

Федеральное агентство морского и речного транспорта  
Морской государственный университет  
имени адмирала Г. И. Невельского

В. А. Сапрыкин, О. В. Солодков,  
С. Н. Павликов, Е. И. Убанкин

**ОПТИЧЕСКИЕ  
ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ**

Монография

Владивосток  
2018

УДК 621 391: (681.325.5:535)

C19

C19 **Сапрыкин, В. А., Солодков, О. В., Павликов, С. Н., Убанкин, Е. И.**

Оптические информационные технологии [Текст] / В. А. Сапрыкин, О. В. Солодков, С. Н. Павликов, Е. И. Убанкин. – Владивосток : Мор. гос. ун-т, 2018. – 97 с.

**ISBN 978-5-8343-1112-6**

В работе изложены физические и математические основы оптической обработки информации, рассмотрены способы записи и обработки оптических сигналов. Представлены варианты построения акустооптических сигнальных процессоров. Изложены основные принципы и тенденции развития базовых устройств когерентной и некогерентной оптики. Дается представление о возможностях компьютерной оптики. Приведены основные сведения по волоконно-оптическим системам передачи информации.

Книга предназначена для аспирантов, студентов и курсантов учебных заведений радиотехнических специальностей. Может быть полезна научным и инженерно-техническим работникам.

Табл. 1., ил. 45., библиогр. 42 назв.

УДК 621 391: (681.325.5:535)

Рецензенты:

Е. В. Кийкова, кандидат экономических наук,  
заведующий кафедрой информационных технологий и систем, ВГУЭС;

С. В. Глушков, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой автоматических и информационных систем, МГУ им. адм. Г. И. Невельского.

**ISBN 978-5-8343-1112-6** © Сапрыкин В. А., Солодков О. В. Павликов С. Н.,  
Убанкин Е. И., текст, 2018

© Морской государственный университет  
им. адм. Г. И. Невельского, издание, 2018

# Содержание

Перечень сокращений и условных обозначений .....	5
1. Принципы геометрической оптики .....	6
1.1. Электромагнитная природа света .....	6
1.2. Природа геометрической оптики.....	9
1.3. Уравнение эйконала .....	10
1.4. Принцип Ферма .....	13
1.5. Прямые задачи геометрической оптики .....	15
1.6. Обратные задачи геометрической оптики .....	16
2. Приложение принципов геометрической оптики .....	17
2.1. Трехмерные слоисто-неоднородные фокусирующие среды .....	18
2.2. Оптические волноводы и волоконно-оптические соединители.....	19
2.3. Электронная оптика. Принципы и применения.....	25
3. Волновая оптика .....	29
3.1. Природа волновых сигналов .....	29
3.2. Классификация оптических сигналов .....	32
3.3. Операции над оптическими сигналами.....	36
3.4. Преобразование Фурье .....	37
4. Информационная структура оптических сигналов.....	38
4.1. Оценка информационной емкости оптических сигналов .....	39
4.2. Дискретизация оптических сигналов .....	42
4.3. Пропускная способность оптического канала .....	43
5. Оптические системы связи.....	47
5.1. Энергетический потенциал оптической линии связи.....	47
5.2. Методы уплотнения информации в ВОСПИ .....	48
5.3. Когерентные оптические системы связи .....	50
5.4. Форматы модуляции .....	54
6. Базовые операции и базовые устройства в оптике .....	56
6.1. Основные характеристики фотодиодов .....	57
6.2. Встречно-штыревые преобразователи .....	58
6.3. Методы формирования модулированных оптических сигналов .....	61
6.4. Устройства отображения на жидких кристаллах.....	69
6.5. Оптические датчики.....	70

6.6. Согласованные фильтры для фазокодомодулированных сигналов .....	73
6.7. Устройства для обработки сигналов с минимально-частотной манипуляцией .....	75
6.8. Акустические конвольверы .....	77
6.9. Базовая оптическая система обработки сигналов .....	79
7. Перспективные методы пространственной обработки сигналов .....	82
7.1. Пространственная фокусировка энергии .....	82
7.2. Пространственные фильтры .....	86
Заключение .....	93
Литература .....	95

## Перечень сокращений и условных обозначений

DWDM	дуплексное спектральное уплотнение
PROM	оптический модулятор со считыванием информации на основе эффекта Покейльса
TDM	временное уплотнение
WDM	спектральное уплотнение
АО	акустооптическая ячейка
АЦП	аналого-цифровой преобразователь
БЗУ	буферное запоминающее устройство
БПФ	алгоритм быстрого преобразования Фурье
ВОК	волоконно-оптический кабель
ВОСПИ	волоконно-оптические системы передачи информации
ВШП	встречно-штырьевой преобразователь
ВЧ	высокочастотный
ГЧМ	гиперболическая частотная модуляция
ИК	инфракрасный
КПД	коэффициент полезного действия
МЧМ	минимально-частотная манипуляция
МУ	модовое уплотнение
ОВ	оптическое волокно
ПАВ	поверхностные акустические волны
ПВМС	пространственно-временной модулятор света
ПМД	поляризационная модовая дисперсия
СВЧ	сверхвысокая частота
УМ	усилитель мощности
УФХН	устройство формирования характеристики направленности
ФКМ	фазо-кодовая модуляция
ЦАП	цифро-аналоговый преобразователь
ЦОС	цифровая обработка сигналов
ЭЛТ	электроннолучевая трубка
ЭП	энергетический потенциал

# 1. Принципы геометрической оптики

## 1.1. Электромагнитная природа света

Свет имеет электромагнитную природу. То, что свет является электромагнитной волной, теоретически предсказано Максвеллом. Доказательство базировалось на фактах:

- скорость электромагнитных волн в вакууме, как и света, оказалась одинаковой и равной величине  $3,1 \cdot 10^8$  м/с;
- электромагнитные и оптические волны имеют поперечную структуру.

Оптический диапазон включает волны видимого диапазона (примерно в пределах (380-760 нм)). С учетом формулы  $\lambda = c / f$ , где  $\lambda$  – длина волны,  $c$  – скорость света,  $f$  – частота, получим, что видимый диапазон оптических волн в единицах частоты записывается:

$$f = (4 \cdot 10^{14} \div 8 \cdot 10^{14}) \text{ Гц,}$$

и составляет 1 октаву.

Оптические волны на высоких частотах имеют фундаментальные ограничения, обусловленные их квантовой природой. В квантовой теории электромагнитное излучение существует в виде «порций» энергии (квантов). Энергия кванта излучения  $E$  связана с его частотой формулой [1]

$$E = h \cdot f, \quad (1.1.1)$$

где  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж · с – постоянная Планка.

Кванты излучения видимого диапазона частот называют фотонами. Они имеют энергию в интервале равную [2]  $E = (2,6 \cdot 10^{-19} \div 5,2 \cdot 10^{-19})$  Дж.

С увеличением частоты проявляется корпускулярная (квантовая) природа излучения. Из соотношения (1.1.1) следует, что волновая природа волн при условии  $f \rightarrow \infty$  невозможна, поскольку соответствующие кванты излучения обладают бесконечной энергией.

Относительно низких частот в физике нет никаких свидетельств ограничения снизу энергии фотонов электромагнитного излучения. Следовательно, частоты электромагнитных волн не ограничены снизу.

Возникает вопрос, почему природа выбрала оптический диапазон для зрения? Основной причиной являются энергетические соотношения между оптическими сигналами и окружающими шумами. На высоких частотах сигналы на поверхности Земли за счет затухания имеют малую энергию, на низких же частотах, хотя энергия сигналов больше, тем не менее, отношения сигнал/шум мало, т.к. для низкочастотного диапазона оптических волн имеют место значительные мешающие шумы. Действительно при температуре выше 0К все материальные тела излучают электромагнитные волны, которые поглощаются и отражаются материальными телами. Интенсивность излучения, отражения и поглощения зависит от частоты излучения, температуры, свойств вещества и других факторов. Наиболее интенсивным источником электромагнитного излучения вблизи земной поверхности, является Солнце.

Температура поверхности Солнца равна приблизительно  $6000\text{ K}$ , спектр его излучения, с учетом атмосферы Земли, имеет вид колебательного контура с резонансной частотой длиной волны  $\lambda = 500\text{ нм}$  [2]. При прохождении света через атмосферу Земли, в результате рассеяния и поглощения, форма солнечного спектра существенно меняется в зависимости от толщины проходимого слоя воздуха. Поэтому практически длины волн  $300\text{ нм}$  земной поверхности не достигают. В первую очередь это обусловлено поглощением их озоном в верхних слоях атмосферы. Поскольку функции зрения обусловлены энергией света отраженной от предметов, то наиболее выгодным для зрения является интервал вблизи длины волны, на которую приходится максимум интенсивности излучения, т. е.  $\lambda = 500\text{ нм}$ . Причем интервал должен быть таким, чтобы на него приходилась значительная часть полной энергии излучения. Этим условиям удовлетворяет видимый диапазон электромагнитных волн. Заметим, что более длинные волны для восприятия потребовали при сохранении разрешающей способности зрения большой геометрии глаза. Кроме того, зрению человека мешают собственные тепловые шумы, которые становятся другим ограничивающим фактором выбора нижней границы диапазона частот.

Ночью фотоны солнечного излучения вблизи поверхности Земли почти полностью отсутствуют (возможное лунное освещение, и свечение ночного неба здесь не принимаются во внимание). Однако тепловое излучение материальных тел при температуре  $300\text{ K}$  наиболее интенсивно вблизи волны  $\lambda = 1000\text{ нм}$  [3]. Термодинамическое равновесие между излучением и материальными телами у поверхности Земли с наступлением темноты не устанавливается, поскольку условия непрерывно изменяются, и со стороны неба система открыта. Поэтому все предметы и земная поверхность представляются «светящимися» на длине волны  $\lambda = 1000\text{ нм}$ . Но для ночного видения необходимо снизить температуру глаза, что естественно – невозможно. Поэтому осуществить ночное зрение можно лишь приборами, у которых датчики осуществляют прием при достаточно низкой температуре. Получаемое в приборах изображение в микроволновом диапазоне преобразуется в изображение с длиной волны видимого диапазона и наблюдается глазом при обычных температурах. В процессе преобразования изображений соответствующие сигналы могут быть усилены или подвергнуты соответствующей обработке, что позволяет получить высококачественное видимое изображение.

Оптические волны, как и волны любой физической природы, классифицируются по форме их поверхности постоянной фазы: плоские, сферические, цилиндрические и т.д.

Для продольных волн все направления, перпендикулярные линии распространения волн, эквивалентны. Для поперечных волн они не эквивалентны. Электромагнитные волны являются поперечными, и их свойства зависят от ориентировки векторов  $\vec{E}$  (электрическое поле) и  $\vec{B}$  (магнитное поле), характеризующей поляризации.

Если в процессе распространения волн вектор  $\vec{E}$ , лежит в одной и той же плоскости, параллельной направлению распространения волн, то волны называются линейно поляризованными.

В зависимости от того, в какую сторону вращается конец вектора  $\vec{E}$ , различают правую или левую поляризации. Отметим, что наблюдение за вращением вектора  $E$  ведется со стороны, в которую движется волна. При этом различают эллиптическую и (в том случае, когда эллипс становится окружностью) круговую поляризации.

Изложенное показывает, что электромагнитная волна с любой поляризацией может быть представлена в виде суперпозиции двух линейно независимых волн, плоскости колебаний электрического вектора которых взаимно перпендикулярны. Поэтому можно утверждать, что электромагнитные волны обладают двумя независимыми состояниями поляризации.

Физические приборы и человеческий глаз в оптическом диапазоне регистрируют средние значения измеряемых величин по большому числу периодов колебаний. Средние значения напряженности электрического поля и индукции магнитного поля равны нулю и не могут быть зафиксированы [2]. Простейшими регистрируемыми величинами являются те, которые зависят от квадратов напряженности, т. е. энергетические величины (объемная плотность энергии излучения, плотность потока энергии излучения, мощность излучения и др., получаемые на их основе). Их измеряют с помощью физических приборов. Другими словами, оптические приборы (глаз, фотодиод, видеокон и др.) регистрируют энергетические характеристики излучения [2].

Ощущение, вызываемое светом, зависит также от центральной частоты (длины волны) энергетической характеристики света. Например, максимальной чувствительностью глаз обладает к зеленому свету; длиной волны 555 нм. К границам видимого диапазона чувствительность глаза уменьшается до нуля. Например, чтобы излучение с длиной волны 760 нм создало у человека такое же ощущение яркости, как излучение с длиной волны 555 нм, необходимо увеличить мощность излучения примерно в 20 000 раз.

Во многих случаях интерес представляют не сами энергетические характеристики света, а субъективные ощущения, которые с ними связаны. Например, необходимо определить освещенность письменного стола, которая наиболее благоприятна для работы. С помощью одной энергетической характеристики света (мощности излучения) этого сделать нельзя, потому что одна и та же мощность излучения вызывает различные субъективные ощущения освещенности стола при различных спектральных составах света. Для решения этой проблемы в оптике наряду с энергетическими величинами вводят фотометрические величины, которые учитывают субъективные свойства зрительного анализатора человека. Естественно, что энергетические и фотометрические величины взаимосвязаны.



## 1.2. Природа геометрической оптики

Геометрическая оптика – раздел оптики, в котором изучаются законы распространения оптического излучения (света) на основе представлений о световых лучах [4]. Под световым лучом понимают линию, вдоль которой распространяется поток световой энергии. Понятием луча можно пользоваться только в случае, когда можно пренебречь дифракцией света на оптических неоднородностях, а это допустимо тогда, когда длина световой волны много меньше размеров неоднородностей. Законы геометрической оптики создают упрощенные, но в большинстве случаев удовлетворительные модели оптических систем. Геометрическая оптика объясняет формирование оптических изображений, дает возможность вычислять aberrации оптических систем и разрабатывать методы их исправления, выводить энергетические соотношения в световых пучках. Волновые явления в геометрической оптике не рассматриваются.

Представление о световых лучах возникло еще в античной науке. Древнегреческий ученый Евклид сформулировал закон прямолинейного распространения света и закон зеркального отражения света. В 17 веке геометрическая оптика бурно развивалась в связи с изобретением ряда оптических приборов (зрительная труба, телескоп, микроскоп и т. д.).

Построение теоретических основ геометрической оптики было завершено установлением принципа Ферма. Геометрическая оптика является примером теории, позволившей при использовании малого объема априорных данных, ограниченного числа фундаментальных понятий и законов, получить много практически важных результатов.

Возможны две точки зрения на место геометрической оптики в системе современных оптических представлений. Согласно первой из них геометрическая оптика рассматривается как самостоятельный раздел оптики, основанный на определенной системе постулатов. К наиболее важным из них относится принцип Ферма [4]. Согласно второй точке зрения основные выражения и соотношения аппарата геометрической оптики являются, по своей сути, приближенными решениями волновых уравнений [5], во многих случаях облегчающих их анализ.

Исходя из целевой установки данного пособия, будем придерживаться обеих точек зрения. При этом сосредоточимся на вопросах распространения света в неоднородной среде, показатель преломления которой плавно меняется в пространстве. Световое поле представляется в форме локально плоской волны. В приближении геометрической оптики амплитуда этой волны не зависит от частоты, а частота, которая считается большой величиной, входит только в фазовый множитель.

### 1.3. Уравнение эйконала

В однородной среде с однородным показателем преломления  $n$  решениями уравнений Максвелла являются плоские волны, которые в комплексном представлении имеют вид

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp(-i2\pi u n z), \\ H &= H_0 \exp(-i2\pi u n z), \end{aligned} \quad (1.3.1)$$

где  $E_0$  – амплитуда электрической составляющей,  
 $H_0$  – амплитуда магнитной составляющей поля,

$$u = \frac{f}{c} = 1/\lambda \text{ – линейное волновое число,}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \text{ – скорость света в вакууме,}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ [Гн/м]} \text{ – магнитная проницаемость,}$$

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ [Ф/м]} \text{ – электрическая постоянная.}$$

Хотя соотношения верны (1.3.1) лишь для однородной изотропной среды, его можно обобщить и на случай анизотропной среды. Действительно, любую электромагнитную волну в каждой небольшой области пространства (локально) можно рассматривать как плоскую. Для этого необходимо, чтобы амплитуда волны и направление ее распространения почти не менялись на расстояниях порядка длины волны. В этом случае можно выделить волновые поверхности, т. е. поверхности равной задержки (фазы), и ввести понятие лучей – линий, ортогональных к поверхностям и совпадающих с направлением распространения волны.

Пусть показатель преломления среды есть функция координат  $n = n(\vec{r})$ . Примем гипотезу, что все характерные масштабы изменения амплитуды поля  $E_0$  и  $H_0$ , и показателя преломления среды велики по сравнению с длиной волны  $\lambda$  ( $\lambda = 1/u$ ) $\lambda$ . В этом случае в первом приближении допустимо описание поля локальными плоскими волнами вида [4]:

$$\begin{aligned} E &= E_0(\vec{r}, u) \exp(-i2\pi u S(\vec{r})), \\ H &= H_0(\vec{r}, u) \exp(-i2\pi u S(\vec{r})), \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

где  $E_0(\vec{r}, u)$ ,  $H_0(\vec{r}, u)$  – медленно меняющиеся функции (амплитуды волны),  
 $S(\vec{r})$  – произвольная функция координаты, называемая эйконалом.

Поверхности  $S(\vec{r}) = const$ , на которых эйконал является постоянным, называют волновыми фронтами.

Векторы  $E$  и  $H$  связаны друг с другом, вообще говоря, сложным соотношением. Однако если ограничиться рассмотрением монохроматического поля, осциллирующего с частотой  $f$ , то для амплитуд поля в комплексном представлении имеется связь:

$$H_0 = \varepsilon_0 n^2(f) E_0. \quad (1.3.3)$$

С учетом (1.3.3), если ограничиться рассмотрением однородной и изотропной среды, можно говорить о возможности в дальнейшем оптические явления рассматривать только в условиях скалярного приближения (1.3.2).

Амплитуду  $E_0$  и эйконал  $S$  будем искать из требования, чтобы решение, записанное в форме (1.3.2), удовлетворяло волновому уравнению. Подставляя (1.3.2) в волновое уравнение, получим в нулевом приближении уравнение эйконала [6]:

$$(\nabla S)^2 = n^2(\bar{r}), \quad (1.3.4)$$

где  $\nabla$  – операция вычисления градиента.

Заметим, что уравнение поля в условиях приближения геометрической оптики можно записать:

$$E = E_0(\bar{r}) \exp(-i2\pi u S(\bar{r})). \quad (1.3.5)$$

В отличие от выражения (1.3.2) в уравнении (1.3.5) амплитудный множитель  $E_0$  уже не является функцией волнового числа  $u$ .

Задачи по определению поля в неоднородной среде начинается с нахождения эйконала [5]  $S$ . Зная эту функцию, можно построить волновые фронты  $S = const$ , а затем и лучи – линии, перпендикулярные волновому фронту.

Следует заметить, что вообще эйконал в большей степени определяет световое поле, чем амплитуда  $E_0(\bar{r})$ . Это объясняется тем, что перед функцией  $S(\bar{r})$  стоит множитель  $u$ . Поэтому все изменения поля при малом изменении координат определяются, главным образом, изменением  $S$ , а не  $E_0(\bar{r})$  [6].

Если эйконал  $S$  задан на произвольной поверхности  $\Xi$ , то его значение на близкой поверхности  $\Xi_1$  можно получить, используя соотношение

$$\frac{\partial S}{\partial \tau} = \left( n^2(\bar{r}) - \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right)^{1/2},$$

где  $\frac{\partial S}{\partial \tau}$  и  $\frac{\partial S}{\partial \sigma}$  – соответственно нормальная и тангенциальная составляющие

к  $\Xi$  (разумеется,  $\frac{\partial S}{\partial \sigma} = 0$ , если  $\Xi$  является волновым фронтом). Таким образом,

если  $S$  (а следовательно, и ее производная  $\frac{\partial S}{\partial \sigma}$ ) заданы на некоторой поверхности  $\Xi$ , то можно вычислить (с точностью до знака) изменение  $S$  при переходе к близкой поверхности  $\Xi_1$  (см. рис. 1).

Как видно, для решения уравнения (1.3.4) достаточно знать значения функции  $S$  на некоторой поверхности и направление ее возрастания.

Для выяснения физической картины распространения волн рассмотрим среду без дисперсии (показатель преломления не зависит от частоты). Определим функцию

$$\Phi(\bar{r}, t) = S(\bar{r}) - ct. \quad (1.3.6)$$

Из выражения (1.3.4) следует, что соотношение (1.3.6) является решением уравнения

$$(\nabla\Phi(\bar{r},t))^2 - \left(n^2/c^2\right)\left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)^2 = 0. \quad (1.3.7)$$

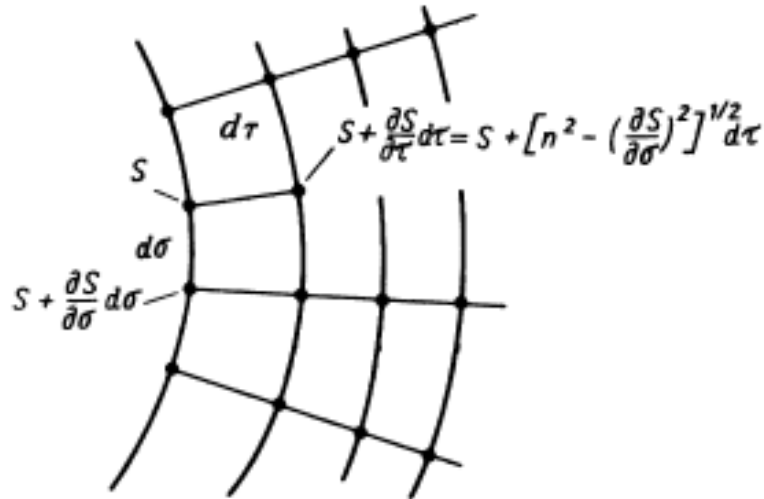


Рис. 1. Сетка точек, используемая для интегрирования уравнения эйконала методом конечных разностей

Если вспомнить, что характеристическое уравнение дифференциального уравнения в частных производных второго порядка получается при замене вторых производных произведением соответствующих первых производных, то сразу видно, что уравнение (1.3.7) является характеристическим для волнового уравнения

$$\Delta s(\bar{r},t) - \left(n^2/c^2\right)\frac{\partial^2 s(\bar{r},t)}{\partial t^2} = 0,$$

где  $s(\bar{r},t)$  – оптическое поле,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ – оператор Лапласа.}$$

Поскольку функция  $\Phi$  постоянна на поверхностях разрыва поля  $s(\bar{r},t)$ , с помощью  $\nabla\Phi(\bar{r},t)$  можно изучать эволюцию фронтов разрыва (например, тех, на которых поле резко обрывается до нуля). Если  $\Phi = 0$  на некотором фронте разрыва, то положение этого фронта в момент времени  $t$  равно  $S(\bar{r}) = ct$ . Приведенные выше рассуждения дают физическую интерпретацию понятия эйконала и показывают, какую роль он играет в соответствующих расчетах.

Уравнение (1.3.4) решается в наиболее общем виде с помощью метода характеристик. Этот метод сводит уравнение в частных производных к системе обыкновенных дифференциальных уравнений [5].

Рассмотрим эйконал  $S(\vec{r})$ , представляющий собой однозначную функцию координаты, и определим единичный вектор  $e(\vec{r})$ , который перпендикулярен волновому фронту и указывает направление распространения:

$$e(\vec{r}) = \frac{\nabla(S)}{|\nabla(S)|} = \frac{\nabla(S)}{n(\vec{r})},$$

Определим лучи как траектории, касательные к  $e(\vec{r})$  в каждой точке  $\vec{r}$ .

Геометрически световые лучи можно представить как некоторые траектории, ортогональные к волновым фронтам  $S(\vec{r}) = const$ . Каждому лучу будем приписывать направление  $\vec{e}$  (рис. 2), которое в каждой точке ортогонально волновому фронту и, в случае изотропной среды, совпадает с направлением вектора Пойнтинга [7].

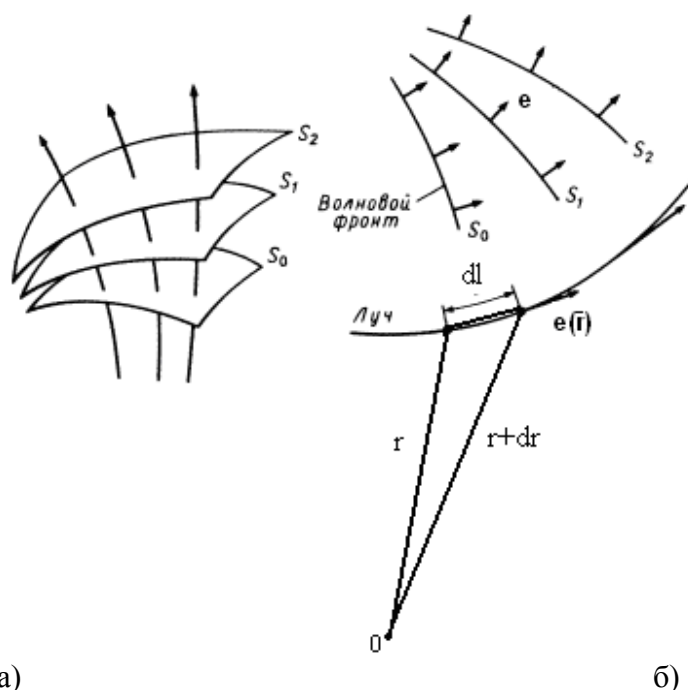


Рис. 2. а) – семейство волновых фронтов; б) – криволинейная координата  $l$  и направление  $e$  вдоль некоторой траектории (луча), перпендикулярной семейству волновых фронтов

Таким образом, при малой длине волны  $\lambda$  из уравнения Максвелла следует основное уравнение геометрической оптики это уравнение эйконала (1.3.4).

## 1.4. Принцип Ферма

Из уравнения эйконала вытекает важное физическое положение, известное, как принцип Ферма, согласно которому оптический луч всегда выбирает траекторию с минимальной длиной оптического пути. Только в очень редких случаях условие минимума заменяется условием максимума [5]. Или иначе принцип Ферма утверждает, что свет выбирает из всех возможных путей, соединяющих две точки, тот, который требует наименьшего времени для его прохождения [8].

Рассмотрим неоднородную изотропную среду, со скоростью света:

$$c(\vec{r}) = \frac{c_0}{n(\vec{r})}.$$

Пусть свет, исходящий из точки  $P_1(\vec{r})$ , попадает в точку  $P_2(\vec{r})$ . Для этого требуется промежуток времени

$$T_1 = \int_l \frac{dl}{c(\vec{r})}, \quad (1.4.1)$$

где  $dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$  элемент пути,

$l$  – кривая, соединяющая указанные точки (рис. 1).

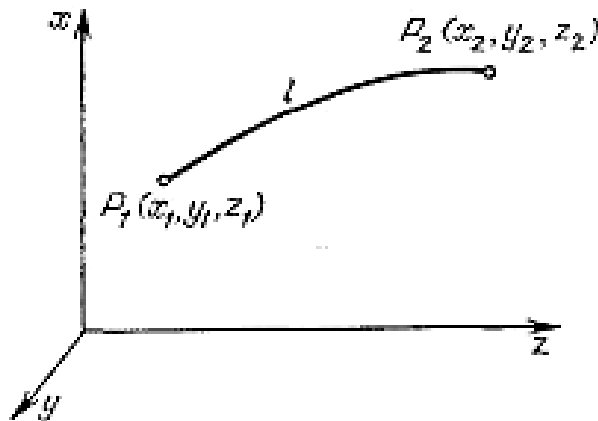


Рис. 3. Длина оптического луча между двумя точками

В зависимости от траектории  $l$  значение интеграла будет меняться, т. е.  $T_1$  есть функционал от линии  $l$ , и при определенном выборе  $l$  он принимает минимальное значение. Одной из главных задач геометрической оптики является нахождение условий минимума функционала (1.4.1), поскольку найденная при этом кривая  $l$  будет (принцип Ферма) траекторией светового луча.

Рассмотрим для простоты плоский случай, и будем считать координату  $z$  параметром. Пусть кривая  $l$  задана в явном виде  $x = x(z)$ , ( $z_0 \leq z \leq z_1$ ). Задачу определения траектории луча на пути от  $z_0$  до  $z_1$  можно свести к отысканию функции  $x(z)$ , минимизирующей функционал:

$$T = \int_{z_0}^{z_1} n(z, x(z)) \sqrt{1 + (x^{(1)}(z))^2} dz = \int_{z_0}^{z_1} G(z, x(z), x^{(1)}(z)) dz,$$

удовлетворяющей граничным условиям  $x(z_0) = x_0$ ,  $x(z_1) = x_1$ . Здесь

$$G(z, x(z), x^{(1)}(z)) = n(z, x(z)) \sqrt{1 + (x^{(1)}(z))^2}. \quad (1.4.2)$$

Задача эта решается методами вариационного исчисления и сводится к решению уравнения Эйлера:

$$\frac{\partial G}{\partial x} - \frac{d}{dz} \cdot \frac{\partial G}{\partial x^{(1)}} = 0. \quad (1.4.3)$$

Уравнение (1.4.3) определяет все возможные траектории лучей в неоднородной среде с распределением показателя преломления  $n(\bar{x})$  и с учетом (1.4.2) уравнение Эйлера в развернутом виде можно представить:

$$\frac{x^{(2)}}{1+(x^{(1)})^2} + \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial z} x^{(1)} - \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} = 0. \quad (1.4.4)$$

Величина градиента  $\nabla S$  изменяется в зависимости от неоднородностей пространства, в котором распространяется волна, что приводит к «искривлению» световых лучей. Это вытекает из самого определения градиента

$$n \frac{\partial r}{\partial l} = \nabla(S). \quad (1.4.5)$$

Если продифференцировать обе части уравнения (1.4.5) по  $l$ , то с учетом уравнения эйконала получим уравнение поведение лучей, описываемое непосредственно через показатель преломления  $n(\bar{r})$  по длине луча  $l$  (криволинейная абсцисса вдоль луча):

$$\frac{d}{dl} \left( n \frac{\partial r}{\partial l} \right) = \frac{d}{dl} (\nabla S) = \nabla \left( \frac{dS}{dl} \right) = \nabla(n) \quad (1.4.6)$$

Очевидно, что уравнения (1.4.4) и (1.4.6) эквивалентные друг другу.

Решение уравнения Эйлера (1.4.4) позволяет решать обратные задачи геометрической оптики, в то время как уравнение (1.4.6) больше приспособлено для решения прямых задач геометрической оптики [9].

## 1.5. Прямые задачи геометрической оптики

Прямые задачи формулируются следующим образом. Заданы характеристики неоднородной среды  $n(\bar{r}) = n(x, y, z)$ , требуется найти семейство траекторий лучей  $x(y, z, \xi)$ , где  $\xi$  – параметр, определяющий луч семейства. При этом, естественно, задаются граничные условия на входной поверхности неоднородной среды (например, начальное направление лучей).

Иногда удобнее вместо семейства траекторий лучей искать функцию  $S(\bar{r})$ , определяющую изменение волнового фронта в неоднородной среде. В этом случае надо решать уравнение эйконала, которое задает распределение волнового фронта на граничной поверхности.

Рассмотрим задачу, имеющую важное прикладное значение, а именно искажения волнового фронта в лазерах.

При генерации и усилении лазерного излучения активные среды, как правило, возбуждаются неравномерно по сечению. Вследствие этого показатель преломления также меняется, что приводит в процессе генерации или усиления к искажениям фронта волны.

Распределение показателя преломления в поперечном сечении образца можно в первом приближении описать зависимостью

$$n(x) = n_0 \left( 1 - \frac{\Delta n}{n_0} \frac{x^2}{a^2} \right),$$

где  $2a$  – поперечный размер кристалла,

$\Delta n/n_0$  – относительное искажение показателя преломления.

Здесь слагаемое  $\frac{\Delta n}{n_0} \frac{x^2}{a^2}$  много меньше единицы.

Пример, который рассмотрен, фактически описывает также оптический волновод с параболическим законом изменения показателя преломления, применяемый в широкополосных волоконно-оптических линиях связи.

Траектории лучей описываются уравнением

$$x = x_0 \cos \left( \frac{\sqrt{2\pi\Delta n/n_0}}{a} \cdot \frac{z}{1 - (\Delta n/n_0) \cdot x_0^2/a^2} \right).$$

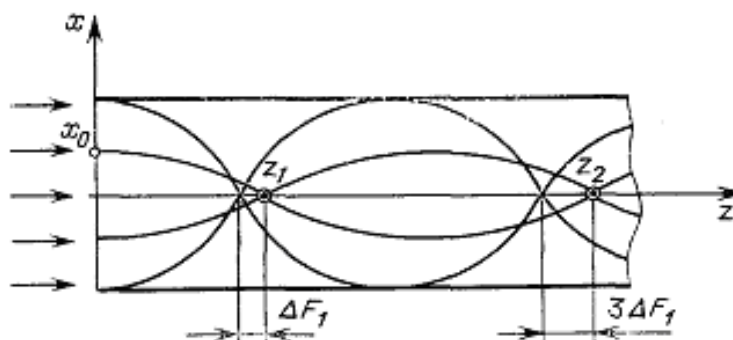


Рис. 4. Геометрия лучей

Видно (см. рис. 4), что лучи описываются косинусоидальными функциями, период которых зависит от координаты входа луча в торец кристалла. Усиливающая среда создает линзовый эффект, который приводит к фокусировке лучей.

