной потенциальной яме на границе с диэлектриком.

На рис. 8.5 б показан фрагмент строки многоэлементного приемника на основе МДП-структуры. Заряд дырок, накопленный при освещении под каждым полупрозрачным металлическим электродом, может быть передвинут вдоль строки при подаче на соседний электрод более высокого напряжения (при этом дырки диффундируют в более глубокую потенциальную яму). Таким способом электрический сигнал может быть проведен по строке и выведен во внешнюю цепь. Аналогичным образом получают сигналы и от других элементов и строк. Таким образом, отдельные фоточувствительные элементы взаимодействуют, передавая друг другу заряды через толщу полупроводника. Именно поэтому такие структуры получили название *приборов с зарядовой связью* (ПЗС).

Величина накопленного заряда зависит от мощности падающего излучения и времени его действия. Этот заряд сохраняется достаточно долго (порядка десятых долей секунды). Заметим, что высокая чувствительность ПЗС-приемника обусловлена как раз тем, что он работает в условиях накопления светового воздействия. Тактовая частота выборки сигнала обычно составляет от 0,1 МГц до сотен мегагерц, хотя известны приборы и со значительно более высокой частотой выборки. Фоточувствительные элементы приемника имеют размеры порядка 8 – 25 мкм и располагаются на расстояниях порядка 3 мкм друг от друга. Число элементов в ПЗС-линейках достигает 2048, в матрицах – 500×400.

Материалами для ПЗС-приемников служат кремний (Si), германий (Ge), сульфид кадмия (CdS), сульфид цинка (ZnS), селенид кадмия (CdSe), антимонид индия (InSb) и другие полупроводники.

Лекция 9. ТРАНСПОРТИРОВКА ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Между источником излучения и фотоприемником всегда имеется среда, через которую проходит световой поток. В оптических системах передачи информации используются специальные направляющие системы, функцией которых является уменьшения потерь при распространении излучения от источника к приемнику. Известно несколько типов оптических направляющих систем (линзовые, зеркальные, диафрагменные, полые волноводные и др.). Однако к настоящему времени они практически утратили свое значение в связи с появлением оптических волокон, позволяющих передавать световые сигналы на большие расстояния с минимальными потерями и искажениями.

Распространение света в оптическом волокне. Передача излучения по оптическому волокну основана на эффекте *полного внутреннего отражения*. В самом простом варианте оптическое волокно представляет собой тонкую цилиндрическую нить из прозрачного диэлектрика с показателем преломления \bar{n}_1 бóльшим, чем показатель преломления окружающей среды. На практике процесс передачи света по тонкой нити был бы сильно подвержен влиянию окружающей среды и внешних воздействий, нарушающих полное внутреннее отражение на открытой поверхности нити. По этой причине, а также в связи с низкой прочностью нити, ее окружают *оболочкой* с меньшим показателем преломления \bar{n}_2 (рис. 9.1 и 9.2). В этом случае центральную светопроводящую нить называют *сердцевинной* волокна. Оболочка граничит со свободным пространством или покрывается снаружи непрозрачным защитным слоем.

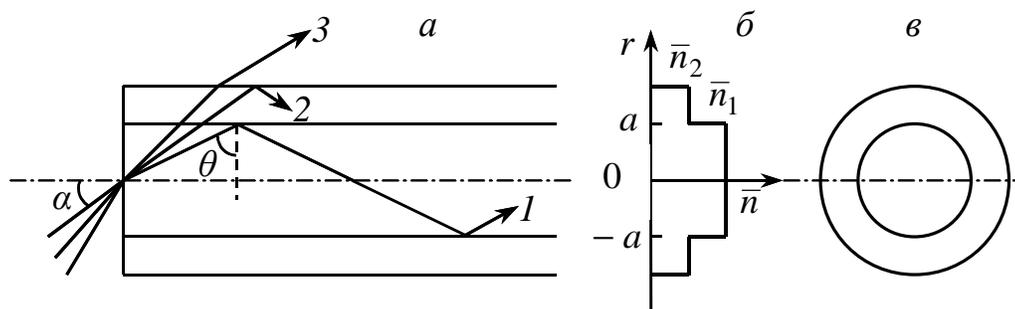


Рис. 9.1. Траектории лучей (а), распределение показателя преломления (б) и сечение ступенчатого оптического волокна (в):

1 – волна сердцевины; 2 – волна оболочки; 3 – пространственная волна

При полном внутреннем отражении часть энергии световой волны все же проникает в оболочку, поэтому для предотвращения потерь энергии ее изготавливают из оптически прозрачного материала.

Двухслойное волокно с резким скачком показателя преломления на границе сердцевины и оболочки называется *ступенчатым волокном*

(рис. 9.1). Волокно с плавным распределением показателя преломления по сечению называется *градиентным волокном* (рис. 9.2). Заметим, что короткий отрезок градиентного волокна действует как собирающая линза. Поэтому градиентные волокна называют также *селфоками* (от английского self-focusing – самофокусирующий).

