

Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Полоцкий государственный университет»

В. Ф. ЯНУШКЕВИЧ

УСТРОЙСТВА ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Учебно-методический комплекс
для студентов специальности 1-39 01 01 «Радиотехника»

Новополоцк
ПГУ
2010

УДК 621.37/39(075.8)
ББК 32.86я73
Я65

Рекомендован к изданию методической комиссией
радиотехнического факультета в качестве учебно-методического комплекса
(протокол № 3 от 17.11.2008)

РЕЦЕНЗЕНТЫ:

зам. директора ООО «БелМикроволны» А. П. БАННЫЙ;
ведущий инженер РУП «Витебскэнерго»,
филиал «Полоцкие электрические сети» П. Н. РОВБО;
канд. техн. наук, доцент кафедры КиТРЭС УО «ПГУ» Д. А. ДОВГЯЛО

Янушкевич, В. Ф.

Я65 Устройства оптической обработки сигналов : учеб.-метод. комплекс
для студентов спец. 1-39 01 01 «Радиотехника» / В. Ф. Янушкевич. – Но-
вополоцк : ПГУ, 2010. – 244 с.

ISBN 978-985-531-045-5.

Изложены принципы работы, конструирования и технологии изготовления ус-
тройств оптической обработки сигналов. Рассмотрен математический аппарат, эле-
ментная база и методы обработки сигналов оптического диапазона.

Приведены формулы расчета и варианты задач по основным разделам дисцип-
лины, а также лабораторный практикум.

Предназначен для студентов радиотехнических специальностей.

УДК 621.37/39(075.8)
ББК 32.86я73

ISBN 978-985-531-045-5

© В. Ф. Янушкевич, 2010
© УО «Полоцкий государственный
университет», 2010

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
Рабочая программа	6
Курс лекций	13
1. Волоконно-оптические системы передачи	13
1.1. Принципы построения волоконно-оптических систем передачи	13
1.2. Классификация волоконно-оптических систем передачи	14
1.3. Принципы построения двусторонних линейных трактов волоконно-оптических систем передачи	16
1.4. Методы уплотнения ВОЛС	18
2. Оптические кабели и пассивные устройства	22
2.1. Световоды	22
2.2. Оптические кабели	25
2.3. Пассивные оптические устройства	27
3. Источники и приемники оптического излучения	31
3.1. Требования к источникам излучения	31
3.2. Принцип действия когерентных и некогерентных источников оптического излучения	31
3.3. Светоизлучающие диоды	35
3.4. Лазерные диоды	38
3.5. Передающие оптические модули	42
3.6. Фотодетекторы ВОСП	43
3.7. Фотоэлектронные приборы	45
3.8. Источники света	49
3.9. Лазеры	54
3.10. Изготовление оптических элементов УООС	70
4. Модуляция и демодуляция оптической несущей	76
4.1. Общие сведения	76
4.2. Прямая модуляция и демодуляция	76
4.3. Модуляция и демодуляция оптического излучения с использованием поднесущей частоты	80
4.4. Когерентный прием оптических сигналов	81
4.5. Амплитудная модуляция лазерного излучения	82
5. Методы пространственного управления световыми пучками при помощи электрооптики	97
6. Устройства оптической обработки информации	106
6.1. Основы оптических методов обработки информации	106
6.2. Оптическое преобразование Фурье	107

6.3. Интерференция лазерного излучения	122
6.4. Оптическая фильтрация изображений	131
6.5. Акусто-оптический анализатор спектра радиосигналов	134
6.6. Оптические процессоры	140
6.7. Оптическая корреляция	148
6.8. Оптическая обработка сигналов в РЛС с синтезированной апертурой	158
6.9. Пространственно-временные модуляторы света	160
6.10. Фотохромные материалы	170
Практические занятия	178
1. Источники света. Основные характеристики источников света	178
2. Некогерентные источники света	179
3. Когерентные источники света	181
4. Перестраиваемые и полупроводниковые лазеры	184
5. Оптические элементы и системы	186
6. Методы модуляции и сканирования оптического излучения	189
7. Пространственно-временные модуляторы света и их основные характеристики	192
8. Устройства детектирования оптических сигналов	193
Лабораторный практикум	196
Лабораторная работа 1. Измерение параметров ВОЛС	196
Лабораторная работа 2. Измерение затухания оптических кабелей (волоконных световодов) и оптических соединителей	209
Лабораторная работа 3. Исследование волоконно-оптических систем передачи при использовании аналоговой модуляции по интенсивности	215
Лабораторная работа 4. Изучение принципов кодирования и декодирования сигналов низкоскоростных систем передачи	221
Лабораторная работа 5. Исследование скремблирующих устройств	231
Словарь новых терминов	241
Литература	243

ПРЕДИСЛОВИЕ

Интерес к оптическим методам обработки информации обусловлен исключительно высокой информационной емкостью светового поля как переносчика информации, высокой скоростью распространения оптических сигналов и сравнительной легкостью осуществления целого ряда интегральных операций над двумерными массивами информации.

Так, например, в когерентной оптике легко реализуются следующие математические операции над комплексными функциями двух переменных: умножение и деление, сложение и вычитание, интегрирование и дифференцирование, вычисление свертки и корреляции, преобразование Фурье, преобразование Гильберта, преобразование Френеля и ряд других. Можно показать, что даже с помощью только двух базовых операций умножения и преобразования Фурье можно выполнить целую серию других (сложение и вычитание, дифференцирование, интегрирование с весом, свертка, изменение масштаба аргумента функции, восстановление функции из ее спектральной плотности и др.).

В настоящее время развитие методов и средств оптической обработки информации идет по пути создания специализированных аналоговых оптических вычислительных устройств для решения достаточно широкого круга прикладных задач.

Можно выделить следующие 4 группы таких устройств в зависимости от выполняемых операций и их структуры:

1. Специализированные оптические процессоры, предназначенные для двумерного спектрального анализа изображений или многоканального спектрального анализа электрических сигналов. В простейшем случае (при разложении по Фурье) оптический анализатор спектра содержит всего одну линзу, устройство ввода и устройство вывода в виде матрицы фотодетекторов.

2. Специализированные оптические процессоры, предназначенные для выполнения операций линейной пространственной фильтрации над изображениями или многоканальной фильтрации над электрическими сигналами. Эти процессоры содержат две линзы, осуществляющие два последовательных Фурье-преобразования, устройства ввода и вывода и амплитудный фильтр-маску в частотной плоскости для модуляции пространственно-частотного спектра входного изображения требуемым образом.

3. Специализированные оптические процессоры, предназначенные для выполнения операций двумерного корреляционного анализа изображений или для многоканального корреляционного анализа электрических сигналов.

Данные корреляторы обычно синтезируют на основе оптических схем пространственной фильтрации, в которых в качестве фильтров-масок используют так называемые голографические согласованные фильтры, представляющие собой Фурье-голограммы опорного изображения или электрического сигнала.

4. Специализированные оптические процессоры, предназначенные для выполнения одномерных и двумерных интегральных преобразований Гильберта, Френеля и других над электрическими сигналами или изображениями. Преобразования Гильберта могут быть реализованы, например, в двухлинзовой схеме пространственной фильтрации с помощью дифракционных решеток со сбоем.

Учебно-методический комплекс по дисциплине «Устройства оптической обработки сигналов» будет способствовать повышению качества усвоения знаний студентов по данному курсу и улучшению методического обеспечения учебного процесса.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

1. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ДИСЦИПЛИНЫ

1.1. Цель преподавания дисциплины

В результате изучения курса студенты должны изучить принципы построения различных оптических информационных систем и цифровых волоконно-оптических систем.

1.2. Задачи изучения дисциплины

В курсе «Устройства оптической обработки сигналов» изучаются:

- возможности, устройство и области применения систем и устройств оптической обработки сигналов;
- математический аппарат оптической обработки сигналов;
- методики расчета основных элементов и узлов устройств оптической обработки информации;
- принципы конструирования и технологии изготовления оптических и оптоэлектронных элементов;
- элементарная база устройств оптической обработки сигналов;
- основные физические и конструктивные принципы построения устройств оптической обработки сигналов.

1.3. Перечень дисциплин с указанием разделов (тем), усвоение которых студентами необходимо для изучения данной дисциплины

Название дисциплины	Раздел темы
1. Высшая математика	Векторный анализ, теория поля, дифференциальные уравнения, специальные функции
2. Физика	Оптика
3. Электронные и квантовые приборы	Оптические квантовые генераторы

2. ВИДЫ ЗАНЯТИЙ И ФОРМЫ КОНТРОЛЯ ЗНАНИЙ

Виды занятий, формы контроля знаний	Д		З	
	П	С	П	С
Курс	4			
Семестр	7			
Лекции, ч	32			
Экзамен (семестр)	–			
Зачет (семестр)	7			
Практические (семинарские), ч	16			
Лабораторные занятия, ч	16			
Расчетно-графические работы (семестр)	–			
Контрольные работы (семестр)	–			
Курсовая работа (семестр/часы)	–			
Курсовой проект (семестр/часы)	–			
Управляемая самостоятельная работа (часы)	–			

3. ЛЕКЦИОННЫЙ КУРС

Название темы	Содержание	Объем в часах			
		Д		З	
		П	С	П	С
1	2	3	4	5	6
7 семестр					
Раздел 1. Принципы построения устройств оптической обработки сигналов					
1. Введение	Световое поле как переносчик информации. Роль и место УООС в системе технических наук. Области применения и перспективы оптической обработки информации.	2			
2. Математический аппарат оптической обработки сигналов	Интегральное преобразование в оптических системах. Явления, сопровождающие распространение световых волн. Принцип Гюйгенса – Френеля.	4			

1	2	3	4	5	6
	Дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера. Преобразование Фурье в оптических системах. Некоторые свойства оптического преобразования Фурье. Вычисление интегралов свертки и корреляции в оптических системах. Взаимодействие световых полей. Интерференция света. Понятие пространственной и временной когерентности. Длина когерентности. Связь длины когерентности с шириной спектра оптического излучения. Суперпозиция световых полей, различающихся по частоте и фазе. Оптическое гетеродинирование.				
Раздел 2. Устройства оптической обработки сигналов и их применения					
3. Оптические процессоры с записью сигналов на фотоматериал	Пространственно-частотная согласованная фильтрация. Многоканальная пространственно-частотная согласованная фильтрация. Оптическая корреляция. Многоканальная оптическая корреляция. Оптическое улучшение качества, восстановление и улучшение изображений.	4			
4. Анализ спектра радиосигналов	Методы анализа спектра радиосигналов. Многоканальный анализ спектра радиосигналов. Обработка импульсных радиолокационных сигналов. Анализ широкополосных высокочастотных сигналов.	4			
5. Другие виды устройств обработки сигналов	Обработка сигналов от фазированных антенных решеток. Обработка сигналов РЛС с синтезированной апертурой. Когерентные оптические фильтры для цифровых линий связи. Линейные коды цифровых линий связи.	2			
6. Акустооптические устройства обработки сигналов	Основы теории дифракции света на ультразвуке. Акустооптические пространственно-временные модуляторы света. Акустооптические анализаторы света. Акустооптическая корреляционная обработка сигналов.	2			
7. Элементарная база устройств оптической обработки сигналов	Источники света. Основные характеристики источников света. Переход от световых величин к энергетическим. Некогерентные источники света. Лампы накаливания. Газоразрядные лампы. Светодиоды. Когерентные источники света (лазеры). Газовые лазеры. Твердотельные лазеры. Перестраиваемые лазеры. Полупроводниковые лазеры. Оптические элементы и системы. Определение хода лучей в оптической системе. Формула тонкой линзы. Разрешающая способность оптической системы. Дифракционный предел. Аберрации оптических систем.	14			

1	2	3	4	5	6
	<p>Геометрические преобразования световых полей в оптических системах. Пространственно-временных модуляторы света (ПВМС). Основные характеристики пространственно-временных модуляторов. Электрооптические ПВМС. Магнитооптические ПВМС. Жидкокристаллические ПВМС. Акустооптические ПВМС. Электромеханические ПВМС. Преобразователи свет-свет. Методы детектирования оптических сигналов. Основные характеристики фоторемников. Фотоэлементы. Фотоумножители. Электронно-оптические преобразователи. Телевизионные передающие трубки с внешним фотоэффектом. Фотодиоды. Режим фотоЭДС, фотодиодный режим, лавинный режим. Фототранзисторы. Линейки и матрицы фотодиодов. Приборы с зарядовой связью. Передающие телевизионные трубки с внутренним фотоэффектом. Тепловые приемники излучения. Фоточувствительные материалы. Основные характеристики фоточувствительных материалов. Галогеносеребряные материалы. Фотохромные материалы. Фототермопластические материалы.</p>				
Итого за 7 семестр:		32			
Всего за учебный год:		32			

4. ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ

Тема практического занятия	Содержание	Число часов			
		Д		З	
		П	С	П	С
1	2	3	4	5	6
7 семестр					
1. Источники света	Расчет основных характеристик источников света	2			
2. Некогерентные источники света	Расчет некогерентных источников света	2			
3. Когерентные источники света (лазеры)	Расчет когерентных источников света (лазеров)	2			
4. Перестраиваемые и полупроводниковые лазеры	Расчет перестраиваемых и полупроводниковых лазеров	2			
5. Оптические элементы системы	Расчет оптических элементов системы	2			

1	2	3	4	5	6
6. Методы модуляции и сканирования оптического излучения	Расчет методов модуляции и сканирования оптического излучения	2			
7. Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) и их основные характеристики	Расчет пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) и их основных характеристик	2			
8. Устройства детектирования оптических сигналов	Расчет устройств детектирования оптических сигналов	2			
Итого за 7 семестр		16			
Всего за учебный год		16			

5. ЛАБОРАТОРНЫЕ ЗАНЯТИЯ

Наименование	Число часов			
	Д		З	
	П	С	П	С
7 семестр				
1. Измерение затухания оптических кабелей и оптических соединителей	4			
2. Исследование волоконно-оптических систем передачи при использовании аналоговой модуляции по интенсивности.	4			
3. Изучение принципов кодирования и декодирования сигналов низкоскоростных систем передачи	4			
4. Исследование скремблирующих устройств	4			
Итого за 7 семестр:		16		
Всего за учебный год:		16		

6. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ ПО ДИСЦИПЛИНЕ

Основная литература

1. Оптическая обработка информации / под ред. Д. Кейсесента. – М.: Мир, 1980.
2. Парыгин, В.Н. Оптическая обработка информации / В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. – М.: МГУ, 1987.
3. Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени / под ред. С.В. Кулакова. – М.: Радио и связь, 1989.
4. Верещагин, И.К. Введение в оптоэлектронику / И.К. Верещагин, Л.А. Косяченко, С.М. Кокин. – М.: Высш. шк., 1991.

Дополнительная литература

1. Алишев, Я.В. Основы построения телекоммуникационных систем сетей / Я.В. Алишев. – Ч. 2. – Минск: БГУИР, 1996. – 96 с.

2. Волоконно-оптические системы передачи: учебник для вузов / М.М. Бутусов, С.М. Верник, С.Л. Галкин; под ред. В.Н. Гомзина. – М.: «Радио и связь», 1992. – 416 с.
3. Оптические системы передачи: учебник для вузов / Б.В. Скворцов, В.И. Иванов, В.В. Крухманов [и др.]; под ред. В.И. Иванова. – М.: «Радио и связь», 1994. – 224 с.
4. Янушкевич, В.Ф. Методические указания к лабораторным работам по курсу «УООС» / В.Ф. Янушкевич. – Новополоцк, 2002.
5. Янушкевич, В.Ф. Учебное пособие по курсу «УООС» / В.Ф. Янушкевич. – Новополоцк, 2004.

7. УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКАЯ КАРТА ДИСЦИПЛИНЫ

Номер недели	Номер темы	Названия вопросов, выносимых на лекциях	Номера занятий		Номера методических и наглядных пособий
			Практ. (семин).	Лаборат.	
1	2	3	4	5	6
1	1	Световое поле как переносчик информации. Роль и место УООС в системе технических наук. Области применения и перспективы оптической обработки информации.	1	1	1 – 4
2	2	Интегральное преобразование в оптических системах. Явления, сопровождающие распространение световых волн. Принцип Гюйгенса – Френеля. Дифракция Френеля и дифракция Фраунгофера. Преобразование Фурье в оптических системах. Некоторые свойства оптического преобразования Фурье. Вычисление интегралов свертки и корреляции в оптических системах.			
3	2	Взаимодействие световых полей. Интерференция света. Понятие пространственной и временной когерентности. Длина когерентности. Связь длины когерентности с шириной спектра оптического излучения. Суперпозиция световых полей, различающихся по частоте и фазе. Оптическое гетеродирование.	2	1	1 – 4
4	3	Пространственно-частотная согласованная фильтрация. Многоканальная пространственно-частотная согласованная фильтрация.			1 – 4
5	3	Оптическая корреляция. Многоканальная оптическая корреляция. Оптическое улучшение качества, восстановление и улучшение изображений.	3		
6	4	Методы анализа спектра радиосигналов. Многоканальный анализ спектра радиосигналов.	4	2	1 – 4

1	2	3	4	5	6
7	4	Обработка импульсных радиолокационных сигналов. Анализ широкополосных высокочастотных сигналов.			
8	5	Обработка сигналов от фазированных антенных решеток. Обработка сигналов РЛС с синтезированной апертурой. Когерентные оптические фильтры для цифровых линий связи. Линейные коды цифровых линий связи.	5		1 – 4
9	6	Основы теории дифракции света на ультразвуке. Акустооптические пространственно-временные модуляторы света. Акустооптические анализаторы света. Акустооптическая корреляционная обработка сигналов.			
10	7	Источники света. Основные характеристики источников света. Переход от световых величин к энергетическим. Некогерентные источники света. Лампы накаливания. Газоразрядные лампы. Светодиоды.			
11	7	Когерентные источники света (лазеры). Газовые лазеры. Твердотельные лазеры. Перестраиваемые лазеры. Полупроводниковые лазеры.	6		
12	7	Оптические элементы и системы. Определение хода лучей в оптической системе. Формула тонкой линзы. Разрешающая способность оптической системы. Дифракционный предел. Абберации оптических систем. Геометрические преобразования световых полей в оптических системах.		3	1-4
13	7	Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС). Основные характеристики пространственно-временных модуляторов. Электрооптические ПВМС. Магнитооптические ПВМС. Жидкокристаллические ПВМС. Преобразователи свет-свет.	7	3	1-4
14	7	Методы детектирования оптических сигналов. Основные характеристики фотоприемников. Фотоэлементы. Фотоумножители.			1-4
15	7	Электронно-оптические преобразователи. Телевизионные передающие трубки с внешним фотоэффектом. Фотодиоды. Режим фотоЭДС, фотодиодный режим, лавинный режим. Фототранзисторы. Линейки и матрицы фотодиодов. Приборы с зарядовой связью. Передающие телевизионные трубки с внутренним фотоэффектом. Тепловые приемники излучения.	8		1-4
16	7	Фоточувствительные материалы. Основные характеристики фоточувствительных материалов. Галоидосеребряные материалы. Фотохромные материалы. Фототермопластические материалы.		4	1-4

КУРС ЛЕКЦИЙ

1. ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ПЕРЕДАЧИ

1.1. Принципы построения волоконно-оптических систем передачи

Эпоха оптической связи начинается с разработки теории квантового генератора (1954 г) и с создания первых лазеров (1961 г). Принципы волоконно-оптических систем передачи (ВОСП) были изложены в 1966 г. в статье Као и Хокема. Американская фирма «Корнинг» пошла по пути удаления примесей и достигла затухания 20 дБ/км в 1970 г. и 2 дБ/км уже к 1975 г. Современные кабели имеют затухание 0,2 – 0,5 дБ/км на ДВ и 3 – 5 дБ/км на КВ.

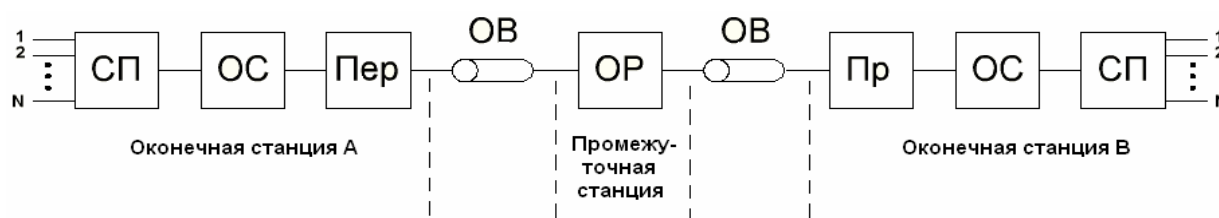


Рис. 1.1. Обобщенная схема ВОСП: СП – система передачи; ОС – оборудование сопряжения; Пер – оптический передатчик; ОР – оптический ретранслятор; Пр – оптический приемник

N первичных электрических сигналов поступают на систему передачи (СП). С выхода СП многоканальный электрический сигнал подается в оборудование сопряжения (ОС), где преобразуется в форму удобную для передачи по волоконно-оптическому кабелю. В оптическом передатчике электрический сигнал путем модуляции несущей преобразуется в оптический, который передается по оптическому волокну (ОВ). При распространении оптического сигнала происходит его искажение и ослабление. С целью увеличения дальности связи через определенные расстояния, называемыми участками ретрансляции, устанавливаются промежуточные станции, где происходит коррекция искажений и компенсация затухания. На приемной стороне происходят обратные преобразования.

Для модуляции оптической несущей используется частотная, фазовая, амплитудная, поляризационная модуляция, модуляция по интенсивности и т.д.

Наибольшее распространение получила модуляция по интенсивности.

Мгновенное значение напряженности поля:

$$E(t) = E_m \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (1.1)$$

Тогда мгновенное значение интенсивности:

$$P_{i \text{ м}} = E^2(t) \cdot \cos^2(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (1.2)$$

Среднее значение интенсивности:

$$P = 0,5(E_m)^2.$$

Широкое применение данного вида модуляции объясняется тем, что этот вид модуляции в широком диапазоне частот выполняется простыми техническими средствами для использования в оптических передатчиках – полупроводниковых (п/п) источниках излучения (светодиоды и лазерных диоды). Для управления интенсивностью излучения п/п источника достаточно изменять ток накачки (ток инжекции) в соответствии с модулирующим сигналом.

Методы приема оптического сигнала подразделяются на методы прямого фотодетектирования (некогерентный прием и энергетический прием) и на методы фотосмещения (когерентный прием, гетеродинный и гомодинный прием и т.д.).

Гетеродинный прием значительно сложнее метода прямого детектирования и требует совмещения волнового фронта поля гетеродина с волновым фронтом поля сигнала. Преимущество – более высокая чувствительность.

Гомодинный прием отличается от гетеродинного тем, что частота излучения гетеродина и передатчика совпадают. Данный метод улучшает отношение сигнал/шум, но практически реализовать его труднее в связи с необходимостью фазовой автоподстройки частоты лазерного гетеродина.

В ВОСП используются, как правило, цифровые системы передачи (ЦСП), так как они обладают рядом преимуществ по сравнению с аналоговым:

- 1) высокая помехоустойчивость;
- 2) малая зависимость качества передачи от длины линейного тракта;
- 3) высокие технико-экономические показатели и т.д.

Аналоговые системы с частотным разделением каналов пока не применяются в ВОЛС из-за высокой нелинейности источников оптического излучения и технической сложности требуемой для аналоговой передачи помехозащищенности.

1.2. Классификация волоконно-оптических систем передачи

По виду используемой модуляции ВОСП делятся на аналоговые и цифровые.

Аналоговые ВОСП используют методы модуляции, характеризующиеся непрерывным изменением одного из параметров носителя сигнала:

– интенсивности оптического излучения при модуляции по интенсивности;

– положения оптического импульса при фазоимпульсной модуляции (ФИМ);

– длительности импульса при широтно-импульсной модуляции.

Цифровые ВОСП используют дискретные методы модуляции, то есть параметры носителя изменяются дискретно.

По назначению и протяженности ВОСП делятся на магистральные, зонавые, городские, сельские и системы распределения информации.

Магистральные ВОСП – передача сообщений на тысячи километров. Зонавые ВОСП – до 600 км.

Городские ВОСП служат для уплотнения линий городской системы телефонной связи.

Системы распределения информации обеспечивают связь между ЭВМ, кабельное телевидение и т.д.

Как правило, передаются широкополосные сигналы. По принципу построения линейные тракты делятся:

– на двухволоконные однополосные однокабельные (четырёхпроводные);

– на одноволоконные однополосные однокабельные (двухпроводные однополосные однокабельные)

В настоящее время получили распространение несколько систем распределения информации:

– последовательная с ответвляющимися соединениями (рис. 1.2, а);

– последовательная замкнутая (кольцевая) (рис. 1.2, б);

– параллельная с соединением типа «звезда» (рис. 1.2, в);

– гибридная (рис. 1.2, г);

– система кабельного телевидения (рис. 1.3).

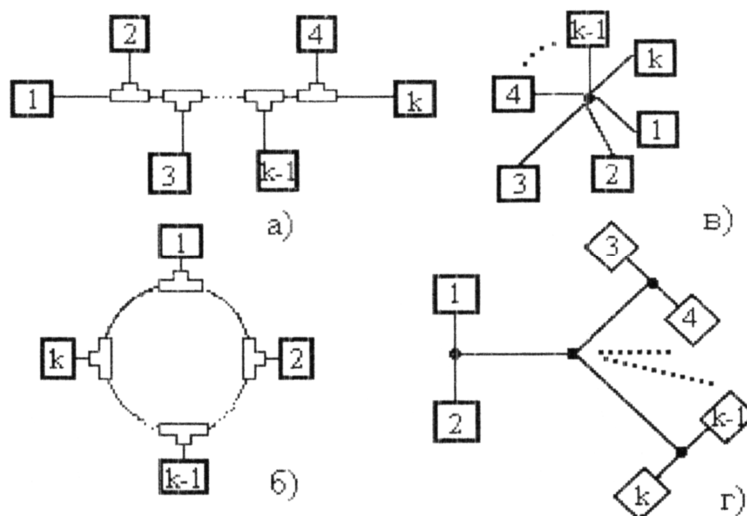


Рис. 1.2. Системы распределения информации

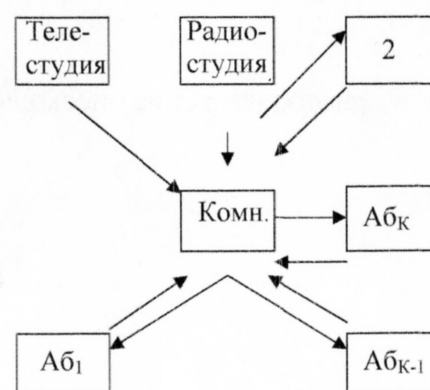


Рис. 1.3. Система кабельного телевидения

1.3. Принципы построения двусторонних линейных трактов волоконно-оптических систем передачи

Приведенная на рис. 1.4 обобщенная схема ВОСП показывает только одно направление передачи. Передача и прием оптического сигнала ведутся по двум волокнам и осуществляются на одной длине волны λ .

Недостатки: затраты на кабельное оборудование составляют значительную часть стоимости системы связи и цены на оптические кабели достаточно высоки.

Поэтому для увеличения эффективности ВОСП применяют схему, показанную на рис. 1.5.

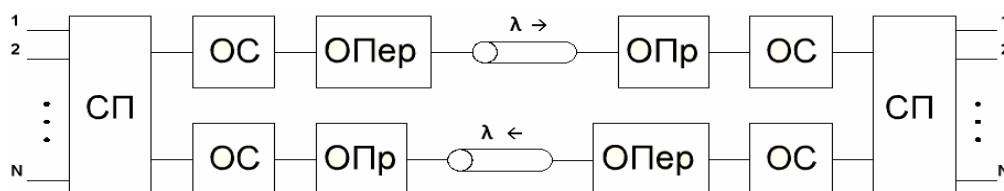


Рис. 1.4. ВОСП с передачей сигналов по двум волокнам

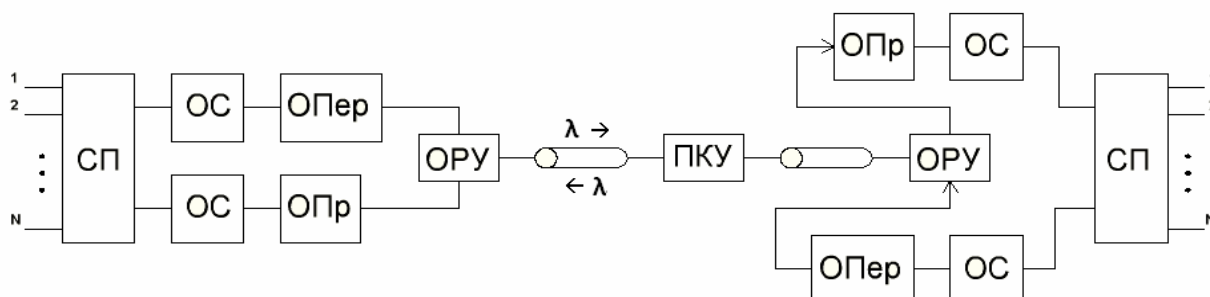


Рис. 1.5. ВОСП с применением ОРУ:

ПКУ – п/п квантовый усилитель; ОРУ – оборудование разделения узлов

В зависимости от применения рассмотренных схем различают симплексные и дуплексные системы передачи информации:

- симплексные системы осуществляют передачу информации в одном направлении;

- дуплексные системы передают информацию в обоих направлениях.

Особенность дуплексных систем – наличие переходных помех между информационными потоками, распространяющимися во встречном направлении. Переходные помехи возникают за счет обратного рэлеевского рассеяния в ОВ и ответвителях, отражения света от сборных стыков и разъёмных соединений на концах линии. Величина переходного ослабле-

ния в ОВ зависит от многих факторов: от длины волны λ , от режима работы линии, от скорости передачи информации и т.д. (рис. 1.6).

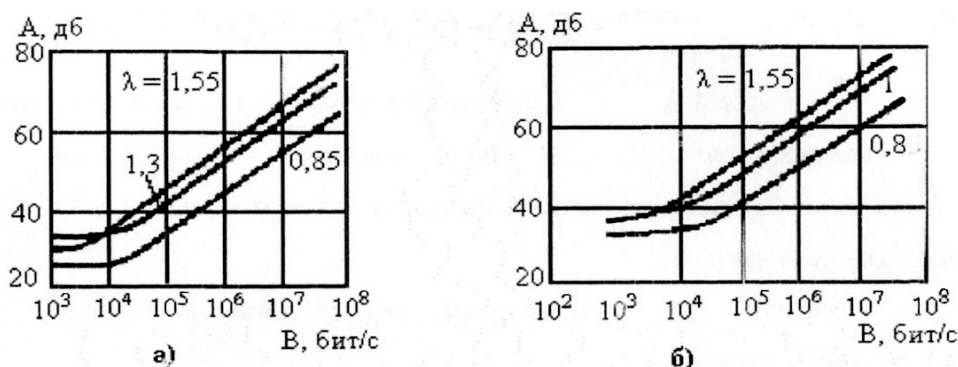


Рис. 1.6. Зависимости переходного ослабления: а – для многомодового волокна; б – для одномодового волокна; А – ослабление, В – скорость передачи

Оптимальные режим работы дуплексной ВОСП, при котором уровень переходной помехи минимален, достигается при $\lambda = 1,55$ мкм и скорости передачи информации по одномодовому волокну более 35 Мбит/с. При использовании в ВОСП линейных ретрансляторов на п/п квантовых усилителях (ПКУ) также возникают переходные помехи, основными источниками которой являются модуляция коэффициента усиления ПКУ для одного канала оптическим излучением встречного канала; обратный поток суперлюминисцентного излучения усилителя и остаточное отражение от торцов усилительного кристалла.

В ВОСП со спектральным уплотнением (одноволоконные однокабельные многополосные системы) по одному оптическому волокну одновременно передаются несколько спектрально разнесенных оптических несущих, каждая из которых модулируется, как правило, многоканальным цифровым сигналом.

Структурная схема со спектральным разделением каналов имеет вид, показанный на рис. 1.7.

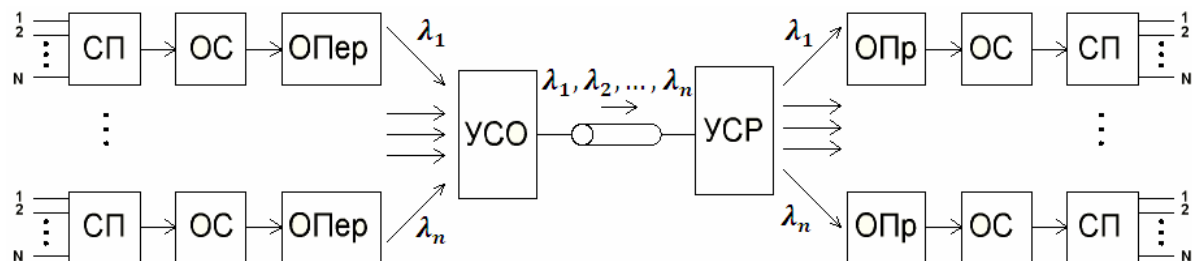


Рис. 1.7. Структурная схема со спектральным разделением каналов:
УСО – устройство спектрального объединения;
УСР – устройство спектрального разделения

На передающей станции имеется n систем передачи сигнала, сигналы которых передаются на n оптических передатчиков, каждый из которых работает на своей оптической несущей с длинами волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$. С помощью УСО осуществляется ввод оптических несущих в одно оптическое волокно. На приемной стороне в УСП оптические несущие разделяются и каждая поступает на свой оптический приемник.

В качестве объединителей и разделителей оптических несущих могут использоваться различные оптические спектральные устройства, мультиплексоры, демультиплексоры, работа которых основана на известных явлениях физической оптики: дисперсии, дифракции и интерференции. В основе структуры мультиплексора могут быть использованы оптическая призма, многослойный диэлектрик, дифракционная решетка и т.д.

1.4. Методы уплотнения ВОЛС

Известны следующие методы уплотнения:

- 1) временное;
- 2) пространственное;
- 3) спектральное;
- 4) частотное.

Временное разделение предполагает объединение нескольких информационных потоков в один, объединение может быть осуществлено на уровне электронной аппаратуры (электрических сигналов) и на уровне оптических сигналов.

Временное уплотнение на уровне электрических сигналов показано на рис. 1.8.

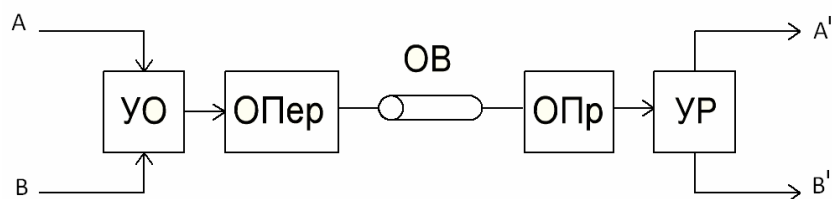


Рис. 1.8. Структурная схема ВОСП с временным разделением

Две серии импульсов A и B (может быть N источников) с помощью устройства объединения (УО) суммируются в определенной последовательности в групповой сигнал, который модулирует оптическую несущую. Оптическое излучение распространяется по ОВ, поступает в оптический приемник и устройством разделения (УР) разделяется на две серии импульсов A' и B' .

Временное уплотнение на уровне оптического сигнала показано на рис. 1.9.

Электрические цифровые сигналы от N источников поступают на N оптических передатчиков, в которых электрические сигналы преобразуются в оптические. Перед объединением оптических сигналов вводится задержка на Δt , $2\Delta t$, ..., $(N - 1)\Delta t$. Данная задержка необходима для получения последовательности оптических импульсов. При приеме осуществляется обратное преобразование.

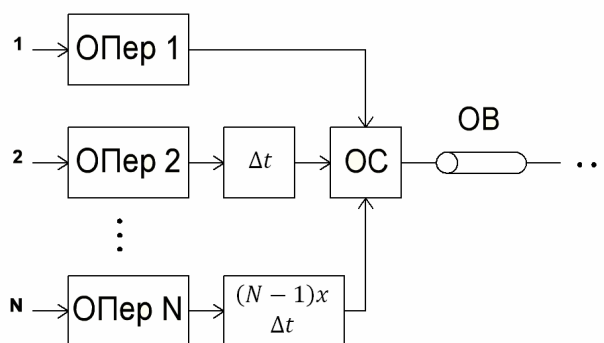


Рис. 1.9 Временное уплотнение на уровне оптического сигнала

При временном уплотнении требуется передача коротких световых импульсов (1 нс и меньше). Однако передача субнаносекундных импульсов предъявляет чрезвычайно высокие требования к быстродействию аппаратуры ВОСП. Кроме того, скорость передачи, а следовательно и широкополосность, ограничены дисперсионными свойствами ОВ.

Основные достоинства временного уплотнения: увеличение пропускной способности ОВ и возможность создания полностью оптической сети связи.

Пространственное уплотнение показано на рис. 1.10.

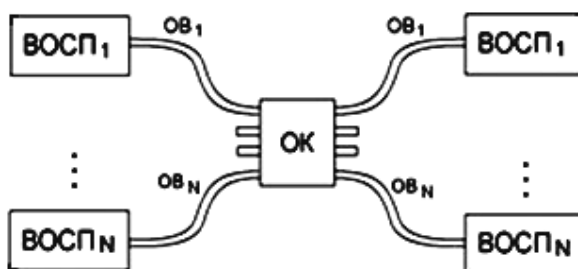


Рис. 1.10. Пространственное уплотнение

Недостатками пространственного уплотнения является большой расход ОВ, а следовательно высокая стоимость линейного тракта.

Частотное (гетеродинное) уплотнение. Принцип работы основан на том, что сигналам различных источников информации отводятся определенные полосы частот. В этом случае для получения группового сигнала требуется близкорасположенные стабильные оптические несущие. Однако нестабильность излучения п/п лазеров, особенно при высокоскоростной модуляции, приводит к тому, что расстояние по спектру между рабочими

длинами волн соседних каналов значительно больше полосы информационного сигнала. Поэтому для получения близко расположенных каналов ВОСП используют различные несущие не от разных источников, а от одного с помощью сдвига оптической несущей (рис. 1.11).

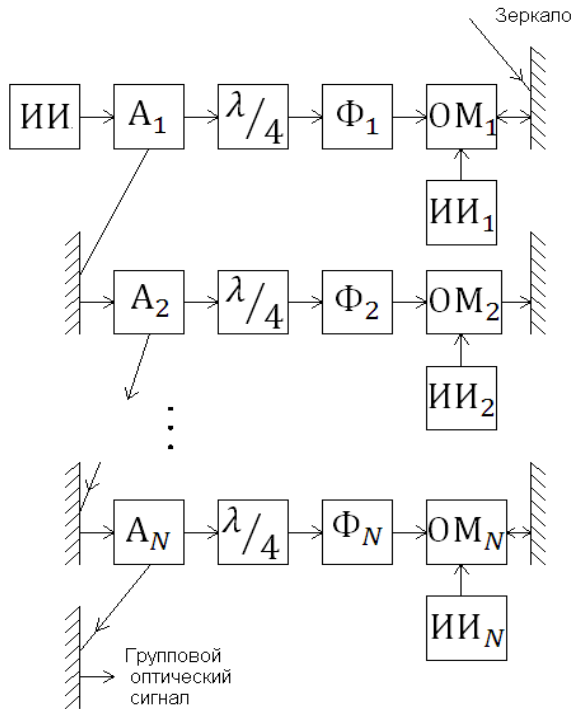


Рис. 1.11. Частотное уплотнение

Оптическая несущая 1-го канала, промоделированная в $ОМ_1$ информационным сигналом, отражаясь от зеркала также возвращается к A_1 . Плоскость поляризации оптического сигнала, дважды прошедшего четвертьволновую призму, поворачивается на $\pi/2$ по отношению к плоскости поляризации исходного колебания, в связи с чем световой пучок отклоняется в призме и выходит из нее. Далее общий сигнал поступает на A_2 и процесс повторяется с той лишь разницей, что модулируется оптическое излучения с частотой f_2 и т.д. Таким образом формируется оптический групповой сигнал.

Принимаемый оптический групповой сигнал поступает на анализатор A_1 , затем на четвертьволновую призму и фильтр 1-го канала, который пропускает только оптический сигнал с частотой f_1 . Сигналы другой частоты отражаются и поступают на анализатор A_2 . В оптическом смесителе (ОС) оптическая несущая с частотой f_1 перемножается с частотой местного гетеродина. Промежуточная частота выделяется полосовым фильтром (ПФ) и поступает на фотодетектор, на выходе которого формируется электрический сигнал. Процесс повторяется для всех каналов.

Принцип работы: оптическое излучение с выхода лазерного источника излучения (ИИ), содержащего ряд несущих f_1, f_2, \dots, f_N , поступает на анализатор A_1 , представляющий собой призму Глана – Тейлора, а затем, проходя четвертьволновую призму, поступает на фильтр первого канала Φ_1 . Этот фильтр пропускает оптическую несущую 1-го канала f_1 к оптическому модулятору $ОМ_1$, где она модулируется источником информации $ИИ_1$. Оптическое излучение с частотами f_2, f_3, f_N отражается фильтром и возвращается обратно к A_1 . По пути оно вторично проходит через четвертьволновую призму и попадает на A_2 .

Преимущество: длина участка регенерации увеличивается до 200 км и увеличивается пропускная способность ОВ.

Недостатки: требуется оптический тракт приема и передачи с сохранением поляризации, а также ряд дополнительных устройств: сдвигатели частоты, оптические вентили, контроллеры поляризации, оптические смесители, система АДЧ и так далее, что усложняет ВОСП и увеличивает ее стоимость.

Приемник такого сигнала имеет следующую структуру, показанную на рис. 1.12.

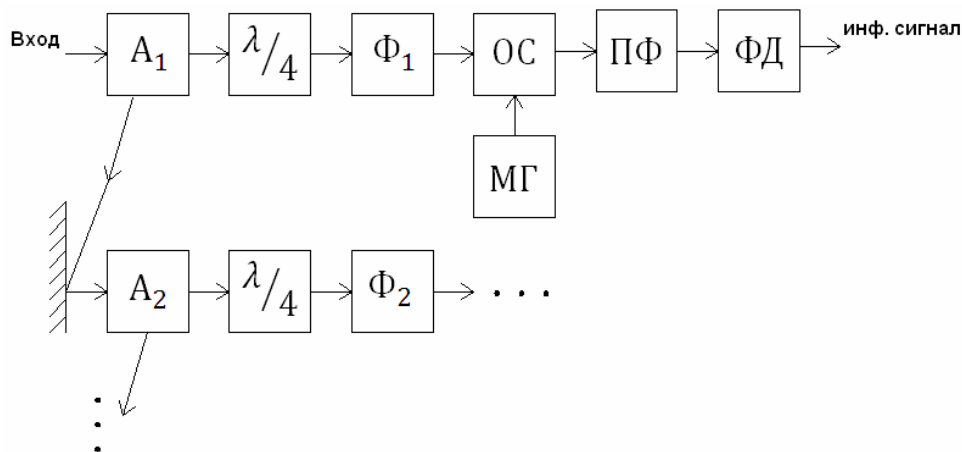


Рис. 1.12. Структура приемника ВОСП с частотным уплотнением

Спектральное уплотнение. Одним из важных преимуществ этого способа уплотнения является наиболее полное использование сверхширокой полосы пропускания ОВ. В диапазоне $\lambda = 1,55$ мкм это позволяет организовать передачу по одному волокну 300 тыс. телефонных каналов.

Мультиплексоры подразделяются на спектрально-нечувствительные и спектрально-чувствительные.

К первым относятся волоконные направленные ответвители, соединительные устройства, а также устройства на градиентных линзах. Ко вторым – дифракционные решетки, призмы, фильтры.

Пример 4-х-канального планарного мультиплексора на дифракционной решетке приведен на рис. 1.13.

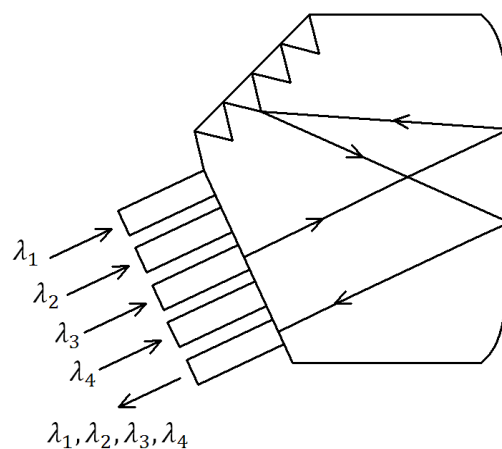


Рис. 1.13. 4-х канальный планарный мультиплексор на дифракционной решетке

2. ОПТИЧЕСКИЕ КАБЕЛИ И ПАССИВНЫЕ УСТРОЙСТВА

2.1. Световоды

Световодом называется устройство, организующее область распространения оптических колебаний и направляющее поток энергии в заданном направлении. На основе световодов строятся различные оптические устройства: активные (усилители, модуляторы и демодуляторы) и пассивные (ответвители, мосты и соединители). Различают два вида световодов: плоские (рис. 2.1) и волоконные (рис. 2.2). Плоские световоды в свою очередь делятся на пленочные и каналные.

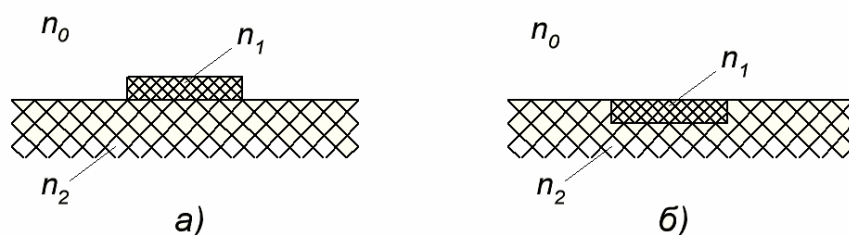


Рис. 2.1. Плоские световоды

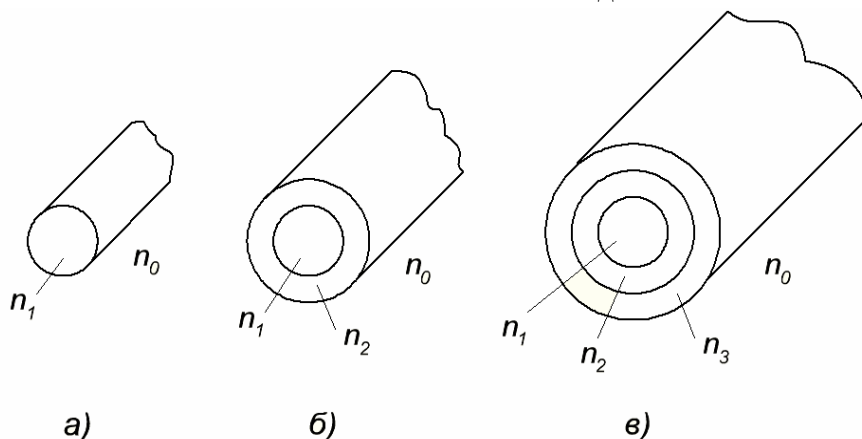


Рис. 2.2. Волоконные световоды

Световоды изготавливают из специального стекла с $n = \sqrt{\epsilon \cdot \mu}$. Если $n > n_0$, где n_0 – показатель преломления среды, то свет в волокне испытывает полное внутреннее отражение от границ раздела. Это и есть условие распространения оптического сигнала в волокне.

Существует два типа волокон:

- со ступенчатым изменением n ;
- с градиентным изменением n .

Принцип передачи электромагнитной энергии по двухслойному волокну рассмотрим согласно рис. 2.3.

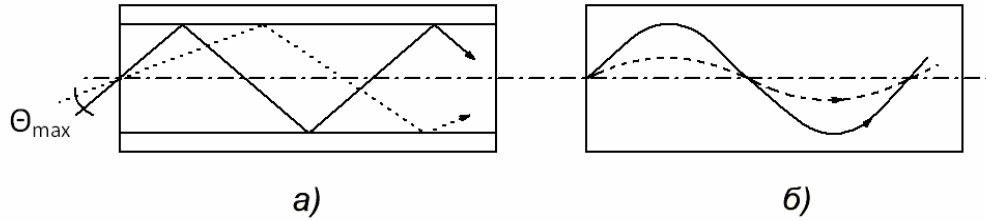


Рис. 2.3. Распространение электромагнитной энергии по волокну

Лучи света входят в сердцевину волокна с торца и удерживаются внутри сердечника за счет полного внутреннего отражения. Максимально возможный угол Θ_{\max} , при котором лучи еще испытывают полное внутреннее отражение, называют числовой апертурой световода, который определяется по формуле:

$$\sin(\Theta_{\max}) \approx \Theta_{\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.1)$$

В световодах возможно распространение нескольких типов волн (мод), отличающихся структурой и параметрами. Оптической волной будем называть электромагнитную волну с колебаниями в области оптического диапазона. Возможны следующие типы волн:

- 1) Т-волна;
- 2) Е-волна ($E_z \neq 0, H_z = 0$);
- 3) Н-волна ($H_z \neq 0, E_z = 0$);
- 4) Гибридная ($E_z \neq 0, H_z \neq 0$) или НЕ или ЕН волна.

Возможно существование волн типов $H_{nm}, E_{nm}, HE_{nm}, EH_{nm}$, где n – число вариаций поля вдоль радиуса, m – вдоль полуокружности.

В оптических световодах также существует критическая длина волны или критическая частота – наименьшая частота, при которой еще возможно распространение волн данного типа в световоде.

Волна, имеющая наименьшую критическую частоту $f_{кр}$ (наибольшую длину волны $\lambda_{кр}$), называется основной.

Для основной волны может быть реализован одноволновый или одномодовый режим в пределах от $f_{кр}$ основного типа до $f_{кр}$ ближайшего типа.

Те типы волн, которые используются на практике, называются рабочими. Распространены $E_{0m}, H_{0m}, HE_{nm}, EH_{nm}$. Основной волной является HE_{11} , для которой $f_{кр} = 0$ (рис. 2.4).

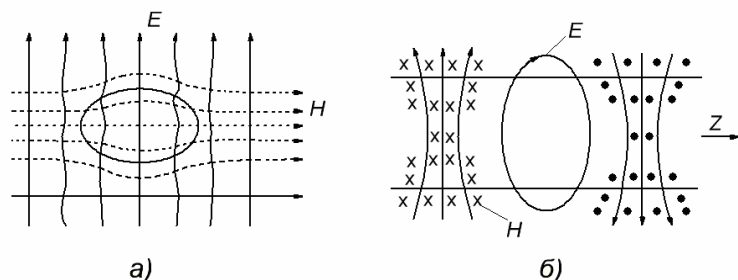


Рис. 2.4. Структура волны HE_{11}

Ближайшими высшими типами волн являются H_{01} или E_{01} .

$$f_{\hat{e}\hat{d}}^{H_{01}} = f_{\hat{e}\hat{d}}^{E_{01}} = \frac{c}{1,3 \cdot D \cdot \sqrt{\epsilon \cdot (n_1^2 - n_2^2)}}, \quad (2.2)$$

где D – диаметр волокна.

Одномодовый режим существует от 0 до $f_{кр}^{E_{01}}$. Практически, при низких частотах основная волна не канализируется, а рассеивается в окружающем пространстве, как бы вытекая из волокна. Чтобы увести $f_{кр}^{E_{01}}$ за пределы используемого диапазона, необходимо уменьшать диаметр волокна D и разность $(n_1)^2 - (n_2)^2$. На практике поперечные размеры волокна имеют размеры микрометров, а

$$\frac{n_1 - n_2}{n_1} = 10^{-2} \div 10^{-3}. \quad (2.3)$$

В одномодовом режиме сигнал передается с меньшими искажениями, чем в многомодовом, однако изготовить одномодовый световод сложнее, а следовательно, стоимость его по сравнению с многомодовыми выше. Поэтому на магистральных линиях связи применяются и многомодовые световоды. В градиентных волокнах моды не столь резко отличаются по скорости распространения (дисперсии), чем ступенчатых волокнах. Поэтому градиентные волокна в меньшей степени вносят искажения, они более широкополосны и более дорогостоящие. Для плоских световодов:

$$n_1 > n_2 > n_3 = n_0, \quad (2.4)$$

где $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ – показатель преломления пленки или диэлектрика канавки;
 $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ – показатель преломления подложки;
 $n_3 = \sqrt{\epsilon_3}$ – показатель преломления среды.

Различают симметричные и несимметричные плоские световоды. Симметричные световоды – те, у которых $n_2 = n_3$, несимметричные – $n_2 \neq n_3$.

В пленочных световодах существует множество H_{mn} и E_{mn} волн. При рассмотрении структуры поля в системе прямоугольных координат (для

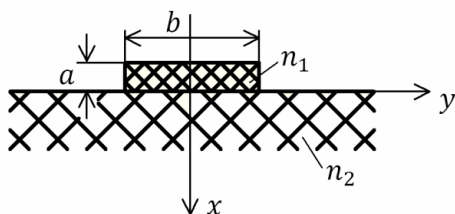


Рис. 2.5. Структура поля в прямоугольных координатах

планарных световодов) принято изменять порядок написания индексов m и n по сравнению с цилиндрической системой координат (для волоконных световодов). Это связано с тем, что указанные индексы определяют разные изменения поля. В прямоугольной системе координат m – число полуволн изменения поля вдоль оси X , а n – вдоль оси Y (рис. 2.5).

Простейшими для плоского световода являются волны H_0 и E_0 ($m = 0$). Значение m равное нулю не означает, что поле по толщине пленки d не изменяется, это лишь указывает на то, что это изменение меньше половины длины волны. Основной считается H_0 -волна, ближайшая E_0 -волна.

Подбирая толщину пленки d , можно ограничить число распространяющихся волн пленочного световода. В частности обеспечить распространение одной H_0 -волны (одномодовый режим: $d \approx 0,1$ мкм). Но изготовление такой пленки и обеспечение ее однородности сложная инженерная задача. Толщину пленки можно увеличить, если уменьшить относительную разность показателей преломления. Она может быть соизмерима длиной волны λ , если выполняется условие (2.1).

Одномодовый режим можно обеспечить путем металлизации внешней поверхности пленки. В этом случае увеличивается затухание E_m волн и главное – ближайшей E_0 -волны. Таким образом, при большем d , соответствующем многомодовому режиму, удастся искусственно реализовать одномодовый режим в широком диапазоне частот.

В пленочном световоде кроме направляемых волн, существуют и волны излучения. При частоте большей критической частоты $f_{кр}$ большая часть энергии основной волны переносится внутри пленки или сердечника волокна. На частотах примерно равных критической частоте и меньших $f_{кр}$ энергия волны все больше перераспределяется в соседние среды (в пленочном световоде главным образом в подложку). При еще более низких частотах в основном волны уходят в окружающее пространство, то есть излучаются. Причиной появления волн излучения являются также нарушения регулярности световодов.

2.2. Оптические кабели

Оптические кабели (ОК) содержат волоконный световод, оболочку и силовые элементы. Основными параметрами ОК являются:

1. Рабочая длина волны λ .
2. Коэффициент затухания α .
3. Дисперсия.

Существуют специальные справочники, содержащие параметры ОК.

Оптические кабели могут работать при $\lambda = 0,8 \div 10$ мкм. Но наиболее часто используются 0,85, 1,3 и 1,55 мкм.

Коэффициент затухания равен:

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_k, \quad (2.5)$$

где α_c – собственные потери световода;

α_k – кабельные потери.

Кабельные потери обусловлены скруткой, деформацией, изгибом световода.

В свою очередь, собственные потери световода определяются следующим образом:

$$\alpha_c = \alpha_i + \alpha_p,$$

где α_i – потери поглощения;

α_p – потери рассеяния.

Коэффициент затухания зависит от длины волны (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Зависимость коэффициента затухания от длины волны

λ , мкм	$\alpha_{\text{сmin}}$, дБ/км	α_c , дБ/км	l_p , км
0,85	0,9	2÷3	10÷15
1,3	0,5	0,7÷1,0	30÷40
1,55	0,2	0,3÷0,5	60÷100

Примечание: $\alpha_{\text{сmin}}$ – минимальные потери волоконного световода; α_c – средние потери; l_p – длина регенерационного участка.

В оптических кабелях наблюдается рассеяние во времени спектральных или модовых составляющих оптического сигнала, называемое дисперсией, что приводит к искажению формы передаваемого сигнала. Различают межмодовую и внутримодовую (частотную) дисперсии.

Межмодовая дисперсия связана с различием скорости распространения различных мод.

Внутримодовая связана с зависимостью скорости распространения моды от частоты.

При прохождении импульсного сигнала по ОК дисперсия приводит к расширению импульса. Дисперсия ограничивает длину регенерационного участка, так как с увеличением длины участка дисперсия проявляется сильнее и возрастает расширение импульса.

Источник излучения также оказывает влияние. Лазерные источники, излучающие в узкой полосе частот, меньше влияют на дисперсию, чем светодиоды, полоса излучения которых весьма широка:

$$B \approx \Delta F \approx \frac{0.25}{\sigma \cdot L_p} = \frac{0.25 \cdot \Delta f}{L_p}, \quad (2.6)$$

где B – скорость передачи информации;

ΔF – полоса частот, МГц;

σ – дисперсия, мкс/км;

L_p – длина регенерационного участка;

Δf – широкополосность световода, МГц · км.

2.3. Пассивные оптические устройства

Пассивные оптические устройства характеризуются следующими параметрами:

1. КСВ и КБВ:

$$\hat{E}\tilde{N}\hat{A} = \frac{1}{\hat{E}\hat{A}\hat{A}} = \frac{1+|\rho|}{1-|\rho|}, |\rho| = \sqrt{\frac{D_{i\delta\delta}}{D_{i\delta\delta}}} \quad (2.7)$$

Идеальным является случай, когда КСВ = КБВ = 1 ($|\rho| = 0$). Рассогласование (КСВ $\neq 1$) приводит к дополнительным потерям и искажениям сигнала (рис. 2.6).

2. Вносимое затухание

$$a = 10 \cdot \lg(P_{\hat{\alpha}\delta} / D_{\hat{\alpha}\delta})$$

3. Рабочий диапазон частот $\lambda_{\min} \div \lambda_{\max}$

4. Допустимый уровень мощности $P_{\text{дон}}$.

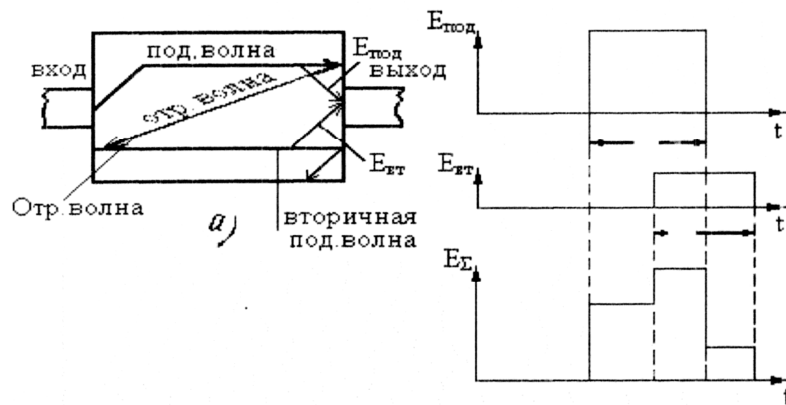


Рис. 2.6. Влияние рассогласования на характеристики сигналов

Устройства ввода/вывода энергии. Они должны обеспечить передачу максимально возможной мощности от источника излучения в световод и из световода в фотоприемник.

Простейшим источником излучения являются светодиоды, которые обладают низкой яркостью и большой площадью излучения ($S = 0,2 \div 5,6 \text{ мм}^2$). В последнее время разработаны светодиоды с высокой яркостью и малой излучающей поверхностью. Такие светодиоды, а также инжекционные лазеры можно непосредственно присоединить к световоду встык. Потери на ввод излучения в многомодовый световод равны

$$a = \eta + A_{i\delta\delta} + \hat{A}_E, \quad (2.9)$$

где $\eta = 10 \cdot \lg(P_E / D_{N\hat{A}})$ – эффективность ввода;

P_E – мощность источника излучения;

$D_{N\hat{A}}$ – мощность, которая вводится в световод;

$\dot{A}_{\gamma \delta \delta}$ – потери за счет отражения;

\dot{A}_E – потери на излучение.

Наилучшее и стабильное согласование источника излучения с многомодовым световодом достигается за счет покрытия поверхности источника излучения четвертьволновым слоем с коэффициентом преломления $n = \sqrt{n_E \cdot n_{\tilde{N}\tilde{A}}}$ и заполнением зазора иммерсионной жидкостью с $n = n_{св}$. В этом случае $A_{отр}$ пренебрежимо мало.

Одной из проблем ввода излучения в одномодовый световод является несовпадение распределения поля излучаемой лазером волны и основной моды световода HE_{11} .

Устройство ввода излучения (коническое устройство ввода) в одномодовое волокно имеет вид, показанный на рис. 2.7.

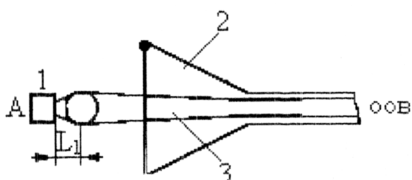


Рис. 2.7. Устройство ввода излучения: А – источник излучения; 1 – сферическая линза; 2 – одномодовый конический конус; ООВ – одномодовое оптическое волокно

Сферическая линза вводится для того, чтобы исключить появление мод высших типов при больших диаметрах торцевой поверхности конуса (1 – 2 мм) (фазокорректирующий элемент с эффективностью 1,6 ÷ 2,2 дБ).

Соединители. Основное требование, предъявляемое к данным устройствам, – малое вносимое затухание и высокая степень согласованности. Соединители бывают разъемные и неразъемные.

Неразъемные соединители фиксируют два световода друг с другом. Разъемные же допускают многократное соединение-разъединение.

Соединение волокон с помощью трубки, как показано на рис. 2.8. Применяются трубки из стекла. Вносимое затухание 0,29 дБ.

Соединение с помощью пластин показано на рис. 2.9.

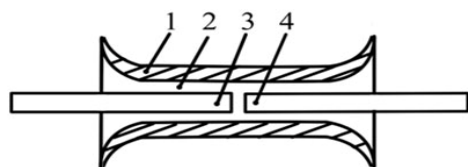


Рис.2.8. Соединение волокон с помощью трубки: 1 – втулка или трубка; 2 – отверстие для заливки склеивающего компаунда; 3, 4 – волокна

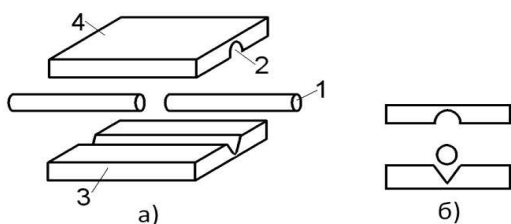


Рис. 2.9. Соединение с помощью пластин: а) с канавками круглой формы; б) с V-образными канавками; 1 – волокно; 2 – канавки; 3 – пластина; 4 – крышка

Концы волокон обычно склеиваются, но могут соединяться и с помощью электродуговой сварки. Вносимое затухание $\approx 0,5$ дБ.

Разъемный соединитель показан на рис. 2.10.

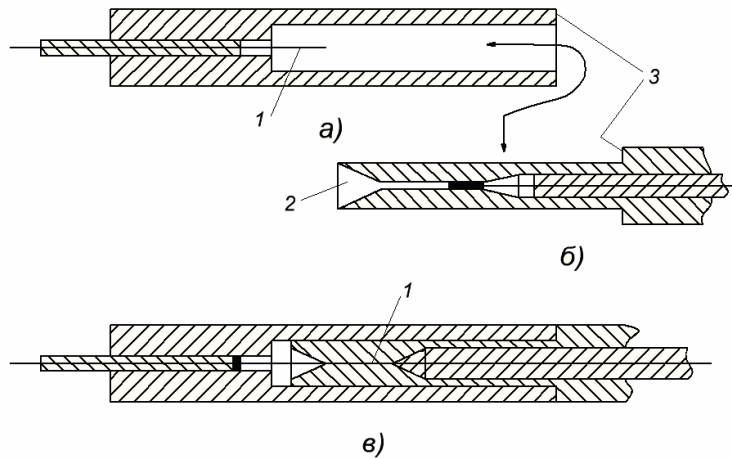


Рис. 2.10. Разъемный соединитель: а – гнездо; б – штырь; в – сרוток;
1 – волокно; 2 – канал; 3 – сопрягаемые поверхности

Оптические изоляторы и вентили. Пропускают свет в одном направлении с малым затуханием и практически не пропускают в обратном.

$$V = a_{i \rightarrow d} / a_{i \leftarrow d} .$$

Оптические изоляторы реализуются на эффекте Фарадея, то есть на эффекте вращения плоскости поляризации оптического луча под воздействием магнитного поля (рис. 2.11).

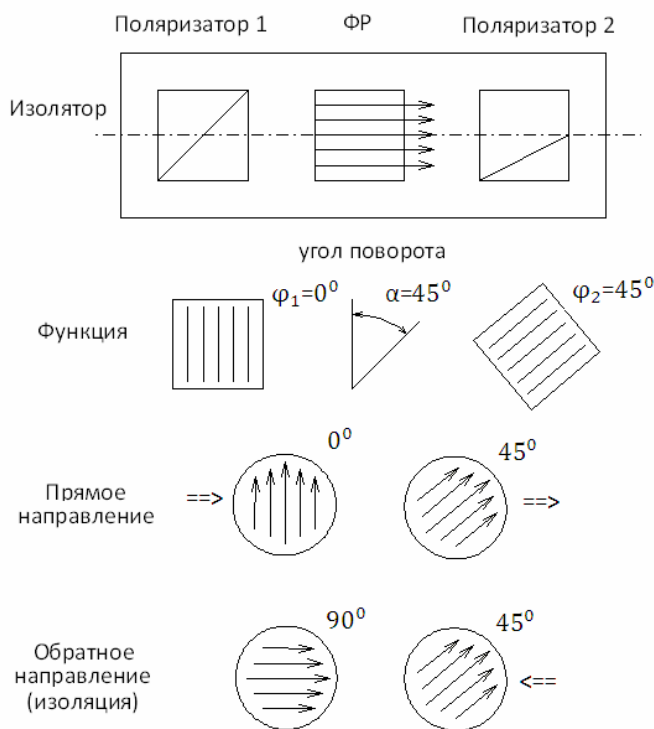


Рис. 2.11. Оптические изоляторы на эффекте Фарадея

Данные устройства реализуются на кристаллах редкоземельных гранатов. Такие изоляторы обладают затуханием в прямом направлении 0,8 дБ ($a_{пр}$), а в обратном направлении – 40 дБ ($a_{обр}$).

Данные устройства применяются в оптических гетеродинных приемниках для контроля поляризации, так называемые поляризационные контроллеры.

Оптические аттенюаторы или ослабители. Для данных устройств используют те же параметры, что и для соединителей. Однако у соединителей требуется как можно меньшее затухание, а у аттенюаторов затухание регулируется.

Аттенюаторы бывают фиксированными и регулируемыми. В качестве фиксированных могут использоваться устройства, аналогичные соединителям и оптическим ответвителям. Регулируемые аттенюаторы могут быть выполнены на основе фарадеевских ротаторов по аналогии с фарадеевскими аттенюаторами, используемыми в волноводной технике.

Оптические ответвители или разветвители. Различают селективные и неселективные ответвители.

Селективные ответвители чувствительны к длине волны λ , а неселективные – не чувствительны.

Неселективные – это Т-образные построенные по принципу ответвления конечных устройств от главного ствола линии, и звездообразные разветвители. В системах с большим числом ответвлений целесообразнее использовать звездообразные устройства, так как у них потери меньше.

По своей конструкции разветвители делятся на биконические (излучение передается через боковую поверхность) и торцевые (излучение передается через торцевую поверхность).

Биконический разветвитель показан на рис. 2.12, разветвитель торцевого типа – на рис. 2.13.

Характеристики: переходное ослабление, направленность и развязка.

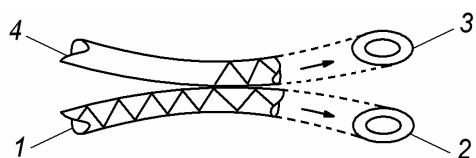


Рис. 2.12. Биконический разветвитель:
1, 2, 3, 4 – плечи разветвителя

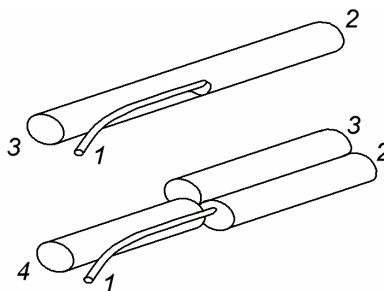


Рис. 2.13. Разветвитель торцевого типа: 1 – входной световод; 2, 3, 4 – выходные световоды

3. ИСТОЧНИКИ И ПРИЕМНИКИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Требования к источникам излучения

К источникам излучения предъявляются следующие требования:

1. Длина волны излучения должна совпадать с одним из минимумов спектральных потерь оптических волокон.
2. Конструкция источника должна обеспечить достаточно высокую мощность выходного излучения и эффективный ввод его в ОВ.
3. Источник должен иметь высокую надежность и длительный срок службы.
4. Габаритные размеры, масса и потребляемая мощность должны быть минимальными.
5. Простота технологии должна обеспечивать невысокую стоимость и высокую воспроизводимость характеристик.

В ряде устройств предъявляются требования в отношении дисперсии и искажения импульсов в ОВ.

В ВОСП с когерентным приемом необходимы источники не только с узким спектром, но и с высокой стабильностью длины волны λ , которая также необходима в многоканальных системах со спектральным разделением каналов.

В ряде высокоскоростных систем передачи предъявляются значительные требования к динамическим характеристикам источников света. Например, удобнее использовать оптические излучатели, допускающие прямую модуляцию интенсивности, частоты или фазы излучения без изменения остальных параметров.

Существенно ниже требования к характеристикам источников света, предназначенных для применения в системах передачи на небольшие расстояния с относительно малой скоростью.

Известно три класса источников оптического излучения для ВОСП: планарные полупроводниковые, волоконные и объемные микрооптические (микролазеры). В основном используются планарные источники.

3.2. Принцип действия когерентных и некогерентных источников оптического излучения

Как известно из квантовой физики, значение приобретаемой электроном энергии носит дискретный характер, что дает основание говорить, что электрон находится на том или ином энергетическом уровне.

В полупроводниках плотность электронов значительна, и поэтому энергетические уровни расположены плотно, образуя зоны.

Имеется два типа зон: зона проводимости с энергией E_c и зона валентных электронов E_v .

Валентная зона соответствует базовому или минимальному энергетическому уровню. При тепловом равновесии электроны в основном находятся в этой зоне. Если к р-п переходу приложить напряжение смещения $U_{см}$ в прямом направлении, то через переход потечет электрический ток. Если количество добавляемой извне энергии значительно, то некоторые электроны, приобретая значительную энергию, переходят на более высокий энергетический уровень (то есть в зону проводимости). Это приводит к появлению свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне (рис. 3.1).

Дырки и свободные электроны являются свободными носителями тока в полупроводниках, причем возможно такое явление, когда свободные электроны, сталкиваясь с узлами кристаллической решетки, попадают обратно в валентную зону. Пара «электрон-дырка» исчезает. Если падение на

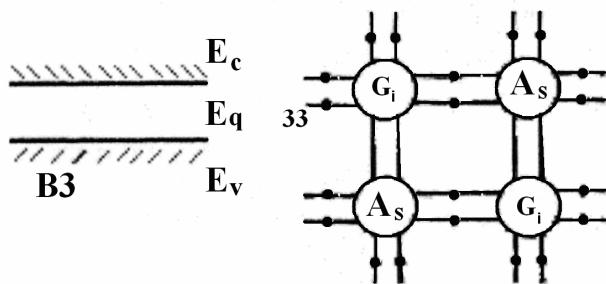


Рис. 3.1. Структура полупроводника

нижний энергетический уровень происходит без соударения, то в таких случаях энергия, теряемая электроном, выделяется в виде фотона излучения. Подобный процесс излучения называется спонтанным. Частота этого излучения равна:

$$f = \frac{c}{\lambda} = \frac{E_{\partial}}{h} = \frac{E_c - E_v}{h} \quad (\text{частотное условие Бора}), \quad (3.1)$$

где h – ширина запрещенной зоны.

Напряженность электрического поля оптического излучения изменяется по следующему закону:

$$E(t) = [A + a(t)] \cdot \sin[2 \cdot \pi \cdot f \cdot t + \phi(t)], \quad (3.2)$$

где A – среднее значение амплитуды;

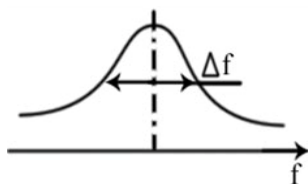


Рис. 3.2. Спектр излучения

$a(t)$ – колебание амплитуды или шумы амплитудной модуляции;

$\phi(t)$ – колебание частоты или шумы частотной модуляции.

Спектр излучения имеет вид, показанный на рис. 3.2.

Если бы отсутствовали частотные флуктуации, то у нас был бы монохроматический источник излучения (одна спектральная линия). Δf используется для характеристики монохроматического источника излучения.

Спонтанное излучение обладает низкой монохроматичностью. Его называют некогерентным (с высоким Δf) светом. Такой механизм излучения используется в светоизлучательных диодах (СИД).

Когерентные источники света – такие источники, которые излучают синфазные оптические волны. В основе работы лежит спонтанное излучение полупроводника, охваченное объемным резонатором. Широкое распространение получил резонатор Фабри – Перо (рис. 3.3).

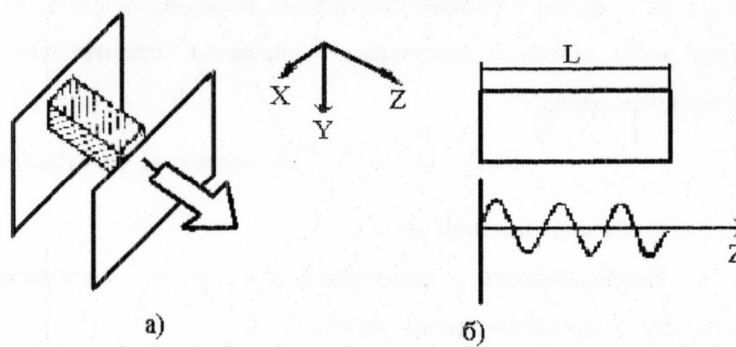


Рис. 3.3. Резонатор Фабри – Перо

Зеркала выполняют роль положительной обратной связи.

Условия существования стоячих волн:

$$\frac{\lambda_N}{2 \cdot n} \cdot N_z = L, \quad (3.3)$$

$$f_N = \tilde{n} / \lambda_N$$

где λ_N – длина волны N-го типа;

n – коэффициент преломления среды;

N_z – количество участков колебаний;

L – длина резонатора.

Наличие резонатора создает условие для существования синфазных оптических волн, и спектр излучения становится дискретным или когерентным (рис. 3.4).