Рассмотренная задача относится к классу прямых задач геометрической оптики, когда задается распределение показателя преломления и требуется найти траектории лучей. Перейдем теперь к рассмотрению обратных задач геометрической оптики, когда требуется найти такой закон распределения показателя преломления, при котором траектории лучей удовлетворяют определенным требованиям.

## 1.6. Обратные задачи геометрической оптики

В наиболее общем виде обратные задачи геометрической оптики формулируются как вариационные задачи с соответствующими краевыми условиями. Решение таких задач сводится к интегрированию уравнений Эйлера (или уравнения эйконала), в результате чего определяются закон изменения показателя преломления неоднородной среды и уравнение семейства



траекторий лучей в такой среде. В качестве краевых условий в простейшем случае задаются условия на границах неоднородной среды, которым должен удовлетворять ход лучей [9].

Следует отметить, что аналитическое решение указанных вариационных задач удастся получить лишь в простых случаях, в частности, когда показатель преломления меняется только вдоль одной координаты [9].

Задачи, рассматриваемые ниже, относятся к случаю слоисто-неоднородных сред и имеют фундаментальное значение для радиооптических систем передачи и преобразования волн. Они являются также основой систем градиентной оптики.

При распространении излучения по оптическому волокну формируется явление многократной фокусировки. Явление многократной фокусировки относится к обратным задачам геометрической оптики.

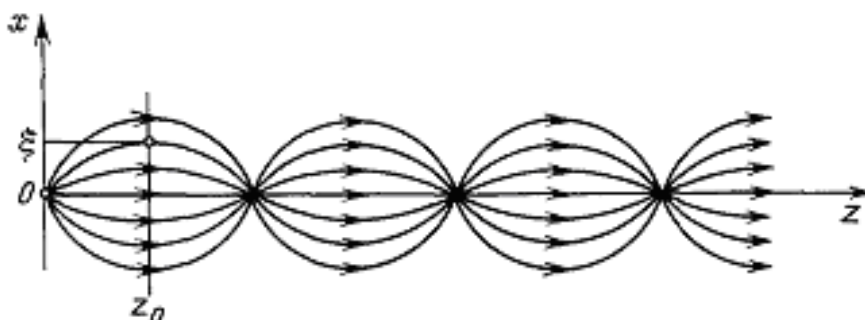


Рис. 5. Геометрия лучей

Рассмотрим двумерный диэлектрический волновод, представляющий собой плоскую слоисто-неоднородную среду, показатель преломления которой  $n(x)$  зависит только от одной координаты и является неизвестным.

В точке  $x_1 = 0$  и  $z = 0$  расположен линейный источник электромагнитных колебаний, посылающий расходящуюся цилиндрическую волну. Требуется найти закон (или законы) изменения показателя преломления, при котором волна в процессе распространения многократно фокусируется, т. е. картина траекторий лучей имеет вид, показанный на рис. 5.

Таким образом, задача ставится как вариационная. Математически она сводится к решению уравнения Эйлера при соответствующих граничных условиях.

Уравнение Эйлера для рассматриваемого случая принимает вид [9]

$$\frac{1}{n(x)} \frac{dn(x)}{dx} = \frac{x^{(2)}}{1+(x^{(1)})^2}.$$

Доказано, что если показатель преломления меняется в поперечном сечении волновода по закону обратного гиперболического косинуса, то волновод становится самофокусирующимся [9].

## 2. Приложение принципов геометрической оптики

### 2.1. Трехмерные слоисто-неоднородные фокусирующие среды

Ограничимся наиболее интересными случаями фокусирующих линз. Первый пример такой фокусирующей среды связан с именем Максвелла, который в 1854 г. описал линзу, получившую название «рыбий глаз». Линза представляет собой сферу из диэлектрика с показателем преломления, убывающим от центра к периферии по закону [9]:

$$n(r) = \frac{n(0)}{1 - (r/r_0)^2}$$

где  $r_0$  – радиус сферы,  $n(0)$  – показатель преломления в центре.

В линзе Максвелла лучи, выходящие из любой точки, расположенной на поверхности сферы, собираются в диаметрально противоположной точке [9].

Почти через сто лет Люнеберг нашел наиболее общий случай сферической неоднородной среды с центральной симметрией, когда оба сопряженных фокуса расположены вне линзы (рис. 6).

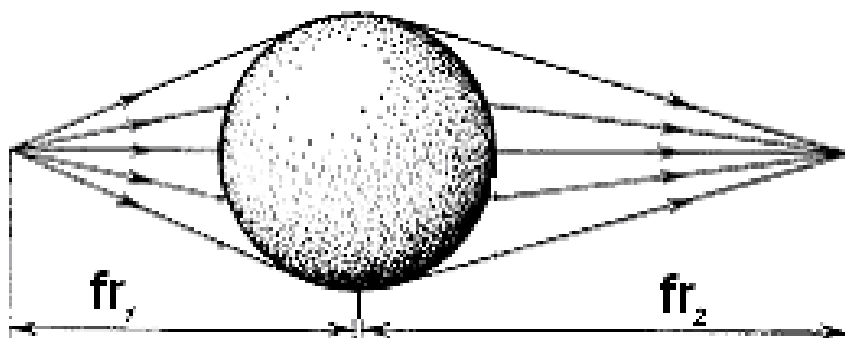


Рис. 6. Фокусирующая линза Люнеберга

Естественно, что закон изменения показателя преломления здесь получается другим, зависящим от фокусных расстояний  $fr_1$  и  $fr_2$ . При условии  $fr_1 = fr_2 = r_0$  линза Люнеберга вырождается в линзу Максвелла.

Наибольшую известность получила линза Люнеберга, у которой один фокус расположен на поверхности сферы, а второй – в бесконечности. В этом случае показатель преломления задается соотношением:

$$n(r) = n(0) \sqrt{2 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2}.$$

Путем перемещения источника по поверхности линзы можно отклонить луч в широком спектре углов, причем без всяких искажений.

Эта особенность линзы Люнеберга привлекла к себе большое внимание специалистов радиотехнической специальности, так как по сути дела, является техническим решением задачи формирования диаграммы направленности в области микроволновой техники.

## 2.2. Оптические волноводы и волоконно-оптические соединители

Оптическим волноводом называется направляющая структура, обеспечивающая направленное распространение оптического излучения [10]. Простейшим оптическим волноводом является планарный волновод. Он представляет диэлектрическую структуру (Рис. 7), состоящую из тонкого оптически прозрачного слоя с показателем преломления  $n_1$  и прозрачной подложки с показателем преломления  $n_2$ , причем  $n_1 > n_2$ . Выше слоя с  $n_1$  может находиться свободная среда, например воздух с  $n_0$ , что соответствует несимметричному волноводу, или аналогичная подложке среда с  $n_2$ . В этом случае образуется симметричный планарный волновод.

Распространение излучения в оптической волноводной структуре связано с явлением полного внутреннего отражения [10]. В рассматриваемом случае планарного оптического волновода происходит попеременное полное внутреннее отражение оптического излучения от обеих границ волноводного слоя, что приводит к распространению оптического излучения вдоль волноводного слоя.

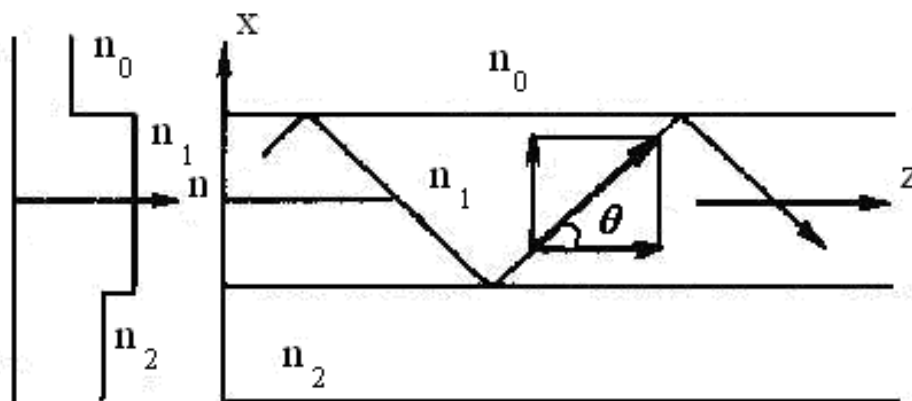


Рис. 7. Оптическая структура планарного волновода

Для оптической волны в планарном волноводe угол  $\theta$  не может принимать произвольные значения, так как только при определенном значении угла в волноводe может поддерживаться определенный тип волны, называемый волноводной модой. Таким образом, только в случае ограниченного (дискретного) набора углов, под которыми распространяются отдельные оптические волны (моды), в волноводe устанавливается распределение соответствующих мод [10].

Рассмотренные выше оптические планарные волноводы не обеспечивают ограничения распространения излучения вдоль оси  $u$ . Ограничение имеет место

лишь в направлении оси  $x$ . При введении ограничения волноводной структуры по оси  $y$  образуется полосковый (канальный) оптический волновод [10, 11].

Направляющую структуру с цилиндрической симметрией называют оптическим волокном (ОВ). Оптическое волокно представляет собой оптический волноводный слой круглого сечения с показателем преломления  $n_1$ , окруженный однородной средой с меньшим показателем преломления  $n_2$ . Волноводный слой обычно называют сердцевинной волокна, а окружающую среду с показателем  $n_2$  – оболочкой волокна. Основным материалом, из которого изготавливаются сердцевина и оболочка оптических волокон, является высокочистое кварцевое стекло. Оболочка сверху покрыта защитным слоем, который обычно выполняется из синтетических материалов и наносится на оболочку с целью защиты ОВ от внешних воздействий [10, 11].

По количеству распространяющихся мод оптические волокна делятся на одномодовые и многомодовые. В свою очередь по профилю показателя преломления многомодовые волокна разделяются на ступенчатые и градиентные.

Ступенчатым называется оптическое волокно, профиль показателя преломления в котором, при переходе от сердцевины к оболочке, изменяется ступенчато (скачком).

Градиентным называют оптическое волокно с показателем преломления, меняющимся от сердцевины плавно.

В ОВ существуют зависящие от длины волны энергетические потери, в основном связанные с поглощением и рассеянием оптической энергии. В общем случае соотношение для величины потерь можно записать как

$$E(z) = E(0)\exp(-a_n z),$$

где  $a_n$  – коэффициент потерь,

$E(0)$  – энергия ввода.

$E(z)$  – оптическая энергия сигнала.

Потери в оптическом волокне зависят от поглощения энергии в материале ОВ, поглощения, вызванного наличием примесей, эффектами рассеяния, неоднородностью раздела сердцевина – оболочка, излучением на изгибах.

В 1951 г. Микаэляном была найдена цилиндрическая неоднородная среда с осевой симметрией, в которой лучи в процессе распространения многократно фокусируются, как показано на рис. 8. Такая среда представляет собой диэлектрический волновод с показателем преломления, убывающим от центра к периферии по закону обратного гиперболического косинуса [9]:

$$n(r) = \frac{n(0)}{\cosh \frac{\pi}{2} r},$$

где  $r$  – радиус цилиндра,  $n(0)$  – показатель преломления на оси цилиндра.

Самофокусирующие волноводы этого типа, называемые «селфок», нашли применение в качестве световодов, по которым можно передавать сигналы с очень широкой полосой частот, а также изображения с высоким разрешением.

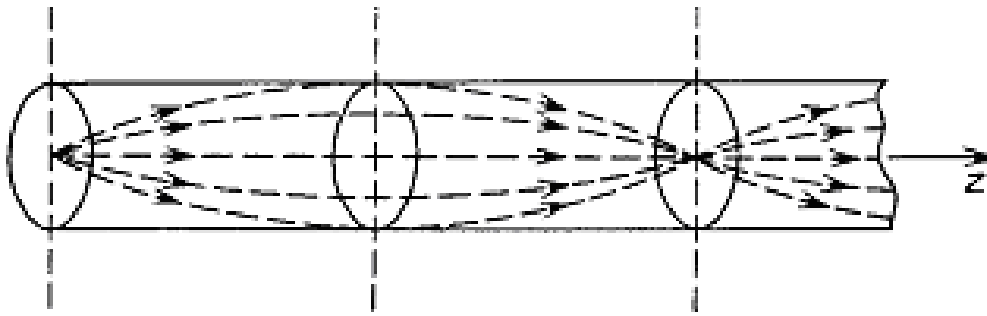


Рис. 8. Траектории лучей в самофокусирующем световоде

Уравнение траекторий лучей в самофокусирующем волноводе описывается формулой

$$r(z, \gamma) = \frac{2}{\pi} \operatorname{Arsh} \left( \operatorname{tg}(\gamma) \sin \left( \frac{\pi}{2} z \right) \right),$$

где  $\gamma$  – угол выхода лучей, испускаемых точечным источником, расположенным на оси.

Примеры фокусирующих сред, рассмотренные выше, являются классическими и получили широкую известность. Они представляют не только научный интерес, но и имеют важное прикладное значение. Как в случае центрально-симметричных фокусирующих сред, так и в случае слоисто-неоднородной цилиндрической среды, задача расчета траекторий лучей формулировалась как вариационная и решалась в предположении, что свойства среды меняются только вдоль одной координаты [9].

Вопросы применения неоднородных сред для фокусирования и передачи лазерного излучения в последнее время получили заметное развитие. Это связано с тем, что в оптических системах записи, обработки и передачи информации наряду с классическими волноводами и линзами широко применяются новые типы световодов и линз, базирующиеся на использовании прозрачных сред с переменным показателем преломления. Такие градиентные среды обладают фокусирующими свойствами и открывают новые возможности при решении задач передачи сигналов и преобразования волновых фронтов.

Рассмотрим пример градиентного световода (см. рис. 9). Указанный световод обладает интересным свойством. Оказывается, что если точечный источник сместить в поперечном направлении, то лучи в процессе распространения будут все равно периодически фокусироваться, как показано на рис. 9.

**Очевидно, что если волновод возбуждается не точечным источником, а плоской волной, падающей под каким-либо углом (рис.**

**рис. 110), то в процессе распространения в плоскостях  $z = L, 2L, 3L, \dots$  будет воспроизводиться то фазовое распределение, которое существовало в начальной плоскости  $z = 0$ . В промежуточных плоскостях  $1/2 L, 3/2 L, \dots$  фронт волны будет плоским, но повернутым на угол  $360^\circ - 2\alpha$ .**

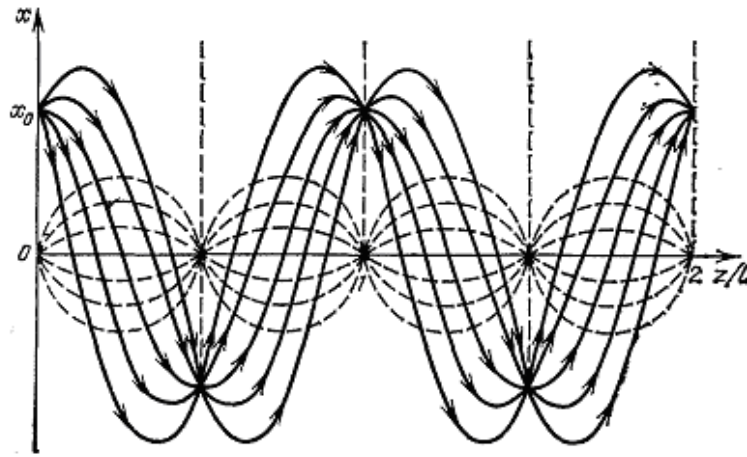


Рис. 9. Градиентный световод

Таким образом, все лучи, падающие под углом  $\alpha$ , проходят расстояние от плоскости  $z = 0$  до параллельной плоскости (например,  $L/2$ ) за одно и то же время. Этим же свойством обладают и лучи, исходящие из точечного источника, смещенного в поперечном направлении, т. е. по оси  $x$ .

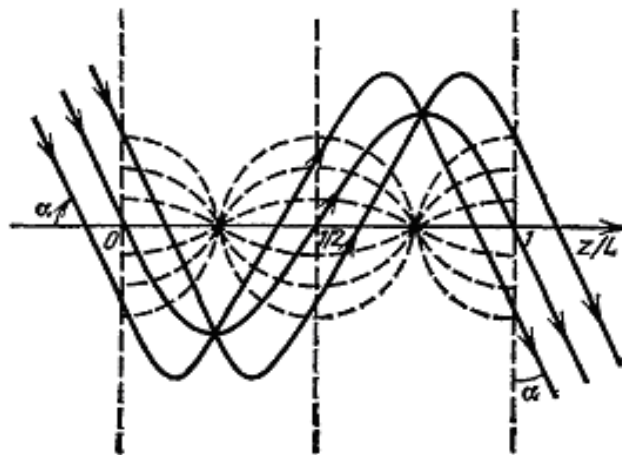


Рис. 10. Полосковый световод

Наконец, поскольку свойства среды в продольном направлении не меняются, то смещение источника вдоль оси волновода также не нарушает фокусировки. Поэтому лучи, выходящие из любой точки волновода, всегда снова собираются в общую точку. Это, в частности, означает, что полосковый световод можно использовать для передачи изображений.

Рассмотрим теперь световоды с переменным показателем преломления, в которых лучи хотя и не фокусируются в процессе распространения, однако имеют практически одну и ту же оптическую длину. Пример такого семейства траекторий показан на рис. 11 (как и раньше, в диагональной плоскости).

Характерным свойством этого световода является наличие периодически повторяющегося синфазного фронта волны. Такие световоды представляют интерес не только для оптических линий связи, но и как плоскопараллельные фазовые пластинки с телескопическими свойствами, каковыми являются участки световодов от  $z = 1$  до  $z = 3 + 4k$ , где  $k$  – любое целое число.

Поэтому для обозначения световодов применяют термин «телескопические». В качестве примера телескопического световода рассмотрим световод траектории лучей, которого удовлетворяют уравнению

$$\operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2}x\right) = \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2}\xi\right) \frac{B + \sin\left(\frac{\pi}{2}z\right)}{B + 1},$$

где, как и прежде, каждый луч семейства фиксируется ординатой  $x - \xi$  при  $z = 1$ . Увеличение простейшего градиентного телескопа определяется отношением

$$V = \frac{x_{z=1}}{x_{z=3}} = \frac{\xi}{\frac{2}{\pi} \operatorname{Arsh}\left(\frac{B-1}{B+1} \operatorname{sh}\left(\frac{\pi}{2}\xi\right)\right)}. \quad (2.2.1)$$

При  $B = 1$  диаметр светового пучка в плоскости  $z = 3$  равен нулю и световод становится самофокусирующим с лучами, параллельными в фокусе. При  $B < 1$  световод остается телескопическим, однако траектории лучей имеют несколько иной вид (рис. 11). Для этого случая отношение (2.2.1) следует брать по модулю.

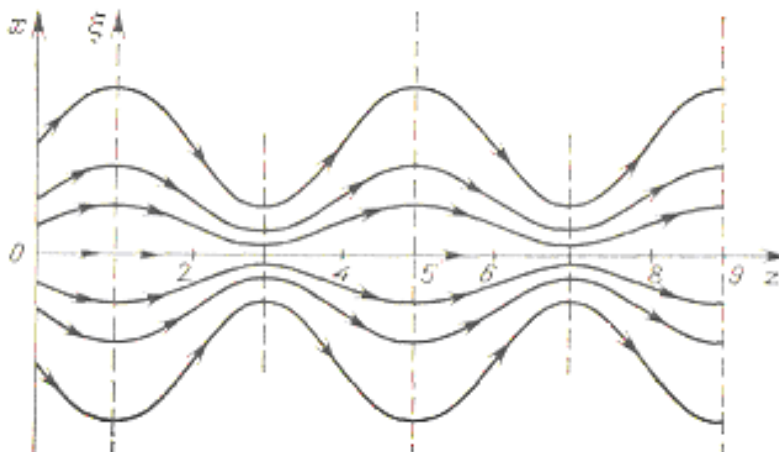


Рис. 11. Геометрия распространения лучей с переменным показателем преломления

В заключение следует отметить, что при нелинейных взаимодействиях поля со средой распространения формируются солитоны. Солитоны представляют собой волновые пакеты специальной формы, возбуждаемые лазерным источником в оптическом волокне при совместном действии дисперсионных и нелинейных эффектов в области аномальной (отрицательной) дисперсии волокна. Для существования и поддержания распространения солитонов необходимо сочетание отрицательной дисперсии в ОВ и нелинейного эффекта – фазовой самомодуляции.

Для того чтобы сформировать солитон, необходим достаточно мощный оптический импульс ( $\approx 1$  Вт) гауссовой формы и пикосекундной длительности ( $\approx 7 \div 10$  пс). При распространении сигнала в ОВ импульс приобретает форму гиперболического секанса-солитона [10].

При использовании оптических усилителей солитоны могут распространяться в ОВ на значительные расстояния (несколько тысяч километров), практически без искажения своей формы. Использование солитонов как элементарных сигналов – эффективный способ не только увеличения дальности, но и скорости передачи информации по оптическому волокну.

Обычно сигналы передаются по волоконно-оптическому кабелю (ВОК), который защищает оптическое волокно при эксплуатации от различных воздействий.

К ВОК выдвигаю следующие требования [10]:

- устойчивость к проникновению влаги;
- минимальные оптические потери из-за механических напряжений, возникающих при изготовлении кабеля;
- высокая механическая прочность при воздействии продольных и поперечных нагрузок;
- простота соединения и прокладки;
- стабильность характеристик в заданном температурном диапазоне;
- низкая стоимость кабеля, его прокладки и затрат на обслуживание.

Существует большое количество типов ВОК, которые отличаются назначением, условиями прокладки и конструкцией составляющих элементов. По назначению все кабели можно разделить на две группы: внутренней прокладки и наружной прокладки. Кабели внутренней или внутри объектовой прокладки используются внутри зданий. Кабели наружной прокладки могут применяться практически на любых (сельских, городских, и магистральных) линиях связи. По условию прокладки эти кабели в свою очередь можно разделить на воздушные, подземные и подводные.

Малые геометрические размеры поперечного сечения волокон делают их соединение весьма сложной инженерной задачей. С другой стороны совершенствование ОВ, снижение в них оптических потерь предъявляют все более жесткие требования к технологии соединения.

Соединители ОВ классифицируются по типу: соединители отдельных волокон и многоволоконные соединители. По виду соединения: неразъемные соединения (сращивания), разъемные соединения (разъемы). Сращивания предназначены для постоянного соединения строительных длин кабеля (или соединения ОВ в местах обрыва) в полевых условиях. Разъемы, как правило, используются для присоединения ОВ к оконечной или промежуточной аппаратуре, а также могут использоваться для соединения ОВ в контрольных точках.

Любое механическое соединение оптических волокон приводит к потере мощности излучения на выходе соединителя. В качестве меры потерь используют относительную единицу  $a_s$ , измеряемую в дБ:

$$a_s = -10 \cdot \log \left( \frac{P_1}{P_0} \right),$$

где  $P_0$ ,  $P_1$  – мощности оптического излучения на входе и выходе соединителя.

Для создания неразъемного соединения (сращивания) ОВ в основном используется сварка. Сварка – наиболее распространенный способ сращивания.



Сварка производится с помощью специального сварочного аппарата. Достаточно широко применяются также механические соединители – сплайсы.

При правильно подобранном режиме сварки и тщательной юстировке одинаковых волокон потери в сварном соединении составляют 0,05–0,1 дБ как для многомодовых, так и одномодовых волокон [10].

При разрыве оптических волокон, например при повреждении кабеля локальной сети, можно соединить волокна, не прибегая к сварке. Механический сплайс – это прецизионное и простое в использовании устройство для быстрой стыковки волокон. Он обеспечивает вносимые потери меньше 0,2 дБ. По надежности и по вносимым потерям механический сплайс уступает сварному соединению [10].

Разъемные соединения необходимы также для соединения источников излучения и фотоприемников с ОВ, а также для создания ряда контрольных точек между ОВ, т. е. в случаях, где требуется многократное соединение-разъединение волокон [10].

Оптические потери, возникающие в разъемах, вызваны, в основном, потерями на рассеяние излучения, возникающего, как из-за геометрического рассогласования торцов волокон, так и качества их обработки. Типичная величина потерь в многомодовых разъемах 0,2-0,3 дБ, в одномодовых – меньше 0,5 дБ.

Одним из важных устройств, относящихся к пассивным компонентам волоконно-оптических соединителей, является оптический разветвитель. Разветвители широко используются в локальных сетях, при построении распределенных волоконно-оптических сетей кабельного телевидения, а также в межгосударственных проектах полностью оптических сетей.

Оптический разветвитель представляет собой в общем случае оптический многополюсник, в котором излучение, подаваемое на часть входных оптических полюсов, распределяется между его остальными оптическими полюсами [10].

### **2.3. Электронная оптика. Принципы и применения**

Электронная оптика – это направление радиоэлектроники, занимающееся пучками заряженных частиц умеренной плотности, энергия которых может достигать нескольких мегаэлектронвольт.

Электронная оптика родилась в двадцатых годах текущего столетия. В электронной оптике движущиеся частицы, в частности электроны, ассоциируются с волновым процессом определенной длины волны, было экспериментально доказано, что действие осесимметричной катушки на электроны может быть описано на языке геометрической оптики [11]. Катушка обладает свойством отклонять катодные лучи к оси на угол  $\varphi$ , пропорциональный расстоянию луча от оси. Точно такое же воздействие на световые лучи оказывает собирающая линза [3].

Свойства пучков свободных электронов, испускаемых материальным источником и движущихся в вакууме в каком-либо устройстве, представляют интерес для многих областей науки и техники. Изучение таких электронных

пучков является предметом электронной оптики, которая естественным образом подразделяется на геометрическую оптику, пренебрегающую волновыми свойствами электрона, и волновую оптику, в которой учитываются эффекты, обусловленные конечной длиной волны [3].

Методы электронной оптики нашли применение в широком классе приборов, среди которых можно назвать электронно-лучевые трубки, семейство электронных микроскопов, электронные спектрометры и масс-спектрометры, электронно-оптические преобразователи, электронные интерферометры и электронографы, устройства для электронной сварки и приборы электронно-лучевой литографии. В класс приборов можно также включить электронные ускорители, такие, как бетатрон и электронный синхротрон. Этот список ни в коей мере нельзя считать полным, но уже он демонстрирует большое разнообразие возможных применений электронной оптики.

Физические свойства электронов, образующих свободный пучок, могут быть классифицированы следующим образом:

- а) корпускулярные свойства;
- б) волновые свойства;
- в) макроскопические взаимодействия;
- г) микроскопические, или атомные, взаимодействия;
- д) излучательные свойства.

Корпускулярные свойства описываются классической (релятивистской) механикой, причем электрон рассматривается как заряженная частица, движущаяся под действием электромагнитных сил. Обширное исследование почти всех электронно-оптических устройств может проводиться в предположении, что единственно важными являются геометрические корпускулярные свойства. Геометрическая корпускулярная оптика во многом одинакова для всех заряженных частиц (ионы, электроны). Масса покоя электрона чрезвычайно мала, и этот факт имеет значение для технических применений электронных пучков. Чтобы ускорить электроны до очень больших скоростей, требуются весьма умеренные разности потенциалов, а время пролета электрона от точки его вылета из катода до нужной конечной точки в большинстве приборов мало и им можно полностью пренебречь [3]. Таким образом, вполне достаточно изучать чисто геометрическую форму траектории электронов в пучке, хотя в численных расчетах может оказаться целесообразным использовать параметр задержки.

Другим следствием чрезвычайно малой инерционности электронов является то, что их отклонение с помощью соответствующим образом размещенных электрических или магнитных полей происходит практически синхронно с приложенными напряжениями или токами, пока частота не станет действительно очень высокой. На этом основан принцип действия многих приборов. Поскольку время пролета настолько мало, что приложенное поле оказывается квазистатическим, поэтому часто рассматривают электронное движение только в статике, т.е. в полях, не зависящих от времени. Такой подход оказывается правомерным даже при изучении сканирующих устройств.

Знание волновых свойств электрона необходимо, когда речь идет о разрешении в электронном микроскопе, об анализе взаимодействия электронных пучков с мишенями всех видов и, конечно, в случае электронной голографии.

Макроскопические взаимодействия в электронном пучке являются следствием того, что последний представляет собой облако отрицательных зарядов, создающее электрическое поле. Это поле накладывается на приложенные внешние поля и таким образом изменяет фокусирующие свойства прибора. В принципе, конечно, это происходит в любом электронном пучке, но практически влияние пространственного заряда становится существенным только тогда, когда локальная плотность пучка очень высока. Плотность пространственного заряда может трактоваться как макроскопически наблюдаемая величина, и связанные с ней расчеты поля остаются в рамках классической электростатики. Поэтому называем такие взаимодействия макроскопическими. Соответствующие эффекты проявляются в основном в электронных пушках, где плотность пучка может быть очень высокой.

Микроскопические, или атомные, взаимодействия представляют собой различные процессы рассеяния, которые происходят в пучке в атомном масштабе. Такие процессы возникают, когда пучок падает на мишень или образец, кроме того, в самом пучке могут происходить электронные столкновения. Последние являются причиной эффекта Берша, аномального уширения электронного спектра в кроссоверах пучков, которые сами также увеличиваются. Столкновения между электронами в пучке, так же как их столкновения с атомами мишени, могут быть адекватно поняты только на основе квантовой механики.

Рассмотрим эффект формирования радиационных свойств электрона. Этот эффект возникает в основном в высоковольтных электронных микроскопах, где частицы с энергией 1 МэВ и более падают на образец, расположенный на пути пучка. Хотя персоналу приходится защищаться от этого излучения, разрушение образца, вызываемое радиацией, ничтожно по сравнению с тем, которое обусловлено механической бомбардировкой. Тормозное излучение, вызванное ускорением электронов в вакууме, становится существенным только при энергиях, относящихся к области физики высоких энергий. Эта тема лежит за пределами интересов радиоэлектроники.

Таким образом, цель электронной оптики – изучение движения электронов, рассматриваемых как заряженные частицы пренебрежимо малых размеров, в статических электрических и магнитных полях.

Аналогия геометрической оптики и классической механики позволило ввести характеристическую функцию (эйконал), обладающую свойством ортогональности траектории лучей поверхностям постоянных значений этой функции. Эта теория очень важна, так как является краеугольным камнем не только классической оптики, но и электронной оптики.

Большинство инструментальных исследований имеют дело с разработкой новых или улучшением известных электронно-оптических систем, для чего необходимо точно определять ход семейства лучей, распространяющихся в такой системе. Это осуществляется в два этапа: сначала устанавливают

распределение потенциала в системе, а затем строят траектории и рассчитывают количественные характеристики системы.

Знание распределения потенциала обычно необходимо только в окрестности некоторой линии в пространстве, обычно это ось симметрии, называемая оптической осью. Пучок должен распространяться вблизи этой оси, чтобы не возникали аберрации, ухудшающие характеристики прибора.

На практике расчеты поля представляют собой наиболее сложную часть численного конструирования. В электронной оптике также вводят параксиальное приближение на основе представления об аберрациях, понимаемых как отклонения от параксиальных значений. В параксиальном приближении предполагается, что электронные траектории остаются весьма близкими к оси, а потому удовлетворительно описываются уравнениями движения, линейными относительно поперечных координат. Такое приближение представляет собой идеализацию, приводящую к неверному выводу о том, что может быть создано неразмытое изображение или резкий фокус.

В действительности же не существует систем, свободных от аберраций. Одна из основных задач электронной оптики заключается в том, чтобы установить, какие типы аберраций присущи данной системе, а затем, насколько возможно, уменьшить их отрицательный вклад.

Таким образом, в целом электронная оптика базируется на методах оптики, с той лишь разницей, что в качестве луча используется пучок электронов.

### 3. Волновая оптика

#### 3.1. Природа волновых сигналов

Волновой оптикой называют раздел физической оптики, изучающей явления, в которых проявляется волновая природа света [5]. Волновая оптика рассматривает, чем отличается истинное поведение электромагнитных полей оттого, что предсказывает геометрическая оптика. Результаты геометрической оптики основываются на приближении, в котором волны распространяются вдоль определенных траекторий (лучей). В действительности же электромагнитные поля подчиняются волновым уравнениям Гельмгольца, дополненным соответствующими граничными условиями. Решения краевых задач в теории электромагнитного поля ограничены и непрерывны, в то время как в геометрической оптике поля сингулярны на каустиках и терпят разрывы при пересечении границ тени, образуемых препятствиями, разрушающими пучки лучей.