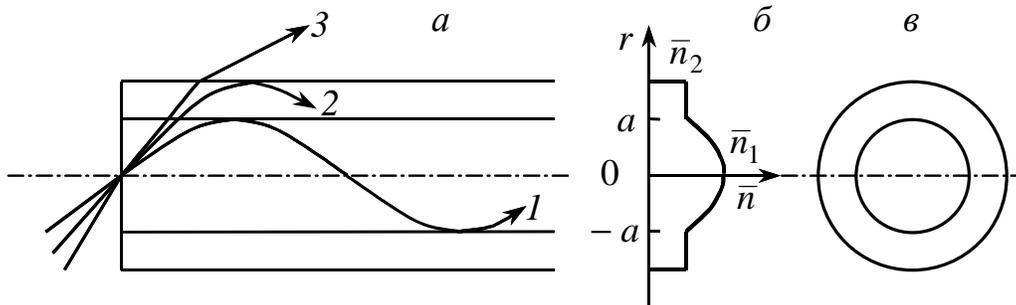


Рис. 9.2. Траектории лучей (а), распределение показателя преломления (б) и сечение градиентного оптического волокна (в):

1 – профильная волна; 2 – волна оболочки; 3 – пространственная волна

Рассмотрим распространение света в волокне со ступенчатым распределением показателя преломления (рис. 9.1). Для строгого анализа этого процесса необходимо использовать уравнения Максвелла. Решение системы уравнений Максвелла для интересующего нас случая достаточно сложно. Поэтому будем рассматривать свет как пучок лучей, распространяющихся согласно законам геометрической оптики. Область применимости полученных результатов будет ограничена условием малости длины волны распространяющегося излучения по сравнению с радиусом сердцевины волокна.

Излучение, входящее в сердцевину с торца, будет распространяться без потерь при отражениях от границы с оболочкой, если угол падения на границу раздела будет превышать критический угол полного внутреннего отражения. Найдем максимальный угол α , при котором еще будет выполняться данное условие. Если свет падает на торец волокна из воздуха, на основании закона преломления можно записать:

$$\sin \alpha = \bar{n}_1 \cos \theta. \quad (9.1)$$

Условие полного внутреннего отражения на границе сердцевины с оболочкой имеет следующий вид:

$$\bar{n}_1 \sin \theta_c = \bar{n}_2. \quad (9.2)$$

Выражая отсюда угол θ_c и подставляя его в формулу (9.1), получаем:

$$\sin \alpha_{\max} = \sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}. \quad (9.3)$$

Введем следующие обозначения:

$$\bar{n} = \frac{\bar{n}_1 + \bar{n}_2}{2}, \quad \Delta\bar{n} = \bar{n}_1 - \bar{n}_2. \quad (9.4)$$

Тогда выражение (9.3) может быть переписано в виде:

$$\sin \alpha_{\max} = A = \sqrt{2\bar{n}\Delta\bar{n}}. \quad (9.5)$$

Параметр A называется *числовой апертурой волокна*. Чем больше A , тем бóльшая часть света, излучаемого точечным изотропным источником, помещенным на оси волокна вблизи его торца, может быть введена в волокно. Если излучение вводится в волокно не из воздуха, а из среды с показателем преломления \bar{n}_0 , то максимальный угол ввода излучения в волокно будет задаваться формулой:

$$\sin \alpha_{\max} = \frac{1}{\bar{n}_0} \sqrt{2\bar{n}\Delta\bar{n}}. \quad (9.6)$$

Введенная величина A представляет собой *номинальную числовую апертуру*, так как она определена для *меридиональных лучей*, т. е. лучей, лежащих в плоскости, проходящей через оптическую ось волокна. Если учесть лучи, не пересекающие оптическую ось (так называемые *косые*, или *немеридиональные лучи*), то числовая апертура окажется больше номинальной.

Световые волны, распространяющиеся в сердцевине волокна и испытывающие полное внутреннее отражение на границе с оболочкой, называют *волнами сердцевины*. Траектории соответствующих лучей имеют вид ломаных зигзагообразных кривых (рис. 9.1). Лучи, падающие на торец волокна под углами $\alpha > \alpha_{\max}$, называются *внеапертурными лучами*. При падении на границу сердцевины и оболочки они не только отражаются, но и преломляются, при этом часть энергии световой волны уходит из сердцевины в оболочку. При многократных отражениях такие лучи полностью теряются. Внеапертурные лучи делятся на две группы. Первую составляют лучи, испытывающие полное внутреннее отражение на внешней границе прозрачной оболочки. Соответствующие им волны называют *волнами оболочки*. Вторая группа – лучи, не испытывающие полного внутреннего отражения на внешней границе оболочки и вовсе не направляемые волокном. Им соответствуют так называемые *пространственные волны*.