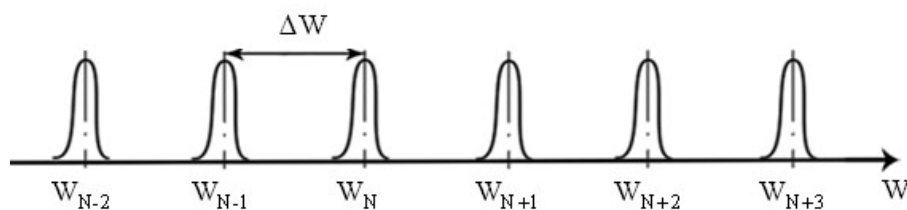


Рис. 3.4. Спектр излучения

В структурах с ПОС не только спонтанное, но и индуцированное (вынужденное) излучение. Это сводится к следующему: если на электрон, находящийся в зоне проводимости, падает свет с частотой $f_0 \approx f$, определяемой условием Бора, то возникает излучение с частотой f_0 и направлением падающего света. При каждом переходе возникшего вынужденного излучения между зеркалами оно усиливается средой полупроводника, так как вызывает все новые рекомбинации носителей.

Если общие потери меньше усиления, то возникает лазерный эффект, характеризующийся появлением генерации вынужденного излучения. Данный принцип используется в лазерных диодах (ЛД).

В резонаторе могут возникать как продольные, так и поперечные моды или колебания.

Вынужденное излучение приводит к значительному уменьшению числа излучаемых продольных мод (рис. 3.4).

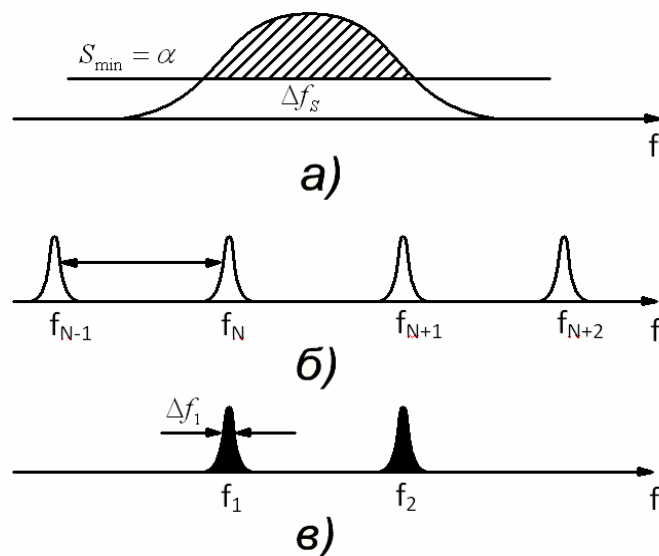


Рис. 3.4. а – спектр спонтанного излучения; б – спектр когерентного излучения; в – спектр генерации лазера

Для возникновения колебаний в лазере необходимо ввести в излучающую среду энергию, необходимую для компенсации потерь в резонаторе и усиления оптического излучения. Минимальный для генерации коэффициент усиления S_{\min} (пороговый коэффициент усиления) равен потерям в резонаторе.

В нашем примере происходит генерация на двух модах f_1 и f_2 . Ширина спектра излучения Δf_n определяется шумами АМ и ЧМ лазерного света и гораздо меньше ширина спектра некогерентного источника спектра.

3.3. Светоизлучающие диоды

В основе таких источников лежат полупроводники с прямым переходом (типа арсенида галлия, фосфида индия, GaSb, InAs, PbTe).

Рассмотрим принцип работы простого светоизлучающего диода (СИД) с p-n переходом (рис. 3.5).

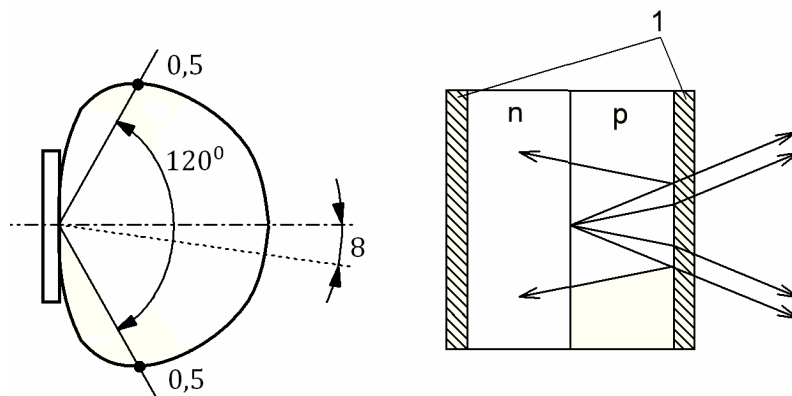


Рис. 3.5. СИД с p-n переходом

Излучение возникает при большей концентрации электронов и дырок, чем в равновесном состоянии. Возбуждение этого состояния обеспечивается инжекцией носителей через переход в направлении высокой проводимости. Области p и n легированы до вырождения при большем легировании n области, чтобы при инжекции электронов из n области обеспечивалась высокая эффективность излучения. Изначально рекомбинирует только часть инжектированных электронов, остальные участвуют в спонтанном излучении.

p-n переходы, выполненные из различных п/п материалов, называются гетеропереходами.

В настоящее время разработаны два основных типа СИД: с поверхностным излучением и торцевого типа.

Светоизлучающие диоды с поверхностным излучением представлены на рис. 3.6. Если используются такие СИД для ввода в световод, то потери без согласующих устройств составляют 14 – 20 дБ.

Светоизлучающие диоды торцевого типа представлены на рис. 3.7.

Основные характеристики СИД: длина волны λ , ширина спектра излучения $\Delta\lambda$, мощность P , время переключения τ или связанная с этим параметром максимальная предельная частота модуляции F_{\max} и ДН мощности излучения.

В СИД с поверхностным излучением мощность излучения равна $1 \div 100$ мВт при инжекционном токе 100 – 200 мА.

В СИД торцевого типа мощность излучения составляет 1 – 3 мВт (рис. 3.8).

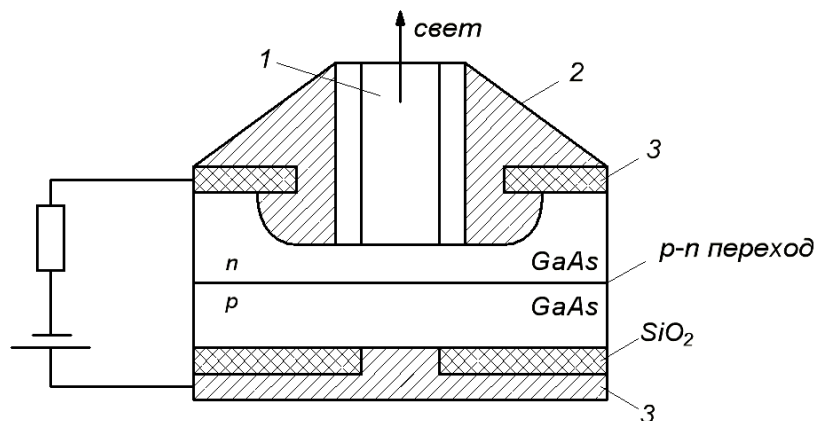


Рис.3.6. Светоизлучающие диоды с поверхностным излучением
1 – оптическое волокно; 2 – склеивающий состав; 3 – электрод

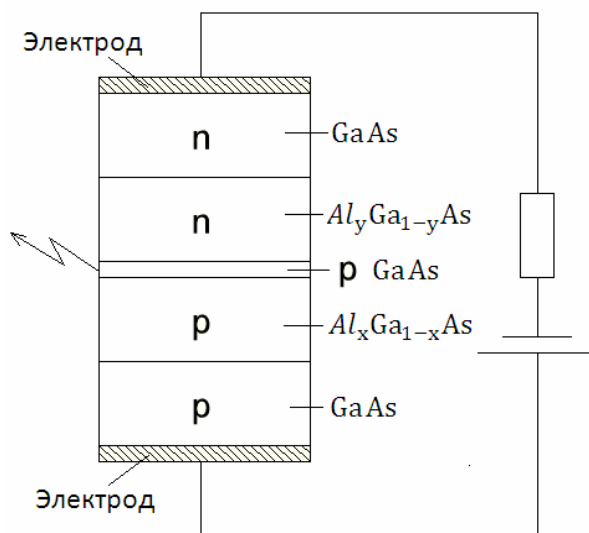


Рис. 3.7. Светоизлучающие диоды торцевого типа

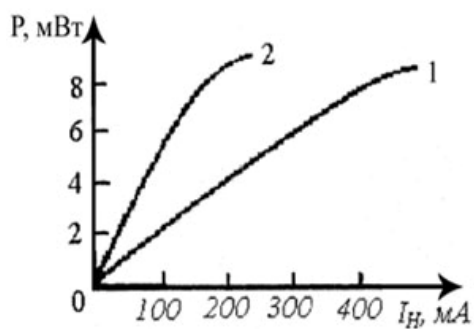


Рис. 3.8. Зависимость мощности излучения от тока накачки
1 – СИД торцевого типа; 2 – СИД с поверхностным излучением

Спектральное распределение излучения для СИД торцевого типа и СИД с поверхностным излучением показаны на рис. 3.9.

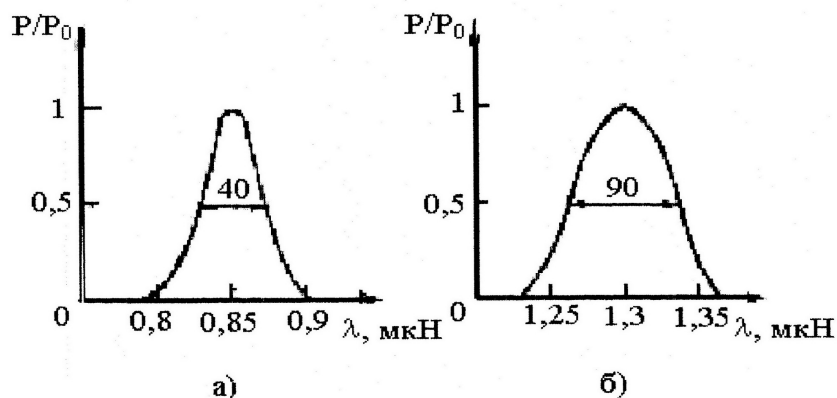


Рис. 3.9. Спектральное распределение излучения

Спектральное распределение излучения СИД:

- поверхностные $\Delta f = 12$ ТГц, $\lambda = 0,85$ мкм ($f = 352$ ТГц);
- торцевые $\Delta f = 25$ ТГц, $\lambda = 1,3$ мкм ($f = 230$ ТГц).

Зависимость мощности излучения от частоты модуляции показана на рис. 3.10.

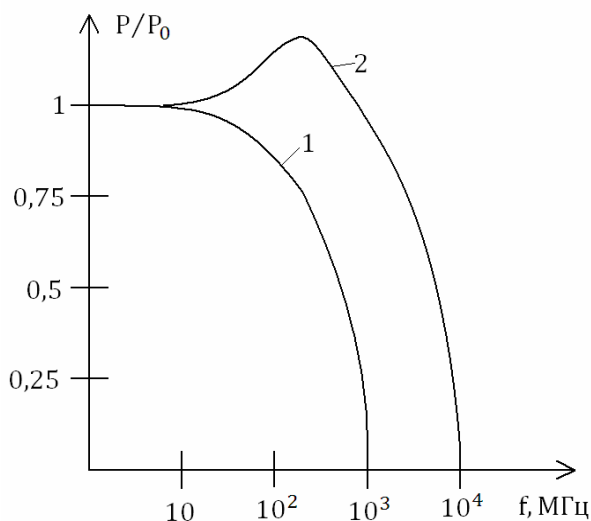


Рис. 3.10. Зависимость мощности излучения от частоты модуляции
1 – СИД с поверхностным излучением; 2 – СИД торцевого типа

В СИД торцевого типа удается получить в 4 раза большую полосу модуляции (100 МГц).

Полупроводниковый СИД является прибором с низким входным сопротивлением и потребляет большой ток. Поэтому для их возбуждения следует использовать низкоомные транзисторы, обеспечивающие большой ток и требуемую мощность.

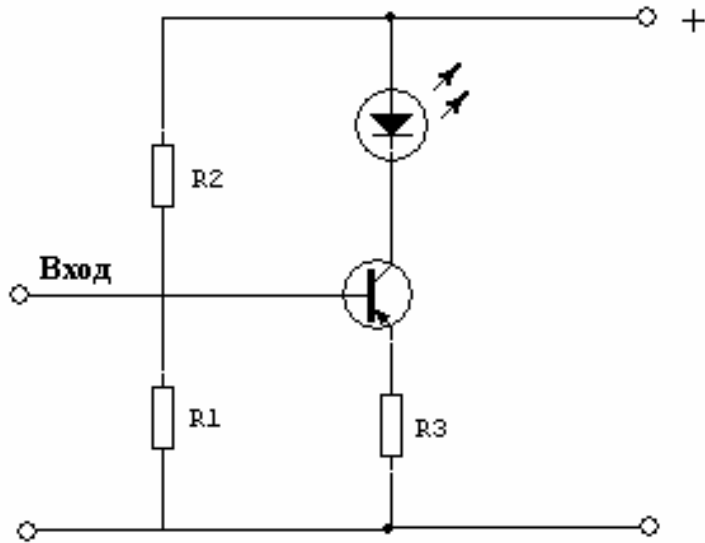


Рис.3.11. Схема модуляции излучения СИД

Схема модуляции излучения СИД представлена на рис. 3.11.

ВЫВОД: сравнительно простая конструкция СИД, их высокая надежность, достаточно слабая зависимость характеристик излучения от t делает их особенно подходящими для ВОСП на короткие расстояния при относительно невысокой информационной пропускной способности.

3.4. Лазерные диоды

В основном применяются структуры типа GaAs или InP (рис. 3.12).

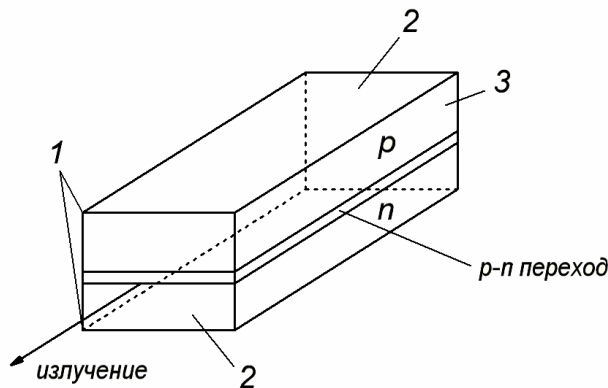


Рис.3.12. Лазерные диоды

1 – электроды; 2 – торцевые стенки; 3 – резонатор Фабри – Перо

Рекомбинация носителей происходит вблизи плоскости перехода и в самом переходе. Положительная обратная связь создается за счет параллельных отражающих торцевых поверхностей, образующих резонатор Фабри – Перо.

Отражение от торцов обусловлено разницей показателей преломления n полупроводника и воздуха. Поверхность неизлучающих граней де-

лают закругленной, добиваясь ее шероховатости, чтобы исключить генерацию в нежелательном направлении.

При малых уровнях инжекции присутствует только спонтанное излучение. Когда плотность тока инжекции или накачки возрастает, достигая порогового значения, полное оптическое усиление в структуре становится равным полным потерям, и возникает генерация, или лазерный эффект.

Полные потери состоят из внутренних потерь (α), из потерь на концах резонатора, обусловленных коэффициентами отражения зеркал p_1 и p_2 . При заданной длине L резонатора для возникновения генерации в лазерном диоде данная среда должна обладать усилением S :

$$S = a + \frac{20}{L} \cdot \lg \frac{1}{\sqrt{p_1 \cdot p_2}}, \quad (3.4)$$

для инжекционного лазера на GaAs обычно $p_1 = p_2 = 0,3$.

Пороговая плотность тока:

$$I_n = (8\pi \cdot 10^{-4} \cdot q \cdot n^2 \cdot \Delta E q \cdot 2 \cdot \Delta E \cdot d \cdot \gamma / \eta_{\text{вн}} \cdot \tilde{n}^2 \cdot h^3) \cdot \left(\alpha + \frac{20}{L} \cdot \lg \frac{1}{p} \right) \quad (3.5)$$

где $\Delta E q$ – ширина запрещенной зоны;

ΔE – энергия линии спонтанного излучения;

d – толщина активной области;

γ – множитель, учитывающий температурную зависимость коэффициента усиления среды;

$\eta_{\text{вн}}$ – внутренняя квантовая эффективность;

h – высота запрещенной зоны;

c – скорость света;

n – показатель преломления.

Чтобы достичь порога генерации при комнатной температуре t , необходима пороговая плотность $30 \div 100 \text{ А/см}^2$. Это объясняется следующими причинами:

1. Часть электронов, инжектированных в р-п переход из полупроводника n-типа, проскакивает активную область из-за своей большой диффузионной длины и не участвует в процессе образования индуцированного излучения.

2. Излучение, возникшее в результате рекомбинации в активной области, распространяется в так называемом низкокачественном волноводе, размеры которого превышают активную область, за пределами которой условие инверсии населенности не выполняется, и излучение интенсивно поглощается.

Но большие плотности токов приводят к перегреву кристалла и его разрушению. В этом случае температуру кристалла понижают до температуры жидкого азота.

Этот рассмотренный тип лазера (гомолазер, генерация при комнатной температуре) удобно рассматривать для изучения механизма вынужденного излучения. Но использовать его в ВОСП практически невозможно.

Лазерный диод для ВОСП должен устойчиво работать при нормальных внешних условиях с модулирующими токами, не требуя внешнего охлаждения. Уменьшение плотности тока и улучшение других характеристик достигается за счет использования многослойных полупроводников – гетероструктур. Удаётся получить плотность тока $1 \div 2 \text{ А/см}^2$. Если увеличивать ток накачки в ЛД по всей поверхности, то генерация сначала возникает в малой области шириной $3 \div 5 \text{ мкм}$. По мере увеличения тока «загорается» все больше таких областей, каждая из которых является как бы самостоятельно генерирующей. Это приводит к увеличению шумов, расходимости и нестабильности излучения. Поэтому на практике желательно иметь только один канал генерации. Этого можно достичь ограничением активной области узкой полоской вдоль резонатора (рис. 3.13).

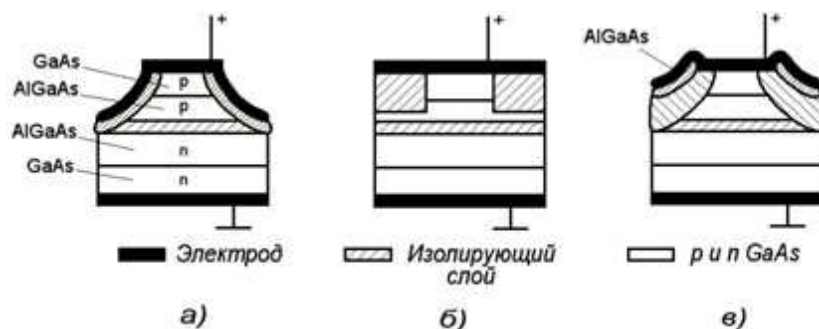


Рис.3.13. Лазерные диоды

Такие ЛД называются лазерами с полосковой геометрией. Ток у них уменьшен до 500 мА/см^2 . Излучающая поверхность может быть изготовлена таких размеров, чтобы обеспечить эффективный ввод излучения в ОВ. Стабильность излучения можно значительно повысить.

У лазеров с погруженной структурой наблюдаются низкие значения I_n ($5 \div 10 \text{ мА/см}^2$), малые выходные мощности ($0,5 - 1 \text{ мВт}$) из-за малых размеров излучающей площадки, не превышающих $1 - 2 \text{ мкм}$.

К числу основных характеристик лазерных диодов относятся мощность излучения и ее зависимость от тока модуляции, диаграмма направленности излучения, спектр излучения, потребляемая мощность, срок службы. При малых токах накачки происходит спонтанная излучательная

рекомбинация, и наблюдается спонтанное излучение. Когда потери в структуре становятся сравнимы с усилением, наступает лазерный эффект: генерируемая оптическая мощность резко возрастает и наблюдается вынужденное излучение.

Ватт-амперная характеристика существенно нелинейная. По этой причине модуляция выходного излучения путем изменения аналоговым сигналом тока инжекции лазера без применения специальных мер линеаризации характеристики практически не используется. Обычно применяют импульсные методы модуляции тока инжекции, а, соответственно, выходной оптической мощности лазера. Для устранения температурной зависимости применяют электрические схемы компенсации, а также схемы термокомпенсации, управления работой минихолодильника.

На практике используют лазеры с мощностью 5 – 10 мВт при ширине полоскового контакта 10 – 20 мкм (рис. 3.14).

При вводе такого излучения в волокно нужно применять специальные согласующие устройства.

В резонаторе возможно возникновение нескольких мод колебаний:

$$\begin{aligned} N \cdot \lambda_N &= 2 \cdot n \cdot L \\ (N + 1) \cdot \lambda_{N+1} &= 2 \cdot n \cdot L, \end{aligned} \quad (3.6)$$

где n – количество полупериодов, укладываемых в резонатор длиной L .

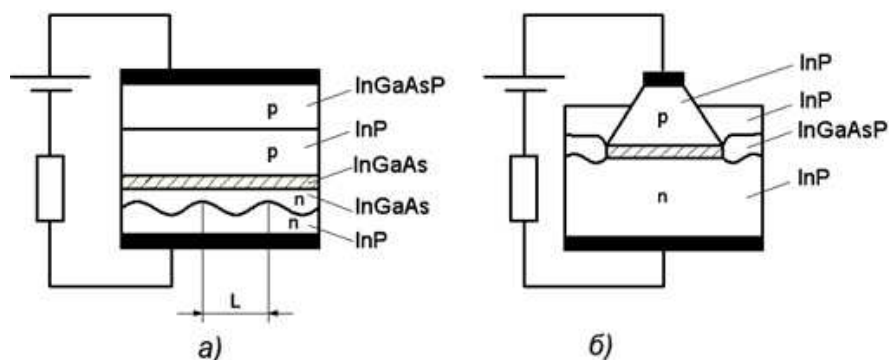


Рис.3.14. Лазерные диоды

Для уменьшения возникновения генерируемых мод в резонаторе используется, кроме полосковой геометрии, периодическая неоднородность показателя преломления. В результате дифракции останутся только моды, длина которых кратна периоду решетки. Это так называемые лазеры с распределенной обратной связью и лазеры с распределенным брэгговским отражением.

Проблема надежности для лазеров достаточно сложная. Пока не созданы лазеры со сроком службы более $10^5 \div 10^6$ ч.

3.5. Передающие оптические модули

Передающие оптические модули (ПОМ) состоят из оптической головки и электронной схемы, предназначенной для модуляции света. В оптической головке с СИД размещается диод и модулятор, в оптической головке с лазерным диодом – лазер, модулятор, фотодиод и схема стабилизации режима работы лазера.

Основные характеристики ПОМ:

- диапазон рабочих температур;
- мощность излучения;
- пиковое значение длины волны λ излучения;
- ширина спектральной полосы;
- время нарастания импульса;
- срок службы;
- напряжение в цепи питания;
- пространственное распределение мощности излучения на выходе.

Большинство ПОМ работают при $t = 0 \div 80$ °С (возможно и при $-40 \div 70$ °С). Нормированная мощность излучения (отнесенная к мощности при $t = 25$ °С, которая принимается за 100 %) на выходе также возрастает с ростом температуры. Поэтому нужны устройства стабилизации режима работы.

ПОМ с СИД показан на рис. 3.15.

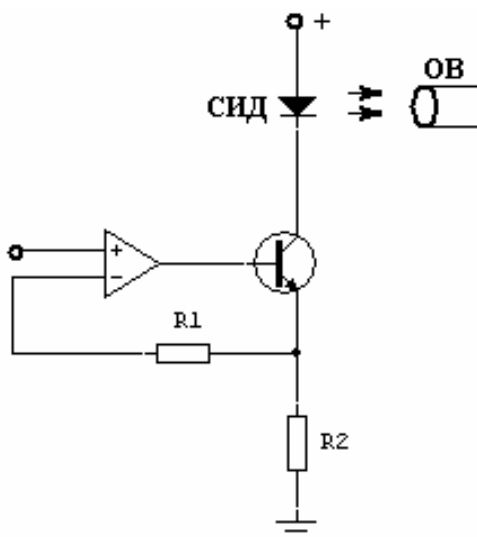


Рис. 3.15. ПОМ с СИД

Модулятор представляет собой преобразователь излучения, управляющий током цепи СИД.

ПОМ с ЛД (данная схема сложнее).

На схеме отсутствует модулятор. В оптической головке наряду с ЛД находится фотодиод обратной связи, детектирующий излучение, выходящее через заднюю грань лазера. Током в цепи ОС регулируется среднее значение мощности излучения. Схема управления и защиты предназначена для защиты лазера от воздействий, связанных с паразитными электрическими колебаниями, с неисправностями в цепи питания.

Кроме рассмотренного выше способа существует параметрический, импульсный способы и способ с низкочастотной подмодуляцией.

Параметрический способ: входной сигнал нормируется, интегрируется и вычитается из сигнала, проинтегрированного с фотодиода ОС. Разница измеряется и поддерживается постоянной при помощи регулировки тока смещения лазера.

Импульсный способ: основан на сравнении параметров ВЧ импульсов фотодиода ОС с эталонными.

Использование НЧ подмодуляции: входные ВЧ импульсы модулируются НЧ вспомогательным сигналом. На фотодиоде ОС ВЧ сигнал интегрируется и по величине НЧ регулируются токи смещения и модуляции полупроводникового лазера. Данный способ предпочтительнее, так как он позволяет осуществлять регулировку тока смещения и тока модуляции в зависимости от температуры среды и времени наработки лазера.

3.6. Фотодетекторы ВОСП

Функции фотодетектора сводятся к преобразованию входного оптического сигнала в электрический, который затем усиливается и обрабатывается в схеме фотоприемника.

Требования к фотодетектору:

- фотодетектор не должен вносить искажений сигнала;
- не должен вносить дополнительных шумов;
- должен обладать требуемой широкополосностью, динамическим диапазоном и чувствительностью;
- должен быть нечувствительным к изменениям параметров внешней среды.

Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют полупроводниковый фотодетектор, принцип которого основан на внутреннем фотоэффекте, заключающемся в следующем: поглощаемый фотон рождает пару носителей заряда (электрон и дырку) или тоже самое, что переводит электрон из валентной зоны в зону проводимости (собственное поглощение) или с примесного уровня в зону проводимости (примесное поглощение). Эффективность характеризуется параметром η – квантовой эффективностью и характеризует эффективность преобразования фотонов в электрический ток (рис. 3.16).

$$I = q \cdot N = q(P/h \cdot f), \quad (3.7)$$

где q – заряд,

N – количество,

P – мощность оптического излучения,
 $h \cdot f$ – энергия кванта

$$I = \eta \cdot q \cdot \frac{P}{h \cdot f} \text{ – величина тока, проходящего через нагрузку.}$$

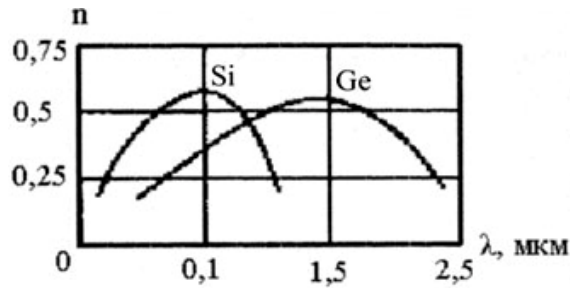


Рис. 3.16. Квантовая эффективность фотодетектора

Фотодиоды из германия применяются на длинах волны короче 1,8 мкм, из кремния – короче 1,2 мкм, арсенида галлия – до 0,87 мкм.

Постоянная времени фотоприемника – быстродействие фотодиода:

$$\Delta f_{\text{ЭД}} = \frac{0,4}{\tau}. \quad (3.8)$$

Чувствительность фотоприемника:

$$S = \frac{1}{P} \cdot [A / \hat{A} \delta] = \eta \cdot \frac{q}{h \cdot f}. \quad (3.9)$$

Варианты включения фотодиода показаны на рис. 3.17.

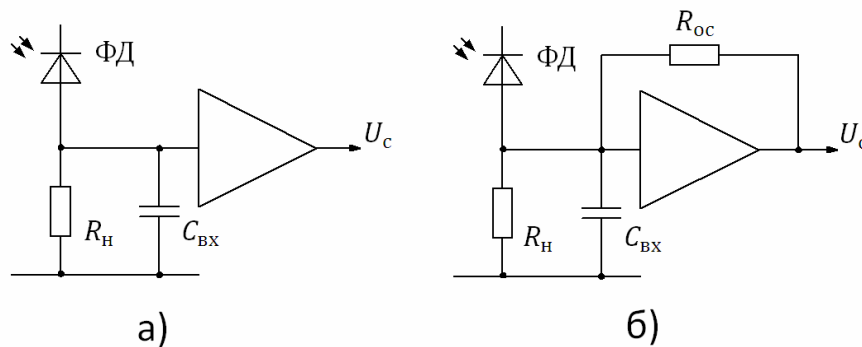


Рис. 3.17. Варианты включения фотодиода

Структура фотодиодов показана на рис 3.18:

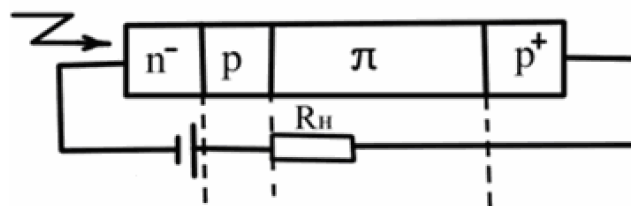


Рис. 3.18. Структура фотодиода

Распределение поля показано на рис. 3.19.

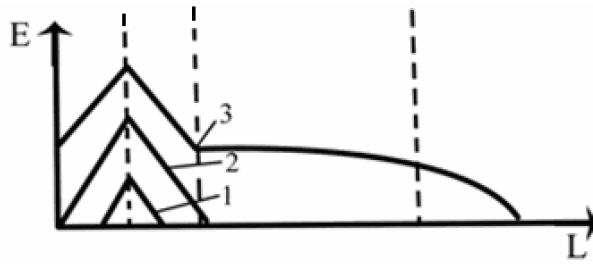


Рис. 3.19. Распределение напряжения вдоль кристалла

Наличие π -области приводит к тому, что ЛФД имеют постоянную времени как у диодов структуры $p-i-n$ и выдерживают усиление как у диодов структуры $p-n-i-p$.

Конструкции фотодиодов представлены на рис. 3.20.

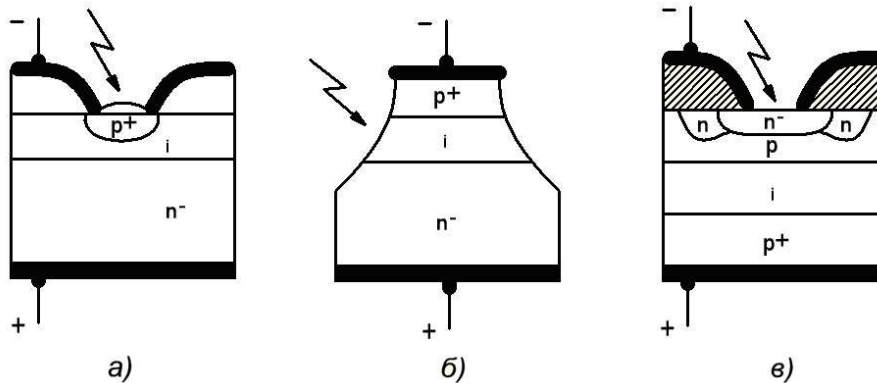


Рис. 3.20. Конструкции фотодиодов: а) $p-i-n$ фотодиод с просветляющим слоем; б) мезофотодиод; в) фотодиод с охранным кольцом

Приемники ВОСП должны обнаруживать очень слабые световые сигналы, поэтому уровень шумов фотодиодов должен быть малым. В фотодиодах возникают дробовые шумы – нерегулярные колебания в цепи фотодиода.

Особенностью оптических приемников является то, что величина шума зависит от уровня сигнала.

3.7. Фотоэлектронные приборы

Фотоумножитель (ФЭУ) – электровакуумный прибор, преобразующий оптическое излучение (ультрафиолетовое, видимое и инфракрасное) в электрический сигнал с последующим его усилением (рис. 3.21). Он состоит из фотокатода, диодной умножительной системы и анода.

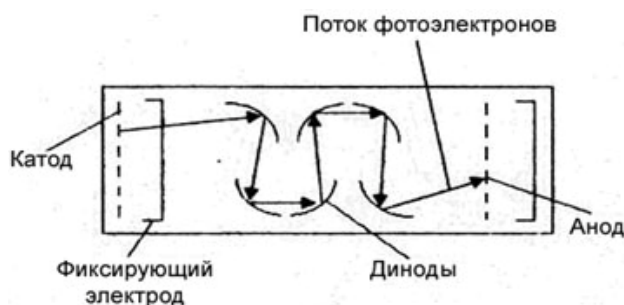


Рис. 3.21. Фотоумножитель

Преобразование оптического излучения в электрический сигнал осуществляется фотокатодом в результате эмиссии электронов с поверхности некоторых полупроводниковых материалов, находящихся в вакууме, при облучении их оптическим излучением (внешняя фотоэмиссия или внешний фотоэффект). Максимальная тактовая частота воспринимаемых оптических сигналов составляет порядка 1 МГц, в минимальная длительность одиночного светового импульса – 20 нс.

Фотоэлемент – электровакуумный (или газонаполненный) прибор, преобразующий оптическое излучение в электрический сигнал и состоящий из фотокатода (ФК) и анода (А) (рис. 3.22). В отличие от фотоумножителей они не имеют динодной усилительной системы. Тем не менее существует способ усиления фототока фотоэлемента. Он основан на наполнении баллона фотоэлемента инертным газом (обычно аргоном) и создании в нем несамостоятельного разряда в результате ионизации газа, происходящей при движении электронов, вылетающих из фотокатода под действием света к аноду (рис.3.22). Эффект газового усиления начинает проявляться при напряжении более 50 В. При напряжении около 240 В коэффициент газового усиления может достигать у различных приборов значений $K_G = 6 \dots 10$.

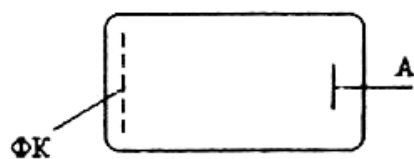


Рис. 3.22. Фотоэлемент

Диапазон их спектральной чувствительности определяется типом используемых в них фотокатодов. Минимальная длительность одиночного регистрируемого светового импульса составляет порядка 10^{-10} с.

Фоторезисторы представляют собой простейшие полупроводниковые структуры с одним типом проводимости, у которых под действием падающего на них оптического излучения происходит изменение проводимости вследствие образования в них носителей заряда (электронов и дырок) и перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости (фото-

резисторы с собственной фотопроводимостью), из валентной зоны на примесный уровень или из примесного уровня в зону проводимости (фоторезисторы с примесной фотопроводимостью).

Быстродействие таких приборов достигает порядка 10^{-6} с.

Фотодиоды представляют собой монокристаллические структуры, содержащие две области с различными типами проводимости (n- и p-типа), образующие область объемного заряда. Под действием падающего на одну из областей фотодиода оптического излучения его вольт-амперная характеристика изменяется.

Лавинные фотодиоды обладают свойством внутреннего усиления фототока, протекающего через освещенный p-n-переход. Механизм их работы основан на использовании лавинообразного нарастания числа носителей заряда, образующихся вследствие ударной ионизации в p-n-переходе, ширина которого больше длины свободного пробега неосновных носителей заряда. Необходимая энергия для возбуждения валентных электронов неосновными носителями, втягиваемыми в область p-n-перехода, придается путем создания в ней соответствующей напряженности электрического поля.

Фототранзистор содержит два p-n-перехода (один из которых включен в прямом, а другой – в обратном направлении) и обладает свойством внутреннего усиления электрического сигнала, возникающего под действием света, падающего на одну из его областей (базу).

Быстродействие таких приборов достигает порядка 10^{-9} с.

Фотоэлементы полупроводниковые состоят из двух контактирующих материалов (металл – полупроводник, полупроводник – полупроводник), которые в контактной области создают запирающий слой, действующий по аналогии с p-n-переходом фотодиода. При освещении полупроводника в нем образуются возбужденные носители заряда, разделяемые и перемещаемые запирающим слоем к различным электродам, в результате чего между последними возникает разность потенциалов, то есть фотоЭДС.

Фотоприемное устройство состоит из одного или множества фоточувствительных элементов, преобразующих оптическое излучение в электрический сигнал, и схемы предварительной обработки фотосигнала (например, схем сопряжения, усиления, коммутации, стабилизации рабочей точки и др.), объединенных в единый корпус и выполненных на основе гибридной или интегральной технологии.

В начале 70-х годов появились многоэлементные МДП-структуры, в которых функция коммутации сигнала осуществляется в самом объеме полупроводникового фоточувствительного материала, – так называемые фо-

точувствительные приборы с переносом заряда (ФППЗ). Они предназначены для преобразования оптического излучения (изображения) в электрический сигнал, действие которого основано на формировании и эффективном переносе дискретных фотогенерированных зарядовых пакетов внутри полупроводникового материала.

Известны две наиболее распространенные разновидности ФППЗ – с зарядовой связью и зарядовой инжекцией.

В ФППЗ с зарядовой связью зарядовые пакеты передаются к выходному устройству вследствие направленного перемещения потенциальных ям в объеме полупроводника, при подаче на его электроды в соответствующей последовательности тактовых импульсов,

В ФППЗ с зарядовой инжекцией перемещение зарядового пакета происходит только внутри фоточувствительного элемента с последующей его инжекцией в подложку или в область стока заряда.

Фотоприемные устройства бывают линейные и матричные. Их быстродействие составляет порядка 10^{-6} с.

Принцип действия тепловых приемников излучения основан на использовании термического эффекта. Падающее на чувствительный элемент оптическое излучение приводит к повышению его температуры и изменению зависящего от нее параметра (сопротивления, емкости и др.), что фиксируется измерительной схемой, в которую включается фоточувствительный элемент.

Болометр – фоточувствительный прибор, действие которого основано на изменении его комплексного сопротивления при повышении температуры чувствительного элемента, происходящего из-за поглощения им оптического излучения. Его быстродействие составляет порядка 10^{-4} с.

Пироэлектрические приемники излучения – приборы, в основу работы которых положен пироэлектрический эффект кристаллов. Его сущность заключается в изменении поляризации пироактивного кристалла в процессе изменения температуры на его гранях. Поляризация кристаллов – это пространственное разделение зарядов, сопровождающееся возникновением на одной из граней кристалла положительного заряда, а на другой – отрицательного. Пироэлектрический эффект проявляется только при наличии изменения температуры кристалла во времени, то есть при регистрации модулированного или импульсного излучения. Его быстродействие составляет порядка 10^{-4} с.

Особенностью пироэлектрических приемников излучения является то, что для их работы не требуется источника питания, так как они сами являются генераторами ЭДС.

3.8. Источники света

Оптическим излучением принято считать электромагнитные колебания с длиной волны от 0,01 до 340 мкм. Со стороны длинных волн к ней примыкают радиоволны, а со стороны коротких волн – рентгеновские излучения. Оптическая область спектра в свою очередь делится на три участка (рис. 3.23).

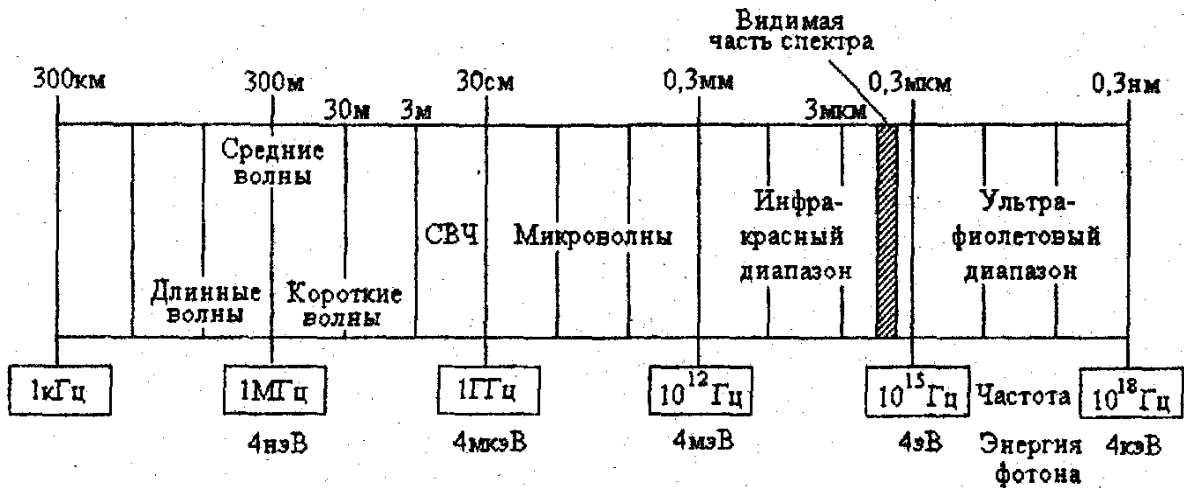


Рис. 3.23. Спектр электромагнитных колебаний

На этом рисунке использован логарифмический масштаб, когда каждая последующая декада по оси частот (длин волн) отображает полосу частот (диапазон длин волн) в 9 раз большую, чем предыдущая.

Излучение с длинами волн в интервале от 0,38 до 0,77 мкм, действуя на глаз человека, вызывает световые ощущения и называется видимым излучением (свет).

Излучение с длинами волн в интервале от 0,01 мкм до 0,38 мкм называется ультрафиолетовым излучением, а от 0,77 до 340 мкм – инфракрасным.

В устройствах оптической обработки сигналов используется оптическое излучение видимого и ближнего инфракрасного ($\lambda < 1,5$ мкм) диапазона. Оптическое излучение с длиной волны короче 0,20 мкм сильно поглощается воздухом (так называемый вакуумный ультрафиолет). Излучение с длиной волны менее 0,35 мкм вызывает сильную люминесценцию большинства материалов, в том числе оптических стекол, которая создает сильную оптическую помеху.

В диапазоне длин волн более 1,5 мкм затруднительно создание эффективных приемников (детекторов) оптического излучения.

Таким образом, в устройствах оптической обработки сигналов, как правило, используется излучение с длиной волны от 0,38 до 1,5 мкм. Конкретные длины волн определяются параметрами используемого источника света.

Как физическое явление свет характеризуется спектральными (а) и энергетическими величинами (б):

а) длина волны излучения и ширина спектральной линии. Длина волны излучения измеряется приборами, называемыми спектрографами и спектрометрами. Ширину спектральной линии узкополосных источников измеряют интерферометрами. Там, где требуется максимальное разрешение, обычно используются приборы на базе многолучевой интерференции, в частности интерферометр Фабри – Перо;

б) энергия, мощность, плотность потока энергии, энергетическая яркость.

Действие света на глаз характеризуется соответствующими фотометрическими величинами: световой энергией, световым потоком, плотностью светового потока, яркостью источника, которые основаны на оценке силы света по световому ощущению.

Более полезными для нас при анализе оптических систем обработки сигналов являются энергетические характеристики. Мы рассмотрим как классические (световые), так и современные (энергетические) характеристики источников света и установим связь между ними.

Соотношение между фотометрическими и энергетическими характеристиками оптического излучения представлено в табл. 3.1.

Связь между световым потоком Φ_λ , лм, и потоком энергии и монохроматического излучения, Вт, в видимой области определяется зависимостью

$$P_\lambda = \frac{\hat{O}_\lambda}{\hat{E}_\lambda},$$

где K_λ , лм/Вт, называется фотометрическим эквивалентом излучения, зависящим от длины волны и совпадает с усредненной кривой видности рис. 3.24. Один люмен соответствует приблизительно 1,46 мВт лучистого потока при длине волны 0,555 мкм. Эта длина волны соответствует максимуму кривой видности. В обратных величинах поток энергии в 1 Вт на $\lambda = 0,555$ мкм соответствует световому потоку в 683 лм.

Усредненная кривая видности соответствует центру спектра солнечного излучения, проходящего через атмосферу.

В дальнейшем будут использоваться в основном энергетические характеристики.

Характеристики оптического излучения

Физическая величина	Фотометрическая единица	Энергетическая единица
Сила света	кд	Вт/ср
Световая энергия	лм·с	Дж
Световой поток	лм	Вт
Светимость	лм/м ²	Вт/м ²
Освещенность	Лк = лм/м ²	Вт/м ²
Количество излучения	лк·с	Дж/м ²

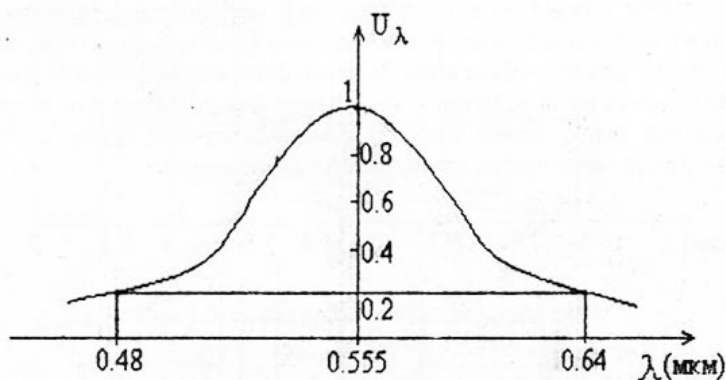


Рис. 3.24. Спектральная зависимость функции видности

Так же как и в радиодиапазоне, оптические волны испускаются электронами, которым тем или иным способом сообщается энергия. Поглощение и испускание энергии электронами определяется законами квантовой механики. Согласно этим законам электрон, находящийся в поле действия других частиц, например, атомного ядра или других электронов, может иметь определенное значение энергии, называемое энергетическим уровнем. Переходя из одного энергетического уровня с энергией E_1 на другой энергетический уровень с энергией E_2 , электрон поглощает или испускает электромагнитную волну (не всегда), частота которой определяется формулой Планка:

$$\nu = \frac{E_1 - E_2}{h} = \frac{\Delta E}{h},$$

где h – постоянная Планка.

Энергия элементарных частиц обычно измеряется в электрон-вольтах. Это энергия, которую приобретает электрон, пролетая в электрическом поле с разностью потенциалов в 1 В. Энергии в 1 электрон-вольт соответствует длина волны электромагнитного излучения $\lambda = 0,806$ мкм. Система энергетических уровней электронов, находящихся под действием

тех или иных потенциальных сил, называется энергетическим спектром электронов. Теоретически энергетический спектр вычисляется по законам квантовой механики, экспериментально – по измерению длин волн при переходах электронов под действием того или иного возбуждения.

Рассмотрим три характерных типа спектров.

Первый – спектр одиночных атомов (пары, газы, плазма).

Электроны находятся в потенциальной яме под действием притяжения ядра, а также испытывают взаимодействия между собой (отталкивание). Спектр (рис. 3.25) характеризуется наличием системы дискретных уровней, некоторые из них расщепляются из-за наличия у электронов спина. Такой линейчатый спектр характерен для газов, паров, плазмы, находящихся под сравнительно низким давлением, когда вероятность столкновений атомов мала.

При повышении давления происходит увеличение вероятности столкновения взаимодействующих атомов между собой, что приводит к уширению спектральных линий (рис. 3.26).

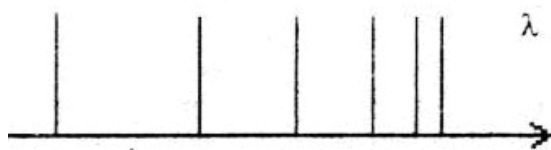


Рис. 3.25. Серия спектральных линий

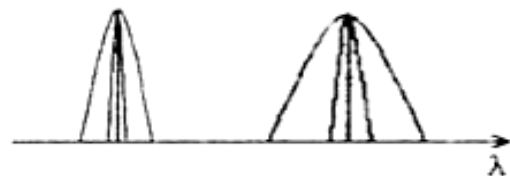


Рис. 3.26. Уширение спектральных линий

Этому спектру соответствует спектр излучения газоразрядных ламп. Например, ртутная лампа излучает максимум энергии в ультрафиолетовой области на длине волны $\lambda = 0,25$ мкм (линия ртути). Высокий световой коэффициент полезного действия осветительных ртутных люминесцентных ламп до 50 % достигается за счет нанесения на внутреннюю стеклянную поверхность лампы люминофора.

Второй – спектр конденсированного вещества (твердые тела, расплавы).

В этом случае каждый атом и его электроны находятся под действием сил близко расположенных соседних атомов. Поэтому вероятность столкновения между атомами очень высока. Энергетический спектр в этом случае формируется на основе спектра одиночных атомов, но с существенным уширением уровней. Причем некоторые уровни могут перекрываться, образуя при этом целые полосы.

Спектр абсолютно черного тела представляет собой сплошной спектр излучения, максимум которого смещается в более коротковолновую область при увеличении температуры (рис. 3.27), где R – излучательная способность.

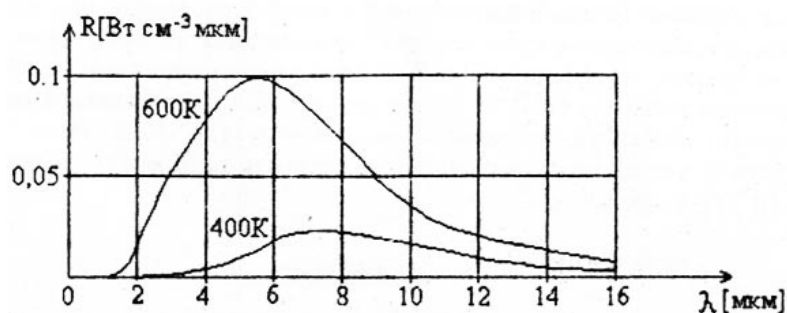


Рис. 3.27. Спектр абсолютно черного тела

Тепловые источники света (ТИС)

Основные характеристики источников света: спектральный состав излучения (распределение энергии излучения по длинам волн) и световая отдача (отношение излучаемого светового потока к потребляемой мощности).

Использование раскаленных тел в качестве источников света тем выгоднее, чем выше их температура. Интегральная излучательная способность растет пропорционально четвертой степени абсолютной температуры; однако интенсивность более коротковолновых участков спектра растет с температурой гораздо сильнее. Допустимое нагревание тел ограничено температурой их плавления.

Наилучшим материалом ТИС является вольфрам, так как он обладает спектром излучения наиболее близким к спектру абсолютно черного тела, и достаточно высокой температурой плавления, что позволяет получать максимум излучения в видимой области. У вольфрама температура плавления выше 3360 °К. Недостатком таких источников является то, что при температуре $T > 2500$ °К происходит сильное испарение вольфрамовой нити в пустотном баллоне. Для уменьшения испарения необходимо осуществить заполнение баллона инертным газом – аргоном или смесью криптона и ксенона с примесью азота при давлении 0,5 атмосферы. Однако светоотдача у таких ламп несколько хуже. Это является следствием возникновения теплопроводности и конвекции из-за наличия газовой среды.

Газоразрядные источники света

Газоразрядные источники света обладают большой светоотдачей и более экономичны, чем тепловые. Способны дать излучение в узких спектральных областях. Газоразрядные лампы состоят из баллона, заполненного газом. В зависимости от давления газа бывают лампы низкого давления ($10^{-4} \dots 10^{-3}$ мм рт.ст.); высокого давления (порядка атмосферного давления); сверхвысокого давления (до 1000 атм.). В зависимости от длительности генерируемого света лампы бывают импульсные ($t_u \approx 10^{-3} \dots 10^{-9}$ с) и непрерывные.

3.9. Лазеры

В природе существуют два процесса генерации оптического излучения: спонтанный и вынужденный.

Процесс спонтанной генерации оптического излучения возникает при спонтанном переходе электронов в атомах из одних энергетических уровней с более высокими значениями энергии на более низкие уровни. Эти переходы определяют спектральный состав излучения. Поляризация, фаза и направление распространения такого излучения носят случайный характер. Естественно, такое излучение не обладает пространственно-временной когерентностью.

Процесс вынужденной генерации оптического излучения возникает, во-первых, когда возбужденный атом находится в электромагнитном поле, частота которого соответствует одному из возможных межуровневых переходов его электронов, во-вторых, когда в наличии есть электрон, находящийся на верхнем уровне, и свободное место на нижнем уровне соответствующего перехода.

В этом случае электромагнитное поле инициирует переход электрона из одного энергетического уровня с более высоким значением энергии на другой с более низким значением. Причем частота, фаза, поляризация и направление такой излученной волны абсолютно идентичны соответствующим характеристикам электромагнитного поля, в котором находился атом в момент генерации. Такое излучение обладает высокой пространственно-временной когерентностью. Причем вероятность возникновения процесса вынужденной генерации оптического излучения в миллион раз больше, чем спонтанного.

Интерферометр Фабри – Перо как резонатор лазера. Для получения эффекта генерации излучения, то есть создания когерентного и направленного излучения, необходим оптический резонатор, настроенный на определенную длину волны. Он представляет собой интерферометр Фабри – Перо (ИФИ) с зеркалами сравнительно небольших размеров, между которыми помещается активная среда.

Напомним, что интерферометр Фабри – Перо работает на принципе многолучевой интерференции (рис. 3.28).

К числу главных характеристик интерферометра следует отнести пропускание в максимуме, свободный спектральный интервал, ширину интерференционного максимума.

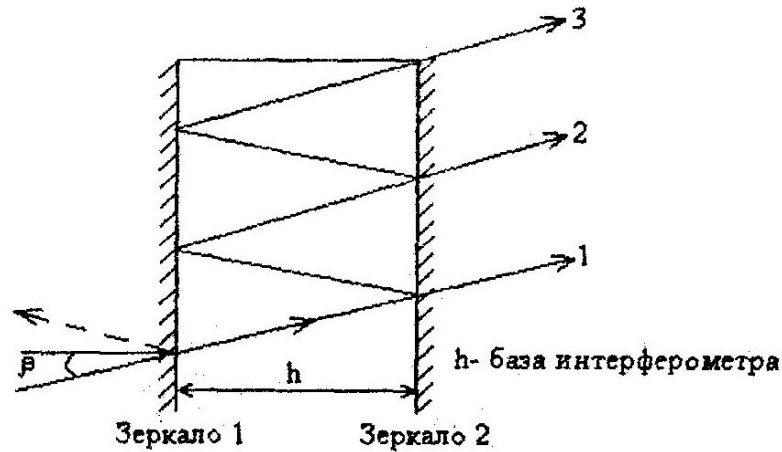


Рис. 3.28. Интерферометр Фабри – Перо

Тогда величину коэффициента светопропускания такого интерферометра можно определить из выражения

$$Q = \frac{T^2 \nu}{(1 - \nu R)^2} \cdot \frac{1}{1 + (4\nu R / (1 - \nu R)^2) \sin^2(q/2)}, \quad (3.10)$$

где ν – коэффициент пропускания диэлектрика, находящегося между зеркалами интерферометра;

R – коэффициент отражения зеркал.

$q = (2\pi/\lambda)2h \cdot n \cdot \cos(\beta)$ – разность фаз между соседними интерферирующими лучами;

$2h \cdot n \cdot \cos(\beta) = \Delta$ – необходимая оптическая разность хода между соседними интерферирующими лучами;

h – расстояние между зеркалами ИФП;

n – величина коэффициента преломления диэлектрика, помещенного между зеркалами;

β – угол падения светового пучка на ИФП;

λ – длина световой волны;

T и R – коэффициенты светопропускания и отражения полупрозрачных покрытий зеркал интерферометра при условии, что $T_1 = T_2 = T$; $R_1 = R_2 = R$. Последние величины связаны между собой соотношением $R + T + H = 1$; где H – коэффициент поглощения отражающих покрытий.

Величины коэффициентов максимального (Q_{\max}) и минимального (Q_{\min}) светопропускания такого интерферометра можно определить из следующих выражений:

– при условии $2h \cdot n \cdot \cos(\beta) = m_i \lambda_i$:

$$Q_{\max} = \frac{T^2 \nu}{(1 - \nu R)^2} = \frac{1}{\nu(1/\nu + K/T)^2}; \quad (3.11)$$

– при условии $2h \cdot n \cdot \cos(\beta) = (m_i \pm 1/2)\lambda_i$:

$$Q_{\min} = \frac{T^2 \nu}{(1 + \nu R)^2},$$

а величину относительного светопропускания (Q_{otm}) из выражения вида

$$Q_{otm} = \frac{Q}{Q_{\max}} = \frac{1}{1 + \left(4\nu R / (1 - \nu R)^2\right) \sin^2(q/2)}. \quad (3.12)$$

На рис. 3.29 (кривая 1) показан график расчетной зависимости максимальной величины коэффициента светопропускания ИФП (Q_{\max}) от коэффициента отражения зеркал (R) для одного (кривая 1) и двух (кривая 2) интерферометров Фабри – Перо. При расчете принималось, что коэффициент пропускания (ν) выбирался равным 0,995.

Спектральный интервал интерферометра Фабри – Перо можно определить из выражения

$$\Delta\lambda = \lambda / m \approx \lambda^2 / 2h,$$

а ширину интерференционного максимума из выражения

$$\delta\lambda = \Delta\lambda \frac{(1 - R)}{\pi\sqrt{R}} = \frac{\Delta\lambda}{N_{y\delta\delta}}.$$

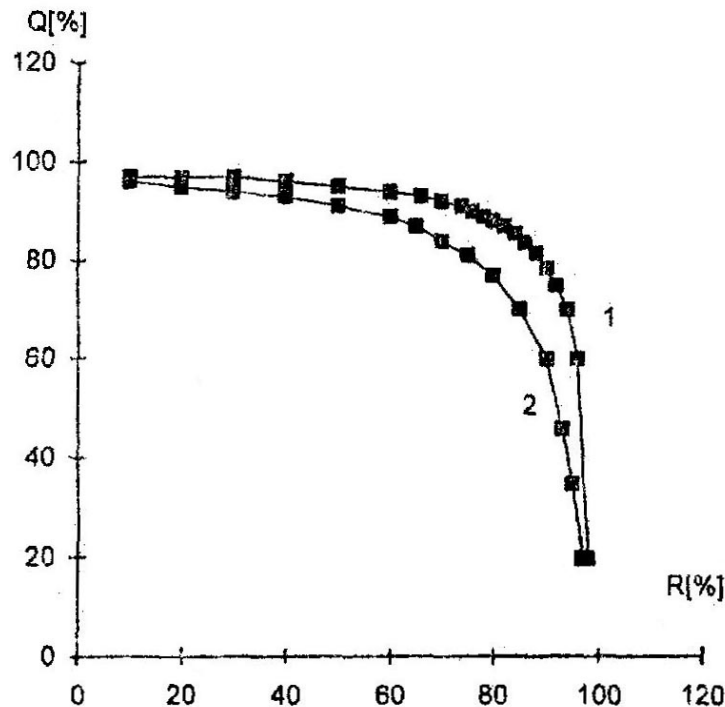


Рис. 3.29. Зависимость величины коэффициента максимального (Q_{\max} , Q'_{\max}) светопропускания в ИФП в случае однократного ($Q_{\max} - 1$) и двукратного ($Q'_{\max} - 2$) прохождения его световым пучком

Отметим, что $N_{эфф}$ представляет собой число пучков одинаковой интенсивности, которое по разрешающей силе эквивалентно бесконечно большому числу пучков убывающей интенсивности.

В лазерных резонаторах часто одно из зеркал делают полупрозрачным, а другое – полностью отражающим. Коэффициент отражения R зеркал выбирается в зависимости от заданного усиления активной среды и может лежать в пределах $0,2 - 0,98$. Чаще всего стремятся к увеличению параметра $R \cdot t$, где t – коэффициент пропускания диэлектрика (активной среды), помещенного между зеркалами. Лавина фотонов, возникающая в активной среде и увлекающая за собой все новые и новые порции фотонов, оказывается как бы зажатой между двумя зеркалами. В оптическом резонаторе происходит накопление электромагнитной энергии. Оптический резонатор определяет пространственную и временную когерентность лазерного излучения, а следовательно, существенно влияет на форму и ширину генерируемой спектральной линии.

Внутри резонатора излучение задерживается; происходит как бы увеличение «времени жизни» излучателя; увеличивается временная когерентность τ . Этому времени соответствует ширина линии $\Delta \nu_R = 1/\tau_R$. Величина $\Delta \nu_R < \Delta \nu = 1/\tau_0$, где $\Delta \nu$ – ширина линии, соответствующая времени жизни атома-излучателя τ_0 . На рис. 3.30 представлены резонансная кривая резонатора и контур линии излучения атома.

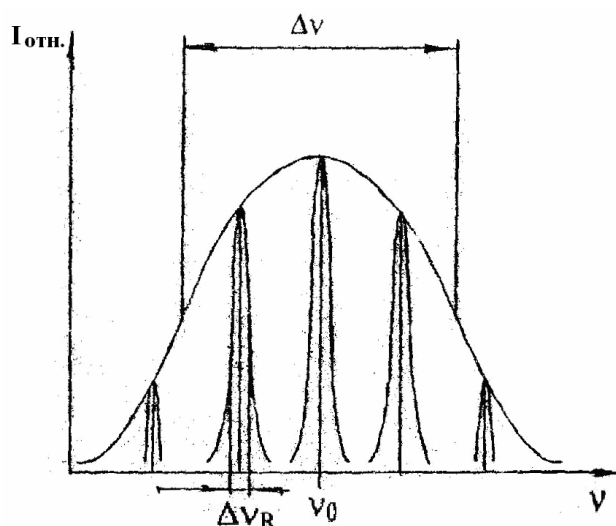


Рис. 3.30. Резонансная кривая резонатора и контур линии излучения атома

Резонатор выделяет не только узкие интервалы, но и определенное направление излучения (оптическую ось лазера), для которого выполнено условие генерации. Для других направлений это условие не выполняется, и в этом заключается еще одна избирательная роль оптического резонатора.

Оптический резонатор обладает определенной добротностью, которая связана с потерями в резонаторе. Чем больше потери, тем меньше живет фотон внутри резонатора. Потери связаны с поглощением и рассеянием излучения в активной среде, с дифракцией излучения на ограничивающих апертурах, возможной некоторой разбюстировкой зеркал (вредные потери), а также частичной прозрачностью зеркал резонатора (полезные потери).

Добротность резонатора определяется отношением мощности P_{Σ} , запасенной в резонаторе, к мощности потерь P_a с точностью до множителя 2π , то есть

$$Q = 2\pi P_r / P_a. \quad (3.13)$$

С другой стороны, добротность определяется величиной $Q = 2\pi\tau_R c / \lambda_0$, где λ_0 – длина волны, отвечающая максимуму спектральной линии излучения. Подставляя в это выражение значение для τ_R , получим выражение для добротности резонатора:

$$Q = 2\pi\lambda / \delta\lambda. \quad (3.14)$$

Сравнивая (3.13) и (3.14) и используя выражение для ширины интерференционного максимума, окончательно получим для P_r :

$$P_r = P_a \cdot \frac{2d}{\lambda} \cdot \frac{\pi\sqrt{Rt}}{(1-Rt)}. \quad (3.15)$$

Из (3.12) следует, что добротность резонатора увеличивается с ростом коэффициента отражения зеркал R .

Излучение интерферометра в режиме квантового генератора направлено строго вдоль оси. В самом деле, угловой размер интерференционного максимума равен

$$\delta\varphi = \Delta\varphi / N_{y\delta\delta} = \Delta\varphi \cdot \frac{(1-Rt)}{\pi\sqrt{Rt}}. \quad (3.16)$$

Если $R \cdot t = 1$, то $\delta\varphi = 0$. Реально величина $R \cdot t$ и потери в резонаторах газовых лазеров скомпенсированы и $(R \cdot t) \approx 1$, поэтому $\delta\varphi \approx 0$. Угловая ширина пучка определяется лишь дифракцией на выходном окне резонатора. Величина $\delta\lambda_R$ также очень мала, так как Rt велико и близко к единице – излучение будет весьма монохроматичным.

Оптические резонаторы

В отличие от резонаторов, применяемых в устройствах СВЧ-диапазона, лазерные резонаторы характеризуются следующими двумя главными особенностями: во-первых, они, как правило, являются открытыми, то есть не имеют боковой поверхности, а во-вторых, их размеры намного превышают длину волны генерируемого излучения. Поскольку длины волн, ге-

нерируемые лазерами, простираются от долей микрона до нескольких десятков микрон, то лазерный резонатор с размерами, сравнимыми с этими длинами волн, имел бы слишком низкий коэффициент усиления, чтобы могла возникнуть лазерная генерация.

В оптическом резонаторе возникает набор стоячих волн, которые называются модами резонатора. Из указанной выше второй особенности оптической резонатора следует, что резонансные частоты расположены очень близко друг к другу. Если бы резонатор был закрытым, то все моды имели бы одинаковые потери, и в этом случае лазер излучал очень большое число мод в широком спектральном диапазоне (в пределах полосы лазерной линии) и во всех направлениях, что является весьма нежелательным. Эта проблема решается с помощью открытого резонатора (рис 3.31, 3.32). В таком резонаторе лишь очень немногие моды, соответствующие суперпозиции распространяющихся почти параллельно оси резонатора волн, будут иметь достаточно низкие потери, чтобы стала возможной генерация.

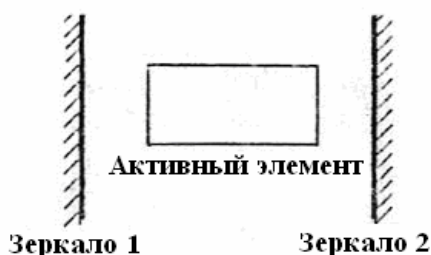


Рис. 3.31. Плоскопараллельный резонатор

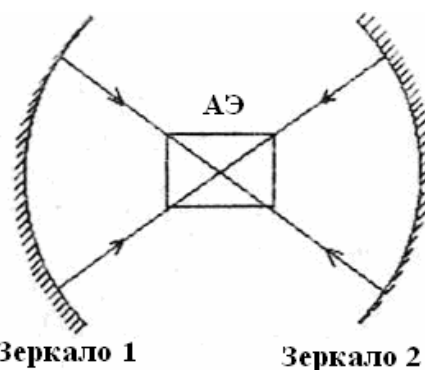


Рис. 3.32. Концентрический резонатор

Наиболее широко применяемые в оптической обработке сигналов лазерные резонаторы имеют либо плоские, либо сферические зеркала, как правило, круглой формы. Расстояние между зеркалами обычно составляет от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров, а размеры зеркал – от долей сантиметра до нескольких сантиметров.

1. Плоскопараллельный резонатор (или резонатор Фабри – Перо).

Этот резонатор состоит из двух плоских зеркал, расположенных параллельно друг другу. В первом приближении моды такого резонатора можно представить себе как суперпозицию двух плоских волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси резонатора (см. рис. 3.31).

В рамках этого приближения нетрудно получить резонансные частоты, если наложить условие, что длина резонатора (h) должна быть равна целому числу полуволен, то есть

$$h = m(\lambda/2),$$

где m – целое положительное число.

Отсюда следует, что резонансные частоты

$$\nu_m = m(c/2h),$$

определяются следующим образом:

$$\Delta\nu_m = \nu_{m+1} - \nu_m = c/2h.$$

Если длина резонатора составляет 1 м, то $\Delta\nu = 600$ МГц.

2. Концентрический (или сферический резонатор).

Состоит из двух сферических зеркал, которые расположены друг относительно друга на расстоянии h таким образом, что центры кривизны зеркал совпадают (см. рис. 3.32).

В этом случае моды представляют собой приближенно суперпозицию двух сферических волн, исходящих из одного центра и распространяющихся в двух противоположных направлениях. Выражение для резонансных частот то же, что и для плоскопараллельного резонатора.

3. Полусферический резонатор.

Состоит из плоского и сферического зеркал, которые расположены относительно друг друга на расстоянии h таким образом, что центр кривизны сферического зеркала совпадает с поверхностью плоского (рис. 3.33).

В этом случае моды представляют собой также приближенно суперпозицию двух сферических волн, исходящих из одного центра и распространяющихся в двух противоположных направлениях. Выражение для резонансных частот то же, что и для плоскопараллельного резонатора.

4. Конфокальный резонатор.

Состоит из двух сферических зеркал с одинаковыми радиусами кривизны (R), которые расположены на расстоянии h таким образом, что фокусы зеркал совпадают (рис. 3.34). Отсюда следует, что центр кривизны одного зеркала лежит на поверхности другого, то есть $h = R$.

С помощью геометрической оптики, изменяя расстояние от двух параллельных лучей до оси резонатора, можно нарисовать сколько угодно траекторий. Однако конфигурация моды не может быть описана ни плоской, ни сферической волной. Поэтому резонансные частоты тоже нельзя получить непосредственно из соображений геометрической оптики.

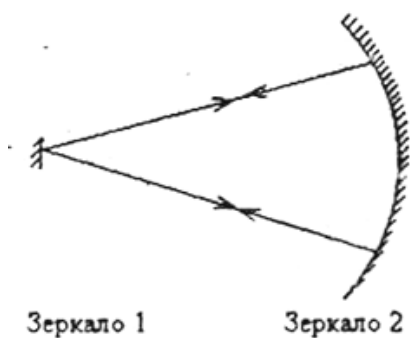


Рис. 3.33. Полусферический резонатор

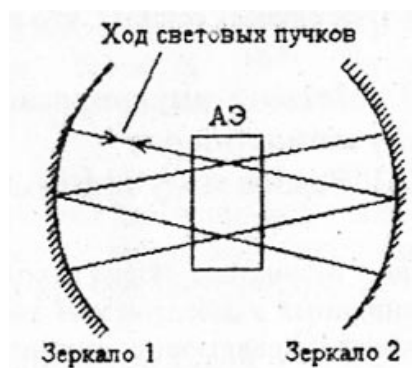


Рис. 3.34. Конфокальный резонатор

Все резонаторы можно рассматривать как частные примеры более общего резонатора, образованного двумя сферическими зеркалами, имеющими различные радиусы кривизны и расположенными на некотором произвольном расстоянии h друг от друга. Эти резонаторы можно подразделить на две категории: устойчивые и неустойчивые. Резонатор называется неустойчивым, если произвольный луч, последовательно отражаясь от каждого из двух зеркал, удаляется на неограниченно большое расстояние от оси резонатора. Наоборот, резонатор, в котором луч остается в пределах ограниченной области, называется устойчивым.

Открытый резонатор, как и объемный, имеет бесконечное множество собственных резонансных частот. Распределение электромагнитного поля внутри резонатора, соответствующее данной частоте, называется модой.

Анализ мод в лазерном открытом резонаторе можно проводить по аналогии с закрытым объемным резонатором.

Отдельную моду обозначают так, как в общем TEM_{mnq} . Здесь q – продольная характеристика моды, которая в общем характеризует число полуволн, укладывающихся в длину резонатора, m и n – поперечные характеристики. Число m показывает, сколько раз амплитуда поля меняет знак в направлении от центра зеркала к его периферии (по радиусу); число n – сколько раз амплитуда поля меняет знак при повороте на 180° . Поперечная мода имеет только индексы m и n (рис. 3.35).

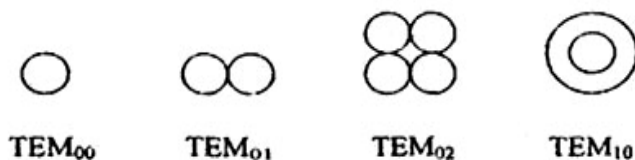


Рис. 3.35. Поперечные моды лазера

В случае если структура светового пятна лазерного пучка, наблюдаемая на экране, представляет собой результат одновременного проявле-

ния нескольких поперечных мод (рис. 3.35), то спектр излучения будет содержать несколько узких линий. В этих случаях говорят, что лазер работает в многомодовом режиме.

Методы внутрирезонаторного управления параметрами излучения лазеров

Режим модуляции добротности лазерных резонаторов

Если в резонаторе лазера находится только активный элемент и нет каких-либо нелинейных элементов или элементов, свойства которых изменяются под воздействием управляющих сигналов, то в этом случае говорят о режиме свободной генерации. В этом режиме излучение лазера либо непрерывное с определенной флуктуацией амплитуды (как правило, у газовых лазеров), либо представляет собой последовательность относительно коротких импульсов, параметры которых беспорядочно флуктуируют. Поэтому и возникла необходимость создания резонаторов с управляемой добротностью.

Режим модуляции добротности называют режимом генерации гигантских импульсов. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает нескольких гигаватт. Длительность гигантского импульса имеет порядок 10 – 100 нс, но в отдельных случаях она может быть получена длительностью до 1 – 3 нс.

Принцип действия лазеров с управляемой добротностью основан на сокращении времени генерации посредством накопления активных центров на метастабильном уровне. Этого можно достичь, помещая в резонатор лазера пассивный или активный затвор (рис. 3.36).

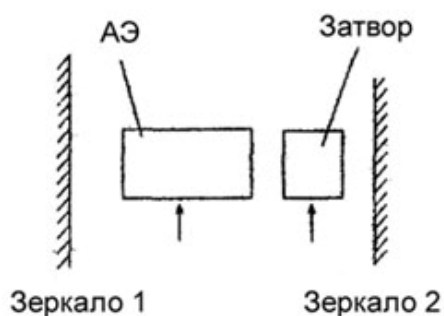


Рис. 3.36. Схема лазера с управляемой добротностью

Затвор в выключенном состоянии обеспечивает высокий уровень потерь (низкую добротность резонатора). Это приводит к увеличению порога генерации и позволяет создать большую инверсную населенность в активной среде. Значительное возрастание инверсии возможно только при большом времени жизни верхнего уровня. После включения затвора добротность резонатора увеличивается, усиление начинает преобладать над потерями и в резонаторе с большой инверсной населенностью вследствие того, что вероятность спонтанного излучения намного меньше (порядка 10^{-6}) вероятности вынужденного излучения, формируется единственный короткий световой импульс большой мощности.

Для увеличения энергии гигантского импульса необходимо обеспечивать глубокую модуляцию добротности, высокую интенсивность накачки и согласовывать момент включения добротности с моментом, когда плотность инверсной заселенности приблизится к своему предельному значению.

Режим синхронизации мод

Под синхронизацией мод понимают процесс, в результате которого разности фаз между соседними продольными модами остаются постоянными. В результате интерференции продольных мод появляются биения интенсивности, и происходит генерация весьма коротких световых импульсов очень большой мощности. Синхронизация фаз продольных мод лазера позволяет получать импульсы лазерного излучения длительностью $10^{-10} - 10^{-12}$ с и пиковой мощностью до 10^{12} Вт. Такие световые импульсы называют сверхкороткими или ультракороткими. Длительность импульсов излучения примерно равно обратной ширине линий генерации.