В этом разделе сформулированы основные теоретические положения формирования и распространения оптических волн (сигналов) и приведены наиболее важные соотношения и уравнения, положенные в основу волновой природы оптической обработки информации [5].

Волновой сигнал – это оптическое поле, записанное в виде комплекснозначной функции от пространственной  $\vec{r} = (x, y, z)$  переменной и времени  $t$ . Волновой сигнал можно представить как решение волнового уравнения.

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c^2(\vec{r})} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) s(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.1.1)$$

где  $c(\vec{r}) = \frac{c_0}{n(\vec{r})} = \frac{c_0}{1 + \varepsilon(\vec{r})}$  – скорость распространения света в освещаемом объекте.

Пусть  $\varepsilon(\vec{r}) \ll 1$ . С учетом принятой гипотезы волновое уравнение (3.1.1) переписывается

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) s(\vec{r}, t) \approx \frac{2\varepsilon(\vec{r})}{c_0^2} s^{(2)}(\vec{r}, t). \quad (3.1.2)$$

Решение (3.1.2) можно получить в первом борновском приближении:

$$s(\vec{r}, t) = s_0(\vec{r}, t) + s_1(\vec{r}, t),$$

где  $s_0(\vec{r}, t)$  – падающая оптическая волна;

$s_1(\vec{r}, t)$  – волна, обусловленная явлением дифракции,

$$\begin{aligned}
s_1(\bar{r}, t) &= -2\varepsilon(\bar{r}) \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}, t) \underset{\bar{x}, t}{*} \frac{\delta\left(t - \frac{|\bar{r} - \bar{r}_1|}{c}\right)}{4\pi c_0^2 |\bar{r} - \bar{r}_1|} = \\
&= \frac{1}{2\pi c_0^2} \int_{-\infty}^t \int \varepsilon(\bar{r}_1) \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}_1, t_1) \frac{\delta\left(t - t_1 - \frac{|\bar{r} - \bar{r}_1|}{c_0}\right)}{|\bar{r} - \bar{r}_1|} dt_1 d\bar{r}_1
\end{aligned} \tag{3.1.3}$$

где  $\frac{\delta(t - |\bar{r}|/c)}{4\pi c^2 |\bar{r}|}$  – фундаментальное решение волнового уравнения.

Пусть функция

$$\varepsilon(\bar{r}) \frac{\partial}{\partial t} s_0(\bar{r}, t)$$

обращается в нуль при условии  $t < 0$ . Тогда сигнал  $s_1(\bar{r}, t)$  является волновым потенциалом с плотностью  $\varepsilon(\bar{r}) \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}, t)$ .

Представим методы решения задач интерференции и дифракции сигналов в той мере, которая необходима при изучении оптических систем записи, обработки и передачи информации. В основе описания явления дифракции лежит принцип Гюйгенса-Френеля.

Общая задача теории дифракции состоит в нахождении поля во всем пространстве при заданном расположении источников и тел произвольной формы. Строгое решение этого класса задач для электромагнитного поля требует решения уравнений Максвелла при соответствующих граничных условиях на поверхности тел. Оно получено лишь в простейших случаях тел с хорошей симметрией.

Из курса физики известно, что если плоская волна встречает на своем пути какое-либо препятствие (например, экран с отверстием, прозрачное тело и др.), то наблюдаются отклонения от законов геометрической оптики. Явления, связанные с этими отклонениями, называются дифракционными.

Действительно, при незначительных отклонениях от геометрической оптики с успехом применяется приближенный метод решения задач дифракции, базирующийся на принципе Гюйгенса. Этот метод применим в случае, когда размеры тел и расстояния до источников и точек наблюдения велики по сравнению с длиной волны. Математически он описывается формулой Кирхгофа, которая широко используется в практических приложениях.

Ниже будет использоваться принцип Гюйгенса, согласно которому положение фронта распространяющейся волны в любой момент времени может быть представлено огибающей всех вторичных (элементарных) волн. Источниками вторичных волн являются точки, до которых дошел фронт первичной волны в предшествующий момент времени. Принцип Гюйгенса будем отождествлять с требованием существования заднего фронта волны, вызванного локализованным в пространстве и во времени источником.

Другими словами, будем требовать распространение оптического сигнала без диффузии. Это означает, что волновые сигналы рассматриваются как решение волнового уравнения трех пространственных переменных.

Оптическое поле описывается волновым сигналом, записанным в виде скалярной функции пространственной переменной  $\bar{r} = (x, y, z)$  и времени  $t$  (3.1.3).

Соотношение (3.1.3) является основополагающим в теории обработки оптических сигналов. Из анализа (3.1.3) следует, что явление дифракции формируется сигналами с помощью двух операций:

- операции алгебраического умножения неволнового сигнала  $(-1)\varepsilon(\bar{r})$  на сигнал подсветки  $\frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}_1, t_1)$  (опорный сигнал):  $(-1)\varepsilon(\bar{r}_1) \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}_1, t_1)$ ,
- операции волновой свертки импульсной характеристикой среды  $\frac{\delta(t - |\bar{r}|/c)}{4\pi c^2 |\bar{r}|}$  с результатом алгебраического перемножения  $-\varepsilon(\bar{r}_1) \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}_1, t_1)$ .

Наличие оператора дифференцирования объясняется тем, что рассеянный сигнал не должен содержать компонент с нулевыми частотами, так как последние не относятся к классу волновых процессов. Операция дифференцирования исключает такие компоненты из сигналов.

Полагая, что точки объекта считать центрами рассеяния падающей волны  $s_0(\bar{r}_1, t_1)$ , испускаемой в момент  $t = t_0$  точечным излучателем, находящимся в точке  $\bar{r}_s$ , то приближенно сигнал подсветки можно записать

$$s_0(\bar{r}_1, \bar{r}_s, t_1) = \frac{\delta\left(t - t_0 - \frac{|\bar{r}_1 - \bar{r}_s|}{c_0}\right)}{|\bar{r}_1 - \bar{r}_s|}. \quad (3.1.4)$$

С учетом (3.1.4) соотношение (3.1.3) переписывается

$$s_1(\bar{r}, t) = -\frac{1}{2\pi c_0^2} \int_{-\infty}^t \int \varepsilon(\bar{r}_1) \frac{\delta^{(2)}\left(t - t_0 - \frac{|\bar{r}_1 - \bar{r}_s|}{c_0}\right)}{|\bar{r}_1 - \bar{r}_s|} \frac{\delta\left(t - t_1 - \frac{|\bar{r} - \bar{r}_1|}{c_0}\right)}{|\bar{r} - \bar{r}_1|} dt_1 d\bar{r}_1 \quad (3.1.5)$$

Соотношение (3.1.5) является одной из форм уравнения Кирхгофа.

Более известную форму уравнения Кирхгофа можно получить, если плотность волнового потенциала  $\varepsilon(\bar{r}_1) \frac{\partial^2}{\partial t^2} s_0(\bar{r}_1, t_1)$  задать соотношением

$$i2\pi f_0 c_0 \varepsilon(x_1, y_1) \delta(z_1) \exp(i2\pi f_0 t), \quad (3.1.6)$$

что соответствует подсветке двумерного объекта  $\varepsilon(x_1, y_1) \delta(z_1)$  плоской гармонической волной, ориентированной вдоль оси  $z$ . Волновой сигнал, обусловленный явлением дифракции (3.1.3), для случая задания плотности источника условием (3.1.6) запишется

$$s_1(x, y, z, t) = \frac{1}{\lambda_0 i} \iint \varepsilon(x_1, y_1) \frac{\exp\left(i2\pi f_0 \left( t - \frac{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z^2]^{1/2}}{c_0} \right)\right)}{[(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z^2]^{1/2}} dx_1 dy_1$$

В дальнейшем понятия волнового сигнала и модели волнового сигнала будем отождествлять.

### 3.2. Классификация оптических сигналов

В основе формирования моделей волновых оптических сигналов и правил их обработки лежат физические явления, в том числе, интерференция и дифракция световых волн. Интерференция описывает в соответствии с принципом суперпозиции линейное суммирование оптических сигналов в области наложения волновых фронтов. Явление дифракции выражается в формировании эффектов, учитывающих явление отклонения от законов геометрической оптики.

Для описания явления интерференции и дифракции волн достаточно рассматривать скалярный характер распространения оптических волн, не изучая специфические особенности их электромагнитной природы. Этот подход называют скалярной аппроксимацией света. Поэтому ниже световая волна будет характеризоваться только амплитудой, фазой, длиной волны и скоростью распространения.

В оптике выделяют:

- генераторы (источники) волновых сигналов,
- волновые сигналы, передаваемые с помощью распространяющихся в пространстве волн,
- вспомогательные не волновые объекты (или просто оптические объекты: линзы, среды с изменяющейся диэлектрической плотность и т.д.),
- не волновые сигналы – носители информации, например запись сигнала на пленке, страница книги и т.д.,
- приемники волновых сигналов, осуществляющих преобразование волновых сигналов в неволновые сигналы.

Общим свойством оптических объектов является, то, что они имеют не волновую природу.

Для того чтобы опорный волновой сигнал стал носителем информации необходимо, чтобы его амплитуда или фаза или все вместе было промоделировано полезным сообщением.

Одной из задач обработки сигналов, является выделение сигналов на фоне помех или других сигналов.

Остановимся на представлении волновых оптических сигналов и их геометрического смысла. Распространяющиеся в однородном и изотропном пространстве волновые сигналы, обычно представляются в виде пространственно-временных функций:



$$s(t, f_0, \bar{r}, \bar{r}_1) = \frac{s\left(t - \frac{|\bar{r} - \bar{r}_1|}{c}\right)}{4\pi|\bar{r} - \bar{r}_1|},$$

где  $t$  – текущее время;

$\bar{r}_1$  – координата излучения сигнала;

$\bar{r}$  – координата приема;

$|\bar{r} - \bar{r}_1| = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$  – расстояние между источником и приемником сигнала;

$c$  – скорость распространения волн.

В условиях однородного и изотропного пространства часто рассматривают гармонический сферический волновой сигнал вида:

$$s(t, f_0, \bar{r}, \bar{r}_1) = \frac{\exp\left(i2\pi f_0\left(t - \frac{|\bar{r} - \bar{r}_1|}{c}\right)\right)}{4\pi|\bar{r} - \bar{r}_1|},$$

$f_0$  – частота сигнала.

Более узким классом волновых гармонический сферический сигналов является класс, представляемый в виде плоских волн:

$$s(t, f_0, \bar{r}, \bar{e}_1) = \exp\left(i2\pi f_0\left(t + \frac{|\bar{r}, \bar{e}_1|}{c}\right)\right), \quad (3.2.1)$$

$\bar{e}_1 = (e_{11}, e_{12}, e_{13})$  – единичный вектор, задающий направления распространения плоской волны;

$(\bar{r}, \bar{e}_1) = xe_{1x} + ye_{1y} + ze_{1z}$  – скалярное произведение.

Сигнал (3.2.1) в виду его инвариантности с точностью до фазового множителя относительно операции трансляции  $\bar{r} \rightarrow \bar{r} + \bar{r}_0$  и сдвига во времени  $t \rightarrow t + t_0$  и особой важности в теории обработки оптических сигналов, называют базовым сигналом или оптической единицей.

Если при описании базового сигнала использовать дисперсионное соотношение для однородного и изотропного пространства:

$$\bar{u} = \frac{f}{c} \bar{e}, \quad (3.2.2)$$

где  $\bar{u}$  – пространственная частота плоской волны  $\bar{u} = (u_x, u_y, u_z)$ , то имеем:

$$s(t, f, \bar{r}, \bar{u}) = \exp(i2\pi(ft + (\bar{r}, \bar{u}))). \quad (3.2.3)$$

Соотношение (3.2.2) связывает направление  $\bar{e}$  и временную частоту сигнала  $f$  с пространственной частотой  $\bar{u}$ . С учетом  $|\bar{e}| = 1$ , имеем  $|u| = \frac{|f|}{c}$  – волновое число.

Заметим, что соотношение (3.2.3) обобщает представление базового сигнала, если допустить отсутствие связи между пространственными и временными частотами (дисперсионное соотношение не определено).

Классы волновых сигналов (пространственно-временных и частотно-волновых представлений сигналов) связаны между собой 4-мерным преобразованием Фурье:

$$\begin{aligned} S(\bar{u}, f) &= F\{s(\bar{r}, t)\} = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} s(\bar{r}, t) \exp(-i2\pi(ft + (\bar{u}, \bar{r}))) d\bar{r} dt, \\ s(\bar{r}, t) &= F^{-1}\{S(\bar{u}, f)\} = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} S(\bar{u}, f) \exp(i2\pi(ft + (\bar{u}, \bar{r}))) d\bar{u} df, \end{aligned} \quad (3.2.4)$$

где  $S(\bar{u}, f)$  – спектральная характеристика сигнала (спектральное представление пространственно-временного сигнала  $s(\bar{r}, t)$ ).

Обработка оптических сигналов обычно реализуется двумя эквивалентными подходами: как процедура преобразования пространственно-временных сигналов  $s(\bar{r}, t)$  в координатах пространства-времени  $(\bar{r}, t)$  или как процедура преобразования частотно-волновых сигналов  $S(\bar{u}, f)$  в координатах частотно-волнового пространства  $(\bar{u}, f)$ . В определенных случаях реализации пространственно-временной обработки допускаются смешанные подходы, соответственно, в пространствах  $(\bar{r}, f)$  и  $(t, \bar{u})$ .

Заметим, что представление базовых сигналов в координатах частотно-волнового пространства  $(\bar{u}, f)$  являются самыми простыми способами их описания. Причина данного факта состоит в инвариантности указанного представления сигналов  $S(\bar{u}, f)$  (спектральной характеристики сигнала) с точностью до фазового множителя  $\exp(-i2\pi(ft_0 + (\bar{u}, \bar{r}_0)))$  при трансляции и сдвиге. Этот факт следует из свойства преобразования Фурье:

$$\begin{aligned} s(\bar{r} - \bar{r}_0, t - t_0) &= \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} S(\bar{u}, f) \exp(i2\pi(f(t - t_0) + (\bar{u}, \bar{r} - \bar{r}_0))) d\bar{u} df = \\ &= F^{-1}\{S(\bar{u}, f) \exp(-i2\pi(ft_0 + (\bar{u}, \bar{r}_0)))\} \end{aligned}$$

Применяя к сигналу (3.2.1) преобразование Фурье (3.2.4), получим

$$\begin{aligned} &F\left\{\exp\left(i2\pi f_0\left(t + \frac{|\bar{r}, \bar{e}_0|}{c}\right)\right)\right\} = \\ &= \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \exp\left(i2\pi f_0\left(t + \frac{(\bar{r}, \bar{e}_0)}{c}\right)\right) \exp(-i2\pi(ft + (\bar{u}, \bar{r}))) d\bar{r} dt = \\ &= \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \exp\left(i2\pi\left(f_0 \frac{\bar{e}_0}{c} - (\bar{u}, \bar{r})\right)\right) \exp(i2\pi(f_0 - f)) d\bar{r} dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(i2\pi\left(f_0 \frac{\bar{e}_0}{c} - (\bar{u}, \bar{r})\right)\right) d\bar{r} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i2\pi(f_0 - f)) dt = \\ &= \delta\left(\bar{u} - f_0 \frac{\bar{e}_0}{c}\right) \delta(f - f_0) \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

Таким образом, сигнал (3.2.1), который является плоской комплекснозначной гармонической волной, представляется в пространстве частот  $(\bar{u}, f)$ , четырехмерным импульсом (дельта функцию Дирака), носитель которого задан в окрестности точки:  $\bar{u} = f_0 \frac{\bar{e}_0}{c}, f = f_0$ .

Для простоты представления многомерного случая ограничимся рассмотрением переменной  $\bar{u}$  только в горизонтальной плоскости  $\bar{u} = (u_1, u_2, u_3)\delta(u_3)$ , а переменную  $f$  определим на вертикальной оси.

Из дисперсионного соотношения (3.2.2)  $\bar{u} = f_0 \frac{\bar{e}_0}{c}$  следует  $c = \frac{f}{|\bar{u}|}$  или  $\lambda = \frac{1}{|\bar{u}|}$ .

Поскольку скорость распространения волны постоянна, то отсюда следует, что частотно-волновые спектры сигналов лежат на поверхности конуса (см. рис. 12). Базовый сигнала (оптическая единица) в частотном пространстве (3.2.5) (т. е. в координатах  $\bar{e}_0$ ) определяется  $\delta$ -функцией. Окрестность  $\delta$ -функции лежит на линии пересечения поверхности конуса с плоскостью, проходящей через ось  $f_0$ , и единичным вектором направления  $\bar{e}_0$ .

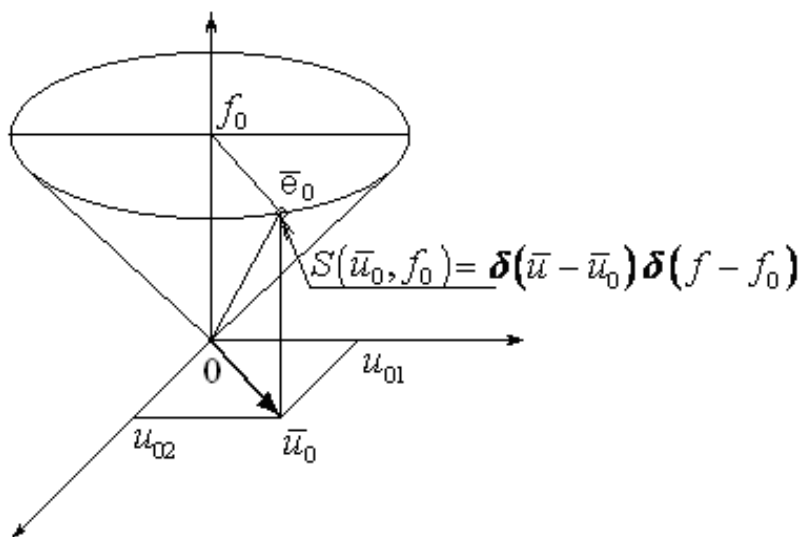


Рис. 12. Носитель базового сигнала в частотном представлении

Любой пространственно-временной сигнал можно представить в виде суммы элементарных сигналов вида (3.2.1) [12]. Процедура фильтрации пространственно-временных сигналов сводится в волновом пространстве к выделению компонент сигнала с определенными частотами  $(\bar{u}, f)$ . Волновые сигналы могут иметь и стохастическую природу, например «белый» свет.

Заметим, что неволновые сигналы и вспомогательные объекты представляются, как правило, в виде скалярных функций только пространственной переменной  $\bar{r} = (x, y, z)$ . Неволновые сигналы, ориентированные в плоскости  $z = 0$  и, записываемые как функция  $s(x, y)\delta(z)$ , являются функциями не трех, а только двух переменных.

Моделью неволновых объектов является представление области пространства функцией  $c(\vec{r}) = \frac{c_0}{n(\vec{r})}$ . Кодирование информации для неволновых сигналов здесь реализуется вариацией диэлектрической проницаемости  $n(\vec{r})$ . Объекты обычно записываются пространственными комплекснозначными функциями  $s(\vec{r}) = s(x, y, z)$  или  $s(\vec{r}) = s(x, y)\delta(z)$ .

В оптике часто используют полярную форму представления неволновых сигналов и неволновых вспомогательных объектов:  $s(\vec{r}) = |s(x, y, z)| \exp(i \arg[s(x, y, z)])$ , где  $|s(x, y, z)|$  – амплитуда объекта,  $\arg[s(x, y, z)]$  – фаза объекта.

### 3.3. Операции над оптическими сигналами

При формировании правил обработки рассматривают следующие операции над оптическими сигналами, а именно: сложения (интерференции) оптических сигналов, алгебраического умножения волновых и неволновых сигналов, свертки сигналов, а также операции преобразования Фурье и преобразование Френеля.

Операция сложения (интерференция) волновых сигналов очевидна:

$$s_0 = s_{01} + s_{02}.$$

Различают пространственную и временную интерференции волн. Пространственная интерференция формируется сигналами от не менее двух пространственных источников. Интерференция во времени образуется за счет деления амплитуды, т.е. когда формируются волновые сигналы одним и тем же источником, путем задержки одного сигнала относительно другого сигнала.

Операция алгебраического умножения волновой сигнал  $s_0$  на неволновой сигнал  $s$  формирует новый волновой сигнал  $s_1$ , который записывают

$$s_1 = s_0 \cdot s$$

Операцию умножения в оптике можно реализовать, например, путем пропускания волнового сигнала  $s_0$  через диалектическую среду с заданным показателем преломления  $n(\vec{r})$ , изменяющим амплитуду и скорость оптической волны. Указанную среду можно рассматриваем как неволновой сигнал  $s$ .

Если реализовать операцию умножения оптической единицы  $1_0$  на неволновой сигнал, то эту операцию можно рассматривать как преобразование неволнового сигнал в волновой сигнал:

$$s_0 = 1_0 \cdot s = s_0.$$

Операция свертки между сигналами записывается правилом:

$$y_0(t, \vec{r}) = s_0(t, \vec{r}) * h_f(\vec{x}) = \int s_0(t, \vec{r}) h_f(\vec{r} - \vec{r}_1) d\vec{r}_1. \quad (3.3.1)$$

Здесь  $h_f(\vec{r})$  можно интерпретировать как импульсную характеристику системы (например, среды распространения волнового сигнала).

Из анализа (3.3.1) следует, что для сохранения полной информации о волновом сигнале импульсная характеристика системы должна иметь вид

$$h_f(\bar{r}) = \delta(\bar{r}).$$

В оптике применяют также функциональную операцию, записываемую правилом:

$$s(\bar{r}) = \langle |y(t, \bar{r})|^2 \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |y(t, \bar{r})|^2 dt. \quad (3.3.2)$$

Операцию (3.3.2) можно рассматривать как идеальную операцию преобразования волнового сигнала в неволновой сигнал, путем вычисления его мощности в точках  $\bar{r}$  и представления мощности оптического поля в форме пространственного неволнового сигнала. Эту роль выполняют приемники оптического сигнала, реагирующие на энергию световых волн.

Кроме указанных операций в оптике существуют функциональные операции преобразование Френеля и преобразование Фурье волновых сигналов. В основе этих преобразований лежит явление дифракции волновых сигналов.

### 3.4. Преобразование Фурье

Покажем, что в дальней зоне явление дифракции реализует математическую операцию двухмерного преобразования Фурье.

Выберем в качестве сигнала подсветки оптическую единицу, а в качестве неволнового сигнала сигнал  $\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon(x, y)\delta(z)$ . Исходя из анализа явления дифракции в зоне Френеля, поле имеет представление:

$$s_1(x, y, z) = \frac{C}{z\lambda_0} \exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x^2 + y^2)\right) \cdot \iint s(x_1, y_1) \exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x_1^2 + y_1^2)\right) \exp\left(-\frac{i2\pi}{z\lambda_0}(xx_1 + yy_1)\right) dx_1 dy_1. \quad (3.4.1)$$

где  $C$  – постоянная.

При гипотезе выполнения условия дальней зоны  $|\bar{r}| \geq \frac{D^2}{\lambda\varepsilon}$  ( $|\bar{r}|$  – дистанция формирования зоны Фраунгофера (дальней зоны),  $\lambda$  – длина волны верхней частоты сигнала,  $0 < \varepsilon < 1$  – малое число,  $D$  – область размещения источников) множитель в подынтегральном выражении приблизительно равен:

$$\exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x_1^2 + y_1^2)\right) \leq \exp\left(\frac{i\pi D^2}{z\lambda_0}\right) < 1$$

и соотношение (3.4.1) приближенно запишется:

$$s_1(x, y, z) \approx \frac{C}{z\lambda_0} \exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x^2 + y^2)\right) \cdot \iint s(x_1, y_1) \exp\left(-\frac{i2\pi}{z\lambda_0}(xx_1 + yy_1)\right) dx_1 dy_1. \quad (3.4.2)$$

Обозначая  $\frac{1}{z\lambda_0}x = u_x$ ,  $\frac{1}{z\lambda_0}y = u_y$  выражение (3.4.2) можно представить:

$$s_1(x, y, z) \approx \frac{C}{z\lambda_0} \exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x^2 + y^2)\right) \cdot F_{x,y}\{s(x, y)\}\left(u_x = \frac{x}{z\lambda_0}, u_y = \frac{y}{z\lambda_0}\right) = \frac{C_1}{z\lambda_0} S(u_x, u_y),$$

где  $C_1 = C \exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x^2 + y^2)\right)$  – фазовый множитель,

$F_{x,y}\{s(x, y)\} = S(u_x, u_y) = \iint s(x_1, y_1) \exp(-i2\pi(u_x x_1 + u_y y_1)) dx_1 dy_1$  – операция преобразования Фурье.

Таким образом, в дальней зоне с точностью до амплитудного множителя  $1/z\lambda_0$  и фазового множителя  $C_1$ , явление дифракции реализует преобразование Фурье от неволнового сигнала. Заметим, что спектральная плотность сигнала носит волновую природу. Заметим также, что для оптических частот требуется создать условия обеспечивающие, с одной стороны, формирование дальней зоны и, с другой стороны, имеющие малую дистанцию для плоскости формирования спектральной плотности сигнала  $S(u_x, u_y)$ . Перенос плоскости из бесконечности на конечное расстояние можно осуществить с помощью тонкой линзы. Если поместить линзу на фокусном расстоянии от плоскости размещения неволнового сигнала  $s(x_1, y_1)$ , то Фурье-образ сигнала будет за счет явления дифракции сформирован в фокальной плоскости линзы. Действительно, в этом случае произведение передаточной характеристики линзы  $H = \exp\left(-\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x_1^2 + y_1^2)\right)$  и фазового множителя внутри интеграла (3.4.1) равного  $\exp\left(\frac{i\pi}{z\lambda_0}(x_1^2 + y_1^2)\right)$  равно единице. Таким образом, линза как вспомогательный объект, решает задачу формирования спектральной плотности сигнала в плоскости на расстоянии  $fr$ .

Соотношение (3.4.2) является базовой операцией, лежащей в основе практически всех технических решений обработки сигналов методами когерентной оптики.

## 4. Информационная структура оптических сигналов

### 4.1. Оценка информационной емкости оптических сигналов

Оценка информационной структуры сигнала оптического диапазона частот связана с оценкой его информационной емкости. Под информационной емкостью понимается число степеней свободы сигнала. В радиолокации эту характеристику сигнала называют базой.

Но между радиолокационными сигналами и оптическими сигналами существуют фундаментальные различия. Ввиду очень большой инерционности измерительных приборов несущую частоту оптического сигнала невозможно развернуть во времени. В явном виде оптическую синусоиду никто не наблюдал. Поэтому перенесение методов дискретизации и квантования сигналов, применяемых в радиотехнике, на оптические сигналы необходимо осуществлять с определенной осторожностью.

Между тем, в теории сигналов найден принцип, который позволяет приспособить традиционную теорию функций для обслуживания информационных задач оптики – это принцип неопределенности сигналов. Указанный принцип имеет как чисто математическую, так и физическую основы. Физическая основа этого принципа такова – произведение полоса Фурье  $\Delta f$  и временем излучения  $\Delta t$  сигнала подчиняется неравенству

$$\Delta f \cdot \Delta t \geq 1. \quad (4.1.1)$$

Для волновых оптических сигналов  $\Delta t$  можно рассматривать как неопределенность в определении эпохи времени волнового процесса, а  $\Delta f$  – неопределенность в определении диапазона частот. Поэтому условие (4.1.1) иногда называют принципом неопределенности.

Рассмотрим применение этого принципа для класса временных сигналов  $\{s(t)\}$ . Пусть класс сигналов характеризуется общей полосой пропускания  $\Delta F$  и общим временем существования  $T$ . В плоскости переменной частоты  $f$  и времени  $t$  носитель класса сигналов  $\{s(t)\}$  представляет собой, прямоугольник со сторонами  $T$  и  $\Delta F$ . Действительно, продолжительность опыта всегда ограничена, как ограничена и полоса частот. Поэтому на частотно-временной плоскости рассматриваются всегда процессы конечной длительности и конечной полосы частот.

Принцип неопределенности в графическом представлении означает, что плоскость  $(f, t)$  заданную ограниченным носителем  $(T, \Delta F)$ , можно покрыть конечным числом элементарных ячеек, площадь каждой из них равна  $\Delta f \cdot \Delta t$ . Число элементарных ячеек на плоскости характеризует число степеней свободы класса сигналов.

Существует несколько систем разбиения на элементарные ячейки всей области частотно-временной плоскости. Единственное требование, предъявляемое к любому разбиению, состоит в том, чтобы площадки элементарных ячеек при этом разбиении равнялись константе и достигали

минимального значения. Рассмотрим различные схемы разбиения носителя класса сигналов на элементарные ячейки.

В качестве базового в теории представления выбирают сигнал, реализующего элементарную ячейку  $\Delta f \cdot \Delta t = 1$ . В радиотехнической терминологии этот случай соответствует выбору в качестве базового – простого сигнала. В этом случае область задания функции оптического сигнала в координатах  $(f, t)$  разбивается на квадратики. Число таких ячеек (число степеней свободы) на всем носителе задается соотношением

$$M_t = 1 + \Delta F \cdot T / \Delta f \cdot \Delta t = 1 + \Delta F \cdot T \approx \Delta F \cdot T,$$

где  $M_t$  – число степеней свободы сигнала на частотно-временной плоскости.

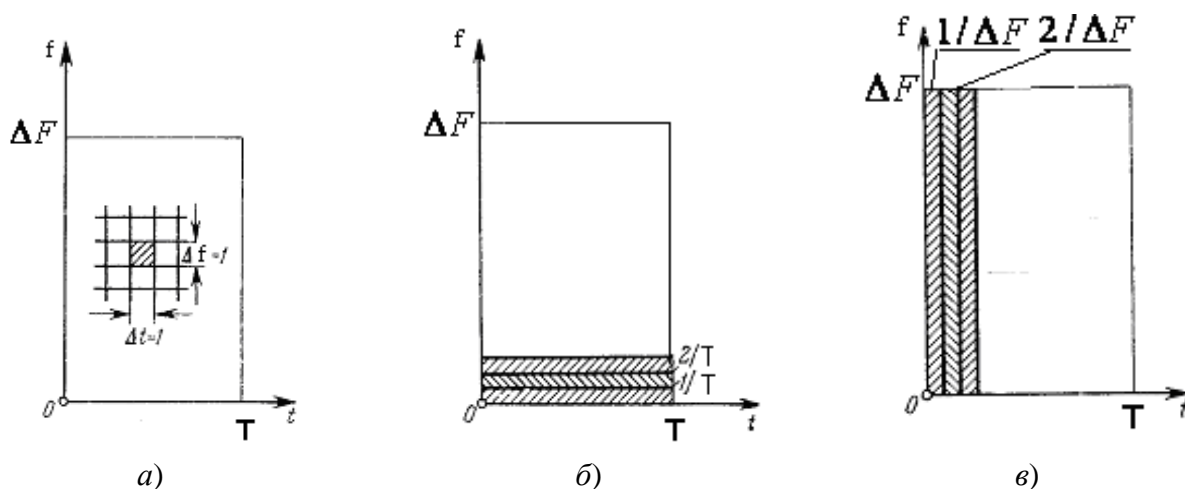


Рис. 13. Элементарные ячейки сигнала на частотно-временной плоскости

Обратимся к рис. 13. На диаграмме б) носитель класса сигналов разбивается набором гармонических колебаний изображаемых горизонтальными линиями. Здесь мера дискретизации по частоте определена соотношением  $\Delta f = 1/T$ . С другой стороны, случай в) соответствует разбиению носителя сигналов типа дельта-функциями, которые имеют ограниченную эпоху во времени, но содержащие все частоты. Эти сигналы изображаются набором вертикальных линий. Здесь мера дискретизации по времени определена соотношением  $\Delta t = 1/\Delta F$ .

Рассмотрим простейший пример – синусоиду  $s(t)$  конечной продолжительности. В силу конечности синусоиды  $s(t)$  ее частоту нельзя определить абсолютно точно, так как на данную синусоиду отзовутся сразу несколько резонаторов. Это – хорошо проверенный экспериментальный факт, отражающий принцип неопределенности.