Распространение света в градиентном волокне имеет свои особенности. Волны, лучи которых возвращаются обратно к оси волокна благодаря только градиенту (профилю) показателя преломления, т. е. не достигают границы сердцевины с оболочкой, называются *профильными волнами* (рис. 9.2). Они соответствуют волнам сердцевины ступенчатого волокна. Волны с бóльшими начальными углами θ , достигающие внеш-

ней границы оболочки, образуют *волны оболочки*. При еще бóльших начальных углах получаются *пространственные волны*, энергия которых не направляется волокном, а излучается во внешнюю среду или поглощается непрозрачной защитной оболочкой. Как и в случае ступенчатого волокна, волны оболочки и пространственные волны являются паразитными. Для передачи оптических сигналов по градиентному волокну используются только профильные волны.

Одним из важнейших следствий волновой теории является вывод о существовании для всех мод волокна, кроме основной, так называемых *частот отсечки*. Излучение с более низкими частотами в этих модах распространяться не может. Оптическое волокно, способное передавать только одну моду, называют *одномодовым*, в противном случае его называют *многомодовым*. Длина волны отсечки для ступенчатого волокна:

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{2,405} \sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2} . \quad (9.7)$$

В спектральной области $\lambda > \lambda_c$ волокно работает только в одномодовом режиме. При $\lambda < \lambda_c$ волокно способно передавать более одной моды.

Одномодовость волокна является полезным качеством для высокоскоростных систем передачи информации и ряда других приложений волоконной оптики, где необходимо обеспечивать минимальные искажения оптического сигнала при его передаче на большие расстояния. Добиться одномодовости можно путем увеличения длины волны излучения λ , уменьшения радиуса сердцевины волокна a и уменьшения скачка показателя преломления $\Delta\bar{n}$ на границе с оболочкой. Длина волны излучения обычно выбирается из других соображений. Чрезмерное уменьшение скачка показателя преломления делает волокно очень чувствительным к изгибам, приводящим к увеличению потерь при отражении света на границе с оболочкой. Поэтому основным параметром, через который можно обеспечить одномодовость волокна, является радиус сердцевины. При $\lambda = 0,85$ мкм, $\bar{n} = 1,46$ и $\Delta\bar{n} = 0,002$ радиус сердцевины не должен превышать следующей величины:

$$a < \frac{2,405\lambda}{2\pi\sqrt{2\bar{n}\Delta\bar{n}}} = 4,3 \text{ мкм}. \quad (9.8)$$

Несмотря на то, что в одномодовых волокнах диаметр сердцевины обычно составляет 3 – 15 мкм, диаметр оболочки остается, как правило, таким же как в многомодовых волокнах (60 – 130 мкм). Это необходимо для сохранения механической прочности волокна и уменьшения чувствительности к потерям на изгибах. Кроме того, поле моды все же проникает в оболочку (при полном внутреннем отражении в оболочке распро-

страняется около 20 % мощности, переносимой волноводными модами), поэтому оболочка должна быть прозрачной и не слишком тонкой.

Следует отметить, что эффективный ввод излучения в одномодовое волокно может быть осуществлен только от одномодовых источников излучения (лазеров). Для возбуждения многомодовых волокон могут использоваться источники с широкой диаграммой направленности излучения, например светодиоды.

Теорема Лиувилля. Поставим перед собой задачу определения количества мод, которое способно передавать оптическое волокно. Это может быть сделано на основе подсчета всех возможных решений волнового уравнения при заданной структуре волокна. Однако такая процедура достаточно громоздка и неудобна. Более изящное решение этой задачи может быть получено на основе *теоремы Лиувилля*, известной из статистической механики, и *принципа оптико-механической аналогии*.

В статистической механике теорема Лиувилля формулируется следующим образом. Если в какой-нибудь момент времени t_0 фазовые точки, изображающие различные начальные состояния системы, непрерывно заполняют элемент объема $d\Gamma_0$ фазового пространства, то в любой момент времени t они непрерывно заполняют элемент $d\Gamma$, причем $d\Gamma = d\Gamma_0$. Напомним, что для механической системы элемент фазового пространства определяется произведением $dx dy dz dp_x dp_y dp_z$, где x, y, z – декартовы координаты, а p_x, p_y, p_z – проекции импульса на координатные оси. Воспользуемся известным принципом оптико-механической аналогии, согласно которому каждой задаче о движении материальной точки в стационарном потенциальном поле соответствует определенная задача геометрической оптики и наоборот.