В качестве примера активной синхронизации мод рассмотрим случай, когда в резонатор помещен управляемый внешним сигналом модулятор, который создает синусоидальные во времени потери на частоте $\Delta\omega = c/2h$ (h – длина резонатора). Если, $\Delta\omega \neq c/2h$, то эти потери приведут просто к амплитудной модуляции электрического поля каждой моды резонатора. Если $\Delta\omega = c/2h$, то возникает синхронизация мод, которую легче понять, рассматривая ее во временном, а не частотном представлении. Импульс света, который проходит через модулятор в момент времени, соответствующий минимальным потерям, будет снова возвращаться в модулятор в следующий момент времени, когда потери снова минимальны.

Другой пример активной синхронизации мод заключается в модуляции усиления лазера, а не его потери. Заметим только, что время релаксации инверсии должно быть достаточно малым.

Методы модуляции добротности лазерных резонаторов

Все известные методы модуляции добротности резонаторов подразделяются на активные и пассивные. К активным относятся методы, в которых модулирующие устройства меняют значение потерь по заданному закону или в соответствии с внешним управляющим сигналом. В пассивных методах используются модулирующие элементы, которые управляются непосредственно полем излучения, имеющимся в резонаторе лазера.

Комбинированные методы сочетают применение активных и пассивных затворов.

Модулирующие устройства активного типа можно разделить по характеру физических эффектов, на которых основано их действие: оптико-механические, электрооптические, акустооптические и т.д.

При оптико-механической модуляции добротности модулирующее устройство, как правило, представляет собой вращающуюся призму, выполняющую функции одного из зеркал резонатора. Время включения добротности в этом случае зависит от частоты вращения призмы. При частотах вращения призмы $2 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^4$ об/мин время переключения добротности имеет порядок 10^{-7} с.

Электрооптическое управление добротностью резонатора лазера основано на электрооптическом эффекте Поккельса, который позволяет изменять под воздействием электрического поля двулучепреломление кристаллов, что делает возможным поляризационную модуляцию проходящего излучения.

Одна из схем лазера с электрооптическим управлением добротностью представлена на рис. 3.37.

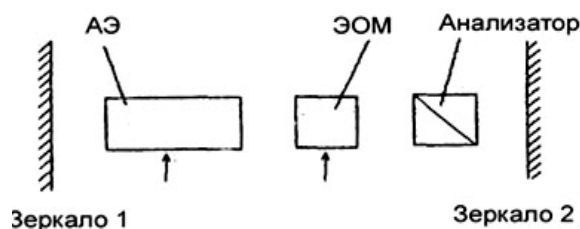


Рис. 3.37. Оптическая схема лазера с электрооптическим управлением добротностью резонатора

Электрооптический модулятор (ЭОМ) устанавливают в резонаторе лазера так, чтобы его оптическая ось была параллельна оси лазера. Между ЭОМ и полностью отражающим зеркалом резонатора помещают анализатор поляризации. Его ориентируют так, чтобы вектор поляризации излучения лазера был ортогонален вектору поляризации излучения, пропускаемого анализатором. При отсутствии управляющего напряжения анализатор не пропускает возникающего при накачке излучения лазера к глухому зеркалу 2, а отфильтровывает его. Генерация отсутствует. Во время подачи импульса поджига к лампам накачки происходит запуск схемы задержки. По истечении времени задержки $t_{зод}$ падает импульс управляющего напряжения на ЭОМ, который при этом поворачивает плоскость поляризации проходящего через него излучения на 90° . Последнее позволяет излучению достичь глухого зеркала, отразиться и вернуться обратно. Потери в резонаторе резко уменьшаются, что приводит к генерации мощного короткого импульса излучения. Время включения затвора достигает единиц наносекунд.

В качестве электрооптических кристаллов применяют вещества, отличающиеся высокой стойкостью к лазерному излучению и имеющие небольшой уровень потерь. Этим требованиям в настоящее время наилучшим образом удовлетворяют кристаллы KDP, ADP, DKDP и LiNbO₃. Достоинством лазерных электрооптических затворов является их малая инерционность, определяемая временем затухания мягкой моды, что составляет порядка 10⁻¹³ с. Недостаток – высокое управляющее напряжение.

Виды лазеров

Газовые лазеры

В газовых лазерах основные процессы, приводящие к осуществлению инверсии, происходят в газовом разряде, при котором образуется плазма. Основные типы газовых лазеров:

- 1) лазеры на нейтральных атомах;
- 2) ионные лазеры;
- 3) молекулярные лазеры;
- 4) лазеры на парах металлов;
- 5) эксимерные лазеры.

На сегодня получена генерация на нейтральных атомах более чем 30 химических элементов. Типичным представителем лазеров на нейтральных атомах является He-Ne-лазер. Гелий является буферным газом и служит для селективного заселения верхних рабочих уровней Ne за счет столкновений. Сами атомы гелия возбуждаются электронным ударом. He-Ne-лазер способен генерировать излучение с длинами волн $\lambda = 0,63$ мкм; 1,15 мкм; 3,39 мкм.

Ионные лазеры являются источниками непрерывного излучения в видимой и УФ областях спектра. Наиболее распространены лазеры на аргоне (Ar²⁺). Аргоновый лазер возбуждается дуговым разрядом. Он генерирует одновременно несколько длин волн в диапазоне 454,5 – 514,5 нм. Причем наибольшая интенсивность генерируемого излучения соответствует спектральным линиям $\lambda = 488,8$ нм и $\lambda = 514,5$ нм. Для таких лазеров с мощностью излучения больше 100 мВт необходимо водяное охлаждение. Мощность излучения таких лазеров может достигать сотен ватт.

Наиболее типичным представителем молекулярных лазеров является лазер на CO₂. Для генерации излучения в них используются колебательно-вращательные переходы молекул.

Достаточно широкое применение из лазеров на парах металлов получил He-Cd-лазер. Он генерирует излучение с длиной волны $\lambda = 441$ нм и мощностью порядка 50 мВт.

Генерация излучения эксимерных лазеров получается на эксимерных молекулах, существующих только в электронно-возбужденном состоянии.

Твердотельные лазеры

Твердотельными называются лазеры, активной средой которых является либо диэлектрический кристалл, либо стекло. Полупроводниковые лазеры рассматриваются отдельно, поскольку они имеют совсем другие механизмы накачки и генерации. В твердотельных лазерах активными центрами являются, как правило, примесные ионы, введенные в кристалл. Обычно такой ион принадлежит к одной из групп переходных элементов таблицы Менделеева (например, ионы переходных металлов, особенно Cr^{3+} , Ti , или ионы редкоземельных элементов, главным образом, Nd^{3+} , замещающий ионы кристаллической решетки). Ионы примеси являются инородными элементами в кристаллической или аморфной матрице, поэтому они слабо взаимодействуют с ионами матрицы и их энергетический спектр похож на спектр изолированных ионов (примесные уровни).

Рубиновый лазер

Этот лазер был первым, на котором была осуществлена генерация и который все еще находит применение. Рубин представляет собой кристалл Al_2O_3 , в котором 0,05 % Al^{3+} заменены ионами Cr^{3+} . Кристаллы рубина обычно получают путем выращивания из расплава смеси Al_2O_3 и небольшой части Cr_2O_3 . Без добавления Cr_2O_3 кристалл совсем бесцветный. При добавлении Cr_2O_3 кристалл приобретает розовый оттенок. Рубиновые лазеры работают с оптической накачкой. Для накачки используется импульсная ксеноновая лампа среднего давления (500 мм рт.ст.). Диаметр стержня обычно составляет 5 – 10 мм, а длина 5 – 20 см. Рубиновый лазер генерирует импульсное излучение с длинами волн $\lambda_1 = 0,6928$ мкм и $\lambda_2 = 0,6943$ мкм.

Неодимовые лазеры

Они являются самыми популярными из твердотельных лазеров. В этих лазерах активной средой обычно является кристалл $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG — иттрий-алюминиевый гранат), в котором часть ионов Y^{3+} заменена ионами Nd^{3+} . Иногда используется также фосфатное или силикатное стекло, легированное ионами Nd^{3+} . Неодимовые лазеры могут работать как в непрерывном, так и импульсном режиме. Для работы в импульсном и непрерывном режимах применяются соответственно ксеноновые лампы среднего давления (500 – 1500 мм рт. ст.) и криптоновые лампы высокого давления (4 – 6 атм.). Размеры стержня обычно такие же, как и у рубинового лазера.

Полупроводниковые лазеры

В полупроводниковом лазере генерация излучения возникает при прохождении тока через диод с р-п-переходом, при этом энергия электрического тока используется непосредственно для создания инверсной населенности в зоне проводимости полупроводника, что определяет достаточно высокий к.п.д. полупроводникового лазера (десятки процентов). Основными механизмами возбуждения полупроводниковых лазеров служит инжекция носителей заряда (электронов и дырок) через р-п-переход (возбуждаемая внешним пучком высокоэнергетических электронов и лавинный пробой р-п-перехода).

В отличие от неодимового лазера электронные состояния в полупроводниковом лазере не имеют дискретной энергетической структуры, а располагаются непрерывно в так называемых валентной зоне и в лежащей выше нее на энергетической оси зоне проводимости. Валентная зона и зона проводимости разделены областью непрерывных значений энергии электронов, являющихся запрещенными (запрещенная зона). Для достижения лазерной генерации необходимы инверсная населенность электронных состояний в зоне проводимости по отношению к электронным состояниям в валентной зоне и положительная обратная связь для генерируемого излучения. Такая обратная связь создается с помощью оптического резонатора, формируемого, как правило, полировкой противоположных граней полупроводникового кристалла, через который выводится излучение (рис. 3.38).

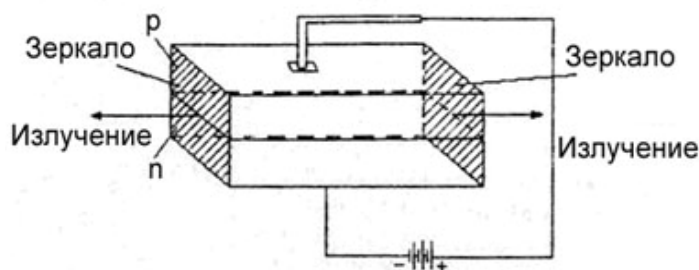


Рис. 3.38. Полупроводниковый лазер

При физическом контакте полупроводников р- и п-типа образуется р-п-переход, энергетическая диаграмма которого представлена на рис. 3.39, а, где заштрихованные участки обозначают состояния, заполненные электронами: 1, 3 – полупроводники соответственно р- и п-типа; 2 – р-п-переход; 4 – зона проводимости; 5 – запрещенная зона; 6 – валентная зона. В этом случае излучающих переходов нет, так как там, где в валентной зоне есть свободные состояния, отсутствуют электроны в зоне проводимости, и наоборот.

Однако, если к р-п-переходу приложить напряжение в прямом направлении (то есть плюс к р, а минус к п-полупроводнику), то положение существенно изменится (рис. 3.39, б).

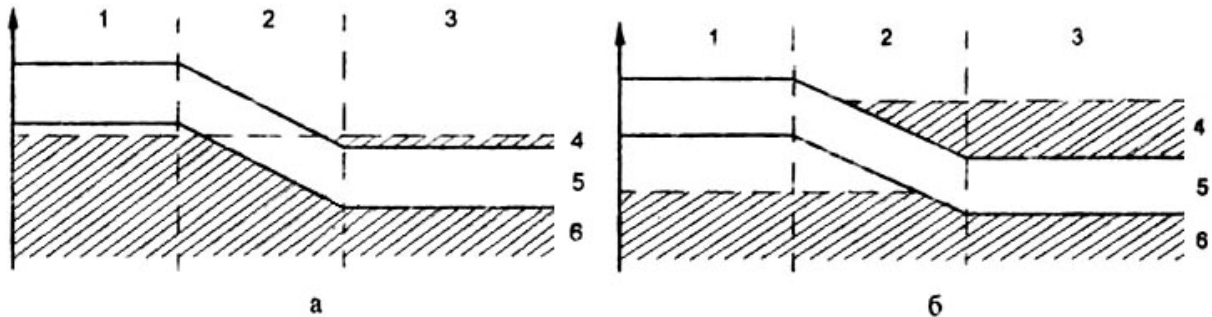


Рис. 3.39. Диаграмма энергетических уровней в зоне р-п-перехода

При малых токах возникает спонтанное излучение, распространяющееся по всем направлениям, с увеличением тока происходит также усиление спонтанного излучения. Это происходит до тех пор, пока не начнут выполняться условия лазерной генерации.

Приведенный механизм характерен для инжекционных лазеров простейшего типа, в которых не применяются специальные меры по локализации электронов и поля излучения вблизи р-п-перехода. В таких лазерах плотность тока достигает порядка $\sim 50 \text{ кА/см}^2$.

На рис. 3.40 представлена типовая экспериментальная зависимость выходной мощности полупроводникового лазера от тока. На участке а оптическое излучение определяется спонтанными переходами. Поэтому лазер работает как светодиод с торцевым излучением. На участке б увеличивается доля индуцированного излучения, что соответствует режиму суперлюминесценции. Выше порога (1 пор.) преобладает индуцированное излучение, что соответствует режиму генерации лазерного излучения.

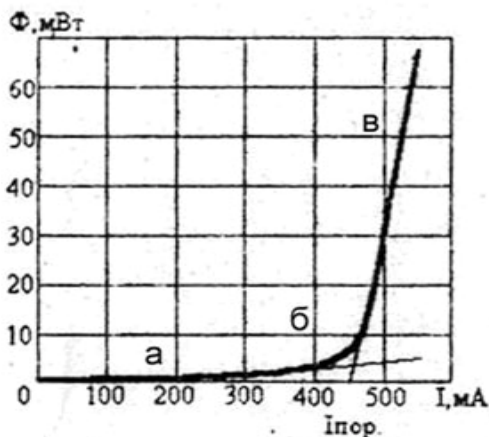


Рис. 3.40. Типовая экспериментальная зависимость выходной мощности полупроводникового лазера от тока

Более лучшие характеристики имеют инжекционные полупроводниковые лазеры с двойной гетероструктурой (например, на основе GaAlAs), в которых активная область толщиной порядка 0,3 мкм образуется р- и п-областями из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, разделенными областью из GaAs. Область GaAs обладает меньшей шириной запрещенной зоны, чем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, что препятствует

диффузии электронов из области p-n-перехода, а так как показатель преломления GaAs больше, чем у $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, в области p-n перехода образуется диэлектрический волновод, обеспечивающий сильную локализацию поля. В этом случае пороговая плотность тока уменьшается до 1 кА/см^2 .

Схема управления лазерным диодом показана на рис. 3.41.

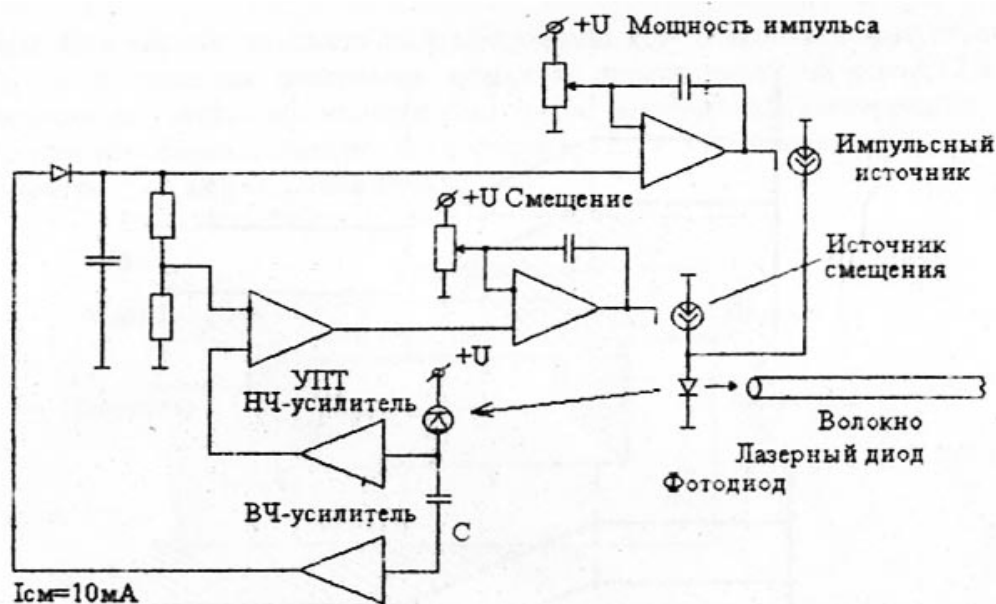


Рис. 3.41. Схема управления лазерным диодом

При увеличении температуры от 20 до $60 \text{ }^\circ\text{C}$ величина I пор. удваивается. Во всех лазерах влияние изменений температуры на выходные характеристики приводят к необходимости поддерживать уровень смещения вблизи порога, а максимальное значение – в соответствии с требуемой выходной мощностью.

К положительным свойствам полупроводниковых лазеров можно отнести высокий к.п.д. и малые габариты. К отрицательным – необходимость его охлаждения при непрерывном режиме работы, большой угол генерируемого излучения, невысокую пространственную и временную когерентность.

В табл. 3.2 приведены основные характеристики используемых в настоящее время источников света.

Зависимость тока и потока представлены на рис. 3.42.

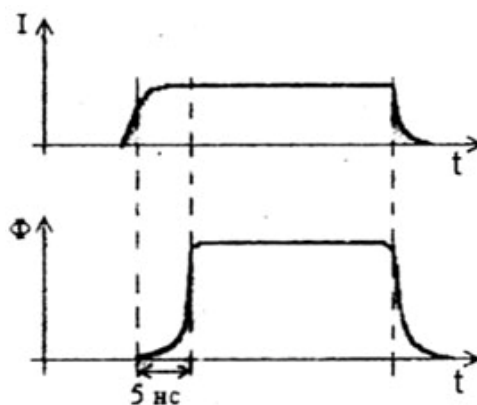


Рис. 3.42. Временные характеристики полупроводникового лазера

Таблица 3.2

Характеристики источников света

Источники света	Диапазон	Выходная мощность	КПД
Лампа накаливания с вольфрамовой нитью	Видимая область спектра	2 – 20	2 – 4 %
Ртутная дуга	Видимая область спектра	10 – 100	5 – 10 %
Галлий-неоновый лазер	632,8 нм	0,1 – 1	< 1 %
Гелий-кадмиевый лазер	442 нм	0,1 – 1	< 1 %
Лазер на алюминицево-иттриевом гранате	1064 нм	10 – 100	1 – 3 %
Лазер на полупроводниковом переходе GaAs	905 нм	0,1 – 1	30 – 70 %

3.10. Изготовление оптических элементов УООС

Техника изготовления

Техника изготовления оптических элементов УООС сочетает сложные методы конструирования линзовых систем с опытом и мастерством обработки оптических материалов, без которых невозможно обеспечение их высокого качества. Получив заготовки, необходимо отшлифовать и отполировать поверхности каждого элемента до нужных параметров. Для этого используются полировальные пасты с размерами зерна: для грубой шлифовки – более 100 мкм; тонкой – от 50 до 100 мкм; контролируемой – от 10 до 20 мкм; полировки – от 1 до 5 мкм.

Основным сырьем для изготовления линз служит стекло. Из огромного разнообразия существующих стекол лишь некоторые пригодны для использования в ООС, где качеству стекла предъявляются довольно строгие требования.

Физическая и химическая структура стекла до конца еще не выяснена. Его основным компонентом является кварц (SiO_2). Стеклообразное состояние предполагает некристаллическую структуру, которую можно сравнить со структурой переохлажденной жидкости. Далее предполагается, что молекулы SiO_2 в стекле образуют длинные полимерные цепочки, перемешанные с молекулами других окислов, которые составляют конкретную структуру стекла.

В качестве высококачественного материала с малым коэффициентом преломления наиболее часто применяется стекло, целиком состоящее из SiO_2 и известное под названием плавленого кварца.

Первый шаг в выборе заготовки заключается в отборе нескольких заготовок и в полировке противоположных поверхностей каждой из них. При этом полировкой не стремятся достичь оптическую плоскостность, исчисляемую долями длины световой волны, а лишь такую, чтобы к обеим отполированным поверхностям можно было приложить поверочные подложки. Эти поверочные подложки присоединяются к заготовке при помощи масла, имеющего коэффициент преломления, близкий к коэффициенту преломления заготовки. Поверочные подложки и заготовка образуют «сэндвич», оптическое качество которого определяется в основном самой заготовкой (рис. 3.43). Этот сэндвич помещается в интерферометр Майкельсона, где исследуется однородность заготовки. Оптическая схема установки для исследования однородности заготовок представлена на рис. 3.44, где S – точечный источник излучения; ФП – фотопластинка; 1 – коллимирующая линза; 2 – светоделитель; 3, 5 – отражающие зеркала; 4 – «сэндвич» из заготовки и подложек; 6 – формирующая оптическая система.

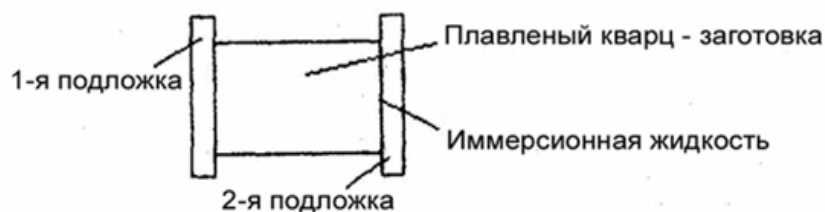


Рис. 3.43. Поверочные подложки

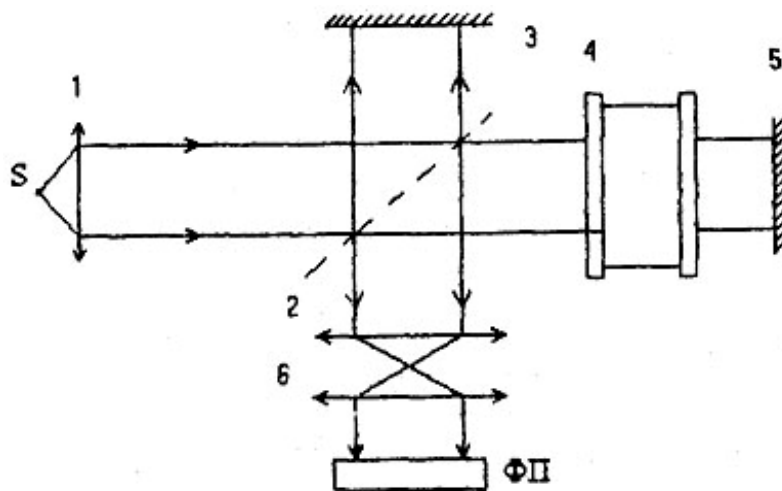


Рис. 3.44. Оптическая схема установки для исследования однородности заготовок

В общем случае считается приемлемым плавное изменение коэффициента преломления вдоль заготовки, соответствующее неоднородности порядка 0,0001 до 0,001 %.

После исследования заготовки на неоднородность коэффициента преломления проводится ее анализ на содержание пузырей.

После выбора заготовок для требуемых оптических элементов эти заготовки обрезаются, притираются и отполировываются. При этих операциях размеры намеренно делают чуть больше, чтобы оптик имел известную свободу действий в процессе шлифовки и полировки.

Чтобы довести две поверхности оптического элемента до заданных параметров (для линзы – радиусов), обычно используют две пары шлифовальных инструментов для каждой поверхности. Для линз каждая пара инструментов (как вогнутых, так и выпуклых) имеет определенный радиус. Их обычно отливают с допуском порядка 0,01 %. Необходимо отметить, что именно радиус шлифовального, а не полировального инструмента определяет радиус поверхности линзы. Шлифовка происходит в два этапа, которые называют «грубой» и «тонкой». Эти два этапа шлифовки отличаются размером зерен шлифовального состава и связанной с этим скоростью удаления стекла. При шлифовке стекло удаляется за счет сдвиговых напряжений, возникающих в стекле, когда острые частицы абразива вклиниваются между быстро движущимся шлифовальным кругом и вращающейся поверхностью стекла (рис. 3.45). Поверхностные частицы стекла отрываются или откалываются. Образовавшиеся при этом маленькие частицы стекла непрерывно смываются струей абразивной жидкости, которая одновременно выполняет также роль смазки и охладителя.

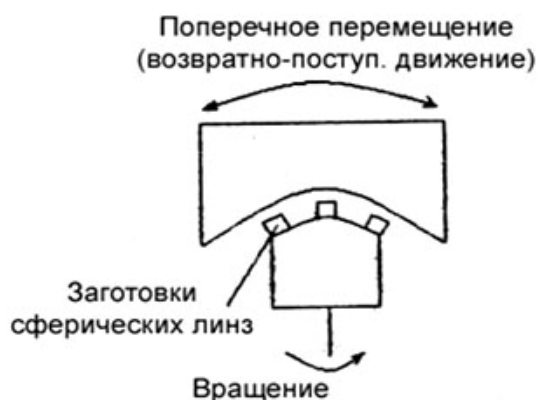


Рис. 3.45. Схема шлифовки линз

Так как процесс шлифовки является грубым, то возникают трещины, которые проникают в стекло на несколько сотен микрон. Поэтому при изготовлении оптических элементов для ООС эти трещины обычно устраняют методом, который называется контролируемой шлифовкой.

Затем осуществляется полировка, которая выполняется аналогично операции шлифовки. Перед полировкой полировальный круг покрывается смолой, форму поверхности которой формируют такой же, как и форма полируемой детали. Смоляное покрытие

разделяется на сегменты. Они необходимы для обеспечения более равномерного распределения абразива по полируемой поверхности.

После изготовления оптического элемента его качество контролируют интерферометрическим методом. В простейшем случае используется двухлучевой интерферометр Майкельсона, который изображен на рис. 3.46. Пространственно-когерентный свет с длиной волны, на которую рассчитан контролируемый оптический элемент (линза), превращается с помощью коллимирующей линзы 1 в параллельный пучок, который проходит через светоделитель 2. При этом на опорное зеркало 3 и контролируемый оптический элемент (линзу) 4 направляются равные количества световой энергии. Линза 4 устанавливается так, что мнимый фокус сферического зеркала 5 совпадает с ее задним фокусом. Интерференционная картина, возникающая при взаимодействии пучков, возвратившихся от зеркала 3 и линзы 4, проецируется с помощью формирующей оптической системы 6 на экран или фотопластинку ФП в выходной плоскости интерферометра.

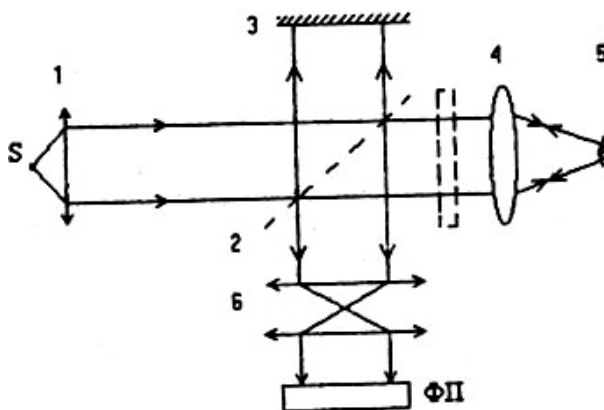


Рис. 3.46. Интерферометр Майкельсона

Если требуется большая точность исследования оптического элемента, то плечо интерферометра, в которое входит испытуемый оптический элемент, можно сделать резонатором. Это можно осуществить путем установки полупрозрачного зеркала (пунктирные линии на рис. 3.46) в плече интерферометра, содержащем испытуемый оптический элемент. Это зеркало вызывает многократные прохождения волнового фронта в резонаторном плече системы, которое действует как интерферометр Фабри – Перо. Принцип действия интерферометра Фабри – Перо заключается в том, что интерференция в нем имеет место лишь тогда, когда соответствующие точки зеркал удалены друг от друга на целое число полуволн. Это приводит к образованию тонких интерференционных линий, которые обрисовывают фронт волны, через каждый полуволновой интервал.

Оптические аберрации

К современным оптическим приборам обычно предъявляются высокие требования в отношении качества изображения, которое должно быть резким по всему полю зрения, свободным от цветных каемок и неискаженным по форме. Нарушения этих требований, вызываемые некоторыми физическими свойствами оптических приборов, называют аберрациями.

Семь основных aberrаций оптических систем принято разбивать на две группы: две aberrации составляют группу хроматических aberrаций, а остальные пять – группу монохроматических aberrаций.

В настоящее время к основным aberrациям систем ООС относятся монохроматические aberrации. Группу монохроматических aberrаций разбивают на две подгруппы aberrации широкого пучка и полевые aberrации. К подгруппе aberrаций широкого пучка относятся сферическая aberrация и кома. В подгруппу полевых aberrаций входят астигматизм, кривизна изображения и дисторсия.

Для оптических систем оптической обработки сигналов наиболее существенную роль играют сферическая aberrация, астигматизм и дисторсия.

Сферическая aberrация

Монохроматическими aberrациями называются те недостатки изображения, которые обнаруживаются в отличие от хроматических aberrаций даже при монохроматическом свете ($\lambda = \text{const}$). Причина возникновения монохроматических aberrаций заключается в том, что реальные световые лучи проходят по путям, несколько отличающимся от путей, проходящих нулевыми лучами. Иными словами, лучи, образующие конечные углы с оптической осью, не подчиняются строго закономерностям, справедливым для параксиальных лучей. Возникающие в результате этого aberrации (отклонения) вызывают ухудшения качества изображения.

К первой подгруппе монохроматических aberrаций относятся сферическая aberrация и кома. Сферической aberrацией называется нарушение гомоцентричности пучков лучей, прошедших через оптическую систему, без нарушения симметрии строения этих пучков (в отличие от комы и астигматизма).

Пусть, например, пучок лучей, параллельных оси, падает на простую собирающую линзу (рис. 3.47). На этом рисунке показан ход лучей, падающих на линзу на различной высоте. С точки зрения оптики Гаусса, все эти лучи должны были бы после выхода из линзы пересечься в заднем фокусе линзы F . Но на самом деле строго следуют законам оптики Гаусса только лучи, бесконечно близкие к оптической оси. Чем больше высота падения луча на линзу, тем сильнее точка пересечения луча с осью отступает от точки F .

Таким образом, обнаруживается, что пучок лучей, параллельных оптической оси, после выхода из оптической системы перестает быть гомоцентричным, не теряя в то же время симметрии своего строения. Это приводит к возникновению нерезкости изображения улавливаемого на экране, перпендикулярном к оптической оси.

При конструировании объективов, состоящих из нескольких одиночных линз, можно так подобрать их материалы, обладающие разными показателями преломления, и кривизну поверхностей, чтобы сбалансировать отрицательную и положительную сферические aberrации отдельных линз и сделать систему полностью свободной от сферической aberrации.



Рис. 3.47. Сферическая aberrация

Астигматизм

Основная полевая aberrация – астигматизм – возникает в случае несовпадения плоскостей фокусировки световых лучей, распространяющихся соответственно параллельно вертикальной и горизонтальной плоскостям (рис. 3.48).

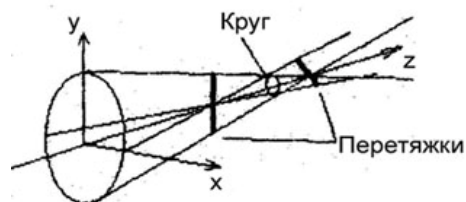


Рис. 3.48. Астигматизм

Ни в одном сечении астигматического пучка лучей мы не получаем точечного изображения. Пятно рассеяния имеет большей частью эллиптическую форму.

Дисторсия свойственна изображениям объективов, находящихся в стороне от оптической оси прибора. Она вызывает нарушение подобия между объектом и его изображением, несмотря на то, что каждая точка объекта изображается в виде идеальной точки. Причиной такого искажения является неодинаковость линейного увеличения прибора в пределах своего поля зрения. Схематически рассмотренные aberrации можно представить образом, показанным на рис. 3.49.

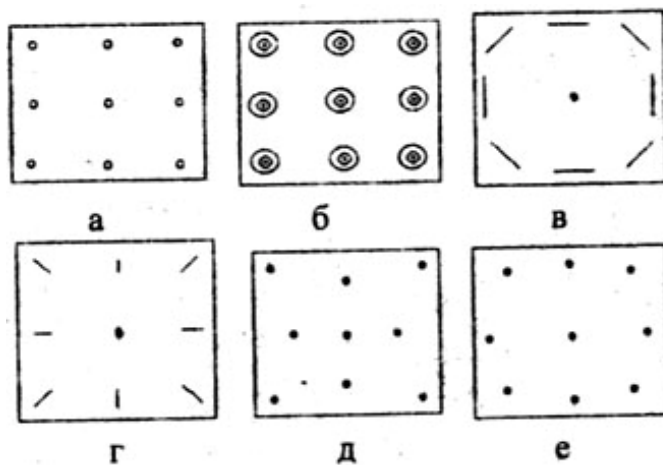


Рис. 3.49. Оптические aberrации:

- а – идеальное изображение,
- б – сферическая aberrация,
- в – астигматизм в меридиональной плоскости, г – астигматизм в сагиттальной плоскости

4. МОДУЛЯЦИЯ И ДЕМОДУЛЯЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ НЕСУЩЕЙ

4.1. Общие сведения

Основной вид модуляции – модуляция интенсивностью (МИ).

Существуют разные способы получения модулированного оптического излучения:

1. Прямая модуляция, при которой модуляция излучения ЛД или СИД достигается путем изменения тока накачки.

2. Внешняя модуляция или модуляция излучения немодулированного источника света.

3. Внутренняя модуляция, осуществляется введением модулятора в лазерный резонатор.

Модулятор – это система, в которой происходит взаимодействие света с веществом. Управление показателем преломления основывается либо на электрооптическом эффекте (изменяя электрическое поле), на магнитооптическом эффекте (изменяя магнитное поле), на пьезооптическом эффекте (пьезоэлектрическое изменение плотности). В основном используются электрооптические модуляторы. Материалы с выраженным магнитооптическим эффектом непрозрачны для света. Пьезооптические модуляторы сложны.

При демодуляции используют два способа приема:

1. Непосредственный прием фотодетектором (некогерентный прием).

2. Когерентный прием (гетеро- или гомодинный).

4.2. Прямая модуляция и демодуляция

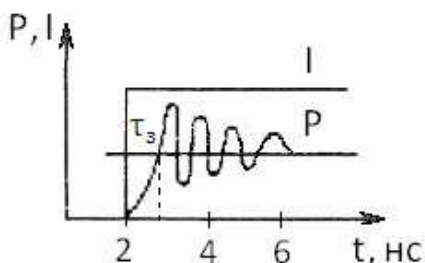


Рис. 4.1. Переходная характеристика многомодового лазера

Может осуществляться с высокой скоростью. Это объясняется малым спонтанным временем жизни электронов (10^{-9} с) и возможностью быстрого включения инверсной населенности.

Временная зависимость мощности и тока многомодового лазера приведена на рис. 4.1:

$$\tau_3 = \tau_{N\bar{I}} \cdot 20 \cdot \lg \left(\frac{I}{I - I_{\bar{I}}} \right). \quad (4.1)$$

τ_3 уменьшается, если в цепи лазера протекает ток смещения. Тогда:

$$\tau_3 = \tau_{\tilde{N}\tilde{I}} \cdot 20 \cdot \lg \left(\frac{I}{I - I_{\tilde{I}} + I_{\tilde{N}\tilde{I}}} \right). \quad (4.2)$$

Быстрое включение инверсной населенности приводит к появлению затухания колебаний интенсивности излучения около стационарного значения.

Частота колебаний для одномодового лазера:

$$f_{\hat{E}\hat{E}} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\tau_{\tilde{N}\tilde{I}} \cdot \tau_{\delta}}} \cdot \left(\frac{1}{I_{\tilde{I}} - 1} \right)^{-1/2}. \quad (4.3)$$

где $\tau_{\delta} \approx 10^{-12}$ с – время жизни фотона в резонаторе, определяемое потерями в нем.

Влияние переходных процессов на генерируемую мощность показано на рис 4.2.

Таким образом, при импульсной модуляции током накачки при $f \approx f_p$ существенное влияние начинают оказывать переходные процессы (лазеры работают со скоростью передачи 14 ГГц и более).

Для спонтанных источников света (СИД) применима только прямая МИ посредством управления возбуждением.

Модуляция и характеристики при использовании аналогового сигнала показаны на рис. 4.3.

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \sqrt{2} \cdot \frac{I_{\ddot{A}}}{I_0}, \quad (4.4)$$

$$= \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}}$$

где I_D – действующее значение тока модуляции.

При аналоговой модуляции требуется хорошая линейность (малый уровень гармоник).

Для получения небольших нелинейных искажений необходимо: уменьшить m (глубина модуляции), что приведет к уменьшению отношения сигнал/шум на приемной стороне, либо можно осуществить компенсацию вносимых нелинейных искажений.

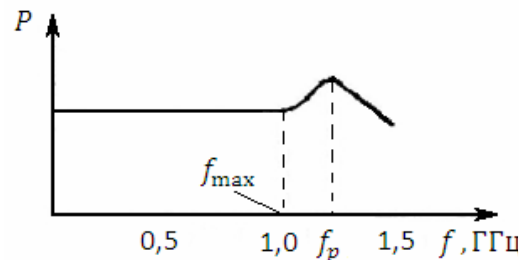


Рис. 4.2. Переходные процессы

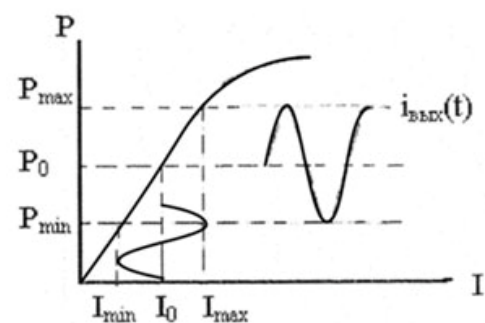


Рис. 4.3. Модуляция при использовании аналогового сигнала

Используют следующие методы:

- 1) метод фазовой модуляции;
- 2) введение предискажений;
- 3) метод полупредискажений;
- 4) метод отрицательной ОС.

Введение предискажений заключается в следующем: в передаваемый сигнал вносится искажение, обратное тому, которое при модуляции внесет оптический излучатель.

Метод фазовой модуляции состоит в одновременной модуляции двух СИД сигналами, равными по амплитуде, но со сдвигом фаз на $\pi/2$.

Метод полупредискажений: здесь используют опорный светодиод, который позволяет сравнивать уровень вносимых искажений и корректировать их путем изменения тока модуляции.

Метод ОС.

Структурная схема системы с ОС представлена на рис. 4.4.

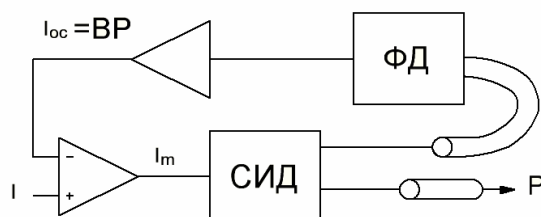


Рис. 4.4. Метод ОС

Нелинейные искажения можно уменьшить в $(1+\beta a)^2$, где β – коэффициент, учитывающий эффективность связи между излучателем и вспомогательным фотоприемником.

$$P = a \cdot (I_m - b \cdot I_m^2);$$

$$a = 10^{-2} \hat{A} \hat{\delta} / \hat{A};$$

$$b = 2 \cdot A^{-1}. \quad (4.5)$$

Временные зависимости при модуляции цифровых сигналов представлены на рис. 4.5.

При уменьшении нелинейных искажений одновременно уменьшается и излучаемая мощность в $1 + \beta a$ раз.

При модуляции СИД цифровыми сигналами схема передатчика упрощается (не нужна линеаризация ВАХ).

Схема приемника оптического излучения промодулированного цифрового сигнала представлена на рис. 4.6.

Детектируемый фотодиодом ток усиливается малошумящим усилителем, фильтруется, чтобы уменьшить шумы и увеличить отношение сиг-

нал/шум на входе порогового устройства. Принятие решения осуществляется с помощью устройства восстановления синхроимпульсов (УВСИ). Часто в схему вводят АРУ для компенсации дрейфа рабочей точки характеристики, а также для изменения коэффициента усиления усилителя и умножения при использовании лазерных диодов или при изменении входного уровня сигнала.

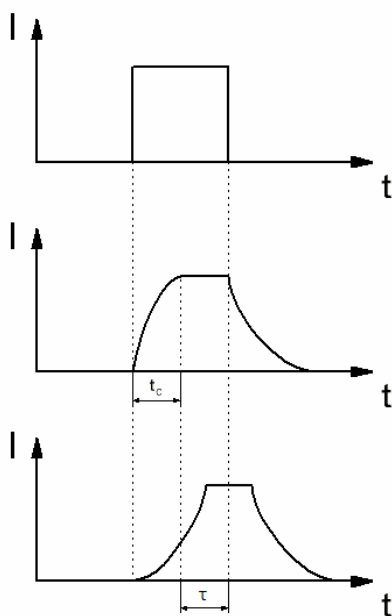


Рис. 4.5. Модуляция СИД цифровыми сигналами

Схема непосредственного приема оптического сигнала с аналоговой модуляцией по интенсивности представлена на рис. 4.7.

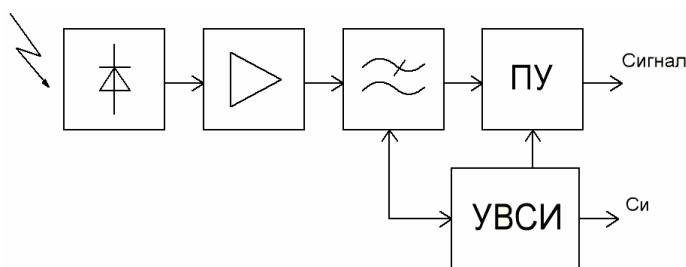


Рис. 4.6. Схема приемника оптического излучения промодулированного цифрового сигнала

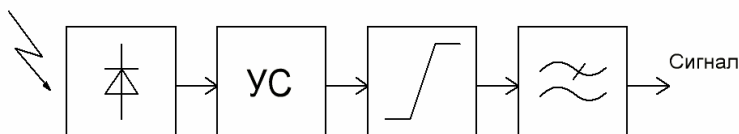


Рис. 4.7. Схема непосредственного приема оптического сигнала с аналоговой модуляцией по интенсивности

Для рис. 4.6:

$$C/\varnothing = \frac{(I \cdot M)^2}{2 \cdot q \cdot B \cdot [(I + I_{\varnothing}) \cdot M^{2+X} + I_{\varnothing n} + 4 \cdot k \cdot T \cdot B \cdot F_{\varnothing} / R]}, \quad (4.6)$$

где M – коэффициент лавинного умножения;

I_{\varnothing} – тепловой шум, то есть величина токов тепловых шумов, обусловленных активным сопротивлением нагрузки;

B – дисперсия или флуктуация тока;

R – сопротивление нагрузки;

F_{\varnothing} – полоса шумов;

X – параметр аппроксимации характеристики.

Для рис. 4.7:

$$C/\varnothing = \frac{m^2 \cdot M^2 \cdot I^2}{2 \cdot q \cdot B \cdot \left[[(I + I_m) \cdot M^{2+X} + I_n] + 4 \cdot k \cdot T \cdot B \cdot F_{\varnothing} / R \right]}, \quad (4.7)$$

где m – глубина модуляции

4.3. Модуляция и демодуляция оптического излучения с использованием поднесущей частоты

Оптический тракт при использовании поднесущей частоты представлена на рис. 4.8.

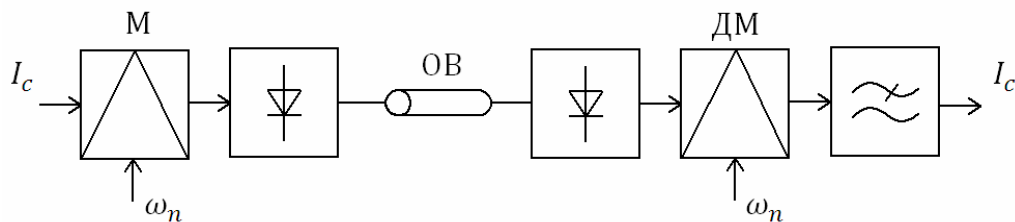


Рис. 4.8. ВОСП с использованием поднесущей частоты
 M – модулятор; DM – демодулятор; ω_n – частота поднесущей

При способе модуляции и демодуляции оптического излучения используется двойная модуляция. Информационный электрический сигнал поступает на модулятор, где происходит первая операция: модуляция поднесущей частоты либо по амплитуде, либо по частоте или фазе, а затем промодулированная ω_n , поступает на оптический излучатель, где происходит вторая операция: модуляция интенсивности оптического излучения. На приемной стороне демодуляция происходит в обратном порядке. Метод использования поднесущей увеличивает отношение сигнал/шум и умень-

шает нелинейные искажения при условии хорошей линейности характеристик модулятора и демодулятора.

$$(C/\Phi)_{\hat{I}\hat{A}\hat{f}\hat{A}\hat{N}} = \left[6 \cdot \beta^2 \cdot \frac{\hat{A}_f}{\hat{A}_N} \right] \cdot (\tilde{N}/\Phi), \quad (4.8)$$

то есть отношение сигнал/шум можно уменьшить.

Здесь β – индекс частотной модуляции:

$$\beta = \frac{\Delta f}{2 \cdot \pi \cdot \hat{A}_N}, \quad (4.9)$$

где \hat{A}_N – полоса сигнала;

\hat{A}_f – полоса поднесущей: $\hat{A}_f = 2 \cdot (\beta + 1) \cdot \hat{A}_N$.

Частотная модуляция наиболее эффективна, так как при АМ выигрыш в отношении сигнал/шум составляет около 2 раза. Частотная модуляция поднесущей нашла применение при передаче видеосигнала в кабельном ТВ.

Структурная схема аналоговой ВОСП для передачи видеосигнала представлена на рис. 4.9.

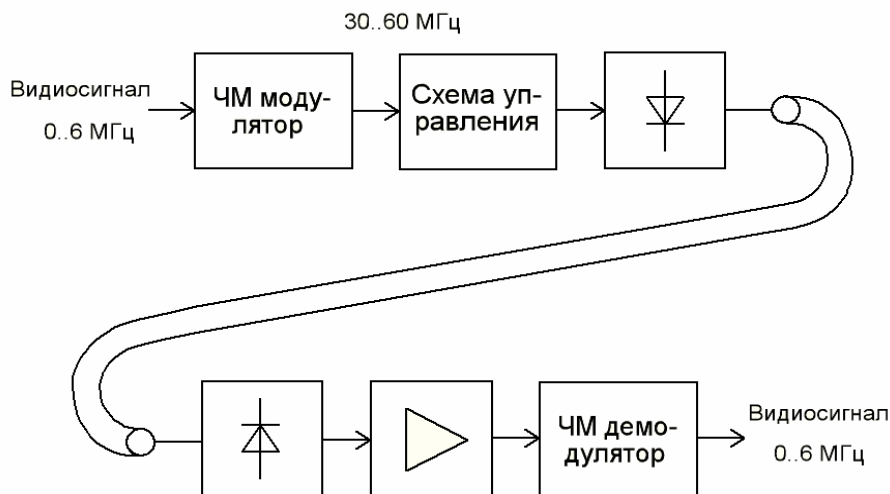


Рис. 4.9. Структурная схема аналоговой ВОСП для передачи видеосигнала

4.4. Когерентный прием оптических сигналов

Структурная схема когерентного приемника представлена на рис. 4.10.

Возможно два способа обнаружения: гетеродинный и гомодинный.

При гетеродинном способе можно достичь высокой чувствительности обнаружения, вплоть до квантового порога обнаружения:

$$P_{o_{MIN}} = h \cdot f \cdot B / \eta. \quad (4.10)$$

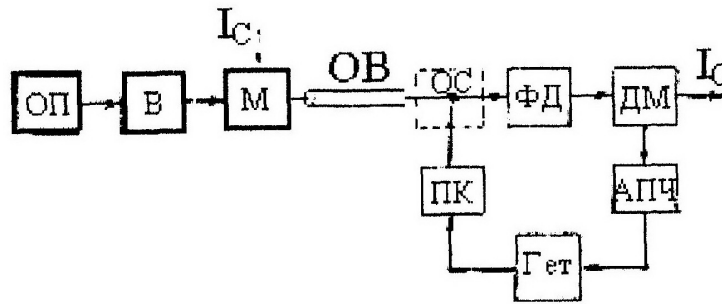


Рис. 4.10. Когерентный прием оптических сигналов:
 ОП – оптический передатчик; В – вентиль; М – модулятор; ОВ – оптоволокну;
 ОС – оптический соединитель; ПК – поляризованный контроллер

При гомодинном выигрыш в отношении сигнал/шум можно получить в два раза больше, чем при гетеродинном, так как требуется полоса частот в два раза меньше.

4.5. Амплитудная модуляция лазерного излучения

Высокоэффективная модуляция на продольном и поперечном электрооптическом эффекте

В современной оптической обработке сигналов применяют главным образом акустооптический и электрооптический методы модуляции. Электрооптический метод основан на так называемом линейном электрооптическом эффекте Поккельса, наблюдаемом в некоторых кристаллах, наиболее распространенными из которых являются KH_2PO_4 , KD_2PO_4 , LiNbO_3 и KDP .

Для электрооптических кристаллов характерны анизотропия и зависимость коэффициентов преломления вдоль осей анизотропии от напряженности электрического поля в кристалле. Анизотропия проявляется в зависимости коэффициента преломления кристалла от направления волнового вектора и вектора поляризации световой волны.

Эта зависимость описывается так называемой оптической индикатрисой – эллипсоидом коэффициентов преломления. Она и приводит к появлению двулучепреломления, физический смысл которого заключается в том, что при преломлении плоскополяризованной световой волны на границе анизотропной среды в последней возникают две ортогонально поляризованные когерентные между собой световые волны. Причем плоскости поляризации этих волн параллельны осям оптической анизотропии. Поэтому в зависимости от оптической разности хода (Δ) ортогонально поляризованных волн результирующая световая волна на выходе из кристалла

может иметь либо прежнюю поляризацию ($\Delta = 0$), либо эллиптическую ($0 < \Delta < \lambda/4$; $\lambda/4 < \Delta < \lambda/2$), либо круговую ($\Delta = \lambda/4$), либо линейную, но ортогональную первоначальной ($\Delta = \lambda/2$).

Уравнение оптической индикатрисы любого кристалла в главной системе координат имеет вид:

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 = 1, \quad (4.11)$$

где a_{10}, a_{20}, a_{30} – значения обратных величин диэлектрических проницаемостей соответствующие главным осям:

$$a_{10} = 1/n_x^2; \quad a_{20} = 1/n_y^2; \quad a_{30} = 1/n_z^2, \quad (4.12)$$

где n_x, n_y, n_z – показатели преломления вдоль главных осей кристалла.

При приложении к кристаллу электрического поля эллипсоид оптической индикатрисы поворачивается и деформируется. Поэтому главные оси эллипсоида в общем случае не будут совпадать с исходными главными осями. Уравнение оптической индикатрисы в системе координат xuz теперь примет вид

$$a_{10}x^2 + a_{20}y^2 + a_{30}z^2 + 2a_4yz + 2a_5zx + 2a_6xy = 1. \quad (4.13)$$

В случае линейного электрооптического эффекта изменение коэффициентов индикатрисы $\Delta_k = a_k - a_{k0}$ линейно связано с приложенным полем:

$$a_k - a_{k0} = r_{k1}E_x + r_{k2}E_y + r_{k3}E_z, \quad (4.14)$$

где $k = 1, 2, 3, 4, 5, 6$;

$$a_{40} = a_{50} = a_{60} = 0.$$

Коэффициенты r_{kn} образуют тензор третьего ранга, имеющий в общем случае 18 различных компонентов. Симметрия кристаллов в каждом отдельном случае накладывает ограничения на компоненты r_{kn} . Часть из них обращается в нуль, некоторые могут оказаться равными между собой. Так, например, при приложении к электрооптическому кристаллу класса KDP электрического поля напряженностью E уравнение индикатрисы будет иметь вид

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30}z^2 + 2r_{41}(E_k yz + E_y zx) + 2r_{63}E_z xy = 1. \quad (4.15)$$

Возможны различные варианты ориентации электрического поля, направлений распространения света и его поляризации, при которых имеет место фазовая или амплитудная модуляция. Для данного класса кристаллов наиболее эффективная модуляция достигается в случае, если электрическое поле ориентировано вдоль оси z , совпадающей с оптической осью кристалла ($E_z = E$), тогда

$$a_{10}(x^2 + y^2) + a_{30}z^2 + 2r_{63}E_z xy = 1. \quad (4.16)$$

Переходя к системе координат $x'y'z'$, повернутой вокруг оси z на 45° относительно исходной, получим

$$(a_{10} - r_{63}E)x'^2 + (a_{10} + r_{63}E)y'^2 + a_{30}z'^2 = 1. \quad (4.17)$$

При отсутствии электрического поля сечение оптической индикатрисы плоскостью $z = 0$ представляло собой окружность. Наложение электрического поля деформирует этот круг в эллипс с главными осями z' и y' , составляющими угол 45° с осями x и y . Этот угол не зависит от величины приложенного электрического поля.

Таким образом, при наложении поля кристаллы становятся двуосными, и показатели преломления вдоль новых осей теперь зависят от напряженности электрического поля E :

$$\begin{cases} n_k = 1/\sqrt{a_{10} - r_{63}E} \approx n_0 + \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E; \\ n_y = 1/\sqrt{a_{10} + r_{63}E} \approx n_0 - \frac{1}{2}n_0^3r_{63}E. \end{cases} \quad (4.18)$$

Существуют две группы электрооптических фазовых модуляторов: с поперечным (рис. 4.11, а) и продольным (рис. 4.11, б) приложением управляющего поля относительно направления распространения света в рабочей среде.

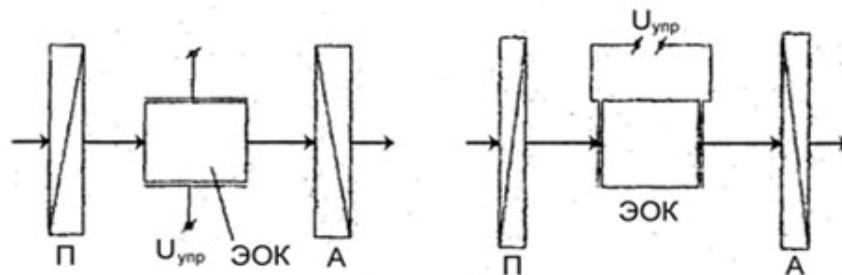


Рис. 4.11. Оптические схемы амплитудных электрооптических модуляторов:

П – поляризатор; ЭОК – электрооптический кристалл;

$U_{упр}$ – управляющее напряжение; А – анализатор

С точки зрения оптических методов обработки информации наибольший интерес представляют электрооптические модуляторы с продольным приложением управляющего поля. В таких модуляторах практически отсутствует влияние естественной анизотропии кристалла на световые пучки с угловыми апертурами до 1 градуса. Вследствие распространения светового пучка перпендикулярно к плоскости механических колебаний кристалла, влияние последних на наводимую модулятором разность фаз минимально. Кроме того, можно достичь практически полного устра-

нения влияния механических колебаний путем механического зажима электрооптических кристаллов вдоль оптической оси. Механическое и температурное воздействие в кристаллах модуляторов приводят к уменьшению эффективности модуляторов с продольным приложением управляющего поля. Поэтому поиск возможности увеличения эффективности электрооптических модуляторов с продольным приложением управляющего поля представляет большой интерес.

В электрооптических модуляторах с поперечным приложением управляющего поля можно получить значительный выигрыш по величине управляющего напряжения, так как он определяется отношением $l_0/2d$, где l_0 – длина кристалла в направлении распространения света, d – размер кристалла в направлении электрического поля. Поэтому они представляют большой интерес при высокочастотной модуляции светового излучения. Дополнительным преимуществом таких модуляторов является простота конструкции управляющих электродов, так как они находятся на гранях кристаллов параллельных направлению распространения модулируемого светового пучка. Следствием этого является то, что свет распространяется перпендикулярно оптической оси и оси наведенной анизотропии кристалла, поэтому существенную роль в процессе модуляции играет разность фаз, связанная с естественной анизотропией электрооптического кристалла.

Вследствие распространения светового пучка параллельно плоскости механических колебаний кристалла влияние последних на наводимую модулятором разность фаз также существенно. Механическое и температурное воздействие в кристаллах модуляторов приводят к уменьшению эффективности модуляторов с поперечным приложением управляющего поля. Поэтому возможности увеличения эффективности электрооптических модуляторов с поперечным приложением управляющего поля представляет также большой интерес.

Рассмотрим механизм возникновения паразитной анизотропии, вызванной проявлением упругооптического эффекта.

При деформации электрооптического кристалла группы KDP, например, сжатии вдоль оптической оси, на перпендикулярных к ней гранях возникают вследствие пьезоэффекта противоположные по знаку электрические заряды, которые наводят внутри кристалла электрическое поле соответствующей ориентации. Под действием этого поля в кристалле наводится соответствующая анизотропия показателей преломления, и круговое сечение оптической индикатрисы, перпендикулярное оптической оси, деформируется в эллиптическое. Оси эллипса оптической индикатрисы пока-

зателей преломления имеют соответствующую ориентацию относительно кристаллографических осей кристалла.

При приложении к кристаллу вдоль оптической оси управляющего поля (E) изменение коэффициента индикатрисы (Δ_6) должно быть записано в виде

$$\Delta_6 = r_{63}E + p_{66}u_6,$$

где $r_{63} = Cw_{r63}/(T_1 - T_k)$ – электрооптический коэффициент;

$Cw(r_{63})$ – постоянная Кюри – Вейса для электрооптического коэффициента (r_{63});

T_1 – исходная температура кристалла;

T_k – температура Кюри кристалла;

p_{66} – упругооптический коэффициент;

u_6 – компонента тензора деформации.

Показатели преломления, соответствующие наведенным осям эллипса оптической индикатрисы, могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} n_{eA} &= n_0 + \frac{n_0^3 r_{63} E}{2} + \frac{n_0^3 p_{33} u_6}{2}, \\ n_{oA} &= n_0 - \frac{n_0^3 r_{63} E}{2} - \frac{n_0^3 p_{33} u_6}{2}, \\ n_z &= n_e, \end{aligned} \quad (4.19)$$

где n_0, n_e – показатели преломления соответственно обыкновенного и необыкновенного лучей.

Известно, что направление большей или меньшей полуоси эллипса индикатрисы показателей преломления, обусловленного воздействием электрического поля, при линейном электрооптическом эффекте зависит от направления поля в кристалле. В случае противоположной ориентации управляющего электрического поля показатели преломления кристалла могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} n_{eA} &= n_0 + \frac{n_0^3 r_{63} E}{2} + \frac{n_0^3 p_{66} u_6}{2}, \\ n_{oA} &= n_0 - \frac{n_0^3 r_{63} E}{2} - \frac{n_0^3 p_{66} u_6}{2}, \\ n_z &= n_e, \end{aligned} \quad (4.20)$$

Анизотропия показателей преломления, обусловленная упругооптическим эффектом, определяемая из выражений (4.19), (4.20) как $n_0^3 p_{66} u_6$, приводит в случае продольного приложения управляющего электрического поля к наведению в световом пучке неуправляемой разности фаз между

ортогональными составляющими электрического вектора световой волны, которую можно записать в виде

$$\tilde{A}A = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 p_{66} u_6 l_0,$$

где l_0 – длина кристаллического элемента;
 λ – длина световой волны в вакууме.

Эта разность фаз ведет к смещению рабочей точки модулятора.

Компенсацию разности фаз, обусловленной влиянием упругооптического эффекта в одном кристалле (Γ''), можно осуществить за счет использования второго кристалла, идентичного первому. Причем кристаллы должны быть ориентированы таким образом, чтобы их одноименные оси наведенной анизотропии показателей преломления были перпендикулярны друг другу, и оптическая ось одного кристалла совпадала по направлению с управляющим электрическим полем, а другого была противоположна.

Возможны два варианта ориентации кристаллографических осей кристаллов, при которых осуществляется компенсация влияния упругооптического эффекта (рис. 4.12). В первом варианте кристаллы повернуты друг относительно друга вокруг общей оптической оси (z) на угол 90° , а направления управляющих электрических полей – противоположны (рис. 4.12, а). Во втором – направления оптических осей (z_1, z_2) противоположны, одноименные кристаллографические оси (x_1, x_2, y_1, y_2) параллельны друг другу, направления управляющих электрических полей совпадают (рис. 4.12, б).

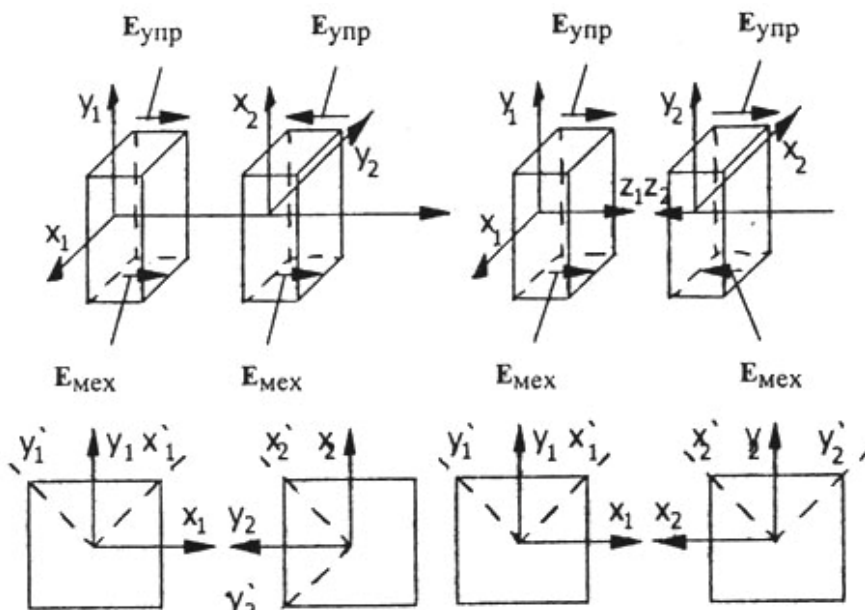


Рис.4.12.Ориентация кристаллов для компенсации влияния упругооптического эффекта в электрооптическом модуляторе

При поперечном приложении управляющего поля полную разность фаз между компонентами света, поляризованными вдоль оптической оси (OZ) и перпендикулярно к ней, то есть параллельно оси наведенной анизотропии (OX'), можно определить из выражения

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{i i i} &= \frac{2\pi l_0}{\lambda} (n_{eA} - n_a) = \\ &= \frac{\pi}{\lambda} r_{63} n_0^3 \frac{l_0}{d} U + \frac{2\pi l_0}{\lambda} \left[\left(n_0 + \frac{n_0^3 P_{66} u_6}{2} \right) - n_e \right], \end{aligned} \quad (4.21)$$

где λ – длина световой волны в вакууме.

Анизотропия показателей преломления, обусловленные естественным двулучепреломлением и упругооптическим эффектом, определяемые из выражений (4.19), (4.21) как $(n_0 - n_e)$ и $n_0^3 P_{66} u_6$, приводят к наведению в световом пучке неуправляемой разности фаз между ортогональными составляющими электрического вектора световой волны, которую можно записать в виде

$$\tilde{A}A A = \frac{2\pi l_0}{\lambda} \left[\left(n_0 + \frac{n_0^3 P_{66} u_6}{2} \right) - n_e \right], \quad (4.22)$$

Эта разность фаз, так же как и в случае с продольным приложением управляющего поля, ведет к смещению рабочей точки модулятора.

Компенсацию разности фаз, обусловленной влиянием естественной анизотропии и упругооптического эффекта в одном кристалле (Γ''), можно осуществить за счет использования второго кристалла, идентичного первому. Причем кристаллы должны быть ориентированы таким образом, чтобы из одноименные оси наведенной анизотропии показателей преломления (OX'₁, OX'₂) и оптические оси (OZ₁, OZ₂) были перпендикулярны друг другу, а оптическая ось одного кристалла совпадала по направлению с управляющим электрическим полем, другого – была противоположна.

Возможны два варианта ориентации кристаллографических осей кристаллов, при которых осуществляется компенсация влияния естественной анизотропии электрооптического кристалла (рис. 4.13, а, б), и только один из них соответствует варианту, при котором осуществляется компенсация влияния упругооптического эффекта (рис. 4.13, б). В этом варианте кристаллы должны быть повернуты друг относительно друга вокруг общей оси наведенной анизотропии (OY') на угол 90°, а направление управляющих электрических полей в одном кристалле должно совпадать с направлением оптической оси, в другом – противоположно.

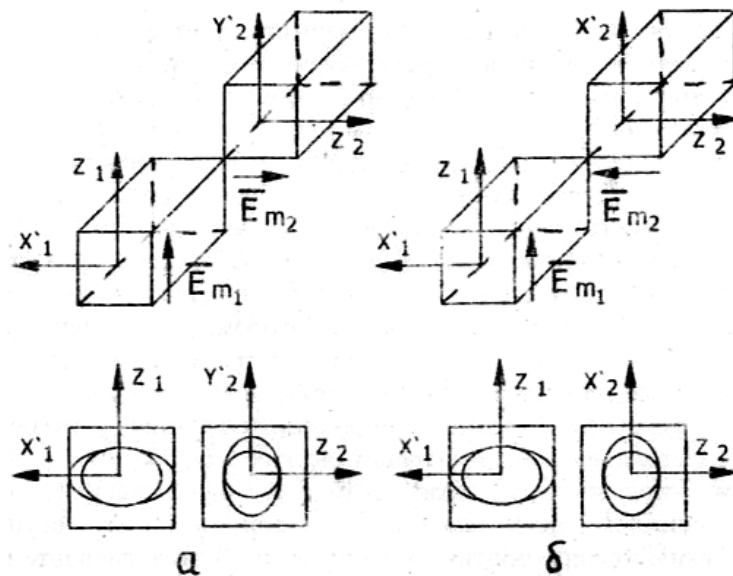


Рис. 4.13. Ориентация кристаллов для компенсации влияния естественной анизотропии и уругооптического эффекта в электрооптическом модуляторе с поперечным приложением управляющего поля

Например, если на электрооптический модулятор, который состоит из двух одинаковых зажатых электрооптических кристаллов, помещенный в оптический канал экспериментальной установки, блок-схема которой представлена на рис. 4.14 (где 1 – лазер (ЛГ-38), 2 – поляризатор, 3 – электрооптический модулятор, 4 – анализатор плоскости поляризации, 5 – фотопреобразователь (ФПЧ-УХЛ), 6 – осциллограф (С1-54)), подать знакопеременный управляющий сигнал, то при изменении как ориентации кристаллов, так и направления электрического поля можно получить для продольного приложения управляющего поля четыре варианта ориентации кристаллов, при которых осуществляется модуляция проходящего светового пучка. Два варианта будут соответствовать модуляции, при которой отсутствует компенсация влияния анизотропии, обусловленная уругооптическим эффектом. Следствием влияния этой анизотропии является смещение рабочей точки модулятора, характеризуемое перепадом амплитуд в световом отклике модулятора (рис. 4.15). Два варианта будут соответствовать модуляции с компенсацией влияния уругооптического эффекта, которой соответствует световой отклик, показанный на рис. 4.15, б. Последние два варианта соответствуют ориентациям кристаллов и управляющих полей, представленных на рис. 4.12.

Таким образом, можно отметить, что для компенсации влияния уругооптического эффекта в многоэлементных электрооптических модуляторах с продольным приложением управляющего поля возможны два варианта ориентации кристаллографических осей кристаллов, при которых

осуществляется компенсация влияния упругооптического эффекта. В первом варианте кристаллы должны быть повернуты друг относительно друга вокруг общей оптической оси на угол 90° градусов, а направления управляющих оптических полей – противоположны. Во втором – направления оптических осей противоположны, одноименные кристаллографические оси параллельны друг другу, направления управляющих электрических полей должны совпадать.

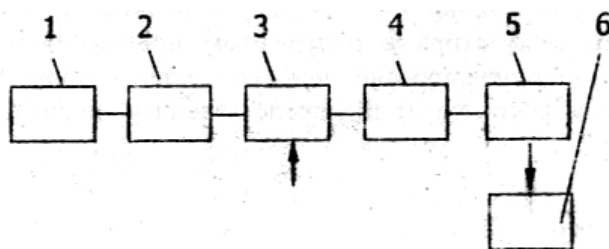


Рис. 4.14. Оптическая схема для иллюстрации метода компенсации влияния анизотропии, вызванной проявлением упругооптического эффекта

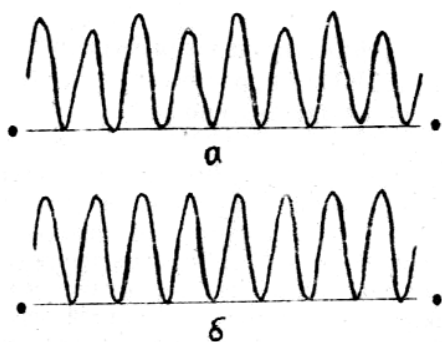


Рис. 4.15. Осциллограмма световых откликов электрооптического модулятора без компенсации (а) и с компенсацией (б) влияния анизотропии

Следует отметить, что для компенсации влияния упругооптического эффекта в многоэлементных электрооптических модуляторах с поперечным приложением управляющего поля возможен один вариант ориентации кристаллографических осей кристаллов, при которых осуществляется компенсация влияния упругооптического эффекта. В этом варианте модулятора кристаллы должны быть повернуты друг относительно друга вокруг общей оси наведенной анизотропии

(Y') на угол 90° , а направление управляющих электрических полей в одном кристалле должно совпадать с направлением оптической оси, в другом – противоположно. В таком модуляторе каждый кристалл должен обладать своей парой электродов, что создает неудобство при приложении электрического поля. Последний недостаток на практике ликвидируется за счет введения между электрооптическими кристаллами модулятора фазовой пластинки $\lambda/2$. Поэтому окончательно оптическая схема электрооптического модулятора с поперечным приложением управляющего поля, в котором скомпенсировано влияние естественной анизотропии и упругооптического эффекта, имеет вид, представленный на рис. 4.16.

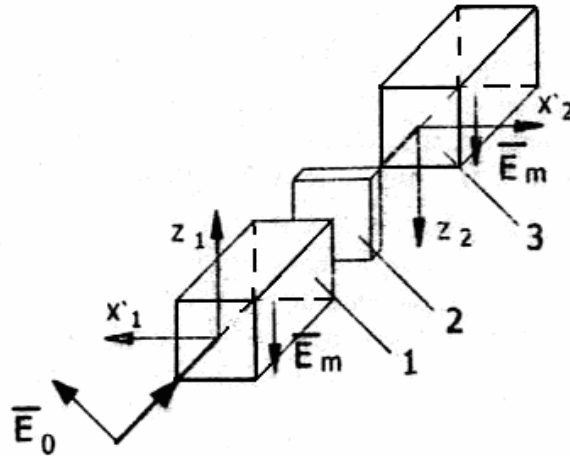


Рис. 4.16. Оптическая схема электрооптического модулятора с поперечным приложением управляющего поля, в котором скомпенсировано влияние естественной анизотропии и упрягооптического эффекта

Повышение эффективности электрооптических модуляторов на DKDP с продольным и поперечным приложением управляющего поля

Рассмотренные выше схемы компенсации влияния анизотропии, обусловленной упрягооптическим эффектом, как при продольном, так и поперечном приложении управляющего электрического поля, позволяют осуществить стабилизацию рабочей точки соответствующих модуляторов по всей их апертуре. Поэтому разность фаз, наведенную между ортогональными составляющими электрического вектора проходящей через соответствующий модулятор световой волны (Γ_{np} , Γ_{non}), можно определить из выражений, имеющих соответственно следующий вид:

$$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{x'} - n_{y'}) l_m = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l_0 N, \quad (4.23, a)$$

$$\tilde{A}_{iiv} = \frac{\pi}{\lambda} r_{63} n_0^3 \frac{N l_0}{d} U, \quad (4.23, б)$$

где N – количество прохождений светом единичных электрооптических элементов;

Γ – разность фаз, наводимая в световом пучке одним электрооптическим элементом за один проход;

$l_m = N l_0$ – геометрическая длина модулятора по ходу светового пучка;

l_0 – геометрическая длина одного элемента модулятора.

В общем случае величина напряженности управляющего модулятором с продольным приложением управляющего электрического поля (E) есть функция времени, то есть $E = E(t)$.

С учетом (4.19) величину изменения показателя преломления (Δn) можно определить из выражения следующего вида:

$$\Delta n = n_0^3 r_{63} E = n_0^3 r_{63} E(t). \quad (4.24)$$

За промежуток времени Δt свет проходит в модуляторе путь $\Delta l = c_0/n_0 \Delta t$, где c_0 – скорость света в вакууме и приобретает разность фаз $\Delta \Gamma$, равную

$$\Delta \tilde{A} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \Delta l = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} \frac{c_0}{n_0} E(t) \Delta t. \quad (4.25, a)$$

Выражение (4.25, a) в дифференциальной форме будет иметь следующий вид:

$$d\tilde{A} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} \frac{c_0}{n_0} E(t) dt. \quad (4.26, б)$$

Путем интегрирования в промежутке времени, определяемом временем прохождения световой волны через модулятор ($t' = t_0 N/c_0$) можно определить разность фаз, наведенную модулятором в световой волне (Γ_{np}) при условии $t_m = t'$, где t_m – длительность управляющего электрического сигнала. Она будет определяться выражением, имеющим следующий вид:

$$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} \int_0^{t'_A} E(t) dt. \quad (4.27)$$

В табл. 4.1 приведены величины наводимой модулятором разности фаз (Γ_{np}) и управляющего напряжения [$U_{(T_1)}$], необходимого для наведения в световом пучке разности фаз, равной π при начальной температуре (T_1) в случае использования управляющих электрических сигналов различной формы.

Величину наведенной разности фаз модулятором с продольным и поперечным приложением управляющего поля (с учетом табл. 4.1) можно определить соответственно из выражений вида

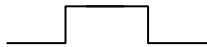
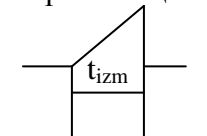
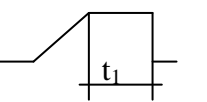
$$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U N M, \quad (4.28, a)$$

$$\tilde{A}_{iiv} = \frac{\pi}{\lambda} r_{63} n_0^3 \frac{N l_0}{d} U, \quad (4.28, б)$$

где M – коэффициент, зависящий от вида управляющих электрических сигналов.