Если сигнал комплекснозначный, то значением каждого отчета является комплексно число. Поэтому для комплекснозначных функций вводят дополнительный множитель 2, что увеличивает базу сигнала в два раза:

$$M_t = 2\Delta F \cdot T.$$

Перейдем к исследованию плоского оптического сигнала по пространственным координатам  $(x, y)$ . Пусть носитель пространственного



сигнала равен  $X \cdot Y$ , где  $X, Y$  – соответственно размеры сигналов по координатам  $(x, y)$ . Для оптического сигнала элемент разрешения по координате  $x$  равен:  $\Delta x = 1/U_x = \lambda_x/2$ , где  $U_x$  – пространственная полоса сигнала,  $\lambda_x$  – длина волны, соответствующая верхней пространственной частоте  $U_x/2$ . Соответственно, по координате  $y$  имеем  $\Delta y = 1/U_y = \lambda_y/2$ , где  $U_y/2$  – верхняя пространственная частота,  $\lambda_y$  – длина волны, соответствующая верхней пространственной частоте  $U_y/2$ . Таким образом, плоскость сигнала и его пространственного спектра (см. рис. 14), ограничены прямоугольными апертурами  $XU$  ( $U_x U_y$ ) и разбиты сетками  $\Delta x \Delta y$  ( $\Delta u_x \Delta u_y$ ). В узлах этих сеток заданы отсчеты поля:



Рис. 14. Дискретизация плоского оптического сигнала и его пространственного спектра

Из принципа неопределенности следует, что число независимых отсчетов оптического сигнала по пространственным переменным равно:

$$M_{xy} = \frac{X}{\Delta x} \frac{Y}{\Delta y} + 1 = \frac{2X}{\lambda_x} \frac{2Y}{\lambda_y} + 1 \approx \frac{2X}{\lambda_x} \frac{2Y}{\lambda_y},$$

где  $\Delta X$  и  $\Delta Y$  – пространственные размеры оптического сигнала.

Для оптики минимально разрешимый элемент по пространству равен:

$$\delta_{\min} = \frac{\lambda_x}{2} \cdot \frac{\lambda_y}{2}.$$

С другой стороны  $\Delta x = 1/U_x$ ,  $\Delta y = 1/U_y$ . Тогда окончательно число независимых отсчетов оптического сигнала равно:

$$M_{xy} = X \cdot Y \cdot U_x \cdot U_y$$

Общее число степеней свободы оптического сигнала  $M_{\Sigma}$  по пространственно-временным переменным записывается:

$$M_{\Sigma} = 2 \cdot M_{xy} \cdot M_t, \quad (4.1.2)$$

где число «2» определяется числом выбора независимых поляризаций.

Соотношение (4.1.2) является фундаментальным инвариантом, характеризующим информационную емкость оптических сигналов.

Никаким методом невозможно получить большую информацию, чем та, которая определяется общим числом степеней свободы.

В пределах общего числа степеней свободы  $M_{\Sigma}$  можно увеличивать, например, число степеней свободы в пространстве, но только за счет уменьшения разрешения во времени или наоборот. Этот процесс распространяется также и на координату поляризации.

## 4.2. Дискретизация оптических сигналов

Оценка информационной емкости оптических сигналов связана с возможностью описания сигнал  $s(x, y)$  набором его выборочных значений, т. е. дискретной совокупности точек на плоскости. Для решения поставленной задачи распространим результаты теоремы Котельникова с одномерного случая задания аргумента сигнала на двухмерный случай.

Теорема выборки Котельникова справедлива для класса функций с ограниченной шириной спектра, что соответствует требованию ограниченности полос пространственных частот. К этому классу относятся функции, Фурье-образы которых не равны нулю только в пределах конечной области частот.

По определению дискретизация оптического сигнала сводится к умножению сигнала на двухмерную гребневую функцию:

$$s(x, y) \Gamma\left(\frac{x}{\Delta x}\right) \Gamma\left(\frac{y}{\Delta y}\right), \quad (4.2.1)$$

где  $\Gamma(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - n)$  – гребенчатая функция,

$\Delta x$  – шаг дискретизации по координате  $x$ ,

$\Delta y$  – шаг дискретизации по координате  $y$ .

Таким образом, выборочная функция (4.2.1) состоит из ряда  $\delta$ -функций, расположенных на расстоянии  $\Delta x$  в направлении  $x$  и  $\Delta y$  по координате  $y$ .

Также как и в одномерном случае имеет место:  $\Delta x = 1/U_x$ ,  $\Delta y = 1/U_y$ , где  $U_x$  – двухсторонняя полоса пространственных частот сигнала по координате  $u_x$ , соответственно  $U_y$  – двухсторонняя пространственная полоса сигнала по координате  $u_y$ . Здесь видна аналогия между дискретизацией временных сигналов и пространственных сигналов. И там и здесь необходимо ограничение на полосу частот сигнала. Заметим, что в оптике вместо пространственной частоты часто рассматривают обратную величину – длину волны. Доказательство теоремы Котельникова по пространственной переменной реализуется, как и в одномерном случае, применением обратного 2-мерного преобразования Фурье к тождеству:

$$S(u_x, u_y) = \left[ S(u_x, u_y) ** \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(u_x - nU_x) \delta(u_y - mU_y) \right] \cdot \text{rect}\left(\frac{u_x}{U_x}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{u_y}{U_y}\right), \quad (4.2.2)$$

где  $S(u_x, u_y)$  – спектральная функция оптического сигнала,

\*\* – индекс двухмерной пространственной свертки.

Применяя операцию обратного преобразования Фурье к тождеству (4.2.2), запишем теорему Котельникова для оптического сигнала:

$$s(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} s\left(\frac{n}{U_x}, \frac{m}{U_y}\right) \operatorname{sinc}\left(U_x\left(x - \frac{n}{U_x}\right)\right) \operatorname{sinc}\left(U_y\left(y - \frac{m}{U_y}\right)\right), \quad (4.2.3)$$

где  $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(\pi x)}{\pi x}$ .

Соотношение (4.2.3) представляет собой теорему Котельникова для оптического сигнала. Она означает, что, имея расположенный соответствующим образом прямоугольный ряд выборочных значений функции с ограниченной шириной спектра, можно осуществить точное ее восстановление [13].

Для восстановления необходимо ввести в каждой точке двухмерной выборки интерполяционную функцию, равную:  $\operatorname{sinc}(U_x x) \operatorname{sinc}(U_y y)$ .

Заметим, что полученный выше результат не единственно возможный вид теоремы выборки. При других предположениях и другой симметрии взятия отсчетов в пространстве получают иные варианты теоремы выборки. Так известно, что теорема отсчетов для оптического сигнала, спектральные компоненты которого отличны от нуля в круге радиуса  $U_0$ , можно представить соотношением

$$s(x, y) = \frac{\pi}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} s\left(\frac{n}{2U}, \frac{m}{2U}\right) \frac{J_1\left(2\pi U \sqrt{\left(x - \frac{n}{2U}\right)^2 + \left(y - \frac{m}{2U}\right)^2}\right)}{2\pi U \sqrt{\left(x - \frac{n}{2U}\right)^2 + \left(y - \frac{m}{2U}\right)^2}}.$$

### 4.3. Пропускная способность оптического канала

Рассмотрим канал передачи информации, у которого на вход поступает сигнал  $x(\bar{r})$ , а на выходе формируется сигнал  $y(\bar{r})$ . Рассматриваемая модель носит общий характер. С ее помощью, например, можно описывать распространение излученного сигнала до цели, рассеяние от цели и прохождение отклика назад до приемника или распространение прямого сигнала от источника до приемника.

Предположим, что вход и выход канала передачи информации описывают случайные гауссовы величины. Тогда совместная плотность распределения вероятностей величин  $x$  и  $y$  будет иметь вид нормального распределения:

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left(-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} - 2\rho\frac{xy}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{y^2}{\sigma_y^2}\right)\right), \quad (4.3.1)$$

где  $\rho$  – коэффициент корреляции случайных величин,  
 $\sigma_x^2, \sigma_y^2$  – дисперсии случайных величин.

Известно, что для двух случайных величин средняя информация  $I(x, y)$  в полученном сигнале  $y$  относительно переданного сигнала  $x$  равна:

$$I(x, y) = \iint f(x, y) \ln \left( \frac{f(x, y)}{f_1(x)f_2(y)} \right) dx dy, \quad (4.3.2)$$

Подсчитаем среднюю информацию сигналами. Подставляя (4.3.1) в (4.3.2), имеем

$$I(x, y) = \iint f(x, y) \ln \left( \frac{f(x, y)}{f_1(x)f_2(y)} \right) dx dy = -\frac{1}{2} \ln(1 - \rho^2), \quad (4.3.3)$$

Распространим понятие средней переданной информации, определенной для случайных величин, на случайные процессы. Для этого рассмотрим гармоническое представление однородного случайного поля:

$$s(x, y) = s(\bar{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} X_n(\bar{u}) \exp(-i2\pi(\bar{u}, \bar{r})) \eta(\bar{u}) d\bar{u},$$

где  $X_n(\bar{u})$  – функция случайных комплексных амплитуд, а  $\eta(\bar{u})$  – стандартный случайный процесс со свойствами:

$$E(\eta(\bar{u}_1) \overline{\eta(\bar{u}_2)}) = \delta(\bar{u}_1 - \bar{u}_2).$$

Как видно соотношение (4.3.4) дает разложение случайного однородного поля в «непрерывную» сумму гармонических колебаний вида  $X_n(\bar{u}) \exp(-i2\pi(\bar{u}, \bar{r})) \eta(\bar{u})$ . Если зафиксировать значение вектора пространственной частоты  $\bar{u}$ , то функция случайных амплитуд становится случайной величиной. Без потери общности обозначим случайную амплитуду для вектора частоты  $\bar{u}$  как  $X_n(\bar{u})$ .

Для описания связи спектральных амплитуд двух процессов применяется понятие функция когерентности, которая является коэффициентом корреляции между процессами в зависимости от частоты  $\bar{u}$  [14]:

$$\rho(\bar{u}) = \frac{S_{X,Y}(\bar{u})}{\sqrt{S_{X,X}(\bar{u})S_{Y,Y}(\bar{u})}}, \quad (4.3.4)$$

где  $S_{X,Y}(\bar{u})$  – взаимная спектральная плотность входного и выходного сигналов,  $S_{X,X}(\bar{u}), S_{Y,Y}(\bar{u})$  – спектральные плотности входного и выходного сигналов.

Подставляя (4.3.4) в (4.3.3), получим среднее значение переданной информации  $I_1(X, Y, \bar{u})$  при задании площади носителя сигнала  $X \times Y$  на частоте  $\bar{u}$ :

$$I_1(X, Y, \bar{u}) = -\frac{X \cdot Y}{2} \ln(1 - \rho^2(\bar{u})) = -\frac{X \cdot Y}{2} \ln \left( 1 - \frac{|S_{XY}(\bar{u})|^2}{S_{XX}(\bar{u})S_{YY}(\bar{u})} \right). \quad (4.3.5)$$

Соотношение (4.3.6) характеризует количество переданной информации в канале на частоте  $\bar{u}$ .

Средняя информация, переданная через канал по всем частотам, на площади  $X \cdot Y$  равна интегралу от (4.3.5) [14]:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} I_1(X, Y) d\bar{u} = -\frac{X \cdot Y}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left( 1 - \frac{|S_{XY}(\bar{u})|^2}{S_{XX}(\bar{u})S_{YY}(\bar{u})} \right) d\bar{u}.$$

Пусть на вход канала поступает случайный сигнал  $x(\bar{r})$ , а с выхода формируется аддитивная смесь сигнала и шума  $y(\bar{r}) = x(\bar{r}) + n(\bar{r})$ . Этот случай соответствует каналу с аддитивной помехой. Вычислим взаимную корреляционную функцию сигналов между входом и выходом канала:

$$r_{xy}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = E(x(\bar{r}_1)(\overline{x(\bar{r}_2) + n(\bar{r}_2)})) = E(x(\bar{r}_1)(\overline{x(\bar{r}_2)}))E(x(\bar{r}_1)(\overline{n(\bar{r}_2)})) = r_{xx}(\bar{r}_1, \bar{r}_2).$$

Заметим, что второе слагаемое корреляционной функции равно нулю, т. к. предполагалось, что сигнал  $x(\bar{r})$  и шум  $n(\bar{r})$  являются независимыми процессами [14]. В силу однородности поля запишем

$$r_{xy}(\bar{r}) = r_{xx}(\bar{r}). \quad (4.3.6)$$

Точно также вычислим:

$$r_{xy}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = E(x(\bar{r}_1) + n(\bar{r}_1), \overline{x(\bar{r}_2) + n(\bar{r}_2)}) = r_{xx}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) + r_{nn}(\bar{r}_1, \bar{r}_2). \quad (4.3.7)$$

В силу однородности поля перепишем (4.3.7):

$$r_{yy}(\bar{r}) = r_{xx}(\bar{r}) + r_{nn}(\bar{r}). \quad (4.3.8)$$

Применим к (4.3.6) и (4.3.8) преобразование Фурье:

$$F(r_{xy}(\bar{r})) = S_{XY}(\bar{u}) = S_{XX}(\bar{u}), \quad (4.3.9)$$

$$F(r_{yy}(\bar{r})) = S_{YY}(\bar{u}) = F\{r_{xx}(\bar{r})\} + F\{r_{nn}(\bar{r})\} = S_{XX}(\bar{u}) + N_{nn}(\bar{u}), \quad (4.3.10)$$

где  $N_{nn}(\bar{u})$  – энергетическая спектральная характеристика помехи,

$S_{XX}(\bar{u})$  – энергетическая спектральная характеристика сигнала.

Тогда с учетом (4.3.9) и (4.3.10) коэффициент корреляции между сигналами канала (4.3.4) для рассматриваемого случая запишется:

$$\rho(\bar{u}) = \frac{S_{XX}(\bar{u})}{\sqrt{S_{XX}(\bar{u})S_{YY}(\bar{u})}}, \quad \rho^2(\bar{u}) = \frac{S_{XX}(\bar{u})}{S_{YY}(\bar{u})}.$$

С учетом (4.3.10) запишем квадрат коэффициента корреляции в форме

$$\rho^2(f) = \frac{S_{XX}(\bar{u})/N_{nn}(\bar{u})}{1 + S_{XX}(\bar{u})/N_{nn}(\bar{u})}.$$

Рассматривая отношение  $S_{XX}(\bar{u})/N_{nn}(\bar{u})$ , как отношение сигнал/помеха на входе канала для частоты  $\bar{u}$ , запишем коэффициент корреляции в терминах, используемых в инженерной практике. С учетом сказанного для рассматриваемой модели канала получим объем передаваемой информации [14]:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I_1(X, Y, \bar{u}) d\bar{u} = -\frac{X \cdot Y}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left( 1 - \frac{|S_{XY}(\bar{u})|^2}{S_{XX}(\bar{u})S_{YY}(\bar{u})} \right) d\bar{u} = \frac{X \cdot Y}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left( 1 + \frac{S_{XX}(\bar{u})}{N_{nn}(\bar{u})} \right) d\bar{u}. \quad (4.3.11)$$

С практической точки зрения наиболее интересен случай, когда канал имеет ограниченную полосу пропускания частот, т.е. когда спектральные плотности сигнала и шума приближенно выражаются формулами:

$$S_{XX}(\bar{u}) \approx \begin{cases} \frac{P_s}{U_x U_y}, & |u_x| \leq \frac{1}{2} U_x, \quad |u_y| \leq \frac{1}{2} U_y, \\ 0, & |u_x| > \frac{1}{2} U_x \quad |u_y| > \frac{1}{2} U_y \end{cases}, \quad (4.3.12)$$

$$N_{nn}(\bar{u}) \approx \begin{cases} \frac{P_n}{U_x U_y}, & |u_x| \leq \frac{1}{2} U_x, \quad |u_y| \leq \frac{1}{2} U_y, \\ 0, & |u_x| > \frac{1}{2} U_x \quad |u_y| > \frac{1}{2} U_y \end{cases}, \quad (4.3.13)$$

где  $P_s$  – мощность сигнала,  $P_n$  – мощность шума.

Если положить в (4.3.11) спектральные плотности (4.3.12) и (4.3.13), то объем переданной информации через канал равен

$$I = \frac{X \cdot Y}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \ln \left( 1 + \frac{S_{XX}(\bar{u})}{N_{nn}(\bar{u})} \right) d\bar{u} = \frac{X \cdot Y \cdot U_x \cdot U_y}{2} \ln \left( 1 + \frac{P_s}{P_n} \right) = \frac{M_{x,y}}{2} \cdot \ln \left( 1 + \frac{P_s}{P_n} \right). \quad (4.3.14)$$

Из выражения (4.3.14) следует, что объем переданной информации пропорционален базе оптического сигнала  $M_{x,y}$ , а также логарифму отношения сигнал/шум  $\frac{P_s}{P_n}$ .

Резюмируя изложенный материал, можно утверждать, что оценку информационной структуры оптических сигналов можно выполнить при условии задания следующих требований:

- конечности полос пространственных частот сигнала,
- конечности пространственных размеров сигнала,
- наличия достаточного энергетического запаса мощности сигнала относительно мощности шума.

Из соотношения (4.3.14) видим, что определяющим параметром объема переданной информации является число степеней свободы оптического сигнала (база сигнала). О больших потенциальных возможностях оптических сигналов говорит, например, тот факт, что на площади  $10^{-4} \text{ [м}^2\text{]}$  для зеленого цвета можно сформировать потенциальную базу сигнала равную  $1,33 \cdot 10^9$ .

## 5. Оптические системы связи

### 5.1. Энергетический потенциал оптической линии связи

Энергетический потенциал (ЭП, «link loss budget») оптической системы передачи информации (ВОСПИ), выражаемый в дБ, равен десяти логарифмам отношения мощности  $P_{изл}$  источника излучения к минимальной регистрируемой мощности (чувствительности)  $P_{фот}$  фотоприемника, используемых в данной линии [10],

$$\dot{Y} = 10 \lg \frac{P_{исл}}{P_{фот}}.$$

Если мощность источника и чувствительность фотоприемника выразить в дБм (в децибеллах относительно уровня 1 мВт), очевидно,

$$\text{ЭП(дБ)} = P_{изл}(\text{дБм}) - P_{фот}(\text{дБм}).$$

Энергетический потенциал удобен при расчетах допустимых потерь в элементах, составляющих линию связи. Например, для ВОСПИ, показанной на рис. 15, баланс («расход») ЭП выражается уравнением [10]

$$\text{ЭП} = n_1 La + n_2 \beta + n_3 \gamma + \eta + k + \varepsilon,$$

где  $n_1$  – число соединяемых отрезков кабеля длиной  $L$  (км) и потерями  $a$  (дБ/км),  $n_2$  – число разъёмных соединителей с вносимыми каждым из них потерями в (дБ),  $n_3$  – число неразъёмных (сварных) соединений с потерями на каждом  $\gamma$  (дБ),  $\eta$  – потери при вводе излучения источника в линию передачи (в дБ),  $k$  – потери при вводе излучения в фотоприемник (в дБ),  $\varepsilon$  – «энергетический запас», величина которого обычно выбирается от 6 до 15 дБ.

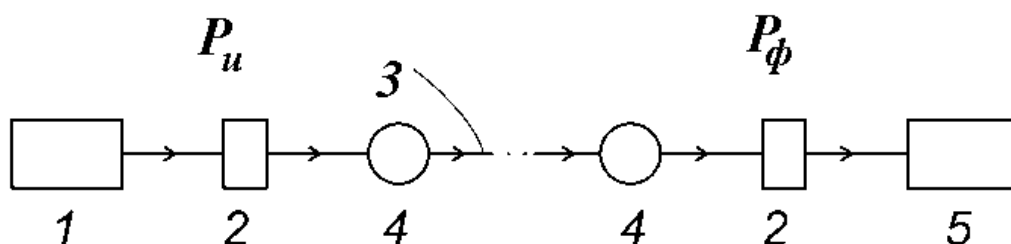


Рис. 15. Пример оптической линии связи. 1 – излучатель, 2 – разъёмные соединители, 3 – волоконно-оптический кабель, 4 – неразъёмные соединители, 5 – фотоприемник

Введение «энергетического запаса» необходимо на практике для учета различных дестабилизирующих факторов – старения оптоволокну, изменений рабочей температуры компонент ВОСПИ, флуктуаций мощности источников питания и др.

Типичные значения ЭП составляют от 50 до 70 дБ и существенно зависят от скорости передачи информации.

## 5.2. Методы уплотнения информации в ВОСПИ

Основными методами увеличения пропускной способности (скорости передачи информации) в ВОСПИ являются [10]

- временное уплотнение,
- пространственное уплотнение,
- спектральное уплотнение,
- модовое уплотнение.

Помимо названных способов, в стадии лабораторного исследования находятся поляризационное уплотнение и уплотнение, основанное на использовании когерентных свойств оптического излучения.

Временное уплотнение (TDM) состоит в увеличении частоты передачи сигналов, то есть в использовании при передаче (в цифровом режиме кодирования) импульсных сигналов минимальной длительности и скважности. В режиме модуляции тока накачки полупроводниковых излучателей достигнута наивысшая скорость передачи информации около 30 Гбит/с. При использовании внешних волноводных модуляторов максимальная частота модуляции оптических сигналов достигает нескольких сотен Гбит/с.

Пространственное уплотнение состоит в увеличении числа оптических волокон в многожильном волоконно-оптическом кабеле. Разработаны многожильные оптические кабели связи с числом волокон 2, 4, ... 12, 24, ... 144 и т. д. как ленточного так и радиально-симметричного типов. Увеличение числа волокон в кабелях связи способствует многократному увеличению пропускной способности ВОСПИ, но, конечно, осложняет проблему соединения таких кабелей.

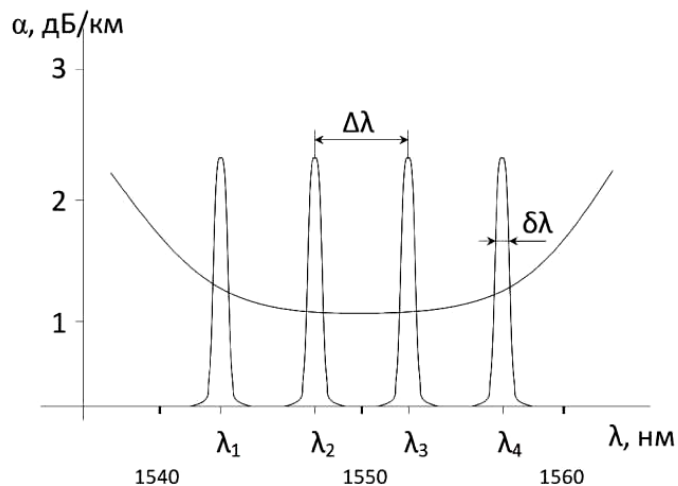


Рис. 16. Принцип спектрального уплотнения

Спектральное уплотнение (WDM) (уплотнение по длинам волн) состоит в одновременной передаче по одножильному оптическому кабелю нескольких оптических сигналов с различными длинами волн несущих. В пределах спектральной полосы прозрачности кварцевого волокна можно разместить несколько информационных сигналов и тем самым многократно увеличить пропускную способность одножильного волоконно-оптического кабеля (ВОК), см. рис. 16.



В обычных WDM-системах расстояние  $\Delta\lambda$  между спектральными несущими в ИК-диапазоне длин волн может составлять единицы-десятки нм при ширине спектра излучателей  $\delta\lambda$  около 0,1 нм. В «плотных» DWDM-системах разнос несущих достигает нескольких десятков ГГц, что при ширине спектра источников менее 1 ГГц позволяет разместить в полосе высокой прозрачности кварцевого волокна десятки-сотни спектральных каналов. Принципиальная схема ВОСПИ со спектральным уплотнением показана на рис. 17.

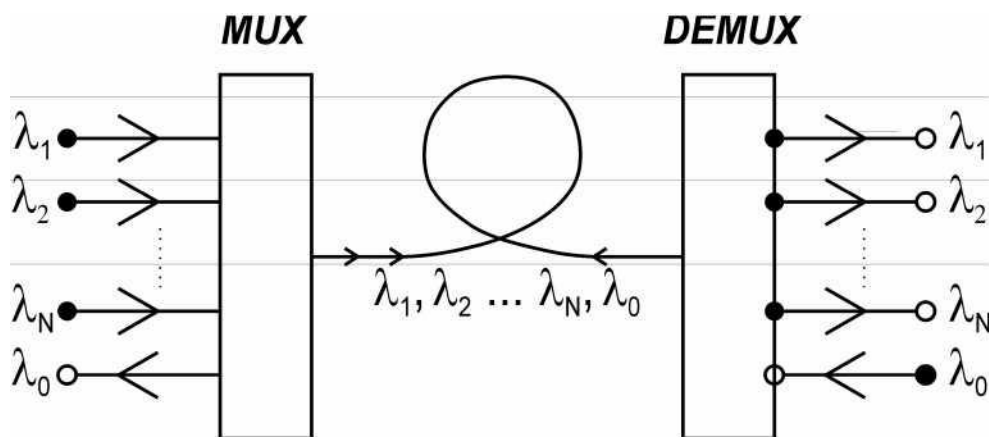


Рис. 17. Принципиальная схема ВОСПИ со спектральным уплотнением каналов.  
MUX-мультиплексор, DEMUX-демультиплексор

В сравнительно коротких, без использования оптических усилителей, ВОСПИ принцип спектрального уплотнения позволяет реализовать дуплексный режим передачи сигналов без временного разделения сигналов, передаваемых во встречном направлении (на длине волны  $\lambda_0$ , рис. 16).

Мультиплексоры-демультиплексоры для ВОСПИ со спектральным уплотнением должны обладать минимальными оптическими потерями в рабочих каналах и минимальным уровнем переходных помех. В таких устройствах в качестве спектрально-селективных устройств применяются диспергирующие призмы, фокусирующие отражательные дифракционные решетки, интерференционные фильтры, объемные голографические элементы, волноводные решетки Брэгга и др. Оптические потери  $P$  в рабочем канале с длиной волны  $\lambda_k$  и, соответственно, величина переходного затухания идеального демультиплексора, в дБ, при гауссовой аппроксимации спектральных распределений оценивается по формуле

$$P = 5 \lg \left[ 1 + \left( \frac{\Delta\lambda_i}{\Delta\lambda_k} \right)^2 \right] + \frac{40 \lg e (\lambda_i - \lambda_k)^2}{\Delta\lambda_i^2 + \lambda_k^2}, \quad (5.2.1)$$

где  $\lambda_i$  – средняя длина волны источника излучения,  $\Delta\lambda_i$  – спектральная ширина источника,  $\Delta\lambda_k$  – ширина полосы пропускания спектрального фильтра демультиплексора. Формула (5.2.1) показывает, что величина переходного затухания существенно определяется не только разностью длин волн несущих, но и ширинами спектра источника и полосы пропускания фильтра, применяемого в спектральном мульти-демультиплексоре.

Спектральное уплотнение, особенно в режиме DWDM, допускает передачу по одномодовому ВОК в каждом из спектральных рабочих каналов информационных сигналов с очень большой частотой (до десятков сотен Гбит/с) и считается сегодня одним из перспективных направлений развития магистральных ВОСПИ.

Идея модового (углового) уплотнения (МУ) состоит в передаче оптических сигналов по многомодовому оптическому волокну на разных оптических модах волновода. Принцип модового уплотнения поясняется на рис. 18.

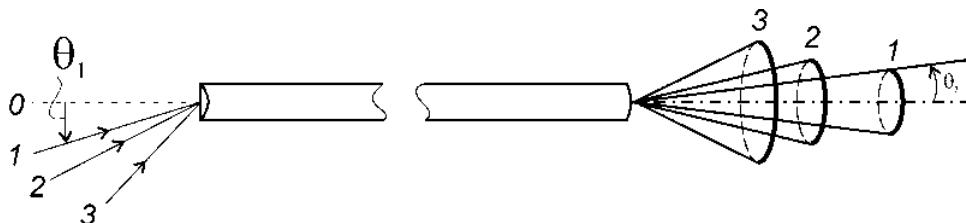


Рис. 18. Модовое (угловое) уплотнение каналов.

Угол при вершине конуса на выходе многомодового ВС равен углу ввода излучения при возбуждении соответствующих 1, 2, 3,... групп мод

Здесь используется свойство многомодового волокна сохранять угловую ориентацию отдельно возбужденной группы мод. Число  $N$  таких мод, в дифракционном приближении, оценивается по формуле

$$N \approx \theta_c a / \lambda,$$

где  $\theta_c$  – критический угол ввода излучения,  $a$  – радиус сердцевины световода,  $\lambda$  – длина волны. В видимой области спектра число рабочих каналов при модовом уплотнении может составлять несколько десятков – сотен. Этот способ уплотнения пригоден к использованию лишь для линий передачи малой, менее 200 м, протяженности и при сравнительно низких скоростях передачи сигналов (что обусловлено большой величиной внутримодовой дисперсии оптоволокна). Кроме этого, проблема эффективного ввода-вывода излучения при МУ довольно сложна. Тем не менее, в специальных приложениях (секретная связь и др.) модовое уплотнение может иметь и свои преимущества.

### 5.3. Когерентные оптические системы связи

Любой фотоприемник регистрирует лишь усредненную по времени мощность принимаемого оптического сигнала, при этом информация о фазе и частоте падающей на фотоприемник световой волны утрачивается (впрочем, флуктуации фототока характеризуют когерентные свойства поглощенного излучения – эффект Брауна-Твисса). Перенос в фототок информации о фазе и частоте падающего на фотоприемник света возможен при когерентном фотодетектировании излучения, принцип которого аналогичен гетеродинному детектированию сигналов, широко используемому в радиотехнике [10].

При некогерентном фотодетектировании сигнал с выхода фотоприемника усиливается электронным полосовым усилителем низких (по отношению к оптическим) частот с шириной полосы  $B$  – рис. 19а.

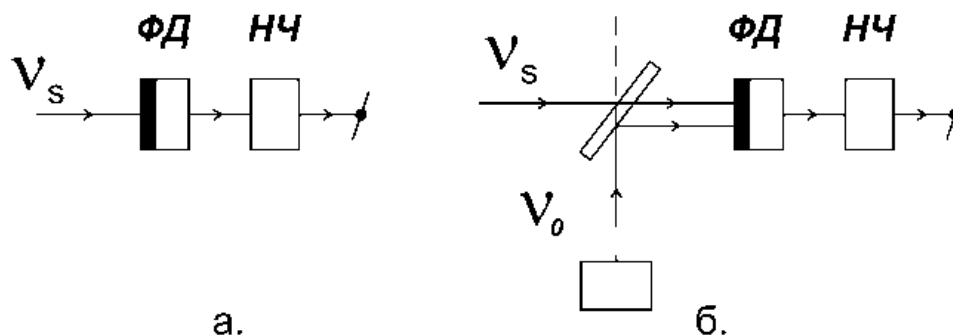


Рис. 19. Некогерентное (прямое) (а) и когерентное (гетеродинное либо гомодинное) (б) детектирование света

Отношение сигнал/шум на выходе усилителя при прямом фотодетектировании представляется формулой [10]

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_s}{2h\nu_s B}, \quad (5.3.1)$$

где  $\eta$  – квантовая эффективность фотоприемника,  $P_s$  – мощность оптического сигнала,  $h\nu_s$  – энергия кванта света.

При когерентном, рис. 19б, фотодетектировании на фотоприемник вместе с регистрируемым оптическим сигналом с частотой  $\nu_s$  направляется опорный сигнал с частотой  $\nu_0$ . Здесь фотоприемник, в сущности, регистрирует полную мощность света в пределах ограниченной области интерференционной картины, образованной в результате суперпозиции сигнального и когерентного ему опорного излучений. Если  $E_1(t)$  – мгновенная амплитуда «сигнальной» световой волны в некоторой точке фотоприемника, равная

$$E_1(t) = A_1 \cos(2\pi \nu_s t + \varphi_s), \quad (5.3.2)$$

и  $E_0(t)$  – амплитуда опорной волны

$$E_0(t) = A_0 \cos(2\pi \nu_0 t + \varphi_0), \quad (5.3.3)$$

то зависящий от времени фототок  $i(t)$  фотоприемника прямо пропорционален квадрату суммарной амплитуды оптического поля,

$$i(t) \propto [E_1(t) + E_0(t)]^2. \quad (5.3.4)$$

Подстановкой (5.3.2) и (5.3.3) в (5.3.4), и выполнив усреднение по времени (фотоприемник не реагирует на переменные сигналы с оптическими частотами), находим

$$i(t) \propto A_1 A_0 \cos[2\pi(\nu_s - \nu_0)t + (\varphi_s - \varphi_0)]. \quad (5.3.5)$$

Выражение (5.3.5) описывает переменный сигнал биений фототока на «промежуточной» (в терминах радиотехники) частоте  $f = \nu_s - \nu_0$ , который

прямо зависит от амплитуд и фаз направляемых на фотодетектор сигналов. При  $f \neq 0$  имеет место гетеродинное фотодетектирование, при  $f = 0$  – гомодинное [10].

Если мощность сигнала гетеродина намного больше мощности принимаемого оптического сигнала, то есть  $A_0^2 \gg A_1^2$ , отношение сигнал / шум на выходе электронного полосового усилителя с шириной полосы пропускания  $B_f$  (рис. 19б) равно

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta P_s}{hfB_f}. \quad (5.3.6)$$

Ввиду малой, по сравнению с оптической частотой, величины промежуточной частоты  $f$ , а также малой величиной  $B_f$ , отношение сигнал / шум при когерентном приеме излучения (5.3.6) может существенно превосходить аналогичное отношение при некогерентном фотодетектировании (5.3.1).