В геометрической оптике луч, соответствующий волновому вектору отдельной плоской волны (моды), в любом сечении оптической системы описывается координатами точки пересечения с заданной плоскостью и направлением относительно оптической оси. Поэтому каждый луч отображается в фазовом пространстве отдельной точкой, а распространение света вдоль луча – движением отображающей точки в этом пространстве. Сохранению фазового объема в лучевой оптике соответствует сохранение числа мод на языке волновой оптики. Поэтому, если лучи в оптической системе не теряются (такая система является аналогом консервативной механической системы), то теорему Лиувилля применительно к нашей задаче можно сформулировать следующим образом: *количество мод, распространяющихся в оптическом волокне, равно количеству мод свободного пространства, заключенных в пределах телесного угла, соответствующего числовой апертуре волокна.*

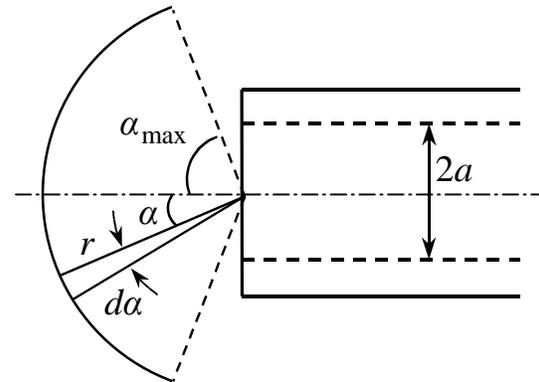
Телесный угол, соответствующий числовой апертуре ступенчатого волокна, определяется следующим интегралом (рис. 9.3):

$$\int_0^{\alpha_{\max}} \frac{2\pi(r \cdot \sin \alpha) \cdot r d\alpha}{r^2} = 2\pi(1 - \cos \alpha_{\max}) = 2\pi(1 - \sqrt{1 - 2\bar{n}\Delta\bar{n}}).$$

Если скачок показателя преломления на границе сердцевина – оболочка невелик, то для искомого телесного угла приближенно получаем:

$$\Omega \approx 2\pi\bar{n}\Delta\bar{n}. \quad (9.9)$$

Рис. 9.3. К расчету числа мод, передаваемых ступенчатым оптическим волокном



Элементарный телесный угол Ω_1 , занимаемый одной пространственной модой, определяется углом, в который дифрагирует плоская волна на отверстии с радиусом, равным радиусу сердцевины волокна. Если распределение интенсивности по волновому фронту моды гауссовское, то:

$$\Omega_1 = \frac{\lambda^2}{\pi a^2}. \quad (9.10)$$

С учетом двух возможных состояний поляризации волны для числа мод, содержащихся в телесном угле Ω , на основании (9.9) и (9.10) получаем:

$$N = 2 \frac{\Omega}{\Omega_1} = 4\pi^2 \bar{n} \Delta\bar{n} \frac{a^2}{\lambda^2}. \quad (9.11)$$

В соответствии с теоремой Лиувилля, такое же число мод может быть передано по оптическому волокну с заданным радиусом сердцевины a и показателями преломления \bar{n}_1 и \bar{n}_2 . Тот же результат получается для ступенчатого оптического волокна и в рамках волнового приближения. В частности, при $\bar{n} = 1,455$, $\Delta\bar{n} = 0,01$, $a = 25$ мкм и $\lambda = 0,85$ мкм волокно способно передавать около 497 мод ($N \approx 497$).

Градиентное волокно с теми же параметрами, что и ступенчатое, при освещении источником, одинаково возбуждающим все моды, будет передавать примерно половину той мощности, которую способно передавать ступенчатое волокно.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Карих Е.Д.* Оптоэлектроника. – Мн.: БГУ, 2000. – 263 с.
2. Фотоника: Пер. с англ. и фр./ Под ред. М. Балкански и П. Лалемана. – М.: Мир, 1978. – 416 с.
3. *Верещагин И. К., Косяченко Л. А., Кокин С. М.* Введение в оптоэлектронику. – М.: Высш. шк., 1991. – 191 с.
4. *Носов Ю. Р.* Оптоэлектроника. – М.: Радио и связь, 1989. – 360 с.
5. Основы оптоэлектроники: Пер. с япон./ Я. Суэмацу, С. Катаока, К. Кисино и др. – М.: Мир, 1988. – 288 с.
6. Волноводная оптоэлектроника: Пер. с англ. / Под ред. Т. Тамира. – М.: Мир, 1991. – 575 с.
7. *Осинский В. И.* Интегральная оптоэлектроника. – Мн.: Наука и техника, 1977. – 248 с.
8. *Хансперджер Р.* Интегральная оптика. – М.: Мир, 1985. – 384 с.
9. *Акаев А. А., Майоров С. А.* Оптические методы обработки информации. – М.: Высш. шк., 1988. – 237 с.
10. *Мартынов В. Н., Кольцов Г.И.* Полупроводниковая оптоэлектроника. – М.: МИСиС, 1999. – 400 с.