Таблица 4.1

Управляющие электрические сигналы

Вид управляющих электрических сигналов	Наведенная модулятором разность фаз под воздействием одного управляющего сигнала	Величина управляющего напряжения модулятора, необходимая для наведения разности фаз, равной π
Прямоугольный 	$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} UN;$	$U_{(T_1)} = \frac{U_{\lambda/2}}{N};$
Линейно нарастающий 	$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} UN \left(1 - \frac{1}{2} \frac{tA}{t_{izm}} \right);$	$U_{(T_1)} = \frac{U_{\lambda/2}}{N} \frac{1}{\left(1 - \frac{1}{2} \frac{tA}{t_{izm}} \right)};$
Комбинированный 	$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} UN \left[1 - \frac{t'}{2t_{izm}} + \frac{t_1}{t_{izm}} \left(1 - \frac{t_1}{2t'} \right) \right];$	$U_{(T_1)} = \frac{U_{\lambda/2}}{N} \frac{1}{\left[1 - \frac{t'}{2t_{izm}} + \frac{t_1}{t_{izm}} \left(1 - \frac{t_1}{2t'} \right) \right]};$
Гармонический	$\tilde{A}_{i\delta} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} UN \frac{T_m}{\pi t'} \sin \left(\pi \frac{t'}{T_m} \right);$	$U_{(T_1)} = \frac{U_{\lambda/2}}{N} \frac{1}{\frac{T_m}{\pi t'} \sin \left(\pi \frac{t'}{T_m} \right)};$

Флуктуация температуры электрооптических элементов ведет к изменению как их электрооптического коэффициента (Δr_{63}), так и показателя преломления (Δn_0), а следовательно, к изменению наводимой разности фаз ($\Delta \Gamma_{\Delta T}$). Так как $\Delta r_{63}/r_{63} \gg \Delta n_0^3/n_0^3$, то влиянием флуктуации величины показателя преломления можно пренебречь. Следовательно, величину изменения наводимой модулятором разности фаз с учетом (4.23, а) и (4.23, б) можно определить из выражений

$$\Delta \tilde{A}_{i\delta \Delta T} N \tilde{A}_{0i\delta \Delta T} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \Delta r_{63} UNM, \quad (4.29, а)$$

$$\Delta \tilde{A}_{i\delta \Delta T} = \frac{\pi}{\lambda} \Delta r_{63} n_0^3 \frac{Nl_0}{d} U. \quad (4.29, б)$$

Разделив (4.29, а) на соответствующие части (4.28), получим выражение для определения изменения наводимой разности фаз в относительных единицах. Это выражение имеет вид

$$\frac{\Delta \tilde{A}_{i\delta \Delta T}}{\tilde{A}_{i\delta}} = \frac{\Delta \tilde{A}_{i\delta \Delta T}}{\tilde{A}_{i\delta}} = \frac{\Delta r_{63}}{r_{63}}. \quad (4.30)$$

Используя закон Кюри – Вейса применительно к электрооптическому коэффициенту кристалла, можно установить зависимость изменения этого коэффициента от температуры.

Выражение этой зависимости имеет вид

$$\Delta r_{63} = \frac{C_{w(r_{63})}}{(T_1 - T_k)(T_2 - T_k)} (-\Delta T) = r_{63} \frac{(-\Delta T)}{(T_1 - T_k + \Delta T)},$$

то есть
$$\frac{\Delta r_{63}}{r_{63}} = -\frac{\Delta T}{T_1 - T_k + \Delta T}. \quad (4.31)$$

При подстановке (4.31) в (4.30) последнее выражение примет следующий вид:

$$\frac{\Delta \tilde{A}_{i\delta\Delta T}}{\tilde{A}_{i\delta}} = \frac{\Delta \tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}\Delta T}}{\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}}} = \frac{\Delta r_{63}}{\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}}} = -\frac{\Delta T}{T_1 - T_k + \Delta T}. \quad (4.32)$$

При температурной флуктуации наводимая электрооптическим модулятором как с продольным, так и с поперечным приложением управляющего поля разность фаз ($\Gamma_{np\Sigma}$, $\Gamma_{non\Sigma}$) будет определяться суммой разности фаз, наведенных при помощи управляющего поля (Γ_{np} , Γ_{non}), то есть

$$\tilde{A}_{i\delta\Sigma} = \tilde{A}_{i\delta} + \Delta \tilde{A}_{i\delta\Delta T}, \quad (4.33, a)$$

$$\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}\Sigma} = \tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}} + \Delta \tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}\Delta T}, \quad (4.33, б)$$

Эффективность электрооптических модуляторов (η_m) определяется из выражения, которое может быть записано в виде

$$\eta_m = l/l_0,$$

где l_0 – интенсивность падающего света;

$l_k = \tau_m l_0 \sin^2(\Gamma_\Sigma/2)$ – переменная составляющая света на выходе модулятора для монохроматического параллельного светового пучка;

τ_m – коэффициент светопропускания модулятора.

При подстановке (4.32), (4.33) выражение (4.23) для модуляторов соответственно с продольным и поперечным подключением примет вид:

$$\eta_{i\delta} = \tau_m \sin^2 \left[\frac{(\tilde{A}_{i\delta} + \Delta \tilde{A}_{i\delta\Delta T})}{2} \right] = \tau_m \sin^2 \left[\frac{\tilde{A}_{i\delta}}{2} \left(1 - \frac{\Delta \dot{\theta}}{\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_k + \Delta \dot{\theta}} \right) \right], \quad (4.34, a)$$

$$\eta_{i\hat{i}\hat{i}} = \tau_m \sin^2 \left[\frac{(\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}} + \Delta \tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}\Delta T})}{2} \right] = \tau_m \sin^2 \left[\frac{\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}}}{2} \left(1 - \frac{\Delta \dot{\theta}}{\dot{\theta}_1 - \dot{\theta}_k + \Delta \dot{\theta}} \right) \right], \quad (4.34, б)$$

Из выражений (4.34, а) и (4.34, б) следует, что эффективность рассматриваемых модуляторов (η_{np} , η_{non}) максимальна при условии, которое может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \sin^2 \left[\frac{\tilde{A}_{i\delta}}{2} \left(1 - \frac{\Delta\dot{O}}{\dot{O}_1 - \dot{O}_k + \Delta\dot{O}} \right) \right] &= \sin^2 \left[\frac{\tilde{A}_{i\delta}}{2} \left(1 - \frac{\Delta\dot{O}}{\dot{O}_1 - \dot{O}_k + \Delta\dot{O}} \right) \right] = \\ &= \sin^2 \left[\frac{\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}}}{2} \left(1 - \frac{\Delta\dot{O}}{\dot{O}_1 - \dot{O}_k + \Delta\dot{O}} \right) \right] = 1, \end{aligned}$$

То есть

$$\frac{\tilde{A}_{i\delta}}{2} \left(\frac{T_1 - T_k}{T_1 - T_k + \Delta T} \right) = \frac{\tilde{A}_{i\hat{i}\hat{i}}}{2} \left(\frac{T_1 - T_k}{T_1 - T_k + \Delta T} \right) = \pm \frac{\pi}{2}. \quad (4.35)$$

При подстановке разности фаз, наводимой в электрооптическом модуляторе, его значения из (4.28) выражение (4.35) соответственно для продольного и поперечного подключения управляющего поля примет вид

$$\frac{2n_0^3 r_{63}}{\lambda} UN \left(\frac{T_1 - T_k}{T_1 - T_k + \Delta T} \right) = \pm 1, \quad (4.36, a)$$

$$\frac{n_0^3 r_{63}}{\lambda} N \frac{l_0}{d} U \left(\frac{T_1 - T_k}{T_1 - T_k + \Delta T} \right) = \pm 1. \quad (4.37, б)$$

Так как известно, что $\lambda/2n_0^3 r_{63} N = U_{(T_1)}$; $\lambda d/l_0 n_0^3 r_{63} N = U_{(T_1)}$ – величины управляющего напряжения модулятора, соответственно, с продольным и поперечным направлением приложения управляющего поля, необходимые для наведения разности фаз, равной π при начальной температуре (T_1), то выражения (4.37) после преобразований примет следующий вид:

$$U = \pm \left[U_{(T_1)} + \Delta U \right] = \pm U_{(T_1)} \left(1 + \frac{\Delta T}{T_1 - T_k} \right). \quad (4.38)$$

Выражение (4.38) устанавливает связь между флуктуацией температуры в рабочей зоне электрооптических кристаллов модулятора и величиной его скорректированного управляющего напряжения. Корректировка управляющего напряжения позволяет обеспечить высокую стабильность эффективности модулятора при его работе в широком температурном диапазоне.

Из (4.29) следует, что для электрооптического модулятора, выполненного на базе кристаллов DKDP соответственно с продольной и поперечной ориентацией прикладываемого управляющего поля, величина кор-

ректирующего изменения управляющего напряжения (ΔU_{np} , $\Delta U_{ноп}$) будет определяться выражениями вида

$$\Delta U_{i\delta} = \frac{\lambda \Delta T}{2n_0^3 C_{w(r63)} NM}, \quad (4.39, \text{ а})$$

$$\Delta U_{i\dot{i}\dot{i}} = \frac{\lambda \Delta T}{n_0^3 C_{w(r63)} N} \frac{d}{l_0}. \quad (4.39, \text{ б})$$

Откуда следует, что величина корректирующего изменения управляющего напряжения ΔU зависит только от изменения температуры ΔT кристаллов электрооптического модулятора. Причем отношение величин корректирующего изменения управляющего напряжения определяется величиной $\Delta U_{np}/\Delta U_{ноп} = l_0/2d$ в случае, если $M = 1$.

Из вышесказанного следует, что максимальную эффективность модулятора можно достичь двумя путями.

Первый путь – коррекция управляющего напряжения на величину $\Delta U = U_{(T_1)}[\Delta T/(T_1 - T_k)]$.

Второй путь – компенсация изменения температуры ΔT за счет смещения исходной температуры кристаллов на величину $-\Delta T$, тогда $U = U_{(T_1)}$. Коррекцию величины управляющего напряжения целесообразно производить в с случае, когда $\Delta T \ll T_1 - T_k$. В остальных случаях, особенно при работе модулятора при температуре, близкой к точке Кюри, целесообразно осуществлять компенсацию изменения температуры ΔT , так как ΔT становится соизмерима с $T_1 - T_k$, что приводит к необходимости многократной коррекции управляющего напряжения.

5. МЕТОДЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО УПРАВЛЕНИЯ СВЕТОВЫМИ ПУЧКАМИ ПРИ ПОМОЩИ ЭЛЕКТРООПТИКИ

Отклонение светового пучка внутри активной электрооптической среды

В современной оптической обработке сигналов применяют главным образом акустооптический и электрооптический методы пространственного управления световыми пучками. Здесь мы подробнее остановимся на электрооптическом методе. Он основан на так называемом линейном электрооптическом эффекте Поккельса.

Если показатель преломления электрооптического кристалла (n) величина постоянная, то плоская световая волна распространяется в ней вдоль прямой линии, перпендикулярной волновому фронту. Если имеется некоторый градиент показателя преломления, направленный поперек траектории светового пучка, например, вдоль оси x (dn/dx), то траектория светового пучка будет непрерывно изгибаться в сторону более высокого показателя преломления. Это происходит вследствие того, что различные участки волнового фронта световой волны будут распространяться с разными скоростями.

Выражение для нахождения величины угла отклонения светового пучка (ϑ) в зависимости от расстояния, пройденного им в среде вдоль оси z , имеет следующий вид:

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (5.1)$$

Электрооптический дефлектор градиентного типа

Создание линейного градиента показателя преломления в электрооптической среде может быть осуществлено в электрическом поле, которое изменяется линейно в направлении, перпендикулярном направлению распространения светового пучка (рис. 5.1). Подобное распределение электрического поля может быть достигнуто путем внедрения в электрооптический материал электродов, расположенных по симметричной квадрупольной схеме. Если поверхности электродов совпадают по форме с гиперболическими кривыми $x'z = \pm R_0^2/2$, то в пределах цилиндрической области, ограниченной радиусом R_0 , распределение потенциала U относительно указанной на рисунке системы координат представляется следующим выражением.

$$U = -\frac{U_0}{R_0^2} x'z. \quad (5.2)$$

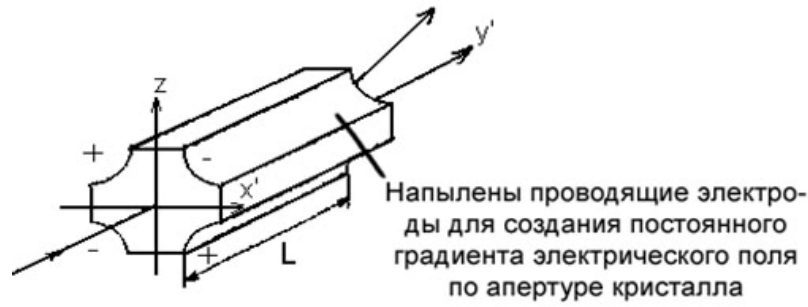


Рис. 5.1. Электрооптический дефлектор градиентного типа

Из выражения (5.2) выводятся непосредственно компоненты электрического поля:

$$E_{x'} = -\frac{dU}{dx'} = \frac{U_0}{R_0^2} z, \quad (5.3)$$

$$E_z = -\frac{dU}{dz} = \frac{U_0}{R_0^2} x'$$

Из этих уравнений видно, что компонента вектора напряженности электрического поля E обладает линейным градиентом в направлении оси X' . Если коллимированный лазерный пучок, электрический вектор которого поляризован в направлении оси X' , пропускается через данную структуру в направлении Y' , то он будет отклонен в направлении возрастания показателя преломления. Изменение величины управляющего напряжения на обратное приведет к равному, но противоположному направлению отклонения. Выражение для нахождения величины угла отклонения как функции от приложенного напряжения имеет вид

$$\vartheta_{y'} = \frac{n_0^3 r_{ij} U_0}{2R_0^2} y', \quad (5.4)$$

где r_{ij} – электрооптический коэффициент;
 n_0 – обыкновенный показатель преломления.

Недостатком таких дефлекторов является их повышенная чувствительность к внешним воздействиям.

Отклонение светового пучка на границе раздела двух сред

Наиболее перспективными с точки зрения точности являются методы пространственного управления световыми пучками, основанные на управляемом преломлении света на границе раздела двух сред, и поляризационный метод.

Отклонение светового пучка от направления первоначального распространения, осуществляемое на границе раздела двух сред с отличаю-

щимися и изменяющимися во времени показателями преломления, впервые было использовано в призмённом дефлекторе (рис. 5.2). В таком устройстве кристаллы в призмах ориентированы так, что при приложении к ним электрического поля одного знака показатель преломления (n_0) в каждой паре призм меняется для плоскополяризованного светового пучка в одной призме на плюс Δn , а в другом – на минус Δn . Из-за возникшей разности показателей преломления кристаллов световой пучок будет отклоняться на их границе раздела от первоначального направления. При изменении направления электрического поля световой пучок отклонится в противоположную сторону.

В таком дефлекторе величину угла отклонения светового пучка от первоначального направления можно определить из выражения вида

$$\alpha_1 = n_0^3 r_{63} \frac{U}{d w}, \quad (5.5)$$

где $(r_{63}) = C_w(r_{63})/(T_1 - T_k)$ – электрооптический коэффициент кристалла;
 $C_w(r_{63})$ – постоянная Кюри – Вейса для электрооптического коэффициента;

T_1 – исходная температура кристалла;

T_k – температура Кюри кристалла;

U – управляющее напряжение;

l – основание кристаллической треугольной призмы;

w – высота призмы;

d – толщина призмы.

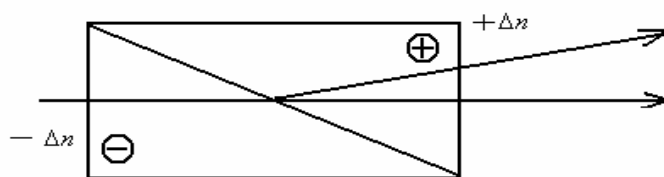


Рис. 5.2. Призмённый дефлектор

График расчетной зависимости величины угла отклонения светового пучка (α_1) в призмённом дефлекторе, выполненном из кристалла DKDP, от величины приложенного управляющего напряжения (U) представлен на рис. 5.3. При расчете угол при вершине призм выбирался максимально возможным и равным 70° .

Из графика (рис. 5.3) следует, что характеристики такого устройства недостаточно высоки вследствие высокой величины требуемого управляющего напряжения.

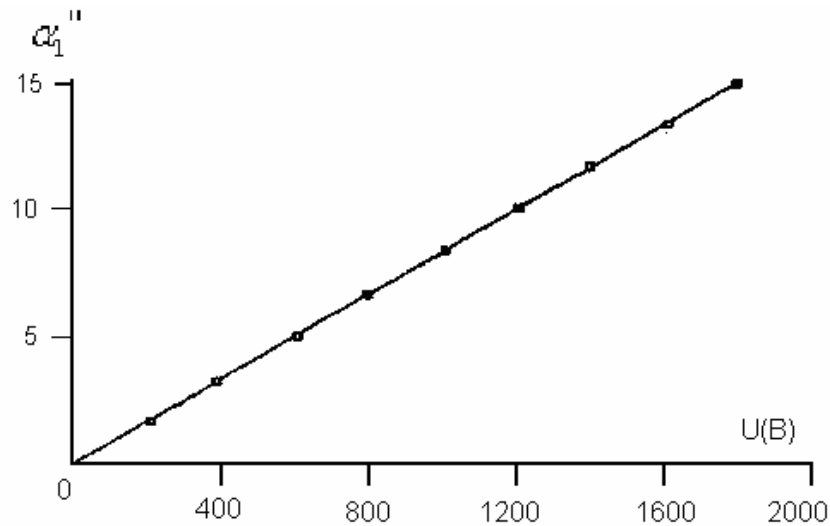


Рис. 5.3. Зависимость величины угла отклонения светового пучка (α_1) в однопризменном дефлекторе, выполненном из кристалла DKDP, от величины приложенного управляющего напряжения (U)

Разновидностью реализации рассматриваемого метода является многопризменная структура, которая состоит из m попеременно перевернутых и объединенных в блок идентичных призм. Поэтому приложение электрической поля в направлении толщины призм вызывает изменение показателей преломления рядом стоящих призм попеременно на плюс Δn и минус Δn . Нетрудно показать, что величину угла отклонения светового пучка от первоначального направления такой структурой можно определить и выражения следующего вида:

$$\alpha_2 = n_0^3 r_{63} \frac{U}{d} \frac{m}{2} \frac{l}{w} = n_0^3 r_{63} \frac{U}{d} \frac{L}{w}, \quad (5.6)$$

где L – длина структуры.

Выражение (5.6) показывает, что применение многопризменной структуры позволяет в m раз уменьшить величину управляющего напряжения по сравнению с однопризменным дефлектором.

К недостаткам этого устройства можно отнести большое количество входящих в них оптических элементов (кристаллических треугольных призм), что ведет вследствие погрешностей их изготовления и стыковки к увеличению деполяризации проходящего светового пучка. Следствием этого является как искажение поперечного сечения светового пучка, так и увеличение светового фона на выходе устройства.

Устранение этих недостатков было осуществлено в электрооптическом дефлекторе, принцип работы которого основан на полном внутреннем отражении света в электрооптическом кристалле (рис. 5.4).

При нем направление распространения светового пучка и ориентация электрического вектора световой волны изменяется на 90° , что и позволяет получить отклонение светового пучка, аналогичное отклонению на границе раздела двух сред с отличающимися показателями преломления. Единственным его недостатком является то, что у него ограничено количество отражений, которое равно трем. Дальнейшего снижения величины управляющего напряжения можно достичь только за счет увеличения числа используемых дефлекторов, что, как и в предыдущем случае, ведет к увеличению деполяризации светового пучка

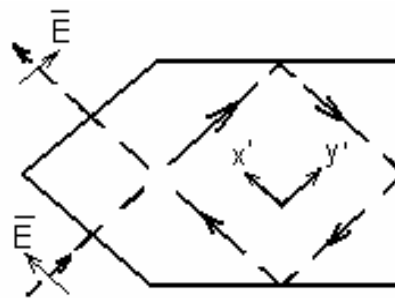


Рис. 5.4. Оптическая схема электрооптического дефлектора с полными внутренними отражениями

Для увеличения угла отклонения от отражения к отражению необходимо, чтобы при каждом отражении электрический вектор световой волны при падении на отражающую грань был параллелен только, например, большей (меньшей) оси наведенной управляющим полем индикатрисы показателей преломления, а после отражения – меньшей (большей). Этого, с одной стороны, можно достичь за счет изменения от отражения к отражению направления управляющего электрического поля, сформированного треугольными электродами (рис. 5.5, а), а с другой, за счет использования в качестве пластинки набора плоскопараллельных пластин, оптическая ось которых меняет свое направление, от пластины к пластине на 180° (рис. 5.5, б), а ориентация приложенного управляющего электрического поля во всех пластинах одинакова.

Для увеличения эффективности использования электрооптического материала и дальнейшего уменьшения величины управляющего напряжения необходимо, чтобы световой пучок, претерпевший несколько отражений, отразился от дальней грани кристалла, претерпел еще несколько отражений и вышел из кристалла под углом 90° к падающему пучку, как это показано на рис. 5.6, а.

Нетрудно показать, что величину угла отклонения светового пучка от первоначального направления в таком дефлекторе можно определить из выражения, имеющего следующий вид:

$$\alpha_3 = N_{i\delta\delta} \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \cdot \frac{U}{d} \quad (5.7)$$

где $N_{i\delta\delta}$ – число полных внутренних отражений.

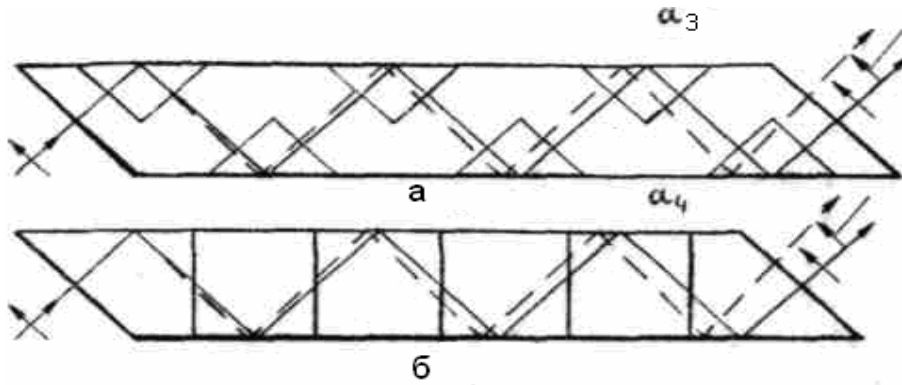


Рис. 5.5. Оптические схемы электрооптических дефлекторов на базе полного внутреннего отражения плоскополяризованного светового пучка в плоскопараллельной пластинке кристалла DKDP с прямым ходом светового пучка

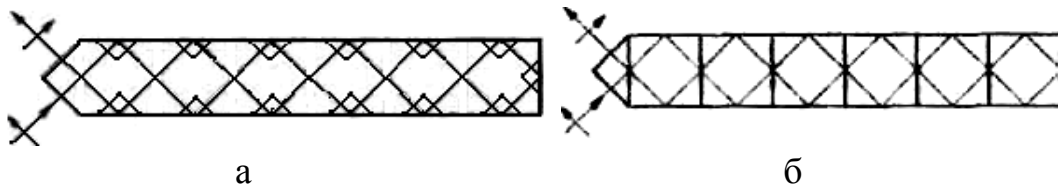


Рис. 5.6. Оптические схемы электрооптических дефлекторов на базе полного внутреннего отражения плоскополяризованного светового пучка в плоскопараллельной пластинке кристалла DKDP с прямым и обратным ходом светового пучка

Для отклонения световых пучков, мощность которых менее 500 мВт, в описанном выше дефлекторе целесообразно применять вместо одного кристалла последовательность попеременно перевернутых плоскопараллельных оптически согласованных кристаллических пластин. На входе-выходе этой последовательности целесообразно поместить прямоугольную призму, изготовленную из электрооптического кристалла, оптическая ось которого направлена противоположно оптической оси первой плоскопараллельной пластины.

Если всю эту структуру (рис. 5.6, б) поместить между двумя электродами, пропустить через нее световой пучок, и приложить управляющее напряжение, то нетрудно показать, что величину угла отклонения светового пучка можно определить из выражения вида:

$$\alpha_4 = (N_{\text{пр}} \cdot \delta_D + \dot{I}_{\text{Д}}) n_0^3 r_{63} \frac{U}{d}, \quad (5.8)$$

где $M_{\text{пр}}$ – число преломляющих граней кристаллов дефлектора.

В этом случае $M_{\text{пр}} = N_{\text{отр}}$. Тогда (5.8) можно записать в следующем виде:

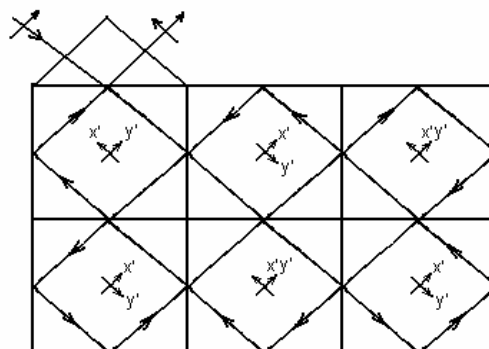
$$\alpha_4 = 2N_{\text{отр}} \cdot \delta_D \cdot n_0^3 \cdot r_{63} \frac{U}{d}. \quad (5.9)$$

Одним из недостатков этой схемы управления величиной отклонения светового пучка является износ граней кристаллов, на которых происходит полное внутреннее отражение. Особенно это относится к кристаллам DKDP, так как они являются гидроскопичными. Поэтому более практичной схемой дефлектора является схема, в которой $M_{\text{ПР}} > N_{\text{ОТР}}$. Такую схему нетрудно получить, если структуру дефлектора формировать не в виде последовательного ряда, а в виде плоского прямоугольника, в котором пластины из электрооптического кристалла с одинаковой ориентацией оптической оси расположены в шахматном порядке (рис. 5.7). В такой схеме $N_{\text{ОТР}} = 9$, а $M_{\text{ПР}} = 17$, что эквивалентно последовательной структуре с тем же количеством кристаллов, но в которой $N_{\text{ОТР}} = M_{\text{ПР}} = 13$.

Графики расчетных зависимостей величин угла отклонения светового пучка (α_4) от величины приложенного управляющего напряжения представлены на рис. 5.8. При расчете толщина кристаллов выбиралась равной 2 мм, $N_{\text{ОТР}} + M_{\text{ПР}} = 26$, температура Кюри $T_k = -56$ °С.

Расчет производился для рабочих температур: 1) $T_1 = 20$ °С; 2) $T_1 = 0$ °С; 3) $T_1 = -46$ °С, 4) $T_1 = -51$ °С, 5) $T_1 = -55$ °С.

Рис. 5.7. Шахматная схема построения электрооптического дефлектора на базе управляемого преломления и полного внутреннего отражения плоскополяризованного светового пучка



Из графиков (рис.5.8) следует, что при нормальной температуре для стабилизации углового положения световых пучков, мощность которых менее 500 мВт, достаточно применение электрооптических дефлекторов, сформированных из плоскопараллельных пластин в виде прямоугольника, а для световых пучков, мощность которых выше, требуется дополнительный дефлектор, обеспечивающий дискретное отклонение света на угол, равный рабочему угловому диапазону рассмотренных выше устройств.

Таким образом, сочетание в одном дефлекторе механизмов отклонения световых пучков при полном внутреннем отражении и преломлении света в электрооптической среде позволяет получить достаточно большой диапазон углов отклонения лазерных пучков ($\pm 3^\circ$) при сравнительно небольшом количестве электрооптических призм. Кроме этого, появляется

возможность уменьшения управляющих напряжений, а следовательно, и соответствующего повышения быстродействия дефлектора. Формирование светоотклоняющего устройства в виде плоской структуры, в которой использован шахматный порядок расположения призм, позволяет упростить конструкцию и минимизировать габариты дефлектора.

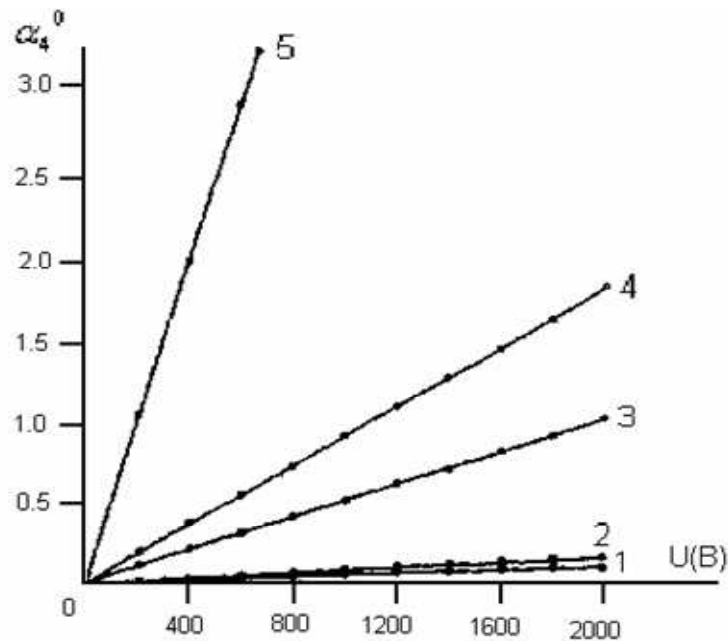


Рис. 5.8. Зависимости величин угла отклонения светового пучка (α_4) от величины приложенного управляющего напряжения для рабочих температур: 1) $T_1 = 20\text{ °C}$; 2) $T_1 = 0\text{ °C}$; 3) $T_1 = -46\text{ °C}$, 4) $T_1 = -51\text{ °C}$, 5) $T_1 = -55\text{ °C}$

Поляризационный метод пространственного управления лазерного излучения

Оптическая схема, реализующая поляризационный метод пространственного управления лазерного излучения, показана на рис. 5.9. Она представляет собой последовательный ряд каскадов отклонения, каждый из которых состоит из переключателя поляризации (ПП) и двоякопреломляющего элемента (ДПЭ). Переключатель поляризации представляет собой поляризационный электрооптический модулятор, преобразующий под воздействием управляющего электрического поля исходную поляризацию лазерного излучения в ортогональную. Двоякопреломляющий элемент осуществляет угловое или линейное разделение лазерных пучков с ортогональными плоскостями поляризации. В зависимости от того, какой из двух ортогональных видов плоскостей поляризации задан переключателем, световой пучок на выходе двоякопреломляющего элемента направляется в одно из двух возможных положений, соответствующих обыкновенному или необыкновенному лучам (табл. 5.1).

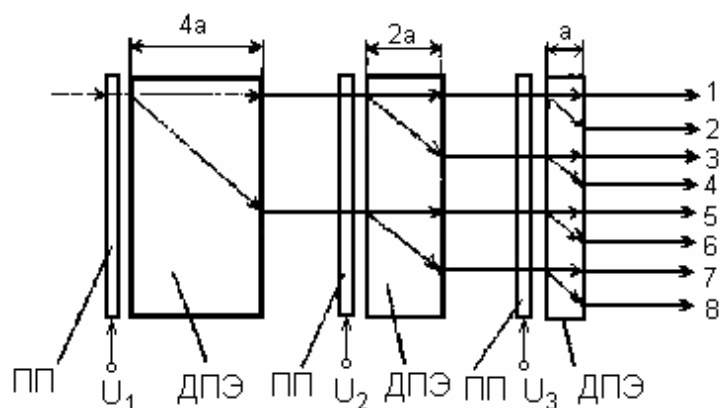


Рис. 5.9. Оптическая схема, реализующая поляризационный метод

Таблица 5.1

Управляющие напряжения трехкаскадного дефлектора

Напряжение			Положение луча
U1	U2	U3	
0	0	0	1
0	0	X	2
0	X	X	3
0	X	0	4
X	X	0	5
X	X	X	6
X	0	X	7
X	0	0	8

Толщина двулучепреломляющих элементов, которые представляют собой, как правило, одноосные кристаллы в многокаскадном дефлекторе возрастает в соответствии с соотношением 1 : 2 : 4... и т.д. Таким образом, общее число отклоненных положений светового пучка в подобном дефлекторе составляет 2^N , где N – число каскадов отклонения. Двумерное отклонение световых пучков можно осуществить с помощью двух идентичных групп каскадов отклонения, один из которых повернут относительно другого на 90° .

Дефлекторы поляризационного типа позволяют отклонять лазерные пучки в 10^4 адресных позиций с временем переключения $10^{-6} - 10^{-7}$ с. Точность позиционирования составляет доли микрона.

Достоинством таких устройств является то, что в них операции переключения поляризации и отклонения светового пучка выполняются различными оптическими элементами. Благодаря такому разделению достигается очень высокая точность позиционирования управляемых световых пучков.

6. УСТРОЙСТВА ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

6.1. Основы оптических методов обработки информации

В основе оптических методов обработки информации (ОМОИ) лежат явления преобразования пространственно-модулированных оптических сигналов в оптических устройствах и системах на принципах как геометрической, так и волновой оптики. «Обработка информации» здесь означает «преобразование, анализ и синтез многомерных функций, описывающих свойства и состояние объектов материального мира». Оптическая обработка информации осуществляется в оптическом процессоре – аналоговом оптическом либо оптоэлектронном устройстве, определенным образом изменяющем амплитуду и фазу пространственно-модулированного оптического сигнала, содержащего информацию об объекте. Системы оптической обработки информации, как правило, являются составной частью комплексной оптоэлектронной системы обработки информации или высокопроизводительного вычислительного устройства, включающих как электронные, так и оптические компоненты. Общая структурная схема ОМОИ приведена на рис. 6.1.

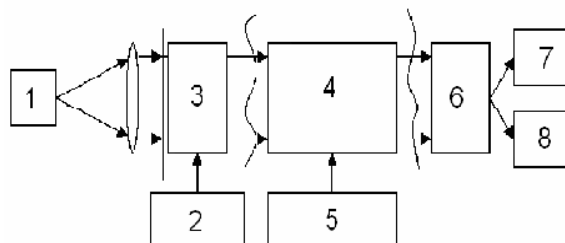


Рис. 6.1. Структурная схема ОМОИ: 1 – источник света, 2 – источник информации, 3 – устройство ввода информации (управляемый транспарант), 4 – оптический процессор, 5 – устройство памяти (архивное и оперативное), 6 – устройство вывода информации (например, на основе ПЗС), 7 – компьютер, 8 – устройство отображения информации

Основные достоинства систем оптической обработки информации:

- 1) большая информационная емкость;
- 2) многоканальность (большое число параллельно обрабатываемых каналов);
- 3) высокое быстродействие;
- 4) многофункциональность (интегральные преобразования Фурье, Френеля, Гильберта и другие, вычисление двумерных свертки, корреляции и др.).

Оптические системы обработки информации подразделяются на системы с применением некогерентных (светодиоды, лампы накаливания, газоразрядные источники) и когерентных (лазеры) источников света.

Оптические анализаторы и процессоры сигналов, использующие некогерентный свет, были первым примером реализации устройств оптической обработки информации; в ряде случаев они и сегодня превосходят когерентные процессоры. Наибольшую популярность в последние годы приобрели когерентные оптические методы обработки информации.

Области практического использования систем оптической обработки информации: мобильные системы распознавания и обработки изображений, бортовые системы ориентации и наведения в военной технике, устройства выделения слабых сигналов на фоне пассивных и активных помех, радиолокационные станции с синтезированной апертурой, высокопроизводительные вычислительные машины, метрология, робототехника, неразрушающий контроль.

6.2. Оптическое преобразование Фурье

Оптические устройства способны выполнять широкий набор алгоритмов обработки сигналов:

- умножение;
- сложение (вычитание);
- интегрирование;
- дифференцирование;
- спектральный анализ;
- линейную фильтрацию;
- вычисление функций свертки и взаимной корреляции сигналов;
- преобразования Лапласа, Гильберта и др.

В основе большинства из этих устройств лежит тот факт, что пространственные распределения амплитуды света в передней и задней фокальных плоскостях положительной сферической линзы связаны между собой уравнением двумерного преобразования Фурье. Эта зависимость объясняется явлением дифракции световой волны, распространяющейся в оптической системе.

В общем случае оптическая схема устройства обработки сигналов содержит источник света, элементы, осуществляющие пространственно-временную модуляцию амплитуды световой волны, оптическую систему,

выполняющую ту или иную операцию преобразования светового потока, и устройство регистрации (считывания) распределения светового поля на выходе оптической системы. Обобщенная функциональная схема устройства оптической обработки сигналов изображена на рис. 6.2.

Оптическая обработка сигналов – это такой способ обработки, при котором обрабатываемым сигналом осуществляется пространственная модуляция волнового фронта несущей световой волны, испытывающей при распространении в той или иной оптической системе дифракцию и интерференцию, а результат обработки считывается в виде распределения интенсивности светового поля в плоскости изображения, формируемого по законам волновой оптики.

Элементы теории дифракции

В самом широком смысле под дифракцией понимают любое отклонение от закона прямолинейного распространения света. На этом законе построена геометрическая оптика, когда любое построение хода луча в оптической системе можно выполнить с помощью прямых линий.

Не следует понимать, что законы дифракции и геометрической оптики противоречат друг другу – они дополняют друг друга. Можно считать геометрическую оптику первым приближением в законах распространения электромагнитных волн.

Однако можно создать условия (что и делается в устройствах оптической обработки информации), когда явление дифракции как бы преобладает над прямолинейным распространением света, проявляется наиболее ярко. Это происходит в первую очередь при прохождении световой волны через препятствия, когда размеры неоднородностей сравнимы с длиной волны, в областях фокусировки излучения.

В общем случае для решения задач распространения электромагнитных волн следует пользоваться получаемым из уравнений Максвелла скалярным волновым уравнением:

$$\nabla^2 u(x, y, z, t) = \frac{1}{c^2} \cdot \frac{d^2 u(x, y, z, t)}{t^2} = 0 \quad (6.1)$$

с начальными и граничными условиями, описывающими действие источника излучения.

Здесь $U(x, y, z, t)$ – любые компоненты векторов напряженности электрического и магнитного поля;

c – скорость света;

∇ – оператор Лапласа.

В силу линейности (6.1) произвольное возмущение $u = f(t)$ может быть представлено в виде линейной комбинации гармонических составляющих, и решение (6.1) ищут в виде гармонических волн, которые удобно записывать в экспоненциальной форме.

Наиболее простыми решениями уравнения (6.1) являются те, которые описывают однородные плоские и сферические волны.

Волну называют плоской, если ее амплитуда и фаза в любой момент времени постоянны на плоскости, перпендикулярной волновому вектору.

По определению плоская волна не ограничена в пространстве, поэтому она является идеализацией встречающихся на практике волн.

Уравнение гармонической плоской волны, распространяющейся в направлении, определяемом вектором k , имеет вид

$$u(x, y, z, t) = u_0 \exp[j(k \cdot r - \omega t - \varphi_0)], \quad (6.2)$$

где u_0 – амплитуда волны;

ω – циклическая частота;

$\vec{k} = k\vec{n}$ – волновой вектор;

$K = \omega/c$ – волновое число;

\vec{n} – вектор волновой нормали;

\vec{r} – радиус-вектор точки наблюдения.

На практике приходится иметь дело с волнами, имеющими более сложную форму поверхности волновых фронтов, причем их амплитуда не постоянна в различных точках волнового фронта. Такие волны в парааксиальном приближении (то есть когда направления векторов волновой нормали составляют малый угол с каким-либо выделенным направлением) удобно описывать как результат модуляции амплитуды и фазы несущей плоской волны:

$$u(x, y, z, t) = u_0(x, y, z) \exp[j(k \cdot r - \omega t + \varphi(x, y, z))]. \quad (6.3)$$

Например, при распространении вдоль оси z уравнение волны можно записать в виде

$$u(x, y, z, t) = u_0(x, y, z) \exp[-j\varphi(x, y, z)] \exp[j(kz - \omega t)]. \quad (6.4)$$

Комплексную величину $u(x, y, z) = u_0(x, y, z) \exp[j\varphi(x, y, z)]$ называют комплексной амплитудой волны. Целесообразно в дальнейшем анализировать изменение комплексной амплитуды при ее распространении в пространстве или в оптической схеме, возвращаясь при необходимости к полной записи уравнения волны на любом этапе анализа.

Очевидно, что комплексная амплитуда на плоскости, совпадающей с волновым фронтом плоской волны, равна постоянной величине в любой

момент времени. Положительные значения ϕ означают задержку соответствующего участка волнового фронта, отрицательные – опережение.

Будем называть волну квазиплоской, если существует только амплитудная модуляция плоской волны, а фазовая модуляция отсутствует, то есть при фиксированном z $\phi(x, y, z) = 0$. Квазиплоской такая волна называется потому, что при распространении ее волновой фронт неизбежно искривляется из-за дифракции.

В устройствах оптической обработки сигналов требуемый вид модуляции получают, освещая плоской световой волной объект со светопропусканием $t(x, y) \sim u_0(x, y)\exp[j\phi(x, y)]$, помещенный во входной плоскости (x_0, y_0) при $z = 0$. Такой объект в зависимости от конкретного применения и конструкции называют транспарантом, управляемым транспарантом или пространственно-временным модулятором света (ПВМС).

В общем случае пропускание транспаранта $t(x, y)$ – комплексная функция. Транспарант называют амплитудным, если он изменяет распределение амплитуды волны, но не влияет на распределение фазы или, другими словами, не изменяет форму волнового фронта. Пропускание $t(x, y)$ амплитудного транспаранта – действительная функция. Транспарант называют фазовым, если он изменяет форму волнового фронта, но не влияет на амплитуду волны. Потери световой энергии в таком транспаранте отсутствуют. Функция пропускания фазового транспаранта имеет вид $t(x, y) = \exp[j\phi(x, y)]$ и $|t(x, y)| = 1$, причем положительные приращения фазы $\Delta\phi$ в выражении для $t(x, y)$ соответствуют задержке волны в транспаранте.

Как отмечалось, распределение амплитуды и фазы волны, заданное на входной плоскости, изменяется при распространении волны в результате дифракции. Анализ распространения волн путем решения волнового уравнения (6.1) затруднителен и возможен только при использовании численных методов.

В основе построения теории дифракции лежит принцип Гюйгенса – Френеля, согласно которому каждую точку волнового фронта можно считать центром вторичного излучения, которое вызывает элементарные сферические волны, интерферирующие между собой, а волновой фронт в более поздний момент времени представляет собой огибающую этих волн.

Главный вывод, который используется при построении теории дифракции: чтобы подсчитать поле в точке P , надо просуммировать в точке P излучение от всех точек волнового фронта с учетом фазы элементарных волн.

Воспользуемся принципом Гюйгенса – Френеля для решения одной из главных задач теории дифракции: зная распределение амплитуды и фазы колебаний на плоскости, освещаемой световой волной, найти распределение амплитуды и фазы колебаний на параллельной плоскости находящейся от первой на некотором расстоянии z (рис.6.2). Комплексная амплитуда волны на плоскости x_0y_0 равна $u(x_0, y_0)$.

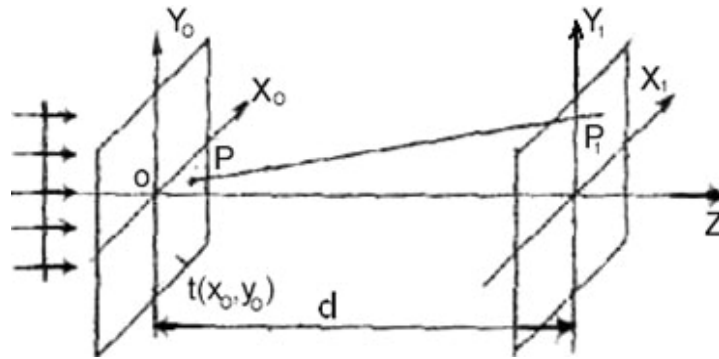


Рис. 6.2. Поле в точке P_1

Амплитуда вторичной сферической волны, возбуждаемой участком волнового Фронта dS в точке P_0 с координатами (x_0, y_0) и измеренной в точке P_1 с координатами (x_1, y_1) , равна

$$du(P_1) = \frac{j}{\lambda} \cos(\gamma) u(x_0, y_0) \frac{\exp(jkL)}{L} dS \quad (6.5)$$

Здесь j/λ – коэффициент, определяемый в результате более детального анализа;

$\cos(\gamma)$ – коэффициент наклона;

γ – угол между осью z и вектором P_0P_1 ;

L – длина вектора P_0P_1 .

Суммарное возмущение в точке P_1 определяется интегралом

$$u(x_1, y_1) = \frac{j}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int \cos(\gamma) u(x_0, y_0) \frac{\exp(jkL)}{L} dx_0 dy_0. \quad (6.6)$$

Для парааксиального приближения можно считать $\cos(\gamma) = 1$.

Подставляя в (6.6) выражение для длины вектора

$$|P_0P_1| = \sqrt{Z^2 + (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2} \quad (6.7)$$

получим выражение

$$u(x_1, y_1) = \frac{j}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \int u(x_0, y_0) \frac{\exp(jk[Z^2 + (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2]^{1/2})}{([Z^2 + (x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2]^{1/2})^2} dx_0 dy_0, \quad (6.8)$$

которое называется интегралом Френеля – Кирхгофа.

В используемом приближении можно считать, что $|x_1 - x_0| \ll z$, $|y_1 - y_0| \ll z$, и выражение в знаменателе можно заменить координатой z .

Однако этого нельзя делать в экспоненциальном члене, так как на экспоненту влияет даже малое изменение длины отрезка P_0P_1 .

Упростим (6.7), пользуясь приближенным значением квадратного корня, получим

$$\overline{|P_0P_1|} \approx z + \frac{(x_1 - x_0)^2}{2z} + \frac{(y_1 - y_0)^2}{2z}. \quad (6.9)$$

С учетом (6.9) интеграл (6.8) записывается в следующем виде:

$$u(x, y, z) = \frac{jk}{2\pi \cdot z} \exp(jkz) \int_{-\infty}^{\infty} \int u(x_0, y_0) \exp\left(\frac{jk}{2z} [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2]\right) dx_0 dy_0. \quad (6.10)$$

Интеграл (6.10) называют интегралом Френеля.

Экспоненциальный множитель перед интегралом в (6.10) соответствует исходной волне, поэтому сам интеграл отражает изменение с координатой z модулирующей функции $u(x_0, y_0)$.

Интегральное преобразование вида (6.10) называют преобразованием Френеля. Характерная его особенность – зависимость результирующей функции от параметра, пропорционального координате z . С помощью интеграла Френеля можно рассчитать электромагнитное поле практически в любой точке пространства, занимаемого световой волной.

Для области пространства, достаточно удаленной от входной плоскости (x_0, y_0) , где выполняется условие

$$\frac{(x_0^2 + y_0^2)}{\lambda} \ll z, \quad (6.11)$$

интеграл (6.10) можно упростить.

Учитывая (6.11), можно принять, что

$$\exp\left[\frac{jk}{2z}(x_0^2 + y_0^2)\right] \approx 1. \quad (6.12)$$

Подставляя (6.12) в (6.10), получим

$$u(x, y, z) = \frac{jk}{2\pi \cdot z} \exp(jkz) \exp\left[\frac{jk}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int u(x_0, y_0) \exp\left[-\frac{jk}{z}(x_1 x_0 + y_1 y_0)\right] dx_0 dy_0 \quad (6.13)$$

Заметим, что отношения $x_1/z = \xi$ и $y_1/z = \eta$ – это угловые координаты точки наблюдения P_1 . Произведя замену переменных в (6.13), получим дифракционный интеграл

$$u(\xi, \eta, z) = \frac{jk}{2\pi \cdot z} \exp(jkz) \exp\left[\frac{jk}{2z}(x_1^2 + y_1^2)\right] \int_{-\infty}^{\infty} \int u(x_0, y_0) \exp[-jk(\xi x_0 + \eta y_0)] dx_0 dy_0 \quad (6.14)$$

который называют интегралом Фраунгофера. Первый экспоненциальный коэффициент перед интегралом соответствует исходной плоской волне, второй при небольших отклонениях от оси z ($x_1, y_1 \ll 1$) можно считать равным единице.

Интеграл Фраунгофера с точностью до экспоненциальных коэффициентов перед знаком интеграла совпадает с интегралом Фурье для двумерных функций. Характерная особенность дифракции, описываемой интегралом Фраунгофера, – угловое распределение дифрагированной волны не зависит от координаты z (переменной z под знаком интеграла нет).

Итак, в зависимости от расстояния z от входной плоскости (x_0, y_0) до точки наблюдения P_1 световое поле можно разбить на три области (зоны) с существенно различным характером дифракции (следует только помнить, что границы этих зон достаточно условны).

Зона геометрической тени.

Несмотря на то, что дифракционные явления могут наблюдаться на очень малых расстояниях от входной плоскости, при

$$z \leq \frac{l_{\min}^2}{5\lambda}, \quad (6.15)$$

(где l_{\min} – минимальный размер неоднородности светового поля на входной плоскости) дифракционными явлениями в большинстве практических применений можно пренебречь и

$$u(x_0, y_0, z) \approx \exp(jkz)u(x_1, y_1), \quad (6.16)$$

то есть модулирующая функция сохраняется. Поэтому эту область называют областью (зоной) геометрической тени.

Зона дифракции Френеля.

Эта зона характеризуется тем, что амплитуда колебаний и форма волновой поверхности изменяются при распространении волн. Зона дифракции Френеля ограничена расстояниями

$$\frac{l_{\min}^2}{5\lambda} \leq z \leq \frac{l_{\min}^2}{\lambda^3}. \quad (6.17)$$

Зона дифракции Фраунгофера.

Дифракция Фраунгофера – наиболее важный для практических применений вид дифракции, так как с ее помощью реализуется двумерное преобразование Фурье – базовая операция устройств оптической обработки сигналов.

Заметим, что преобразование Фурье получено без каких-либо оптических элементов: оно заложено в самой волновой природе света.

Имеется ряд преимуществ выполнения оптического преобразования Фурье перед электронными методами.

Двумерность. Распределение амплитуды световой волны, испытывающей дифракцию при распространении, описывается двумерной функцией. По сравнению с одномерными такие функции обладают значительно большей информационной емкостью. Кроме того, расширяется класс обрабатываемых функций: двумерные сигналы (изображения), одно- и многоканальные одномерные сигналы.

Параллельность. В отличие от электронных методов скорость выполнения оптического преобразования Фурье не зависит от информативности обрабатываемого сигнала. Преобразование Фурье всего входного сигнала выполняется при однократном прохождении световой волны от входной плоскости до плоскости регистрации дифрагированной волны.

Быстродействие. Время выполнения оптического преобразования Фурье определяется временем распространения света от входной плоскости до плоскости регистрации. При средней величине $z = 30$ см это время составляет около 10 нс, что на много порядков быстрее, чем для самых быстродействующих ЭВМ.

Известно, что любой фоточувствительный элемент реагирует на интенсивность света, пропорциональную квадрату модуля амплитуды световой волны. Поэтому для сохранения информации о фазовой составляющей Фурье-образа приходится использовать более сложные интерференционные схемы. Часто при решении задач обработки сигналов достаточно пользоваться спектром Винера сигнала – функцией, пропорциональной квадрату модуля Фурье-образа и регистрируемой непосредственно фотоприемником в зоне дифракции Фраунгофера.

Роль положительной линзы в выполнении оптического преобразования Фурье

Рассмотрим простейшую оптическую систему (рис. 6.3), состоящую из положительной (собирающей) сферической линзы фокусным расстоянием f , помещенной во входной плоскости (x_0, y_0) , и расположенного вплотную к ней транспаранта с пропусканием $t(x_0, y_0)$.

В силу того, что показатель преломления материала линзы $n > 1$, линзу можно рассматривать как транспарант, осуществляющий фазовую модуляцию волны и имеющий функцию пропускания вида $t(x_0, y_0) = \exp(j\Delta\phi)(x_0, y_0)$. Поскольку действие линзы сводится к искривлению первоначально плоского волнового фронта, можно показать, что

$$\Delta\phi(x_0, y_0) = \frac{-\pi(x_0^2 + y_0^2)}{\lambda \cdot f}. \quad (6.18)$$

Таким образом, соответствующее положительной сферической линзе комплексное пропускание равно

$$t(x_0, y_0) = \exp[-jk(x_0^2 + y_0^2)/2f]. \quad (6.19)$$

Допустим, что на рассматриваемую оптическую систему падает плоская волна амплитудой A_0 , распространяющаяся в положительном направлении оси z . Комплексная амплитуда света непосредственно вблизи линзы справа от нее равна произведению функций пропускания транспаранта и линзы:

$$u(x_0, y_0) = A_0 t(x_0, y_0) \exp[-jk(x_0^2 + y_0^2)/2f]. \quad (6.20)$$

Далее волна распространяется в свободном пространстве, поэтому комплексная амплитуда света на расстоянии z от входной плоскости может быть рассчитана с помощью интеграла Френеля (6.10):

$$u(x, y, z) = \frac{jk \cdot \exp(jkz) A_0}{2\pi \cdot z} \times \int \int t(x_0, y_0) \exp\left[-\frac{jk}{2f}(x_0^2 + y_0^2)\right] \exp\left[\frac{jk}{2z}\{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2\}\right] dx_0 dy_0. \quad (6.21)$$

Интегрирование производим по всей поверхности линзы.

Расположим выходную плоскость (x_1, y_1) , в которой будем производить анализ светового поля, на расстоянии $z = f$ от входной плоскости, то есть в задней фокальной плоскости линзы. Выполнив возведение в квадрат, произведя упрощения и заменив $\kappa = 2\pi/\lambda$, интеграл (6.21) приводим к следующему виду:

$$u(x_1, y_1) = \frac{jA_0}{\lambda \cdot f} \exp\left[-\frac{j\pi}{\lambda \cdot f}(x_1^2 + y_1^2)\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \int t(x_0, y_0) \exp\left[-\frac{j2\pi}{\lambda \cdot f}(x_1 x_0 + y_1 y_0)\right] dx_0 dy_0. \quad (6.22)$$

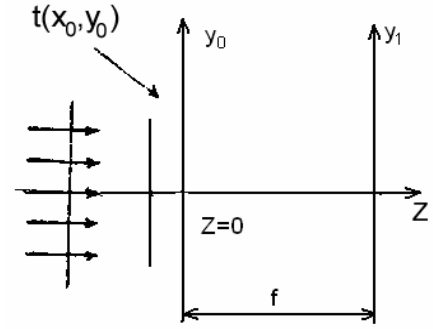


Рис. 6.3. Простейшая оптическая система

Интеграл в данном выражении, как и интеграл Фраунгофера (6.14), совпадает с двумерным преобразованием Фурье функции $t(x_0, y_0)$. Заметим, что в оптике переход от прямого к обратному преобразованию Фурье осуществляется очень просто – путем инверсии координат в Фурье-плоскости. Поэтому мы не будем делать между ними различия.

Итак, если на тонкую сферическую положительную (собирающую) линзу с примыкающим к ней транспарантом падает плоская световая волна, то в задней фокальной плоскости линзы формируется световое поле с распределением комплексной амплитуды, пропорциональным произведению квадратичного фазового множителя и Фурье-образа функции пропускания транспаранта. Эффект, обусловленный квадратичным множителем, эквивалентен действию отрицательной (рассеивающей) линзы с фокусным расстоянием f , помещенной в плоскости $z = f$. Это естественно, так как за задней фокальной плоскостью лучи начинают расходиться. Если в плоскость $z = f$ поместить положительную линзу с фокусным расстоянием f (рис. 6.4, а), то этот фазовый множитель будет скомпенсирован. Можно также показать, что фазовый множитель обращается в единицу, если транспарант поместить не вплотную к линзе, а в ее передней фокальной плоскости (рис. 6.4, б). В обоих этих случаях мы получим точное преобразование Фурье.

Важная роль положительной линзы заключается в том, что она переносит место регистрации преобразования Фурье из области, удаленной от входной плоскости, в близко расположенную и строго фиксированную заднюю фокальную плоскость линзы. Кроме того, в отличие от дифракции Фраунгофера, отсчет входной функции и ее Фурье-образа ведется в одних и тех же пространственных координатах, что позволяет производить последовательно несколько операций обработки сигнала в одной оптической системе.

Свойства оптического преобразования Фурье

При рассмотрении свойств оптического преобразования Фурье будем пользоваться следующими обозначениями. Запишем преобразование Фурье в виде

$$T(x_1, y_1) = F(t(x_0, y_0)), \quad (6.23)$$

где оператор F обозначает преобразование Фурье;

$T(x_1, y_1)$ – Фурье-образ функции $t(x_0, y_0)$.

Численные коэффициенты, определяемые конкретными параметрами оптической системы, опущены. Аналогично обозначается обратное преобразование Фурье:

$$t(x_0, y_0) = F^{-1}(T(x_1, y_1)) \quad (6.24)$$

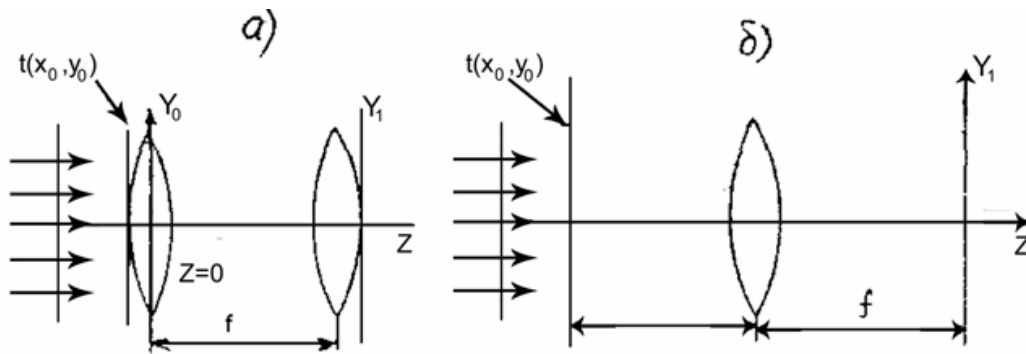


Рис. 6.4. Оптические системы, выполняющие точное преобразование Фурье

Разумеется, свойства оптического преобразования Фурье вытекают и согласуются со свойствами математической операции, задаваемой интегралом Фурье. Здесь мы изложим только наиболее важные для оптической обработки сигналов свойства в понятиях и терминологии, присущих оптической схемотехнике. Так как доказательства аналогичны тем, которые применяются для одномерных функций, мы их не приводим.

Линейность. Любой оптический сигнал можно представить как сумму точечных источников света, а его Фурье-образ – как результат интерференции плоских волн.

Это свойство позволяет производить анализ прохождения оптического сигнала в оптической системе, используя простейшие «модельные» функции.

Изменение масштаба. Растяжение или сжатие в каком-либо направлении изображения, зафиксированного на транспаранте и помеченного во входной плоскости, приводит к пропорциональному сжатию или растяжению в том же направлении Фурье-образа:

$$F[t(ax_0, by_0)] = \frac{1}{ab} T\left(\frac{x_1}{a}, \frac{y_1}{b}\right) \quad (6.25)$$

где a и b – произвольные комплексные постоянные.

Теорема сдвига (смещения). Смещение функции во входной плоскости вызывает линейный фазовый сдвиг Фурье-образа:

$$F[t(x_0 - c, y_0 - d)] = \exp[-j(cx_1, dy_1)] T(x_1, y_1). \quad (6.26)$$

Ясно, что спектр Винера инвариантен к сдвигу сигнала во входной плоскости. Это является важным достоинством оптической системы, выполняющей преобразование Фурье, так как регистрирующая система, расположенная во входной плоскости, может находиться в фиксированном положении независимо от положения сигнала во входной плоскости. Изменение фазового множителя сказывается только в интерференционной схеме, когда к Фурье-образу в выходной плоскости добавляется второй пучок. В

таким случае смещение сигнала во входной плоскости вызывает пропорциональное смещение интерференционных полос в выходной плоскости.

Заметим, что ни Фурье-образ, ни спектр Винера не обладают инвариантностью к изменению масштаба и повороту изображения во входной плоскости.

Теоремы о свертке

Прямая теорема

Сверткой двумерных функций назовем функцию

$$S(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_1(x, y) t_2(\alpha - x, \beta - y) dx dy. \quad (6.27)$$

Введем обозначение операции свертки: $S(\alpha, \beta) = t(x, y) \cdot t(x, y)$. Теорема о свертке записывается в виде

$$F[t_1(x_0, y_0) \cdot t_2(x_0, y_0)] = T_1(x_1, y_1) T_2(x_1, y_1). \quad (6.28)$$

Преобразование Фурье свертки функций равно произведению Фурье-образов этих функций. Обратная теорема

$$F[t_1(x_0, y_0) \cdot t_2(x_0, y_0)] = T_1(x_1, y_1) T_2(x_1, y_1). \quad (6.29)$$

Преобразование Фурье произведения функций равно свертке Фурье-образов этих функций.

Теорема о взаимной корреляции. Функции взаимной корреляции:

$$R_{12}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_1(x + \alpha, y + \beta) t_2^*(x, y) dy; \quad (6.30)$$

$$R_{21}(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} t_1^*(x + \alpha, y + \beta) t_2(x, y) dy. \quad (6.31)$$

Теорема о взаимной корреляции записывается в виде

$$F[t_1(x_0, y_0) \cdot t_2^*(x_0, y_0)] = T_1(x_1, y_1) \cdot T_2^*(x_1, y_1); \quad (6.32)$$

$$F[t_1^*(x_0, y_0) \cdot t_2(x_0, y_0)] = T_1^*(x_1, y_1) \cdot T_2(x_1, y_1). \quad (6.33)$$

Теоремы о свертке и корреляции имеют исключительно большое значение, так как показывают пути выполнения данных операций обработки сигналов оптическими методами.

Двойное преобразование Фурье. Последовательное двукратное выполнение оптического преобразования Фурье дает перевернутое входное изображение.

$$F\{F[t(x_0, y_0)]\} = t(-x_2, -y_2). \quad (6.34)$$

Этот факт хорошо известен из геометрической оптики.

Разделение переменных. Функция двух независимых переменных называется функцией с разделяющимися переменными, если ее можно записать в виде произведения двух функций, каждая из которых является функцией от одной переменной: $f(x, y) = f_1(x)f_2(y)$.

Преобразование Фурье двумерной функции с разделяющимися переменными может быть представлено произведением преобразований Фурье каждой из одномерных функции:

$$F[t_1(x_0)t_2(y_0)] = T_1(x_1)T_2(y_1). \quad (6.35)$$

Свойства симметрии

А. Если $t(x_0, y_0)$ – действительная функция, то есть

$$t^*(x_0, y_0) = t(x_0, y_0), \quad (6.36)$$

то

$$T^*(-x_1, -y_1) = T(x_1, y_1); \quad (6.37)$$

$$T^*(x_1, y_1) = T(-x_1, -y_1), \quad (6.38)$$

то есть $\text{Re}[T(x_1, y_1)]$ – четная, а $\text{Im}[T(x_1, y_1)]$ – нечетная функции.

Б. Если $t(x_0, y_0)$ – действительная и четная функция, то есть

$$t(x_0, y_0) = t^*(x_0, y_0) = t^*(x_0, y_0), \quad (6.39)$$

то и $T(x_1, y_1)$ – действительная и четная функция.

В. Если $t(x_0, y_0)$ – действительная и нечетная функция, то есть

$$t(x_0, y_0) = t^*(x_0, y_0) = -t^*(-x_0, -y_0), \quad (6.40)$$

то

$$T(x_1, y_1) = -T^*(x_1, y_1) = T^*(-x_1, -y_1) \quad (6.41)$$

то есть $T(x_1, y_1)$ – чисто мнимая нечетная функция.

Очевидно, что спектр Винера во всех рассмотренных здесь случаях – четная функция.

Г. Преобразование Фурье осесимметричной Функции. Осесимметричной будем называть функцию вида

$$t(x_0, y_0) = t(r_0),$$

где $r_0^2 = x_0^2 + y_0^2$.

Ее Фурье-образ:

$$T(r_1) = 2\pi \int_0^{\infty} t(r_0)J_0(r_0r_1)r_0dr_0,$$

где $r_1^2 = x_1^2 + y_1^2$;

J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Преобразование Фурье для осесимметричных функций иногда называют преобразованием Фурье – Бесселя, или преобразованием Ганкеля. Следует подчеркнуть, что данное преобразование – это не более чем частный случай двумерного преобразования Фурье. Поэтому любое свойство преобразования Фурье можно применить к преобразованию Фурье – Бесселя (Ганкеля).

Свойства симметрии позволяют выбирать наиболее удобные и простые «модельные» функции для анализа работы устройства оптической обработки сигналов.

Преобразование Фурье и спектры Винера некоторых функций

Ниже приведены Фурье-образы и спектры Винера наиболее часто встречающихся двумерных функций, обладающих симметрией и используемых в качестве «модельных».

Функция	Фурье-образ	Спектр Винера
1. Дельта-функция $\delta(x_0, y_0)$	1	1
Используется в качестве модели точечного источника света.		
2. Прямоугольная функция $rect(x_0/D)rect(y_0/C) = \begin{cases} 1, (x_0, y_0) \leq 1 \\ 0, (x_0, y_0) > 1 \end{cases}$	$D \frac{\sin(\pi D x_1)}{\pi D x_1} C \frac{\sin(\pi C y_1)}{\pi C y_1} = D \frac{\sin(\pi D x_1)}{\pi D x_1} C \frac{\sin(\pi C y_1)}{\pi C y_1}$	$D^2 \text{sinc}^2(\pi D x_1) \times C^2 \text{sinc}^2(\pi C y_1)$

Функция sinc имеет главный максимум при $x_1 = 0$ и побочные максимумы меньшей амплитуды, разделенные нулями. Выражение для углового расстояния между первыми нулями функции sinc при дифракции Фраунгофера

$$\delta\phi = \lambda / D \quad (6.42)$$

часто используется для оценки дифракционной расходимости квазиплоской волны с поперечным размером волнового фронта $2D$.

Если преобразование Фурье осуществляется линзой, аналогичное соотношение

$$\delta \cdot x = \frac{\lambda \cdot f}{D} \quad (6.43)$$

используется для оценки размера фокального пятна.

3. Круговая функция

$$circ\left(\frac{r_0}{\rho}\right) = \begin{cases} 1, r_0 < \rho \\ 0, r_0 > \rho \end{cases} \quad \left| \quad \rho \frac{J_1(2\pi r_1)}{2\pi r_1} \quad \right| \quad \left| \quad \rho \frac{J_1^2(2\pi r_1 \cdot \rho)}{(2\pi r_1 \cdot \rho)^2} \right.$$

Спектр Винера круговой функции реализуется в оптике как результат дифракции плоской световой волны на круглом отверстии в непрозрачном экране и известен под названием диска Эйри.

Соотношения для круговой функции, аналогичные (6.42) и (6.43), отличаются числовым коэффициентом:

$$\delta\phi = 2,44 \frac{\lambda}{D} \quad (6.44)$$

$$\delta r_1 = 2,44\lambda \frac{f}{D} \quad (6.45)$$

Здесь $D = 2\rho$.

4. Гребенчатая функция

$$\begin{aligned} \text{comb}(\xi x_0, \eta y_0) &= \\ = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\xi x_0 - n) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(\eta y_0 - m) &\left| \begin{array}{c} \frac{1}{|\xi\eta|} \text{comb}\left(\frac{x_1}{\xi}, \frac{y_1}{\eta}\right) \\ \frac{1}{\xi^2\eta^2} \text{comb}\left(\frac{x_1}{\xi}, \frac{y_1}{\eta}\right) \end{array} \right. \end{aligned}$$

5. Гауссова функция

$$\exp(-\alpha r_0) \left| \begin{array}{c} \frac{1}{2\alpha} \exp\left(-\frac{\pi}{\alpha} r_1^2\right) \\ \frac{1}{4\alpha^2} \exp\left(-\frac{2\pi}{\alpha} r_1^2\right) \end{array} \right.$$

Заметим, что две последние функции – единственные, чьи Фурье-образы и спектры Винера с точностью до масштабных коэффициентов совпадают с самими функциями. Функция *comb* используется при математическом описании дифракционных решеток и других периодических структур. Особенно большое значение имеет функция Гаусса. Распределение интенсивности по сечению луча наиболее совершенного источника света – одномодового лазера – близко к двумерной гауссовой функции. Такие лазеры – наиболее распространенные источники света в устройствах оптической обработки информации.

Лабораторная установка (рис. 6.5) предназначена для исследования оптического преобразования Фурье. Она содержит гелий-неоновый лазер ($\lambda = 0,6328$ мкм), коллиматор (расширитель) лазерного луча, транспарант, моделирующий входную функцию, короткофокусную линзу, фотоприемник (фотодиод), осциллограф.

Оптическая схема лабораторной установки отличается от классических схем (см. рис. 6.3). Коллиматор формирует слабосходящийся пучок, играя роль длиннофокусной Фурье-линзы. Сформированный Фурье-образ входного сигнала, падающий на короткофокусную линзу, можно считать параллельным пучком. Пройдя заднюю фокальную плоскость линзы, он преобразуется в расходящийся пучок, причем угол расходимости определяется размером Фурье-образа и фокусным расстоянием линзы. Следова-

тельно, изображение Фурье-образа в плоскости фотоприемника определяется углом расходимости и расстоянием от задней фокальной плоскости линзы до плоскости фотоприемника.

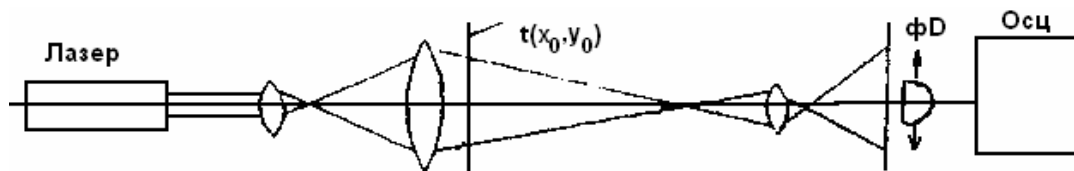


Рис. 6.5. Структурная схема лабораторной установки

Электрический сигнал с фотоприемника, измеряемый осциллографом, пропорционален интенсивности света в изображении Фурье-образа. Сканируя изображение фотоприемником, получаем данные о спектре Винера исследуемого сигнала.

6.3. Интерференция лазерного излучения

Краткие теоретические сведения

Явление интерференции света находит широкое применение в технике оптической обработки сигналов. Устройства, в которых одним из обрабатываемых параметров является фаза сигнала, строятся, как правило, по двухлучевой схеме с интерференцией лучей. Принцип записи интерференционной картины, содержащей информацию о сигнале и алгоритме обработки, лежит в основе голографических методов обработки информации.

Известно, что при сложении гармонических колебаний одной частоты

$$a_1 = a_{10} \sin(\omega t + \varphi_1) \quad \text{и} \quad a_2 = a_{20} \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (6.46)$$

получается вновь гармоническое колебание той же частоты (в линейном приближении)

$$a = a_1 + a_2 = A \sin(\omega t + \Theta), \quad (6.47)$$

амплитуда и фаза которых определяются из следующих соотношений:

$$A = \sqrt{a_{10}^2 + a_{20}^2 + 2a_{10}a_{20} \cos(\varphi_1 - \varphi_2)} \quad (6.48)$$

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2} \quad (6.49)$$

Таким образом, в зависимости от разности фаз исходных колебаний амплитуда результирующего колебания может принимать значение от суммы до разности амплитуд исходных колебаний.

На оптической частоте ни один регистрирующий прибор не может измерить или зарегистрировать амплитуду волны. Регистрируется интенсивность света – плотность потока энергии, переносимой волной. Известно, что интенсивность света пропорциональна квадрату модуля амплитуды волны. Но амплитуда колебаний в заданной точке пространства, где распространяются две или более электромагнитных волн, зависит не только от их амплитуд, но и от разности фаз отдельных колебаний, следовательно, и интенсивность зависит от разности фаз.

Если при совместном действии (наложении) волн не происходит арифметического суммирования их интенсивностей, то говорят об интерференции волн.

На рис. 6.6 экран освещается двумя источниками света. Однако если мы возьмем две обычные лампочки накаливания или даже два лазера, то никакой интерференции волн мы не обнаружим. Излучение любых реальных источников оптических волн представляет собой последовательность волновых пакетов конечной длительности с нескоррелированными начальными фазами.

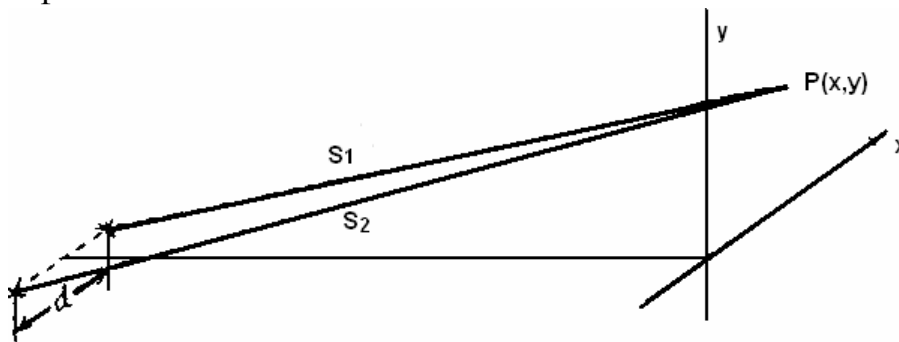


Рис. 6.6. Интерференция света от двух точечных источников

Такие волны можно представить в виде

$$E(x, y, z, t) = E_0 \cos[\omega t - kr + \phi(t)], \quad (6.50)$$

где k – волновой вектор;

r – радиус-вектор;

$\phi(t)$ – описывает быстрые случайные изменения начальной фазы волны.

Полагая для простоты, что амплитуды этих волн одинаковы, суммарное колебание в некоторой точке от двух источников можно записать как

$$E(t) = E_0 \cos[\omega t - kD_1 + \phi_1(t)] + E_0 \cos[\omega t - kD_2 + \phi_2(t)], \quad (6.51)$$

где D_1 и D_2 – расстояния от источников света до точки наблюдения интерференции.

Последнее выражение нетрудно привести к виду

$$E(t) = 2E \cos[k(D_2 - D_1)/2 + \Delta\phi(t)] \cos[\omega t - k(D_1 + D_2)/2 + (\phi_1 + \phi_2)/2]. \quad (6.52)$$

Поскольку фазы двух источников нескоррелированы между собой, $(\varphi_1 + \varphi_2)/2$ и $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2$ также являются случайными функциями от t . Поэтому амплитуда и фаза колебаний в произвольной точке наблюдения изменяются быстро и хаотически во времени. Инерционность любого регистрирующего устройства (глаз, фотопленка, фотоприемник) приведет к усреднению мгновенных значений интенсивности света, и мы не зарегистрируем интерференционной картины. Следовательно, для получения интерференционной картины необходимы два или более источника с постоянной разностью начальных фаз, **когерентных источников**.

Пусть интерференционная картина образуется от двух волн, полученных в результате разделения излучения от одного источника. Тогда $\varphi_1(t) = \varphi_2(t)$, и (6.51) принимает вид

$$E(t) = 2E_0 \cos[k(D_2 - D_1)/2] \cos[\omega t + \varphi_0 + \varphi_1(t)]. \quad (6.53)$$

Амплитуда колебаний в данном случае стационарна во времени и в зависимости от $\Delta = (D_2 - D_1)$, или, как ее называют, разности хода волн, может принимать значения от 0 до $\pm 2E$. Следовательно, интенсивность света, регистрируемая приемниками, изменяется от $I_{\min} = 0$ до $I_{\max} = 4I_0$.