Когерентное фотодетектирование целесообразно использовать при приеме маломощных оптических сигналов; например, для промежуточной частоты величиной  $f > 500$  МГц отношение сигнал/шум на выходе когерентного фотодетектора примерно на 20 дБ выше, чем при некогерентном детектировании этого же слабого сигнала.

Амплитуда сигнала биений существенно зависит от пространственных условий гетеродинирования – угла  $\alpha$  пересечения предметного – 1 и опорного – 2 лучей, направляемых на фотоприемник, – рис. 20.

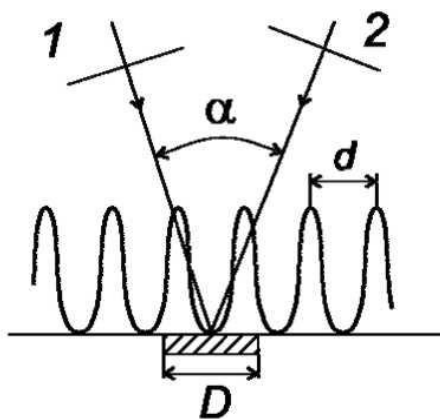


Рис. 20. Пространственные условия оптического гетеродинирования

При  $\nu_s \neq \nu_0$  интерференционные полосы перемещаются относительно фотоприемника и максимальный сигнал биений регистрируется при условии  $d \gg D$ , где  $d$  – период интерференционных полос,  $D$  – размеры чувствительной поверхности фотоприемника. Период полос  $d$  связан с углом  $\alpha$  пересечения лучей простым соотношением [10]

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)},$$

где  $\lambda$  – длина волны света. Пространственные условия оптического гетеродинирования значительно упрощаются при использовании в качестве

оптического смесителя на рис. 9б одномодового волоконно-оптического Y-соединителя (мультиплексора). Интерференционная картина образуется при суперпозиции взаимно-когерентных световых пучков одинаковой линейной поляризации, поэтому при когерентном фотодетектировании сигналов обязателен контроль состояния поляризации сигнального и опорного пучков света. В одномодовых когерентных ВОСПИ непосредственно перед фотоприемником устанавливается линейный поляризатор либо в оптической схеме гетеродинного фотодетектора используется специальное оптоволокно с сохранением поляризации излучения.

Достоинствами когерентных оптических систем связи является высокая чувствительность при приеме слабых оптических сигналов и возможность реализации частотной и фазовой модуляций сигнала. Их недостатком является сравнительно высокие сложность и стоимость – в таких системах необходимо использовать высокостабильные узкополосные излучатели (с шириной спектра, например, около 1 МГц) и устройства коррекции поляризационных характеристик оптических сигналов. Пример схемы ВОСПИ с когерентным фотодетектированием приведен на рис. 21 [10].

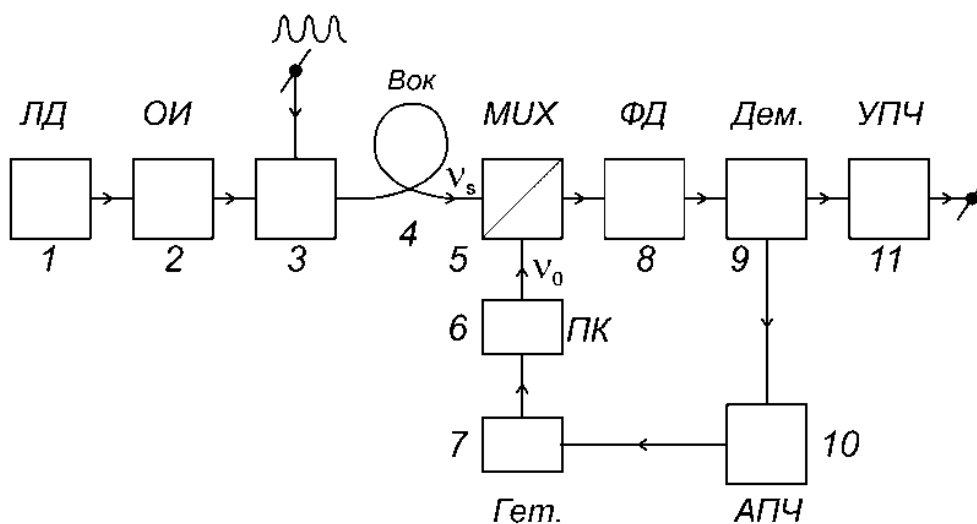


Рис. 21. Схема ВОСПИ с когерентным детектированием сигналов:  
 1 – узкополосный (одночастотный) лазер, 2 – оптический изолятор,  
 3 – модулятор (АМ, ЧМ либо ФМ) сигнала,  
 4 – одномодовое оптоволокно (оптическая линия передачи),  
 5 – мультиплексор (смеситель), 6 – поляризационный контроллер,  
 7 – перестраиваемый по частоте гетеродин (лазер), 8 – фотодетектор,  
 9 – демодулятор сигнала, 10 – устройство автоматической подстройки частоты (АПЧ),  
 11 – усилитель низкой (промежуточной) частоты

Когерентное фотодетектирование может применяться не только в ВОСПИ, но и в открытых системах связи. Например, использование мощного  $CO_2$ -лазера в наземных открытых линиях связи большой (до 20-30 км) дальности практически возможно лишь при когерентном приеме сигналов. К сожалению, существенной помехой здесь является изменение когерентных и поляризационных свойств излучения при рассеянии света в оптически неоднородной атмосфере.

## 5.4. Форматы модуляции

Исследования в области новых форматов модуляции стимулируются поиском путей увеличения скорости и снижения стоимости единицы передаваемой информации [15].

Экономичность DWDM-систем связи с большой суммарной скоростью передачи данных  $B_{\Sigma}$  в значительной степени зависит от эффективности использования рабочего спектра для передачи информации, так называемой спектральной эффективности  $\gamma$ .

Спектральная эффективность – это численная мера эффективности использования рабочего спектра DWDM-систем связи для передачи информации. Она определяется как отношение скорости передачи в канале  $B$  к расстоянию между DWDM-каналами  $\delta\nu$ :

$$\gamma = B / \delta\nu.$$

При фиксированной ширине рабочего спектрального диапазона  $\Delta\nu$ , используемого для передачи сигналов, максимальная суммарная скорость  $B_{\Sigma}$ , которая равна произведению канальной скорости  $B$  на число каналов  $N$ , определяется произведением  $\gamma$  на  $\delta\nu$ :

$$B_{\Sigma} = \gamma \delta\nu.$$

Следовательно, для увеличения  $B_{\Sigma}$  нужно повышать спектральную эффективность. Это можно сделать двумя путями: уменьшить расстояние между каналами  $\delta\nu$  или увеличить канальную скорость  $B$ .

$B_{\Sigma}$  можно также увеличить путем расширения спектрального интервала  $\Delta\nu$ , т. е. добавления новых каналов на новых частотах, но это не всегда возможно, так как спектральная полоса DWDM систем связи может быть ограничена типом используемых усилителей или другими причинами.

При использовании обычного NRZ-кодирования максимальная практически достижимая  $\gamma$  не превышает 0,4 [16], поэтому веская причина для исследования альтернативных форматов модуляции – увеличение спектральной эффективности DWDM-систем связи. Сделать это можно двумя путями: уменьшить расстояние между каналами или увеличить канальную скорость  $B$ .

Второй путь экономически более перспективен, так как увеличение  $B$  приводит к снижению стоимости единицы передаваемой информации. По оценкам увеличение канальной скорости в четыре раза обеспечивает снижение стоимости единицы передаваемой информации примерно в 2,5 раза, так как при фиксированном значении  $\gamma$  увеличивает расстояние между каналами, уменьшает требования к стабильности длины волны излучения лазеров и спектральных характеристик мультиплексоров.

Однако наряду с отмеченными преимуществами увеличение скорости передачи информации сопровождается ростом искажений цифровых сигналов в линии связи. В частности, искажения, вызываемые хроматической дисперсией, растут пропорционально квадрату канальной битовой скорости ( $B^2$ ), искажения из-за воздействия поляризационной модовой

дисперсии (ПМД) в первом приближении пропорциональны первой степени канальной битовой скорости ( $B$ ). Мощность шумов также пропорциональна битовой скорости. Поэтому по мере увеличения скорости передачи растет интерес к форматам, менее чувствительным к дисперсии и нелинейным искажениям.

Таким образом, можно определить две главные задачи, которые предполагается решить с использованием новых форматов: во-первых, обеспечить более эффективное использование спектральных каналов в системах плотного волнового мультиплексирования (DWDM) и, во-вторых, снизить чувствительность информационных сигналов к искажениям из-за дисперсии или нелинейности [16-23].

**Классификация форматов модуляции.** Классифицируя форматы модуляции, следует разделить их, прежде всего, по параметру электромагнитной волны, используемому для модуляции. Практическое применение нашли форматы, в которых для кодирования информации применяется амплитудная модуляция (ASK, Amplitude Shift Keying), и форматы, использующие для этой цели фазовую модуляцию (PSK, Phase Shift Keying).

При этом следует иметь в виду, что ряд форматов, использующих амплитудную модуляцию, содержит некоторую фазовую модуляцию, которая не несет никакой информации. Аналогично оптические сигналы в форматах, применяющих фазовую модуляцию, обладают также и амплитудной модуляцией, не несущей самостоятельной информации. В то же время разработаны новые многоуровневые форматы, в которых информация кодируется как амплитудой (интенсивностью), так и фазой световой волны.

Модуляция, используемая в форматах такого типа, иногда называется квадратурной модуляцией, а для обозначения самих форматов используется аббревиатура ASK-PSK.

Совсем недавно начаты исследования форматов, в которых информация кодируется модуляцией частоты (FSK, Frequency Shift Keying).

Среди амплитудных форматов наиболее известными являются бинарные форматы, имеющие два информационных значения мощности, соответствующих включенному и выключенному состоянию передатчика. Поэтому такие форматы часто обозначают аббревиатурой OOK (On/Off Keying).

Следует иметь в виду, что в оптических системах связи все фазовые форматы модуляции используют дифференциальные фазовые методы, так как в оптическом диапазоне практически нецелесообразно выделять абсолютное значение фазы несущей световой волны принимаемого сигнала. Поэтому информация закладывается в относительный сдвиг фазы несущих двух последовательных импульсов. Этот фазовый сдвиг должен быть преобразован в амплитудную модуляцию с использованием оптических линий задержки и интерференции. Поэтому правильное обозначение для этих форматов DPSK (Differential Phase Shift Keying).

Однако первая буква в аббревиатуре DPSK иногда опускается.

С теоретической точки зрения волоконнооптические системы можно рассматривать как классические полосовые системы, к которым применима хорошо разработанная для классической радиосвязи теория модуляции.

Отличия между оптическими и радиомикроволновыми системами лежат в диапазоне несущих частот (~200 ТГц против нескольких МГц или ГГц) и в свойствах компонентов, способных генерировать или модулировать сигналы в этих диапазонах, а также в свойствах среды распространения – оптического волокна в случае оптических систем связи.

**Тенденции развития современных оптических систем связи.** Развитие будущих телекоммуникационных систем будет происходить по пути увеличения суммарной скорости передачи преимущественно за счет повышения спектральной эффективности  $\gamma$ . В свою очередь ширина полосы линии (рабочий спектральный диапазон) не будет существенно увеличиваться. Она, скорее всего, остановится на величине порядка 20 ТГц и составит, таким образом, 10% от несущей частоты (такой предел характерен, например, для радиофизических систем передачи). В этой эволюции оптических телекоммуникационных систем новые спектрально-эффективные форматы модуляции должны сыграть важнейшую роль.

Несмотря на рост количества передаваемой по волокну информации, основным форматом модуляции остается бинарное амплитудное кодирование (ASK). Популярность ASK-форматов не падает благодаря простоте их реализации и малой стоимости приемопередающей аппаратуры. Но использование амплитудной модуляции препятствует повышению спектральной эффективности  $\gamma$ , а для будущих сетей связи увеличение  $\gamma$  станет единственным способом повысить суммарную скорость передачи. Поэтому внедрение новых спектрально-эффективных форматов модуляции, по-видимому, начнется в ближайшее время по мере увеличения количества передаваемой информации.

В настоящее время активно разрабатываются фазовые форматы модуляции, но из-за сложности и высокой стоимости передающих и принимающих устройств они фактически не используются в коммерческих линиях связи. Частотные форматы находятся в самом начале исследований. Они обладают некоторыми преимуществами по сравнению с NRZ-, RZ- и DPSK-форматами, обещают быть боулучшения перестраиваемых лазеров-передатчиков. Теоретические оценки показали перспективность применения двойного фазомодулированного формата в DWDM-сетях из-за малой ширины спектра сигнала.

Большинство свойств новых форматов получено экспериментально или в результате численного моделирования. Часто модели не учитывают влияния некоторых нелинейных эффектов на распространяющийся сигнал, а экспериментальные данные не могут объяснить некоторые явления. Поэтому необходимы дальнейшие исследования влияния нелинейных эффектов, различных видов дисперсии и шумов на качество работы систем связи, использующих различные форматы модуляции.



## 6. Базовые операции и базовые устройства в оптике

### 6.1. Основные характеристики фотодиодов

Назначение фотоприемников в волоконно-оптических системах и световодных измерительных системах состоит в преобразовании оптического сигнала в электрических, который затем усиливается и обрабатывается в электронных схемах.

Формирование электрического тока на выходе фотоприемников осуществляется фотонами-носителями световой энергией. По отношению к излучению световой энергии физические процессы, протекающие в полупроводниковых фотоприемниках, носят обратный характер. Действительно, под воздействием фотона электрон выбивается из валентной зоны и переходит в зону проводимости, в результате чего образуется пара свободных носителей заряда, которые, перемещаясь к противоположным зажимам фотоприемника, переносят фототок.

Характеристики фотоприемников зависят от двух основных факторов:

- от материала, которым определяется коэффициент поглощения света, квантовый выход, а также подвижность носителей заряда;
- от конфигурации фотоприемника и от подаваемого напряжения.

Значение имеет и выбор усилителя напряжения, снимаемого с фотоприемника.

Эффективность функций фотоприемника определяются:

- 1) механизмом поглощения излучения света в веществе  $\varphi$ , описываемого экспоненциальным законом в функции глубины  $x$  проникновения в среду:

$$\varphi = \varphi_0 \exp(-\beta x),$$

где  $\beta$  – показатель поглощения вещества,  $\varphi_0$  – число фотонов, падающих в единицу времени.

Показатель  $\beta$  зависит от длины волны светового сигнала, т. е. от энергии падающих фотонов, определяющих способность переводить электроны в валентную зону.

- 2) фототоком  $I$ , создаваемый потоком фотонов  $\varphi_0$ , который равен:

$$I = q\eta\varphi_0,$$

где  $q$  – заряд,

$\eta$  – параметр квантового выхода (число образовавшихся пар электрон – дырка, приходящееся на один упавший фотон). Указанный параметр характеризует интенсивность процесса генерации электрического тока.

- 3) чувствительностью фотоприемника  $S$ , определяющей КПД преобразования световой мощности в электрический ток:

$$S = \frac{I_0}{\varphi_0 h f},$$

$h$  – постоянная Планка,  $f$  – частота светового сигнала.

## 6.2. Встречно-штыревые преобразователи

Из физики известно, что акустические волны, распространяясь в упругой, твердой или жидкой среде, вызывают периодические возмущения показателя преломления сред. В результате свет, проходящий сквозь среду, может быть возмущен акустической волной.

В средах распространяются объемные и поверхностные акустические волны. Природа распространения объемных и поверхностных волн представлена на рис. 22. Наибольшее практическое применение для реализации эффекта взаимодействия акустических и электрических колебаний, находят ультразвуковые поверхностные акустические волны (ПАВ).

Поверхностные акустические волны, открытые в 1895 г. Рэлеем. В настоящее время они достаточно полно изучены, в первую очередь в сейсмологии. Поверхностная акустическая волна – это ультразвуковая волна, ограниченная поверхностью. По сравнению с объемной волной распространение ПАВ в твердом теле гораздо сложнее, что иллюстрируется на рис. 22.

В настоящее время ПАВ активно используются в радиоэлектронике. Это произошло благодаря двум основным факторам, а именно доступности пьезоэлектрических подложек, таких как ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) или кварца *ST*-среза, а также легкости, с которой ПАВ-сигналы могут с помощью встречно-штыревых преобразователей генерироваться и детектироваться. Дополнительным достоинством приборов на ПАВ является совместимость последних с оптическими волнами в интегрально-оптических волноводах.

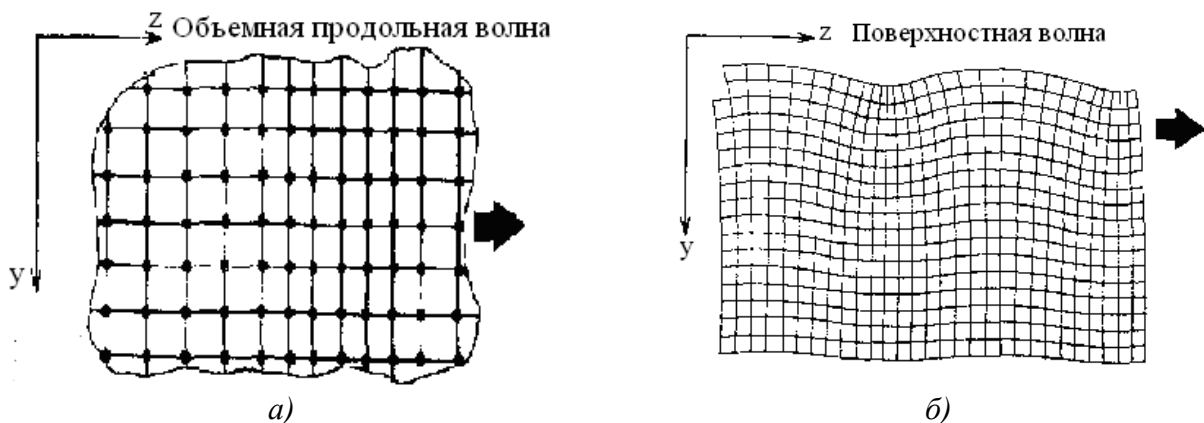


Рис. 22. Смещение материальных точек, образующих прямоугольную сетку, обусловленное продольной объемной (а) и поверхностной (б) акустическими волнами в изотропном материале

Встречно-штыревые преобразователи (ВШП) являются базовыми элементами многих устройств на ПАВ. Характеристики преобразователей служат основным фактором, определяющим качество работы таких устройств. Поэтому знание свойств преобразователей важно как для анализа, так и для их проектирования. Анализ ВШП основан на использовании понятия импульсной и передаточной характеристик устройства [24].

Несмотря на исключительную простоту моделей, наглядно иллюстрирующих функции устройств, эти модели позволяют получить исходные данные пригодные для их практического применения.

В устройствах на ПАВ выделяют режимы излучения и приема. Рассмотрим вначале режим формирования поверхностных акустических волн однородным преобразователем (рис. 23). Здесь идентичные электроды преобразователя подключены к двум разноименным шинам, чередующимся образом. Если к шинам прикладывается напряжение, то в каждом межэлектродном промежутке возникает электрическое поле и возбуждается поверхностная акустическая волна [25]. Будем считать, что каждый зазор можно рассматривать как независимый источник, излучающий поверхностную акустическую волну с амплитудой, пропорциональной разности потенциалов между ближайшими соседними электродами. Предположим также, что каждый источник можно считать строго локализованным. На рис. 23а местоположение источников обозначено штриховой линией, проходящей между электродами. Будем рассматривать волны, излучаемые влево, хотя преобразователь излучает волны в обе стороны.

Пусть  $A(x)$  – комплексная амплитуда волны, которая пропорциональна потенциалу, связанному с этой волной. Для источника, расположенного в точке  $x_m$ , комплексную амплитуду волны, излучаемой влево, можно записать в виде [25]

$$A(x) = E_m \exp(i2\pi u_0(x - x_m)), \quad (8.2.1)$$

где  $E_m$  – числа, которые могут принимать как положительные, так и отрицательные значения, т. е. учитывать смену направления поля в зазорах (рис. 23),

$u_0 = f / v_0$  – волновой вектор,

$v_0$  – скорость акустической волны на поверхности.

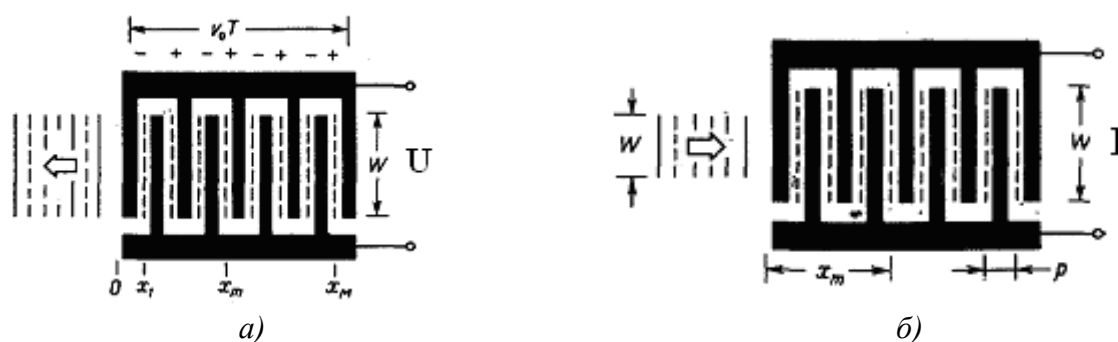


Рис. 23. Однородный (неаподизованный) преобразователь в режимах излучения а) и приема б)

В выражении (8.2.1) предполагается, что каждый источник создает волну, на которую в области преобразователя другие электроды не влияют. В действительности электроды отражают волны и изменяют скорость ПАВ. Однако будем полагать, что такими эффектами можно пренебречь, что справедливо во многих случаях, особенно при слабой пьезоэлектрической связи в материале.

Поскольку среду распространения можно считать линейной, то амплитуда результирующей волны, возбуждаемой преобразователем, определяется суммой вкладов от отдельных источников.

Таким образом, суммарная комплексная амплитуда равна:

$$A_z(x) = \sum_{m=1}^M E_m \exp(i2\pi u_0(x - x_m)) = \exp(i2\pi u_0 x) \sum_{m=1}^M E_m \exp(-i2\pi u_0 x_m) = \exp(i_0 2\pi u_0 x) H(f),$$

где  $M$  – число источников,

$$H(f) = \sum_{m=1}^M E_m \exp(-i2\pi u_0 x_m) = \sum_{m=1}^M E_m \exp\left(-i2\pi \frac{f}{v_0} x_m\right)$$

передаточная характеристика устройства. Функция  $H(f)$ , определяемая взаимным расположением и полярностью элементов преобразователя.

Применяя обратное преобразование Фурье к передаточной характеристике, получим импульсную характеристику:

$$h(t) = F^{-1}\{H(f)\} = \sum_{m=1}^M \delta\left(t - \frac{x_m}{v_0}\right). \quad (8.2.2)$$

В действительности преобразователи имеют ограниченную полосу пропускания. Предположим, что полоса пропускания ПАВ соответствует произведению передаточной характеристики (8.2.2) на полосовой фильтр:

$$H_1(f) = \text{rect}\left(\frac{f - f_0}{\Delta F}\right) + \text{rect}\left(\frac{f + f_0}{\Delta F}\right),$$

где  $\Delta F$  – шириной полосы пропускания,

$f_0$  – центральная частота.

Отсюда импульсная характеристика, описывающая сглаживающие свойства полосового фильтра на ПАВ запишется:

$$F^{-1}\{H_1(f)\} = h_1(t) = \frac{\sin \Delta F \pi t}{\pi} \exp(-i2\pi f_0 t) + \frac{\sin \Delta F \pi t}{\pi} \exp(i2\pi f_0 t) = \frac{2 \sin \Delta F \pi t}{\pi} \cos(2\pi f_0 t). \quad (8.2.3)$$

С учетом процедуры сглаживания (8.2.3) импульсная характеристика устройства (8.2.2) перепишется:

$$h(t) = F^{-1}\{H(f) \cdot H_1(f)\} = \sum_{m=1}^M E_m \frac{2 \sin \Delta F \pi \left(t - \frac{x_m}{v_0}\right)}{\pi \left(t - \frac{x_m}{v_0}\right)} \cos\left(2\pi f_0 \left(t - \frac{x_m}{v_0}\right)\right).$$

Пример импульсной характеристики для однородного (неаподизированного) ВШП ( $E_m = 1$ ) представлен на рис. 24.

Заметим, что у неоднородных (аподизованных) преобразователей длина источников (приемников) переменная. Дополнительная гибкость достигается присвоением независимых весовых коэффициентов каждому выводу посредством аподизации (изменением зазора между штырями встречно-штыревой системы).

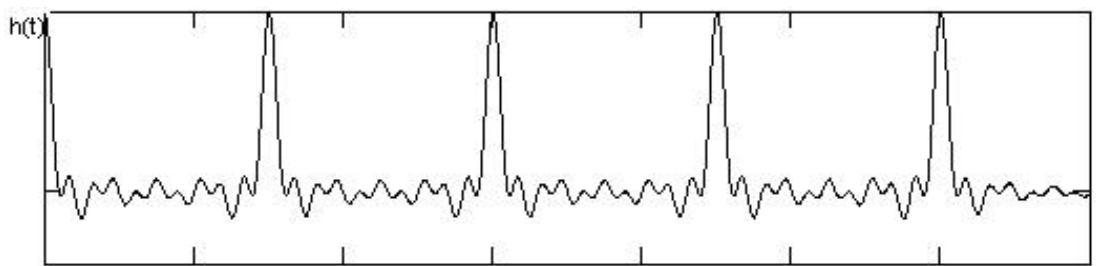


Рис. 24. Импульсная характеристика однородного преобразователя

Необходимо отметить, что с использованием объемных ультразвуковых волн могут быть изготовлены линии задержки (рис. 25).



Рис. 25. Линия задержки на основе ПАВ

С помощью ПАВ можно реализовывать трансверсальные фильтры с любой желаемой передаточной характеристикой. Данная тема будет рассмотрена ниже.

Основными достоинствами описанных ПАВ-устройств являются возможность их изготовления по планарной технологии и, следовательно, получать потенциально низкую стоимость оборудования.

### 6.3. Методы формирования модулированных оптических сигналов

Оптические средства обработки сигналов обладают рядом преимуществ перед цифровыми технологиями, среди которых: во-первых, способность оптической системы выполнять действия параллельно в двумерном входном пространстве сигналов; во-вторых, скорость, с которой эти действия совершаются. Для реализации этих преимуществ в реальном масштабе времени требуются эффективные устройства (пространственные модуляторы) ввода данных в оптические системы.

Модуляция – это изменение параметров света (амплитуды, фазы, поляризации, направления распространения, частоты, распределения мод и т. д.) в зависимости от управляющего (модулирующего) сигнала. Модулирующий сигнал может иметь электрическую, акустическую, механическую и оптическую природу.

Существуют прямые и внешние методы формирования модулированного света. Прямые методы модуляции формируют оптические сигналы путем изменения тока накачки лазера. Внешние способы модуляции сигналов реализуются включением в процесс генерации соответствующих модуляторов.

Для модуляции необходимо, чтобы управляющий сигнал воздействовал на свет. Пространственным модулятором света называют устройство, которое сначала, путем модуляции параметров среды электрическим полем, формирует неволновой сигнал, затем путем подсветки оптической единицей неволнового сигнала, формирует оптический сигнал – носитель информации. Таким образом, модулятор – это техническое решение, в котором происходит взаимодействие света с веществом.

В модуляции сигнала участвуют физические явления различной природы: механические (упругость), акустические, магнитные, электрические и оптические. При выборе материала для модулятора часто предпочтение отдается кристаллам из-за их хороших механических, электрических и оптических свойств.

В основе модуляции лежат следующие эффекты:

- фотоупругость или акустооптическое взаимодействие,
- электрооптический эффект Поккельса,
- магнитооптический эффект Фарадея.

Цель данного пункта – описание нескольких типов существующих модуляторов света.

Пример устройства, реализующего акустооптическое взаимодействие света, показан схематически на рис. 26, где электрический сигнал с частотой обычно выше 50 кГц формирует упругую волну, изменяющую показатель преломления среды. За счет этого явления свет модулируется сигналом. Данный тип устройств называют акустооптическими (АО) модуляторами. В них электрический сигнал подается на ультразвуковой преобразователь, генерирующий ультразвук в среде. Как правило, преобразователь и модулирующая среда, изготавливаются из одного и того же материала.

С открытием лазера и с разработкой приборов на ПАВ акустооптическая обработка сигналов стала относительно проще и дешевле. Необходимо также отметить, что разработаны другие ПАВ-устройства, выполняющие функции обработки сигналов сами по себе без акустооптического взаимодействия, и в известном смысле, эти и оптические ПАВ-устройства дополняют друг друга.

Приборы на ПАВ для обработки сигналов в реальном масштабе времени широко используются на практике благодаря их широкополосности и большому динамическому диапазону. Так, например, используя ПАВ, можно легко изготовить линию задержки (рис. 25) с потерями всего в несколько децибел, длительностью задержки в десятки микросекунд и с центральной частотой приблизительно от 10 МГц до нескольких гигагерц.

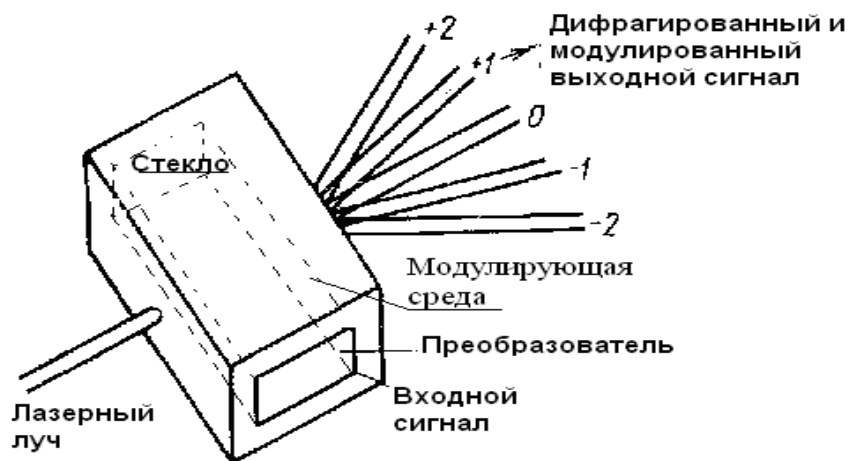


Рис. 26. Ультразвуковой модулятор лазерного излучения

В основе решения задачи модуляции оптических сигналов лежат дифракция Рамана-Ната и дифракция Брэгга.

Условия возникновения и характер дифракции света зависит от соотношения  $\lambda$  и  $\Lambda$ . Здесь  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $\Lambda$  – длина акустической волны. При условии  $\lambda D/\Lambda^2 < 1$  имеет место дифракция Рамана-Ната, где  $D$  – длина пути, пройденная светом, в области акустического взаимодействия. При нормальном падении плоской оптической волны на звуковой пучок на выходе в результате дифракции Рамана-Ната оптический сигнал становится модулированным по фазе. Напротив, при условии  $\lambda D/\Lambda^2 > 1$  формируется дифракция Брэгга.

Суть дифракции Брэгга – отклонение части коллимированного светового пучка в среде пространственно-периодическим полем деформации. Величина угла отклонения равна  $\alpha$ ,

$$\alpha = 2\arcsin(\lambda/2\eta\Lambda),$$

где  $\alpha$  – величина угла отклонения,

$\eta$  – показатель преломления материала среды распространения.

Угол  $\alpha$  называется углом Брэгга, а среда в которой происходит взаимодействие – ячейкой Брэгга.

Различают обычные, или «объемные» и волноводные ячейки Брэгга. В объемных ячейках свет не канализируется. Преобразователем в объемной ячейке Брэгга, служит, как правило, плоскопараллельный конденсатор, в котором в качестве диэлектрика выбран пьезоэлектрик. При подаче на преобразователь ВЧ- или СВЧ-сигнала, он возбуждает бегущую акустическую волну, распространяющуюся в среде взаимодействия. На практике несущие частоты и ширины полос достигают нескольких ГГц.

Объемная ячейка Брэгга оказалась эффективным средством ввода последовательной информации в оптическую систему обработки.

Практика показала, что при реализации спектрального анализа и корреляционной обработки акустооптические процессоры доказали свое превосходство по достигаемой ширине полосы, спектральному разрешению

и динамическому диапазону в сравнении с иными устройствами аналогичного назначения, например ПАВ-процессорами только акустического типа.

Для сохранения эффективности дифракции требуется, чтобы угол падающего света при изменении длины ПАВ также изменялся. Однако это требование может быть значительно ослаблено введением нескольких преобразователей встречно-штыревой структуры, как показано на рис. 27. Здесь преобразователи на конкретные частоты разнесены, а их оси наклонены.

Ясно, что каждая из ПАВ, генерируемых таким массивом преобразователей, может в отдельности удовлетворять условию Брэгга в каждой из частотных полос, и, следовательно, реализовать общую широкую полосу частот.

Рассмотрим работу модулятор на основе линейного электрооптического эффекта Покеельса (PROM – Pockels Read Out Modulator), использующего дифракцию Рамана-Ната. Эффект Покеельса это электрооптический эффект, заключающийся в изменении диэлектрической проницаемости кристалла за счет приложенного вдоль некоторого направления электрического поля.

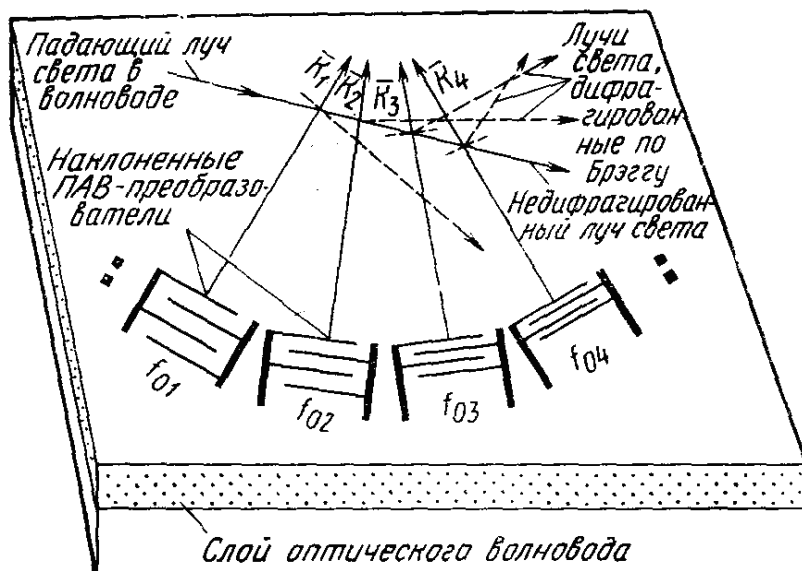


Рис. 27. Дифракция Брэгга световой волны в волноводе при взаимодействии под разными углами с несколькими ПАВ

Эффект Покеельса возможен лишь в кристаллах, не имеющих центра симметрии (т. е. не симметричных относительно инверсии). Под действием внешнего поля изменяются как главные оси, так и главные диэлектрические проницаемости кристалла, причем эти изменения зависят от направления и силы внешнего поля. Следовательно, изменяя, к примеру, лишь амплитуду поля, можно управлять параметрами распространения электромагнитного поля, падающего на кристалл. По такому принципу построена, например, ячейка Покеельса. Она состоит из расположенной между взаимно ортогональными поляризаторами кристаллической пластинки с проводящими электродами на рабочих поверхностях [26].



Прикладывая к кристаллу напряжение, можно менять на необходимую величину разность фаз двух распространяющихся через кристалл лучей. Таким образом, пространственно-временные модуляторы света (ПВМС) преобразуют электрический сигнал с модуляцией на несущей частоте в пространственную модуляцию оптических волновых фронтов.

В основу функциональной схемы ПВМС на основе эффекта Покельса положено взаимодействие оптических и акустических волн через акустооптический (АО) модулятор света. Для преобразования электрического сигнала в бегущую акустическую волну АО, используют прозрачный пьезоэлектрический преобразователь. Размер площади преобразователя выбирается таким, чтобы область, в которой распространяется акустическое возмущение, имела вид столба. Акустический поглотитель, расположенный в противоположном от возбуждателя конце АО-ячейки, предотвращает отражение падающей акустической волны. Звуковая волна распространяется в модуляторе в отрицательном направлении оси  $x$  со скоростью  $c_1$ , а апертура модулятора ограничена по практическим соображениям величиной  $L$ . Таким образом, длительность сигнала в апертуре модулятора равна  $L/c_1$ . Практические соображения, по которым ограничивается длина модулятора, учитывают поглощение акустической волны и дисперсию. Ширина полосы  $\Delta f$  электрических сигналов, подводимых к АО-среде, в основном ограничена пьезоэлектрическим преобразователем и схемами согласования.

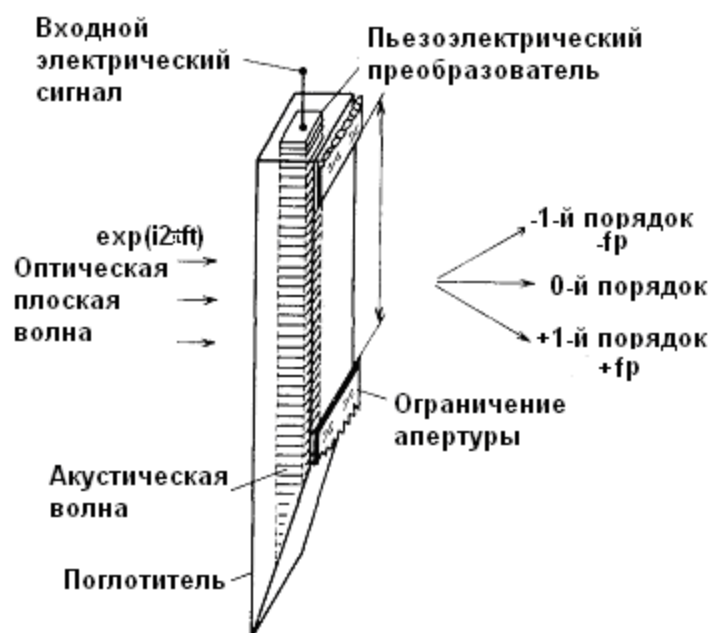


Рис. 28. Акустооптический модулятор света

Предположим, что пьезоэлектрический преобразователь возбуждает в модуляторе одну моду. Эта волна порождает возмущение локального показателя преломления света в среде. Следовательно, плоская оптическая волна, проходящая через АО-среду, подвергается различной фазовой модуляции в разных точках волнового фронта на выходе из модулятора.

Если АО-модулятор управляется электрическим сигналом  $\exp(-i\psi(t,x))\text{rect}(x/L)$  и если на модулятор падает оптическая плоская волна единичной амплитуды  $\exp(i2\pi ft)$ , то амплитуда света на выходе модулятора  $y(t,x)$  запишется:

$$y(t,x) = \exp(i2\pi ft) \exp\left(-i\psi\left(t + \frac{x}{c_1}, x\right)\right) \text{rect}(x/L) \approx \exp(i2\pi ft) \exp\left(1 - i\psi\left(t + \frac{x}{c_1}, x\right)\right) \quad (8.3.1)$$

где  $f$  – частота оптической несущей,  $\text{rect}(t) = \begin{cases} 1, & |t| \leq \frac{1}{2}, \\ 0, & t > \frac{1}{2} \end{cases}$ ,

$$\text{фаза, } \psi(t) = m_0 A(t) \cos(2\pi f_p t + \varphi(t)) = \frac{1}{2} m_0 A(t) \exp(i2\pi f_p t - i\varphi(t)) + \frac{1}{2} m_0 A(t) \exp(-i2\pi f_p t - i\varphi(t))$$

$f_p$  – промежуточная частота моды,

$m_0$  – показатель модуляции фазы сигнала.

Отметим, что в этой формуле для простоты не учитываются функциональные зависимости от поперечного направления в модуляторе (вдоль оси  $y$ ). Из этого выражения следует, что при малой глубине фазовой модуляции  $m_0 < 1$ , АО-модулятор переносит в проходящую оптическую волну копию части электрического сигнала длительностью  $L/c_1$ .

Разложение (8.3.1) на множители дает:

$$\begin{aligned} y(t,x) = \exp(i2\pi ft) \left(1 - i\psi\left(t + \frac{x}{c_1}\right)\right) \text{rect}(x/L) = \text{rect}(x/L) \cdot \left\{ \exp(i2\pi ft) - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \left[ im_0 A\left(t + \frac{x}{c_1}\right) \exp\left(i2\pi(f + f_p)t + i2\pi f_p \frac{x}{c_1} + i\varphi\left(t + \frac{x}{c_1}\right)\right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \left[ im_0 A\left(t + \frac{x}{c_1}\right) \exp\left(i2\pi(f + f_p)t - i2\pi f_p \frac{x}{c_1} - i\varphi\left(t + \frac{x}{c_1}\right)\right) \right] \right\} \quad (8.3.2) \end{aligned}$$

Из (8.3.2) следует, что при малом значении параметра  $m_0$ , АО-модулятор формирует сигнал пространственной модуляции, который находится в квадратуре с падающей плоской волной (сдвиг фаз на  $\pi/2$ ).

Когда АО-модулятор освещается светом длиной волны  $\lambda$ , составляющие светового пучка, описываемые вторым и третьим слагаемым в выражении (8.3.2), распространяются под углами  $\pm \lambda f_p / c_1$  по отношению к направлению распространения составляющей пучка, описываемой первым слагаемым. Второе и третье слагаемые соответствуют порядкам +1 и -1 дифракции света на фазовой решетке, возникающей в АО-ячейке, причем соответствующие им составляющие светового пучка фокусируются Фурье-объективом, расположенным за модулятором, соответственно выше и ниже оптической оси. Исследование аргументов слагаемых, соответствующих дифракционным порядкам  $\pm 1$ , показывает, что частоты их несущих сдвинуты на  $\pm f_p$ . Это означает, что, если некоторая часть падающего света используется для гетеродинирования любого из этих дифракционных порядков, то при фотодетектировании будут

наблюдаться биения сигнала с частотой  $f_p$ . Такое гетеродинное детектирование выходных сигналов оптического процессора дает информацию о фазе несущей. Многоканальный АО-модулятор представлен на рис. 29.

Время прохождения сигнала через АО-модулятор в направлении оси  $x$  должно быть не меньше длительности обрабатываемого импульса. Более длительные времена прохождения сигнала через АО-ячейку приводят к соответствующему увеличению продолжительности наблюдения дифракционной картины.

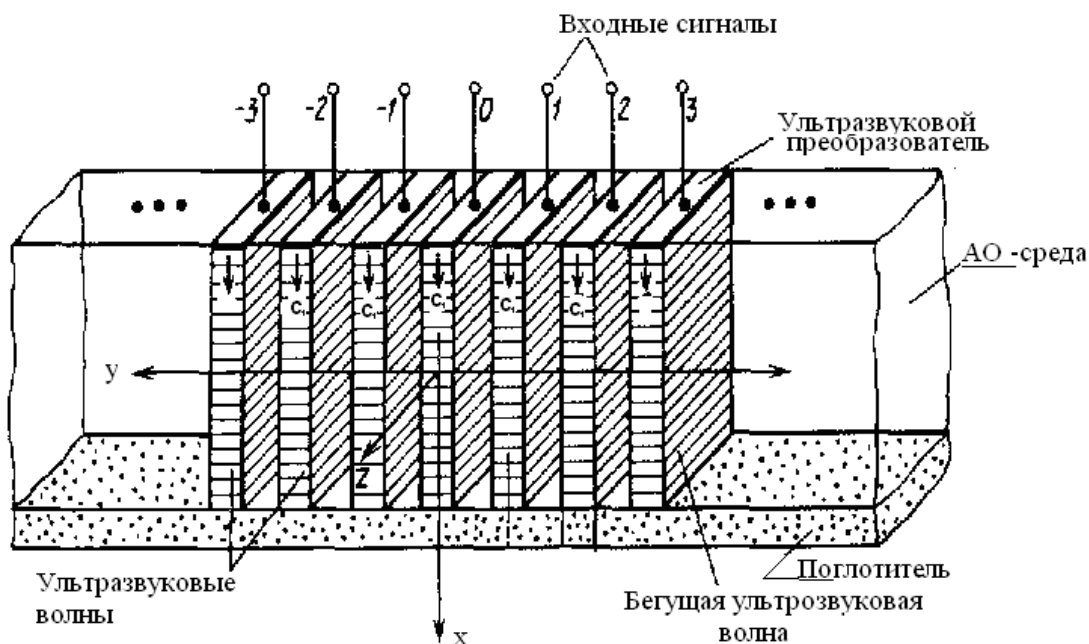


Рис. 29. Многоканальный АО-модулятор

Другое семейство электрически управляемых ПВМС включает в себя приборы, принцип действия которых основан на изменении толщины пленки жидкости под действием электростатических сил, или на электрооптических эффектах в прозрачных кристаллах (таких как DKDP, силикосилленил). На рис. 30 изображен ПВМС с адресацией электронным лучом.

С целью получения при высокой разрешающей способности максимального электрооптического отклика, кристалл поддерживается при температуре, близкой к температуре фазового перехода ( $-52^\circ \text{C}$  для DKDP).

На одну из сторон пластинки электрооптического кристалла нанесен прозрачный электрод, а с другой ее стороны происходит адресация записывающим и стирающим электронными пучками. Обычно кристалл заключен в вакуумном объеме.

Ток записывающего луча модулируется временным сигналом в процессе сканирования вдоль строки по поверхности кристалла. При этом на кристалле возникает распределение поверхностной плотности заряда, приводящее к локальному изменению оптической индикатрисы кристалла.

При прохождении линейно поляризованного монохроматического света через кристалл и прозрачные окна модулятора может наблюдаться либо фазовая, либо амплитудная модуляция. Если свет на выходе модулятора

проходит через скрещенный поляризатор, то можно получить амплитудную модуляцию, когда же анализатор на выходе параллелен входной поляризации и оси наведенного двойного лучепреломления, происходит фазовая модуляция.

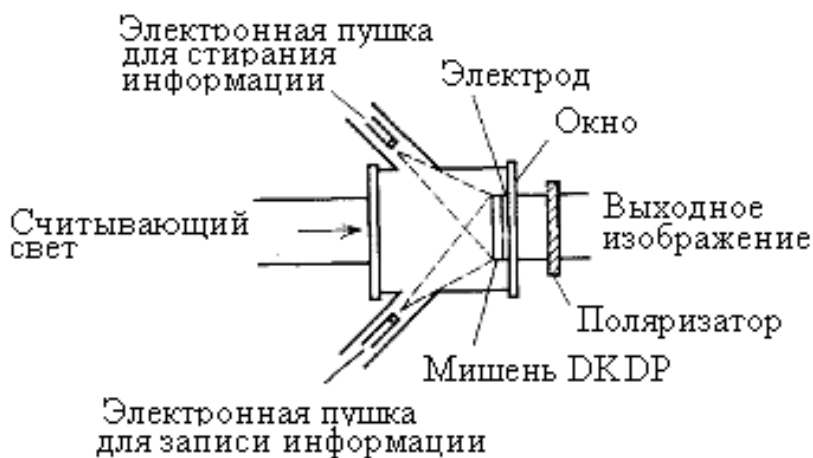


Рис. 30. Электрооптический ПВМС с адресацией электронным лучом

Хотя работа при температуре, близкой к температуре фазового перехода, способствует хранению заряда на поверхности кристалла в течение долгого времени, использование стирающего электронного луча, разряжающего мишень за счет вторичной электронной эмиссии, позволяет работать в реальном масштабе времени.

Разработана схема ПВМС, содержащая в вакуумном объеме пленку жидкости, сканируемую электронным лучом. Применяемый метод модуляции позволяет получить фазовую модуляцию проходящего света в реальном масштабе времени при стандартных значениях телевизионной разрешающей способности и частоты кадров. Фазовая модуляция оптического волнового фронта возникает в такой электронно-лучевой трубке из-за локальных изменений поверхностного рельефа, наведенных зарядом, который наносится электронным лучом на поверхность пленки диэлектрической жидкости.

Предположим, что электронно-лучевой ПВМС адресуется с использованием сигнала промежуточной частоты, описываемого выражением (8.3.2). Если запись электронным пучком происходит вдоль отрицательного направления оси  $x$  со скоростью сканирования пучка  $c_1$  в апертуре модулятора  $L$ , то в одной строке записывается сигнал длительностью  $L/c_1$ , а в  $N$  последовательных строках, очевидно, может храниться сигнал длительностью  $NL/c_1$  (секунд). Максимальная ширина полосы частот сигнала, который может храниться на поверхности мишени ПВМС, ограничена полосой пространственных частот материала модулятора.

При записи сигнала согласно выражению (8.3.2) и при использовании фазовой модуляции выражение для результирующего волнового фронта, прошедшего через ПВМС, очень похоже на выражение для АО-модулятора, за исключением того, что модулирующий сигнал не перемещается с течением времени. Следовательно, амплитуда света +1-го порядка дифракции

на решетке, образованной записанным сигналом, может быть при освещении плоской монохроматической волной единичной амплитуды выражена в виде

$$i \frac{m_0}{2} \operatorname{rect}\left(\frac{x}{L}\right) A\left(\frac{x}{c_1}\right) \exp\left(i\left(2\pi f_p \frac{x}{c_1} + \varphi\left(\frac{x}{c_1}\right)\right)\right) \quad (8.3.3)$$

В выражении (8.3.3) для – 1-го порядка дифракции  $x$  заменяется на  $-x$ .

Глубина модуляции зависит от плотности заряда на поверхности кристалла, напряженности электрического поля, наведенного в кристалле этим зарядом, и от электрооптических коэффициентов кристалла. Если ПВМС работает в режиме амплитудной модуляции, то форма дифракционных порядков остается той же самой, что и при фазовой модуляции, однако при этом фазы 1-го и нулевого порядка совпадают, а не сдвинуты на  $\pi/2$ .

Эффект Поккельса предоставляет другие возможности ввода широкополосного временного электрического сигнала в систему оптической обработки. На рис. 31 изображены два типа электрооптических модуляторов, предназначенных для оптической обработки: интерференционный модулятор интенсивности с канальными волноводами и планарный волноводный дефлектор пучка с дифракционной решеткой. Интерференционные модуляторы могут работать при низких напряжениях (обычно порядка нескольких вольт для переключения из положения «включено» в положение «выключено» и наоборот) и с большим быстродействием (полоса пропускания модуляторов бегущей волны может достигать 20 ГГц по уровню 3 дБ).

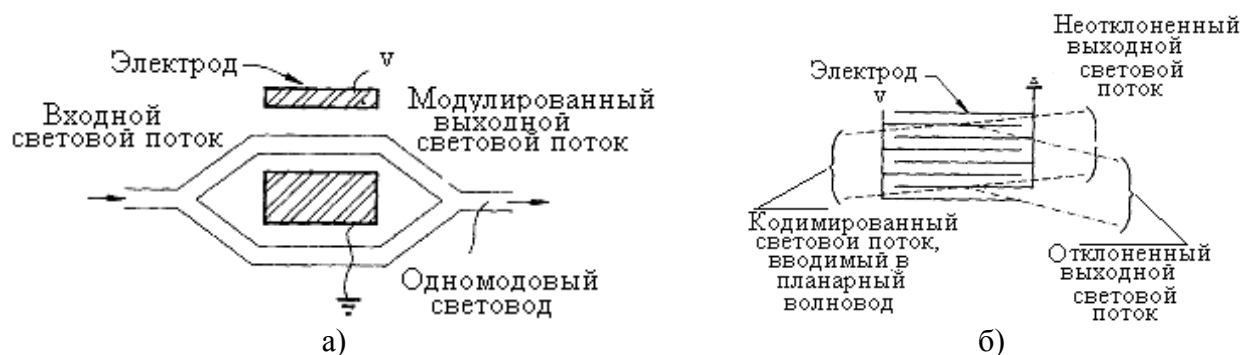


Рис. 31. Два типа волноводных электрооптических модуляторов:  
а) модулятор на основе интерферометра, б) дифракционный дефлектор пучка

Заметим, что все прикладные задачи, решаемые благодаря дифракции Рамана-Ната, могут быть решены с использованием дифракции Брэгга.

#### 6.4. Устройства отображения на жидких кристаллах

Устройство отображения на жидких кристаллах представляет собой электрооптическую ячейку, которая позволяет одновременно высвечивать  $N \times M$  точек с частотой повторения, требуемой для восприятия динамической картины представления изображения. Ячейка состоит из двух пластин, на которые нанесены  $N$  и  $M$  параллельных электродов из прозрачных слоев

окиси индия. Пластины параллельны друг другу и располагаются так, что две группы электродов перпендикулярны. Пластины поддерживаются слоем  $SiO_2$ . Между ними находится тонкая прослойка нематического жидкого кристалла (МБА ( $C_{18}H_{21}NO$ ) и ЭБА ( $C_{19}H_{23}NO$ )). Благодаря соответствующей обработке поверхности молекулы ориентируются перпендикулярно пластинам и про такую ячейку говорят, что она гомеотропна.

С помощью электронной аппаратуры на электроды столбцов и строк подается импульсное напряжение, которое от точки к точке создает электрическое поле, влияющее на ориентацию молекул. Подача переменного электрического напряжения высокой частоты приводит к появлению двойного лучепреломления, связанного с оптической и электрической анизотропией среды, и к изменению оптических свойств среды. Если теперь поместить ячейку между двумя скрещенными поляризаторами, то она будет играть роль модулятора света. Например, в оптических спектральных анализаторах строки представляют различные каналы анализа, а столбцы играют роль элементов дискретизации электрических сигналов.

Итак, в устройстве отображения все электрические сигналы одновременно преобразуются в дискретную форму, а транспарант, управляемый электрическим напряжением, работает под контролем микропроцессора в соответствии с передаточной функцией устройства отображения.

## 6.5. Оптические датчики

В основе построения оптических датчиков положены волноводных оптических устройств, как правило, изготавливаемые на планарной подложке. Примером может служить датчик температуры (рис. 32), в котором используются три интерферометра Маха-Цендера с неравными длинами оптических путей, выполненные на основе одномодовых канальных световодов. В предположении однородности распределения температуры вдоль подложки относительный сдвиг фаз  $\Delta\varphi$  в интерферометре определяется формулой

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta L}{\lambda}.$$

Здесь  $\Delta L$  – изменение оптической длины пути, а  $\lambda$  – длина волны. Если предположить, что на вход устройства подается непрерывный оптический сигнал, то мощность излучения, прошедшего через интерферометр, будет пропорциональна  $\cos^2(\Delta\varphi/2)$ . Таким образом, изменение относительного сдвига фаз на  $\pi$  рад приведет к изменению мощности выходного сигнала от максимального значения до минимального или наоборот. Поскольку величина  $\Delta L$  является функцией температуры, изменение температуры окружающей среды приводит к изменению интенсивности сигнала на выходе интерферометра. В устройстве, изображенном на рис. 32, три интерферометра необходимы для исключения влияния областей нулевой чувствительности и неопределенностей, которые неизбежны в случае единственного интерферометра.

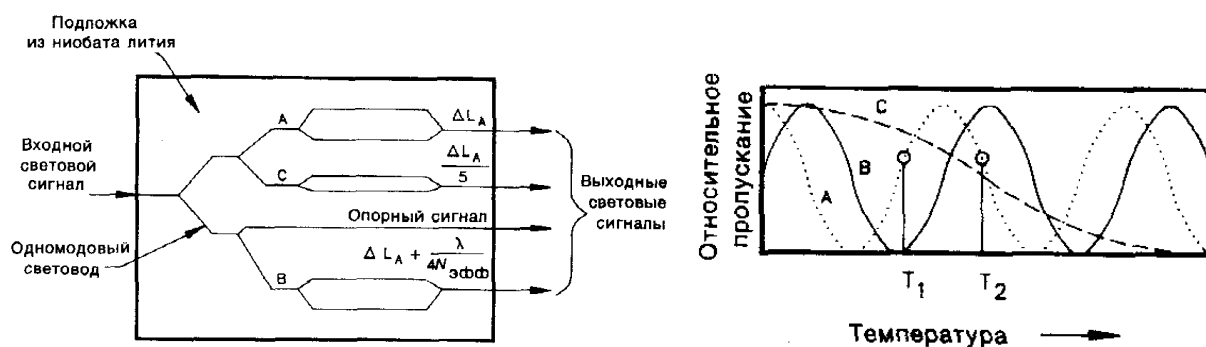


Рис. 32. Интегрально-оптический датчик температуры

Для достижения сдвига фаз на  $\pi$  рад в интерферометрах с геометрической разностью длины пути распространения света 120 мкм, выполненных на подложке из ниобата лития, требуется изменение, окружающей температуры на  $36^\circ\text{C}$ . Расчетная точность измерений этого устройства составляет  $0,002^\circ\text{C}$ . Ко входу и выходу такого устройства можно подсоединить волоконные световоды, что позволит разместить датчик на большом удалении от источника излучения, фотодетекторов и электронной аппаратуры обработки сигналов. Однако, поскольку значения сдвига фаз  $\Delta\phi$  для двух ортогонально поляризованных ТЕ- и ТМ-мод волновода, как правило, различны, на входе устройства необходим волоконный световод, пропускающий свет только одной поляризации, с тем чтобы в волноводе возбуждалась только одна из этих мод.

Существуют технические решения датчика температуры с неравноплечным интерферометром Майкельсона на подложке из  $\text{LiNbO}_3$ . В качестве светоделителя в этом устройстве используется х-образный разветвитель, а один из одномодовых волноводов, по которым распространяется сигнал в интерферометре, заканчивается отражателем в виде протравленной в подложке канавки. Как и в случае неравноплечного интерферометра Маха-Цендера, в данном устройстве для определения температуры окружающей среды измеряется мощность выходного сигнала.

На основе температурной чувствительности интерферометра Маха-Цендера реализован измеритель влажности. Одно из плеч интерферометра в этом случае покрыто термоизолирующей полимерной пленкой, а второе – алюминиевой пленкой, действующей как тепловой радиатор. При нагревании подложки между двумя плечами интерферометра возникает разность температур, зависящая от влажности. Поскольку оптическая длина пути для каждого из плеч является функцией температуры, влажность окружающего воздуха можно определить, измерив оптическое пропускание интерферометра.

Интерферометр Маха-Цендера применяется также в качестве датчика, регистрирующего появление высокочастотных (ВЧ) электрических сигналов. При этом к электродам, предназначенным для модуляции относительной разности фаз световых импульсов в интерферометре, электрически подключаются выводы от антенны. Как и в датчике температуры, интерферометр имеет плечи с разной оптической длиной пути.

Однако в данном случае для обеспечения линейной зависимости выходного сигнала модулятора от приложенного ВЧ-поля желательно, чтобы значение  $\Delta\varphi$  в отсутствие сигнала на электродах равнялось  $\pm\pi/4$  рад. Образцы таких устройств на подложках из  $\text{LiNbO}_3$  обладают линейной характеристикой в частотном интервале от нуля до 300 МГц.

Для определения угла падения коллимированного лазерного пучка разработано устройство с разветвленной структурой световодов. Падающий световой поток попадает на решетку одномодовых канальных волноводов, которые сходятся к выходному одномодовому волноводу. Интенсивность прошедшего через устройство светового потока зависит от ориентации фронта падающей волны в плоскости волноводной решетки, благодаря чему оно функционирует как датчик угла падения волны.

Значительные усилия специалистов направлены на изучение возможности применения кольцевых волоконно-оптических резонаторов в качестве датчиков вращения. В частности, предложен интегрально-оптический вариант измерителя, в котором кольцевые резонаторы выполнены на основе стеклянных волноводов.

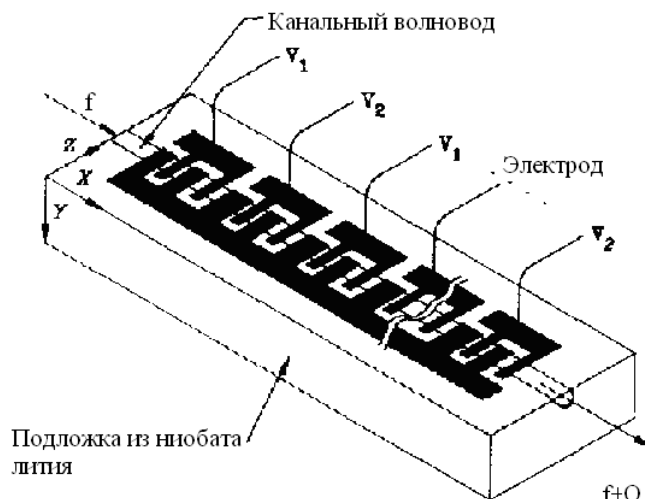


Рис. 33. Электрооптическое устройство сдвига частоты

На протяжении последних нескольких лет широко исследуются возможности как одномодовых, так и многомодовых волокон для применения в различных датчиках. Из-за проблем, связанных с вводом-выводом оптического излучения, в интегрально-оптических устройствах обычно приходится ограничиваться одно-модовыми волоконными световодами. Исследования в области датчиков, базирующихся на таких световодах, сосредоточены на изучении конфигураций, в которых подлежащее измерению возмущение влияет на разность оптических длин пути в интерферометре. Установлено, что волоконно-оптические датчики на основе интерферометра Маха-Цендера, такие как гидрофон и магнитометр, вполне могут быть реализованы в чисто волоконно-оптических конфигурациях. На сегодняшний день возможности интегральной оптики хорошо изучены применительно к волоконно-оптическому гироскопу.



В волноводном варианте реализованы как электрооптические, так и акустооптические устройства сдвига частоты. Одно из электрооптических устройств сдвига частоты базируется на дифракции Брэгга в планарном волноводе, имеющем систему встречно-штыревых электродов, на которую подается сигнал для обеспечения взаимодействия в режиме бегущей волны (рис. 33).

## 6.6. Согласованные фильтры для фазокодомодулированных сигналов

Рассмотрим построение согласованного фильтра для фазокодомодулированных (ФКМ) сигналов на основе ВШП [27]. Хорошо известно, что любую функцию можно аппроксимировать с помощью линейной комбинации  $\delta$ -функций. Проводя дискретизацию требуемой импульсной характеристики, можно определить коэффициенты  $E_m$  и с помощью соотношения (8.2.3) синтезировать фильтр. Однако этому принципу присущ недостаток, состоящий в том, что при использовании нерасщепленных электродов проявляются эффекты взаимодействий между собой, поскольку протяженность импульсной характеристики преобразователя составляет много длин волн. Кроме того, при данном способе проектирования предполагается, что другой преобразователь состоит из небольшого числа электродов. Это обстоятельство затрудняет достижение эффективного согласования, если требуется обеспечить широкую полосу пропускания устройства. Поэтому применяют несколько иной способ. Требуемую импульсную характеристику синтезируют с учетом совместного действия обоих преобразователей.

Рассмотрим конструкцию согласованного фильтра применительно к обработке ФКМ-сигналов. Как показано на рис. 34, один ВШП является однородным и его длина равна  $v_0 T_c$ , где  $v_0$  – скорость ПАВ,  $T_c$  – длительность однородной пачки. Другой ВШП фактически представляет собой решетку, состоящую из коротких однородных преобразователей. Эти короткие преобразователи, подключенные к двум шинам, часто называют отводами. Отводы размещены с одинаковым шагом  $v_0 T_c$  и являются идентичными, за исключением того, что некоторые из них включены противофазно в соответствии с требуемым кодом для инвертирования вклада в сигнал с соответствующего отвода. Если ВШП, показанный в левой части рисунка, возбуждается коротким импульсом, то излучающая часть ПАВ формирует пачку, которая распространяется вдоль подложки и последовательно возбуждает отводы. Таким образом, формируется импульсная характеристика, *в остальных случаях*, которая описывается двухфазным ФКМ-сигналом. Напомним, что импульсная характеристика для вещественного сигнала с точностью до постоянной задержки записывается:

$$h(t) = s(-t),$$

где  $s(t)$  – эталонный сигнал.

Характеристика реального устройства несколько искажена влиянием конечности длины отводов. Однако эти искажения весьма малы, и в случае

применения данного согласованного фильтра в радиотехнической системе их можно не учитывать.

В качестве материала подложек обычно выбирают кварц, обеспечивающий хорошую температурную стабильность. Большинство экспериментальных устройств содержало от 30 до 150 отводов при ширине спектра посылок  $1/T_c$ , изменяющейся от 5 до 20 МГц. Как правило, кодирование в устройствах осуществлялось псевдослучайными кодами.

Для повышения скрытности в широкополосных системах обработки сигналов прибегают к изменению закона кодирования. Поэтому желательно иметь программируемый согласованный фильтр. Программируемости технического решения можно достичь подключением отдельных отводов к линейке электронных коммутаторов, как показано на рис. 35.