$I = I_{\max}$ при $\Delta = 2m\lambda/2$, то есть при разности хода, равной четному числу полуволен;

$I = I_{\min}$ при $\Delta = (2m - 1)\lambda/2$, то есть при разности хода, равной нечетному числу полуволен.

Число m называют порядком интерференционной картины.

Назовем контрастом k интерференционной картины отношение

$$S = I_{\max} / I_{\min}. \quad (6.54)$$

Из определения следует, что максимальное значение контраста равно бесконечности. При $S = 1$ интерференционная картина не наблюдается. В рассмотренном случае равенства амплитуд интерферирующих волн контраст интерференционной картины равен бесконечности.

Интерференция наблюдается на плоском экране или другой поверхности в виде характерного чередования светлых и темных полос, которые называются интерференционными полосами.

Интерференционная полоса – это геометрическое место точек на поверхности наблюдения интерференционной картины с одинаковой разностью хода.

Существует два способа получения когерентных источников света для наблюдения интерференционной картины. Первый способ заключается в выделении отдельных участков волнового фронта источника с помощью диафрагм, зеркал.

В современных интерференционных схемах чаще используется второй способ, обеспечивающий меньшие потери световой энергии. Он заключается в разделении волнового фронта с помощью полупрозрачных зеркал (интерферометры Майкельсона, Жамена, Маха – Цандера, Фабри – Перо и др.).

Форма интерференционных полос

Для лучшего понимания процесса формирования интерференционной картины полезно проанализировать форму интерференционных полос. Она определяется как формой волновых фронтов интерферирующих волн, так и формой поверхности экрана, на которой наблюдается интерференционная картина. Область перекрытия интерферирующих волн занимает в пространстве, как правило, некоторый объем, поэтому максимумы и минимумы амплитуды суммарного светового поля располагаются в этом объеме в виде системы непересекающихся поверхностей. Исключение составляет картина интерференции волн в тонких (по сравнению с длиной волны) пленках. Во всех остальных случаях наблюдаемая интерференционная картина представляет собой сечение этих поверхностей поверхностью наблюдения. Рассмотрим форму интерференционных полос для простейших случаев:

а) интерферируют две плоские волны.

Расположение волновых фронтов в пространстве и их волновые векторы показаны на рис. 6.7.

Интерферируют две волны, сходящиеся под углом Θ , причем для простоты анализа установим, что плоскости волновых фронтов параллельны оси x . Ось z является биссектрисой угла между волновыми векторами k_1 и k_2 .

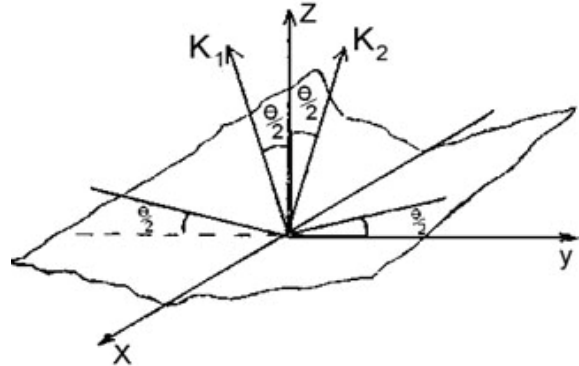


Рис. 6.7. Интерференция двух плоских волн

Тогда волновые векторы этих волн равны

$$k_1 = \{0, k \sin \Theta/2, k \cos \Theta/2\}. \quad (6.55)$$

$$k_2 = \{0, -k \sin \Theta/2, k \cos \Theta/2\}. \quad (6.56)$$

Чтобы найти уравнения пары волновых фронтов интерферирующих волн, подставим в уравнение волны

$$E = E_0 \exp(j[\omega t - kr + \varphi_0]), \quad (6.57)$$

выражения (6.55) и (6.56) и приравняем показатель экспонента постоянной величине, например нулю, предполагая, что между интерферирующими волнами имеется постоянная разность фаз φ .

Получим

$$k \sin(\Theta/2)y + k \cos(\Theta/2)z - kct = 0, \quad (6.58)$$

$$-k \sin(\Theta/2)y + k \cos(\Theta/2)z - kct - \varphi = 0. \quad (6.59)$$

Решая совместно (1.13) и (1.14), найдем выражение для линии пересечения двух волновых фронтов, дающей максимум в интерференционной картине

$$z = ct/\cos(\Theta/2) + \varphi/2k\cos(\Theta/2) \quad (6.60)$$

$$y = -\varphi/2k\sin(\Theta/2). \quad (6.61)$$

Это параметрическое уравнение прямой, параллельной оси x и перемещающейся в направлении оси z со скоростью $c/\cos(\Theta/2)$. Если принять $\varphi = \varphi_n = 2\pi n$, получим систему прямых, равноотстоящих друг от друга на расстоянии $y_n = n\lambda/2\sin(\Theta/2)$, «прочерчивающих» в области взаимодействия ряд плоскостей, на которых суммарное световое поле имеет максимумы амплитуды. Если поверхность наблюдения представляет собой плоскость, параллельную координатной плоскости xu , интерференционная картина представляет собой набор эквидистантных прямых, шаг которых равен

$$\Delta y = \lambda/2\sin(\Theta/2). \quad (6.62)$$

Если одна из интерферирующих волн приобретает дополнительную разность фаз, система плоскостей, а значит, и интерференционные полосы смещаются на расстояние $\Delta y = \lambda\Delta\varphi/2\sin(\Theta/2)$.

б) интерферируют две сферические волны.

Анализ пространственной структуры интерференционной картины в области наложения волн в данном случае затруднителен, поэтому рассмотрим форму интерференционных полос на плоском экране, воспользовавшись определением интерференционной полосы. Пусть сферические волны образуются двумя точечными источниками, например, небольшими отверстиями в непрозрачном экране (опыт Юнга, 1892 г.). Расстояние между источниками S_1 и S_2 равно d , их удаление от экрана равно z_0 . Взаимное расположение источников и плоскости наблюдения интерференционной картины показано на рис. 6.8.

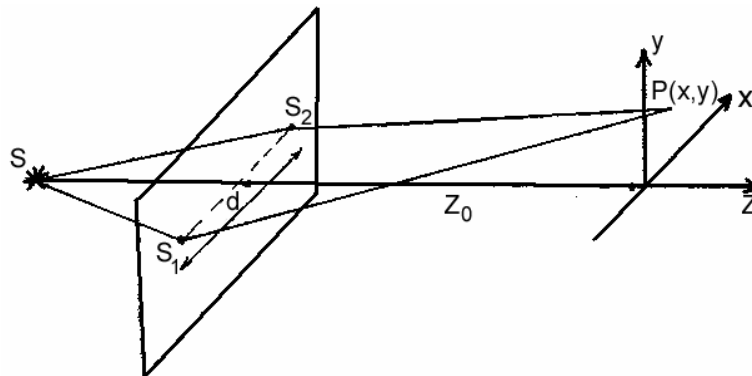


Рис. 6.8. Интерференция двух сферических волн

Расстояния от источников света произвольной точки на экране запишутся как

$$|S_1P| = \sqrt{x^2 + (y + d/2)^2 + z_0^2}; \quad (6.63)$$

$$|S_2P| = \sqrt{x^2 + (y - d/2)^2 + z_0^2} \quad (6.64)$$

Условие получения максимумов в интерференционной картине:

$$\sqrt{x^2 + (y + \frac{d}{2})^2 + z_0^2} - \sqrt{x^2 + (y - \frac{d}{2})^2 + z_0^2} = m\lambda. \quad (6.65)$$

Целое число $m = 1, 2, \dots, n$ называют порядком интерференции.

Уравнение (6.65) определяет форму интерференционных полос. Умножив обе части (6.61) на

$$\sqrt{x^2 + (y + d/2)^2 + z_0^2} + \sqrt{x^2 + (y - d/2)^2 + z_0^2} \quad (6.66)$$

и заменив подкоренные выражения справа их приближенным значением

$$\sqrt{x^2 + y^2 + z_0^2},$$

после необходимых упрощений приводим (6.65) к виду

$$y^2(d - m^2\lambda^2) - m^2\lambda^2x = m^2\lambda^2z_0 \quad (6.67)$$

Поскольку во всех реальных условиях $d^2 - m^2\lambda^2 > 0$, (6.67) описывает семейство гипербол, симметричных относительно оси X. При $m = 0$ гиперболы вырождаются в прямую $y = 0$, относительно которой симметрично расположены проекции источников S_1 и S_2 на плоскости XY (см. рис. 6.8).

Определим периодичность интерференционной картины на оси Y. Для этого в (6.67) примем $x = 0$. Получим

$$y^2(d - m^2\lambda^2) = m^2\lambda^2z_0^2. \quad (6.68)$$

Считая, что $d \gg m$, после соответствующих упрощений получим выражение для положения максимумов интерференционной картины на оси Y:

$$y_m = \frac{m\lambda z_0}{d}. \quad (6.69)$$

Таким образом, интерференционная картина при наложении сферических волн представляет собой систему гипербол, а пространственный период на оси y равен z/d .

Факторы, влияющие на контраст интерференционной картины.

В устройствах, использующих интерференцию оптических волн, следует добиваться максимального контраста интерференционной картины, поскольку от него непосредственно зависят амплитуда выходного сигнала, отношение сигнал/шум и другие важные характеристики устройства. Рассмотрим влияние различных факторов на контраст интерференционной картины.

Соотношение интенсивностей интерферирующих волн

Из (6.48) следует, что интенсивность света в интерференционной картине изменяется от $I_{\min} = (A_1 - A_2)^2$ до $I_{\max} = (A_1 + A_2)^2$, где I_1 и I_2 – амплитуды интерферирующих волн. Подставляя выражения для I_{\max} и I_{\min} в (6.54), получим

$$S = \frac{I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}}. \quad (6.70)$$

При равенстве амплитуд интерферирующих волн контраст имеет максимальную величину.

Длина когерентности источника света

Как уже отмечалось, излучение любых реальных источников света представляет собой последовательность волновых пакетов конечной длительности, причем длина волновых пакетов и спектральный состав излучаемого света связаны между собой. Чем короче средняя длина излучаемых волновых пакетов, тем шире спектр. Если разность хода лучей, образующих интерференционную картину, намного меньше средней длины волновых пакетов, то интерференционные полосы очень четкие, и в таком случае говорят, что существует временная когерентность. Если же тем или иным путем увеличивать разность хода, волновые пакеты в плоскости наблюдения будут перекрываться все меньше и меньше, вследствие чего интерференционные полосы будут становиться все менее четкими (контраст будет падать).

Максимальная разность хода, при которой еще наблюдается интерференционная картина, называется длиной когерентности источника света.

Как отмечалось выше, длина когерентности L источника света связана с шириной спектральной линии излучения. Действительно, интерференция не будет наблюдаться, если максимум m -ного порядка для длины волны $(\lambda + \Delta\lambda)$ совпадает с максимумом $(m + 1)$ -ного порядка для λ . В этих условиях весь провал между соседними максимумами будет заполнен максимумами для длин волн из интервала $\Delta\lambda$. Тогда условие неразличимости интерференционной картины

$$(m + 1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda) \quad (6.71)$$

с учетом того, что порядок интерференции m связан с разностью хода Δ интерферирующих световых пучков и длиной волны λ соотношением

$$m = \Delta/\lambda, \quad (6.72)$$

дает нам выражение

$$L = \lambda^2/\Delta\lambda. \quad (6.73)$$

Поляризация интерферирующих световых пучков

До сих пор при анализе явления интерференции мы считали амплитуды интерферирующих лучей скалярными величинами, вычисляя результирующую амплитуду с учетом разности фаз волн. Рассмотрение влияния поляризации интерферирующих пучков следует проводить с учетом векторного характера электромагнитных волн.

В качестве примера рассмотрим сложение колебаний с равными амплитудами и взаимно перпендикулярными векторами поляризации при различных величинах разности фаз (рис. 6.9). При нулевой разности фаз результирующий вектор поляризации лежит на биссектрисе угла между исходными векторами. При увеличении разности фаз поляризация суммарного колебания становится эллиптической и при значении $\pi/2$ превращается в круговую. При дальнейшем ее увеличении поляризация суммарного колебания, проходя через эллиптическую, становится линейной и ортогональной первоначальной при разности фаз π .

Таким образом, в данном случае ни при какой разности фаз амплитуда результирующей волны не обращается в ноль, следовательно, интерференционная картина не образуется.

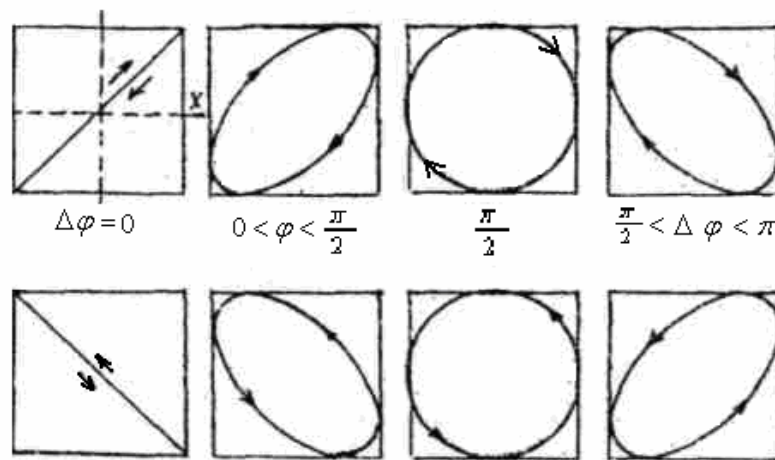


Рис. 6.9. Сложение колебания с ортогональными поляризациями

Очевидно, что состояние поляризации исходной световой волны не имеет значения, поскольку при делении ее на две векторы поляризации образующихся волн совпадают в любой момент времени. Но при распространении каждой из двух волн в оптической схеме их поляризация может измениться. В результате в месте образования интерференционной картины возможны следующие ситуации:

а) векторы поляризации взаимно ортогональны. Интерференционная картина не образуется (контраст равен единице);

б) векторы поляризации ортогональны плоскости взаимодействия (плоскости, в которой лежат волновые векторы интерферирующих волн). Волновые векторы остаются коллинеарными при любом угле между интерферирующими пучками. Следовательно, контраст максимален и не зависит от данного угла;

в) векторы поляризации лежат в плоскости взаимодействия. Угол между ними равен углу между волновыми векторами интерферирующих волн. Следовательно, контраст максимален при малых углах между интерферирующими пучками и падает до нуля при увеличении угла до 90° .

Итак, для получения максимального контраста интерференционной картины необходимо добиваться равенства интенсивностей интерферирующих волн. Следует также следить, чтобы разность хода лучей в оптической схеме была существенно меньше длины когерентности источника излучения. Нужно контролировать состояние поляризации интерферирующих пучков, не допускать их поляризации.

Лабораторная установка (рис. 6.10) позволяет исследовать интерференцию лазерного излучения в расходящихся и параллельных пучках.

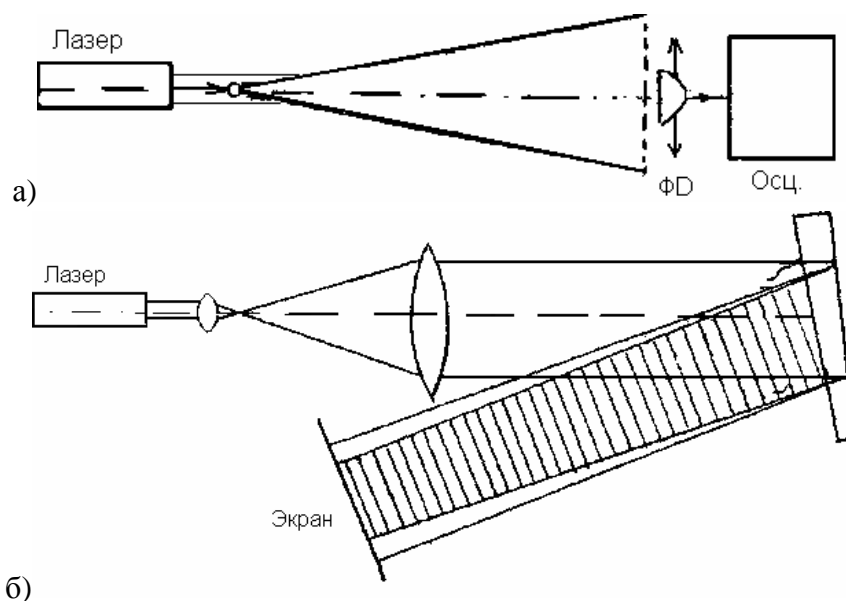


Рис. 6.10. Схема лабораторной установки

Она содержит гелий-неоновый лазер ($\lambda = 0,6328$ мкм), коллиimator, фотоприемник (диафрагмированный фотодиод), осциллограф, делители светового пучка. Коллиimator состоит из двух конфокальных положительных линз и представляет собой обратный телескоп (трубу Кеплера с коэффициентом увеличения около 0,2). Он служит для расширения лазерного пучка. Изменяя расстояние между линзами в коллииматоре, можно делать

пучок слабо сходящимся, расходящимся или параллельным (сколлимированным). Лазер и оптические элементы закреплены в юстировочных механизмах и размещены на оптической скамье.

6.4. Оптическая фильтрация изображений

Для оптической обработки информации наиболее важным и полезным является тот факт, что с помощью положительной линзы можно получить двумерное преобразование Фурье. Поскольку оптическое преобразование двумерное, то оно имеет более высокую информационную емкость, чем преобразование, выполняемое с помощью электронных систем. Это обстоятельство и позволило применить оптическое преобразование для решения широкого круга задач.

Следует отметить, что Фурье-образ входного оптического сигнала существует в виде физически реального пространственного распределения комплексных амплитуд света, то есть Фурье-образы двумерных оптических сигналов реализуются в виде реальных физических сигналов с помощью простейшей оптической системы. Следовательно, над ними можно производить различные математические операции методами пространственной фильтрации.

На рис. 6.11 показана классическая схема оптической фильтрации. Она состоит из следующих компонентов: источника монохроматического света S , коллиматора $L1$, двух расположенных последовательно простейших систем преобразования Фурье, основными элементами которых являются линзы $L2$ и $L3$, устройства ввода информации, пространственного операционного фильтра.

Устройством ввода информации служит транспарант T , который является носителем обрабатываемого действительного изображения, характеризуемого комплексной амплитудной передаточной функцией $f(x,y)$. Транспарант помещается в плоскость P . Он освещается когерентным плоскопараллельным световым пучком, излучаемым точечным источником монохроматического света S и сформированным при помощи коллиматора $L1$.

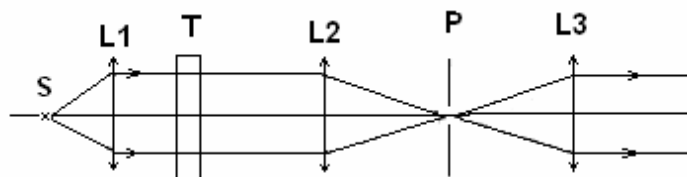


Рис. 6.11. Классическая схема оптической фильтрации

Первая положительная линза $L2$ осуществляет двумерное Фурье-преобразование комплексной амплитудной передаточной функции $f(xy)$ в плоскости P , описываемое выражением

$$F(f_x, f_y) = \frac{1}{\lambda \cdot f} \iint_S f(x, y) \exp[-i2\pi(xf_x + yf_y)] dx dy. \quad (6.74)$$

Если транспарант находится от линзы $L2$ на расстоянии, равном ее фокусному расстоянию F , то преобразование Фурье записанного на транспаранте изображения лежит в задней фокальной плоскости линзы $L2$. Помещая в фокальной плоскости линзы $L2$, различные маски или транспаранты с заданным распределением прозрачности, можно определенным способом влиять на полученный пространственный спектр изображения, то есть осуществлять фильтрацию изображения. Подобно электрическим фильтрам, которые пропускают колебания одних частот и не пропускают колебания других, оптический фильтр осуществляет фильтрацию пространственных частот, пропуская их или ослабляя.

Определим пространственно-частотные переменные для двух измерений f_x, f_y как $f_x = x/\lambda F, f_y = y/\lambda F$, где λ – длина волны светового излучения, а F – фокусное расстояние линзы. Первая часть оптического фильтра представляет собой анализатор спектра.

Вторая линза $L3$ производит последующее Фурье-преобразование:

$$r(u, v) = (1/\lambda F) \iint_S F(f_x, f_y) \exp[i2\pi(f_x u + f_y v)] df_x df_y. \quad (6.75)$$

Это выражение дает выходное изображение $r(u, v)$, зависящее от пропускания на входе $f(x, y)$.

Фильтрация осуществляется путем помещения в частотную плоскость P пространственного операционного фильтра, обладающего светопропусканием, соответствующим функции $H(f_x, f_y)$. Фильтр может быть носителем как комплексной, так и действительной функции (фазовый или амплитудный транспарант).

Отфильтрованная входная функция $r(u, v)$ может быть описана следующим образом

$$r(u, v) = (1/\lambda F) \iint_S F(f_x, f_y) H(f_x, f_y) \exp[i2\pi(f_x u + f_y v)] df_x df_y. \quad (6.76)$$

Таким образом, возникает модифицированное распределение изображения, являющееся отфильтрованным изображением.

Одним из примеров обработки изображений является использование подавляющих фильтров. Существует однозначное соответствие между положением и частотой в плоскости фильтра. При помещении непрозрачного элемента в частотную плоскость подавляется определенная частотная состав-

ляющая, которая не участвует в формировании изображения. Если в частотную плоскость на оптической оси поместить дырочную диафрагму, то будут подавлены высокие пространственные частоты, то есть изображение утратит мелкие детали. Таким способом можно улучшить качество зашумленных изображений. Если, наоборот, на оптической оси в частотной плоскости поместить непрозрачный элемент, то будут заблокированы низкие пространственные частоты. Подобный способ используется в микроскопии для создания темного фона путем удаления постоянной составляющей.

Наибольшее применение среди оптических систем, в которых используется фильтрация изображений, нашли оптические корреляторы с частотной плоскостью.

В качестве такого коррелятора может служить оптическая система пространственной фильтрации, представленная на рис. 6.11. Если на вход такой системы подать входной сигнал $f(x, y)$, а в фурье-плоскости сформировать фильтр с передаточной функцией $H(f_x, f_y) = V(f_x, f_y)$, то на выходе получится сигнал, представляющий собой кросскорреляцию сигналов v и V . Если $v = V$, то получают функцию автокорреляции. Такой операционный фильтр называют согласованным фильтром, а соответствующую оптическую схему – схемой согласованной фильтрации.

Согласованная фильтрация обычно используется при распознавании образов в заданном изображении: отдельных букв, символов, рисунков, специальной информации. Для этого записывают фильтр, согласованный с образом информации, подлежащий опознаванию, после чего осуществляют его взаимную корреляцию с заданным изображением. Если в изображении содержится интересующий образ, то в результате автокорреляции в выходной плоскости системы образуется яркое световое пятно, указывающее на наличие опознаваемого образа и его местонахождение в изображении. В случае повторения в изображении интересующего образа число ярких световых пятен будет соответствующим. Таким путем распознают отпечатки пальцев, интересующие слова на странице текста, специальные объекты на карте местности и т.п.

С помощью пространственной фильтрации легко осуществлять операцию преобразования кодов.

Если требуется преобразовать входной сигнал $f(x, y)$ в заданный выходной сигнал $s(x, y)$, то для этой цели необходим пространственный фильтр с передаточной функцией:

$$H(f_x, f_y) = S(f_x, f_y) / f(f_x, f_y). \quad (6.77)$$

Методами оптической пространственной фильтрации можно производить такие важные математические операции, как суммирование, вычи-

тание, дифференцирование, интегрирование и др. Фильтры для осуществления таких операций синтезируются при помощи ЭВМ.

Лабораторный макет (рис. 6.12) позволяет исследовать оптическую фильтрацию изображений, формируемых пропускающими транспарантами.

Макет содержит гелий-неоновый лазер ($\lambda = 0,6328$ мкм), расширитель луча (коллиматор), транспарант, формирующий изображение, подлежащее фильтрации, линзу $L1$, осуществляющую преобразование Фурье, оптический фильтр, линзу $L2$, осуществляющую обратное преобразование Фурье, фотоприемник (фотодиод), подключенный к осциллографу. Лазер и оптические элементы закреплены в юстировочных механизмах и размещены на оптической скамье.

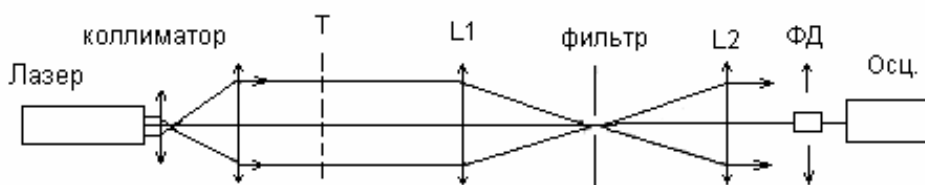


Рис. 6.12. Лабораторный макет

6.5. Акусто-оптический анализатор спектра радиосигналов

Краткие теоретические сведения

В основе работы акусто-оптических устройств обработки радиосигналов, в том числе анализаторов спектра, лежит явление дифракции света на акустических волнах, которые вследствие эффекта фотоупругости вызывают во времени и пространстве периодические изменения показателя преломления в материале светозвукопровода. Проходящий через акустическое поле свет дифрагирует на неоднородностях показателя преломления, как на фазовой дифракционной решетке.

Характер дифракции существенно зависит от соотношения между длиной волны света λ , длиной акустической волны и шириной акустического пучка L . При выполнении условия $Q \ll 1$, где $Q = \lambda L / n \Lambda^2$ – параметр акустооптического взаимодействия, фазовая решетка может рассматриваться, как плоская. В этом случае дифракция происходит при любом угле падения света на акустический пучок. Дифракционная картина содержит значительное число максимумов с симметричным относительно нулевого порядка распределением интенсивности света. Такой режим акусто-оптического взаимодействия носит название дифракции Рамана – Ната.

Существенно иной характер имеет дифракция при $Q \gg 1$. Фазовая решетка в этом случае является принципиально трехмерной. Дифракционная картина возникает лишь при определенном угле падения света (угле Брэгга) и содержит, как правило, лишь один дифракционный максимум. Этот режим акусто-оптического взаимодействия называется дифракцией Брэгга.

Рассмотрим подробнее задачу о распространении света в изотропной среде, в которой по оси x бежит плоская акустическая волна с частотой Q и волновым числом K . Упругая волна сопровождается изменением показателя преломления:

$$n(x, t) = n_0 + \Delta n \sin(\Omega t - Kx), \quad (6.78)$$

где n – показатель преломления невозмущенной среды;

Δn – амплитуда изменения показателя преломления под действием акустической волны.

Пусть на область возмущения, заключенную между плоскостями $z = 0$ и $z = L$, падает под углом Θ_0 плоская световая волна:

$$E = E_0 \exp[i\omega t - k_x x \sin\Theta_0 - k_z z \cos\Theta_0], \quad (6.79)$$

где E_0 – ее амплитуда;

ω – частота;

$k = 2\pi n/\lambda$ – волновое число.

Проходя через область возмущения, световая волна распадается на сумму плоских волн, которые дают соответствующие дифракционные максимумы:

$$E = E_0 \sum_{p=-\infty}^{\infty} \exp[i(w_p t - k_p x \sin\Theta_p - k_p z \cos\Theta_p)] \cdot C_p. \quad (6.80)$$

Углы дифракции удовлетворяют формуле дифракционной решетки с периодом $\lambda = 2\pi/k$:

$$k_p \sin\Theta_p = k_0 \sin\Theta_0 + pK. \quad (6.81)$$

Но в отличие от обычной фазовой решетки в данном примере частота дифрагированных волн отличается от частоты падающего света:

$$w_p = w_0 + p\Omega. \quad (6.82)$$

Сдвиг частоты на $p\Omega$ обусловлен эффектом Доплера вследствие того, что дифракция происходит на движущейся решетке.

Так как $\Omega \ll w_0$, то можно пренебречь изменением длины волны света в процессе дифракции и считать для изотропной среды $k_p \approx k_0$. При этом следует иметь в виду, что при смещении волн разных дифракционных порядков (что широко используется в устройствах обработки сигналов) доплеровским сдвигом частоты пренебрегать нельзя, поскольку он приводит к модуляции интенсивности света на разностных частотах.

В акусто-оптических устройствах используются, как правило, максимумы +1-го и –1-го порядков дифракции, при этом угол отклонения лучей относительно падающего (нулевого порядка) в соответствии с (6.81) Θ равен λ/Λ . Учитывая, что $\lambda = v/f$, получаем

$$\Theta = \lambda f / v. \quad (6.83)$$

Важной характеристикой является дифракционная эффективность, характеризующая долю падающего света, отклоненного в дифракционный порядок $\eta = I_d / I_0$.

В режиме дифракции Рамана – Ната дифракционная эффективность задается функциями Бесселя p -того порядка:

$$\eta_p = J_p^2(qL), \quad (6.84)$$

где q – параметр, пропорциональный мощности акустической волны и задающий величину Δn в (6.78).

В соответствии с (6.84) максимальная доля света, приходящаяся на какой-либо порядок дифракции в режиме Рамана – Ната, не превышает 33,4 % от падающего света.

В режиме Брэгга дифракционная эффективность равна

$$H = \sin^2(qL/2). \quad (6.85)$$

Согласно (6.85) максимальная дифракционная эффективность в идеальном случае равна 100 %, то есть вся энергия падающего света перекачивается в дифракционный порядок. На практике максимальная дифракционная эффективность снижается из-за расходимости световых и звуковых пучков, затухания ультразвука, отклонения от режима дифракции Брэгга и прочее. Однако при необходимости несложно получить эффективность дифракции 80 – 90 %.

В акусто-оптических устройствах в принципе может использоваться как раман-натовский, так и брэгговский режим дифракции. Но поскольку дифракция Рамана-Ната имеет место на сравнительно низких частотах (до нескольких десятков мегагерц), то создать широкополосные и быстродействующие устройства в этом случае не представляется возможным. Кроме того, раман-натовский режим дает большие световые потери и меньший динамический диапазон.

Недостатком брэгговской дифракции является ее угловая селективность, которая вследствие зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука ограничивает рабочий диапазон частот Δf . Поэтому наилучшие характеристики устройств достигаются в промежуточном режиме дифракции, когда диапазон Δf достаточно широк, но паразитные дифракционные максимумы практически отсутствуют.

К настоящему времени предложено и исследовано большое количество акусто-оптических устройств, отличающихся назначением, принципом действия и конструкцией. Но несмотря на все их разнообразие они имеют много общего, поскольку основу этих устройств составляет одна или несколько акусто-оптических ячеек. Акусто-оптическая ячейка – это светозвукопровод из прозрачного кристаллического или стеклообразного материала (или кювета с жидкостью), в котором с помощью пьезопреобразователя возбуждается упругая волна. Проходящий через ячейку свет дифрагирует в акустическом поле. При этом в дифрагированный пучок переносится информация, содержащаяся как в падающей световой волне, так и в электрическом сигнале, подаваемом на преобразователь.

Принцип работы акусто-оптического анализатора спектра радиосигнала поясняется с помощью рис. 6.13. Анализируемые сигналы усиливаются широкополосным усилителем и подаются на ультразвуковой преобразователь акусто-оптической ячейки. Излучаемый лазером световой пучок расширяется с помощью коллиматора до диаметра D и падает на акусто-оптическую ячейку под углом Θ . Распространяющиеся в акусто-оптической ячейке ультразвуковые волны с частотами в диапазоне f вызывают периодические изменения показателя преломления среды, в результате чего происходит дифракция света. Лучи дифрагированного света первого порядка отклоняются в соответствии с (6.83) в диапазоне углов

$$\Delta\Theta = \lambda\Delta f / v. \quad (6.86)$$

Дифрагированные лучи собираются линзой $L1$, а затем с помощью короткофокусной линзы $L2$ производится увеличение их углового отклонения и осуществляется их фокусировка.

Как следует из (6.85) и (6.86), угол отклонения дифрагированных лучей пропорционален частоте анализируемых сигналов. Следовательно, если поместить в фокальной плоскости системы линз $L1-L2$ линейку фотоприемников, электрический отклик на их выходах будет пропорционален амплитуде спектральных составляющих анализируемого сигнала.

Рассмотрим основные характеристики акустооптического анализатора спектра радиосигналов.

1. Разрешающая способность по частоте

Разрешающая способность δf акусто-оптического анализатора спектра характеризует его способность различить два сигнала с близкими частотами и определяется дифракционной расходимостью светового пучка, проходящего через ячейку. Угловая расходимость светового пучка круглого сечения диаметром D равна

$$\delta\Theta = 2,44 / D. \quad (6.87)$$

Сопоставляя (6.83) и (6.87), получим

$$\delta f = 2,44 v/D. \quad (6.88)$$

Отношение D/v равно времени t прохождения акустического сигнала через апертуру акустооптической ячейки и характеризует быстродействие обработки сигнала акустооптическим устройством. Следовательно

$$\delta f = 2,44/t. \quad (6.89)$$

Из (6.89) видно, что частотное разрешение зависит от скорости распространения акустической волны. Поэтому для получения высокого разрешения применяют материалы с относительно высокой скоростью распространения звука. Например, при использовании кристаллов парателурита (TeO) с возбуждением медленной сдвиговой волны ($v=660$ м/с) получено максимально достижимое в настоящее время разрешение, которое составляет около 40 кГц.

2. Диапазон анализируемых частот

Рабочий диапазон частот акусто-оптической ячейки в основном представляется полосой ультразвукового преобразователя и полосой акусто-оптического взаимодействия. Полоса частот ультразвукового преобразователя зависит от коэффициента электромеханической связи применяемого пьезоэлектрического материала и отношения акустических импедансов преобразователя и акусто-оптической среды. Конструкция и метод крепления преобразователя к светозвукопроводу непосредственно влияют на эффективность возбуждения звуковой волны и на полосу рабочих частот. В области частот ниже 1 ГГц наиболее широко применяются пластины монокристаллов LiNbO. Особую важность имеет метод крепления преобразователя. На частотах порядка сотен МГц используется диффузная сварка с помощью напыленных слоев индия. После сварки пластины пьезоэлектрика со звукопроводом ее сошлифовывают до толщины, соответствующей половине длины звуковой волны в пьезоэлектрике на центральной частоте акусто-оптической ячейки. Толщину можно рассчитать с помощью частотной постоянной. Для ниобата лития, повернутого на 163 Y-срезы, применяемого для возбуждения сдвиговых волн, частотная постоянная равна 2280 МГц мкм.

На частоте выше 1 ГГц толщина преобразователя становится очень малой (порядка долей микрона). В силу технологических трудностей на этих частотах применяют напыление тонкой пленки пьезоэлектрического материала.

Обычно стремятся получить полосу акусто-оптической ячейки величиной в октаву, то есть $f_B = 2f_H$. Полоса акусто-оптического взаимодейст-

вия определяется по уменьшению на 3 дБ интенсивности дифрагированного света при изменении частоты акустической волны и фиксированном угле падения света. Можно показать, что полоса акусто-оптического взаимодействия дается выражением

$$\Delta f = 1,8nV^2 / \lambda f_0 L, \quad (6.90)$$

где f_0 – центральная частота, для которой выполнено условие Брэгга.

Из выражений (6.88) и (6.90) следует, что одновременное получение высокого разрешения и широкой полосы анализа затруднительно. Поэтому при создании спектр-анализаторов практически достижимо либо высокое разрешение (до 40 кГц), либо большая полоса анализа (от 600 до 1000 МГц) при невысоком разрешении (1000 кГц).

В первом случае обычно используются материалы с относительно низкой скоростью распространения звука. Например, при использовании ячейки на базе кристалла TeO_2 , в котором возбуждается медленная сдвиговая волна, распространяющаяся вдоль его оси [100] с $V = 616$ м/с, возможно осуществление анализа спектра с разрешением 37 кГц в полосе анализа 160 МГц.

При использовании того же кристалла, в котором возбуждается быстрая сдвиговая волна, распространяющаяся вдоль его оси [001] с $V = 4200$ м/с, полоса анализа спектра может составить 2000 МГц при разрешении 250 кГц. Отсюда следует целесообразность создания анализатора спектра с двумя трактами, дополняющими друг друга по разрешению и полосе анализа.

Лабораторный макет (рис. 6.13) позволяет изучить схему и принцип работы акусто-оптического анализатора спектра радиосигналов. Он содержит гелий-неоновый лазер ($\lambda = 0,6328$ мкм), коллиматор, акусто-оптическую ячейку, усилитель мощности. Лазер и оптические элементы закреплены в юстировочных механизмах и размещены на оптической скамье. В качестве источника анализируемого сигнала используется высокочастотный генератор, модулируемый генератором импульсов.

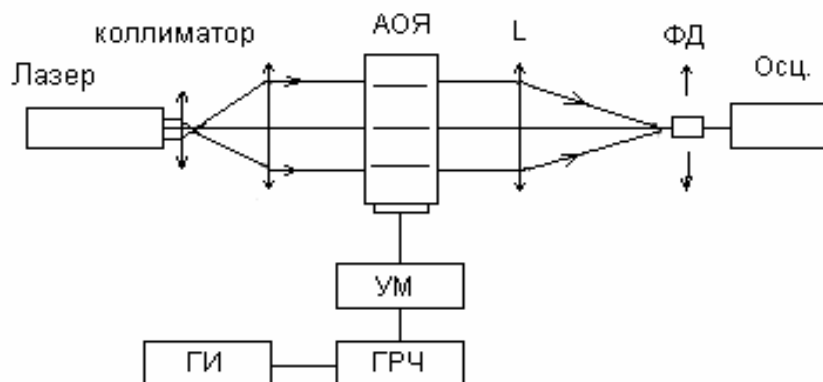


Рис.6.13. Лабораторный макет

6.6. Оптические процессоры

Хорошо известно, что во многих областях науки главной задачей является обработка видеoinформации. Одна из таких областей – исследование природных ресурсов Земли из космоса. Для иллюстрации объемов этой информации и скорости ее поступления достаточно показать, что только один снимок, полученный с помощью многозонального фотоаппарата и охватывающий площадь 100×100 км с разрешением 10 м, содержит приблизительно 1000 Мбит информации. Ежедневно на Землю поступают сотни таких снимков. Для передачи этой информации служат цифровые радиолинии, работающие со скоростью 10 – 100 Мбит/с и более. Это вызвало необходимость разработки и создания оптоэлектронных систем регистрации, хранения и обработки космической видеoinформации.

Оптические методы позволяют производить как аналоговую, так и цифровую обработку информации. Когерентные аналоговые оптические вычислительные машины широко используются для решения специальных классов задач (обработка радиолокационных сигналов в РЛС с синтезированием апертуры; спектральный и корреляционный анализ, распознавание образов и др.).

Характерной чертой оптических аналоговых вычислительных машин является то, что все элементы информации на входе преобразуются в результирующий сигнал на выходе одновременно. Благодаря этому достигается огромная производительность – более $1 \cdot 10^{13}$ оп/с. Однако такие вычислительные машины, так же как и электронные аналоговые машины, имеют ограниченную точность вычислений – порядка 1 %.

Интерес к цифровой оптической обработке информации на начальном этапе был вызван необходимостью преодоления тех проблем, с которыми столкнулась аналоговая оптическая вычислительная техника: малая точность вычислений и отсутствие гибкости, присущей электронной технике.

Необходимость создания таких вычислительных систем диктуется возможностью преодоления ряда принципиальных недостатков, присущих фон-Неймановским ЭВМ, которые ограничивают дальнейшее повышение их эффективности и производительности. Поэтому разработку таких систем следует рассматривать как один из альтернативных путей создания сверхпроизводительных вычислительных систем наряду с разрабатываемыми в настоящее время мультипроцессорными супер-ЭВМ параллельного действия.

Системы ввода информации в оптический процессор

Принципиальные схемы ввода информации.

Существуют два основных способа образования изображений и ввода их в канал оптической обработки, обеспечивающих достаточно большую скорость ввода.

Первый способ предназначен для ввода информации, поступающей в виде последовательности электрических или оптических сигналов сразу по нескольким входным каналам. Он осуществляется посредством управляемого матричного транспаранта (ПВМС – пространственно-временной модулятор света), который формирует изображение построчно и запоминает информацию до момента считывания. Различают электрически и оптически управляемые транспаранты.

Второй способ предназначен для ввода алгоритмов решения задач, инструкций, постоянных величин. Эти данные хранятся в постоянной оптической памяти. Информация в оптической памяти хранится в отдельных ячейках плоской матрицы в виде голограмм. Для считывания применяется устройство адресации лазерного излучения, направляющего луч в ячейку с заданным номером. Адресное устройство представляет собой многопозиционный дефлектор лазерного луча с произвольной адресацией. Двумерное изображение, считанное с голограммы, подается на транспарант с оптическим входом и модулирует его функцию пропускания или отражения. Вход в транспарант осуществляется одновременно по всем оптическим каналам (рис. 6.14).

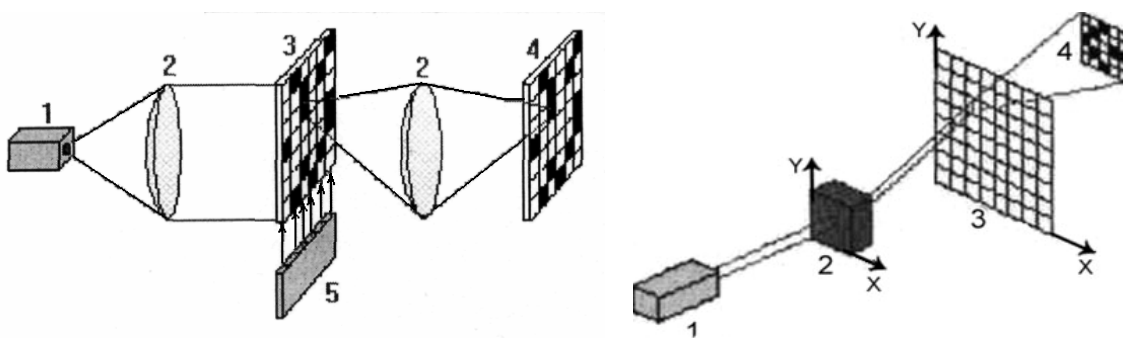


Рис. 6.14. Ввод информации в устройство оптической обработки информации:
а) с помощью электрически управляемого транспаранта: 1 – лазер; 2 – линзы;
3 – электрически управляемый транспарант; 4 – вход последующего элемента;
5 – устройство управления транспарантом; б) с помощью топографического
запоминающего устройства: 1 – лазер; 2 – многопозиционный дефлектор;
3 – матрица голограмм; 4 – вход устройства обработки информации

Управляемые транспаранты

Управляемые транспаранты служат для пространственной модуляции светового пучка по амплитуде, фазе или поляризации и применяются в системах ввода-вывода данных.

По способу управления модуляцией светового пучка различают электрически и оптически управляемые транспаранты. Оба типа могут осуществлять дискретную или аналоговую модуляцию светового пучка. В первом случае транспарант должен обладать нелинейной характеристикой, во втором, наоборот, должен иметь линейную зависимость оптических свойств элемента от управляющего сигнала.

В основе работы управляемых транспарантов могут лежать различные физические явления: электрооптические, акустооптические, магнитооптические. Управляемые транспаранты условно можно разделить на следующие типы:

1) Электрически управляемые транспаранты:

а) с адресацией электронным пучком;

б) с адресацией электрическим напряжением:

– жидкокристаллические;

– на основе электрооптической керамики;

– на ферромагнитных материалах;

– на монокристаллических сегнетоэлектриках;

– акустооптические устройства.

2) Оптически управляемые транспаранты.

Когерентный аналоговый оптический процессор, использующий методы пространственной фильтрации

Основными компонентами оптических систем обработки информации, как и систем, формирующих изображения, являются тонкие сферические линзы, выполняющие двухмерное преобразование Фурье (рис. 6.15).

ξ и η – пространственно-частотные координаты в выходной плоскости определяются соотношениями:

$$\xi = Xn / (\lambda \cdot f);$$

$$\eta = Yn / (\lambda \cdot f).$$

Входная и выходная плоскости системы совпадают с передней и задней фокальной плоскостями линзы.

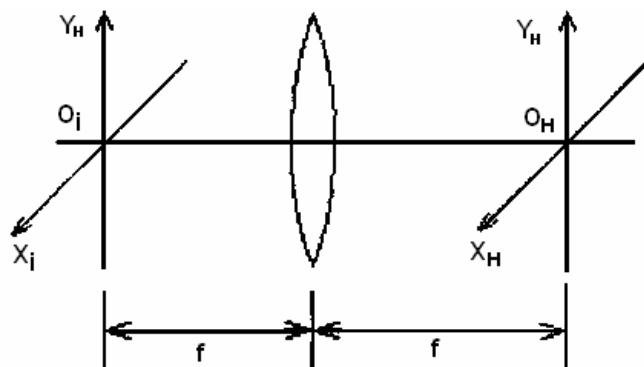


Рис. 6.15. Схема оптической системы, осуществляющей преобразование Фурье

Если на вход такой системы поступает оптический сигнал $U_1(x_1, y_1)$, то на выходе появляется сигнал, связанный со входным сигналом следующим соотношением:

$$\begin{aligned}
 U_I(x_I, y_I) &= \frac{1}{i\lambda f} \int \int_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1) \exp\left[-\frac{2\pi \cdot i}{\lambda \cdot f}(x_I x_1 + y_I y_1)\right] dx_1 dy_1 = \\
 &= k_{1I} U_1\left(\frac{x_I}{\lambda \cdot f}, \frac{y_I}{\lambda \cdot f}\right)
 \end{aligned}
 \tag{6.91}$$

Таким образом, выходной сигнал рассматриваемой простейшей оптической системы с точностью до постоянного множителя совпадает с Фурье-образом входного сигнала. Поэтому выходную плоскость такой системы называют спектральной или Фурье-плоскостью.

Следует отметить, что Фурье-образ входного оптического сигнала существует в виде физически реального пространственного распределения комплексных амплитуд света. Благодаря этому когерентные оптические системы могут быть эффективно использованы для решения широкого круга задач, связанных с получением, преобразованием и обработкой Фурье-спектров, корреляционных функций и свертков.

Поскольку Фурье-образы двумерных оптических сигналов реализуются в виде реальных физических сигналов с помощью простейшей оптической системы, над ними можно производить различные математические операции методами пространственной фильтрации. Оптическая система обработки информации методами пространственной фильтрации (рис. 6.16) состоит из следующих компонентов: источника света, двух последовательно расположенных простейших систем преобразования Фурье, устройства ввода информации, пространственного операционного фильтра и детектора выходных сигналов. Устройство ввода информации, операционный фильтр и детектор выходных сигналов располагаются соответственно во входной (x_1, y_1) , спектральной (x_n, y_n) и выходной (x_d, y_d) плоскостях системы. Плоскости имеют одинаковые масштабы.

Линза L_2 осуществляет преобразование Фурье сигнала $U_1(x_1, y_1)$, созданного транспарантом, поэтому в спектральной плоскости системы непосредственно перед операционным фильтром распределение комплексных амплитуд света пропорционально Фурье-образу входного сигнала, то есть

$$U_k(\xi, \eta) = \frac{k_1 A}{i\lambda \cdot f} U_1(\xi, \eta). \quad (6.92)$$

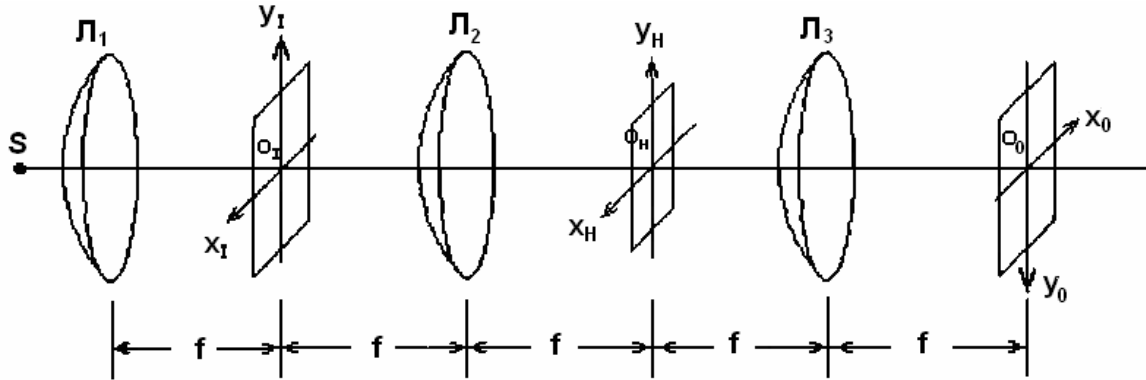


Рис.6.16 Схема когерентной оптической системы пространственной фильтрации:
 (x_1, y_1) – транспарант, формирующий изображение; (x_H, y_H) – фильтр;
 (x_0, y_0) – выходная плоскость

Амплитудный коэффициент пропускания операционного фильтра

$$t_{\hat{E}} = K_K H(\xi, \eta), \quad (6.93)$$

где k_K – комплексная константа.

Функция H соответствует математической операции, которую необходимо выполнить над входным сигналом, ее называют передаточной функцией фильтра. В результате пространственной фильтрации получается сигнал, описываемый распределением комплексных амплитуд:

$$U_K(\xi, \eta) = \frac{k_1 k_K A}{i\lambda f} U_1(\xi, \eta) H(\xi, \eta), \quad (6.94)$$

где $H(\xi, \eta)$ – передаточная функция далее – H .

Отфильтрованный сигнал подвергается повторному преобразованию Фурье с помощью линзы L_3 . В результате в выходной плоскости системы свет будет иметь распределение:

$$U_d(x_d, y_d) = k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_1(\xi, \eta) H(\xi, \eta) \exp[2\pi i(x_d \xi + y_d \eta)] d\xi d\eta; \quad (6.95)$$

$$k = -\frac{k_1 k_f A}{(\lambda f)^2}$$

Направления координатных осей в выходной плоскости системы выбраны противоположно направлениям осей координат во входной плоско-

сти для того, чтобы учесть инверсию, которая получается в результате двух последовательных преобразований Фурье и выражается соотношением $f\{f[U(x, y)]\} = U(-x, -y)$. Соотношение (6.95) можно записать в виде свертки:

$$U_d(x_d, y_d) = kU_1(x_1, y_1)h(x, y) = k \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1)h(x_1 - x_d, y_1 - y_d) dx_1 dy_1 \quad (6.96)$$

где $h(x, y)$ – обратное преобразование Фурье передаточной функции фильтра.

Таким образом, оптическая система, представленная на рис. 6.16, способна выполнять линейные интегральные преобразования типа свертки, описываемые уравнением (6.96). В частном случае, когда $H = 1$, искомая система превращается в систему, создающую изображение входного сигнала. Действительно, при этом $h(x, y)$ становится дельта-функцией. И из уравнения (6.93) следует, что $U_d(x_d, y_d) = kU_1(x_d, y_d)$. Более известна формула свертки функций (зависящих от координаты x и времени t) в виде:

$$h(x) = \int_{x'=-\infty}^{x'=+\infty} f(x')g(x-x')dx'. \quad (6.37)$$

Примером может служить свертка функций $f(x)$ и $g(x)$ (рис. 6.17):

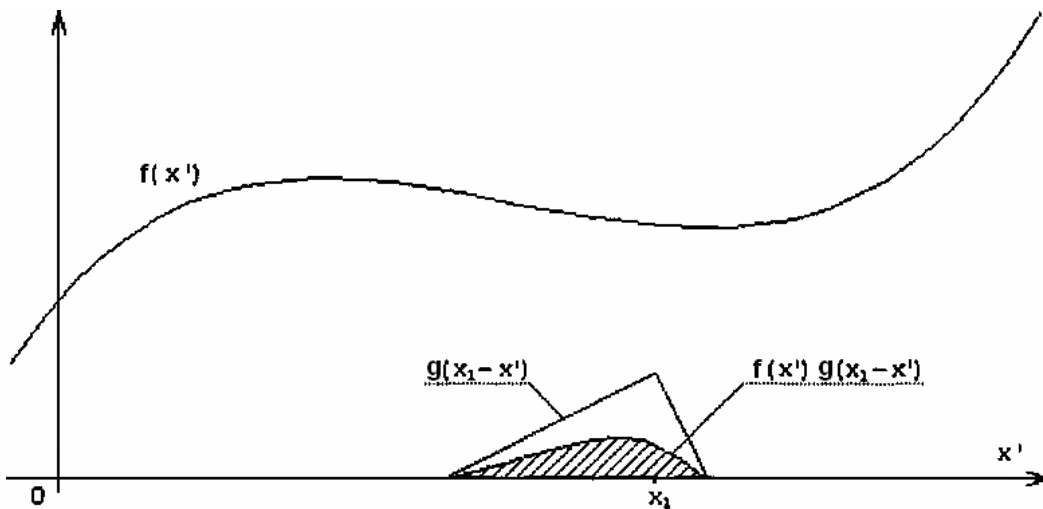


Рис. 6.17. Свертка функций $f(x)$ и $g(x)$

Так как входной сигнал оптической системы является финитным, ее Фурье-образ имеет неограниченную протяженность. Поэтому ошибка в выходном сигнале оптической системы, обусловленная потерей части Фурье-образа, соответствующей высоким пространственным частотам, неизбежна. Сейчас была рассмотрена оптическая система аналогового процессора, предназначенного для параллельной обработки двумерных сигналов. На практике часто приходится иметь дело с одномерными сигналами. Оп-

тическая система когерентного аналогового процессора, способного параллельно обрабатывать множество одномерных сигналов, представлена на рис. 6.18. Такой процессор называют астигматическим.

Наиболее широкое применение среди различных типов оптических процессоров нашли оптические корреляторы. Существует много различных вариантов построения корреляторов, среди которых два наиболее часто используемых:

- коррелятор с частотной плоскостью;
- коррелятор с одновременным преобразованием.

В качестве коррелятора с частотной плоскостью может служить оптическая система пространственной фильтрации, представленная на рис. 6.16. Действительно, если на вход этой системы подать входной сигнал $U_1(x_1, y_1)$, а в Фурье-плоскости сформировать фильтр с передаточной функцией $H = V$, то на выходе получится сигнал, представляющий собой кросс-корреляцию сигналов v и U . Если $v = U$, то получают функцию автокорреляции.

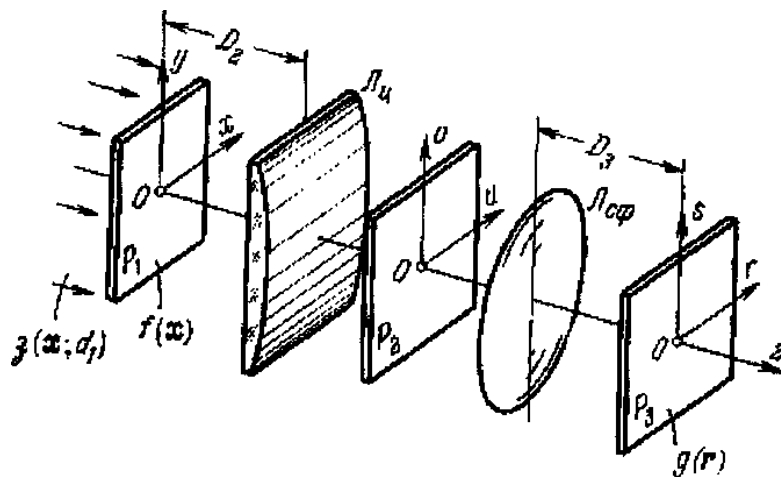


Рис. 6.18. Астигматический процессор

Если $H(\xi, \eta) = V^*(\xi, \eta)$ далее просто V , то на выходе получаем сигнал:

$$\begin{aligned}
 U_d(x_d, y_d) &= F^{-1}[V^*(\xi, \eta)U_1(\xi, \eta)] = \\
 &= \iint V^*(x, y)U_1(x_d + x, y_d + y)dx dy = V^*U_1
 \end{aligned}
 \tag{6.98}$$

Операционный фильтр с передаточной функцией $H=V$ называют согласованным фильтром, а соответствующую схему - схемой согласованной фильтрации.

Согласованная фильтрация обычно используется при распознавании образов в заданном изображении: отдельных букв, символов, простых рисунков специальной информации. Для этого записывают (одним из методов) фильтр, согласованный с образом информации, подлежащим опозна-

ванию, после чего осуществляют его взаимную корреляцию с заданным изображением. Если в изображении содержится интересующий образ, то в результате автокорреляции в выходной плоскости системы образуется яркое световое пятно, указывающее на наличие опознаваемого образа и местонахождение в искомом изображении. Таким путем распознают отпечатки пальцев, интересующие слова на странице текста, специальные объекты на карте местности и т.п.

В коррелятор с одновременным преобразованием функции $V_1(x, y)$ и $V_2(x, y)$, корреляцию которых требуется получить, вводятся с помощью транспарантов, помещенных рядом во входной плоскости. Допустим, что каждая функция имеет ширину a , а расстояние между центрами функций равно $2a$. Амплитудное пропускание транспарантов можно записать в виде

$$U_i(x_1, y_1) = V_1(x_1, y_1 - a) + V_2(x_1, y_1 + a). \quad (6.99)$$

Распределение комплексных амплитуд света в Фурье-плоскости P_n с точностью до постоянного множителя совпадает с Фурье-образом (6.79):

$$U_{1e}(\xi, \eta) \approx V_1(\xi, \eta) \exp(-i2\pi\eta a) + V_2(\xi, \eta) \exp(i2\pi\eta a). \quad (6.100)$$

Поскольку на регистрирующую среду записывается квадрат модуля данного распределения, последующее амплитудное пропускание полученного фильтра соответствует выражению

$$t_k = |V_1|^2 + |V_2|^2 + V_1 V_2^* \exp(-i4\pi\eta a) + V_1^* V_2 \exp(i4\pi\eta a). \quad (6.101)$$

Данный фильтр записывается с помощью когерентного светового пучка, по существу он представляет собой голограмму с кодированным опорным пучком. Фильтр с функцией пропускания (6.100) освещается плоской световой волной, отраженной от осветителя M . В выходной плоскости P_d получают изображение, описываемое распределением амплитуд:

$$U_d(x_d, y_d) \approx V_1 V_2 + V_1^* V_2^* \delta(x_d, y_d + 2a) + V_2^* V_1^* \delta(x_d, y_d - 2a) \quad (6.102)$$

Кросс-корреляции локализуются вокруг точек с координатами:

$$\left(0, \pm \frac{\lambda_2 f_2}{\lambda_1 f_1} \right),$$

где λ_1 – длина волны светового пучка, с помощью которого записали фильтр;

λ_2 – длина волны светового пучка, которым освещают фильтр при работе с ним.

Таким образом, в выходной плоскости рассмотренной системы формируются кросс-корреляции функций V_1 и V_2 . Отметим, что запись и считывание могут осуществляться на одной длине волны, если это не лимитируется свойствами регистрирующего материала.

Коррелятор с одновременным преобразованием имеет ряд преимуществ перед коррелятором с частотной плоскостью:

- менее жесткие допуски на точность установки элементов, поскольку полученный в результате записи фильтр освещается плоской волной;
- контрастную интерференционную картину и, как следствие этого, хорошую модуляцию всех составляющих в спектре пространственных частот функций V_1 и V_2 .

Коррелятор с одновременным преобразованием предпочтительно применять в тех случаях, когда входные функции поступают в реальном масштабе времени. Следует отметить, что повышения надежности распознавания можно добиться за счет предварительной обработки исходного изображения, например оконтуривания, поскольку контурные линии для большинства изображений обладают наибольшей информативностью.

6.7. Оптическая корреляция

Оптимальный линейный фильтр должен осуществлять, по сути дела, корреляцию реального входного сигнала $x(\alpha)$, то есть смеси сигнала и помех, с сигналом $s(\alpha)$, для приема которого он предназначен. Если рассматривать оптические сигналы и помехи, то для реализации корреляционного метода приема можно использовать принципы и средства оптической корреляции.

Приняв выражение для функции корреляции (функции взаимной корреляции) в виде

$$R_{12}(\Delta\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha$$

можно отметить, что основными операциями по ее вычислению являются сдвиг одной функции относительно другой на $\Delta\alpha$, перемножение этих функций и интегрирование. Все эти операции сравнительно просто можно выполнить с помощью оптических средств.

Так, если функции $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$ представить в виде транспарантов – записей на фотопленке, то сдвиг функций легко реализовать сдвигом этих транспарантов.

Оптические методы и устройства, осуществляющие корреляцию, можно классифицировать различным образом. Так, различают некогерентные и когерентные оптические корреляторы. Функцию взаимной корреляции (ФВК) можно синтезировать в пространственной и частотной областях. Наконец, различают оптические и оптико-электронные корреляторы

со взаимным перемещением коррелируемых функций (их изображений) или без него.

Простейшие схемы перемножения функций, описывающих распределение прозрачности $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$ двух транспарантов, приведены на рис. 6.19 и 6.20.

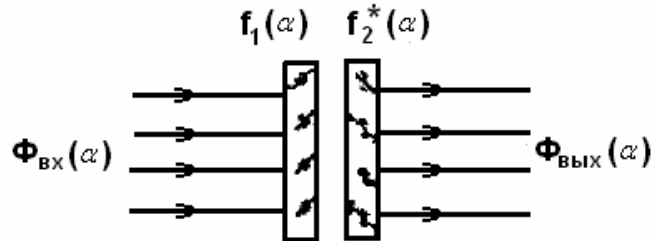


Рис. 6.19. Простейшая оптическая схема для перемножения сигналов

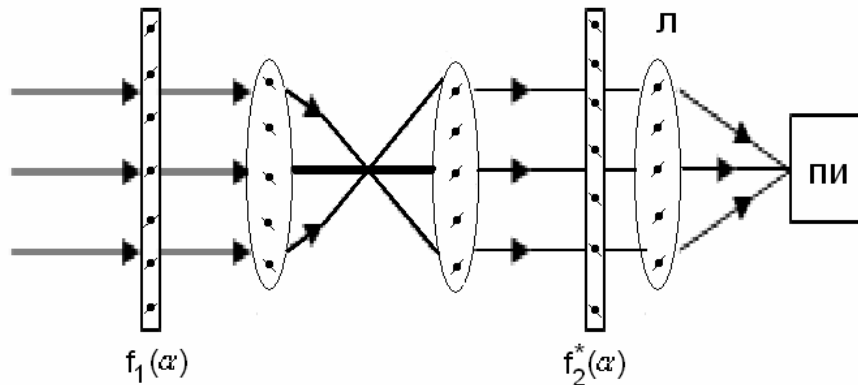


Рис. 6.20. Схема перемножения с переносом изображения

На выходе второго по ходу лучей транспаранта (см. рис. 6.19) при его сдвиге на $\Delta\alpha$ поток описывается выражением

$$\hat{O}_{\hat{a}\hat{u}\hat{o}}(\alpha) = \hat{O}_{\hat{a}\hat{o}}(\alpha) f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha).$$

Интегрировать по аргументу или по площади перекрытия двух транспарантов можно с помощью линзы Л, собирающей излучение с этой площади на приемник излучения ПИ (см. рис. 6.20). В этом случае сигнал на выходе линзы

$$\hat{O}_{\hat{a}\hat{u}\hat{o}}(\Delta a) = \int_A \hat{O}_{\hat{a}\hat{o}}(a) f_1(a) f_2^*(a + \Delta a) da. \quad (6.103)$$

причем интегрирование ведется по площади перекрытия А записей функцией $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$ в пределах апертуры интегрирующей линзы.

Вследствие того, что прозрачность транспарантов не может быть отрицательной, выражение вида (6.103) соответствует функции взаимной ковариации $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$, но не взаимно корреляционной функции. Это ограничивает возможности корреляционной обработки биполярных сигналов

при некогерентном излучении, так как сигнал на выходе приемника кроме функции корреляции содержит и другие составляющие, являющиеся помехами. Например, если прозрачность транспарантов $\tau_1(\alpha) = \tau_{10} + f_1(\alpha)$ и $\tau_2(\alpha) = \tau_{20} + f_2^*(\alpha)$, где τ_{10} и τ_{20} – постоянные составляющие $\tau_1(\alpha)$ и $\tau_2(\alpha)$, то сигнал на выходе коррелятора имеет вид функций $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$.

Для установления вида корреляционной функции $R_{12}(\Delta\alpha)$ нужно определить закон распределения освещенности в фокальной плоскости линзы, для чего можно использовать сканирование в этой плоскости, например узкой щелью.

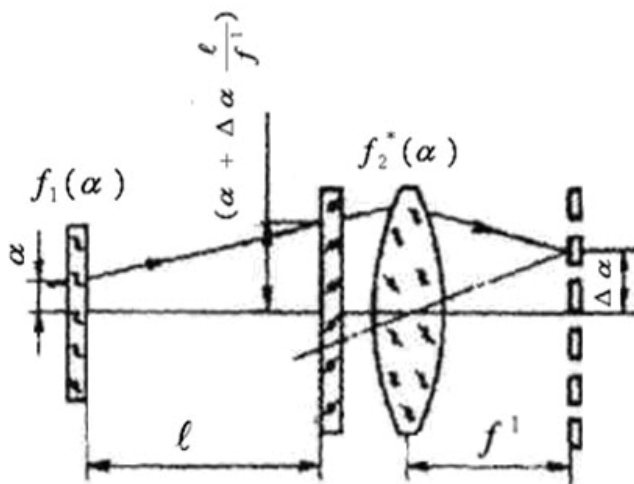


Рис. 6.21. Схема некогерентного коррелятора без перемещения транспарантов

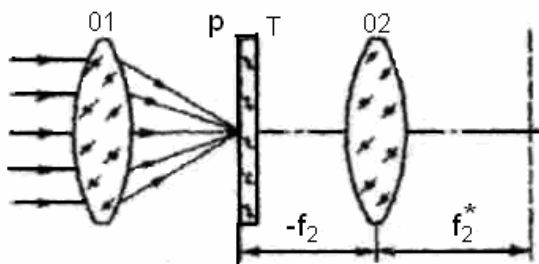


Рис. 22. Схема когерентного оптического коррелятора

Фурье-объектив $O2$, то на выходе Фурье-преобразователя получим спектр вида

$$I(\omega_\alpha \Delta\alpha) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) \exp(-j\omega_\alpha \alpha) d\alpha. \quad (6.104)$$

Здесь $\Delta\alpha$ – сдвиг транспаранта T с записью $f_2^*(\alpha)$ относительно изображения, описываемого $f_1(\alpha)$.

Последняя схема (рис. 6.21) используется при сравнительно небольших расстояниях l . В тех случаях, когда это расстояние велико, для синтеза ФВК применяют согласованные пространственные фильтры, о чем уже говорилось выше.

При использовании когерентного излучения можно создать коррелятор (рис. 6.22), объектив $O1$ которого строит в некоторой плоскости P изображение, описываемое $f_1(\alpha)$.

В этой же плоскости помещается пространственный фильтр-транспарант T , прозрачность которого описывается $f_2^*(\alpha)$.

Если теперь преобразовать по Фурье результат наложения $f_1(\alpha)$ на $f_2^*(\alpha)$ в плоскости P , например применить Фу-

В точке $\omega_a = 0$, то есть в начале координат, выражение (6.104) обращается в функцию взаимной корреляции $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$. Помещая в начале координат выходной плоскости Фурье-преобразователя (для схемы на рис. 6.22 – в задней фокальной плоскости объектива 02) узкую щель и приемник, и перемещая транспарант на $\Delta\alpha$, можно функцию корреляции представить в виде электрического сигнала на выходе приемника.

Помимо метода получения ФВК в пространственной плоскости используется метод ее формирования в частотной области (рис. 6.23).

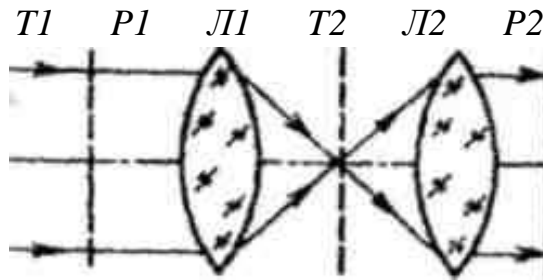


Рис. 6.23. Схема образования функции взаимной корреляции с использованием двойного преобразования Фурье

Если транспарант $T1$ в плоскости $P1$ с записью сигнала $f_1(\alpha)$ облучается когерентным излучением так, что в задней фокальной плоскости линзы $L1$ образуется преобразование Фурье этого сигнала, то, помещая в эту плоскость транспарант $T2$ с распределением пропускания $H_2^*(\omega_x)$ соответствующим комплексно-сопряженной пространственно-частотной характеристике заданного фильтра, можно получить закон распределения амплитуды поля за транспарантом $T2$ вида $F_1(\omega_x)H_2^*(\omega_x)$. Линза $L2$ выполняет второе преобразование Фурье, в результате чего амплитудное распределение сигнала в выходной плоскости $P2$ имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{O}_{\hat{a}\hat{a}\hat{\sigma}}(\Delta\alpha) &= \int_A \hat{O}_{\hat{a}\hat{\sigma}}(\alpha) \tau_1(\alpha) \tau_2(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha = \\ &= \tau_{10} \tau_{20} \int_A \hat{O}_{\hat{a}\hat{\sigma}}(\alpha) d\alpha + \tau_{10} \int_A \hat{O}_{\hat{a}\hat{\sigma}}(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha + \\ &+ \tau_{20} \int_A \hat{O}_{\hat{a}\hat{\sigma}}(\alpha) f_1(\alpha) d\alpha + \int_A \hat{O}_{\hat{a}\hat{\sigma}}(\alpha) f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha) d\alpha. \end{aligned}$$

Только последнее слагаемое определяет искомую функцию корреляции, а остальные создают вредный, помеховый фон. В некогерентных оптических системах, то есть при работе с некогерентным излучением, устранить этот фон затруднительно. Эффективная фильтрация таких помеховых составляющих сигнала на выходе оптического коррелятора возможна

лишь в когерентных системах. По указанной причине часто корреляцию осуществляют в электронном тракте ОЭП, то есть после преобразования оптических сигналов в электрические, например, на выходе мозаичных приемников излучения.

Другим важным препятствием к получению сигналов на выходе оптических корреляторов, полностью соответствующих выражениям для корреляционных функций, является конечность пределов интегрирования в реальных схемах. Эти пределы определяются главным образом значениями апертур оптических интегрирующих элементов, а также сложностью системы подсветки транспарантов с записью $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$ большой площади их взаимного перекрытия A .

Одной из наиболее сложных задач при реализации схем оптической корреляции является сдвиг функций $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$ на $\Delta\alpha$. Механическое перемещение транспарантов в достаточно широком диапазоне $\Delta\alpha$ иногда выполнить сложно, поэтому более перспективны схемы, где операция вида (6.103) выполняется без перемещений $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$. На рис. 6.21 представлена такая схема некогерентного коррелятора.

Путем простых оптико-геометрических построений легко доказать, что луч, исходящий из точки, имеющей координату α в плоскости транспаранта или объекта, описываемого $f_1(\alpha)$, в плоскости $f_2^*(\alpha)$ пройдет через точку с координатой $\alpha + \Delta\alpha \cdot l / f'$. Таким образом, в фокальной плоскости интегрирующей линзы для данного луча (узкой световой трубки), то есть в точке с координатой $\Delta\alpha$, сигнал определяется произведением $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha + \Delta\alpha l / f')$. Весь сигнал, образующийся в этой точке за счет суммирования энергии, идущей в том же направлении от других точек $f_1(\alpha)$, равен интегралу $\int f_1(\alpha) f_2^*(\alpha + \Delta\alpha l / f') d\alpha$, взятому по области действительных значений $f_1(\alpha)$ и $f_2^*(\alpha)$. Этот интеграл и является, по сути дела, функцией взаимной корреляции

$$R(\Delta x) = \int_x f_1(x - \Delta x) h_2(x) dx .$$

При описанном методе получения ФВК регистрируется распределение освещенности в плоскости изображения P_2 , то есть квадратичная функция $R(\Delta x)$, что необходимо учитывать на практике. Следует отметить, что здесь не требуется смешать один транспарант относительно другого, что особенно упрощает получение двумерных ФВК.

Формирование функций $H^*(\omega_x)$ ведется обычно голографическими методами.

Один из недостатков оптических корреляторов – необходимость иметь пространственные модуляторы (фильтры) во входной плоскости и плоскости фильтрации, работающие в реальном масштабе времени. Другим недостатком является изменение максимума ФВК при изменении параметров входного изображения (например, его масштаба и ориентации).

Для устранения этих недостатков в плоскости преобразования устанавливают не один согласованный фильтр, а несколько (согласованные для различных масштабов и ориентации). Другой путь – создание следящей системы, изменяющей механически положение входного изображения или согласованного фильтра. Наконец, вместо преобразования Фурье, не являющегося инвариантным относительно масштаба и поворота изображения, можно использовать другие оптические преобразования и, в первую очередь, инвариантные к изменению масштаба преобразование Меллина и комбинированное преобразование Фурье – Меллина.

Преобразование Меллина можно осуществить путем логарифмической преобразования координат входного сигнала и последующего определения преобразования Фурье от этой новой функции. Транспарант, на котором записана функция $f(\exp \xi, \exp \eta)$ в новых координатах, можно получить из исходного сигнала в реальном масштабе времени, используя логарифмические блоки в виде отклоняющих систем или пространственных модуляторов.

Важнейшим свойством оптического преобразования Фурье является инвариантность его модуля к сдвигу, так как $F\{f(x)\} = F\{f(x - x_0)\}$. Однако по отношению к масштабу модуль преобразования Фурье не инвариантен. В то же время модуль преобразования Меллина, которое эквивалентно преобразованию Фурье функции $f(\exp \xi)$ и имеет вид

$$M(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\exp \xi) \exp(-j\omega \xi) d\xi,$$

инвариантен относительно масштаба входного сигнала, но не инвариантен относительно сдвига. Инвариантность относительно и масштаба и сдвига достигается при выполнении преобразования Меллина для модуля преобразования Фурье.

Оптическая корреляция в настоящее время широко используется для решения задач ориентации и навигации, при обработке радиолокационных сигналов, распознавании образов и дешифровании изображений, в медицинской диагностике и т.п. Принцип работы многих таких систем основан на определении максимума функции взаимной корреляции принимаемого сигнала (изображения) и некоторого эталона. При автокорреляционном приеме максимум появляется при $\Delta\alpha = 0$. Измеряя положение этого мак-

симула, можно оценить пространственные или временные сдвиги одного сигнала (принимаемого) относительно другого (эталонного, или опорного).

Например, в последние годы успешно разрабатывались *оптико-электронные корреляционные угломеры и дальномеры*, в которых использовалась оптическая схема, аналогичная схеме базового дальномера геометрического типа. В двух оптических ветвях, разнесенных на определенное расстояние – базу, строятся два изображения наблюдаемого объекта. Путем разворота одного из этих изображений относительно другого достигается их совпадение, фиксируемое по максимуму сигнала, снимаемого с оптического транспаранта или двухслойного приемника излучения, помещаемых в плоскость изображений, то есть по максимуму ФВК. Угол разворота соответствует определенному угловому положению объекта или дальности до него.