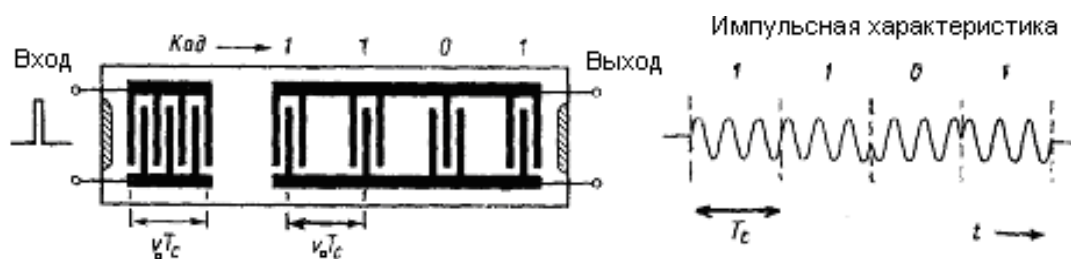


Рис. 34. Согласованный фильтр с фиксированной системой кодирования для ФКМ-сигнала

Вход каждого коммутатора управляется видеоимпульсами, полярность которых определяет фазу (0 или  $180^\circ$ ) сигнала с соответствующего отвода. Однако размещение электронных схем, а также выполнение контактных площадок для проводниковых соединений на подложке заставляет сокращать до минимума количество отводов, что соответственно уменьшает базу сигнала.

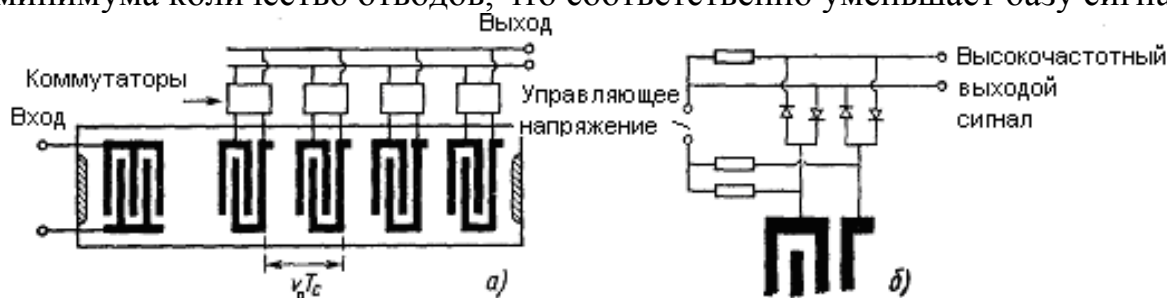


Рис. 35. Программируемый согласованный фильтр для ФКМ-сигнала (а) и одна из возможных схем коммутирующего устройства (б)

Чтобы преодолеть ограничение, обусловленное расстояниями между отводами и необходимостью сокращения числа проводниковых соединений, разработан способ, согласно которому ПАВ формируется на кремниевой подложке, а съем сигналов осуществляется решеткой полевых транзисторов, использующих пьезорезистивный эффект – изменение удельного сопротивления, сопровождающее акустическую деформацию. Изменяя смещение транзистора, можно управлять амплитудой и фазой. Такой подход позволяет изготавливать интегральную микросхему на единой подложке, исключив тем самым навесные соединения с каждым отводом.

Объединение на одной подложке устройства на ПАВ и полупроводниковых устройств играет большую роль при проектировании согласованных фильтров.

Можно предположить, что высокая технологичность интегральных микросхем позволит непосредственно объединять их почти с любым устройством на ПАВ.

Другой подход к проблеме интеграции основан на конструкции программируемого фильтра ФКМ-сигналов на сапфировой подложке, покрытой пьезопленкой нитрида алюминия. В качестве программируемых отводов для ПАВ можно использовать полевые арсенид-галлиевые транзисторы. Данные преобразователи также можно непосредственно объединять с интегральными микросхемами.

Необходимо заметить, что значение отклика согласованного фильтра на ПАВ для ФКМ-сигнала зависит от окружающей температуры, т.к. ее изменение влияет на скорость поверхностной волны. Необходимо также помнить, что согласованный фильтр для ФКМ-сигнала не инвариантен к доплеровскому эффекту.

## 6.7. Устройства для обработки сигналов с минимально-частотной манипуляцией

В радиотехнической практике используют сигналы с минимально-частотной манипуляцией (МЧМ). Их преимущество перед ФКМ сигналами состоит в том, что боковые лепестки спектра сигнала МЧМ уменьшаются значительно быстрее от центральной частоты, чем боковые лепестки спектра ФКМ-сигнала.

Эта особенность позволяет размещать МЧМ-сигналы с различными центральными частотами более плотно на оси частот без заметного взаимного влияния.

МЧМ – сигнал можно представить в виде:

$$s(t) = \sum_k s_k(t),$$

$$\text{где } s_k(t) = \begin{cases} \cos\left(2\pi f_0 t + d_k \frac{\pi t}{2T_c} + \phi_k\right), & kT_c < t \leq (k+1)T_c \\ 0, & \text{в остальных случаях} \end{cases}$$

$$d_k = \pm 1,$$

$\phi_k$  – постоянные величины.

Обычно величины  $\phi_k$  выбирают так, чтобы сигнал был непрерывным при всех  $t$ . Для этого требуется соблюдение равенства

$$\phi_k - \phi_{k-1} = \frac{1}{2} \pi k (d_{k-1} - d_k).$$

МЧМ-сигнал является разновидностью сигнала с частотной манипуляцией, где частоты двух составляющих сигнала разделены интервалом  $\Delta f = 1/2T_c$ , а выбор частоты для каждой посылки определяется значением  $d_k$ .

Соответствующая схема формирования МЧМ-сигнала из ФКМ-сигнала представлена на рис. 36. Как показано на рис. 36, фильтр состоит из ВШП, формирующего ФКМ-сигнал, и второго короткого однородного ВШП, параметры

которого не оказывают существенного влияния на характеристику, но проводит сглаживание сигнала. Эта операция исключает скачки в ФКМ-сигнале.

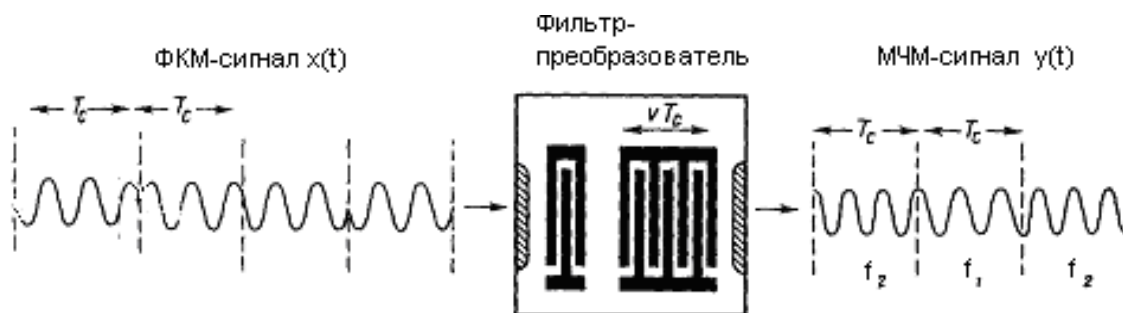


Рис. 36. Преобразование ФКМ-сигнала в МЧМ сигнал

Заметим, что скачкообразное изменение частоты повышает скрытность сигнала и уменьшает интерференционные эффекты при многолучевом распространении в открытом канале. Такой подход применим как в РЛС, так и системах связи. В простейшем виде он состоит в том, что в некоторые моменты времени несущая частота передатчика скачкообразно изменяется в соответствии с некоторой программой, которая известна на приемной стороне радиоканала. Для этого в передающем устройстве применяется синтезатор частот. В приемнике скачки частоты устраняются с помощью такого же синтезатора совместно с балансным модулятором.

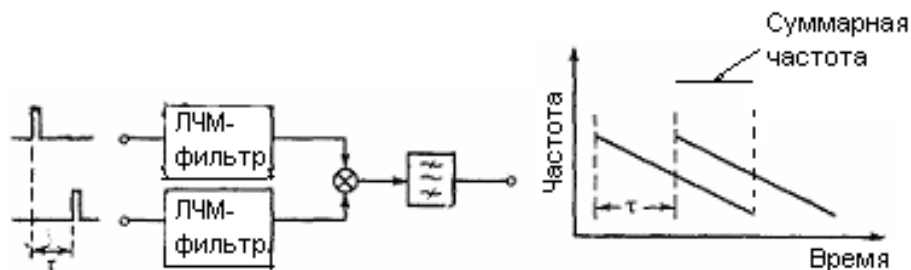


Рис. 37. Синтезатор частот на основе ЛЧМ-фильтров

На рис. 37 изображена структурная схема простого устройства для синтеза частоты с использованием элементов на ПАВ [28].

Здесь на вход двух дисперсионных фильтров с одинаковыми скоростями изменений мгновенной частоты подаются короткие импульсы, несколько смещенные друг относительно друга по времени. Затем возникающие ЛЧМ-сигналы, которые перекрываются во времени, смешиваются друг с другом. Далее с помощью полосового фильтра выделяется сигнал суммарной частоты, которая оказывается постоянной. Частота выходного сигнала линейно связана с временным интервалом  $\tau$  между входными импульсами и поэтому ее легко изменять.

Используя две такие системы с периодически повторяющимися входными импульсами, можно обеспечить генерацию непрерывного сигнала. Конечно, синтез частоты можно выполнить более привычным способом,

используя умножители и делители частоты. Однако основное достоинство метода синтеза частот с помощью фильтров на ПАВ состоит в том, что он позволяет легко получить очень широкий диапазон значений частот, поскольку в настоящее время разработаны дисперсионные фильтры на ПАВ с большими значениями произведения длительности на ширину полосы. Кроме того, в системе связи скачкообразное изменение частоты наиболее эффективно при наличии многих скачков в пределах каждого двоичного символа. Поэтому требуется быстрое изменение частоты при сохранении фазовой когерентности на протяжении многих скачков. Подобным требованиям трудно удовлетворить, используя обычные методы, в то время как с помощью устройств на ПАВ удается осуществить изменение частоты на отрезок времени до нескольких наносекунд.

## 6.8. Акустические конвольверы

Акустический конвольвер – это устройство на ПАВ, использующее для своего функционирования нелинейный эффект. По своей структуре акустический конвольвер является самым простым устройством на ПАВ, состоящим из двух ВШП, между которыми расположен участок металлизированной поверхности. Несмотря на столь простую структуру, конвольвер осуществляет весьма сложную операцию корреляционной обработки широкополосных сигналов. С помощью конвольвера можно добиться очень высокой степени программируемости коррелятора, причем ограничения накладываются только на длительность сигнала и ширину полосы пропускания.

Здесь описываются принципы работы нелинейных конвольверов на ПАВ, в которых используются нелинейные свойства материала подложки. Заметим, что в технике применяют и другие источники нелинейности, а также волны других типов, в том числе и оптические [29].

Пусть входные сигналы  $s_1(t)$  и  $s_2(t)$  представляют собой гармонические колебания с частотами  $f_1$  и  $f_2$  соответственно. При низких уровнях мощности, когда нелинейные эффекты несущественны, соответствующие ПАВ определяются функциями:

$$u_1(t,x) = A_1 \cos(2\pi f_1 t - k_1 x), \quad u_2(t,x) = A_2 \cos(2\pi f_2 t - k_2 x), \quad (8.8.1)$$

где  $k_1 = 2\pi f_1/v$ ,  $k_2 = 2\pi f_2/v$  – волновые числа.

Влияние затухания и дифракции считается пренебрежимо малым. Эффект нелинейности реализуется в виде правила  $(u_1(t,x) + u_2(t,x))^2$ . Акустическая нелинейность приводит к возникновению гармоник, которые вызывают ослабление сигнала основной частоты. Конвольвер работает при относительно низких уровнях мощности, поэтому основные составляющие изменяются незначительно и их можно задать выражениями (8.8.1). Однако вследствие нелинейности характеристики образуются члены  $u_1(t,x)^2$  и  $u_2(t,x)^2$ , пропорциональные квадратам основных составляющих, и член

$$\begin{aligned} & u_1(t,x) \cdot u_2(t,x) = \\ & = \frac{1}{2} A_1 \cdot A_2 [\cos(2\pi(f_1 + f_2)t - (k_1 - k_2)x) + \cos(2\pi(f_1 - f_2)t - (k_1 + k_2)x)] \end{aligned} \quad (8.8.2)$$

При низких уровнях мощности дополнительные члены высшего порядка считаются пренебрежимо малыми.

Каждому из указанных здесь членов соответствует некоторое электрическое поле в пьезоэлектрическом материале. Металлические электроды конвольвера позволяют селективно считывать электрическое поле, соответствующее каждому из этих членов. В конвольвере, изображенном на рис. 38а, используется однородная металлическая пленка, называемая параметрическим электродом, которая действует совместно с заземленной пластиной. Последняя может представлять собой просто металлическую часть конструкции устройства, на которой устанавливается подложка. Параметрический электрод избирательно считывает ту составляющую электрического поля, которая не зависит от координаты  $x$ . Если частоты  $f_1$  и  $f_2$  входных сигналов равны, именно такой оказывается составляющая с суммарной частотой в выражении (8.8.2). Если значения  $f_1$  и  $f_2$  не равны нулю, то пространственно-независимые поля обуславливаются лишь квадратичными составляющими. Однако частоты этих членов равны нулю и эти члены подавляются в конвольвере, поскольку постоянный ток через параметрический электрод не проходит. Следовательно, в идеальном случае выходное напряжение конвольвера определяется только составляющей произведения с суммарной частотой и возникает только при равенстве частот входных сигналов.

Заметим, что амплитуда выходного сигнала пропорциональна произведению амплитуд входных сигналов. Устройство, в котором выполняется данное соотношение, называют билинейным. В качестве материала подложек применялся главным образом ниобат лития, который обеспечивает более сильное взаимодействие ПАВ.

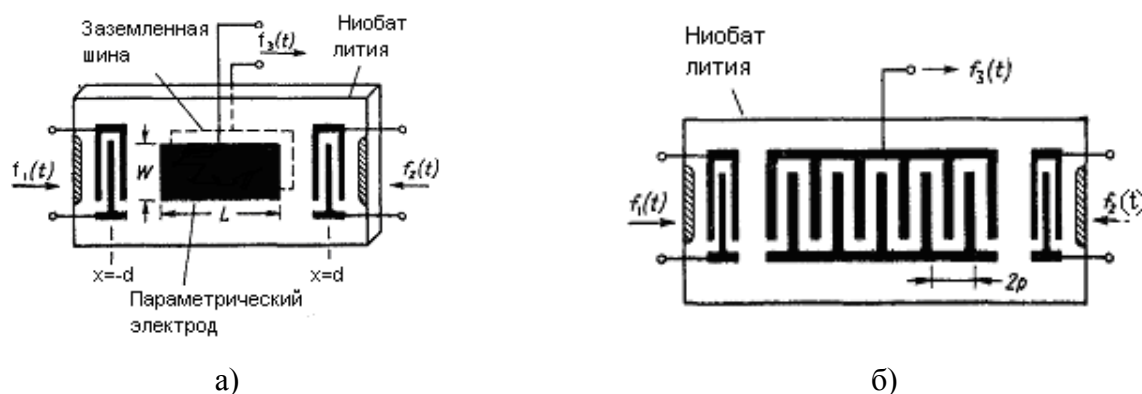


Рис. 38. Конвольверы на ПАВ: а) – вырожденный; б) – невырожденный

Устройство, изображенное на рис. 38, называют вырожденным конвольвером, поскольку смешивание оказывается наиболее эффективным при равенстве частот входных сигналов.

Если частоты непрерывных входных сигналов различны, то пространственный период составляющей с суммарной частотой, описываемой выражением (8.8.2), составляет  $2\pi(k_1 - k_2)$ . Эту составляющую можно избирательно считать параметрическим электродом, внося такую пространственную периодичность в структуру электрода.

Чтобы оценить возможности использования конвольвера для обработки необходимо рассмотреть входные сигналы более общего вида. Пусть сигналы  $f_1(t)$  и  $f_2(t)$  подаются на входные преобразователи вырожденного конвольвера, показанного на рис. 38.

Выходное напряжение  $f_3(t)$  на параметрическом электроде конвольвера пропорционально пространственному интегралу от произведения, т. е.

$$f_3(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t - x/v) f_2(t + x/v) dx. \quad (8.8.3)$$

Здесь предполагается, что длительность входных сигналов конечна. Введя переменную  $\tau = t - x/v$ , запишем (8.8.3)

$$f_3(t) = v \int_{-\infty}^{\infty} f_1(\tau) f_2(2t - \tau) d\tau. \quad (8.8.4)$$

Соотношение (8.8.4) с точностью до коэффициента 2 определяет свертку функций. Коэффициент 2 указывает на то, что корреляционный отклик сжат во времени. Таким образом, если изменить масштаб, то выходной сигнал конвольвера будет совпадать с выходным сигналом линейного фильтра, несмотря на то, что работа устройства основана на нелинейном эффекте.

## 6.9. Базовая оптическая система обработки сигналов

Рассмотрим базовую оптическую телескопическую систему, представленную на рис. 39, предназначенную для обработки сигналов.

Система включает три линзы с фокусным расстоянием  $fr$ . В системе выделены четыре плоскости  $P_0$  (плоскость источника),  $P_1$  (объектная плоскость),  $P_2$  (плоскость зрачка) и  $P_3$  (плоскость изображения). Будем предполагать, что частотное распределение источника света задается соотношением

$$S_1(p_0, q_0, f) = |S_1(p_0, q_0, f)| \exp(i\psi(p_0, q_0, f)),$$

$$S_1(p_0, q_0, f) = \frac{1}{i\lambda fr} \iint S_1(p_0, q_0, f) \exp(-i2\pi(p_0 p + q_0 q)) dp_0 dq_0.$$

С помощью линзы  $L_1$  в плоскости  $P_1$  формируется комплексная пространственная волна от источника:

$$\text{где } p = \frac{x}{\lambda fr}, \quad q = \frac{y}{\lambda fr}, \quad \lambda = \frac{c}{f},$$

$(x, y)$  – координаты объектной плоскости.

Пусть объектный сигнал (транспарант) расположен в объектной плоскости  $P_1$  и равен  $s_2(p, q)$ . Сигнал после транспаранта равен алгебраическому произведению множителей:

$$s_1(p, q, f) s_2(p, q), \quad (8.9.1)$$

где  $s_2(p, q, f)$  – сигнал на транспаранте.

С учетом линзы  $L_2$  реализуется преобразование Фурье произведения (8.9.1).

$$R_2(u_x, u_y, f) = \frac{1}{i\lambda fr} F_{(p,q)} \{s_1(p, q, f) s_2(p, q)\} (u_x, u_y),$$

где  $u_x = \frac{x}{\lambda fr}$ ,  $u_y = \frac{y}{\lambda fr}$ ,

что соответствует оптическому сигналу в выходной фокальной плоскости  $(x, y)$  линзы  $L_2$  (плоскости зрачка).

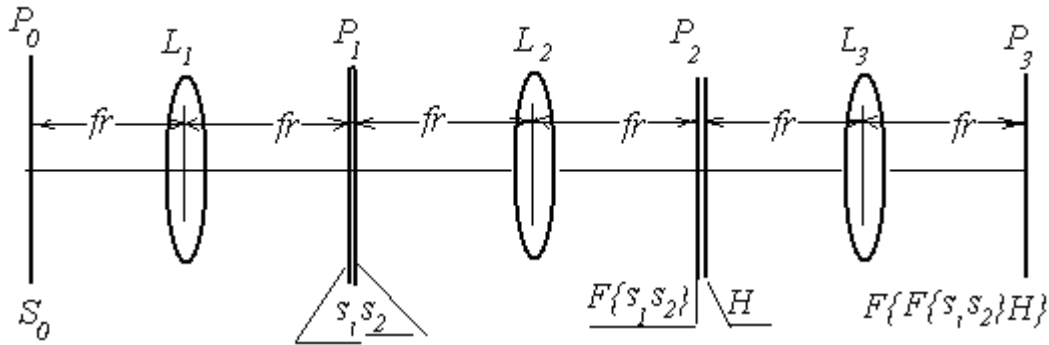


Рис. 39. Базовая оптическая система

Если разместить в плоскости зрачка передаточную характеристику фильтра  $H(p, q)$  ( $L_3$ ) и применить к произведению преобразование Фурье, реализуемое третьей линзой, получим в плоскости изображения следующий результат:

$$\begin{aligned} Q(p, q, f) &= \frac{1}{i\lambda fr} F_{(u_x, u_y)} \{R_2(u_x, u_y, f) \cdot H(u_x, u_y)\} (p, q) = \\ &= -\frac{1}{(\lambda fr)^2} F_{(u_x, u_y)} \{F\{s_1(p_1, q_1, f) \cdot s_2(p_1, q_1)\} \cdot H(u_x, u_y)\} (p, q) = \\ &= -\frac{1}{(\lambda fr)^2} \{s_1(f) \cdot s_2 * h\}(-p, -q) = \\ &= -\frac{1}{(\lambda fr)^2} \iint s_1(p_1, q_1, f) \cdot s_2(p_1, q_1) h(-p - p_1, -q - q_1) dp_1 dq_1 \end{aligned} \quad (8.9.2)$$

Из анализа соотношения (8.9.2) можно сделать следующий вывод, что его отклик соответствует с точностью до отражения от нуля отклику пространственного фильтра, реализующего свертку между произведением сигналов  $s_1(f, p, q) s_2(p, q)$  и импульсной характеристикой фильтра  $h(p, q)$ .

Действие отклика с учетом детектора в плоскости изображения равно

$$Y(p, q) = \frac{1}{T} \int_0^T \left| F_f^{-1} \{Q(p, q, f) w(f)\} \right|^2 dt,$$

где  $w(f)$  – весовая функция, задающая спектральную чувствительность детектора.

Рассмотрим два случая, когда источники сигнала формируют монохроматическую или квазимонохроматическую волну.



При монохроматическом колебании спектральная плотность  $S_1(f, p, q)$  источника реализуется функцией  $\delta(f - f_0) \delta(p) \delta(q)$ , т. е. монохроматический источник задается оптической единицей.

$$s_1(f, f_0) = \delta(f - f_0).$$

В этом случае отклик оптической системы запишется

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \int_0^T \left| F_f^{-1} \{ Q(p, q, f) w(f) \} \right|^2 dt = \\ & = \frac{1}{(\lambda f r)^2 T} \int_0^T \left| F_f^{-1} \{ (\delta(f - f_0) \cdot s * h) w(f) \}(-p, -q) \right|^2 dt = \\ & = \left| \frac{w(f_0)}{(\lambda f r)^2} \{ s_2 * h \} \right|^2 (-p, -q) \end{aligned} \quad (8.9.3)$$

Соотношение (8.9.3) составляет основу процедуры формирования пространственного фильтра при когерентной обработке сигналов.

Рассмотрим случай некогерентного источника света, формирующего в плоскости  $P_1$  в среднем сигнал с корреляционной функцией

$$\langle \{ s_1(p_1, q_1, f_1) \overline{s_1(p_{11}, q_{11}, f_{11})} \} \rangle = I(p_1, q_1, f_1) \delta(p_1 - p_{11}) \delta(q_1 - q_{11}) \delta(f_1 - f_{11})$$

Отклик (8.9.3) в среднем запишется

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \left\langle \int_0^T \left| F_f^{-1} \{ Q(p_1, q_1, f) \} \right|^2 dt \right\rangle = \\ & = \frac{1}{(\lambda f r)^2 T} \int_0^T \left| F_f^{-1} \{ (I(p_1, q_1, f_1) \delta(p_1 - p_{11}) \delta(q_1 - q_{11}) \delta(f_1 - f_{11}) \cdot s_2 * h) w(f) \}(-p, -q) \right|^2 dt = \\ & = I(p_1, q_1, f_1) w^2(f) \left( |s_2|^2 * |h|^2 \right) (-p, -q) \end{aligned} \quad (8.9.4)$$

Соотношение (8.9.4) составляет основу процедуры формирования пространственного фильтра при некогерентной обработке сигналов.

## 7. Перспективные методы пространственной обработки сигналов

### 7.1. Пространственная фокусировка энергии

Для повышения эффективности систем телекоммуникаций требуется решение ряда противоречивых задач. С одной стороны для повышения пропускной способности и помехоустойчивости необходимо увеличение ширины спектра сигналов, а с другой стороны требуется обеспечить пространственную селекцию. При этом необходимо учесть, что обработка широкополосных сигналов затруднена вследствие влияния доплеровской дисперсии. Данная задача особенно актуальна для обеспечения коммуникаций с высокоскоростными объектами. Рассмотрим один из вариантов решения данного противоречия [30].

Пространственная фокусировка может быть выполнена за счет свойства сигнала с гиперболической частотной модуляцией (ГЧМ). Влияние доплеровского эффекта на ГЧМ-сигнал вида

$$S(t) = \frac{\sin(\Omega \cdot \ln(t - \tau))}{\sqrt{t - \tau}}, \quad (7.1)$$

где  $\Omega$  – гиперболическая несущая частота,  $\Omega = f(t) \times t$ ;

$f(t)$  – мгновенная частота;

$t$  – текущий момент времени;

$\tau$  – сдвиг начала сигнала относительно начала отсчета, будет состоять в смещении по времени на величину  $\tau_\alpha$  [31], которое эквивалентно изменению дальности на величину

$$\Delta D = C \times \tau_\alpha$$

где  $C$  – скорость распространения энергии в среде;

$$\tau_\alpha = \frac{V}{C} \cdot \tau = \frac{\alpha - 1}{2\alpha} \cdot \tau$$

$\alpha$  – доплеровский параметр;

$V$  – относительная радиальная скорость.

Действительно, сигнал в точке фокусировки с учетом доплеровского преобразования  $S(t) = \sqrt{\alpha} \cdot S(\alpha t)$  примет вид [32]:

$$S_0(t) = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{-\alpha t + \tau}} \sin(\Omega \ln \alpha((t - (\tau' + \tau_\alpha) - \tau))),$$

где  $\tau'$  – задержка за счет конечности скорости распространения сигнала.

То есть сигнал распространяется с запаздыванием или опережением в зависимости от знака доплеровского параметра. Этот известный результат является прямым следствием свойства инвариантности ГЧМ-сигнала к доплеровскому эффекту [31, 33].

Искусственно вводя в сигналы (7.1) двух излучателей определенные заранее доплеровские параметры, эквивалентные относительным радиальным скоростям перемещения точки фокусировки относительно этих излучателей, можно добиться фокусировки энергии этих излучателей в заданной точке пространства.

Для наглядности рассмотрим ситуацию, приведенную на рис. 40

$$\Delta\alpha = \alpha_1 \cdot \left( 1 \pm \frac{2D_\Sigma - 4D_1}{C \cdot \tau} \right), \quad (7.2)$$

где  $\Delta\alpha = \alpha_1/\alpha_2$ ;

$\alpha_1, \alpha_2$ ; – параметры вводимые в ГЧМ – сигналы первого и второго излучателей;

$$D_\Sigma = D_1 + D_2;$$

$$D_\Sigma = D_1 \cdot \left( 1 + \sqrt{1 + \left( \frac{L}{D_1} \right)^2 - 2 \frac{L}{D_1} \cdot [\cos \theta_0 \cdot \cos \theta_2 \cdot \cos(\varphi_0 - \varphi_2) + \sin \theta_0 \cdot \sin \theta_2]} \right), \quad (7.3)$$

$D_1, D_2 = D_1 \pm \Delta D$  – расстояние от первого и второго излучателей до точки фокусировки;

$L$  – расстояние между излучателями;

$\varphi_0, \theta_0$  и  $\varphi_2, \theta_2$  – угловые сферические координаты точки фокусировки (0) и второго излучателя (2) (первый излучатель (1) находится в начале координат).

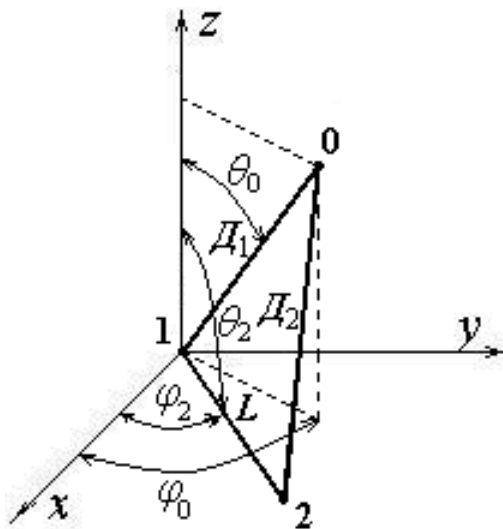


Рис. 40. Пространственное расположение излучателей и точки фокусировки

Таким образом, при излучении сигналов вида

$$S_i(t) = \frac{\sin(\Omega \cdot \ln \alpha_i + \Omega \cdot \ln(t - \tau))}{\sqrt{t - \tau}}, \quad (9.4)$$

где  $i$  – номер излучателя;

и выполнении условий (7.2) и (7.3) обеспечивается синфазное сложение сигналов двух излучателей в заданной точке пространства.

На основании свойства линейности преобразования Фурье, сумма сигналов  $a \cdot S_1(t) + b \cdot S_2(t)$  соответствует сумме их спектров  $a \cdot S_1(\Omega) + b \cdot S_2(\Omega)$  (см стр. 120 в кн. [34]). Последовательное применение прямого и обратного преобразования Фурье не изменяет сигнал, а энергия сигнала во временной и частотной областях одинакова, т. е. преобразование Фурье является унитарным (см. стр. 44-46 в кн. [33]).

При необходимости передачи информации по радиоканалу в определенную точку пространства, в качестве носителя информации может быть использован сигнал вида (7.4). При этом его спектр представляется в виде двух составляющие и равен их сумме, одна с параметром  $\alpha_1$ , переводится во временную область и излучается первым излучателем, вторая с параметром  $\alpha_2$ , переводится во временную область и поступает на второй излучатель.

Устройство передачи и приема информации, реализующее предлагаемый метод пространственной фокусировки энергии излучателей приведено на рис. 41 [35], где обозначены:

1. источник информации;
2. фазовый модулятор;
3. модулятор;
4. генератор несущей частоты;
5. генератор фазоманипулированного сигнала;
6. синхронизатор передающей стороны;
7. усилитель мощности (УМ);
8. первая передающая антенна;
9. приемная антенна;
10. смеситель;
11. усилитель промежуточной частоты;
12. согласованный фильтр;
13. решающий блок;
14. получатель информации;
15. синхронизатор приемной стороны;
16. гетеродин;
17. аналого-цифровой преобразователь (АЦП);
18. первый блок быстрого преобразования Фурье (БПФ);
19. блок разности;
20. второй блок БПФ;
21. первый цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП);
22. блок ввода координат абонента;
23. блок управления;
24. магистраль;
25. регулируемый цифровой генератор сигнала с ГЧМ;
26. первый регулируемый цифровой модулятор;
27. второй регулируемый цифровой модулятор;
28. третий блок БПФ;
29. второй ЦАП;
30. второй УМ;
31. вторая передающая антенна.

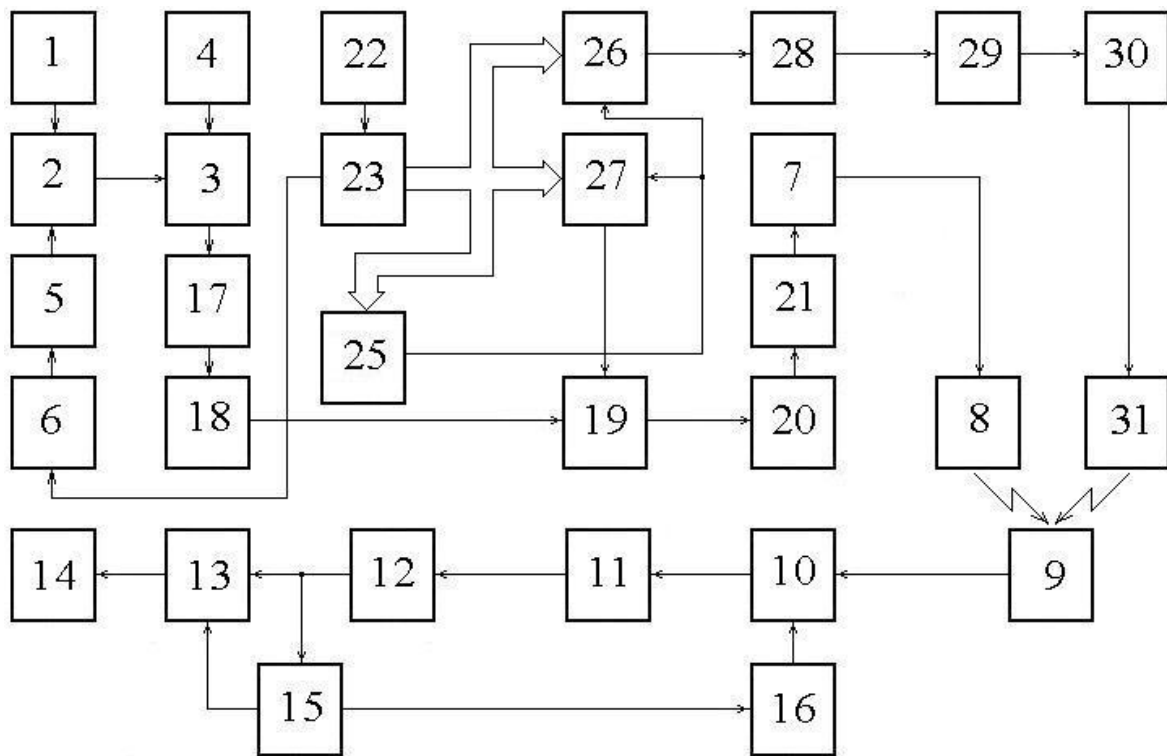


Рис. 41. Устройство передачи и приема информации

Устройство работает следующим образом.

С пульта ввода координат абонента 22 задаются координаты заданной точки в пространстве приемной стороны, по которым в блоке управления 23 на основании выражений (7.2) и (7.3) определяются вносимые в ГЧМ-сигналы значения параметров  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . При этом данные ГЧМ-сигналы формируются на основании выражения (7.4) в регулируемом цифровом генераторе 25. Зависящие от координат абонента параметры  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  поступают с блока управления 23 по магистрали 24 на первый 26 и второй 27 регулируемые цифровые модуляторы. В блоках 1 ÷ 6 формируется информационный сигнал и поступает на вход АЦП 17 и далее через первый блок БПФ 18 поступает на первый вход (уменьшаемое) блока разности 19, на второй вход (вычитаемое) которого подается спектр ГЧМ сигнала с доплеровским параметром  $\alpha_2$ . Разностный сигнал с выхода блока разности поступает через последовательно соединенные второй блок БПФ 20, первый блок ЦАП 21 и далее в аналоговом виде через усилитель мощности 7 на передающую антенну 8.

В то же время, сигнал с параметром  $\alpha_1$  с выхода первого регулируемого цифрового модулятора 26 через последовательно соединенные третий блок БПФ 28, второй блок ЦАП 29 и далее в аналоговом виде через усилитель мощности 30 на вторую передающую антенну 31.

В заданной точке пространства находится приемная антенна 9, на которой сигналы излученные двумя передающими антеннами 8 и 31 синфазно складываются, формируя информационный сигнал, при этом дополнительно наложенный в блоке разности 19 сигнал с параметром  $\alpha_2$  компенсируется, т. е. устраняется операция, осуществляемая в блоке 19. Приемник может быть

выполнен по супергетеродинной схеме на элементах 10, 11, 16 и согласованного фильтра 12, с выхода которого сигнал поступает на решающий блок 13 и далее в необходимом формате потребителю информации 14.

Синхронизация работы всех элементов передающей стороны выполняется командами блока управления 23, который может быть выполнен, например, на основе программируемого процессора, в постоянном запоминающем устройстве которого записаны все возможные синхронизирующие сигналы и параметры управления, а их выбор осуществляется по данным, поступающим с пульта ввода координат абонента 22 и источника информации 1.

Следует отметить, что в других точках пространства формирование информационного сигнала не происходит, т. к. не выполняется условие синфазности, т. о. устройство осуществляет пространственную фокусировку энергии излучателей.

## 7.2. Пространственные фильтры

Разработка систем пространственной фильтрации является одной из важнейших задач проектирования систем обработки информации. При переходе к цифровым методам обработки возникает ряд проблем, основной из которых является огромное количество вычислительных затрат при аппаратурной реализации [36]. Так число элементарных операций типа суммирования или сдвига достигает сотен миллионов, а порою и миллиардов в секунду. Такие скорости находятся на пределе возможностей современной элементной базы, поэтому следует уделять серьезное внимание оптимизации систем обработки. При анализе процесса стремятся к его низкочастотному представлению [37].

В основу пространственно-временной обработки информации, как известно, положена гипотеза, что в дальней зоне (Фраунгофера) фронт сигнала от точечного источника становится плоским, т. е. в момент компенсации задержки  $\tau$  он может быть представлен в виде [33]:

$$y(t, \bar{x}) = S \left( t - \frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C} \right), \quad (1)$$

где  $(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)$  – скалярное произведение векторов  $(\bar{x}, \bar{\zeta}_0) = x_1 \zeta_{10} + x_2 \zeta_{20} + x_3 \zeta_{30}$ ;

$\bar{x}$  – вектор координат;

$\bar{\zeta}_0$  – единичный вектор направления распространения сигнала;

$C$  – скорость распространения энергии в среде.

Действительно, соотношение  $t - \tau + \frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C} = 0$  является нормальным уравнением плоскости в координатном пространстве  $\bar{x} = (x_1, x_2, x_3)$ . Фронт плоской волны по определению перпендикулярен вектору  $\bar{\zeta}_0$ .

Комплексная огибающая принятой реализации описывается выражением [37]:

$$\gamma(t) = y(t, \bar{x}) \cdot \exp\left(j\omega_0\left(t - \left(\frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C}\right)\right)\right). \quad (2)$$

Выполнив преобразование Фурье по пространственным координатам получим

$$\begin{aligned} F_{\bar{x}}\{\gamma(t)\} &= \tilde{y}(\omega) \cdot \exp(j\omega_0 t) \cdot \iiint_{\bar{x}} \exp\left(-j\omega_0 \cdot \left(\frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C}\right)\right) \cdot \exp(j\bar{k}\bar{x}) d\bar{x} = \\ &= (2\pi)^3 \cdot \tilde{y}(\omega) \cdot \exp(j\omega_0 t) \cdot \delta\left(k - \frac{\omega_0}{C} \cdot \bar{\zeta}_0\right), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $F\{\bullet\}$  – оператор преобразования Фурье;

$\bar{k}$  – вектор пространственных частот (волновой вектор).

Анализ выражения (3) показывает, что носители плоских сигналов в переменных  $(\bar{k}, \omega_0)$  расположены на конической поверхности  $C = \left|\frac{\omega_0}{\bar{k}}\right|$ ,

$|\bar{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ , где  $|\bar{k}|$  – волновое число, равное длине волнового вектора,

$|\bar{k}| = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2}$ ,  $\lambda$  – длина волны.

Учитывая дисперсионное соотношение  $\bar{k} = \frac{\omega_0}{C} \cdot \bar{\zeta}_1$ , а так же  $\delta(\alpha t) = \frac{1}{|\alpha|} \cdot \delta(t)$

получаем окончательно

$$F_{\bar{x}}\{\gamma(t)\} = (2\pi)^3 \cdot \tilde{y}(\omega) \cdot \exp(j\omega_0 t) \cdot \frac{C}{|\omega_0|} \delta(\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_0), \quad (7.2.2)$$

где  $\bar{\zeta}_1$  – вектор компенсации при пространственной фильтрации.

При этом  $\delta$ -функция имеет смысл, если  $\bar{\zeta}_1 = \bar{\zeta}_0$ , т.е. вырезается линия, проходящая через начало координат, лежащая на образующей конуса и заданная вектором  $\bar{\zeta}_0$ . Геометрия этих условий представлена на рисунке 42.

Для выделения компонент спектра плоского сигнала необходимо выбрать передаточную характеристику фильтра, равную единице для точек, совпадающих с носителем спектра сигнала и равную нулю во всех остальных случаях. Заметим, что носителем спектра комплексной гармоники

$y(t, \omega_0, \bar{\zeta}_0, \bar{x}) = \exp(-j\omega_0 t) \cdot \exp\left(-j\omega_0 \cdot \frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C}\right)$  в области  $(\bar{k}, \omega_0)$

является точка, полученная пересечением плоскости  $\omega = \omega_0$  и образующей конуса, заданной вектором  $\bar{\zeta}_0$ .

Следует отметить, что пространственные размеры антенны имеют конечные значения, и объем обрабатываемой реализации также ограничен. Данное условие записывается в виде произведения сигнала и пространственно-

временного окна  $W(\bar{x}, t)$ . Осуществляя перебор по волновому вектору  $\bar{k}$  при условии  $\bar{k} = \frac{\omega_0 \bar{\zeta}_1}{C}$ , отклик устройства формирования характеристики направленности (УФХН) на плоский сигнал можно записать:

$$S(t, \bar{\zeta}_1, \bar{\zeta}_0) = F_t^{-1} \left\{ \tilde{y}(\omega) \cdot \exp(j\omega_0 t) \cdot \tilde{W} \left( \frac{\omega_0}{C} (\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_0) \right) \right\}.$$

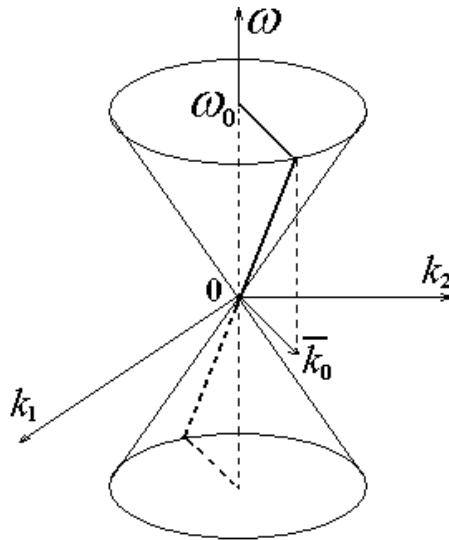


Рис. 42. Носитель плоской волны в частотном пространстве  $(\bar{k}, \omega_0)$

Если положить, что плоский сигнал имеет вид  $\delta$ -функции, то с учетом  $F\{\delta(t)\} = 1$ , отклик устройства формирования характеристики направленности (УФХН) на указанный сигнал будем называть импульсной характеристикой:

$$h(t, \bar{\zeta}_1, \bar{\zeta}_0) = F_t^{-1} \left\{ \tilde{W} \left( \frac{\omega_0}{C} (\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_0) \right) \right\}. \quad (5)$$

Если рассмотреть импульсную характеристику  $h(t, \bar{\zeta}_1, \bar{\zeta}_0)$  в области временных частот, получим (по определению) комплекснозначную передаточную характеристику. Модуль комплекснозначной передаточной характеристики называется характеристикой направленности:

$$G = \left| \tilde{W} \left( \frac{\omega_0}{C} (\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_0) \right) \right|, \quad (6)$$

а квадрат модуля – энергетической диаграммой направленности.

Необходимо отметить, что этот метод диаграммоформирования реализуем при выполнении условия:

$$L < \frac{C}{2\Delta f}, \quad (7)$$

где  $L$  – длина активной части апертуры антенны.



Важнейшим направлением развития систем обработки информации является применение сложных широкополосных сигналов. Как известно, комплексная огибающая имеет смысл лишь для узкополосных сигналов, тем самым, ограничивая область применимости данного метода. Избежать этих ограничений позволяет мультипликативный подход, основой которого служит эквивалентность аддитивных и мультипликативных сигналов  $S_m(t) \leftrightarrow \frac{S(\ln t)}{\sqrt{t}}$  и изоморфизм между аддитивными и мультипликативными

$$\text{преобразованиями } \begin{pmatrix} G \xrightarrow{\exp} \bar{G} \\ \bar{G} \xrightarrow{\ln} G \end{pmatrix}.$$

При мультипликативном подходе, когда  $y_m(t, \bar{x}) = \frac{1}{\sqrt{t}} y(\ln t, \bar{x})$ , плоский сигнал запишется:

$$y_m(t, \bar{x}) = S\left(\ln t - \frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C}\right), \quad (8)$$

а комплексная огибающая, следовательно:

$$\gamma_m(t) = y_m(t, \bar{x}) \cdot \exp\left(j\Omega_0 \cdot \left(\ln t - \left(\frac{(\bar{x}, \bar{\zeta}_0)}{C}\right)\right)\right). \quad (9)$$

Таким образом, выражение (4) примет следующий вид:

$$F_{\bar{x}}\{\gamma_m(t)\} = (2\pi)^3 \cdot \tilde{y}_m(\Omega) \cdot \exp(j\Omega_0 \ln t) \cdot \frac{C}{|\Omega_0|} \delta(\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_0), \quad (10)$$

а выражение для характеристики направленности соответственно:

$$G_m = \left| \tilde{W}_m\left(\frac{\Omega_0}{C}(\bar{\zeta}_1 - \bar{\zeta}_0)\right) \right|. \quad (11)$$

Как уже отмечалось, форма характеристики направленности зависит от эффективной площади апертуры  $A_{\text{эф}}$  и несущей частоты сигнала  $f$ , и для антенны с плоской апертурой коэффициент концентрации определяется формулой [38]:

$$KK(f) \cong \frac{4\pi A_{\text{эф}} f^2}{C^2}. \quad (12)$$

Исходя из этого, в УФХН для частотно модулированных сигналов необходимо включить коммутатор элементов апертуры по закону, компенсирующему изменение текущей частоты сигнала, т. е. при увеличении  $f$ , обеспечивать пропорциональное уменьшение  $A_{\text{эф}}$ .

Мультипликативный подход позволяет эффективно решить задачу формирования характеристики направленности с применением комплексной огибающей, т. е. существенно снизить требуемый объем вычислительных затрат и памяти УФХН.

Задачи пространственной избирательности аналогичны задачам частотной избирательности, поэтому антенны являются пространственными фильтрами. Среди свойств антенн особое внимание уделялось характеристике направленности, как отклику пространственного фильтра. Получение множества таких откликов аналогично в частотной области алгоритму вычисления быстрого преобразования Фурье.

Различают: дискретные, непрерывные и комбинированные, аналоговые и цифровые пространственные фильтры. В данной работе рассматривается одна из реализации цифрового пространственного фильтра частотного типа [41]. Известный [41] метод пространственного фильтра включает следующие основные этапы обработки сигналов:

- с  $N$  элементов антенной решетки сигналы проходят аналого-цифровое преобразование и поступают в  $N$  буферных запоминающих устройств (БЗУ), где происходит накопление  $Q$  отсчетов сигнала на интервале  $T_n$ , при этом емкость БЗУ больше  $Q$ ;
- $Q$  выборок сигнала с  $N$  БЗУ поступают на  $N$  блоков БПФ, на выходе которых формируются частотные спектры по  $QN$  каналам;
- частотные спектры с каждого из  $N$  БПФ поступают на многоканальные БПФ формирования  $N$  частотно-пространственных спектров сигнала.

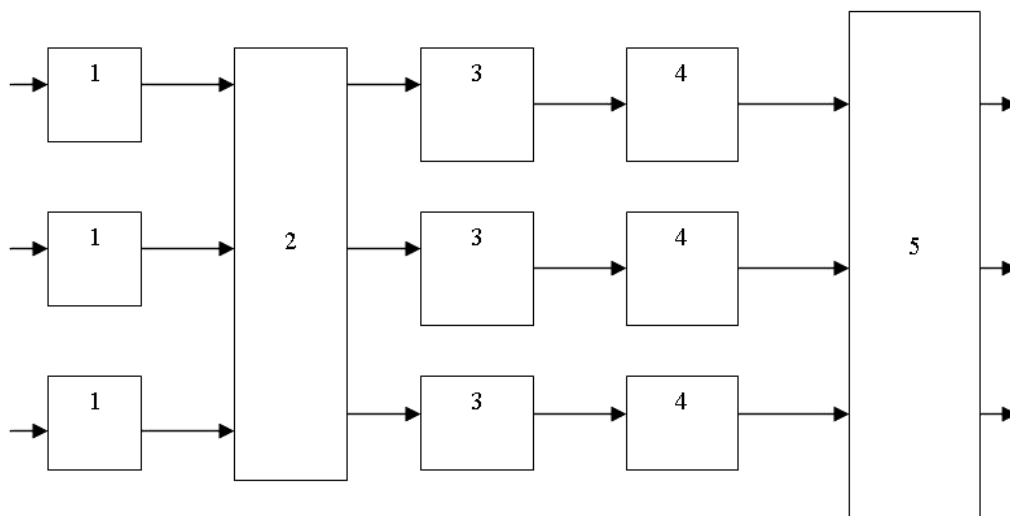


Рис. 43. Цифровой пространственный фильтр, где обозначены:  
 1 – приемники; 2 – многоканальный АЦП; 3 – БЗУ; 4 – вычислитель БПФ;  
 5 – блок управления и формирования характеристики направленности с использованием многоканального БПФ

На рис. 43. и рис. 44. приведены два варианта реализации данного метода. Полученные на выходе устройств частотно-пространственные спектры могут использоваться непосредственно или с переводом их к пространственно-временному виду. В последнем случае требуется дополнительно  $N$  блоков БПФ и  $N$  БЗУ. Недостатком данных технических решений являются сложность конструкции и большой объем вычислительных затрат. В данной работе предлагается использовать свойство комплексной огибающей для повышения

эффективности пространственной фильтрации путем сокращения вычислительных затрат и снижение сложности устройства.

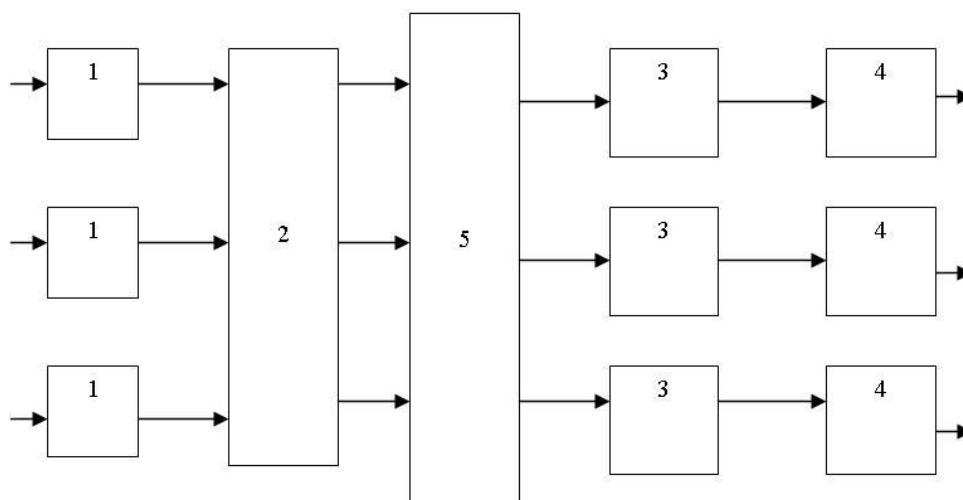


Рис. 44. Цифровой пространственный фильтр, где обозначены: 1– приемники; 2 – многоканальный АЦП; 3 – БЗУ; 4 – вычислитель БПФ; 5 – блок управления и формирования характеристики направленности с использованием многоканального БПФ

Известно, что частота дискретизации входного сигнала должна быть вдвое выше верхней частоты его спектра [39]. В тоже время вся информация о входном сигнале содержится в его комплексной огибающей, наибольшая частота которой значительно меньше несущей частоты. Это позволяет сократить вычислительные затраты. Так, например, алгоритм БПФ требует проведения числа вычислений, пропорционально  $n \cdot \log_2 n$ , где  $n$  – объем выборки [40]. Для оценки  $\eta$  снижения вычислительных затрат воспользуемся

тем, что частота дискретизации уменьшилась в  $\left(\frac{2 \cdot f_0}{w} + 1\right)$  раз [37, 40], тогда выигрыш составит

$$\eta = \frac{\left(\frac{2 \cdot f_0}{w}\right) \log_2 n}{\log_2 \left(\frac{1}{\frac{2 \cdot f_0}{w} + 1}\right) + \log_2 n}, \quad (13)$$

где  $f_0$  – верхняя частота спектра входного сигнала;

$w$  – верхняя частота спектра комплексной огибающей входного сигнала.

Однако известно, что оператор формирования комплексной огибающей в общем случае не коммутирует с оператором задержки, при этом последняя, то есть задержка является основным оператором формирования отклика (характеристики направленности) антенны. Физически это означает, что конечный результат будет разным, если сначала сформировать комплексную огибающую, а затем выполнить операцию его сдвига,

или сначала выполнить операцию его сдвига, а затем сформировать его комплексную огибающую [2]. Это свойство некоммутативности операций формирования комплексной огибающей не позволяло использовать ее для формирования отклика (характеристики направленности) антенны. Поэтому операторы вычисления комплексной огибающей не нашли применение, о чем свидетельствует Самойлов Л. К. в своей монографии [41].

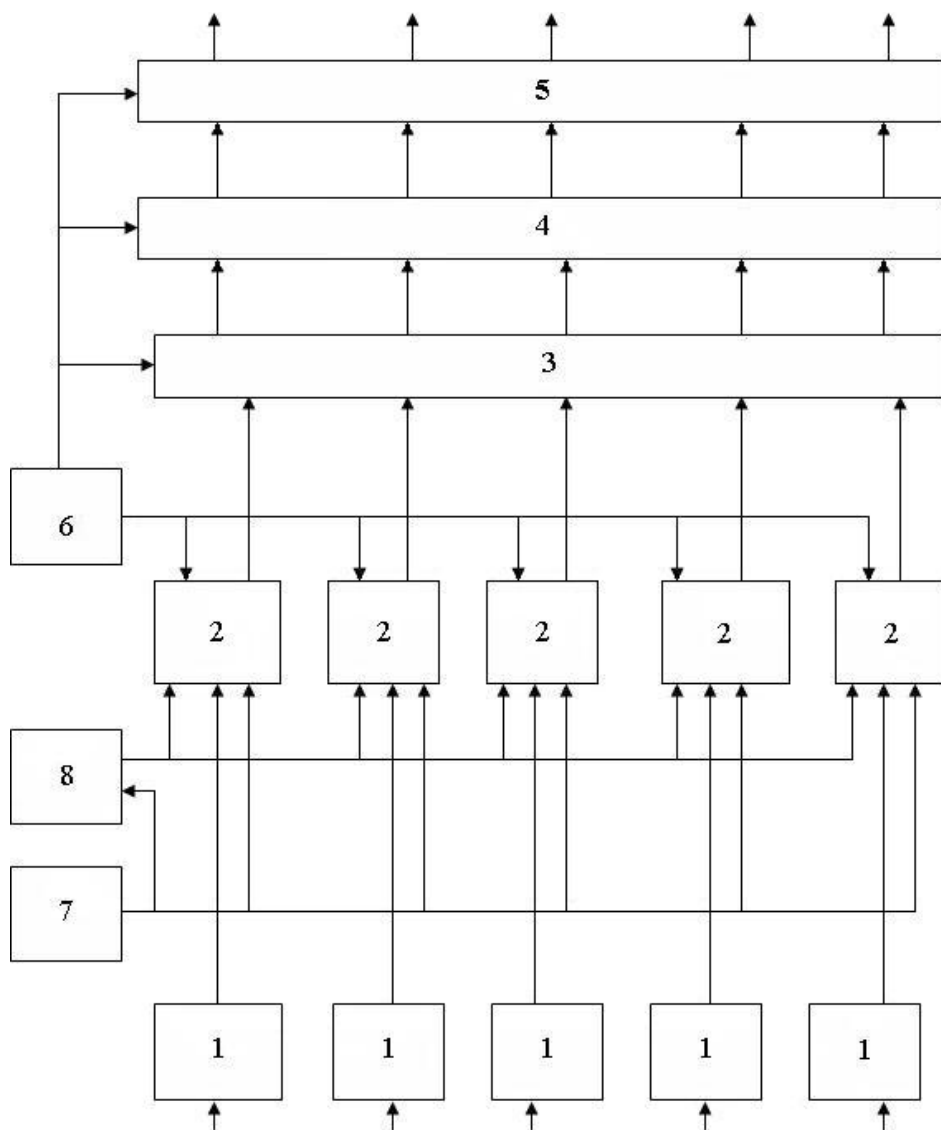


Рис. 45. Устройство цифрового формирования отклика пространственного фильтра

На рис. 45 изображена структурная схема устройства цифрового формирования отклика приемной антенны [42], где обозначены:

- 1 – приемники;
- 2 – комплексные демодуляторы;
- 3 – многоканальный АЦП;
- 4 – многоканальное буферное запоминающее устройство (БЗУ);
- 5 – многоканальный вычислитель БПФ;
- 6 – блок управления;
- 7 – генератор опорных сигналов;
- 8 – фазовращатель.

Применение предлагаемого устройства обеспечивает требуемое для практики сокращение вычислительных затрат (см. формулу (13)) и уменьшение сложности устройства (сокращается количество сложных узлов – вычислителей БПФ). С увеличением частоты несущей относительно ширины полосы спектра принимаемого сигнала эффективность заявляемого устройства увеличивается в соответствии с выражением (13) и составит для:

$f_0 = 3000$  Гц;  $w = 300$  Гц;  $n = 1024$ , получаем  $\eta = 37$ ;

$f_0 = 6000$  Гц;  $w = 300$  Гц;  $n = 1024$ , получаем  $\eta = 88$ ;

$f_0 = 12000$  Гц;  $w = 300$  Гц;  $n = 1024$ , получаем  $\eta = 221$ .

Таким образом, предложенная реализация цифрового метода формирования отклика пространственного фильтра частотного типа позволяет сократить вычислительные затраты. Преимущество такого построения пространственного фильтра особенно проявляются при необходимости наращивания числа пространственных каналов наблюдения, а также при обработке высокочастотных сигналов.

## Заключение

Оптические системы передачи информации являются одним из наиболее перспективных современных направлений в области техники связи. Эти системы вобрали в себя лучшие достижения микроэлектроники, волоконной оптики, интегральной оптоэлектроники, физики и техники полупроводников.

Освоение оптического диапазона связи к настоящему времени в значительной степени определяется развитием оптических систем передачи информации и существенно зависит от уровня и состояния технологии производства оптических и оптико-электронных компонент таких систем.

Это не исключает возможности выдвижения и реализации новых идей в области физики и техники оптических систем передачи информации, основанных на весьма разнообразных свойствах, как оптического излучения, так и применяемых в таких системах оптических материалов, их сложных композиций и структур.

## Литература

1. Анализ опасностей промышленных систем человек-машина-среда и основы защиты: учебное пособие / И. В. Переездчиков. – Москва: КноРус, 2016. – 782 с.
2. Показеев К. В., Чаплина Т. О., Чашечкин Ю. Д. Оптика океана: Учебное пособие. – М.: МАКС Пресс, 2010. – 216с.
3. Хазова Р. А. Расчет параметров магнитного поля энергоанализатора и систем компенсации электронного магнитного спектрометра высокой светосилы: диссертация к.ф.-м.н.: 01.04.01. – Ижевск, 1999. – 107 с.
4. Слюсарев Г. Г. Геометрическая оптика. – М.: Изд-во Акад. наук СССР, 1946 (Л.: Тип. «Печатный двор»). – 332 с.
5. Короленко П. В. Оптика когерентного излучения., учебное пособие. – М.: МГУ им. М. В. Ломоносова, 1997. – 222 с.
6. Афонин И. М. Геометрическое моделирование волновых процессов на поверхности жидкости: диссертация к.т.н.: 05.01.01. – Москва, 1998. – 177 с.
7. Теория волновых процессов. Электромагнитные волны: учебное пособие / Соловьянова И. П., Наймушин М. П. – Екатеринбург: ГОУ ВПО УГТУ – УПИ, 2005. – 131 с.
8. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике. Том 3. Излучение. Волны. Кванты / под ред. Я. А. Смородинского. – М.: Мир, 1965. – 234 с.
9. Хахалин А. А. Разработка алгоритмов оптимизации оптических систем с градиентными средами на основе анализа их компенсационных свойств: диссертация к.т.н.: 01.04.05. – Новосибирск, 2003. – 156 с.
10. Дмитриев А. Л. Оптические системы передачи информации: учебное пособие. – СПб: СПбГУИТМО, 2007. – 96 с.
11. Путилов К. А., Фабрикант В. А. Курс физики Том III. Оптика, атомная физика, ядерная физика. – Москва, 1963. – 634 с.
12. Павликов С. Н., Убанкин Е. И., Веселова С. С. Метод формирования отклика антенны // Научно-технические технологии в космических исследованиях Земли. – № 3. – С. 8–11.
13. Радиооптические методы и устройства обработки сигналов: учебник для вузов / под общ. ред. Ю. Б. Нечаева. – Воронеж: Воронежский гос. ун-т, 2006. – 192 с.
14. Теория электрической связи: учебник для вузов / А. Г. Зюко, Д. Д. Кловский, В. И. Коржик, М. В. Назаров; под ред. Д. Д. Кловского. – М.: Радио и связь, 1999. – 432 с.
15. Величко М. А., Наний О. Е., Сусьян А. А. Новые форматы модуляции в оптических системах связи // LIGHTWAVE Russian Edition. – № 4. – 2005. – С. 21–30.
16. Бриллюэн Л. Научная неопределенность и информация. – М.:Мир, 1966.
17. Козанне А., Флере Ж., Мэтр Г., Руссо М. Оптика и связь. – М.: Мир. – 1984.

18. Евтихийев Н. Н., Евтихиева О. А., Компанец И. Н. и др. Информационная оптика. – М.: Изд-во МЭИ, 2000.
19. Основы волоконно-оптической связи / под ред. Е. М. Дианова. – М.: Сов. радио, 1980.
20. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. – М.: Мир, 1984.
21. Волоконно-оптическая связь / под ред. М. Хауэса, Д. Моргана. – М.: Радио и Связь, 1982.
22. Физика полупроводниковых лазеров / под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1989.
23. Гауэр Дж. Оптические системы связи. – М.: Радио и связь, 1989.
24. Карапетьян Г. Я. Исследования однонаправленных и слабоаподизованных встречно-штыревых преобразователей поверхностных акустических волн и разработка устройств частотной селекции на их основе: диссертация к.т.н.: 05.27.01. – Великий Новгород, 2011. – 159 с.
25. Глушанин С. В., Тополов В. Ю., Панич А. Е. Приборы и компоненты акустоэлектроники. Методы возбуждения и приема поверхностных акустических волн. Встречно-штыревой преобразователь. – Ростов-н/Д: Ростовский гос. ун-т., 2006. – 22 с.
26. Большая Российская энциклопедия. Т. 1. – М.: 2005. – 768 с.
27. Чигринцев В. А. Комбинированная обработка шумоподобных сигналов в сверхширокополосных каналах связи: диссертация к.т.н. 05.12.00. – Томск, 2004. – 253 с.
28. Дисперсионный фильтр. Технический словарь. Т. VI. – Режим доступа: <http://ai08.org>
29. Дмитриев В. Ф. Устройства интегральной электроники: Акустоэлектроника. Основы теории, расчета и проектирования: учеб. пособие. – СПб.: ГУАП, 2006. – 169 с.
30. Павликов С. Н., Убанкин Е. И., Веселова С. С. Метод передачи информации // Научно-технические исследования в космических исследованиях Земли. – № 1. – 2013. – С. 30–32.
31. Рихачек А. В. Сигналы, допустимые с точки зрения доплеровского эффекта // ТИИЭР. – 1966. – Т. 54. – № 6.
32. Убанкин Е. И., Павликов С. Н. Оптимизация широкополосных сигналов. – Владивосток: ДВМГА, 1998.
33. Сапрыкин В. А., Рокотов С. П. Теория гидроакустики и цифровая обработка сигналов, 2 часть. – Л.: ВВМУРЭ, 1991. – 416 с.
34. Сиберт У. М. Цепи, сигналы, системы, 2 часть. – М.: Мир, 1988. – 360 с.
35. Свидетельство на полезную модель 15062, Россия. Устройство передачи и приема информации / Павликов С. Н., Убанкин Е. И., Богданов В. С., Коленченко И. А. // Бюл. изобр. – № 25. – 2000.
36. Павликов С. Н., Убанкин Е. И. Пространственные фильтры // Сборник научных трудов SWorld. – Вып. 3. – Т. 10. – Одесса, 2013. – 97 с.
37. Найт У. С., Придэм Р. Г., Кей С. М. Цифровая обработка сигналов в гидролокационных системах // ТИИЭР. – Т. 65. – № 11. – 1977.



38. Бурдик В. С. Анализ гидроакустических систем. – Л.: Судостроение, 1988. – 392 с.
39. Котельников В. А. О пропускной способности «эфира» и проволоки в электросвязи // Материалы по радиосвязи к I Всесоюзному съезду по вопросам технической реконструкции связи. Всесоюзный энергетический комитет. –1933.
40. Гольд Б., Рейдер Ч. Цифровая обработка сигналов / под ред. А. М. Трахтмана. – М.: Сов. Радио, 1973. – 204 с.
41. Самойлов Л. К. Электронное управление характеристиками направленности антенн. – Л.: Судостроение, 1987. – 280 с.
42. Свидетельство на полезную модель 14677, Россия. Устройство цифрового формирования отклика приемной антенны / Павликов С. Н., Убанкин Е. И., Богданов В. С., Коленченко И. А. // Бюл. изобр. – № 22. – 2000.

*Научное издание*

Сапрыкин Вячеслав Алексеевич  
Солодков Олег Владимирович  
Павликов Сергей Николаевич  
Убанкин Евгений Иванович

**ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ  
В ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ**

Монография

Технический редактор О. Г. Сикорская

Печатается с готового оригинал-макета,  
подготовленного автором.

4,27 уч.-изд. л. Формат 60 × 84 1/16  
Тираж 25 экз. Заказ № 035

Отпечатано в типографии ИПК МГУ им. адм. Г. И. Невельского  
690059, Владивосток, ул. Верхнепортовая, 50а