Оптико-электронные корреляторы часто применяют для обработки сложных или зашумленных изображений, например, для выделения изображений каких-либо объектов на фоне шумов и посторонних изображений и определения их координат. Если количество объектов, подлежащих выделению, велико, то необходимо иметь библиотеку согласованных фильтров, которые нужно достаточно точно устанавливать в рабочее положение, что усложняет конструкцию коррелятора. Кроме того, выделение объектов по максимуму ФВК не всегда является достаточно точным или достоверным, например, вследствие зависимости значений этого максимума от поворота изображения или изменения масштаба.

Для устранения этих и некоторых других недостатков корреляторов используют *оптико-цифровые корреляторы*, в которых свертка коррелируемых функций осуществляется в оптических схемах, аналогичных рассмотренным выше, а анализ закона распределения освещенности в изображении ФВК или в пространственно-частотном спектре выполняется путем его дискретизации с помощью многоэлементных приемников или других анализаторов изображения. Дискретизированный по площади и квантованный по уровню сигнал в цифровой форме обрабатывается в ЭВМ.

Один из вариантов когерентного оптического коррелятора гибридной (оптико-цифровой) системы представлен на рис. 6.24.

В 90-х гг. XX века появился ряд публикаций о возможности использовать в качестве системы распознавания, работающей практически в реальном масштабе времени, оптико-электронного коррелятора с совмещением в одной плоскости (во входной плоскости коррелятора) изображения пространства объектов и эталонного изображения (*joint transform correlator, JT-коррелятор*).

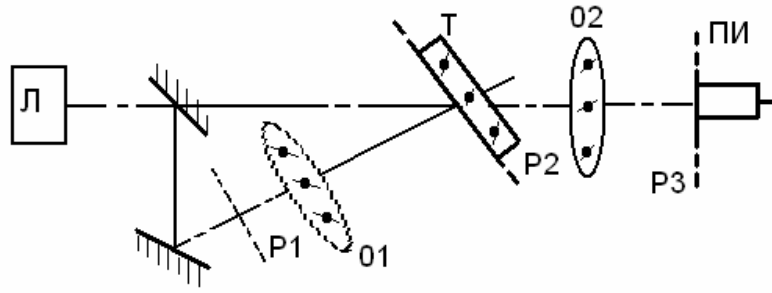
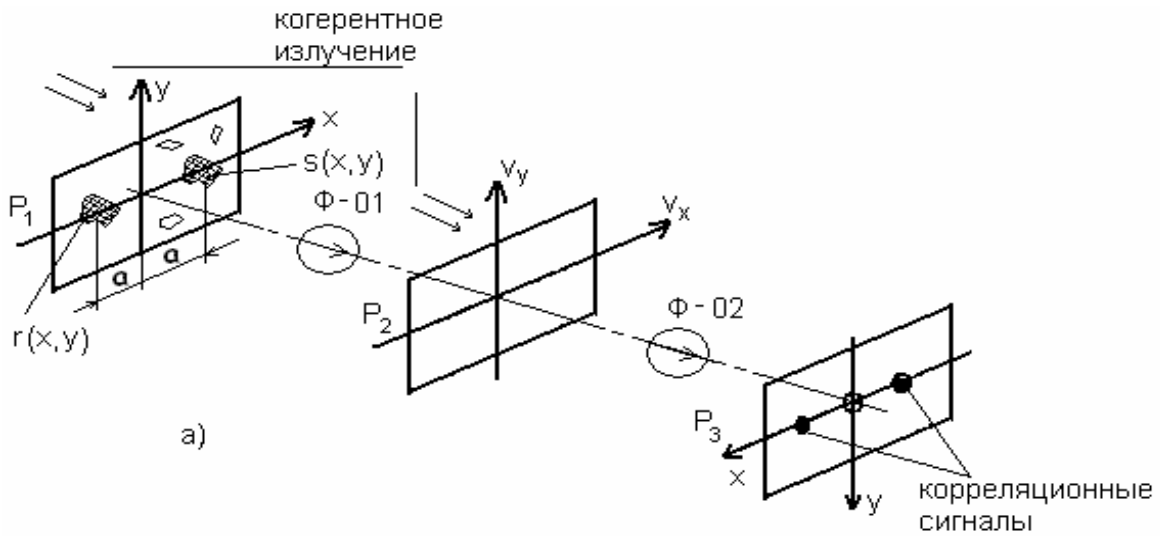


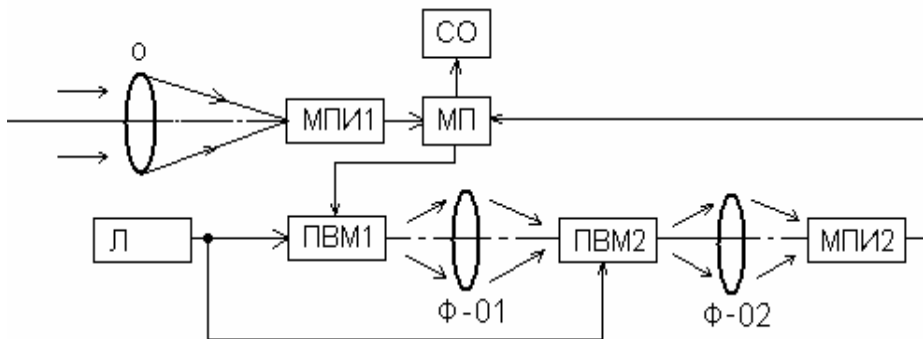
Рис. 6.24. Когерентный оптический коррелятор гибридной (оптико-цифровой системы)

Выполняя преобразование Фурье такого совмещенного изображения, можно получить функцию взаимной корреляции и изображения пространства объектов и эталонного изображения. Известные способы обработки этой функции позволяют обнаружить априорно известный сигнал, определить координаты этого сигнала (изображения), скорость его перемещения и ряд других параметров.

Принцип действия ЛТ-коррелятора состоит в следующем (рис. 6.25, а).



а)



б)

Рис. 6.25. Совмещенный оптико-электронный коррелятор-преобразователь:
а – принцип действия; б – функциональная схема

Если во входной плоскости P_1 Фурье-объектива Ф-01 на каком-либо прозрачном пластике построить два изображения: поля объектов, содержащего обнаруживаемый сигнал $S(x, y)$, и референтного эталонного сигнала $r(x, y)$ – и разнести их относительно начала координат на величину $\pm a$ по оси x , то в выходной плоскости P_2 Фурье-объектива Ф-01, например, в ее задней фокальной плоскости, распределение освещенности (квадратичная функция амплитуды) в соответствии со свойствами Фурье-преобразования будет описываться следующей зависимостью:

$$\begin{aligned} E_z(v_x, v_y) &= |F[s(x+a, y) + r(x-a, y)]|^2 = \\ &= |S(v_x, v_y) \exp(j2\pi a v_x) + R(v_x, v_y) \exp(-j2\pi a v_x)|^2 = \\ &= |S(v_x, v_y)|^2 + |R(v_x, v_y)|^2 + S(v_x, v_y) R^*(v_x, v_y) \exp(j4\pi a v_x) + \\ &\quad + R(v_x, v_y) S^*(v_x, v_y) \exp(-j4\pi a v_x), \end{aligned}$$

где F – обозначение (оператор) Фурье-преобразования $v_x = x_2/(\lambda f')$; $v_y = y_2/(\lambda f')$ – пространственные частоты; x_2, y_2 – координаты в плоскости P_2 ; f' – фокусное расстояние Фурье-объектива; $S(v_x, v_y)$ и $R(v_x, v_y)$ – Фурье-преобразования функций $s(x, y)$ и $r(x, y)$ соответственно.

Это распределение освещенности записывается на какой-либо прозрачном пластике P_2 , чаще всего на жидкокристаллическую ячейку, а затем подвергается еще одному Фурье-преобразованию, в результате которого образуется функция корреляции входного изображения. При сохранении линейности в процессе записи после второго Фурье-преобразования имеем в выходной плоскости P_3 второго Фурье-объектива Ф-02 распределение освещенности вида

$$\begin{aligned} E_3(x_3, y_3) &= s(x_3, y_3) \bullet s(x_3, y_3) + \\ &+ r(x_3, y_3) \bullet r(x_3, y_3) + [s^*(x_3, y_3) \cdot r(x_3, y_3)]^* \delta(x_3 - 2a, y_3) + \\ &+ [s(x_3, y_3) \cdot r^*(x_3, y_3)]^* \delta(x_3 + 2a, y_3), \end{aligned}$$

где операторы « \bullet » и « * » означают корреляцию и свертку соответственно; x_3 и y_3 – координаты в выходной плоскости P_3 .

Таким образом, в плоскости P_3 в центре координат наблюдаются функции автокорреляции сигналов (изображений S и r) – первые два члена в последней формуле, а на расстояниях $x_3 = 2a$ и $x_3 = -2a$ – функции взаимной корреляции сигналов s и r . Если распознаваемый объект s подобен эталону r (или одному из изображений, содержащихся в r), то в корреляционной плоскости P_3 будет иметь место пик относительно большой осве-

щенности, положение которого строго соответствует координате распознаваемого объекта s .

Схема простейшего коррелятора описанного типа представлена на рис. 6.25, б. Объектив O строит изображение просматриваемой сцены (кадра) на многоэлементном приемнике излучения МПИ1. Сигналы с этого приемника (электронное изображение) поступают на микропроцессор МП, а затем на одну из половин транспаранта, например, пространственно-временного модулятора ПВМ1.

На второй половине транспаранта строится эталонное изображение того объекта, который необходимо обнаружить или распознать. Транспарант облучается (подсвечивается) линейно-поляризованным когерентным излучением, создаваемым лазером L . Оба изображения подвергаются Фурье-преобразованию с помощью Фурье-объектива $\Phi-01$. Полученный на входе второго пространственно-временного модулятора ПВМ2, облучаемого когерентным излучением, спектр мощности преобразуется по Фурье объективом $\Phi-02$. Функция $E_3(x_3, y_3)$ строится в плоскости чувствительного слоя многоэлементного приемника излучения МПИ2.

Сигнал, соответствующий функции взаимной корреляции $s(x, y)$ и $r(x, y)$, с этого приемника поступает на микропроцессор МП, а затем на систему отображения СО.

Измеряя координаты пика корреляционной функции, можно определить положение объекта, а также скорость его движения. При наличии в угловом поле нескольких объектов, каждый из которых будет создавать свой корреляционный пик, можно построить алгоритм обработки сигналов так, чтобы идентифицировать отдельные объекты по скорости их видимого движения.

Адаптивные свойства коррелятора-преобразователя позволяют осуществлять слежение за объектами, меняющими свою ориентацию и масштаб изображения.

Корреляторы описанного типа позволяют решать задачи обнаружения, селекции и слежения за подвижными объектами в реальном масштабе времени. В отличие от ряда других известных когерентных корреляторов для них не требуются голографические элементы и специальные фазовые фильтры, они стабильны в работе. Важными достоинствами этих корреляторов являются сравнительно простая конструкция, возможность осуществлять согласованную фильтрацию, адаптируясь к виду оптического сигнала (изображения) путем принятия каждого предыдущего кадра за эталонное изображение для его корреляции с текущим кадром. Если цикл обработки сигнала принять коротким, так чтобы обнаруживаемый или отсле-

живаемый сигнал был стационарным в течение нескольких кадров, то в выходной плоскости коррелятора (на МПИ2) будет создаваться достаточно мощный сигнал.

Наиболее сложными компонентами схемы, представленной на рис. 6.25, являются многоэлементные приемники, ПВМ, а также Фурье-объективы. Определенные трудности может представить необходимость обеспечения широкого углового поля объектива с сохранением хорошего качества изображения по всему полю, а также обеспечение высокого и стабильного пространственного разрешения МПИ, то есть выбор приемника с большим числом элементов малых размеров.

6.8. Оптическая обработка сигналов в РЛС с синтезированной апертурой

В радиолокационных и акустических станциях бокового обзора, устанавливаемых на подвижных носителях (самолет, спутник, корабль) используется принцип апертурного синтеза, идея которого состоит в сочетании когерентного приема отраженных целью сигналов со сканированием достаточно большой области регистрации сигналов вследствие движения приемопередатчика сигналов, установленного на носителе. В результате достигается значительное увеличение угловой разрешающей способности $\Delta\Theta$ радио/звуколокатора, величина которой определяется отношением длины волны Λ излучения к размерам D антенны приемопередатчика.

$$\Delta\Theta \approx \frac{\Lambda}{D} = \frac{\Lambda}{Vt} = \frac{\lambda}{d}.$$

Эффективный размер D антенны локатора может быть искусственно увеличен («синтезирован») вследствие движения приемника излучения со скоростью v в течение времени t когерентного приема сигналов.

Принцип действия РЛС бокового обзора поясняется на рис. 6.26.

Сигналы, отраженные целью O , фиксируются вдоль линии движения самолета, при этом фаза опорного сигнала когерентного (гетеродинного или гомодинного) приемника постоянна и аналогична плоскому фронту опорной волны при записи радиоголограммы объекта в плоскости P на рис. 6.26. Амплитуда радиосигнала от точечного источника O соответствует пропусканию синусоидальной зонной пластинки Френеля,

$$t(x) \propto \cos \frac{2\pi}{\Delta L} (x - x_1)^2, \quad (6.105)$$

где x_1 – координата центра линии движения самолета.

Последующая обработка (когерентное суммирование и нелинейное преобразование) таких сигналов средствами электроники и вычислительной техники при большом объеме регистрируемой информации весьма затруднительна. В то же время, процесс построения радиоизображения цели можно воспроизвести оптическими методами, если изготовить оптический транспарант с амплитудным пропусканием T , аналогичным (6.105):

$$T(\xi) \propto \cos \frac{2\pi}{\lambda f} (\xi - \xi_1)^2, \quad (6.106)$$

При этом такой оптический транспарант является уменьшенной копией радиоголограммы точечного объекта с масштабным коэффициентом:

$$\frac{\xi - \xi_1}{x - x_1} = \frac{d}{D}. \quad (6.107)$$

При освещении транспаранта плоской световой волной, воспроизводящей форму опорного сигнала при записи радиоголограммы на рис. 6.26, в результате дифракции света формируется изображение O' исходного объекта (рис. 6.27) с угловым разрешением, определяемым формулой (6.85).

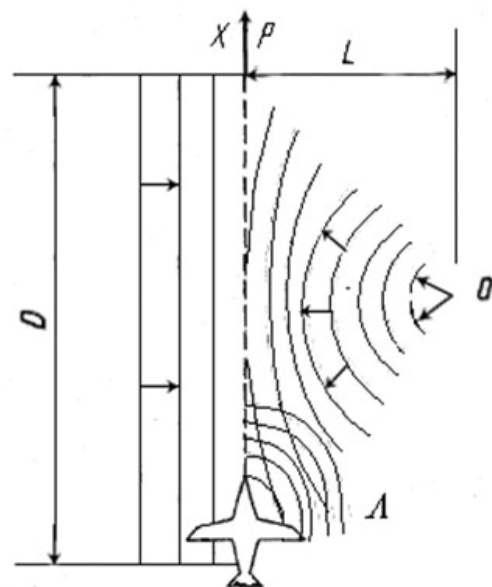


Рис. 6.26. Запись сигнала в РЛС бокового обзора, установленной на самолете

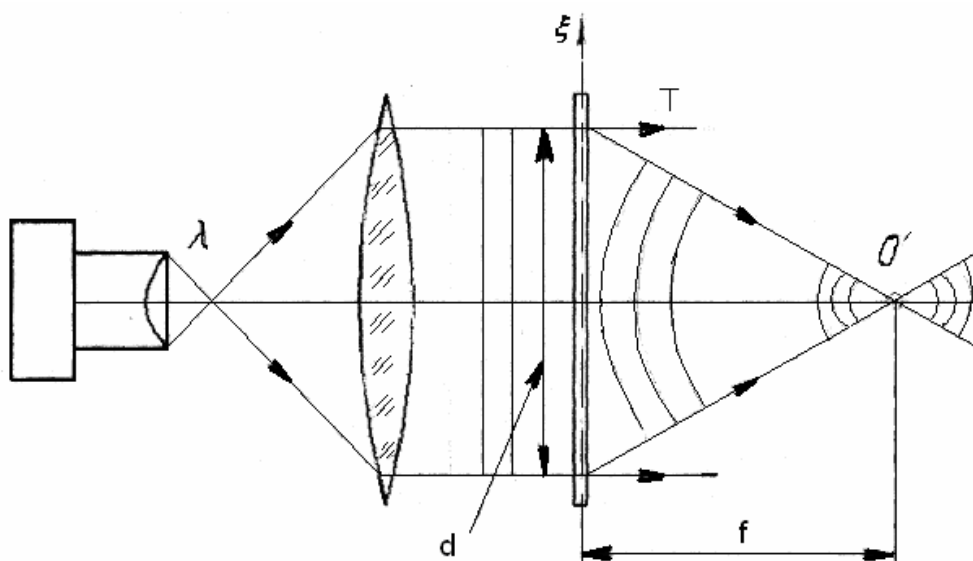


Рис. 6.27. Восстановление изображения в РЛС бокового обзора

Голограмма точечного объекта является аналогом амплитудной синусоидальной зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием f . При оптической обработке сигналов РЛС с синтезированной апертурой с помощью специальной техники изготавливаемся голограмма-транспарант, на которой регистрируется амплитудно-фазовая информация о распределении сложного радиочастотного поля, принимаемого подвижной РЛС. Восстановление радио-изображения источников производится при освещении такой голограммы когерентным пучком света. На практике в оптическом процессоре РЛС бокового обзора для дополнительной коррекции формы восстановленного волнового фронта используются цилиндрическая и коническая линзы.

Оптические системы записи и обработки информации в РЛС с синтезированной апертурой технически довольно сложны и дорогостоящи, тем не менее они имели несомненные достоинства до эпохи создания сверхвысокоскоростных компьютеров.

6.9. Пространственно-временные модуляторы света

Пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) изготавливаются в виде электрически (ЭУТ) либо оптически (ОУТ) управляемых оптических транспарантов (ОТ) и характеризуются следующими параметрами:

- размеры линейной апертуры, мм,
- число элементарных ячеек,
- разрешающая способность, линий/мм.
- рабочие и управляющие (для ОУТ) длины волн, нм.
- величина управляющего напряжения (для ЭУТ), В.
- коэффициент контраста (равен отношению разности максимального и минимального пропусканий транспаранта к их сумме),
- быстродействие (время релаксации ПВМС),
- нелинейность передаточной характеристики,
- шумы.

В основе действия современных ПВМС лежат различные температурные, электрооптические, магнитооптические, акустооптические и другие эффекты – явления Поккельса, Керра, Фарадея, дифракция Брэгга и др. Типичные размеры линейной апертуры ПВМС 20 – 30 мм.

Мембранный ЭУТ выполнен в виде двумерной решетки элементарных отражающих свет ячеек, устройство которых показано на рис. 6.28, а.

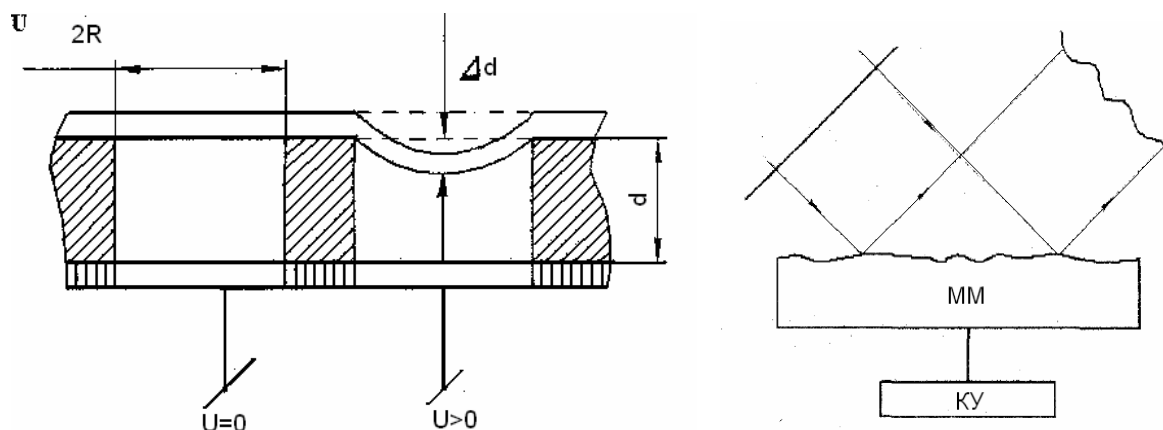


Рис. 6.28. Схема мембранного ЭУТ

Под действием электрического поля тонкая проводящая отражающая свет мембрана прогибается, при этом относительная величина прогиба равна

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{R^2}{F_S^2} U^2, \quad (6.108)$$

где U – напряжение, подаваемое на электрод ячейки;
 F_S – сила поверхностного натяжения пленки.

Методами технологии интегральной электроники изготавливаются мембранные ЭУТ с толщиной мембраны 0,1 мкм, радиусом ячейки 10 – 20 мкм, периодом решетки 40 – 50 мкм и общим числом ячеек, например, 128×128 . Величина прогиба мембраны составляет около одной десятой длины световой волны, что достаточно для заметной фазовой пространственной модуляции отраженного ЭУТ света (рис. 6.28, б). Управление ячейками ЭУТ производится посредством системы токопроводящих адресных шин с помощью электронного командного устройства (КУ), связанного с компьютером. Мембранный ЭУТ обеспечивает пространственное разрешение величиной около 20 линий/мм и обладает высоким быстродействием – время переключения ячеек до 0,1 мкс.

Разработаны ЭУТ в виде электровакуумных приборов с электронно-лучевым управлением пропускания функциональных устройств транспарантов. Одним из первых известных ЭУТ такого типа является ПВМС «Эйдофор», принцип действия которого поясняется на рис. 6.29.

Рабочая поверхность ПВМС «Эйдофор» выполнена в виде тонкой масляной (полимерной) пленки толщиной 0,2 – 0,6 мкм на поверхности стеклянной пластины. Под действием электронного пучка пленка испытывает локальные температурные деформации величиной около $\lambda/10$, что вследствие рефракции приводит к изменению направления светового луча,

проходящего через данный участок пленки. Посредством теневой («шлирен») системы, включающей два объектива с установленной между ними в центре фокальной плоскости диафрагмой («ножом Фуко», выполняющим роль фильтра нулевых пространственных частот), обеспечивается амплитудная модуляция проходящего через пластину пучка света.

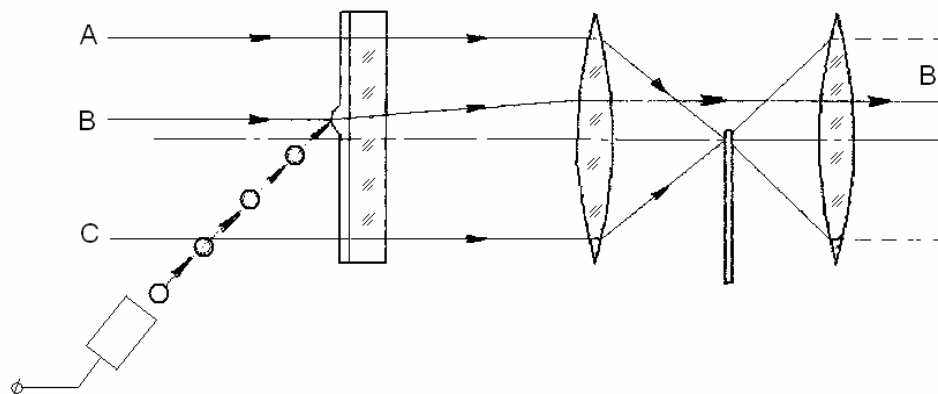


Рис. 6.29. Принцип действия ЭУТ «Эйдофор»

Хотя эффективность использования энергии источника света здесь невысока (около 1%), система «Эйдофор» обладает высокими, около 30 линий/мм, разрешающей способностью, контрастом 1:100 и быстродействием – смена кадра происходит в течение 0,03 с. Такая система впервые использовалась для проекции ТВ-изображений на большой экран.

Другим примером электровакуумного ЭУТ является ПВМС «Титус», в основе принципа действия которого лежит линейный электрооптический эффект Поккельса (рис. 6.30). Пластина из электрооптического кристалла $DKDP$ (KD_2PO_4), находящегося при температуре -60°C (для охлаждения кристалла применяются термоэлементы Пельтье), сканируется электронным лучом, который создает заданный рельеф электрического потенциала $V(x,y)$ (и соответствующее градиенту потенциала распределение локального электрического поля) вблизи поверхности кристалла. Под действием электрического поля, вследствие эффекта Поккельса, величина двулучепреломления в разных участках (x, y) кристаллической пластины прямо пропорциональна величине $E_Z \sim \nabla V(x, y)$ продольной составляющей напряженности электрического поля.

$$\Delta n_{x,y} = n_x - n_y = n^3 r E_Z(x, y). \quad (6.109)$$

Здесь n – показатель преломления;

r – электрооптический коэффициент;

E_Z – локальная напряженность электрического поля.

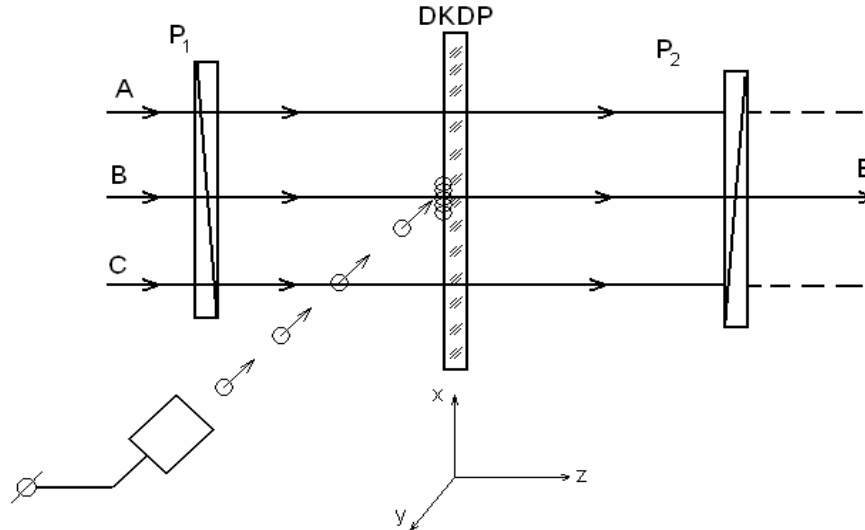


Рис. 6.30. ПМВС «Титус»

Пластина кристалла помещается между скрещенными линейными поляризаторами P_1 и P_2 (рис. 6.30), при этом распределение мощности излучения в плоскости сечения пучка света на выходе такой оптической системы представляется формулой

$$I(x, y) = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi V(x, y)}{2 V_0}\right), \quad (6.110)$$

где V_0 – полуволновое напряжение;

$V(x, y)$ – разность потенциалов в области (x, y) поверхности пластины.

ЭУТ «Титус» может использоваться в качестве амплитудного, либо фазового (при отсутствии линейного поляризатора на выходе системы) пространственного модулятора с разрешающей способностью около 30 линий/мм, временем переключения 10 мкс, коэффициентом контраста 1:100.

ЭУТ на основе электрооптической керамики обладают преимуществами перед электровакуумными ПМВС, благодаря сравнительно низкой стоимости. Рабочим материалом здесь является пластина из поликристалла цирконата-титаната свинца, легированного лантаном, толщиной около 100 мкм. В такой пьезокерамике образуются области спонтанной электрической поляризации (домены), вектора ориентации которых в отсутствие внешнего поля расположены хаотично (рис. 6.31, а). При прохождении света через такую пьезокерамическую пластину состояние поляризации света изменяется незначительно, так как средняя величина двулучепреломления при этом близка к нулю. При действии внешнего электрического поля, что обеспечивается созданием потенциального рельефа решеткой прозрачных электродов на поверхности ЭУТ, направления векторов спонтанной поляризации

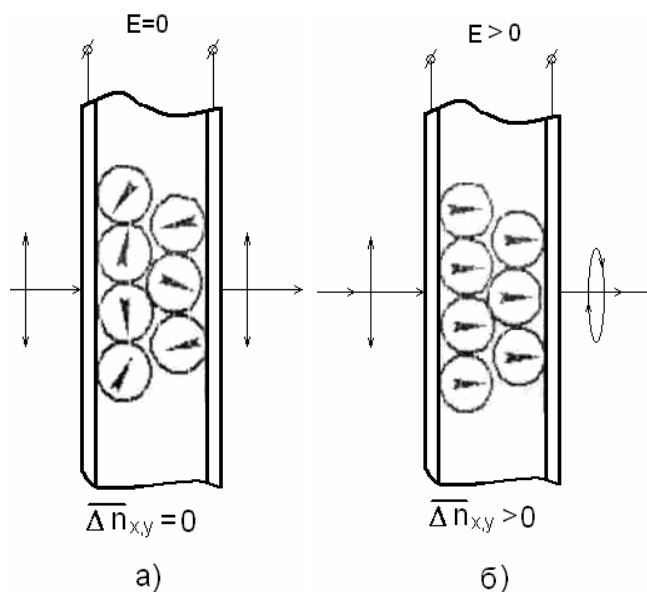


Рис. 6.31. Пьезокерамический ЭУТ

доменов керамики выстраиваются вдоль вектора внешнего поля. Вследствие продольного электрооптического эффекта Поккельса в разных участках пластины средняя величина двулучепреломления становится отличной от нуля, что приводит к изменению поляризации света, проходящего через данный участок ЭУТ (рис. 6.31, б). Пьезокерамические ЭУТ содержат до 10 000 ячеек размерами $0,3 \times 0,3$ мм, прозрачны в широком диапазоне длин волн 0,6 – 6,0 мкм, характеризуются высоким (1:500) контрастом и высокой (до 0,1 мс) скоростью срабатывания.

Одним из первых оптически управляемых ПМВС явился ОУТ «Фототитус», принцип действия которого поясняется на рис. 6.32.

Одним из первых оптически управляемых ПМВС явился ОУТ «Фототитус», принцип действия которого поясняется на рис. 6.32.

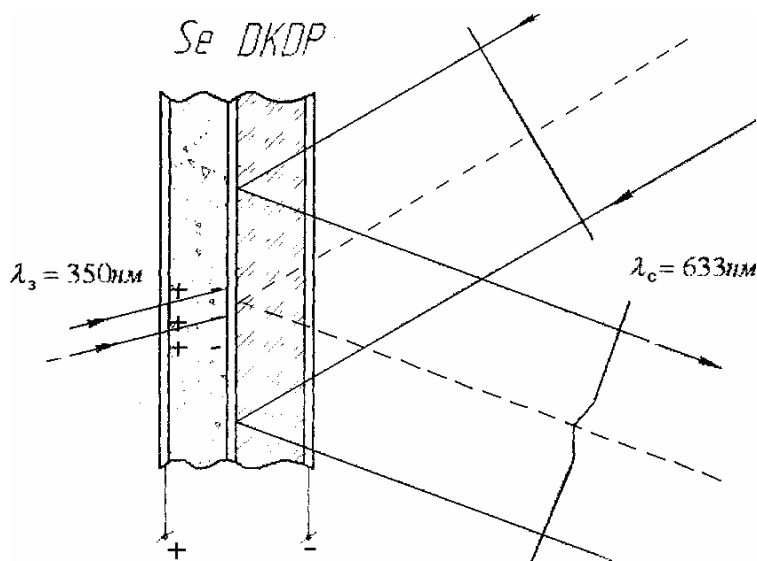


Рис. 6.32. ОУТ «Фототитус»

В основе действия такого ОУТ лежит продольный электрооптический эффект Поккельса в тонкой, толщиной 0,15 мм, пластине кристалла DKDP. В отличие от ЭУТ «Титус», пространственный зарядовый рельеф вблизи поверхности кристалла создается не электронным пучком, а электрическими зарядами, возникающими в результате внутреннего фотоэффекта в слое фотопроводника – селена, находящегося в контакте с кри-

сталлом. Между слоем селена толщиной 10 мкм и кристаллом DKDP расположено диэлектрическое зеркало (многослойное интерференционное покрытие) с высоким коэффициентом отражения на длине волны считывания 633 нм. Разность потенциалов прозрачных электродов, расположенных на внешних поверхностях ОУТ, около 100 В. Поглощение излучения на длине волны записи 300 – 400 нм вызывает образование электронов проводимости в слое селена, которые под действием внешнего электрического поля дрейфуют к границам пластины и создают требуемый пространственный зарядовый рельеф, следовательно, и различной величины продольное электрическое поле в пластине кристалла. В результате искусственного двулучепреломления в кристалле осуществляется пространственная модуляция поляризации излучения считывающего пучка света. ОУТ «Фототитус» при апертуре 30 мм имеют разрешение до 40 линий/мм, контраст 1:100. Недостатком этого ОУТ является необходимость охлаждения кристалла до $-50\text{ }^{\circ}\text{C}$ (ниже точки Кюри).

Примером ПВМС, в котором используются как электрооптические так и полупроводниковые свойства одного кристалла является ОУТ «ПРОМ», принцип действия которого поясняется на рис. 6.33.

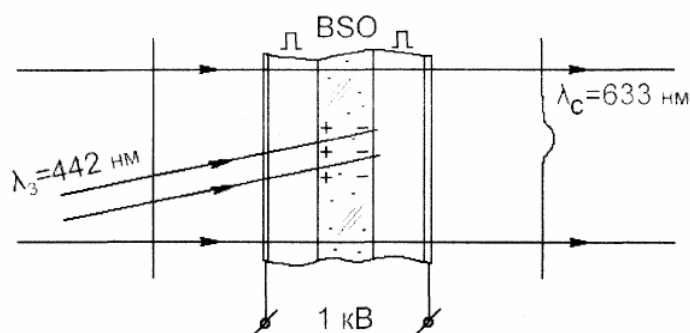


Рис. 6.33. ОУТ «ПРОМ»

Основой ПВМС ПРОМ является пластина из высокоомного кристалла силиката либо германата висмута (BSO) толщиной 100 мкм. По бокам пластины размещены слои изоляторов (органический диэлектрик парилон толщиной 3 мкм) и прозрачные электроды. В режиме записи при освещении участка кристалла синим или ультрафиолетовым светом ($\lambda = 442\text{ нм}$) в результате внутреннего фотоэффекта образуются носители заряда, которые под действием внешнего поля дрейфуют к границам кристалла и захватываются ловушками, создавая в соответствующем участке кристалла заданный рельеф электрического потенциала. Локальное электрическое поле вследствие продольного электрооптического эффекта Поккельса создает

искусственное двулучепреломление в кристалле, приводящее к фазовой или амплитудной (при использовании внешних поляризаторов) пространственной модуляции считывающего света на длине волны 633 нм. ОУТ «ПРОМ» характеризуется высоким контрастом (лучше 1:1000) и низким, до 10 линий/мм пространственным разрешением. Такие ПВМС обычно используются для преобразования некогерентного изображения в когерентное, например, на длине волны гелий-неонового лазера, равной 633 нм.

Помимо отмеченных типов ПВМС, в настоящее время разработаны и постоянно совершенствуются управляемые пространственные модуляторы на основе термопластиков, жидких кристаллов, магнитооптических материалов, полупроводниковых структур и др. Благодаря использованию современных технологий оптики и микроэлектроники, в последние годы в этих областях достигнуты весьма высокие характеристики таких устройств.

Акустооптические модуляторы и спектроанализаторы

С целью амплитудной, фазовой и частотной модуляции света в оптических системах обработки информации нередко используются акустооптические модуляторы (АОМ). Действие АОМ основано на дифракции света на динамической фазовой дифракционной решетке, образующейся в результате распространения в оптически прозрачной среде акустических волн. Так бегущая акустическая волна создает в изначально однородной среде периодические изменения плотности, следовательно, и изменения показателя преломления среды,

$$n(z) = n_0 + \Delta n \sin[2\pi F(t - \frac{z}{V})], \quad (6.111)$$

где n_0 – средний показатель преломления материала;
 F – частота волны;
 V – скорость звуковой волны.

Амплитуда модуляции показателя преломления среды равна

$$\Delta n = -\frac{n_0^3}{2} p \sqrt{\frac{2W}{CV}}, \quad (6.112)$$

где p – упругооптическая постоянная среды;
 W – мощность звука;
 C – модуль упругости материала звукопровода.
 Длина Λ звуковой волны в таком звукопроводе равна

$$\Lambda = V / F. \quad (6.113)$$

В зависимости от числа образующихся дифракционных порядков, различают многопорядковый (Рамана – Ната) и однопорядковый (Брэгга)

режимы дифракции света на объемных фазовых периодических структурах. Границы этих режимов определяются значением безразмерного параметра Кляйна – Кука:

$$Q = \frac{2\pi\lambda T}{n_0\Lambda^2}, \quad (6.114)$$

где T – поперечные размеры звукопровода;
 λ – длина волны дифрагирующего света.

Режим дифракции Рамана – Ната достигается при малых значениях $Q \approx 1$, режим Брэгга при $Q \approx 10$. Благодаря высокой эффективности дифракции, наиболее практичен режим дифракции – Брэгга, схема которого показана на рис. 6.34.

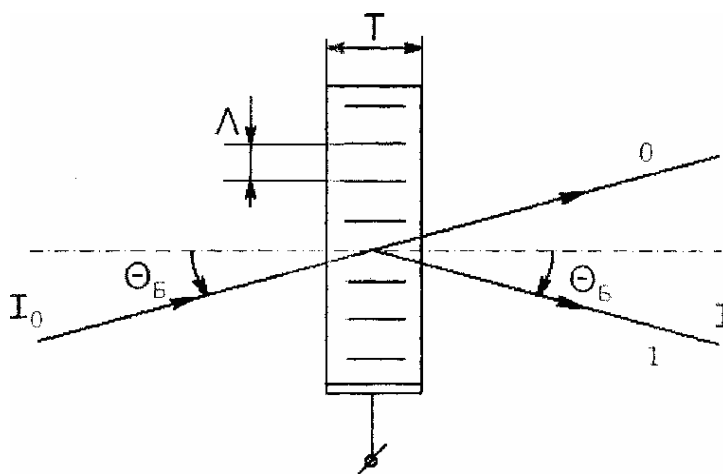


Рис. 6.34. Дифракция Брэгга на акустической объемной дифракционной решетке

Бегущая акустическая волна создается пьезоэлектрическим излучателем звука, закрепленным на нижнем торце звукопровода. На противоположном верхнем горце звукопровода обычно размещается поглотитель звука. В фиксированный момент времени распределение величины показателя преломления вдоль оси звукопровода показано на рис. 6.35.

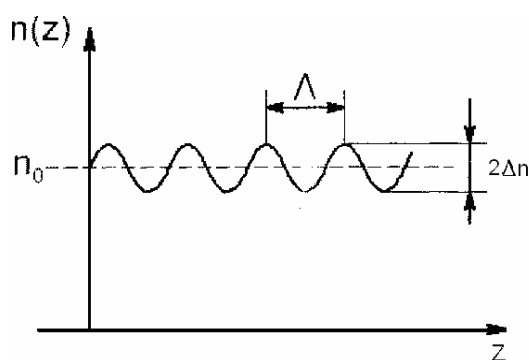


Рис. 6.35. Фазовая дифракционная решетка, образованная акустической волной в фиксированный момент времени

Для эффективной дифракции необходимо выполнение специального соотношения (условия Брэгга) между длиной волны λ дифрагирующего света, периодом Λ решетки и углом Θ_A падения света на дифракционную решетку:

$$\lambda = 2n_0\Lambda \sin \Theta_A, \quad (6.115)$$

где Θ_A – угол падения света, измеренный в среде (угол Брэгга).

Дифракционная эффективность η , равная отношению I мощности дифрагированного света к мощности I_0 падающего света, у пропускающих фазовых решеток Брэгга периодически зависит от толщины T звукопровода и других параметров дифракции.

$$\eta = \frac{I}{I_0} = \eta_0 \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n T}{\lambda \cos \Theta_A} \right). \quad (6.116)$$

Изменяя мощность W акустической волны в звукопроводе (см. (6.112)), можно достичь величины аргумента синуса в (6.116), равной $\pi/2$, при этом эффективность η дифракции света может приближаться к 100 %.

Отличительной особенностью дифракции Брэгга являются высокие угловая (рис.6.36, а) и спектральная (рис. 6.36, б) селективности дифракции.

Для пропускающей решетки Брэгга спектральная селективность $\Delta\lambda/\lambda$ дифракции определяется соотношением

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2n_0T \sin \Theta}, \quad (6.117)$$

а угловая селективность $\Delta\Theta$ соотношением

$$\Delta\Theta = \frac{\lambda}{2n_0T \cos \Theta}. \quad (6.118)$$

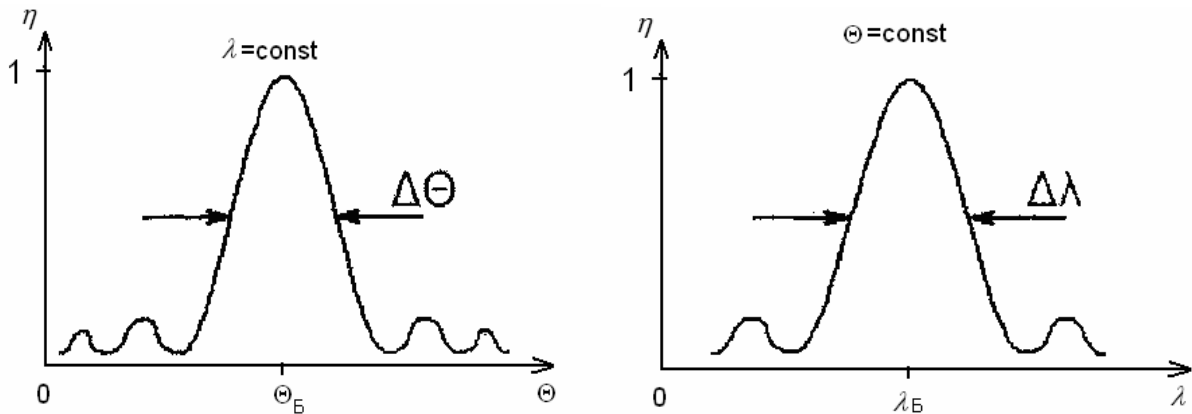


Рис. 6.36. Угловая (а) и спектральная (б) селективности дифракции

Заметим, что при дифракции света на бегущей акустической волне частота света, дифрагирующего в первом порядке, всегда сдвинута относительно частоты падающего света на величину частоты звуковой волны. При этом знак смещения частоты, подобно эффекту Доплера, определяется направлением звука относительно падающего луча света (например, на рис. 6.34 частота дифрагированного света меньше частоты падающего света на величину F). Это свойство используется в устройствах плавной регулировки частоты света, применяемых в интерферометрах, системах оптического гетеродинирования, в волоконных гироскопах и др.

Акустооптические модуляторы, действующие в режиме дифракции Брэгга, используются в качестве устройств ввода информации в оптические корреляторы СВЧ-сигналов. Например, при подаче на брэгговский ультразвуковой преобразователь линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала, АОМ приобретает свойства цилиндрической фокусирующей линзы (рис. 6.37) На рисунке падающий свет имеет расходимость большую, чем угловая селективность дифракции.

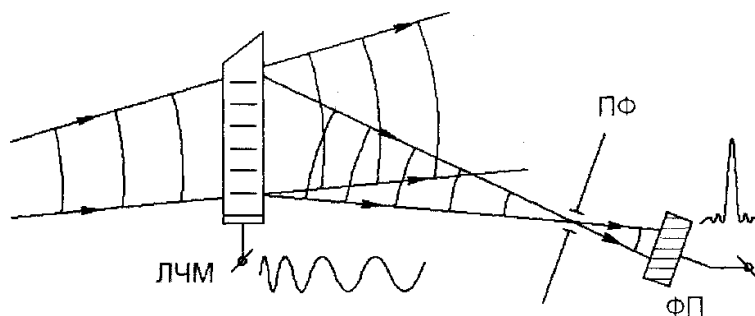


Рис. 6.37. АОМ, возбуждаемый линейно-частотно-модулированным сигналом

Расположив в фокальной плоскости такой акустической линзы диафрагму с отверстием в точке фокуса и фотоприемник, получаем коррелятор (согласованный фильтр) ЛЧМ-сигнала заданных формы и частоты. При этом диафрагма здесь играет роль оптического пространственного фильтра (ПФ), согласованного с принимаемым сигналом, а фотоприемник, расположенный за диафрагмой, регистрирует сигнал отклика такого фильтра.

Пример применения АОМ в спектроанализаторе СВЧ-сигналов с несущей частотой в десятки-сотни (или более) МГц показан на рис. 6.38.

Радиочастотный СВЧ-сигнал возбуждает в звукопроводе акустические колебания, пространственный спектр которых определяется спектром СВЧ-сигнала и передаточной характеристикой электроакустического преобразователя. При освещении АОМ расходящимся светом в фокальной плоскости линзы формируется Фурье-спектр оптического сигнала, дифрагирующего на АОМ. Каждой Фурье-гармонике этого спектра соответству-

ет определенная Фурье-компонента спектра анализируемого СВЧ-сигнала. Распределение мощности света в фокальной плоскости линзы, отображающее спектр СВЧ-сигнала, регистрируется, например, с помощью линейки ПЗС.

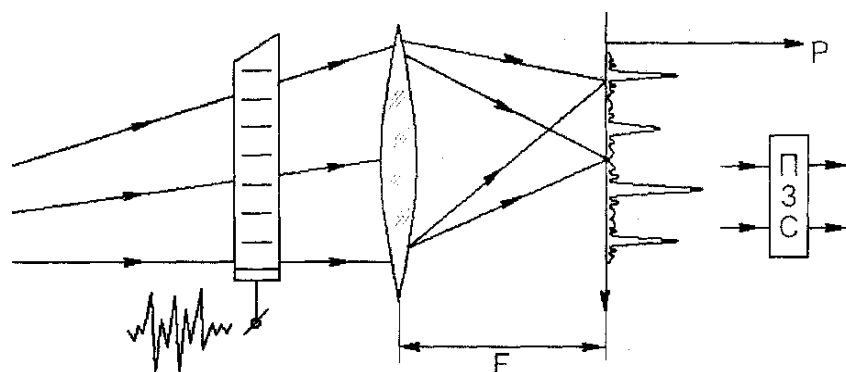


Рис. 6.38. Оптический спектральный анализатор СВЧ-сигналов

6.10. Фотохромные материалы

Первые фотохромные линзы появились в 1964 г. С середины 60-х гг. XX века характеристики фотохромных линз улучшились, и, кроме минеральных, выпускаются и органические (пластиковые) фотохромные линзы. Лидирующего положения в области производства фотохромных очковых линз на мировом рынке достигли две фирмы: «Корнинг» (Франция) по производству минеральных фотохромных линз и Transitions Optical в области пластиковых фотохромных линз.

Основным отличительным свойством фотохромных стекол является зависимость их коэффициента пропускания от величины падающего на них светового потока. Физическая основа этого процесса та же самая, что и при процессе фотографирования: разложение галоидного серебра под действием света. Красящие центры в фотохромных стеклах – частицы металлического серебра. Однако принципиальное отличие заключается в обратимости процесса в фотохромных стеклах, в то время как обычную фотоэмульсию можно «засветить» только один раз. Причина состоит в невозможности перемещения галогена в стекле на большие расстояния. Галоген (обычно хлор) остается в достаточной близости от микрокристаллов серебра и после прекращения действия световых фотонов рекомбинирует с серебром, то есть прежнее пропускание восстанавливается.

Фотохромные стекла на основе галоидов серебра представляют собой двухфазные системы. В стеклах, на первый взгляд прозрачных, элек-

тронный микроскоп обнаруживает огромное количество неоднородностей в форме капель размером 50 – 300 нм, разделенных второй стеклофазой, толщина прослоек которой составляет примерно 600 нм. В 1 см³ стекла насчитывается 1×10^{15} таких неоднородностей. Подобная структура в стекле развивается только в процессе его вторичной термической обработки, которая является обязательной стадией в технологии фотохромных стекол. Только после этой обработки стекло и приобретает фотохромные свойства. Галоидное серебро при этом вытесняется в поверхностные слои каплеобразной фазы. Под действием активирующего излучения происходит фотохимическое разложение микрокристаллов галоидного серебра с образованием металлической серебряной фазы вокруг стеклянного ядра.

Для изготовления очковых линз наиболее подходящими фотохромными стеклами являются ФХС3 и ФХС6 – фотохромные стекла, активированные микрокристаллами AgHal, ФХС7 и ФХС8 – фотохромные стекла, активированные микрокристаллами CuCl.

Рассмотрим основные параметры фотохромных материалов с позиций использования их в очковой оптике.

Диапазон изменения коэффициента светопропускания (или коэффициента светопоглощения) определяется его наименьшей и наибольшей величинами (в самом прозрачном и самом темном состоянии) при облучении фотохромного материала определенной толщины (обычно 2 мм) источником излучения, близким по спектру к солнечному излучению.

Отношение максимального коэффициента светопропускания (или светопоглощения) к минимальному характеризует **контраст** фотохромного материала. Для универсальных фотохромных материалов значение этого параметра составляет 3:1.

Коэффициенты поглощения или **пропускания** определяются обычно при температуре 20 или 25 °С. При повышении температуры коэффициент светопоглощения уменьшается. Так, при температуре 40 °С он может снизиться на 10 – 15 %. Физически снижение контраста при повышении температуры можно объяснить следующим образом. Фотохромия представляет собой двухфазный фотохимический процесс. В первой фазе фотохромные молекулы изменяют свою пространственную конфигурацию в ответ на воздействие излучения определенных длин волн. Как только интенсивность излучения снижается, молекулы во второй фазе процесса возвращаются в исходное состояние. При повышении температуры фотохромные молекулы могут возвратиться в исходное состояние (высокий коэффициент пропускания) за счет возрастания собственной кинетической энергии, а не изменения интенсивности излучения.

Для лучших сортов фотохромных материалов типичное время на потемнение при засветке обычно составляет около 1 мин, а на осветление при размещении в темноте и изменениях коэффициента поглощения на 70 – 80 % от максимального диапазона – около 5 мин. Считается, что глаз замечает 40%-ное изменение коэффициента пропускания в сравнении с исходным состоянием. Лучшие сорта фотохромных материалов такое «минимально заметное на глаз» изменение коэффициента пропускания обеспечивают за 10 – 30 с.

По кривым переходных процессов также можно судить и о контрасте фотохромного материала, и о влиянии температуры на его свойства.

Цвет фотохромного материала – следующий параметр. Основными цветами современных фотохромных материалов являются серый и коричневый различных оттенков. Очковые линзы такой окраски составляют абсолютное большинство на международном и российском рынке. Значительно реже встречается красно-коричневый («медный») цвет.

Важными эксплуатационными параметрами фотохромного материала являются **хрупкость и стойкость к образованию царапин**. Известно, что твердость материалов оценивается по минералогической шкале твердости (шкале Мооса), согласно которой твердость материала определяется методом царапания эталоном по гладкой поверхности испытуемого материала. Шкала Мооса имеет 10 разрядов, эталонами которых являются 10 минералов, расположенных в порядке возрастания твердости (табл. 6.1).

Таблица 6.1

Шкала Мооса

Разряд	Эталон
1	Тальк
2	Гипс
3	Кальцит
4	Флюорит
5	Апатит
6	Ортоклаз
7	Кварц
8	Топаз
9	Корунд
10	Алмаз

Минеральные фотохромные материалы имеют твердость по Моосу в пределах 5,5 – 6, пластиковые – 3 – 4.

Для применения фотохромного материала в очковой оптике важна его **спектральная характеристика**. На рис. 6.39 представлены типичные

спектральные характеристики коэффициента пропускания качественного универсального серого фотохромного стекла в двух состояниях - прозрачном и затемненном.

Коэффициент пропускания серых фотохромных стекол в просветленном состоянии в видимом диапазоне практически не зависит от длины волны падающего излучения. Фотохромные стекла коричневого цвета, как правило, на длине волны около 520 нм, имеют относительно узкую линию поглощения. Спектральные характеристики качественных фотохромных материалов отличаются плавным ходом кривых, без заметных колебаний величины коэффициентов пропускания. В противном случае появляются нежелательные цветовые оттенки, смешивающиеся с основным тоном.

Приведенные на рис. 6.39 кривые спектрального пропускания свидетельствуют о достаточно сильном поглощении фотохромным стеклом ультрафиолетового излучения, и это обстоятельство отмечается как достоинство фотохромных материалов, обеспечивающих эффективную защиту глаз от УФ-излучения. В затемненном состоянии фотохромные материалы обеспечивают полное поглощение ультрафиолетового излучения УФВ-диапазона и 97 %-ное поглощение УФА-диапазона.

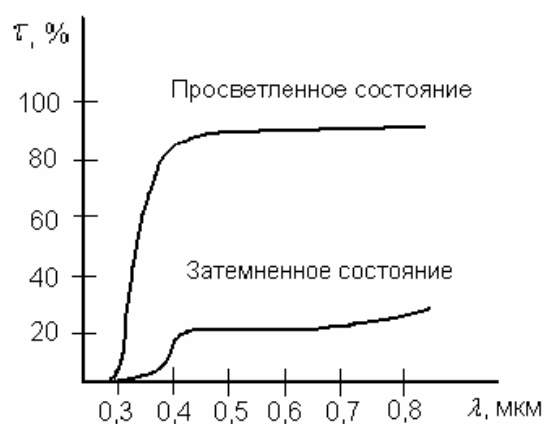


Рис. 6.39. Типовая спектральная характеристика коэффициента пропускания качественного универсального серого фотохромного стекла

Как и любой материал для изготовления очковых линз, фотохромные материалы характеризуются **показателем преломления и коэффициентом основной средней дисперсии**. В таблице 6.2 приведены значения этих параметров для некоторых минеральных и органических фотохромных материалов.

Таблица 6.2

Оптические характеристики некоторых фотохромных материалов зарубежных фирм

Наименование материала	n	Ve	Плотность, г/см ³
GRIN GREY	1,52		2,7
PHOTOBROWN (Corning)	1,60	45	2,8
SUNSENSOR	1,56	40	1,16
1,52-PHOTO (Tokai Optecs)	1,52	52	1,22
Spektralite (Sola Optical)	1,54	47	1,21

Фотохромные материалы для изготовления очковых линз делятся на минеральные, пластиковые и композитные.

Плотность минеральных фотохромных стекол обычно составляет 2,7 – 2,8 г/см³, у некоторых марок снижена до 2,38 г/см³ (марки ФОТО-ГРЕЙ СИН&ДАРК), а пластиковых фотохромных стекол – примерно 1,2 г/см³. Три последних материала в табл. 6.2 являются пластиковыми.

Результаты сравнения характеристик отечественных марок фотохромных стекол с зарубежными приведены в табл. 6.3.

Таблица 6.3

Сравнительные характеристики отечественных и зарубежных марок фотохромных стекол

Марка стекла	Показатель преломления	D_0	ΔD_3	Kp_3 , %	$\lambda_{кр}$, нм
ФХС3	1,5	0,1	0,5	65	550
ФХС6	1,49	0,05	0,5	30	420
Гелиовар	1,525	0,05	0,6	45	420
Photobrown	1,525	0,15	0,35	75	420
Photogrey	1,525	0,2	0,5	75	420
ФХС7	1,49	0,1	0,65	50	1100
ФХС8	1,525	0,1	0,75	50	1100

В таблице приняты следующие обозначения:

D_0 – исходная (перед воздействием активирующего излучения) оптическая плотность;

ΔD_3 – приращение оптической плотности за 3 мин. воздействия активирующего излучения;

Kp_3 – критерий релаксации, характеризующий, насколько полно произошло обесцвечивание за 3 мин. темнового обесцвечивания;

$\lambda_{кр}$ – длина волны, характеризующая границу светочувствительности при активации.

Анализ данных, приведенных в таблице, позволяет сделать вывод, что по большинству показателей российские галоидомедные фотохромные стекла не уступают лучшим образцам зарубежных стекол, активируемых солями серебра. Галоидомедные стекла ФХС7 и ФХС8 имеют фактически такое же, как и серебряные стекла, исходное пропускание. По скорости и степени потемнения стекла ФХС7 и ФХС8 характеризуются достаточно близкими показателями к взятым для сравнения зарубежным маркам стекол. Но по скорости обратных процессов показатели стекол ФХС7 и ФХС8 уступают зарубежным – практически полное обесцвечивание в темноте достигается за 3 – 4 часа, а за 3 минуты нахождения в темноте обесцвечи-

вание составляет 50 %. Но вместе с тем, светочувствительность стекол ФХС7 и ФХС8 простирается до ИК-области спектра, тогда как серебряные фотохромные стекла светочувствительны только в УФ- и коротковолновой видимой частях спектра. Последнее свойство медных фотохромных стекол открывает возможность использования их в кабинах автомобилей, самолетов и так далее, такие стекла защищают глаза человека от искусственных источников излучения, например, они могут быть использованы для защиты глаз пожарников и людей, работающих с высокотемпературными источниками излучения.

Интересной особенностью фотохромных стекол является то обстоятельство, что спектральная характеристика коэффициентов пропускания фотохромного стекла подобна аналогичной характеристике хрусталика глаза человека. Поэтому линзы из фотохромного стекла могут быть использованы в качестве искусственной защиты от УФ-излучения для лиц с удаленным хрусталиком или в тех случаях, когда имплантированный хрусталик не содержит УФ-защиты.

Отмечено, что благодаря крутой границе поглощения в области 380 – 400 нм, линзы из фотохромного стекла повышают разрешающую способность глаза, что обусловлено уменьшением хроматической аберрации и снижением светорассеяния, наиболее сильно проявляющегося в синей области спектра. Экспериментальные измерения в натуральных условиях показали, что контрастная чувствительность глаза при использовании фотохромного стекла ХС8 составила 117 ± 2 % по сравнению с наблюдением без очков.

Указанные выше свойства фотохромных стекол расширяют возможности их применения.

Минеральные (силикатные, неорганические) фотохромные стекла по сравнению с пластмассовыми являются более прочными, устойчивыми к образованию царапин и характеризуются более высокой стабильностью фотохромных свойств во времени.

Органические (пластиковые) фотохромные линзы в полтора-два раза легче минеральных, но они менее прочны, их фотохромные свойства уменьшаются со временем (за один-два сезона). Для изготовления органических фотохромных линз созданы специальные мономеры, подобные материалу CR39, например, так называемый кополимер к CR39 марки CR307 или другие материалы на его основе (например, Spektralite).

Технологический процесс получения органического фотохромного материала осуществляется в условиях пылезащищенных помещений. В по-

верхность заготовок линз из исходного материала производится внедрение фотохромных частиц на глубину до 0,15 мм, которые становятся неотъемлемой составляющей пластмассовой структуры.

Композитные фотохромные материалы представляют собой слоистую структуру из пластика, размещенного между тонкими слоями фотохромного минерального стекла, и пока обладают малым контрастом, могут быть весьма чувствительны даже к небольшой деформации (изгибу) легких металлических оправ и склонны к образованию краевых сколов.

Фотохромные очковые линзы делятся на три потребительских класса.

– Универсальные фотохромные линзы, обладающие наибольшей прозрачностью в темноте (коэффициент пропускания от 9 до 14 %) и высоким коэффициентом поглощения при засветке (до 73 – 78 %). К этому классу относятся:

- PHOTOBROWN EXTRA;
- PHOTOGRAY EXTRA («CORNING»);
- PHOTOSOLAR SUPERBROWN;
- PHOTOSOLAR SUPERGREY («DESAG»);
- REACTOLICHT PLUS («PILKINTON»).

– Следующий класс фотохромных линз на международном рынке получил название линз класса «Сити». Они имеют высокий коэффициент пропускания в темноте, который при засветке увеличивается лишь до 40 – 50 %. Эти линзы обеспечивают в основном лишь декоративный эффект слегка тонированных линз и по этой причине находят сравнительно малое применение. К этому классу относятся:

- PHOTOBROWN CITY («CORNING»);
- композитные линзы «ESSILOR».

– Солнцезащитные фотохромные линзы – в этих линзах исходный коэффициент пропускания в темноте составляет 30 – 58 %, а в условиях высокой освещенности коэффициент светопоглощения достигает 82 – 86 %. Известными марками этого класса фотохромных линз являются:

- XDF LICHT GRAY;
- XDF LICHT BROWN;
- XDF DARK GRAY («CORNING»).

Линзы марок XDF имеют хорошую цветопередачу и удовлетворяют требованиям международных стандартов к распознаванию сигналов светофора. Кроме того, в качестве солнцезащитных линз эффективно используются универсальные фотохромные линзы с дополнительными покрытиями.

Из фотохромных материалов изготавливаются как афокальные линзы, так и корригирующие различных рефракций.

Например, Суксунский оптико-механический завод изготавливает солнцезащитные и корригирующие линзы из следующих материалов: «Экстра» Photogrey и Photobrown, Photogrey 16 и 16/45, XDF, фотохромного стекла тонкого и темного (Thin & Dark), стекло Green Gray, Bifi Brown. ЗАО «Аргус» (г. Снежинск) выпускает линзы из фотохромных материалов фирм Corning (Sunsitive) и Schott Desag AG (марки PSSB, PSSG).

Оценивая в целом основное свойство фотохромных линз – изменять коэффициент пропускания под действием падающего излучения – необходимо отметить, что самым крупным недостатком современных фотохромных линз является низкая скорость перехода от темного цвета к прозрачности. Время последействия порой достигает нескольких минут, и, кроме того, у минеральных линз не достигается полная прозрачность в центре. Основным направлением совершенствования фотохромных материалов является именно уменьшение времени релаксации. Вместе с тем, для уменьшения толщины линз создаются фотохромные материалы с повышенным коэффициентом преломления (1,6 и более), а для получения большого контраста – с менее выраженной зависимостью коэффициента поглощения от температуры.

В настоящее время фотохромными линзами в Европе пользуются только 12 – 15 % потребителей очковой оптики. Вероятно, по мере совершенствования параметров фотохромных материалов этот процент будет увеличиваться.

ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАНЯТИЯ

1. Источники света. Основные характеристики источников света

1.1. Основные формулы

Сила светового давления на поверхность

$$F = p \cdot S, \quad (1)$$

где p – световое давление;
 S – площадь поверхности.

Световое давление определяется по формуле

$$p = \frac{E_l(\rho + 1)}{c}, \quad (2)$$

где E_l – энергетическая освещенность;
 ρ – коэффициент отражения;
 c – скорость света в вакууме.

Поток излучения

$$\hat{O}_l = \frac{h \cdot c \cdot n_1}{\lambda} = E_l \cdot S, \quad (3)$$

где $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка;
 n_1 – число фотонов;
 λ – длина волны.

Скорость света в среде

$$v = c/n, \quad (4)$$

где n – показатель преломления.

Энергетическая светимость абсолютно черного тела

$$R_l = \sigma T^4, \quad (5)$$

где $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²·К⁴,
 T – термодинамическая температура.

Закон смещения Вина

$$\lambda_0 = b/T, \quad (6)$$

где $b = 2,9 \cdot 10^{-3}$ м·°К постоянная закона смещения Вина.

1.2. Задачи

1. Определить коэффициент отражения ρ поверхности, если при энергетической освещенности $E_l = 120$ Вт/м² давление на нее от воздействия источника света оказалось равным 0,5 мкПа.

2. Определить энергетическую освещенность (облученность) E_l зеркальной поверхности, если давление p , производимое излучением источника света, равно 40 мкПа. Излучение падает нормально к поверхности.

3. Давление источника света, производимое на зеркальную поверхность с площадью 8 мм^2 , $p = 5 \text{ мПа}$. Определить концентрацию n_0 фотонов вблизи поверхности, если длина волны света, падающего на поверхность, $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$.

4. На зеркальную поверхность площадью $S = 6 \text{ см}^2$ падает нормально поток излучения $\hat{O}_l = 0,8 \text{ Вт}$. Определить давление p и силу давления F света на эту поверхность.

5. Излучение с длиной волны $\lambda = 600 \text{ нм}$ нормально падает на зеркальную поверхность и производит на нее давление $p = 4 \text{ мкПа}$. Определить число N фотонов, падающих за время $t = 10 \text{ с}$ на площадь $S = 1 \text{ мм}^2$ этой поверхности.

6. Определить скорость света, излучаемого источником света, в средах с показателями преломления $n = 1,33; 1,4; 1,45$. Найти оптические длины волн в этих средах, если геометрическая длина пути $l = 0,5 \text{ мм}$.

7. Давление света, создаваемое источником света при падении на зеркальную поверхность, $p = 5 \text{ мПа}$. Определить концентрацию фотонов вблизи поверхности, если длина волны света, падающего на поверхность, $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$.

8. Давление света, создаваемое источником света при падении на зеркальную поверхность $S = 0,5 \text{ мм}^2$, $p = 3 \text{ мПа}$. Определить объемную плотность излучения и силу давления, испытываемую этой поверхностью.

9. На сколько процентов уменьшается интенсивность света, излучаемого источником света, после прохождения через призму Николя, если потеря света составляет 10 %.

10. Длина волны, на которую приходится максимум энергии в спектре излучения черного тела, $\lambda = 0,58 \text{ мкм}$. Определить энергетическую светимость (излучательность) R_l поверхности тела.

2. Некогерентные источники света

2.1. Основные формулы

Мощность на выходе СИД

$$P = a(I_m - b \cdot I_m^2), \quad (1)$$

где $a = 10^{-2} \text{ Вт/А}$;

$$b = 2A^{-1};$$

I_m – амплитуда тока.

Формула тонкой линзы

$$\pm \frac{1}{F} = \frac{1}{d} \pm \frac{1}{f}, \quad (2)$$

где F – фокусное расстояние.

Уравнение Эйнштейна для фотоэффекта

$$h\nu = A + \frac{m\nu^2}{2}, \quad (3)$$

где ν – скорость фотоэлектронов;

A – работа выхода;

m – масса электрона.

Энергия фотона

$$\varepsilon = hc/\lambda. \quad (4)$$

Кинетическая энергия электрона

$$T = \frac{m_0\nu^2}{2} \quad (5)$$

или

$$T = E_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right), \quad (6)$$

где $E_0 = 0,51$ МэВ – энергия покоя электрона;

$$\beta = \nu/c$$

Если энергия фотона много меньше энергии покоя, то нужно пользоваться формулой (5), в противном случае – формулой (6).

Освещенность лучами, отраженными от поверхности

$$E = E_0 \cdot \cos \alpha. \quad (7)$$

2.2. Задачи

1. Расстояние между лампой и экраном 3,2 м. На каком расстоянии от лампы надо установить линзу, чтобы получить четкое изображение лампы, увеличенное в три раза? Каково фокусное расстояние линзы?

2. Пластика никеля освещена лучами с длиной волны $4,2 \cdot 10^{-7}$ м. Определить скорость фотоэлектронов, если работа выхода из никеля равна 5 эВ.

3. С какой длиной волны следует направить свет на поверхность цезия, чтобы максимальная скорость фотоэлектронов была 2000 км/с. Красная граница для цезия равна 690 нм.

4. Определить максимальную скорость v_{\max} фотоэлектронов, вырванных с поверхности серебра излучением с длиной волны $\lambda_1 = 0,455$ мкм.

5. Пучок монохроматического света с длиной волны $\lambda = 663$ нм падает нормально на зеркальную плоскую поверхность. Поток измерения $\hat{O}_l = 0,6$ Вт. Определить: 1) силу давления F , испытываемую этой поверхностью; 2) число фотонов, ежесекундно падающих на поверхность.

6. От источника света, представляющего собой круглое отверстие диаметром 6 см, прикрытое матовым стеклом, световой поток равномерно распределяется по экрану. На расстоянии 3 м от источника помещают собирающую линзу радиусом 15 см с фокусным расстоянием 1 м, так что на экране возникает резкое изображение источника. Во сколько раз изменится освещенность экрана?

7. Вертикальная стена с коэффициентом отражения 0,6 освещается лучами газоразрядного источника света под углом 60° . Освещенность стены 60 лк. Найти освещенность земли вблизи стены.

8. Отражаясь от зеркала гальванометра, луч источника света попадает на нулевое деление шкалы, расположенной на расстоянии 5 м от него. При измерениях «зайчик» остановился на расстоянии 20 см от нулевого деления (шкала имеет радиус кривизны 5 м). На какой угол повернулось зеркало?

9. Определить мощность на выходе СИД, если $I_m = 0,5 \text{ Å}$, $a = 10^{-2} \text{ Вт/Å}$, $b = 2 \text{ Å}^{-1}$.

10. Во сколько раз увеличится мощность на выходе СИД для данных примера 9, если ток увеличится в 1,2 раза?

3. Когерентные источники света

3.1. Основные формулы

Чувствительность приемника прямого детектирования

$$P_{c \min} = 4 \cdot h \cdot \nu \cdot \frac{\Delta \nu}{m} \cdot \frac{c}{\phi} \cdot \frac{F(i)}{\eta}, \quad (1)$$

где ν – частота оптической несущей сигнала;

$\Delta \nu$ – шумовая (энергетическая) полоса последетекторного тракта;

m – коэффициент глубины модуляции светового сигнала;

c/ϕ – требуемое отношение сигнал/шум;

$F(m) - 1 \div 2$ – коэффициент избыточного шума, появляющегося в фотодетекторе в процессе умножения;

η – квантовая эффективность фотокатода.

Относительная интенсивность гауссова пучка в зоне Френеля ($Z \ll kW_0^2$):

$$I'(Z) = a_0^2 \left[1 + \left(\frac{Z}{kW_0^2} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (2)$$

где Z – расстояние;

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число;

W_0 – «ширина распределения интенсивности» в сегменте $Z = 0$.

Относительная интенсивность гауссова пучка в зоне Фраунгофера ($Z \gg kW_0^2$):

$$I'(x, y, z) = a_0^2 \left(\frac{Z}{kW_0^2} \right)^{-2} \exp \left[- (kW_0^2) \frac{x^2 + y^2}{Z^2} \right]. \quad (3)$$

«Ширина распределения интенсивности» в сечении Z :

$$W = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{Z}{kW_0^2} \right)^2}. \quad (4)$$

Время задержки срабатывания лазера:

$$\tau_{\zeta} = \tau_{\bar{m}} \cdot 20 \lg \frac{I}{I - I_n}, \quad (5)$$

где τ_{cn} – спонтанное время жизни электронов

I – величина тока,

I_n – пороговое значение тока.

Частота релаксационных колебаний для одномодового лазера:

$$f_{\delta.\dot{\epsilon}.} = \frac{1}{2\pi \sqrt{\tau_{\bar{m}} \cdot \tau_{\delta}}} \left(\frac{I}{I_n} - I \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где τ_{δ} – время жизни фотона.

Расширение импульса за счет дисперсии в оптическом волокне:

$$\tau = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \frac{\lambda^2}{c} \cdot \frac{d^2n}{d\lambda^2} \cdot l, \quad (7)$$

где n – показатель преломления;

l – длина кабеля.

Чувствительность приемника с супергетеродинным методом приема:

$$P_{c \min} = h \cdot \nu \cdot \frac{\Delta\nu}{\eta}. \quad (8)$$

Соотношение между мощностью передатчика и минимально допустимой мощностью на входе приемника

$$\frac{P_{i \text{ ДА}}}{P_{i \text{ ДИ}} \cdot \tau_a} = \left(\frac{4\pi R}{\lambda} \right)^2 (G_{i \text{ ДА}} \cdot G_{i \text{ ДИ}} \cdot \eta_{i \text{ ДА}} \cdot \eta_{i \text{ ДИ}} \cdot \eta_i \cdot \tau_a)^{-1}, \quad (9)$$

где R – длина трассы;

$G_{i \text{ ПРД}}, G_{i \text{ ПРМ}}$ – соответственно коэффициенты усиления передающей и приемной антенн;

$\eta_{i \text{ ДА}}, \eta_{i \text{ ДИ}}$ – собственно КНД передатчика и приемника;

η_i – потери наведения;

τ_a – коэффициент пропускания атмосферы.

Коэффициент усиления зеркальной антенны:

$$G_0 = g_{y\phi} \cdot \left(\frac{\pi D_0}{\lambda} \right)^2, \quad (10)$$

где $g_{y\phi}$ – коэффициент эффективности;

D_0 – диаметр раскрытия.

Расходимость луча антенны:

$$\Theta_0 \approx (1.2 \div 1.27) \cdot \frac{\lambda}{D_0}. \quad (11)$$

3.2. Задачи

1. Определить $P_{\text{сmin}}$ для системы космической лазерной связи с супергетеродинным приемом, если используется лазер на CO_2 с $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ при энергетической полосе последетекторного тракта $\Delta\nu = 10^9 \text{ Гц}$ для квантовой эффективности фотокатода $\eta = 0,4$ и отношению сигнал/шум, равным 1, 10, 20.

2. Определить интенсивность пучка лазера на неодиме ($\lambda = 0,53 \text{ мкм}$) на расстоянии $Z = 10, 100, 1000 \text{ м}$, если $a_0 = 0,5$, а ширина распределения интенсивности $W_0 = 1 \text{ мм}$, в точке с координатами $x = y = 2 \text{ м}$.

3. Определить ширину распределения интенсивности оптического пучка на расстоянии $Z = 10, 100, 1000 \text{ м}$ для лазера на неодиме ($\lambda = 0,53 \text{ мкм}$), если ширина распределения интенсивности в сечении $Z = 0$ $W_0 = 0,6 \text{ мм}$.

4. Определить время задержки срабатывания лазера, если спонтанное время жизни электронов $\tau_{ci} = 10^{-9} \text{ нс}$, и величина тока составляет $I = 40 \text{ мА}$ при пороговом значении тока $I_n = 25 \text{ мА}$.

5. Определить частоту релаксационных колебаний для одномодового лазера, если величина тока $I = 40$ мА при пороговом значении тока $I_n = 25$ мА для спонтанного времени жизни электронов $\tau_{ci} = 10^{-9}$ нс и время жизни фотона $\tau_\delta = 10^{-12}$ нс.

6. Определить расширение импульса за счет дисперсии в оптическом волокне длиной $l = 100$ м, если используется лазер на неодиме ($\lambda = 0,53$ мкм) и $\Delta\lambda = 0,05$ мкм, а $\frac{d^2n}{d\lambda^2} = 0,2 \cdot 10^{-6}$ 1/м².

7. Определить $P_{\text{сmin}}$ для системы космической лазерной связи с фотодетекторным приемником на неодиме ($\lambda = 0,53$ мкм) при энергетической полосе последетекторного тракта $\Delta\nu = 10^9$ Гц, если отношение сигнал/шум равно 1, 10, 20.

8. Определить необходимую среднюю мощность передатчика лазера на неодиме в режиме удвоения на трассе «синхронный спутник – Земля».

9. Определить расходимость пучка лазера на неодиме и коэффициент усиления зеркальной антенны с диаметром раскрытия $D_0 = 20$ см и коэффициентом эффективности $g_{\gamma\delta} = 0,6$.

10. Определить коэффициент анаморфозы A и диаметр трансформированного пучка, если угол при вершине оптического клина $\sigma = 5^\circ$, показатель преломления стекла $n = 1,45$. Диаметр используемого лазерного пучка составляет $D_n = 1$ мм.

4. Перестраиваемые и полупроводниковые лазеры

4.1. Основные формулы

Оптимальное значение плотности накачки:

$$i_{i\delta} = \frac{(1/l \cdot \ln \sqrt{1/r} + \beta)^2}{\beta \cdot \xi} + i_0, \quad (1)$$

где l – длина инверсной активной области р-п-перехода;

r – коэффициент отражения параллельных граней;

β – коэффициент потерь резонатора;

ξ – коэффициент, определяющий рекомбинацию электронов с дырками;

i_0 – среднее значение начальной плотности тока.

Пороговая плотность тока накачки

$$i_{i\delta} = \frac{1}{\xi} (\beta + \frac{1}{l} \ln \sqrt{1/r}) + i_0. \quad (2)$$

Частота колебаний излучения лазера:

$$\nu = W / h, \quad (3)$$

где W – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Мощность излучения внутри резонатора

$$P_{\delta\dot{a}\dot{c}} = \frac{l \cdot b \cdot h \cdot \nu}{e} (i_{i\dot{i}\dot{o}} - i_{i\dot{i}\dot{\delta}}), \quad (4)$$

где b – глубина инверсной активной области р-п-перехода.

Мощность поглощения энергии накачки

$$P_{i\dot{i}\dot{a}\dot{e}} = D_{\delta\dot{a}\dot{c}} / \eta, \quad (5)$$

где η – квантовая эффективность.

Полезная мощность излучения

$$P_{\dot{e}\dot{c}\dot{e}} = D_{\delta\dot{a}\dot{c}} \frac{(1/l) \ln \sqrt{1/r}}{\beta + (1/l) \ln \sqrt{1/r}}. \quad (6)$$

Мощность потерь на рассеяние и поглощение:

$$P_n = P_{рез} - P_{изл} \quad (7)$$

Мощность тепловых потерь:

$$P_{тепл} = P_{полг} - P_{рез} \quad (8)$$

Коэффициент полезного действия лазера:

$$\gamma = P_{\dot{e}\dot{c}\dot{e}} / P_{i\dot{i}\dot{a}\dot{e}} \quad (9)$$

Ширина лазерного луча (по условию половинной мощности) по углу места:

$$\Theta_{\dot{a}\dot{a}\dot{o}\dot{o}} = 1,22\lambda / d, \quad (10)$$

где d – ширина (толщина) инверсной активной области.

Азимутальная ширина лазерного луча:

$$\Theta_{\dot{a}\dot{a}\dot{o}\dot{o}} = \frac{1,22 \cdot \tilde{n}}{\nu \cdot 0,1b}. \quad (11)$$

4.2. Задачи

1. Найти оптимальное значение плотности тока накачки GaAs, если длина инверсной активной области р-п-перехода $l = 1$ мм, коэффициент отражения параллельных граней, образующих зеркала резонатора $r = 0,35$, коэффициент потерь резонатора $\beta = 1 \text{ см}^{-1}$, коэффициент, определяющий рекомбинацию электронов с дырками $\xi = 3 \cdot 10^{-2} \text{ с} / \text{\AA}$, а среднее значение начальной плотности тока $i_0 = 620 \text{ А/см}^2$.

2. Вычислить пороговую плотность тока накачки GaAs-лазера, если коэффициент потерь резонатора $\beta = 1 \text{ см}^{-1}$, коэффициент $\xi = 3 \cdot 10^{-2} \text{ с} / \text{\AA}$,

длина инверсной активной области $l = 1$ мм, коэффициент отражения грани $r = 0,35$, а среднее значение начальной плотности тока $i_0 = 620$ А/см².

3. Рассчитать частоту колебаний излучения GaAs-лазера в режиме генерации.

4. Определить мощность излучений внутри резонатора и мощность поглощения энергии накачки для GaAs-лазера, параметры которого приведены в примере 1, если глубина инверсной активной области р-п-перехода $b = 0,1$ мм, а квантовая эффективность $\eta = 0,6$.

5. Определить полезную мощность излучения и мощность потерь на рассеяние и поглощение для лазера, параметры которого приведены в задаче 4.

6. Определить мощность тепловых потерь и коэффициент полезного действия для лазера, параметры которого приведены в задаче 4.

7. Определить ширину лазерного луча по углу места и по азимуту для лазера, параметры которого приведены в задаче 4, если ширина инверсной активной области р-п-перехода $d = 3$ мкм.

8. Оптимальное значение плотности тока накачки лазера на GaAs $i_{opt} = 17,5 \cdot 10^6$ А/м². Определить среднее значение начальной плотности тока i_0 , если $l = 1$ мм, $r = 0,35$, $\beta = 1$ см⁻¹, $\xi = 3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹/Å.

9. Вычислить среднее значение начальной плотности тока i_0 , если пороговая плотность тока $i_{nop} = 8 \cdot 10^6$ А/м², $\xi = 3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹/Å, $\beta = 1$ см⁻¹, $l = 1$ мм, $r = 0,35$.

10. Оптимальное значение плотности тока накачки $i_{opt} = 19 \cdot 10^6$ А/м², пороговая плотность тока накачки $i_{nop} = 8,2 \cdot 10^6$ А/м². Определить среднее значение начальной плотности тока i_0 , если $l = 1$ мм, $r = 0,35$, $\xi = 3 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹/Å.

5. Оптические элементы и системы

5.1. Основные формулы

Оптическая разность хода световых пучков

$$\Delta_2 - \Delta_1 = (2k + 1)\lambda / 2, \quad (1)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Минимальная толщина пленки, определяющая оптическую разность хода (1)

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2(n-1)}, \quad (2)$$

где n – показатель преломления.

Разность хода лучей оптического клина:

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} = 2d_k \cdot n \cdot \cos \varepsilon_2' + \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

где d_k – толщина клина в том месте, где наблюдается темная полоса, соответствующая номеру k ;

ε_2' – угол преломления.

Порядок дифракционного максимума дифракционной решетки:

$$m = \frac{d \sin \phi}{\lambda}, \quad (4)$$

где d – период решетки;

ϕ – угол дифракции.

Интенсивность света, прошедшего через призму Николя:

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0 (1 - k), \quad (5)$$

где I_0 – интенсивность естественного света;

k – коэффициент поглощения света.

Интенсивность необыкновенного пучка на выходе призмы Николя:

$$I_2 = I_1 (1 - k) \cos^2 \alpha, \quad (6)$$

где α – угол между плоскостью колебаний в поляризованном пучке и плоскостью пропускания призмы Николя.

Поворот плоскости поляризации поляроида:

$$\phi = \alpha \cdot l, \quad (7)$$

где α – постоянная вращения материала поляроида;

l – толщина пластины.

Закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \beta, \quad (8)$$

где I, I_0 – соответственно интенсивность прошедшего и падающего световых пучков;

β – угол между плоскостью пропускания поляроида и новым направлением плоскости колебаний плоскополяризованного света.

Размер зеркала при нанесении покрытия с внутренней стороны:

$$l_\zeta \geq \frac{D}{\cos \Theta} + \frac{2d_\zeta \sin \Theta}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \Theta}}, \quad (9)$$

где D – диаметр пучка лазера;

d_ζ – толщина зеркала;

Θ – угол падения пучка;

n – показатель преломления зеркала.

Размер зеркала при нанесении покрытия с внешней стороны зеркала:

$$l_{\zeta} \geq \frac{D}{\cos \Theta}, \quad (10)$$

Толщина зеркала:

$$d_{\zeta} \geq \left(\frac{1}{5} \div \frac{1}{7}\right) l_{\zeta}, \quad (11)$$

Фазовый сдвиг для пластины:

$$\Delta \hat{O} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n \cdot h, \quad (12)$$

где h – толщина пластины.

Фазовый сдвиг между обыкновенной и необыкновенной волнами:

$$\Delta \hat{O} = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_l - n_0) \cdot h, \quad (13)$$

где n_l, n_0 – соответственно показатели преломления пластины для необыкновенной и обыкновенной волн.

5.2. Задачи

1. От двух когерентных источников света S_1 и S_2 ($\lambda = 0,8 \text{ мкм}$) лучи попадают на экран. На экране наблюдается интерференционная картина. Когда на пути одного из лучей перпендикулярно ему поместили маленькую пленку ($n = 1,33$), интерференционная картина изменилась на противоположную. При какой наименьшей толщине d_{\min} пленки это возможно?

2. На стеклянный клин с малым углом нормально к его грани падает параллельный пучок лучей монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$. Число m возникающих при этом интерференционных полос, проходящихся на отрезок клина длиной l , равно 10. Определить угол α клина.

3. На дифракционную решетку в направлении нормали к ее поверхности падает монохроматический свет. Период решетки $d = 2 \text{ мкм}$. Определить наибольший порядок дифракционного максимума, который дает эта решетка в случае красного ($\lambda = 0,7 \text{ мкм}$) и в случае фиолетового ($\lambda = 0,41 \text{ мкм}$) света.

4. Пучок естественного света падает на поляризованную поверхность стеклянной пластины, погруженной в жидкость. Отраженный от пластины пучок света образует угол $\varphi = 97^\circ$ с падающим пучком. Определить показатель преломления n_1 жидкости, если отраженный свет максимально поляризован.

5. Две призмы Николя N_1 и N_2 расположены так, что угол между их плоскостями пропускания составляет $\alpha = 60^\circ$. Определить, во сколько раз уменьшится интенсивность I_0 естественного света: 1) при прохождении через одну призму N_1 ; 2) при прохождении через две призмы. Коэффициент поглощения света в призме $k = 0,05$. Потери на отражение не учитывать.

6. Плоскополяризованный монохроматический пучок света падает на поляроид и полностью им гасится. Когда на пути пучка поместили кварцевую пластину, интенсивность I пучка света поляроида стала равной половине интенсивности пучка, падающего на поляроид. Определить минимальную толщину кварцевой пластины. Поглощением и отражением света поляроидом пренебречь, постоянную вращения α кварца принять равной 48.9 град/мм.

7. Определить размер зеркала l_{ζ} и его толщину, если диаметр пучка лазера $D = 1$ мм для углов падения $\Theta = 10, 20, 50^\circ$, если отражающее покрытие наносится с внешней стороны зеркала.

8. Определить размер зеркала l_{ζ} , если толщина зеркала $d_{\zeta} = 1,5$ мм, диаметр пучка лазера $D = 1$ мм, угол падения $\Theta = 20^\circ$, используется кварцевое стекло ($n = 1,45 \div 1,46$), покрытие наносится с внутренней стороны зеркала.

9. Определить показатель преломления стекла для фазовой пластины, если используется лазер на длине волны $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$, а фазовый сдвиг $\Delta\Phi = 45^\circ$, толщина пластины $h = 0,64$ мкм.

10. Определить фазовый сдвиг между обыкновенной и необыкновенной волнами на длине волны $\lambda = 0,53 \text{ мкм}$, если показатель преломления пластины для обыкновенной и необыкновенной волн равны $n_1 = 1,8$, $n_0 = 1,5$, а толщина пластины $h = 1$ мкм.

6. Методы модуляции и сканирования оптического излучения

6.1. Основные формулы

Разрешающая способность дефлектора:

$$N = \frac{\Delta\Theta}{\Theta_n}, \quad (1)$$

где $\Delta\Theta$ – угол отклонения,

Θ_n – расходимость пучка, которая определяется по формуле:

$$\Theta_n = \xi \frac{\lambda}{n \cdot D_n}, \quad (2)$$

где $\xi = 1,2 \div 1,3$.

Быстродействие дефлектора:

$$tg = \frac{1}{\Delta f} = \frac{1}{N \cdot f_c}, \quad (3)$$

где Δf – полоса пропускания дефлектора;

f_c – частота сканирования.

Отклонение луча в зеркальном барабане:

$$\Delta\alpha_{i \hat{a} \hat{e} \hat{n}} = \frac{2\pi}{m} - \arctg\left(\frac{D_{i \hat{a}}}{D_n - 1}\right), \quad (4)$$

где m – число граней пирамиды;
 $D_{он}$ – диаметр нижнего основания.

Отклонение луча в ультразвуковом дефлекторе:

$$\Delta\alpha_{i \hat{a} \hat{e} \hat{n}} = 2\sqrt{\Delta n / n}, \quad (5)$$

где Δn – изменение показателя преломления среды.

Длина пути луча в акустическом поле ультразвукового дефлектора:

$$L = \lambda_{\acute{o} \acute{c}} / 4 \sqrt{n / \Delta n}, \quad (6)$$

где $\lambda_{\acute{o} \acute{c}}$ – длина ультразвукового воздействия.

Величина отклонения луча в непрерывных электрооптических дефлекторах с призмой:

$$\Delta\alpha_{i \hat{a} \hat{e} \hat{n}} = 4 \cdot g \cdot m \frac{\Delta n}{n_0}, \quad (7)$$

где $g = 1, 2, 4, \dots$ – кратность;
 m – количество элементов.

Разрешающая способность непрерывных электрооптических дефлекторов:

$$N = \frac{\Delta\alpha_{i \hat{a} \hat{e} \hat{n}}}{\Theta_n} \left(1 - g^2 \cdot m^2 \frac{\Delta n}{n_0}\right). \quad (8)$$

Отклонение луча в электрооптических дефлекторах с линейным изменением коэффициента преломления:

$$\Delta\alpha = k_l \cdot L, \quad (9)$$

где $k_l = \frac{1}{n_0} \cdot \frac{dn}{dx}$ (10)

Отклонение луча для кристаллов типа КДР, ДКДР:

$$\Delta\alpha = \frac{4n_0^3 \cdot r_{63} \cdot U_m}{D_{\hat{a} \hat{u} \hat{o}}^2}, \quad (11)$$

где r_{63} – электрооптический коэффициент кристаллов;
 U_m – амплитуда управляющего напряжения;
 $D_{\hat{a} \hat{u} \hat{o}}$ – диаметр выходного пучка.

Угол Брэгга для ультразвукового дефлектора:

$$\sin \phi_{\acute{A}} = \lambda / 2\lambda_{\acute{o} \acute{c}}, \quad (12)$$

где λ – длина световой волны,
 $\lambda_{\acute{o} \acute{c}}$ – длина ультразвукового сигнала.

Разрешающая способность ультразвукового дефлектора при $\Theta_{n(\acute{o}\zeta)} \gg \Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$:

$$N = \frac{2\Theta_{n(\acute{o}\zeta)}}{\Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}} = \dot{A} \cdot \Delta f_{\acute{o}\zeta} \cdot \text{tg}, \quad (13)$$

где $\Theta_{n(\acute{o}\zeta)}$, $\Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$ – соответственно расходимости ультразвукового и светового пучков;

$f_{\acute{o}\zeta}$ – полоса частот ультразвукового сигнала;

tg – быстродействие дефлектора.

Разрешающая способность ультразвукового дефлектора при $\Theta_{n(\acute{o}\zeta)} \ll \Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$:

$$N = \frac{1}{2} \Delta f_{\acute{o}\zeta} \cdot \text{tg}. \quad (14)$$

Сектор сканирования ультразвукового дефлектора при $\Theta_{n(\acute{o}\zeta)} \gg \Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$:

$$\Delta\alpha = 2\Theta_{n(\acute{o}\zeta)}. \quad (15)$$

6.2. Задачи

1. Определить разрешающую способность дефлектора, работающего на длине волны $\lambda_0 = 0,53 \text{ м}$ в воздушной среде для углов отклонения $\Delta\Theta = 20, 40, 60^\circ$, если диаметр пучка $D_n = 1 \text{ мм}$.

2. Определить разрешающую способность дефлектора, если его быстродействие $\text{tg} = 10 \text{ мс}$, а частота сканирования $f_c = 1; 10; 100 \text{ кГц}$.

3. Определить максимальную величину отклонения луча $\Delta\Theta_{i \hat{a} \hat{e} \tilde{n}}$ в зеркальном барабане с числом граней пирамиды $m = 6$, если диаметр пучка $D_n = 1 \text{ мм}$, а диаметр нижнего основания пирамиды $D_{on} = 2 \text{ мм}$.

4. Определить длину пути луча в акустическом поле ультразвукового дефлектора, если $f_{\acute{o}\zeta} = 1 \text{ МГц}$, а максимальный угол отклонения $\Theta_{i \hat{a} \hat{e} \tilde{n}} = 70^\circ$.

5. Определить величину максимального отклонения луча в дефлекторе для кратности $g = 1, 2, 4$ с количеством элементов $m = 4$, если $\lambda = 0,53 \text{ м}$, $n = 1$, диаметр пучка $D_n = 1 \text{ мм}$.

6. Определить отклонение луча с помощью электрооптического дефлектора, если электрооптический коэффициент $r_{63} = 3 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{В}$, амплитуда управляющего напряжения $U_m = 20 \text{ кВ}$, диаметр пучка на выходе $D_{вых} = 1 \text{ мм}$, коэффициент преломления дефлектора $n_0 = 1,5$, длина пути луча $L = 10 \text{ мм}$.

7. Определить отклонение луча в электрооптическом дефлекторе, если длина кристалла $L = 5 \text{ мм}$, показатель преломления $n_0 = 1,5$, а $dn/dx = 0,3$.

8. Определить угол Брега для ультразвукового дефлектора, если длина световой волны $\lambda_0 = 0,53 \text{ мкм}$, $f_{\text{óç}} = 1 \text{ МГц}$, 100 кГц .

9. Определить разрешающую способность ультразвукового дефлектора, если время срабатывания $t_g = 10 \text{ мс}$, а полоса частот $\Delta f_{\text{óç}} = 100 \text{ кГц}$ для: 1) расходимость ультразвукового пучка $\Theta_{n(\text{óç})}$ много больше расходимости светового пучка $\Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$, т.е. $\Theta_{n(\text{óç})} \gg \Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$; 2) $\Theta_{n(\text{óç})} \ll \Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})}$.

10. Определить полосу частот ультразвукового дефлектора и сектор сканирования, если разрешающая способность $N = 100$, время срабатывания $t_g = 10 \text{ мкс}$, $\Theta_{n(\tilde{n}\hat{a})} = 10 \text{ мрад}$.

7. Пространственно-временные модуляторы света и их основные характеристики

7.1. Основные формулы

Формулы расчета приведены в разделе 6.9.

7.2. Задачи

1. Определить силу поверхностного напряжения пленки мембранного электрически управляемого транспаранта с толщиной мембраны $d = 0,1 \text{ мкм}$, при радиусах ячейки $R = (10 \div 20) \text{ мкм}$, если величина прогиба составляет $\Delta d = 0,01 \text{ мкм}$, а напряжение, подаваемое на электрод ячейки $U = 1 \text{ кВ}$.

2. Определить изменения показателя акустооптического модулятора, если средний показатель преломления $n_0 = 1,5$, амплитуда модуляции показателя преломления $\Delta n = 10^{-4}$, частота волны $F = 40 \text{ кГц}$, скорость звуковой волны $v = 660 \text{ м/с}$ для расстояния $Z = 0 \div 1 \text{ мм}$ для интервалов времени $t = (0 \div 5) \text{ сек}$.

3. Определить дифракционную эффективность решетки Брэгга, если $\eta_0 = 100 \%$, амплитуда модуляции показателя преломления $\Delta n = 10^{-4}$, угол Брэгга $\Theta_{\hat{a}} = 10^\circ$, длина волны $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $T = 40 \text{ мкм}$.

4. Определить спектральную селективность $\Delta\lambda/\lambda$ пропускающей решетки Брэгга, если $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $n_0 = 1,5$, $T = 50 \text{ мкм}$, $\Theta = 10^\circ$.

5. Определить угловую селективность $\Delta\Theta$ пропускающей решетки Брэгга, если $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $n_0 = 1,5$, $T = 40 \text{ мкм}$, $\Theta = 10^\circ$.

6. Определить значение параметра Кляйна-Кука для акустооптического модулятора, если $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $T = 40 \text{ мкм}$, частота звуковой волны $f = 10 \text{ кГц}$, показатель преломления $n_0 = 1,5$.

7. Рассчитать, при каких значениях длины звуковой волны в акустооптическом модуляторе получаются режимы дифракции Рамана-Ната и Брэгга, если $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$, $T = 50 \text{ мкм}$, $n_0 = 1,5$.

8. Параметр Кляйна – Кука для акустооптического модулятора $\Theta = 10$. Определить поперечные размеры звукопровода, если $n_0 = 1,5$, $f = 20 \text{ кГц}$, $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$.

9. Угол Брэгга для акустооптического модулятора $\Theta_a = 10^\circ$, частота звуковой волны $f = 18 \text{ кГц}$. Определить длину волны дифрагирующего света, если $n_0 = 1,5$.

10. Определить спектральную и угловую селективности дифракции для данных задачи 9, если $T = 100 \text{ мкм}$.

8. Устройства детектирования оптических сигналов

8.1. Основные формулы

Амплитуда напряжения поднесущей на выходе фотодетектора прямого детектирования:

$$U = G \cdot D \cdot P_u \cdot R, \quad (1)$$

где G – коэффициент усиления (по току) фотодетектора;

$D = g\eta/h\nu$ – коэффициент преобразования интенсивности излучения в ток фотодетектора;

P_u – мощность сигнала в импульсе;

R – сопротивление нагрузки.

Усредненная за период мощность сигнала поднесущей на единичной нагрузке:

$$P_{\text{ср}} = U_1^2 / 2, \quad (2)$$

где U_1 – напряжение первой гармоники поднесущей частоты, определяемое по формуле:

$$U_1 = G \cdot D \cdot P_u \cdot \frac{2}{\pi} \sin\left(\pi \frac{\tau}{T}\right), \quad (3)$$

где τ – длительность импульса;

T – период несущего колебания.

Мощность шумов на выходе фотодетектора прямого детектирования:

$$P_\phi = 2 \cdot q \cdot G^2 \cdot D \cdot \Delta f_{\text{фи}} \cdot P_i \cdot \frac{\tau}{O}, \quad (4)$$

где q – заряд электрона;

$\Delta f_{\text{фи}}$ – полоса пропускания фильтра поднесущей частоты.

Отношение сигнал/шум на выходе фильтра поднесущей частоты:

$$\frac{P_{i\dot{i}}}{P_{\phi}} = \frac{D \cdot P_i \cdot Q}{4 \cdot q \cdot \Delta f_{i\dot{i}}} \left(\frac{2}{\pi} \cdot \sin \frac{\pi}{Q} \right), \quad (5)$$

где $Q = T / \tau$ – скважность импульсов.

Отношение сигнал/шум на выходе частотного детектора:

$$\left(\frac{P_{i\dot{i}}}{P_{\phi}} \right)_{\hat{a}\hat{u}\hat{\delta}} = B_{\dot{i}} \left(\frac{P_{i\dot{i}}}{P_{\phi}} \right)_{\hat{a}\hat{\delta}}, \quad (6)$$

где $B_{\dot{i}}$ – выигрыш, обеспечиваемый при частотной модуляции, определяемый по формуле:

$$B_{\dot{i}} = \frac{3}{2} \beta^2 \cdot \left(\frac{\Delta f_{i\dot{i}}}{\Delta f_{i\dot{i}\div}} \right), \quad (7)$$

где β – индекс частотной модуляции;

$\Delta f_{i\dot{i}\div}$ – полоса фильтра нижних частот, согласованная со спектром входного сигнала.

Выигрыш в отношении сигнал/шум на поднесущей частоте:

$$\hat{A} = \frac{8Q}{\pi^2} \sin^2 \frac{\pi}{Q} \quad (8)$$

Мощность сигнала при сочетании импульсной поляризационной модуляции (ПМ) на оптической несущей с импульсной частотной модуляцией на поднесущей:

$$P_{i\dot{i}} = \frac{8 \cdot G^2 \cdot D \cdot P_{\dot{n}\hat{\delta}}^2 \cdot (2M - 1)^2}{\pi^2}, \quad (9)$$

где $P_{\dot{n}\hat{\delta}} = \frac{D_i \cdot \tau}{\hat{\delta}}$ – средняя мощность оптического сигнала;

$M = M_n = M_l$ – индексы правой и левой круговой поляризационной модуляции соответственно.

Отношение сигнал/шум для данного вида модуляции:

$$\frac{D_{i\dot{i}}}{D_{\phi}} = \frac{4 \cdot \eta \cdot D_{\dot{n}\hat{\delta}} \cdot (2M - 1)^2}{\pi^2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta f_{i\dot{i}}} \quad (10)$$

Выигрыш для данного вида модуляции:

$$\hat{A} = \frac{32 \cdot F}{\pi^2 \cdot m^2}, \text{ если } M = 1, \quad (11)$$

где $F = 1 \div 2$ – коэффициент избыточного шума:

$$\hat{A} = 3.24 \cdot \frac{F}{m^2} \cdot (2M - 1), \text{ если } M \neq 1. \quad (12)$$

8.2. Задачи

1. Определить амплитуду напряжения поднесущей на выходе фотодетектора прямого детектирования, работающего на длине волны $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, если коэффициент усиления по току $G = 1$, мощность сигнала в импульсе $P_n = 10 \text{ Вт}$, а сопротивление нагрузки $R = 10 \text{ Ом}$.

2. Определить усредненную за период мощность сигнала поднесущей на единичной нагрузке на длине волны $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, если коэффициент усиления по току фотодетектора $G = 1$, мощность сигнала в импульсе $P_n = 10 \text{ Вт}$, длительность импульса $\tau = 300 \text{ нс}$, а период поднесущего колебания $T = 1500 \text{ нс}$.

3. Определить мощность шумов на выходе фотодетектора, работающего на длине волны $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$, если $G = 1$, полоса пропускания фильтра поднесущей частоты $\Delta f_{\text{ш}} = 1 \text{ МГц}$ для скважности импульсов $Q = 2, 3, 5$.

4. Определить отношение сигнал/шум на выходе фотодетектора, если $\eta = 0,4$, $P_n = 10 \text{ Вт}$, $Q = 5$, $\Delta f_{\text{ш}} = 1 \text{ МГц}$, частота оптической несущей $\nu = 3,6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$.

5. Найти отношение сигнал/шум на выходе частотного детектора, если на входе $(P_{\text{ш}} / P_{\text{с}})_{\text{вх}} = 1,5$, $\Delta f_{\text{ш}} = 1 \text{ МГц}$, полоса частот фильтра нижних частот, согласованная со спектром входного сигнала $\Delta f_{\text{ш}} = 100 \text{ кГц}$ для индексов частотной модуляции $\beta = 10, 20, 50$.

6. Рассчитать выигрыш в отношении сигнал/шум на поднесущей частоте для скважности импульсов $Q = 2, 3, 8$.

7. Определить отношение сигнал/шум на поднесущей частоте на выходе фильтра при использовании импульсной поляризационной модуляции на оптической несущей при сочетании с импульсной частотой модуляций на поднесущей, если импульсная мощность $P_n = 10 \text{ Вт}$, скважность $Q = 5$, $G = 1$, индексы правой и левой круговой поляризационной модуляции $M_n = M_l = M = 0,9$, $\eta = 0,4$, оптическая несущая $\nu = 3,6 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$, полоса пропускания фильтра поднесущей частоты $\Delta f_{\text{ш}} = 1 \text{ МГц}$.

8. Определить максимальное отклонение сигнал/шум на выходе фильтра для условий задачи 7.

9. Определить выигрыш при поляризационной модуляции оптического сигнала с ЧМ-поднесущей по отношению к случаю модуляции по интенсивности для глубин модуляции $m = 0,5; 0,7; 1,0$, если коэффициент избыточного шума $F = 1 \div 2$, а значение $M = 1$.

10. Найти выигрыш для данных примера 9 при значениях индексов правой и левой круговой поляризационной модуляции $M = 0,8; 0,9$.

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ

Лабораторная работа 1. Измерение параметров ВОЛС

1. Цель работы:

- 1.1. Изучить принцип действия световодов.
- 1.2. Изучить режим работы волоконных световодов.
- 1.3. Исследовать параметры ВОЛС

2. Задание к работе:

- 2.1. Изучить инструкцию по технике безопасности.
- 2.2. Ознакомиться с принципом действия волоконных световодов.
- 2.3. Изучить схему лабораторной установки. Ознакомиться с проведением экспериментальных измерений.
- 2.4. Исследовать АЧХ коэффициента передачи.
- 2.5. Исследовать частотно-временные характеристики трансимпедансного усилителя.
- 2.6. Исследовать нелинейность амплитудной характеристики.

3. Содержание работы

Световоды (С) относятся к направляющим системам передачи информации и занимают наивысшую полосу используемого частотного диапазона. Как видно из табл. 1, воздушные линии (ВЛ) связи используются в диапазоне до 10^5 Гц, симметричные кабели (СК) – до 10^6 Гц, коаксиальные кабели (КК) – до 10^9 Гц. Волноводы занимают миллиметровый диапазон волн ($10^{10} - 10^{11}$) Гц, а световоды (С) используют видимый и инфракрасный диапазоны ($10^{13} - 4 \cdot 10^{14}$) Гц. Естественно, что чем более высокий диапазон частот можно передать по направляющей системе, тем больше можно образовать каналов и тем экономичней передача. В этом плане преимущество явно на стороне световодов.

Основным элементом оптического кабеля (ОК) является волоконный световод, выполненный в виде тонкого стеклянного волокна цилиндрической формы, по которому осуществляется передача электромагнитных волн.

Таблица 1

Частотно-волновая классификация направляющих систем

Параметр	Частота, Гц						
	$0 - 15^5$	10^6	10^8	10^9	10^{10}	$10^{10} - 10^{11}$	$10^{13} - 4 \cdot 10^{14}$
Длина волны	км	сотни	м	дцм	см	мм	мкм
Направляющая система	ВЛ	СК	КК	КК	–	В	С
Число цифровых каналов	–	30 – 120	480	1920	–	1920	7680

Волоконный световод, как правило, имеет двухслойную конструкцию и состоит из сердечника и оболочки с разными показателями преломления n_1 и n_2 .

Наиболее широкое применение получили волоконные световоды двух типов: ступенчатые и градиентные (рис. Л.1.1). У ступенчатых волноводов показатель преломления в сердечнике постоянен и существует резкий переход от n_1 сердечника к n_2 оболочки. Градиентные световоды имеют непрерывное плавное изменение показателя преломления в сердечнике по радиусу световода от центра к периферии с максимум на оси световода.

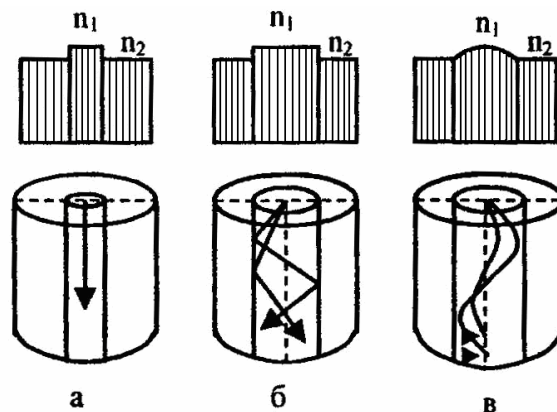


Рис. Л.1.1. Ступенчатые (а, б) и градиентные (в) оптические волокна

В свою очередь ступенчатые световоды подразделяются на одномодовые и многомодовые. В одномодовых световодах диаметр сердечника соизмерим с длиной волны ($d \approx \lambda$), и по нему передается лишь один тип волны (мода) (см. рис. Л.1.1, а). В многомодовых световодах диаметр сердечника больше, чем длина волны ($d > \lambda$), и по нему распространяется большое число волн.

Практически сердечник световода составляет 4 – 8 мкм у одномодовых и 50 мкм у многомодовых световодов, диаметр оболочки 125 мкм. Таким образом, осуществляется в настоящее время волоконные световоды можно разделить на три типа: одномодовые, многомодовые и градиентные (см. рис. Л.1.1). Как видно из рисунка, ход лучей в различных световодах различен. В ступенчатом многомодовом световоде (см. рис. Л.1.1, б) лучи резко отражаются от границы «сердечник – оболочка», причем пути следования различных лучей различны, и поэтому они приходят к концу линии со сдвигом по времени. Это приводит к искажению передаваемого сигнала (дисперсии).

Градиентные световоды (см. рис. Л.1.1, в) также являются многомодовыми. Но здесь лучи распространяются по волнообразным траекториям, причем лучи, находящиеся близко от оси световода, проходят меньший путь, но в области с большим показателем преломления, а периферийные лучи имеют больший путь, но в среде с меньшим показателем преломления. В результате скорость распространения различных лучей выравнивается, и они приходят к концу линии практически в одинаковое время.

Вследствие этого искажения передаваемого сигнала в градиентных световодах меньше, чем в ступенчатых.

Для параболического распределения показателя преломления закон изменения n^{\circledast} по радиусу определяется выражением

$$n^{\circledast} = n_1 [1 - 2\Delta (r/a)^2]^{1/2}, \quad (\text{Л.1})$$

где r – текущий радиус;

a – радиус сердечника;

n – показатель преломления в центре сердечника (приблизительно равен 1,5);

$\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$ – относительная разность показателей преломления, обычно $\Delta = 0,01 - 0,003$;

n_2 – показатель преломления оболочки.

Сердечник служит для передачи электромагнитной энергии. Назначение оболочки – создание лучших условий отражения на границе «сердечник – оболочка» и защита от излучения энергии в окружающее пространство.

Рассмотрим физические процессы, происходящие при распространении электромагнитных волн в волоконных световодах. В обычных широко применяемых в настоящее время симметричных и коаксиальных кабелях передача осуществляется по двухпроводной схеме (2П) с применением прямого и обратного проводников цепи (рис. Л.1.2, а).

В световодах, волноводах и других направляющих системах нет двух проводников, и передача происходит волноводным методом (В) по закону многократного отражения волны от границы раздела сред (рис. Л.1.2, б). Такой отражательной границей могут быть «металл – диэлектрик», «диэлектрик – диэлектрик» с различными диэлектрическими (оптическими) свойствами и др. На волноводном принципе действуют световод, металлический волновод, линия поверхностной волны, диэлектрический волновод и другие конструкции направляющих систем (НС).

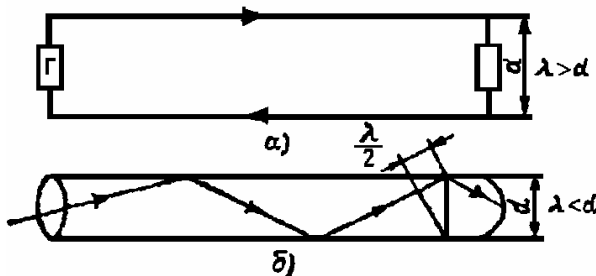


Рис. Л.1.2. Двухпроводные (а) и волноводные (б) направляющие системы

Граница раздела между двухпроводными (двухсвязными) и волноводными (односвязными) НС обусловлена отношением длины волны λ к поперечным размерам НС (d). При $\lambda > d$ требуются два провода (прямой и обратный), и передача происходит по обычной двухпроводной схеме.

При $\lambda < d$ не требуется двухпроводной системы, и передача происходит в результате многократного зигзагообразного отражения волны от границ раздела сред с различными показателями преломления. Поэтому передача по волноводным системам (световодам, волноводам и другим НС) возможна лишь в диапазоне очень высоких частот, когда, во-первых, длина волны меньше, чем поперечные размеры (диаметр НС), и, во-вторых, действуют весьма сильные токи смещения ($I_{см}$), превалирующие над токами проводимости ($I_{пр}$), то есть $I_{см} > I_{пр}$. Кроме того, при передаче по волоконным световодам должен соблюдаться режим полного внутреннего отражения волны на границе «сердечник – оболочка световода».

Рассмотрим процесс распространения электромагнитной волны по однослойному волоконному световоду методом геометрической оптики (рис. Л.1.3). Здесь луч образует с поперечным сечением световода угол φ и многократно отражается от границы «сердечник – оболочка».

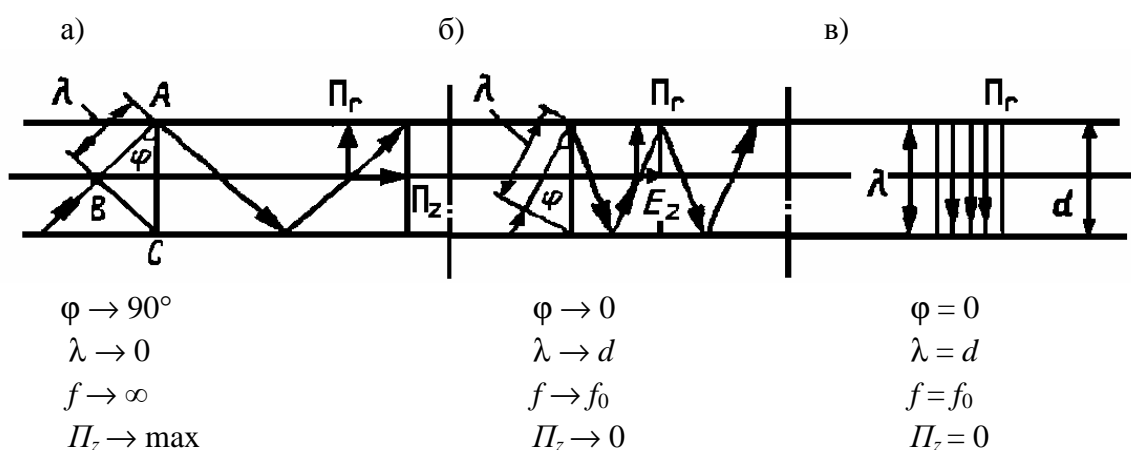


Рис. Л.1.3. Зигзагообразное распространение электромагнитной волны при различных длинах волны: а – очень коротких; б – менее коротких; в – критических

Между длиной волны λ , диаметром световода d и углом φ действует следующее соотношение:

$$\cos \varphi = \lambda / d .$$

На рис. Л.1.3 показаны предельные случаи распространения малых длин волн при $\lambda \rightarrow 0$ (см. рис. Л.1.3, а) и волн, соизмеримых с диаметром световода при $\lambda \rightarrow d$ (см. рис. Л.1.3, б).

В первом случае ($\lambda \rightarrow 0, f \rightarrow \infty$, угол $\varphi \rightarrow 90^\circ$) отражений мало и волна стремится к прямолинейному движению вдоль световода. При этом продольная составляющая вектора Пойнтинга P_z имеет максимальное значение, и передача по световоду проходит в выгодных условиях.

Во втором случае ($\lambda \rightarrow d, f \rightarrow c/d$, угол $\varphi \rightarrow 0^\circ$) волна испытывает большое число отражений и поступательное движение ее весьма мало. При этом продольная составляющая P_z , стремится к нулю и вдоль световода передается незначительная доля энергии.

При определенной длине волны (см. рис. Л.1.3, в) наступает такой режим, когда $\varphi = 0$; волна падает на оболочку световода и отражается перпендикулярно. В световоде устанавливается режим стоячей волны, и энергия вдоль световода не перемещается. В данном случае мы имеем дело с критической длиной волны $\lambda_0 = d$ и критической частотой $f_0 = c/\lambda_0 = c/d$.

Таким образом, в световоде могут распространяться лишь волны длины, меньшей, чем диаметр сердечника световода ($\lambda < d$). Однако в световоде с учетом того, что границей раздела сред «сердечник – оболочка» являются прозрачные стекла, возможно не только отражение оптического луча, но и проникновение его в оболочку. Для предотвращения перехода энергии в оболочку и излучения ее в окружающее пространство необходимо соблюдать условие полного внутреннего отражения. Реализация этого условия применительно к двухслойному световоду показана на рис. Л.1.4.

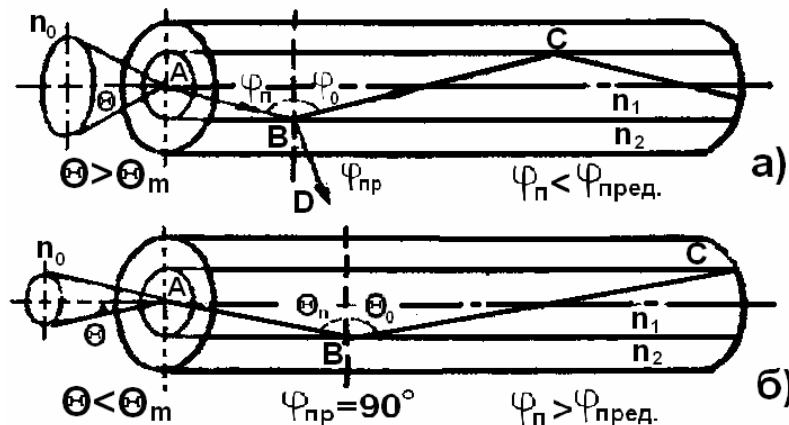


Рис. Л.1.4. Распространение луча в волоконном световоде:

а – энергия излучается во внешнее пространство; б – полное внутреннее отражение

По законам геометрической оптики на границе «сердечник – оболочка» будут падающая волна (АВ) с углом φ_n отраженная (BC) с углом φ_0 и преломленная волна с углом φ_{np} . Известно, что при переходе из среды с большей плотностью в среду с меньшей плотностью, то есть при $n_1 > n_2$, волна при определенном угле падения полностью отражается и не переходит в другую среду (см. рис. Л.1.4, б). Угол падения $\varphi_n > \varphi_{пред}$, начиная с которого вся энергия отражается от границы раздела сред, называется предельным углом полного внутреннего отражения.

Этот угол определяется из соотношения

$$\sin \varphi_{i\delta\delta\ddot{a}\ddot{a}} = n_1 / n_2 = \sqrt{\mu_{r2}\epsilon_{r2} / \mu_{r1}\epsilon_{r1}}, \quad (\text{Л.2})$$

где $\mu_{r1} \epsilon_{r1}$, $\mu_{r2} \epsilon_{r2}$ – соответственно магнитная и диэлектрическая проницаемость сердечника и оболочки.

При $\varphi_n > \varphi_{пред}$ энергия, поступившая в сердечник, полностью отражается и зигзагообразно распространяется по световоду (см. рис. Л.1.4 б). Чем больше угол падения волны φ_n , тем лучше условия распространения и тем быстрее волна придет к приемному концу. В этом случае вся энергия концентрируется в сердечнике световода и практически не излучается во внешнюю среду.

При угле, меньшем чем угол полного отражения, то есть $\varphi_n < \varphi_{пред}$, энергия проникает в оболочку, излучается во внешнее пространство, и передача по световоду неэффективна (см. рис. Л.1.4, а). Режим полного внутреннего отражения зависит от диаграммы направленности источника излучения. Апертурный угол Θ_m – это угол между оптической осью и одной из образующих светового конуса, попадающего в торец волоконного световода, при котором $\varphi_n = \varphi_{пред}$.

Как видно из рис. Л.1.4, световод пропускает лишь свет, заключенный в пределах телесного угла Ω_A , ограниченного конусом с углом полного внутреннего отражения Θ_m при вершине. Обычно пользуются понятием числовой апертуры

$$NA = n_0 \cdot \sin \Theta_m = n_0 \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (\text{Л.3})$$

где n_0 , n_1 , n_2 – показатели преломления наружной среды, сердечника и оболочки. Если торец световода граничит с воздухом, то $n_0 = 1$, а

$$NA = \sin \Theta_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (\text{Л.4})$$

Как видно из рис. Л.1.4, между предельным углом полного внутреннего отражения $\varphi_{пред}$ и апертурным углом падения луча Θ_m имеется взаимосвязь. Чем больше угол $\varphi_{пред}$, тем меньше апертурный угол волокна Θ_m .

Ввод луча в торец волоконного световода следует осуществлять под углом, меньшим чем апертурный угол волокна Θ_m . До тех пор, пока угол падения луча φ_n больше, чем $\varphi_{пред}$, луч будет испытывать полное внутреннее отражение на границе «сердечник – оболочка» и передача будет проходить эффективно, в основном без излучения энергии в окружающее пространство.

Особенностью световода и других волноводных систем передачи является наличие критической частоты – частоты отсечки f_0 , ниже которой энергия не распространяется, а выше – происходит процесс передачи.

Двухпроводные системы (симметричные и коаксиальные кабели, воздушные линии) не имеют критических частот и способны передавать диапазон частот от нуля до весьма высоких.

Между длиной волны λ и диаметром сердечника световода d имеется соотношение $\cos \Theta = \lambda/d$, где Θ – угол падения волны на границу раздела «сердечник – оболочка».

Имея в виду, что $\cos \Theta = \sqrt{1 - \sin^2 \Theta}$ и используя условие полного внутреннего отражения $\sin \Theta = n_2/n_1$, получаем

$$\cos \Theta = \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2}. \quad (\text{Л.5})$$

Приравнявая правые части выражений косинусов, получаем

$$\lambda_0/d = \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2}. \quad (\text{Л.6})$$

Соответственно критическая длина волны волоконного световода определится формулой

$$\lambda = d \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2} = d/n_1 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{Л.7})$$

Критическая частота

$$f_0 = \frac{v_1}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - (n_2/n_1)^2}} = \frac{c}{d} \cdot \frac{1}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}, \quad (\text{Л.8})$$

где v_1 – скорость распространения энергии в сердечнике световода.

Характер распространения электромагнитных волн в НС, структура поля и частотный диапазон систем зависят, прежде всего, от класса волны, используемой для канализации энергии. Существуют волны следующих классов (рис. Л.1.5): T – поперечная электромагнитная, E_{nm} – электрическая волна; H_{nm} – магнитная волна; E_{hnm} и H_{enm} – гибридные, смешанные волны.

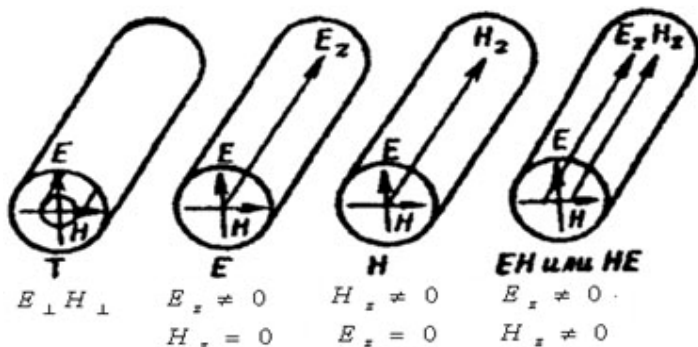


Рис. Л.1.5. Классы электромагнитных волн

Наряду с делением на классы электромагнитные волны делятся также по типам. Тип волны, или по-другому мода, определяется сложностью структуры, то есть числом максимумов и минимумов поля в поперечном сечении. Мода обозначается двумя числовыми

индексами nm . Индекс n означает, например, в круглых волноводах число изменений поля по периметру волновода, а индекс m – число изменений поля по диаметру.

Волна T содержит лишь поперечные составляющие поля E_{\perp} и H_{\perp} , она существует в двухпроводных линиях передачи (симметричных, коаксиальных, ленточных).

Электрические и магнитные волны несимметричного типа E_{nm} , H_{nm} возбуждаются в металлических волноводах.

В волоконных световодах могут существовать два типа волн: симметричные – E_{0m} и H_{0m} ; несимметричные гибридные – E_{hnm} . И H_{enm} , где m – число изменений поля по диаметру, n – число изменений поля по периметру.

Симметричные волны электрические E_{0m} и магнитные H_{0m} имеют круговую симметрию ($n = 0$).

Раздельное распространение по световоду несимметричных волн типа E_{nm} и H_{nm} невозможно. Эти волны в световоде существуют только совместно, то есть имеются продольные составляющие, как E , так и H . Эти волны называются гибридными, смешанными и обозначаются H_{enm} , если поле в поперечном сечении напоминает поле H , или E_{hnm} , если это поле в поперечном сечении ближе к волнам E .

Из всей номенклатуры смешанных волн в ОК наибольшее применение получила волна типа EH_{11} (или EH_{10}), представленная на рис. Л.1.6. Здесь магнитные линии в горизонтальной плоскости имеют такую же структуру, как и электрические в вертикальной. На этой волне работают одномодовые световоды, имеющие наибольшую пропускную способность.

Представляет интерес сопоставить указанную классификацию электромагнитных волн с лучевой классификацией, то есть связать электромагнитную теорию с лучевой теорией геометрической оптики.

По волоконным световодам возможна передача двух видов лучей: меридиональных и косых (рис. Л.1.7). Меридиональные лучи расположены в плоскости, проходящей через ось волоконного световода. Косые лучи не пересекают ось световода. Меридиональным лучам соответствуют симметричные электрические E_{0m} и магнитные H_{0m} волны, косым лучам – несимметричные гибридные волны H_{enm} и E_{hnm} .

Если точечный источник излучения расположен по оси световода, то имеются только меридиональные лучи и соответственно симметричные

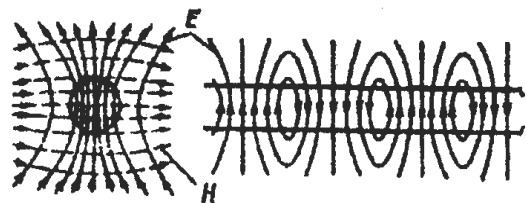


Рис. Л.1.6. Структура поля гибридной волны HE_{11} в световоде

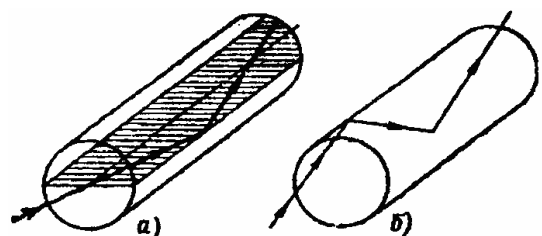


Рис. Л.1.7. Меридиональные (а) и косые (б) лучи в световоде

волны E_{0m}, H_{0m} . Если же точечный источник расположен вне оси световода или имеется сложный источник, то появляются одновременно как меридиональные, так и косые лучи и свойственные им симметричные E_{0m}, H_{0m} и несимметричные гибридные (H_{em}, E_{hm}) волны. Несимметричные волны типа E_{nm} и H_{nm} в волоконных световодах существовать не могут. Эти волны возбуждаются в металлических волноводах.

Одномодовый режим практически достигается при применении очень тонких волокон, равных по диаметру длине волны ($d \approx \lambda$). Кроме того, надо стремиться к уменьшению разницы между показателями преломления сердечника и оболочки ($n_1 \approx n_2$).

Диаметр сердечника волоконного световода для одномодовой передачи может быть определен из следующей формулы

$$d \leq \frac{\lambda_0 \cdot 2,405}{\pi \cdot \sqrt{1 - (n_2/n_1)^2}}. \quad (\text{Л.9})$$

Число типов волн (мод) в световоде зависит от диаметра сердечника d и длины волны λ . С увеличением диаметра сердечника и уменьшением длины волны число мод возрастает.

На рис. Л.1.8, а показано, что при $d \approx \lambda$ в поперечном сечении световода укладывается только одна волна, что дает физическое представление одномодовой передачи. На рис. Л.1.8, б представлена многомодовая передача с

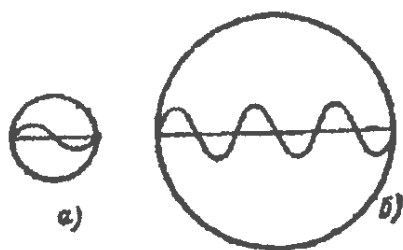


Рис. Л.1.8. Физические представления мод:

- а – одномодовая передача E_{01} ($d \approx \lambda$);
- б – трехмодовая передача E_{01} ($d > \lambda$)

большим числом волн. Здесь $d > \lambda$ и в сечении световода укладывается несколько волн. В настоящее время принято при длинах волн $\lambda = (0,8 - 1,6)$ мкм применять световоды с диаметром сердечника $d = (4 - 8)$ мкм для одномодовой передачи и $d = 50$ мкм для многомодовой передачи.

Число мод приблизительно можно определить по формуле

$$N = (\pi d n_1 / \lambda)^2.$$

По числу мод принята следующая классификация световодов:

- одномодовые $N = 1$ (волна HE_{11} при $d \approx \lambda$);
- многомодовые $N > 1$ при $d \gg \lambda$.

Отсюда видно, что при сравнительно больших сердечниках ($d \gg \lambda$) световод работает в многомодовом режиме, а при сердечниках, соизмеримых с длиной волны ($d \approx \lambda$), – в одномодовом.

4. Описание лабораторной установки

Структурная схема лабораторной установки показана на рис. Л.1.9. Она состоит из генератора сигналов, схемы стабилизации мощности, генератора тока накачки лазерного излучателя, схемы стабилизации температуры лазерного излучателя, лазерного излучателя, фотоприемника усилителя преобразователя, АЦП, линейного усилителя и индикатора, ВАХ которого показана на рис. Л.1.10.

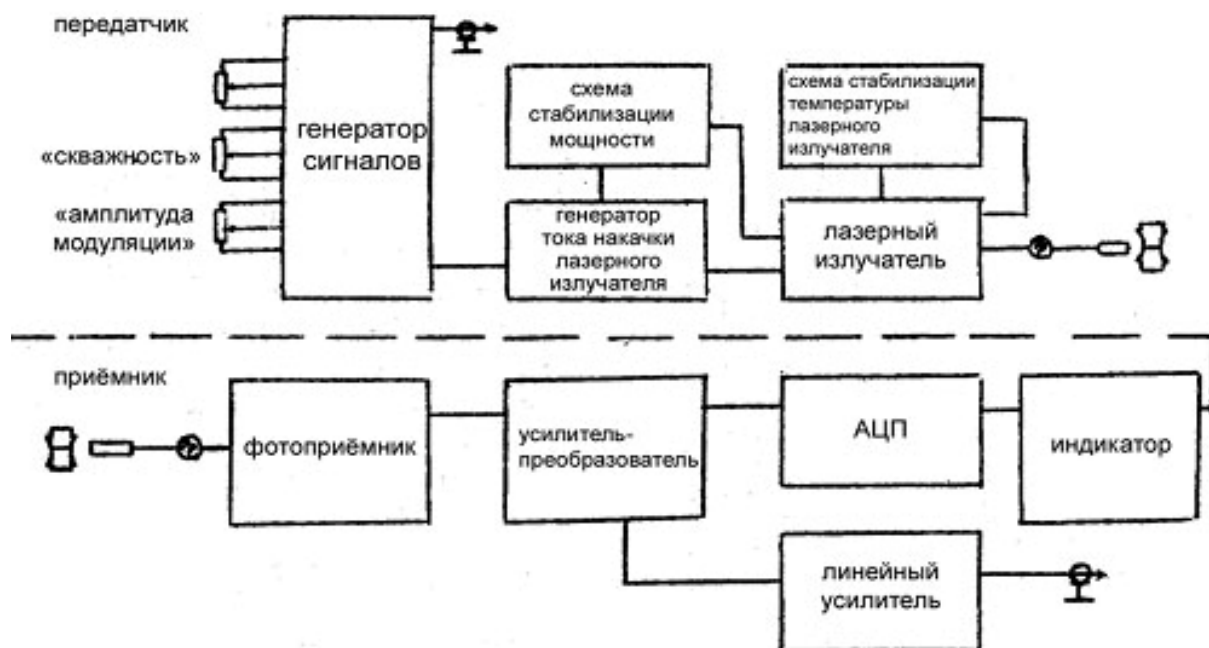


Рис. Л.1.9. Структурная схема лабораторной установки

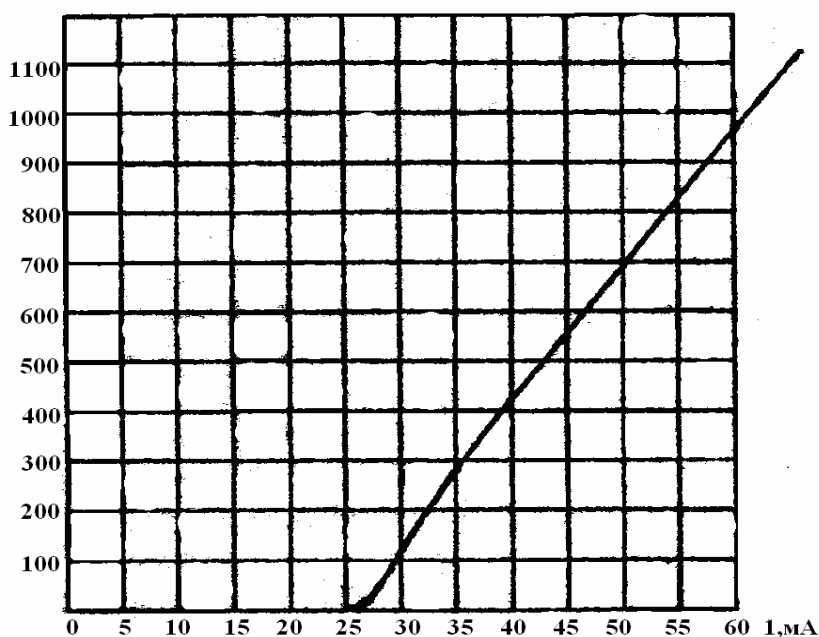


Рис. Л.1.10. Ватт-амперная характеристика лазерного излучателя измерителя параметров ВОЛС

5. Порядок выполнения работы

5.1. Принцип действия

5.1.1. Принцип действия прибора при измерении оптической мощности основан на преобразовании фотоприемником оптического излучения в электрический сигнал.

5.1.2. Измерение потерь в оптических трактах обеспечивается полупроводниковым излучателем, преобразующим электрический сигнал в оптическое излучение. При измерении потерь в оптической линии измеряется мощность излучателя, а затем мощность излучения, прошедшего линию.

5.1.3. Исследование параметров ВОЛС обеспечивается встроенным генератором прямоугольных импульсов, позволяющим регулировать частоту и длительность следования (скважность) импульсов, а также глубину модуляции.

5.1.4. В качестве излучателя используется лазерный диод с длиной волны 1,3 мкм.

Стабилизация мощности излучения лазерного диода производится за счет охвата обратной связью по излучению цепи питания диода, а также температурной стабилизацией режима работы лазерного диода.

5.2. Технические данные

5.2.1. Мощность непрерывного излучения:

- на выходном оптическом разъеме передатчика 500 мкВт \pm 10 %;
- на выходе шлейфа волоконно-оптического, подключенного к выходу передатчика не менее половины выходной мощности излучения передатчика.

5.2.2. Нестабильность уровня выходной мощности излучения по истечении времени установления рабочего режима за 15 мин непрерывной работы не более \pm 10 %.

5.2.3. Диапазоны измерения средней мощности непрерывного излучения на длине волны $1,3 \pm 0,1$ мкм:

- 10 мкВт;
- 100 мкВт;
- 10 – 1000 мкВт.

5.2.4. Пределы допускаемого значения основной погрешности измерения средней мощности непрерывного излучения на длине волны 1,3 мкм в диапазоне мощностей от 0,1 до 1000 мкВт \pm 10 %.

5.2.5. Тип разъема оптического соединительного FC.

5.2.6. Параметры встроенного модулирующего генератора:

- частота генератора регулируется с помощью переключателя диапазонов в пределах от 10 до 1000 кГц дискретно и плавно с изменяемой скважностью и амплитудой модуляции;
- генератор имеет пять диапазонов, причем частота генерации соответствует одному из установленных пределов (при крайнем правом положении ручки «Плавно»);
- ручка регулировки «Скважность» позволяет регулировать скважность модулирующих импульсов в пределах от 1,25 до 5,0;
- с помощью ручки «Амплитуда модуляции» обеспечивается регулировка глубины амплитудной модуляции оптического излучения в пределах от 0 до 100 % (при скважности $2 \pm 0,2$ и средней мощности излучения 500 мкВт);
- генератор имеет выход на стандартный 50-омный разъем типа CP-50 для контроля формы и амплитуды модулирующего сигнала.

5.3.7. Для исследования параметров волоконно-оптических трактов оптический приемник измерителя снабжен линейным усилителем, нагруженным на стандартный 50-омный разъем типа CP-50 для контроля формы и амплитуды принимаемого сигнала.

5.3. Подготовка к работе

5.3.1. Перед началом работы внимательно изучите техническое описание и инструкцию по эксплуатации, а также ознакомьтесь с расположением и назначением органов управления и контроля на лицевой панели прибора.

5.3.2. Разместите прибор на рабочем месте, обеспечив удобство работы и естественной вентиляции.

5.3.3. Подсоедините защитное заземление к клемме корпуса прибора.

5.3.4. Установите органы управления, настройки и подключения в исходное положение.

5.3.5. После длительного хранения следует произвести внешний осмотр, а затем проверку работоспособности прибора. Если хранение и транспортирование прибора производились в условиях, отличающихся от рабочих, то перед включением необходимо выдержать его в рабочих условиях не менее 3 часов.

5.3.6. При стыковках оптических узлов необходимо периодически протирать их полированные поверхности батистовой салфеткой ГОСТ 8424-80, смоченной этиловым спиртом ГОСТ 18300-72. Рекомендуемая норма расхода этилового спирта – $0,135 \cdot 10^{-4}$ л на одну протирку наконечника оптического соединителя.

ВНИМАНИЕ!

– Категорически запрещается прикосновение руками к торцу наконечника оптического соединителя.

– Оптические узлы после выполнения работ не оставляйте без защитных чехлов или колпачков.

6. Содержание отчета

6.1. Схема установки для исследования волоконно-оптической системы передачи.

6.2. Результаты исследования помехоустойчивости системы.

6.3. Амплитудные и частотные характеристики канала связи.

6.4. Результаты исследования нелинейных искажений.

6.5. Выводы по работе.

Контрольные вопросы

1. В каком диапазоне частот используются волоконные световоды?
2. Виды оптических волокон.
3. Физические процессы, происходящие при распространении ЭМВ в световоде.
4. Предельный угол полного внутреннего отражения.
5. Понятие числовой апертуры.
6. Классы электромагнитных волн в световодах.
7. Структурная схема измерительной установки.
8. Способы измерения параметров ВОЛС.

Лабораторная работа 2. Измерение затухания оптических кабелей (волоконных световодов) и оптических соединителей

1. Цель работы:

1.1. Изучение методов измерения собственного затухания оптических кабелей связи, волоконных световодов и оптических соединителей.

1.2. Экспериментальное исследование затухания волоконных световодов (ВС) методом сравнения.

2. Задание к работе:

2.1. Изучить инструкцию по технике безопасности.

2.2. Ознакомиться с причинами затухания сигнала в оптических кабелях связи.

2.3. Изучить схему лабораторной установки, ознакомиться с правилами эксплуатации приборов.

2.4. Измерить оптическую мощность на входе и выходе измеряемого световода.

2.5. Рассчитать затухание измеряемого тракта и оценить качество ОКС.

3. Методы измерения затухания в оптических кабелях связи

3.1. Коэффициенты затухания

Коэффициент затухания оптического кабеля связи (ОКС) является наряду с дисперсионными искажениями определяющим фактором при выборе длины регенерационного участка. Общее затухание участка ретрансляции длиной l_p при входном оптическом уровне $P_{вх}$ и допустимом с точки зрения заданной вероятности ошибки выходном уровне $P_{вых}$ составит

$$\alpha_p = P_{вх} - P_{вых} = \alpha + N\alpha_c, \quad (1)$$

где α – затухание оптического волокна в кабеле;

N – число соединителей на участке (при условии одинакового типа соединений);

α_c – затухание в месте соединения оптических волокон.

Затухание α складывается из собственного затухания оптического волокна и дополнительного затухания, возникающего в результате деформации волокна при наложении защитной полимерной оболочки, а также при заключении волокна в кабель. Указанное дополнительное затухание зависит от состава и способа наложения покрытия на волокно и от конструкции кабеля. Определенным выбором технологии наложения покрытия, конструкции кабеля и защитного покрытия это дополнительное затухание

может быть уменьшено до 0,5 дБ/км. На рис. 2.1 показаны характеристики коэффициентов затухания: собственного затухания волокна (кривая 1) и волокна, заключенного в кабеле (кривая 2). Собственное затухание оптических волокон определяется главным образом излучательными и абсорбционными потерями.

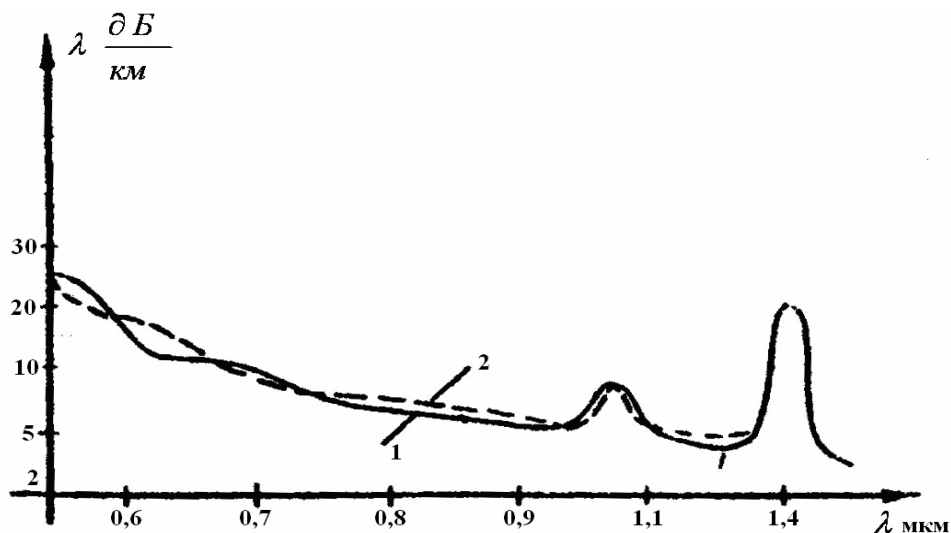


Рис. 2.1. Характеристики коэффициента затухания

Примеси в материале волокна приводят к абсорбционным потерям, причем в областях резонансов собственных колебаний ионов примесей обычно имеются всплески затухания. Для большинства волоконных световодов является проблемой снижение содержания ионов гидроксила (ОН) до достаточно низкого уровня (обычно до нескольких частей на миллион). Примесь гидроксильных групп ОН нежелательна, потому что обертоны фундаментальных продольных колебаний (максимум вблизи волны 28 мкм) приводят к поглощению на длинах волн 1,1; 0,97 и 0,75 мкм и, таким образом, эти полосы приходятся на интересующую связистов область пропускания в стекле (см. рис. 2.1).

Большое влияние также оказывают примеси переходных металлов в стекле. В первую очередь это элементы, находящиеся в первом ряду периодической таблицы. Все они имеют широкие интенсивные полосы поглощения, попадающие главным образом в перспективные области спектра. Влияние остальных переходных металлов можно не учитывать (в силу их небольшого количества и узких линий поглощения).

Абсорбционные потери можно связать также с основными компонентами стекла (обычно окислами примесей натрия, бора, кальция, кремния и т.д.). Край полосы поглощения этих компонентов находится в ульт-

рафиолетовой области спектра. Это поглощение чрезвычайно интенсивно, и хотя длины волн, представлявшие интерес для работы оптических систем, находятся в видимой и ближней ИК области, «хвост» данного поглощения может внести вклад в общие потери.

Отдельные компоненты стекла связаны химически. Тепловая энергия поддерживает их в состоянии постоянного хаотического движения таким образом, что любая индивидуальная связь непрерывно осциллирует. Эта связь ведет себя как электрический диполь, поле которого модулируется, что делает возможным взаимодействие между электрическим вектором электромагнитного поля и данной связью, приводящей к переносу энергии от поля структуре, проявляющееся в поглощении. Как и следует ожидать, это поглощение является очень сильным из-за очень большого числа имеющихся связей.

Причиной излучательных потерь является в первую очередь рэлеевское рассеяние света. Оно представляет собой рассеяние света на микронерегулярностях в диэлектрической среде, через которую распространяются электромагнитные волны. Физический размер нерегулярностей – порядка 0,1 длины волны излучения или менее, так что каждая нерегулярность действует как точечный источник рассеянного излучения. Для современных кварцевых стекол затухание, определяемое рэлеевским рассеянием, оценивается выражением для затухания

$$\alpha_p = R\lambda^{-4}, \quad (2)$$

где R – коэффициент пропорциональности ($R = 1,5$ дБмкм/км);

λ - длина волн света (в микрометрах).

Как видно из (2), с увеличением длины волны эта составляющая затухания уменьшается. Этим объясняется тенденция кривой (см. рис. 2.1) уменьшаться с увеличением длины волны.

3.2. Методы измерения затухания

Имеются два принципиально различающихся метода измерения затухания. Первый метод: затухание измеряют путем сравнения оптической мощности на входе и выходе кабеля по схеме, приведенной на рис. 2.2.

Если имеется возможность, то при повторном измерении от измеренного куска отрезают кусок длиной 1 – 3 м и делают повторное измерение, что позволит определить затухание при данном вводе излучения, а также исключить погрешность, возникающую из-за быстрого высвечивания мод излучения и мод оболочки. Если такой возможности нет, то используется эталонный отрезок волокна.

Второй метод измерения собственного затухания оптических кабелей основан на использовании обратного рассеяния (рис. 2.3).

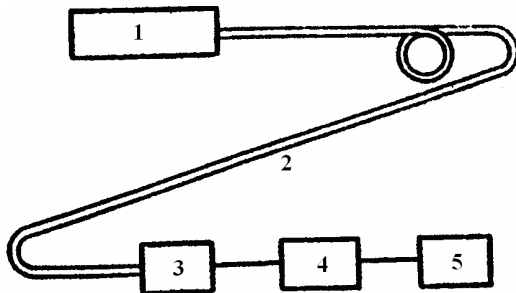


Рис. 2.2. Измерение затухания методом сравнения: 1 – оптический источник излучения; 2 – оптический кабель; 3 – фотодетектор; 4 – усилитель; 5 – блок измерения

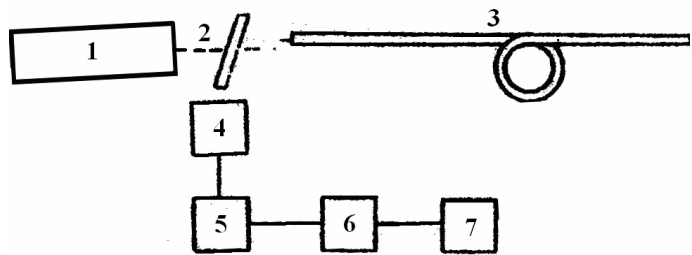


Рис. 2.3. Измерение затухания методом рассеяния: 1 – генератор оптических импульсов; 2 – разветвляющая пластина; 3 – измеряемое волокно; 4 – фотодетектор; 5 – усилитель; 6 – боксар-интегратор; 7 – самописец

Излучение от генератора оптических импульсов через разветвляющую пластину (полупрозрачное зеркало, оптический ответвитель) вводится в волокно (сигнал, образованный рассеянием или отражением света), в обратном направлении проходит по волоконному световоду, отражается от разделяющей пластины, после чего собирается фотодетектором и через усилитель поступает на боксар-интегратор, который накапливает сигнал для увеличения отношения «сигнал-шум». Далее сигнал регистрируется самописцем. На рис. 2.4 показаны типичные картины обратного рассеяния.

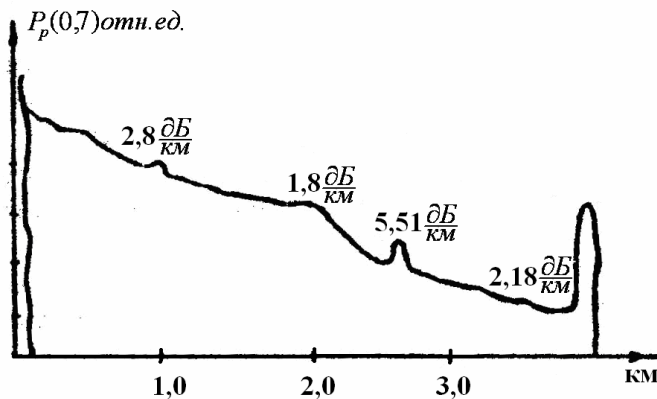


Рис. 2.4. Характеристики обратного рассеяния

Затухание, измеренное первым и вторым методами, определяется по формуле

$$\alpha = \frac{10}{l} \cdot \lg \frac{P_1}{P_2}, \quad (3)$$

где α – километрическое затухание;

l – длина измеряемого волокна или удвоенная длина выбранного участка на кривой распределения мощности обратного рассеяния;

P_1, P_2 – оптическая мощность на входе и выходе световода соответственно.

4. Описание лабораторного макета

Структурная схема лабораторного макета, представленного на рис. 2.5, состоит из следующих узлов:

1) передающий блок, представляющий по существу генератор оптических импульсов;

2) микроскоп с подвижным столиком, позволяющий перемещать волокна относительно друг друга поперечно-продольно и изменять угол между осями волокон, таким образом определяя параметры соединительных устройств;

3) приемный блок, позволяющий измерять уровень оптической мощности;

4) волоконный световод.

Лабораторный макет рассчитан на измерение затухания методом сравнения, который позволяет получить необходимую точность, навыки практической работы с оптическими элементами, и является наиболее простым.

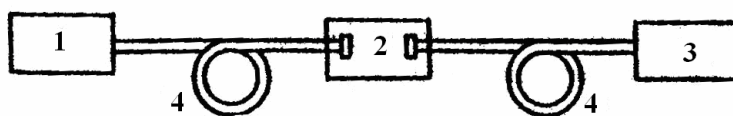


Рис. 2.5. Структурная схема лабораторного макета

5. Порядок выполнения работы

5.1. Ознакомиться с инструкцией по пользованию макетом.

5.2. Включить приборы и лабораторный макет. Произвести проверку работы измерительного устройства, для чего соединить передающее и приемное устройства отрезком волокна длиной 1 – 3 м и убедиться, что оптическая мощность соответствует заданному уровню (приблизительно 1 мВт).

5.3. Исследовать зависимость затухания в соединениях.

5.3.1. Ввести оптическое излучение в волокно.

5.3.2. Вторым отрезком волокна соединить с приемным устройством.

5.3.3. Используя микроскоп, добиться соосности волокна и чтобы угол между осями был равен 0.

5.3.4. Изменяя расстояние между торцами волокна (начиная с 0), снять зависимость от продольного сдвига волокон. Построить зависимость затухания от продольного сдвига.

5.3.5. Максимально сблизить волокна, изменяя расстояние между осями волокон в поперечном направлении, измеряя при этом величину затухания. Построить график зависимости затухания от поперечного сдвига.

5.3.6. Изменяя угол между осями волокон, измерить зависимость затухания в соединителях от перекоса волокон. Построить график зависимости.

5.3.7. Установив волокна таким образом, чтобы затухание в месте соединения было минимальным, измерить затухание оптического волокна с соединителем.

5.3.8. Заменяя оптическое волокно с соединителем на оптическое волокно без соединителя (длиной L), измерить затухание куска волокна, рассчитать километрическое затухание.

6. Содержание отчета

6.1. Структурные схемы методов измерения.

6.2. Таблицы результатов измерений.

6.3. Графики экспериментальных зависимостей.

6.4. Выводы по работе.

Контрольные вопросы

1. Механизм затухания оптического сигнала в волоконных световодах.
2. Пояснить кривую спектральной зависимости затухания.
3. Какие вы знаете методы измерения затухания в ОК?
4. В чем состоит суть метода обратного рассеяния? Укажите достоинства и недостатки метода.
5. Метод сравнения, его достоинства и недостатки.
6. Почему точность измерения затухания зависит от условий ввода излучения в волокно?
7. Назовите факторы, влияющие на потери в соединителях, и дайте их критический анализ.

Лабораторная работа 3. Исследование волоконно-оптических систем передачи при использовании аналоговой модуляции по интенсивности

1. Цель работы:

- 1.1. Изучить методы построения волоконно-оптических линий связи.
- 1.2. Исследовать амплитудные и частотные характеристики волоконно-оптической системы передачи при использовании модуляции по интенсивности.

2. Задание к работе:

- 2.1. Изучить инструкцию по технике безопасности.
- 2.2. Ознакомиться с основами теории передачи сигналов при использовании аналоговой модуляции по интенсивности.
- 2.3. Изучить схему лабораторной установки, ознакомиться с правилами эксплуатации приборов.
- 2.4. Исследовать отношение сигнал/шум.
- 2.5. Снять амплитудную и частотную характеристики лазерного канала.
- 2.6. Оценить искажения модулирующего сигнала.
- 2.7. Оценить качество передачи сигналов изображения по волоконно-оптической системе.

3. Содержание работы

При аналоговой модуляции интенсивности квадрат амплитуды электрического поля (E_c) несущей пропорционален модулирующему сигналу:

$$P(t) = E_c^2 / 2 \cdot [1 + M(t)] \cdot \cos^2 W_c / 2\pi \cdot t, \quad (1)$$

где $W_c / 2\pi$ – частота несущей; $M(t)$ – модулирующий сигнал.

Глубина модуляции характеризуется индексом модуляции, который определяется выражением

$$m_u = \frac{[P(t)]_{\max} - [P(t)]_{\min}}{[P(t)]_{\max} + [P(t)]_{\min}}. \quad (2)$$

Под отношением сигнал/шум обычно понимают отношение действующих значений напряжения (U_c) сигнала и шума (U_u):

$$\frac{P_c}{P_\phi} = 10 \cdot \lg \frac{U_c^2}{U_\phi^2} = 10 \cdot \lg \frac{I_0^2 \cdot m_u^2 \cdot M^2}{I_\phi^2}, \quad (3)$$

где I_0^2 , I_ϕ^2 – средняя составляющая сигнала и мощность шума на выходе фотодетектора;

M – коэффициент усиления фотодетектора с лавинным усилением фототока.

Отличительной особенностью оптических систем по сравнению с обычными электрическими является наличие составляющей шума (дробовой шум), зависящей от уровня входного сигнала

$$I_{\phi}^2 = I_{\phi 1}^2(I_c) + I_{\phi 2}^2; \quad (4)$$

$$I_{\phi 1}^2(I_c) = 2qM^{2+x_m} \cdot I_c F_b, \quad (5)$$

где q – заряд электрона;

x_m – дополнительная постоянная шума, равная приблизительно 0,5 для кремниевых и 1 для германиевых транзисторов;

M – коэффициент лавинного усиления фотодетектора (для р-і-п-фотодиода равен 1);

F_b – полоса оптического приемника;

$I_{\phi 2}^2$ – мощность теплового шума оптического приемника и шумов предусилителя.

Уровень шумов предусилителя зависит не от уровня сигнала, а от полосы оптического приемника F_b не пропорционально, как в обычных системах, а квадратично (биполярные транзисторы), или пропорционально третьей степени (полевые транзисторы) на входе предусилителя.

Для определения различных составляющих шума оптического приемника необходимо выполнить два измерения: определить уровень шума ($I_{\phi 2}^2$) при выключенном передатчике, а затем (I_{ϕ}^2) при включенном передатчике. Определив I_{ϕ}^2 и $I_{\phi 2}^2$, можно найти $I_{\phi 1}^2$, используя выражение (4).

Нелинейные искажения могут быть оценены с помощью различных методов. В лабораторной работе нелинейность амплитудной характеристики оценивается путем контроля ее производной ($dU_{\text{вых}}/dU_{\text{вх}}$), что дает возможность оценить даже небольшие изменения формы амплитудной характеристики. На вход передающего устройства подается напряжение вида

$$U(t) = kt + U_1 \cos w \cdot t, \quad (6)$$

Причем размах высокочастотной составляющей U_1 в 10 – 20 раз меньше размаха составляющей пилообразного напряжения. Величину нелинейности амплитудной характеристики определяют с помощью коэффициента нелинейных искажений:

$$k = (1 - m/M) \cdot 100\%, \quad (7)$$

где m – минимальная амплитуда синусоидального напряжения;

M – максимальная амплитуда синусоидального напряжения.

В процессе передачи сигнала по оптическому каналу могут произойти его искажения не только из-за шумов нелинейности амплитудной характеристики, но и в результате изменения амплитудных и фазовых соот-

ношений между отдельными гармоническими составляющими. Такие искажения называются линейными и обычно оцениваются по амплитудно-частотным (АЧХ) и фазо-частотным (ФЧХ) характеристикам каналов связи. Измерение амплитудно-частотных характеристик можно осуществить либо по точкам, либо с помощью генератора качающей частоты, либо (как в данной работе) с помощью «пачек» синусоидальных колебаний. Неравномерность АЧХ определяется как разность максимального и минимального уровней сигнала в заданной полосе частот.

4. Описание лабораторной установки

Схема установки для исследования приведена на рис. 3.1. Лабораторная установка состоит из генератора телевизионных сигналов типа оптического передатчика, принципиальная схема которого показана на рис. 3.2, оптического приемника (рис. 3.3), представляющего р-і-n-фотодетектор и предусилитель, выполненный на полевых транзисторах; блока питания, осциллографа, милливольтметра, оптического кабеля.

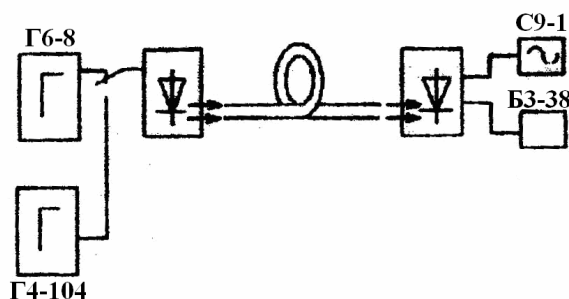


Рис. 3.1. Структурная схема лабораторной установки

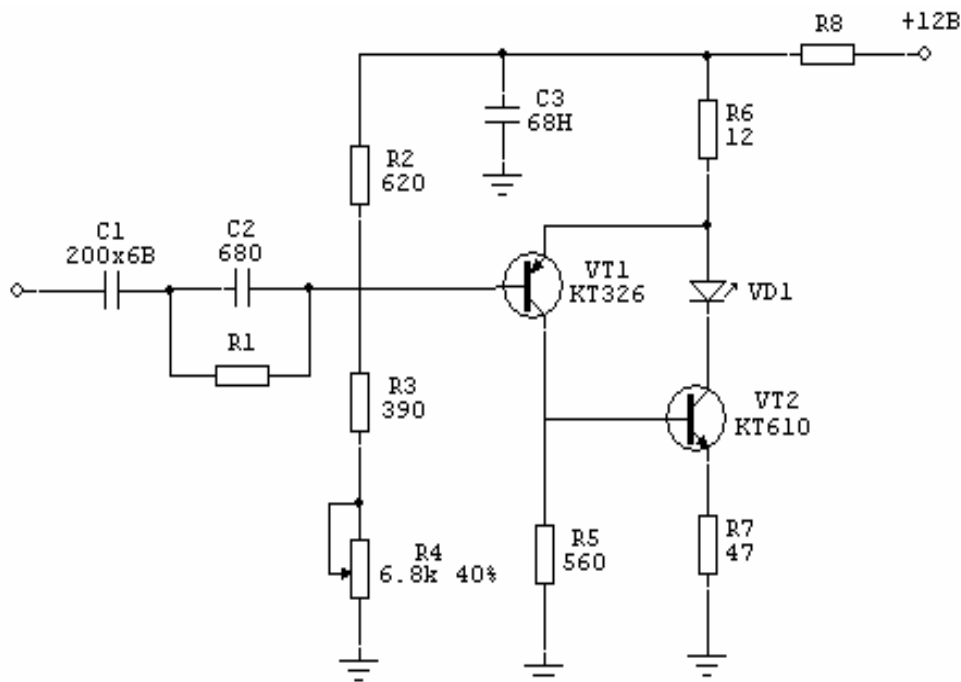


Рис. 3.2. Электрическая схема оптического передатчика

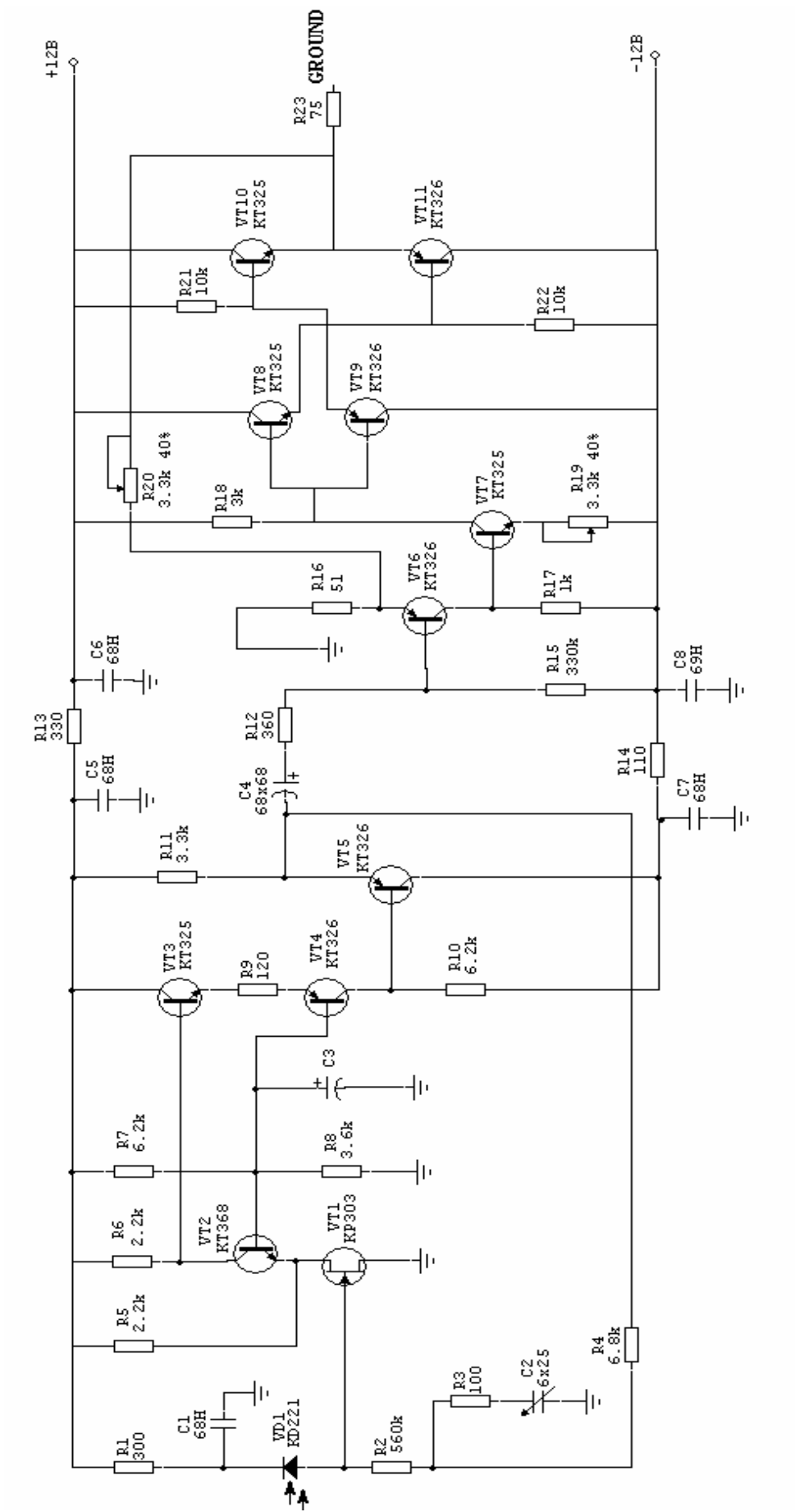


Рис. 3.3. Электрическая принципиальная схема оптического приемника

Оптический передатчик (см. рис. 3.2) – это двухкаскадный усилитель, нагруженный на светодиод (лазер). Наличие обратной связи, последовательной по выходу, позволяет увеличить выходное сопротивление усилителя так, что светодиод модулируется по существу генератором тока, что позволяет уменьшить величину нелинейных искажений светодиода, вызванных наличием пассивного, последовательно включенного сопротивления контактов и подводящих проводов.

Оптический приемник выполнен по схеме (см. рис. 3.3). Для уменьшения входной емкости предусилителя применено на входе каскадное включение транзисторов (VT1, VT2). Предусилитель выполнен с интегрированием (искажением) сигнала во входной цепи, чем достигается увеличение чувствительности оптического приемника. Коррекция вносимых искажений осуществляется усилителем-корректором, собранным на транзисторах VT6, VT7.

5. Порядок выполнения работы

5.1. Исследовать соотношение сигнал/шум аналоговой системы передачи.

5.1.1. Собрать установку согласно схеме.

5.1.2. Включить приборы и подать питание на передающий и приемный блоки.

5.1.3. Измерить уровень шума милливольтметром.

5.1.4. Выключить питание передающего устройства и измерить уровень шума.

5.1.5. Включить питание передающего устройства и подать с генератора синусоидальный сигнал амплитудой 1 В. Милливольтметром определить действующее значение сигнала на выходе приемного устройства ($f = 1$ МГц).

5.1.6. Определить уровень дробовых шумов и соотношения сигнал/шум, используя выражения (3), (4).

5.2. Снять амплитудно-частотную характеристику канала передачи.

5.2.1. Подать с генератора на вход передающего устройства измерительный сигнал, состоящий из «пакетов» синусоидальных колебаний.

5.2.2. Измерить с помощью осциллографа размах синусоидального заполнения различной частоты.

5.2.3. Приняв за единичный уровень сигнал с размахом $U(f_n)$ самой низкой частоты f_n , построить амплитудно-частотную характеристику канала системы передачи в децибелах:

$$A(f) = 20 \cdot \lg \frac{U(f)}{U(f_n)}.$$

5.2.4. Определить степень неравномерности амплитудно-частотной характеристики канала.

5.3. Снять амплитудную характеристику канала передачи.

5.3.1. Подать на вход синусоидальный сигнал с генератора, изменяя его амплитуду от 0 до 1 В, измерить осциллографом сигнал на выходе приемного устройства ($f = 1$ МГц).

5.4. Определить величину нелинейных искажений.

5.4.1. Подать на вход передающего устройства сигнал пилообразной формы с высокочастотным заполнением размахом 1 В.

5.4.2. Измерить осциллографом минимальную и максимальную амплитуду синусоидального напряжения.

5.4.3. Рассчитать по выражению (5) коэффициент нелинейных искажений.

5.4.4. 5.5. Уменьшить глубину модуляции, уменьшая уровень входного сигнала в 2 раза. Повторив п. 5.4, убедиться, что величина нелинейных искажений уменьшилась.

6. Содержание отчета

6.1. Схема установки для исследования волоконно-оптической системы передачи.

6.2. Результаты исследования помехоустойчивости системы.

6.3. Амплитудные и частотные характеристики канала связи.

6.4. Результаты исследования нелинейных искажений.

6.5. Выводы по работе.

Контрольные вопросы

1. Аналоговая модуляция интенсивности, ее преимущества и недостатки.

2. Индекс модуляции и зависимость от него нелинейных искажений.

3. Спектр сигнала при синусоидальной модуляции интенсивности.

4. Методы измерения нелинейных искажений каналов связи.

5. Назовите отличительные особенности оптических систем передачи.

6. Поясните принципы построения приемных устройств оптических систем передачи.

7. Сформулируйте требования к источникам излучения для систем с аналоговой модуляцией интенсивности.

Лабораторная работа 4. Изучение принципов кодирования и декодирования сигналов низкоскоростных систем передачи

1. Цель работы:

1.1. Изучить принципы кодирования сигналов NRZ стандарта в RZ, BIF и CMI стандарты.

1.2. Изучить принципы декодирования линейных сигналов RZ, BIF и CMI стандартов в исходный NRZ.

1.3. Экспериментально исследовать кодеры и декодеры стандартов RZ, BIF и CMI.

2. Задание к работе:

2.1. Изучить инструкцию по технике безопасности.

2.2. Изучить принципы и схемы построения кодеров RZ, BIF и CMI стандартов.

2.3. Изучить принципы и схемы построения декодеров RZ, BIF и CMI стандартов.

2.4. Изучить схему лабораторной установки, ознакомиться с правилами эксплуатации приборов и макета.

2.5. Исследовать кодеры и декодеры RZ, BIF и CMI стандартов.

2.6. Ознакомиться с вероятностными методами оценки приема ошибочного линейного кода в RZ, BIF и CMI стандартах.

Для передачи информации по оптическому волокну необходимо, имея исходную последовательность двоичных символов (NRZ-стандарт), сформировать оптический сигнал, обеспечивающий возможность надежного восстановления последовательности на приемной стороне.

Для передачи по линиям связи исходные (первичные) цифровые сигналы перекодируют в тот или иной «линейный код» посредством внесения избыточности.

Остановимся на недостатках простейшего безубыточного NRZ-кодирования. Безубыточность NRZ-кода исключает возможность контроля за качеством работы регенераторов без прерывания связи и использования специальных испытательных сигналов, поскольку любые комбинации импульсов и пауз при таком кодировании являются разрешенными. Элементарные ошибки в виде импульса на паузу и наоборот не приводят к изменениям структуры линейных сигналов и не могут быть обнаружены без дополнительной априорной информации о передаваемых сообщениях.

Временная функция математического ожидания NRZ-сигнала не имеет переменной составляющей. Это означает, что в его спектре (спектраль-

ной плотности мощности случайного процесса) отсутствуют дискретные составляющие на тактовой частоте $f_r = 1/T$ либо кратных ей частотах. Затрудняется синхронизация приемного устройства – установление границ тактовых интервалов, необходимое для надежного принятия решения о сигнале. Возможность группирования импульсов и пауз в любом их сочетании приводит к значительному содержанию низкочастотных составляющих спектра вплоть до нулевой частоты. Это усложняет обработку сигнала в приемном устройстве, приводит к срыву синхронизации.

Одновременно, что специфично для ВОСП, затрудняется и автоподстройка режима работы лазера в передающем устройстве, которая необходима для стабилизации пиковой мощности лазера.

Уйти от перечисленных недостатков можно только путем избыточного кодирования.

Наиболее простыми и весьма эффективными являются линейные коды класса 1В2В, в котором с каждым отдельным символом исходной последовательности сопоставляются два двоичных символа линейного кода. При сохранении скоростей передачи такое кодирование приводит к удвоению тактовой частоты линейного сигнала $f_l = f_m$. Такая высокая избыточность кодирования

$$X = 1 - m/n = 0,5$$

оправдывается лишь простотой технической реализации кодеров. Широкополосность линейных трактов ВОСП при подходящей элементной базе позволяет часто считать целесообразным использование кодов 1В2В вплоть до скоростей передачи в несколько десятков мегабайт в секунду.

В условиях ограниченной полосы при необходимости можно построить более экономичные блочные коды, когда с блоком из m символов исходной последовательности сопоставляются $n = m + 1$ символов линейного кода и увеличение частоты передачи $f_l = (n/m)f_m$ может быть незначительным. Однако при выполнении кодирования большими блоками кодеры весьма усложняются.

3. Коды класса 1В2В

Помимо дискретной составляющей на нулевой частоте, линейный сигнал может содержать дискреты на тактовой и кратной ей частотах. Наличие таких составляющих облегчает выделение тактовой частоты (ВТЧ), необходимое для синхронизации приема. Если математическое ожидание сигнала колеблется с частотой $f_n = 1/T$, либо кратной ей, задача ВТЧ может быть решена с помощью простейшего линейного фильтра (заметим, что наличие дискретных составляющих желательно, но не обязательно). В

принципе колебания тактовой частоты можно выделить из сигнала и в отсутствие дискретных составляющих спектра, если применить нелинейную обработку сигнала, то есть дифференцирование и двустороннее выпрямление. Наконец, для лучшей работы ВТЧ желательно, чтобы спектральная плотность непрерывного спектра вблизи выделяемой частоты была по возможности невелика. Случайные составляющие сигнала в этой области спектра создают помехи синхронизирующему устройству.

Избыточность линейного кодирования должна обеспечивать достаточно четкие признаки появления ошибок, выражающихся в виде нарушений временной структуры линейного сигнала.

В кодах 1В2В, обладающих большой избыточностью, возможность контроля высока. Ниже мы познакомимся с ними для каждого конкретного кода в отдельности.

4. RZ-кодирование

RZ-кодирование – не столько способ кодирования, сколько способ формирования импульсов линейного сигнала. RZ-код отличается от NRZ-кода лишь тем, что длительность элементарных импульсов сокращена вдвое при сохранении прежнего правила кодирования. Однако формально полученный сигнал можно рассматривать и как избыточный двоичный сигнал с тактовой частотой $f_d = 2/T$, в котором из четырех возможных двоичных блоков 00, 01, 10 и 11 кодов класса 1В2В используются только два – 00 и 10. Гарантированный «0» на второй позиции блока позволяет снизить влияние межсимвольной помехи. Эквивалентная схема, алгоритм получения и осциллограмма, поясняющие работу RZ-кодера, приведены на рис. 4.1.

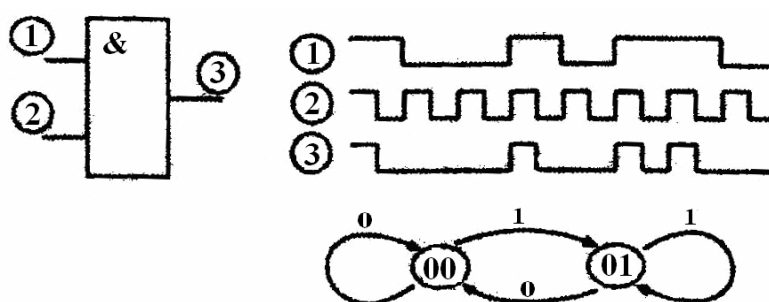


Рис. 4.1. Принцип работы RZ-кодера

Процесс декодирования по существу заключается в увеличении длительности единичных импульсов линейного кода. Эквивалентная схема с поясняющими ее осциллограммами представлена на рис. 4.2. Принцип работы прост: с каждым приходом «1» на вход С триггера информация, по-

ступающая на вход D, переписывается на выход Q. Таким образом, осуществляется переход от RZ-кода к исходному (NRZ-коду).

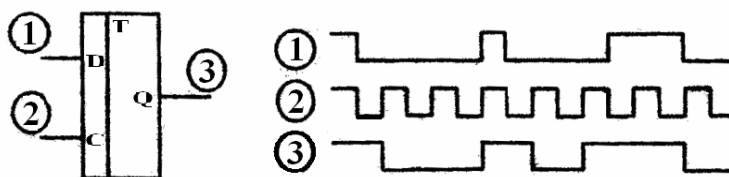


Рис. 4.2. Принцип декодирования RZ-кода

Наличие в RZ-коде запрещенной комбинации двух «1» подряд и более говорит о том, что в коде присутствует ошибка. С помощью этого «алгоритма» можно судить о «вероятностном» коэффициенте ошибки. Эквивалентная схема устройства обнаружения ошибки (запрещенной комбинации)

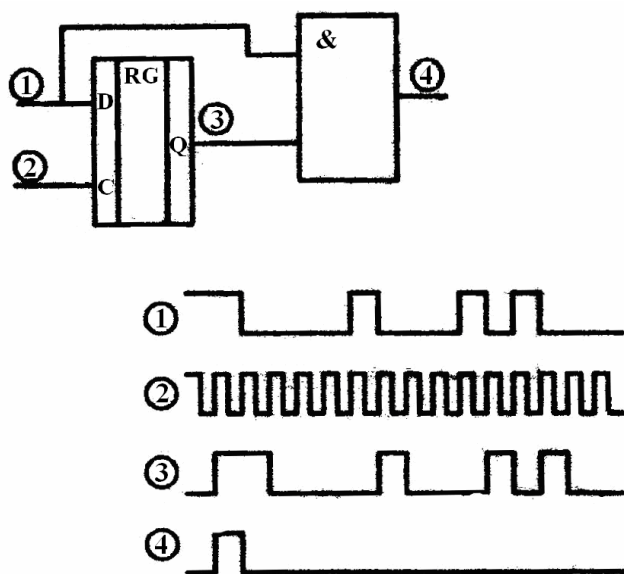


Рис. 4.3. Эквивалентная схема устройства обнаружения ошибки

с поясняющими его работу осциллограммами представлена на рис. 4.3.

Назначение регистра состоит в том, чтобы хранить информацию о предыдущей элементарной посылке. «Продвижение» информации через регистр осуществляется с изменением информации на входе C, то есть с тактовой частотой. Схема И оценивает наличие двух подряд «1» и при наличии последних формирует на выходе логическую «1».

Достоинства RZ-кодирования:

- простота реализации кодера (декодера);
- позволяет снизить влияние межсимвольной помехи;
- уменьшить среднюю излучаемую лазером мощность;
- «вероятностно» определить наличие ошибки (запрещенной комбинации).

Недостаток RZ-кодирования:

- статистика RZ-сигнала по отношению к NRZ-сигналу существенным образом не изменятся. По-прежнему возможны группирование длинных последовательностей «нулей»; непрерывная часть спектра имеет значительную плотность на $f = 0$ в прилегающей области.

5. Бифазные коды (BIF-коды)

Данные коды избавлены от недостатков RZ-кодов. Существует множество вариантов бифазных кодов. В одном из них «1» заменяется на двоичный блок «10», а «0» – на «01». Эквивалентная схема, алгоритм получения и осциллограммы BIF – кода показаны на рис. 4.4, 4.5.

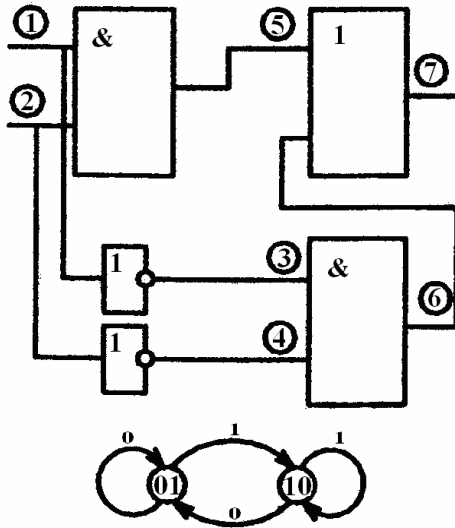


Рис. 4.4. Принцип получения BIF-кода

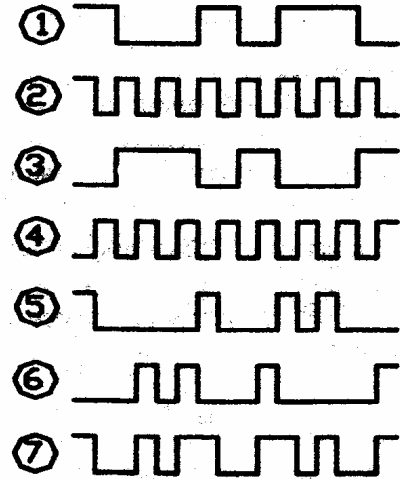


Рис. 4.5. Осциллограммы BIF-кода

Декодер BIF-кода не отличается по схеме реализации от декодера RZ-кода. Схема и принципы работы приведены на рис. 4.6.

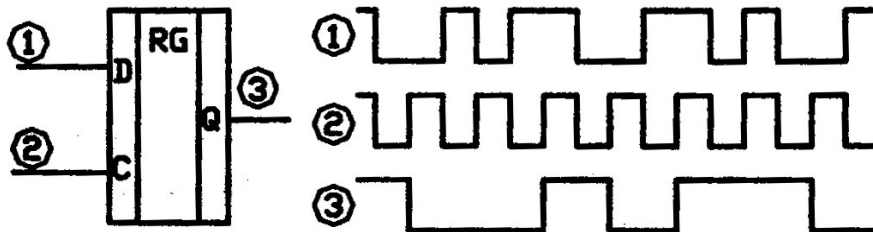


Рис.4.6. Принцип работы декодера BIF-кода

Особенностью BIF-кода является то, что в линейном коде не может быть более двух «0» или «1» подряд, что может быть использовано на приемной стороне для определения правильности приема линейного кода. Типичная схема такого устройства приведена на рис. 4.7, а осциллограммы на рис. 4.8.

Регистр хранит в себе информацию о двух последних элементарных посылках линейного кода. При поступлении на вход *D* регистра RG аналоговой посылки срабатывает одна из схем сравнения *И* (в зависимости от того, поступили три «1» или три «0»). Наличие импульса на выходе устройства говорит о наличии ошибки (запретной комбинации).

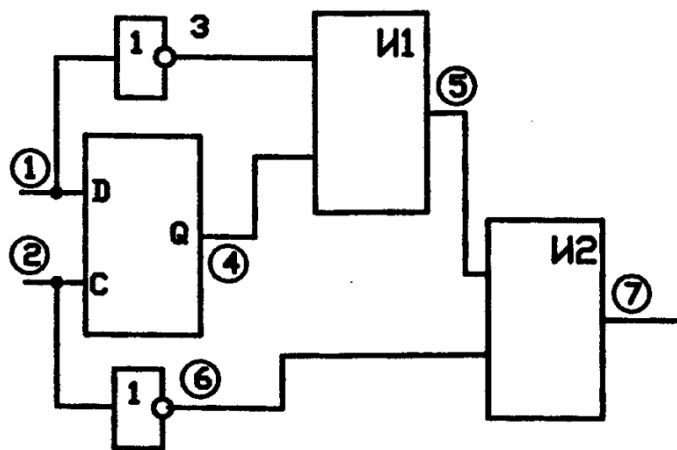


Рис. 4.7. Устройство для определения правильности приема VIF-кода

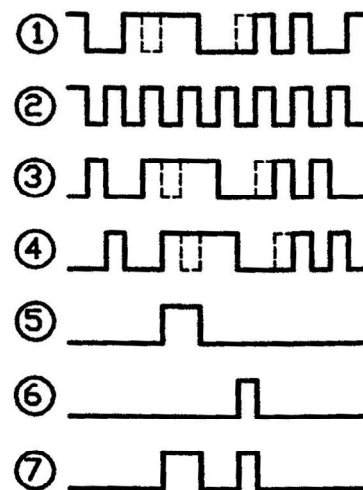


Рис. 4.8. Осциллограммы устройства правильности приема VIF-кода

Достоинства VIF-кодов:

- отсутствие недостатков RZ-кодирования;
- реализуется равенство вероятностей «0» и «1» в линейном коде;
- обеспечивается весьма малая спектральная плотность в примыкающей к $f = 0$ области.

Недостаток VIF-кодов:

- возможность «проскальзывания» фазы, после которого часть блоков информационного сигнала будет декодирована неправильно.

6. СМ1-кодирование

СМ1-код сочетает достоинства простоты кодирования с возможностью выделения f_T заданной фазы с помощью линейного фильтра. В нем «1» исходной последовательности кодируется поочередно блоками «11» и «00», а «0» кодируется неизменным блоком «01», что и обеспечивает в спектре наличие дискрета на частоте $f_m = 1/T$.

Простейшая схема СМ1-кодера, его алгоритм получения и поясняющие работу осциллограммы представлены на рис. 4.9, 4.10.

Схема кодера содержит элементы RZ и VIF-кодеров. Единственной особенностью является триггер T , назначение которого состоит в том, чтобы хранить информацию, каким блоком («11» или «00») была представлена последняя «1» в процессе кодирования, а также следить за поочередностью кодирования последней.

Типичная схема СМ1-декодера и поясняющие работу осциллограммы представлены на рис. 4.11 и 4.12. С каждым изменением информации (f_m) на входе C регистра RG информация с D продвигается по регистру.

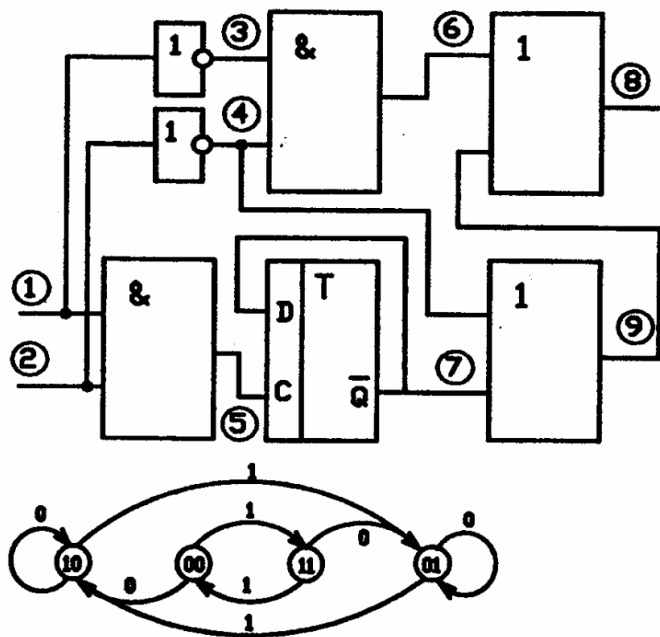


Рис. 4.9. Принципиальная работа СМІ-кодера

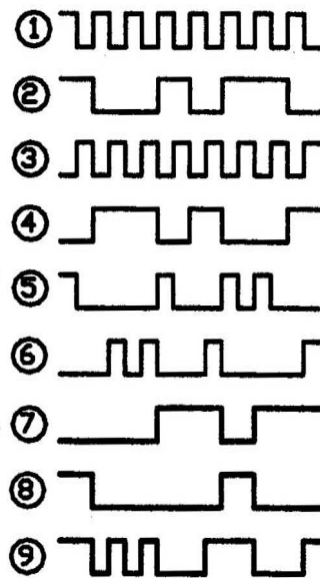


Рис. 4.10. Осциллограммы СМІ-кодера

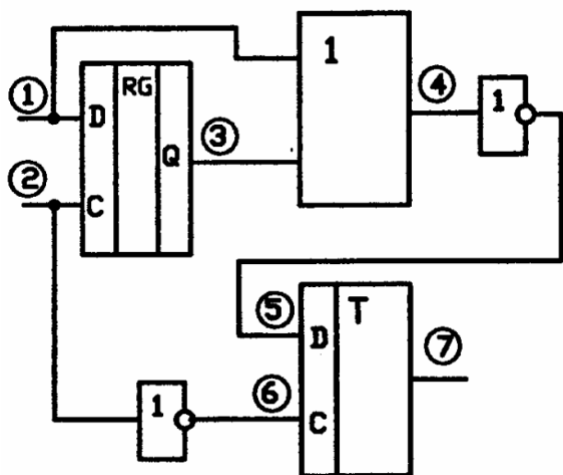


Рис. 4.11. Устройство СМІ-детектора

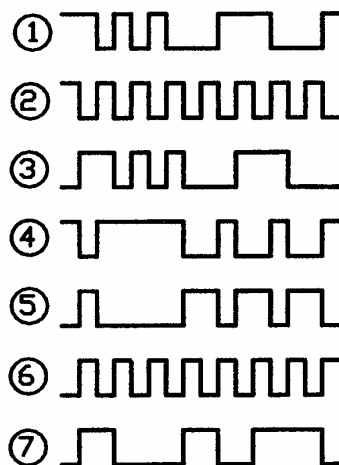


Рис. 4.12. Осциллограммы СМІ-детектора

Сумматор анализирует две последовательные посылки и при их равенстве выдает на выход «0», который инвертируется инвертором и поступает на вход D триггера T . В то же время инвертированный сигнал f_m с каждым приходом «1» на вход C триггера T переписывает информацию с D на выход Q . Таким образом, осуществляется декодирование СМІ-кода. Следует отметить особенность, которая заключается в том, что исходный (до кодирования) и декодированный СМІ-код сдвинуты друг относительно друга на одну посылку. Это возникает из-за необходимости анализа двух соседних импульсов для принятия решения.

Избыточность кода СМІ легко перераспределить на обслуживание служебного канала. С этой целью можно использовать «запретный» в

обычном режиме блок 10, а также нарушение чередований 11 и 00, конечно, на время служебной связи следует предусматривать блокировку системы контроля ошибок. Подобная возможность потенциально заложена и в других кодах 1В2В, но в СМІ задача решается особенно просто.

Схема устройства контроля ошибок СМІ-кода с поясняющими его работу осциллограммами представлена на рис. 4.13, 4.14.

Схема И1 контролирует наличие запрещенной комбинации «10» и в случае обнаружения таковой вырабатывает логическую «1» на выходе, которая поступает на один из двух входов схемы И2. В то же время сигнал f_m инвертируется (это необходимо для того, чтобы логическая «1» была в момент второй половины поступающих блоков элементарных символов) и поступает на второй вход схемы И2. Если в этот момент на первом входе была логическая «1», это воспринимается устройством как ошибка (запрещенная комбинация).

К дополнительным достоинствам СМІ-кода следует отнести простоту сопряжения с системами, использующими троичные сигналы.

Недостаток СМІ-кодирования по отношению к ВІF-кодированию – возможность группирования трех символов «1» или «0», что немного увеличивает спектральную плотность в примыкающей к $f = 0$ области.

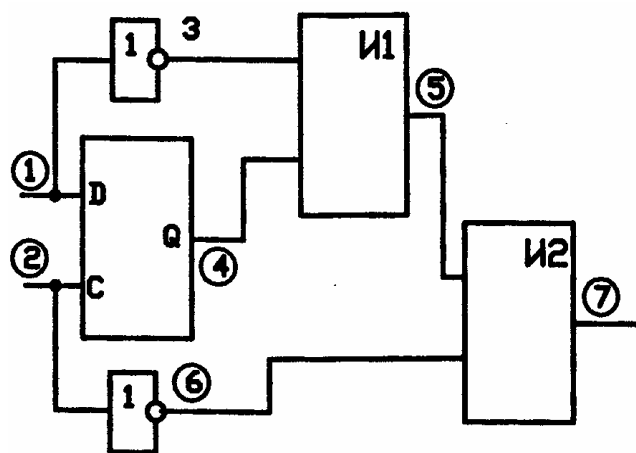


Рис. 4.13. Схема устройства контроля ошибок СМІ-кода

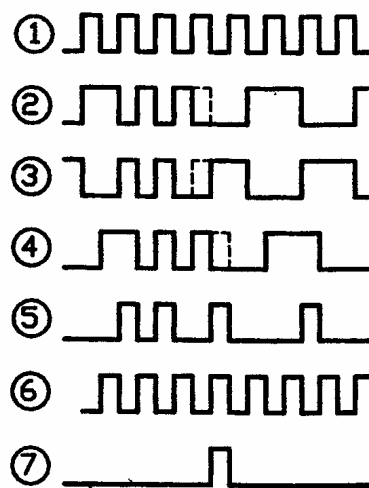


Рис. 4.14. Осциллограммы устройства контроля ошибок СМІ-кода

7. Описание лабораторной установки

Структурная схема лабораторной установки приведена на рис. 4.15. Установка состоит из следующих функциональных модулей:

- задающего генератора (ЗГ);
- формирователя кодовой последовательности (ФКП);

- устройства ввода ошибки (УВО);
- кодера (RZ, BIF, CMI);
- имитатора искусственной линии (ИЛ);
- выделителя тактовой частоты (ВТЧ);
- декодера (RZ, BIF, CMI);
- устройства определения ошибки (УОО).

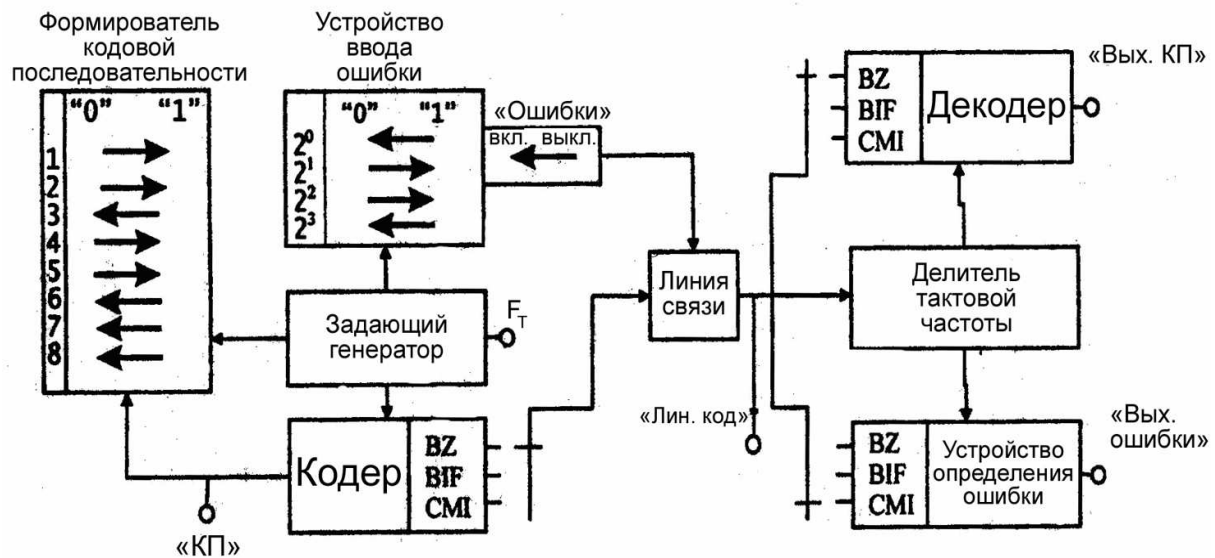


Рис. 4.15. Структурная схема лабораторной установки

Сигнал с ЗГ, выполненного на базе трех инверторов, поступает на ФКП, который в свою очередь представляет собой устройство, преобразующее параллельный код в последовательный. Состоит ФКП из счетчика и мультиплексора. Далее сформированная последовательность поступает на кодер, синхронизируемый ЗГ (с устройством кодера вы уже познакомились выше). Необходимый вид кодирования задается переключателем П. Далее линейный код поступает на ИЛ, которой также поступает сигнал ошибки. Выбор места воздействия на линейный код осуществляется с помощью набора тумблеров. После объединения с ошибкой линейный код поступает на приемную часть, которая состоит из ВТЧ, декодера и УОО. ВТЧ, выделяя f_T , синхронизирует работу декодера, а также УОО. На выходе декодера, таким образом, получаем исходную кодовую последовательность (КП), а на выходе УОО – ошибку (если она имеется).

8. Порядок выполнения работы:

8.1. Получить у преподавателя кодовую последовательность, индивидуальную для каждой бригады.

8.2. Выполнить кодирование полученной последовательности на основе полученных сведений о RZ, VIF, CMI-кодах.

8.3. Включить макет.

8.4. Набрать необходимую кодовую комбинацию, при этом переключатель «ошибка» должен находиться в положении «выкл».

8.5. Проверить правильность набора комбинации, контролируя ее на экране осциллографа (гнездо «КП»).

8.6. Проверить правильность самостоятельного кодирования выданной последовательности с помощью осциллограммы, полученной экспериментально (гнездо «вых. лин. Кода»).

8.7. Сравнить последовательность, подвергнутую процессу кодирования декодирования, с исходной (гнездо «вых. КП»). Сделать вывод.

8.8. Ввести ошибку путем набора ее местоположения с помощью переключателей. Контроль места ввода ошибки производить в гнезде «вых. лин. кода» (элементы кодовой последовательности нумеруются от 0 до 15). При этом переключатель «ошибка» должен находиться в положении «вкл». Проследить, как это отразится на декодировании линейного сигнала с ошибкой на декодере (гнездо «вых. КП»).

8.9. Повторить пп. 8.4 – 8.8 для каждого из кодов, используя переключатель «код».

8.10. Проверить возможность контроля ошибки для всех трех кодов (гнезда «вых. ошибки»). Сделать вывод о «вероятностном» способе определения.

9. Содержание отчета:

9.1. Структурная схема макета.

9.2. Схемы кодеров, декодеров, устройств определения ошибки.

9.3. Результаты «самостоятельного» кодирования.

9.4. Осциллограммы, полученные при проведении лабораторной работы по пп. 8.4 – 8.10.

9.5. Выводы о работе.

Контрольные вопросы

1. Недостатки NR2-кодирования.
2. Перечислить требования, которыми должен обладать «идеальный» код.
3. Коды класса 1B2B. Свойства. Особенности применения.

4. RZ-код. Особенности. Достоинства и недостатки.
5. VIF-код. Особенности. Достоинства и недостатки.
6. CMI-код. Особенности. Достоинства и недостатки.
7. Понятие избыточность. Способы применения избыточности кодов класса 1B2B.
8. Понятие «запрещенной комбинации». Пояснить на конкретных кодах.
9. Пояснить термин «вероятностное» определение коэффициента ошибки. Пояснить, когда ошибка может быть не обнаружена.
10. Сравнить коды RZ, VIF, CMI. Указать на преимущества и недостатки в сравнениях.

Лабораторная работа 5. Исследование скремблирующих устройств

1. Цель работы:

- 1.1. Изучение основных методов построения скремблеров и дескремблеров.
- 1.2. Изучение методов защиты скремблирующих устройств от запрещенных комбинаций символов.
- 1.3. Экспериментальное исследование временных и спектральных характеристик скремблированных цифровых последовательностей.

2. Задание к работе:

- 2.1. Изучить инструкцию по технике безопасности.
- 2.2. Изучить схему лабораторной установки, ознакомиться с правилами эксплуатации приборов.
- 2.3. Ознакомиться с основными характеристиками скремблеров и дескремблеров.
- 2.4. Экспериментально исследовать временные характеристики скремблирующих устройств.

3. Содержание работы

В результате скремблирования передаваемый сигнал независимо от свойств источника приобретает структуру, близкую к случайной, причем это приближение тем лучше, чем длиннее псевдослучайная последовательность (ПСП). Таким образом, процесс скремблирования неразрывно связан с понятием ПСП, к которым относятся последовательности симво-

лов с корреляционными свойствами, близкими к корреляционным свойствам ограниченного по уровню шума.

Придание передаваемому информационному сигналу свойств ПСП осуществляется в скремблере либо сложением по модулю 2 сигнала с M -последовательностью, которая вырабатывается генератором сдвига с обратными связями, соответствующими коэффициентам полинома, порождающего M -последовательность, либо делением информационного сигнала на такой же полином. Оба способа скремблирования имеют свои достоинства и недостатки.

Структурная схема скремблера и дескремблера, реализующая первый метод, приведена на рис. 5.1.

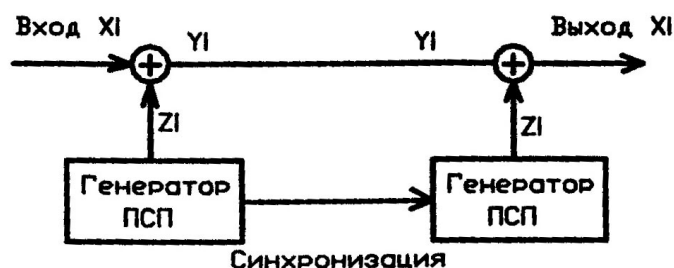


Рис. 5.1. Структурная схема скремблера и дескремблера

Для восстановления исходного информационного сигнала X_i на приемной стороне нужно вычесть по модулю 2 (что эквивалентно сложению по модулю 2) такую же M -последовательность Z_i , что и на стороне передачи. Таким образом, сигнал Y_i на выходе скремблера описывается выражением

$$Y_i = X_i + Z_i. \quad (1)$$

Так как двойное сложение по модулю 2 (равно как и вычитание) само себя компенсирует, то на выходе дескремблера получаем исходный сигнал X_i :

$$X_i = Y_i + Z_i = X_i + Z_i + Z_i = X_i. \quad (2)$$

Для правильного восстановления исходного сигнала M -последовательности, вырабатываемые на приемной и передающей сторонах, должны быть синфазны. Синфазность может обеспечиваться, например, принудительным запуском генератора при помощи определенного импульса, передаваемого дополнительно к информационному сигналу.

Такой метод скремблирования обычно используется при формировании в конечном цифровом оборудовании сигнала, передаваемого по тракту со скоростью, несколько превышающей скорость передачи информационного сигнала вследствие включения дополнительных вспомогательных

бит, а также при объединении двух или нескольких цифровых сигналов одного уровня иерархии. Сложность синхронизации и очень жесткие требования к ней ограничивают применение данного метода.

При втором методе на приемной стороне используют так называемые самосинхронизирующиеся дескремблеры. Структурная схема самосинхронизирующегося скремблера и дескремблера изображена на рис. 5.2. И скремблер, и дескремблер состоят из n -разрядного регистра сдвига с обратной связью от разрядов m и n . Очевидно, что двоичные последовательности, входящие в регистр сдвига у скремблера и дескремблера, идентичны. Исходный двоичный сигнал складывается в сумматоре по модулю 2 с другим сигналом, который формируется из задержанного сигнала на выходе регистра сдвига путем его дальнейшей обработки в аналогичном сумматоре. В результате на выходе устройства появляется новая импульсная последовательность, которая систематически связана с исходным сигналом, однако является как бы более случайной, поскольку происходит разрушение длительных последовательностей «1» или «0», а также простых периодических последовательностей. Это приводит к существенному уменьшению величины систематических фазовых дрожаний. При установке на магистрале нескольких таких скремблеров возможно устранение также систематического накопления дрожаний.

Исходное сообщение может быть восстановлено на приеме с помощью дескремблера (рис. 5.2), реализующего операцию, обратную скремблированию.

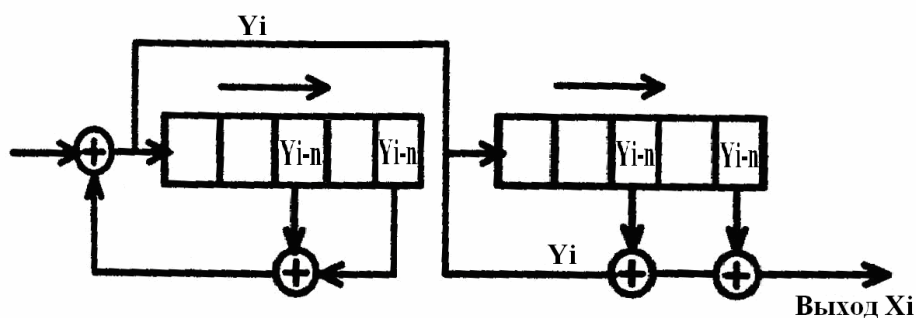


Рис. 5.2. Структурная схема самосинхронизирующегося скремблера и дескремблера

Информационная последовательность на выходе скремблера может быть описана выражением

$$Y_i = X_i + Y_{i-m} + Y_{i-n}, \quad (3)$$

где X_i – входной информационный сигнал;

Y_i – скремблированная линейная последовательность;

Y_{i-m} и Y_{i-n} – сигналы на выходах соответствующих триггеров регистра сдвига.

Можно показать, что дескремблированная информационная последовательность X_i будет идентична первоначальной информационной последовательности Y_i :

$$X_i = Y_i + Y_{i-m} + Y_{i-n}. \quad (4)$$

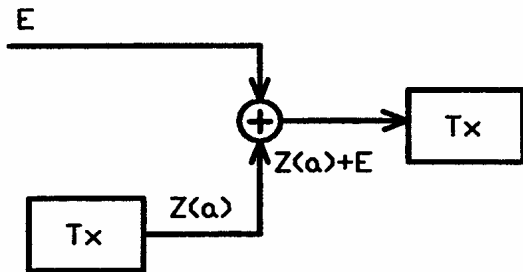


Рис. 5.3. Цифровая линия связи со схемой введения ошибки

Более наглядную картину дает структурная схема, приведенная на рис. 5.3. Здесь изображена свободная от ошибок цифровая линия связи со схемой введения ошибки. При идеальных условиях, когда передаваемая и принятая информация одинакова, $E = 0$. Для одного искаженного бита информации полином ошибки E запишется как

$$E = X^n, \quad (5)$$

где n – номер ошибочного бита.

Любая ошибочная последовательность может быть описана следующим полиномом ошибки

$$\sum_{r=-\infty}^{\infty} \alpha_r \cdot x^r,$$

где r – целое число.

В этой записи все коэффициенты α_r берутся равными нулю, когда ошибка отсутствует. При желании линейная ошибка может быть введена в линию, $\alpha_r = 1$. Если передаваемая последовательность записывалась как $Z(a)$, то теперь приемная последовательность будет иметь вид $Z(a) + E$ и на выходе дескремблера получим

$$X_i = (GP) \cdot (Z(\alpha) + E) = GP \cdot Z(\alpha) + GP \cdot E, \quad (6)$$

где GP – генераторный полином скремблера.

В приведенном выше выражении первое слагаемое представляет собой правильный выходной сигнал, а второе – ряд ошибочных символов последовательности. Размножение ошибок при скремблировании является главным недостатком данного метода, однако если умножение ошибок в дескремблере недопустимо, то необходимо использовать корректирующее кодирование. В остальном же рассмотренный метод нисколько не уступает предыдущему. Простота реализации, не требующая сложных устройств синхронизации, способствует тому, что данный метод чаще применяется на практике, чем метод вычитания.

Более подробный анализ работы схемы скремблера показывает, что возможны такие комбинации символов входной последовательности и состояний триггеров регистра сдвига, когда скремблер теряет свои свойства. При этом последовательность в канале может иметь вид непрерывного потока «1» или «0», а также коротких повторяющихся последовательностей. Для устранения этих явлений в схеме скремблера и дескремблера добавляются специальные детекторы нежелательных сигналов и цепи управления, с помощью которых инвертируются значения одного символа текущей последовательности. Необходимость применения подобных устройств защиты определяется видом передаваемой информации и статистическими свойствами источника сигнала.

Пусть передается последовательность символов, представляющая собой непрерывный поток «0». Если передача началась в тот момент, когда все триггеры регистра сдвига скремблера также находились в состоянии нуля, то на выходе скремблера будет вырабатываться линейный сигнал Y_i , также состоящий из одних «0». Продолжая передавать сигнал такого типа, можно потерять синхронизацию, а вместе с ней и возможность восстановления на приеме переданной информации.

Второй пример: входная информационная последовательность представляет собой чередующиеся «0» и «1» (так называемый доттинг). Если начало передачи совпало по времени с моментом, когда состояние триггеров регистра сдвига скремблера также чередовалось, то на выходе скремблера может выработаться доттинговый линейный сигнал. В результате могут возникнуть дискретные спектральные составляющие с энергией, по существу эквивалентной мощности случайной информационной последовательности.

На рис. 5.4 представлена контрольная логическая схема, которая может дополнять скремблер в целях мер предосторожности.

Схема И (А) контролирует состояние «все нули» в регистре сдвига и добавляет единицы к K_i , предотвращая возможность появления линейного сигнала "все нули" на выходе скремблера. Подобным образом схема И (В) контролирует чередующиеся состояния триггеров регистра сдвига и добавляет единицы к K_i , избегая возможности продолжительного чередования доттинговой последовательности на выходе.

Дескремблер содержит идентичную контрольную логическую схему и, следовательно, обеспечивает соответствующее дескремблирование.

Недостаток схемы состоит в том, что она не способна защитить скремблер от нежелательных линейных последовательностей, которые являются результатом пролонгированной подачи на вход сплошного потока

единиц. В этом случае на выходе скремблера будет присутствовать линейный сигнал «все единицы». Кроме того, необходимо учитывать тот факт, что могут существовать определенные комбинации символов, способные «расстраивать» скремблер. Например, входная последовательность без избыточна, но после скремблирования она может иметь большую степень периодичности, чем в исходном состоянии.

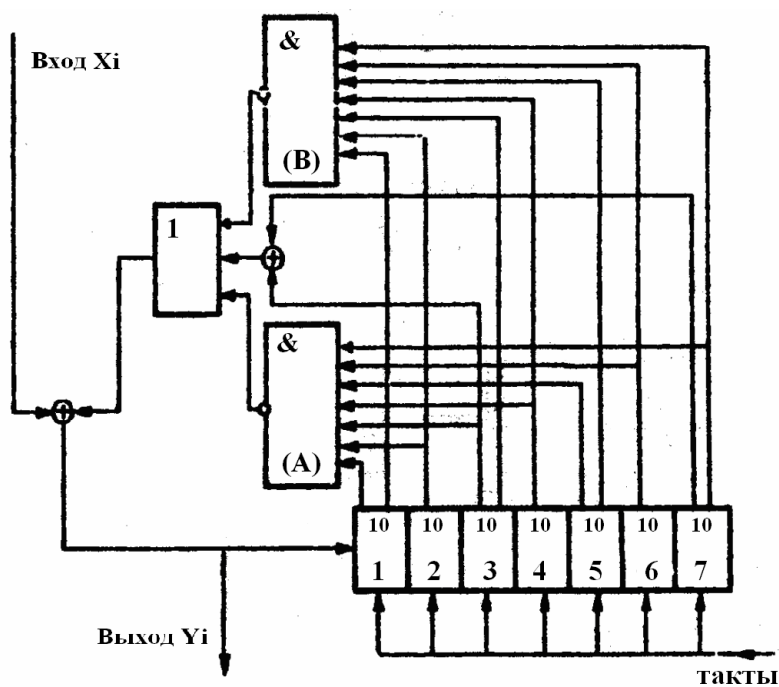


Рис. 5.4. Контрольная логическая схема

Дальнейшая защита может быть обеспечена, если подключить к работе детектор (обнаружитель) повторяющихся комбинаций (ДПК), который показан на рис. 5.5. Использование ДПК вызывает небольшую модификацию кодера, которая иллюстрируется рис. 5.6.

Принцип действия ДПК состоит в том, что если нежелательная последовательность была передана, то она попадет в регистр сдвига. Сравнивая отдельные биты к интервалов и объединяя их, ДПК будет «помечать» неблагоприятные состояния. Комбинация символов, которая повторяется каждые k бит, может быть определена для всех целых t как

$$a(t) = a(t + k). \quad (7)$$

Если это условие сохраняется для времени, соответствующего длине счетчика, то оно помечено. Метка Q_n используется для последующего видоизменения процесса скремблирования, инвертируя следующий бит в информационной последовательности. Модифицированные кодеры идентичны как на передаче, так и на приеме.

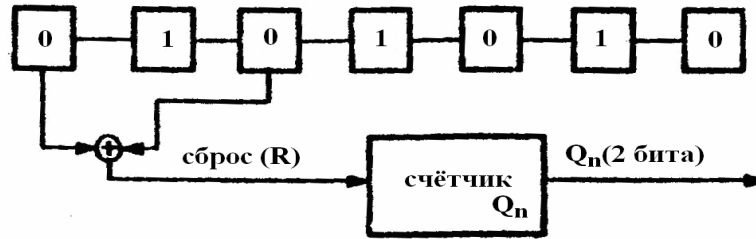


Рис. 5.5. Детектор повторяющихся комбинаций

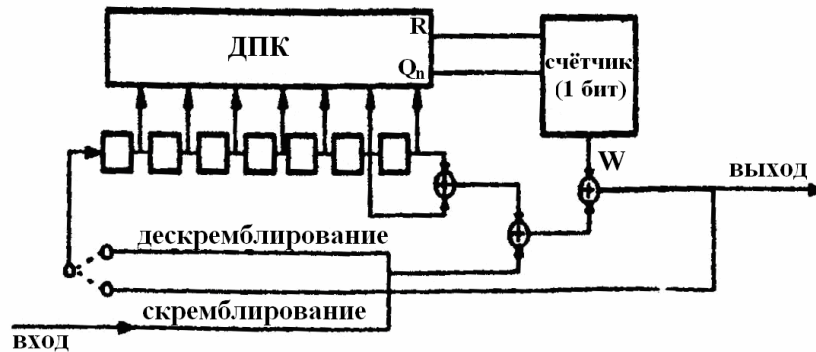


Рис. 5.6. Кодер с использованием ДПК

Еще один пример скремблера с аналогичным устройством защиты показан на рис. 5.7. Входная последовательность поступает на регистр сдвига скремблера, продвигается по регистру и по цепи обратной связи из триггеров 6 и 7, поступает на выход схемы и вход регистра сдвига, предварительно складываясь в сумматоре по модулю 2 с текущей входной последовательностью.

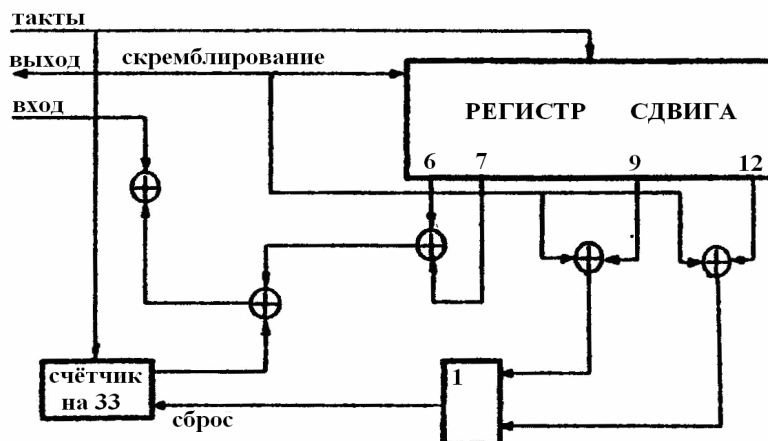


Рис. 5.7. Скремблер с устройством защиты

Схема защиты контролирует состояния на входе регистра сдвига и на выходе его триггеров 9 и 12. Если эти состояния различны, то счетчик сбрасывается логической единицей, поступающей со схемы ИЛИ. В случае передачи непрерывного потока нулей, например, все состояния регистров

сдвига будут нулевыми и логический ноль поступает на счетчик со схемы ИЛИ. Досчитав до 33, счетчик подает логическую единицу на сумматор по модулю 2, которая складывается в нем с текущим битом последовательности в цепи обратной связи, тем самым инвертирует его.

Таким образом, ДПК имеет следующие важные достоинства:

- полная защита от сплошного потока нулей.
- дополнительная защита от повторяющихся комбинаций.

4. Описание лабораторного макета

Структурная схема лабораторного макета показана на рис. 5.8. Задающий генератор (ЗГ) генерирует последовательность импульсов, которая поступает на формирователь кодовой последовательности (ФКП). При помощи ФКП формируется произвольная двоичная периодически повторяющаяся 8-разрядная кодовая последовательность (КП) формата NRZ, следующая со скоростью $B = 8,448$ Мбит/с, что согласно иерархии, определенной МККТГ, соответствует вторичной временной группе (ВВГ). КП попадает на скремблер (Скр), где она преобразуется по структуре без изменения скорости передачи символов, то есть ее свойства приближаются к свойствам случайного сигнала. Это позволяет достигнуть устойчивой работы линии связи вне зависимости от статических свойств источника информации.

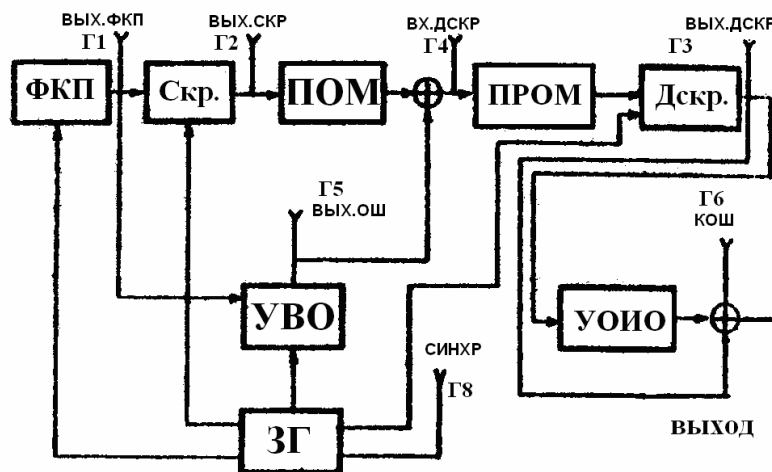


Рис. 5.8. Структурная схема лабораторного макета

Затем КП передается на вход передающего оптического модуля (ПОМ), который содержит переключатель тока, управляющий током накачки СИД, и цепи стабилизации уровня излучения. Модулирующий сигнал попадает на вход переключателя тока, который в соответствии с тем, какой сигнал пришел – «0» или «1», включает и выключает источник тока смещения I_n , изменяя уровень излучаемой мощности от P_0 при передаче

«0» до пикового значения P_1 при передаче «1». Для стабилизации и повышения надежности работы передатчика предусмотрены цепи стабилизации уровня излучения.

Модулированное оптическое излучение от излучателя (Изл) с помощью оптического соединителя (ОС) вводится в волокно оптического кабеля (ОВ). Затухание световода приводит к уменьшению интенсивности распространяющихся по нему оптических импульсов, а конечные значения полосы пропускания – к уширению этих импульсов. Для имитации этих процессов, которые могут вызвать появление ошибки, предусмотрено устройство ввода ошибок (УВО). Ошибка вводится после скремблера.

Цифровой сигнал через ОС подается на фотодиод приемного оптического модуля (ПрОМ), затем усиливается и восстанавливается по амплитуде, форме и длительности. Для устранения перегрузки выходного каскада оконечного усилителя (ОУ) при изменении входного сигнала и применении коротких линий, когда запас по затуханию линейного тракта велик, в фотоприемнике имеется цепь автоматической регулировки усиления. Восстановленная цифровая КП формата NRZ с ошибкой или без нее попадает на дескремблер (Дскр), где над сигналом выполняется операция, обратная скремблированию, после чего устройство обнаружения и исправления ошибок (УОИО) регистрирует возникшие ошибки путем сравнения исходной последовательности с последовательностью, прошедшей вышеперечисленные блоки, и на выход поступает исходный цифровой сигнал.

ЗГ синхронизирует работу всей системы передачи.

1. Включить измерительные приборы и лабораторный макет.
2. С помощью переключателей ФКП ввести заданную кодовую последовательность, подав ее тем самым на вход скремблера (переключатели «Ош1», «Ош2» и «Ош3» при этом должны быть в положении «Выкл.»).
3. Подключить осциллограф к гнезду Г1 и зарисовать осциллограммы кодовой последовательности на входе скремблера.
4. Последовательно подключая осциллограф к гнездам Г5 «Вых.Ош.», Г4 «Вх.Дскр.», Г4 «Вых.Дскр.», Г6 «Кош», Г7 «Вых.», проконтролировать прохождение кодовой последовательности по трактам передачи и приема, зарисовывая при этом осциллограммы в соответствующих точках лабораторного макета.
5. перевести переключатель «Ош1» в положение «Вкл.» и при помощи переключателей «2⁰», «2¹», «2²» на панели блока «Ош1» набрать номер разряда, в котором нужно ввести ошибку.
6. Повторить пункт 4.

7. Не изменяя положение переключателя «Ош1», перевести переключатель «Ош2» в положение «Вкл.» и для блока «Ош2» произвести операции, аналогичные пункту 5.
8. Повторить пункт 4.
9. Применительно к блоку «Ош3» повторить операции, описанные в п. 5, не изменяя при этом положения переключателей на блоках «Ош1» и «Ош2».
10. Повторить пункт 4.
11. Выключить осциллограф.
12. Включить анализатор спектра.
13. Подключить анализатор спектра и определить спектральную плотность исходного и скремблированного сигналов.
14. Выключить анализатор спектра.
15. Выключить лабораторный макет.

5. Содержание отчета

- 5.1. Схема установки для исследования скремблирующих устройств.
- 5.2. Осциллограммы исследуемой кодовой последовательности.
- 5.3. Спектральные характеристики исследуемой кодовой последовательности.
- 5.4. Основные выводы и заключения по проделанной работе.

Контрольные вопросы

1. Поясните принцип работы скремблирующих и дескремблирующих устройств.
2. Назовите основные характеристики скремблеров.
3. Опишите основные принципы построения скремблирующих устройств.
4. Поясните принцип действия скремблера на основе сложения по модулю 2 сигнала с M-последовательностью.
5. Объясните принцип работы скремблера, работающего по принципу деления информационного сигнала на полином, вырабатываемый генератором сдвига с обратными связями.
6. Укажите основные недостатки и достоинства рассмотренных методов скремблирования.
7. Какие существуют методы защиты скремблирующих устройств от «нежелательных» последовательностей?

СЛОВАРЬ НОВЫХ ТЕРМИНОВ

Абберация оптических систем – нарушение изображения из-за несовпадения плоскостей фокусировки световых лучей, из-за неомоноцентричности оптических пучков и т.д.

Акустооптические анализаторы света – анализаторы спектра, в основе работы которых лежит явление дифракции света на акустических волнах.

Волоконно-оптические системы передачи – системы передачи информации оптических сигналов по волоконно-оптическим кабелям.

Дефлектор – устройство для управления оптическим лучом.

Когерентные источники света – источники, излучающие синфазные оптические волны (обладают высокой монохроматичностью).

Лазерный диод – источник когерентного оптического излучения, имеющий p-n-переход и оптический резонатор, построенный на определенную длину волны.

Некогерентные источники света – источники оптического излучения с низкой монохроматичностью.

Оптическая корреляция – выполнение функции корреляции в оптическом диапазоне, то есть сдвиг одной функции относительно другой на величину $\Delta\alpha$, перемножение этих функций и интегрирование.

Оптическая фильтрация – избирательность оптических систем по отношению к спектру оптических сигналов.

Оптический кабель – линия передачи оптических сигналов, содержащая волоконный световод, оболочку и силовые элементы.

Оптический клин – призма, ограниченная двумя преломляющими плоскостями с малым углом между ними (менее 6 %).

Оптический процессор – аналоговое оптическое либо оптоэлектронное устройство, определенным образом изменяющую амплитуду и фазу пространственно-модулированного оптического сигнала, содержащего информацию об объекте.

Оптический резонатор – устройство, определяющее пространственную и временную когерентность лазерного излучения, настроенное на определенную длину волны, содержащее активную среду и представляющее собой интерферометр Фабри – Перо.

Оптическое волокно – устройство, организующее область распространения оптических колебаний и направляющее поток энергии в заданном направлении.

Оптическое преобразование Фурье – базовая операция устройств оптической обработки сигналов, в основе которого лежит двумерное преобразование Фурье.

Поляриод – пленка из оптического материала, например из кристаллов апатита, введенного в пластик, пропускающая без существенных потерь световой луч, линейно поляризованный вдоль оптической оси, и сильно поглощающая луч ортогональной поляризации.

Пространственно-временные модуляторы света – устройства оптической обработки сигналов, обеспечивающие требуемый вид модуляции.

Световод – оптическое волокно.

Светоизлучающий диод – источник некогерентного оптического излучения на основе р-п-перехода.

Тепловые приемники излучения – приемники излучения на основе термического эффекта, то есть падающее на чувствительный элемент оптическое излучение приводит к повышению его температуры и изменению зависящего от нее параметра (сопротивление, емкость и т.д.).

Транспорант – пространственно-временной модулятор света.

Фотодетектор – устройство для преобразования входного оптического сигнала в электрический.

Фотодиод – мономерная структура, содержащая две области с различными типами проводимости (n- и p-типа) и имеющая вольт-амперную характеристику, зависящую от падающего на нее оптического излучения.

Фотоумножитель – электровакуумный прибор, преобразующий оптическое излучение в электрический сигнал с последующим его усилением.

Фотохромные материалы – материалы, коэффициент пропускания которых зависит от величины падающего на них светового потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свет, В.Д. Оптические методы обработки сигналов / В.Д. Свет. – М.: Энергия, 1971.
2. Кондратенков, Г.С. Обработка информации когерентными оптическими системами / Г.С. Кондратенков. – М.: Сов. радио, 1972.
3. Престон, К. Когерентные оптические вычислительные машины / К. Престон. – М.: Мир, 1974.
4. Юу Ф, Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Т.С. Юу Ф. – М.: Сов. Радио, 1979.
5. Оптическая обработка информации / под ред. Д. Кейсесента. – М.: Мир, 1980.
6. Парыгин, В.Н. Оптическая обработка информации / В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. – М.: МГУ, 1987.
7. Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени / под ред. С.В. Кулакова. – М.: Радио и Связь, 1989.
8. Верещагин, И.К. Введение в оптоэлектронику/ И.К. Верещагин, Л.А. Косяченко, Л.А. Косяченко. – М.: Высш. шк., 1991.
9. Мустель, Е.Р. Методы модуляции и сканирования света / Е.Р. Мустель, В.К. Парыгин. – М.: Наука, 1970.
10. Алишев, Я.В. Лазерные многоканальные системы космической связи / Я.В. Алишев, В.Ф. Юрьев, В.Е. Ямайкин. – Минск: МРТИ, 1983.
11. Алишев Я.В. Многоканальные системы передачи оптического диапазона / Я.В. Алишев. – Минск: Выш. шк., 1986.
12. Коршунов, В.И. Оптические кабели связи / В.И. Коршунов, В.В. Шитов, Т.Н. Моряков. – М.: Связь, 1986.
13. Вайнштейн, Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л.А. Вайнштейн. – М.: Мир, 1974.
14. Колесников, П.М. Теория неоднородных световодов и резонаторов / П.М. Колесников. – Минск: Наука и техника, 1982.
15. Азам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Аззам, Н. Баинра. – М.: Мир, 1981.
16. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф: пер. с англ.; под ред. Г.П. Мотулевич. – М.: Наука, 1970.
17. Гауэр, Дж. Оптические линии и связи / Дж. Гауэр: пер. с англ.; под ред. А.И. Ларкина. – М.: Радио и связь, 1989.
18. Лондсберг, Г.С. Оптика / Г.С. Лондсберг. – М.: Наука, 1976.
19. Янушкевич, В.Ф. Методическое пособие по курсу «УООС» для студентов спец. 39.01.01 / В.Ф. Янушкевич. – Новополоцк: ПГУ, 2004.
20. Конойко, А.И. Основы строения устройств оптической обработки сигналов: учеб.-метод. пособие по курсу «УООС» / А.И. Конойко, С.А. Рыбаков, М.П. Федоринчик. – Минск, 2002.
21. Щербак, Ю.М. Устройства оптической обработки сигналов / Ю.М. Щербак [и др.]. – Минск: БГУИР, 1997.
22. Янушкевич, В.Ф. Методические указания к лабораторным работам по курсу «УООС» для студентов спец. Т.09.01.00 / В.Ф. Янушкевич. – Новополоцк: ПГУ, 2002.

Учебное издание

В. Ф. ЯНУШКЕВИЧ

УСТРОЙСТВА
ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Учебно-методический комплекс
для студентов специальности 1-39 01 01 «Радиотехника»

Редактор *Ю. В. Мацук*

Дизайн обложки *В. А. Виноградовой*

Подписано в печать 27.04.10. Формат 60x84 1/16. Гарнитура Таймс. Бумага офсетная.
Ризография. Усл.-печ. л. 14,15. Уч.-изд. л. 13,85. Тираж 40 экз. Заказ 731.

Издатель и полиграфическое исполнение:
учреждение образования «Полоцкий государственный университет»

ЛИ № 02330/0548568 от 26.06.2009 ЛП № 02330/0494256 от 27.05.2009

211440 г. Новополоцк, ул. Блохина, 29